

修士論文

GRAMS 実験のための地上プロトタイプ液体 ArTPC の製作と
宇宙線粒子反粒子識別能力の検証

2023/02/26

早稲田大学 先進理工学研究科 物理学及応用物理学専攻
寄田浩平研究室

5321A029-0 櫻井真由

概要

GRAMS 実験は MeV ガンマ線の観測と宇宙反粒子探索の 2 つを目的とした日米協力実験である。気球搭載型液体 ArTPC を用いて南極での長期間フライトを目指す。液体 ArTPC は荷電粒子が入射した際の電離電子で XY 方向の位置を、シンチレーション光と電離電子の時間差で Z 方向の位置を決定することで 3 次元の飛跡再構成が可能であり、さらにエネルギー損失を測定することができ、完全な飛跡検出器かつカロリメータとして機能する。GRAMS 実験では反粒子が液体アルゴン原子に捕獲され脱励起後に核子と対消滅して複数のハドロンを放出する原子核捕獲事象の有無で粒子反粒子の識別を行うが、液体アルゴン中での原子核捕獲事象を用いた粒子反粒子識別の検証は未だ行われていないため、粒子反粒子識別の原理検証が必要である。そのため今後、反陽子ビームを用いた原子核捕獲事象の観測を行う予定である。また、ビーム試験の前に最初に地上で出来る粒子識別試験として液体 ArTPC 中で μ 粒子が停止する事象を用いた μ^-/μ^+ 粒子識別試験を行った。液体アルゴン中で停止する μ 粒子の反応は μ^-/μ^+ 粒子の両方で起こる Michel electron を伴って崩壊する事象(崩壊事象)と μ^- 粒子のみで起こるアルゴン原子核に捕獲され核子と逆 β 崩壊をする事象(捕獲事象)がある。崩壊事象と捕獲事象は Michel electron の有無を飛跡によって判断することで識別が可能であり、これは GRAMS 実験における粒子反粒子識別にあたる。本論文ではこの μ^-/μ^+ 粒子識別試験を行うための地上プロトタイプ液体 ArTPC を作製し、粒子反粒子識別能力の評価を行った結果について報告する。

始めに 30 cm 角の地上プロトタイプ液体 ArTPC を設計・製作を行った。作製した液体 ArTPC は Cathode, Side Plate, Anode の 3 種類の PCB 基板と Grid で構成されており、Cathode と Grid に電圧をかけて Side Plate の電極を抵抗チップで抵抗分割することにより一様な電場を構成する。Anode は 5mm 角の pad が 60 個 \times 60 個並んでおり、これらの pad を裏表でジグザグに配線することで 2 次元の読み出しを可能にした。その後、作製した液体 ArTPC と光検出器として PMT 1 本を用いて宇宙線 μ 粒子の観測を行った。

次に観測したデータで解析によるノイズの除去、ゲインの較正、純度算出等の液体 ArTPC の較正を行った。ノイズの除去を行うことで宇宙線 μ 粒子の飛跡の観測に成功し、液体 ArTPC 中で停止する μ 粒子の観測にも成功した。さらに、ノイズ対策と解析によるノイズの除去を行うことで、およそエレクトロニクスの性能限界までノイズを軽減することができた。

また、飛跡を用いた崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比の算出を行い、 μ^-/μ^+ 識別能力の検証を行った。今回は eye scan でイベントごとの識別を行った。70,207 event の eye scan を行った結果、243 event の崩壊事象と 169 event の捕獲事象を観測し、崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比は $1:0.69 \pm 0.07$ と求めた。光信号解析から算出したイベント数の比と比較し、無矛盾な結果であることから飛跡による μ^-/μ^+ 粒子識別を行うことができたと考えられる。

目次

1	暗黒物質	1
1.1	暗黒物質探索	1
1.2	宇宙反粒子を用いた暗黒物質間接探索	2
1.2.1	宇宙反粒子の起源	2
1.2.2	宇宙反重陽子の予測 Flux	2
1.2.3	宇宙反粒子探索実験	4
2	GRAMS 実験	8
2.1	物理目標	8
2.1.1	MeV ガンマ線の観測	8
2.1.2	宇宙反粒子探索	9
2.2	液体アルゴン検出器	9
2.2.1	液体アルゴンの性質	9
2.2.2	液体 ArTPC 検出器	11
2.2.3	GRAMS 検出器の概要	12
2.3	粒子識別方法	13
2.3.1	粒子反粒子識別	14
2.3.2	核子数の異なる粒子の粒子識別	15
2.4	GRAMS 実験の反重陽子の検出効率	16
2.5	粒子識別能力の検証計画	18
2.5.1	μ^-/μ^+ 粒子識別試験	18
2.5.2	反陽子ビームを用いた粒子識別能力の検証	19
2.6	本研究の内容	19
3	地上プロトタイプ液体 ArTPC の設計・製作	20
3.1	液体 ArTPC の概要	20
3.2	液体 ArTPC 用 PCB 基板の設計と製作	20
3.2.1	信号読み出し基板	21
3.2.2	電場形成	22
3.3	液体 ArTPC 用補強パーツの設計	25
3.4	液体 ArTPC の組み立て	26
4	μ^-/μ^+ 粒子識別試験	30
4.1	μ^-/μ^+ 粒子識別試験の概要	30
4.2	μ^-/μ^+ 粒子識別試験セットアップ	30
4.2.1	液体アルゴンテストスタンド [37]	30
4.2.2	光検出器	31
4.2.3	検出器の設置	33
4.2.4	電圧源と放電対策	33
4.2.5	DAQ システム	34
4.2.6	ノイズ対策	36
4.3	データの取得	38

5	液体 ArTPC の較正	39
5.1	ノイズの除去	39
5.2	観測したイベント例	42
5.3	飛跡再構成アルゴリズム	43
5.4	各 ch のゲイン較正	46
5.5	液体アルゴン純度	47
5.6	飛跡シミュレーションの構築	47
5.6.1	ノイズの再現	48
5.6.2	Geant4 シミュレーションを用いた飛跡シミュレーション	49
5.7	まとめと考察	51
5.7.1	本章のまとめ	51
5.7.2	ノイズレベル	51
5.7.3	電荷量の補正	53
6	μ^-/μ^+ 粒子識別能力の検証	55
6.1	飛跡による崩壊事象と捕獲事象の識別	55
6.1.1	シミュレーションデータを用いた eye scan の検証	55
6.1.2	eye scan による停止事象の識別	56
6.2	光信号解析による崩壊事象と捕獲事象のイベント数の算出	57
6.3	識別能力の評価	59
6.4	まとめと考察	59
6.4.1	本章のまとめ	59
6.4.2	eye scan の飛跡による識別の評価	59
6.5	今後の課題	61
6.5.1	Geant4 シミュレーションを用いた rate の算出	61
6.5.2	飛跡の停止点の決定手法	62
7	まとめと今後の展望	65
7.1	各章のまとめ	65
7.2	今後の展望	65
7.2.1	加速器ビームを用いた原子核捕獲事象の観測	65
A	ガスアルゴン中でのアルファ線信号の確認	67
B	電場異なるシミュレーションデータに対する純度の算出	71
	謝辞	73
	参考文献	74

1 暗黒物質

本章では本実験グループ (GRAMS 実験) が行っている暗黒物質間接探索のための宇宙反粒子探索, 特に反重陽子探索について, 予測される Flux と探索の現状についての概要を述べる。

1.1 暗黒物質探索

暗黒物質は 1933 年に F.Zwicky が銀河団にビリアル定理を適用し、光学観測による質量よりも大きな質量が存在することから、光学的に観測されない質量や重力を及ぼす物質として初めてその存在が提唱された。その後銀河の回転曲線 [1] や重力レンズ効果 [2] などの宇宙観測による間接的な存在証拠が示されている。また 2018 年に天文衛星 Planck が行った宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の観測 [3] では宇宙全体のエネルギー密度のうち暗黒物質がおおよそ 23% を占めるという結果が得られている。暗黒物質は宇宙のビッグバン直後から存在したと考えられ、宇宙の成長について知る上で重要な手がかりとなる。しかし暗黒物質は未だ発見されておらず、その性質等は分かっていない。暗黒物質の探索手法は、暗黒物質自身と物質を相互作用させることで探索する直接探索 (Direct Search)、標準模型粒子同士を衝突させることで暗黒物質を生成して観測を目指す加速器実験 (Collider)、暗黒物質同士の対消滅や崩壊後の生成粒子を観測する間接探索 (Indirect Search) の 3 種類に分けられる。これらは図 1.1 からわかるように一つのダイアグラムを異なる方向から見ている。

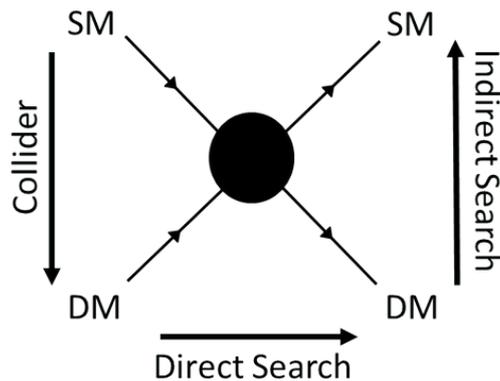


図 1.1: 暗黒物質の 3 つの探索手法

加速器実験では探索可能な質量は加速器の性能によって制限されるが、発見時にはその性質を精密に測定することができる。直接探索は暗黒物質と標的を相互作用させることによって検出する方法である。暗黒物質の質量が小さい場合には散乱エネルギーが小さく検出が困難になるが、広い範囲の質量の暗黒物質の探索が可能である。間接探索では暗黒物質の質量を決定することは困難であるが、暗黒物質の対消滅や崩壊後の標準模型内の粒子を観測するため検出器と観測標的との反応は理解できる。正確な Flux 測定に成功すれば暗黒物質のモデルに制限を加えることも出来ると考えられる。これらの手法は相補的であり、それぞれの方法で相互に検証することで暗黒物質の検証や性質の解明を行うことができると期待される。GRAMS 実験は暗黒物質の宇宙反粒子を用いた間接探索実験であり、次節ではこれについて述べる。

1.2 宇宙反粒子を用いた暗黒物質間接探索

1.2.1 宇宙反粒子の起源

宇宙からは多くの粒子が降り注いでおり、その中には反陽子や陽電子などの反粒子も含まれる。反粒子は陽子やヘリウムなどの一次宇宙線が銀河内を伝搬する際に宇宙に存在する星間ガスとの衝突で二次的に生成されると考えられている。宇宙線反粒子は生成された後、銀河内あるいは太陽圏を伝播し地球に到達するまでに様々な物理現象の影響を受ける。そのため宇宙線の伝播モデル、太陽変調を理解する上でも、非常に重要な宇宙線の基礎データとなる。また、暗黒物質の対消滅や崩壊で反粒子が生成される可能性も示唆されており、二次的に生成される反粒子は衝突の運動学的な理由で低エネルギー側の生成は制限される一方で、一次的に生成される反粒子は運動学的な制限を受けないため二次的な反粒子と区別できる可能性がある。

既に陽電子や反陽子の反粒子については様々な実験で観測されているが、陽電子や反陽子は暗黒物質起因の予測 Flux に対し二次的な宇宙反粒子の Flux の方が大きいため、暗黒物質起因と二次的な宇宙反粒子の区別が難しい [5]。そこで現在、暗黒物質起因の予測 Flux に対し二次的な宇宙反粒子の Flux の方が小さい反重陽子探索が着目されている。

1.2.2 宇宙反重陽子の予測 Flux

反重陽子は電荷が $-1e$ の反陽子と反中性子の束縛状態の粒子である。反重陽子は 1965 年に加速器実験で初めて観測されたが [4]、宇宙反重陽子の観測はいまだ行われていない。一次起源と二次起源の反重陽子のスペクトラムはそれぞれ以下の式で求められている。

- 二次起源 [5]

二次起源の反重陽子の生成数は以下の式で表される。天の川銀河の位置 \vec{r} における反重陽子の生成数 Q_{sec} は

$$Q_{\bar{N}}^{sec}(\vec{r}, T) = \sum_{i \in \{p, He, \bar{p}\}} \sum_{j \in \{H, He\}} 4\pi n_j(\vec{r}) \int_{T_{min(i,j)}}^{\infty} dT_i \frac{d\sigma_{i,j}(T_i, T_{\bar{d}})}{dT_{\bar{d}}} \Phi_i(\vec{r}, E_i) \quad (1.1)$$

ここで $\Phi_i(\vec{r}, T_i)$ は各宇宙線粒子種 i の Flux を表しており、かなり高い精度で求められている。また、 j は星間物質 (ISM) の成分を表し、中心から半径 20 kpc、厚さ 100 pc の銀河円盤上に一様に分布していると仮定している。 $\frac{d\sigma_{i,j}(T_i, T_{\bar{d}})}{dT_{\bar{d}}}$ は、核子あたりの運動エネルギー T_i を持つ宇宙線粒子 i と ISM 成分 j が衝突し、核子あたりの運動エネルギー $T_{\bar{d}}$ の反重陽子を生成する微分断面積を表す。

上記の式で定義される二次反陽子源スペクトル $Q^{sec}(T_{\bar{d}})$ について $pp, pHe, Hep, \bar{p}p, \bar{p}He$ の 5 種類の粒子間の寄与を以下の図 1.2 に示した。 $T_{\bar{d}} \geq 1 \text{ GeV}/n$ で寄与が大きいのは pp 衝突における反重陽子生成であり、これは入射陽子が反重陽子を生成するのに必要な運動エネルギーが $T_{\bar{p}}^{thres} = 16m_p$ と大きいためである。一方、反陽子と星間物質との相互作用については、最終的に 2 つのバリオンが追加されるだけなので、反重陽子生成の閾値は $T_{\bar{p}}^{thres} = 6m_p$ であり、宇宙反重陽子の探索に関連する低エネルギー領域では、 $\bar{p}p$ チャンネルでの生成断面積は pp チャンネルよりも大きい、反重陽子の探索に関連する低エネルギー領域では生成は抑制される。

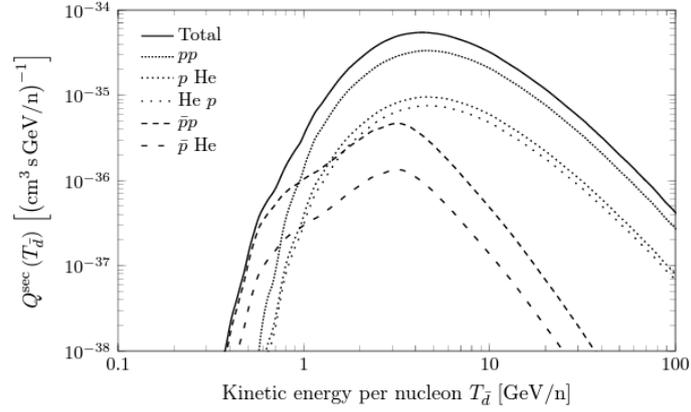


図 1.2: 二次的な宇宙反重陽子のスペクトラム [5]

- 一次起源 [6]

一次的な反重陽子の起源としては超新星爆発や primordial black hole (PBH), 暗黒物質の対消滅や崩壊によるものが提唱されている。ここでは特に暗黒物質に着目する。暗黒物質由来の反重陽子の生成数は暗黒物質の対消滅・崩壊でそれぞれ以下の式で表される。

$$Q_N^{DM,ann}(\vec{r}, E) = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho(\vec{r})}{m_{DM}} \right)^2 \sum_f \langle \sigma \mu \rangle \frac{dN_f^{\bar{N}}}{dE} \quad (1.2)$$

$$Q_N^{DM,dec}(\vec{r}, E) = \frac{\rho(\vec{r})}{m_{DM}} \sum_f \Gamma_f \frac{dN_d^{\bar{N}}}{dE} \quad (1.3)$$

ここで f は対消滅・崩壊のチャンネルを表し, $\langle \sigma \nu \rangle_f, \Gamma_f$ はそれぞれ f のチャンネルにおける対消滅断面積, 崩壊率を表す。ここでは反重陽子について求める。また τ_{DM} は暗黒物質の寿命, $dN_f^{\bar{N}}/dE_d$ は反重陽子のスペクトラム, $\rho(\vec{r})$ は位置 \vec{r} における暗黒物質密度, m_{DM} は暗黒物質質量である。

暗黒物質の候補はニュートラリーノやスニュートリノなど様々な候補が考えられているが, ここでは暗黒物質消滅の過程で生成される最終状態の粒子と, それに伴うエネルギースペクトルを仮定することでスペクトラムが求められる。

これらの一次起源・二次起源の反重陽子の Flux は以上で求められたスペクトラムに対して伝搬過程を考慮して求められる。反重陽子は合体後、銀河磁場、プラズマ電流、星間媒体を伝播して太陽系に到達する。その後、太陽磁場、太陽風や地球の地磁気の影響を受けて検出器に到達する。伝搬過程は、10 GeV 以上のエネルギーでの寄与が大きい拡散と、それより低いエネルギーで寄与が大きい対流によって以下のようにモデル化される。

$$\vec{\nabla} \cdot \left\{ -K \vec{\nabla} N + \vec{V}_c N \right\} + \frac{\partial}{\partial E} \left\{ f_o N - s_o \frac{\partial N}{\partial E} \right\} = q_{src}(\vec{r}, E) - \Gamma_{dst} N \quad (1.4)$$

左辺は拡散 (K) と対流 (V_c), および一次・二次のエネルギー輸送 (f_o, s_o) を表す。拡散効果 K は位置 \vec{r} とエネルギー E に依存し, 以下の式で表される。

$$K(\vec{r}, E) = \beta K_0 \left(\frac{R}{1GV} \right)^\delta \quad (1.5)$$

ここで K_0, δ は定数のパラメータであり宇宙線観測から決められている。 β は宇宙線の速度, $R = pc/(Ze)$ は Rigidity である。また, 反粒子はプラズマの対流によって流され, 銀河系円盤に対し上下に速度 V_c でドリフトする。そこで星間物質粒子とのクーロン相互作用や電離によるエネルギー損失, 対流風による断熱損失, 銀河磁場との相互作用による再加速によってエネルギー輸送が起こる。

右辺の $q_{src}(\vec{r}, E)$ は生成項であり, 上記で示した一次起源や二次起源のものの特ラムである。また反粒子は伝搬中に星間物質と対消滅する可能性もある。 Γ_{dst} は星間物質 (ISM) との対消滅を表し, 反重陽子の場合は以下の式で表される。

$$\Gamma_{dst}^{\bar{d}} = \left(n_H + 4^{2/3} n_{He} \right) v_{\bar{d}} \sigma_{ine} (\bar{d}p \rightarrow X) \quad (1.6)$$

星間物質の水素とヘリウムの密度は $n_H = 0.9 \text{ cm}^{-3}$ と $n_{He} = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ とし, $v_{\bar{d}}$ は反重陽子の速度, 断面積 σ_{ine} は星間物質と反重陽子の非弾性相互作用の断面積 [7] である。

これらの伝搬過程のモデルを考慮して求めた反重陽子の予測される Flux を図 1.3 に示す。左図は暗黒物質の生成先が異なる場合の反重陽子の予測 Flux を, 右図の実線は異なる質量の暗黒物質由来の反重陽子の予測 Flux を表す。

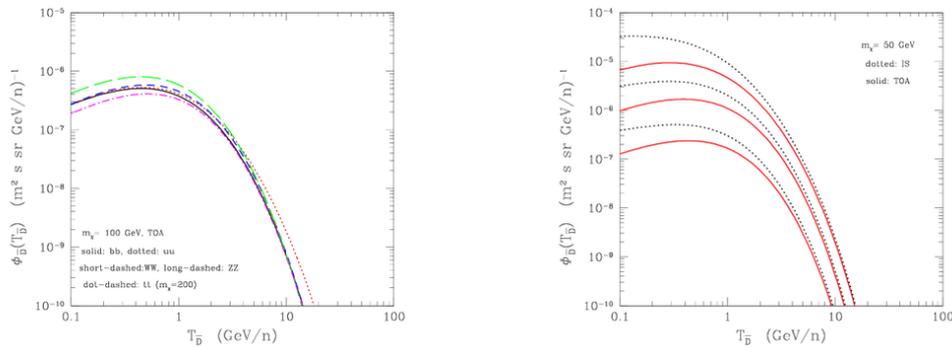


図 1.3: 反重陽子の予測 Flux(左: 生成先による違い, 右: 質量による違い)[6]

Flux は暗黒物質の質量や生成される最終状態の粒子によって異なるが, 反重陽子では低エネルギー側において一次起源の予測 Flux が二次起源の予測 Flux よりも大きいことから 1 イベントでも観測すれば新しい物理現象の証拠となる。

1.2.3 宇宙反粒子探索実験

宇宙反粒子の Flux は極めて小さく, また地球の地表に到達する前に大気と衝突して対消滅してしまう。そのため宇宙反粒子探索では, 大きなアクセプタンスを持つ測定器を使用して大気のない高度で長時間の観測を行う必要がある。既にいくつかの実験で気球や衛星を用いた反粒子の観測が行われている。

- BESS-Polar 実験 [8]

BESS-Polar 実験は超伝導磁石を搭載した円筒形の検出器を使用した気球実験で 2004 年と 2007 年から 2008 年にかけて合計 30 日以上南極でのフライトを行っている。検出器は内部飛跡検出器, ソレノイドコイル, エアロゲルチェレンコフカウンター, TOF シンチレータで構成されている。以下に検出器の概略図を示す。

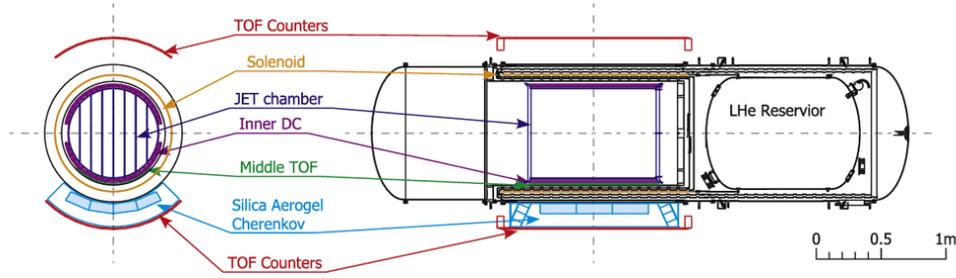


図 1.4: BESS-Polar 実験検出器概略図 [8]

上部と下部の TOF シンチレータで粒子の速度の測定を行い、上部と下部の TOF シンチレータと JET チェンバーでエネルギー損失の測定を行う。それに加え、ソレノイドコイルに囲まれた内部飛跡検出器で Rigidity を測定し粒子質量を求めることで、粒子識別を行うことが可能である。また ACC カウンターにより e, π, μ 等のバックグラウンドを除去することができる。

BESS-Polar 実験では約 30 日間の観測で反陽子の Flux 測定に成功した。また、反重陽子は観測されなかったが現状で 1997 年から 2000 年までで観測したデータを用いて反重陽子 Flux の上限値の算出を行っている。以下の図に BESS 実験で測定した反陽子 Flux と反重陽子の上限値を示す。

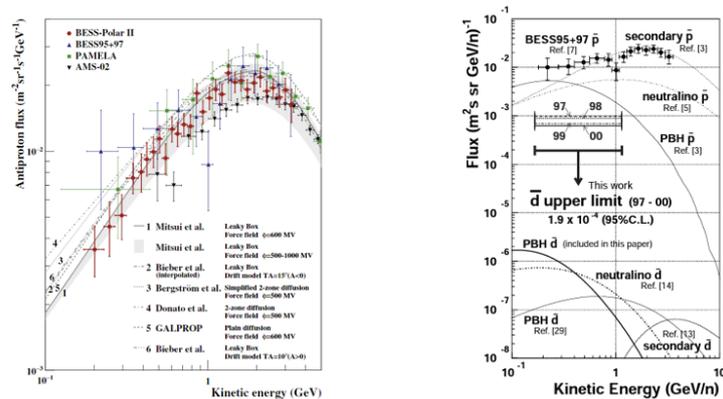


図 1.5: BESS 実験で測定した反陽子 Flux(左)[9] と反重陽子の上限値(右)[10]

- AMS-02 実験 [11]

The Alpha Magnetic Spectrometer(AMS-02) 実験は暗黒物質、反物質、宇宙線の起源を精密に測定することを目的とした、2011 年から国際宇宙ステーション (ISS) に設置されている汎用高エネルギー粒子物理学検出器である。検出器の概略図を以下に示す。

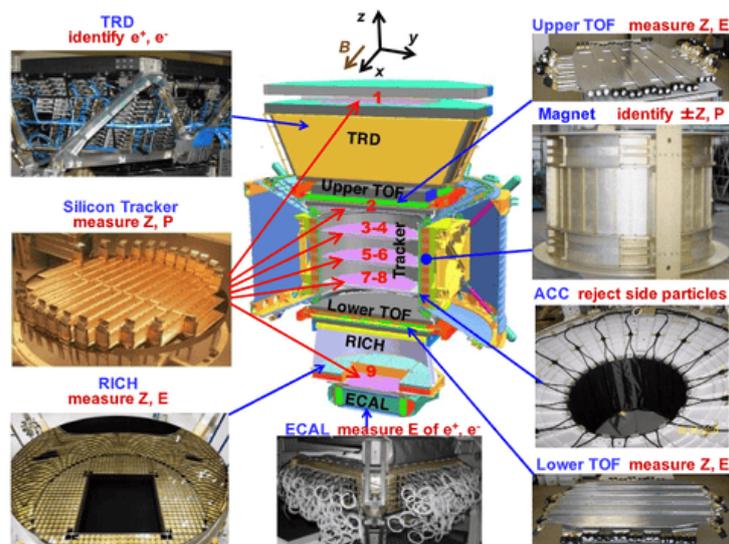


図 1.6: AMS-02 検出器の概略図 [11]

図 1.6 から分かるように、AMS 検出器は永久磁石と、粒子の速度、運動量、電荷、Rigidity を測定する粒子検出器で構成されている。磁場による曲率、ToF による速度、チェレンコフ光、カロリメーターによる dE/dX 等の多くの入射粒子の物理情報を測定して粒子識別を実現する検出器である。このように完璧な粒子検出器を現在も運用中であるが、すでに多くの宇宙線スペクトラムの測定を行っている。また反陽子観測においては二次起源の予測される Flux を考慮した上で、暗黒物質起因の反陽子の観測の可能性を示唆している。以下に AMS-02 が測定した反陽子の Flux を示す。

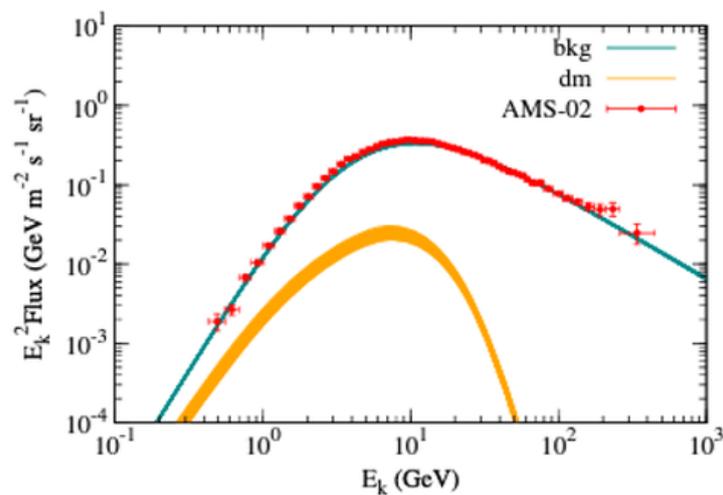


図 1.7: AMS-02 によって観測された反陽子 Flux[12]

AMS-02 実験で測定した反陽子 Flux で最も支持されているのは 20 から 80 GeV で、所対消滅断面積は $b\bar{b}$ チャンネルで $(0.2 - 5) \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ である。ただし、暗黒物質起因と特定するためには今後さらに検証が必要である。

- GAPS 実験 [13]
General Antiparticle Spectrometer(GAPS) は低エネルギー領域での反陽子・反重陽子観測を

目指す気球実験である。上記でも述べたように従来の粒子識別方法では磁石を用いて電荷の識別を行っていたが、磁石を使用しないで粒子が検出器に届くまでの物質量を減らすことでより低エネルギー側の宇宙反粒子への感度をあげる。以下の図 1.8 に検出器の概略図を示す。

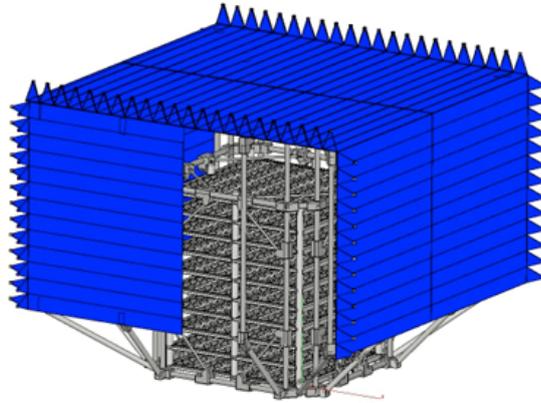


図 1.8: GAPS 検出器概略図 [13]

TOF 検出器で入射した低エネルギー粒子の速度を測定する。その後負電荷である反粒子は、Si 検出器または Al フレームの原子核に捕捉され、励起状態のエキゾチック原子を形成する。このエキゾチック原子は、反粒子が素早く脱励起することによって特徴的なエネルギーの X 線を放出し、標的原子核上で対消滅してパイ中間子とバリオンのシャワーを発生させる。X 線のエネルギー、生成されたハドロンの数、エネルギー損失、停止点までの距離を測定することで、反重陽子とその主要なバックグラウンドである反陽子を識別することができる。以下に南極での長期フライトを実施した場合の GAPS 実験の予測感度を示す。

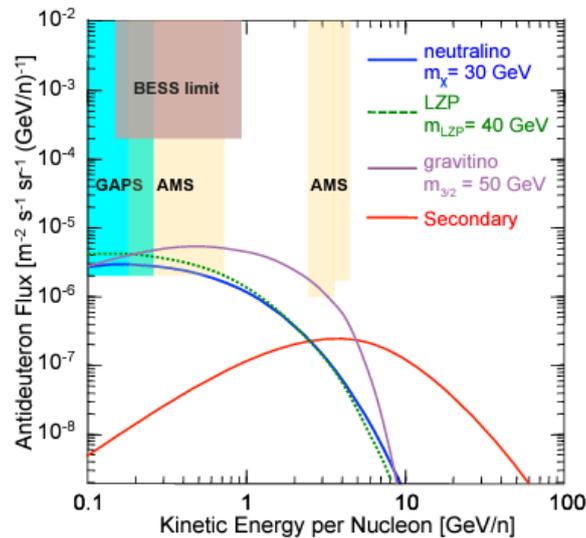


図 1.9: GAPS 実験の予測感度 [13]

GAPS 実験の検出技術は反陽子ビーム試験で検証され [14], 2012 年 6 月にはプロトタイプ検出器の気球実験 (pGAPS)[15] に成功しており、近いうちに南極での長期フライトを計画している。

2 GRAMS 実験

GRAMS 実験 (Gamma-Ray And AntiMatter Survey)[16] は液体 ArTPC を用いた気球実験で、南極で長期周回気球を用いたフライトを目指し、将来的には衛星での実験を目指す。宇宙反粒子探索と MeV ガンマ線の観測の 2 つの物理目標があり、同じ検出器を使用して実験が可能である。現在、東京大学や早稲田大学、Northeastan 大学をはじめとした日米の研究機関が共同でプロジェクトを進めている。早稲田大学では特に宇宙反粒子探索に焦点を当てて研究を行っている。本章では GRAMS 実験の概要と宇宙反粒子探索における信号事象の識別方法について述べる。

2.1 物理目標

GRAMS 実験における物理目標は MeV ガンマ線の観測と暗黒物質間接探索のための宇宙反粒子探索の 2 つである。それぞれの概要と GRAMS 実験における目標について以下で述べる。

2.1.1 MeV ガンマ線の観測

MeV ガンマ線の観測は重元素合成のプロセスやガンマ線バーストの機構解明、暗黒物質探索等が行え、マルチメッセンジャー天文学の重要性が強調されるようになってきている。しかし MeV ガンマ線の観測はほかのエネルギー領域のガンマ線と比較して探索が進んでいない。以下の図 2.1 にガンマ線探索の現状と GRAMS 実験の予測到達感度を示す。

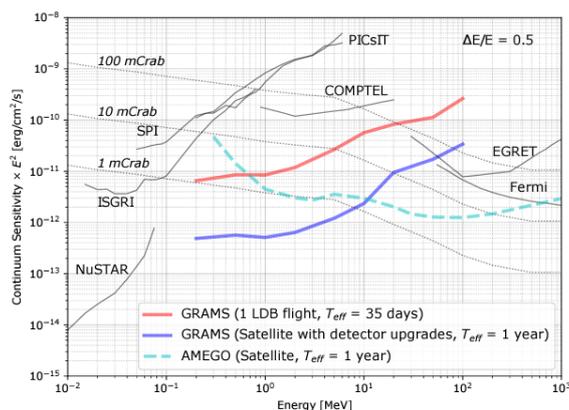


図 2.1: ガンマ線の観測の現状と GRAMS 実験の予測到達感度 [16]

MeV 領域で探索が進んでいない理由としては MeV ガンマ線は大気を透過することができないため、気球や衛星を用いた大気外での観測が必要であることや、主要な反応がコンプトン散乱のためガンマ線の到来方向の特定が難しい、宇宙全体のガンマ線、宇宙線と筐体との相互作用や地球大気からのガンマ線など雑音が多い等があげられる。そのため、バックグラウンドの除去能力・ガンマ線到来方向の分解能・有効面積を向上させたコンプトンカメラの開発が必要である。

従来のコンプトンカメラは散乱体と吸収体から構成されていて、散乱体で散乱した光子を吸収体で止めることで到来方向の決定とエネルギー再構成を行うが、GRAMS 実験で使用する検出器は散乱体・吸収体の役割はともに液体アルゴンが担い、入射ガンマ線が光電吸収される前に液体アルゴン中で複数回コンプトン散乱をするようなイベントの再構成を行うマルチコンプトンカメラである。そのため散乱ガンマ線が全吸収される必要がなく、検出器のほとんどがガンマ線の検出可能領域となるため従来に比べ、視野角が広い。加えて、液体アルゴン蛍光の波形弁別を用いることにより中性子

などのバックグラウンドの低減が可能である。ただし、複数回ガンマ線が散乱される事象の再構成アルゴリズム [17] は実機での検証はされておらず、また到来方向の分解能の向上のためにはエネルギー分解能が重要であるので、GRAMS 実験ではこれらを検証していくことが重要である。

2.1.2 宇宙反粒子探索

1.2.1 章で述べたように、宇宙反粒子探索は暗黒物質間接探索や宇宙起源の解明に重要である。以下の図に宇宙反粒子探索の現状を示す。

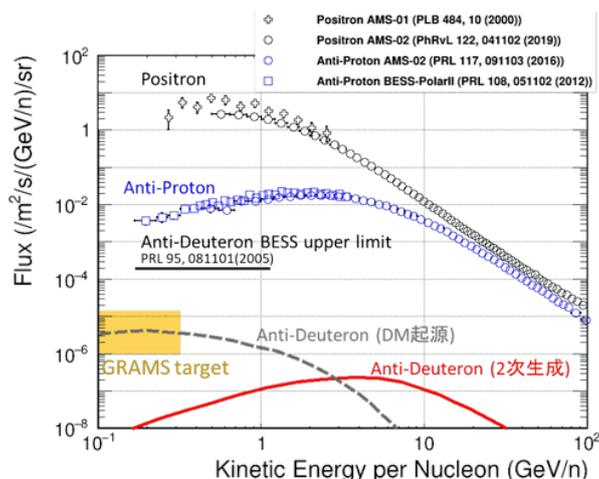


図 2.2: 宇宙反粒子探索の現状と GRAMS 実験の目標感度

上図からわかるように、反陽子や陽電子の Flux は AMS-02 実験や BESS 実験ですでに良い精度で測定されている。一方で、反重陽子については未だ観測が行われていない。図 2.2 で示している反重陽子 Flux は AMS-02 実験で示唆された暗黒物質質量 30 GeV と最終状態が $b\bar{b}$ チャンネルを仮定したときの予測される Flux を示しており、唯一 BESS 実験が制限を出しているが信号が予測される Flux には到達していない。そこで GRAMS 実験では予測される信号事象の Flux レベルの反重陽子探索を行い、暗黒物質の間接的な証拠を観測することを目指す。

2.2 液体アルゴン検出器

液体アルゴンは粒子が入射した際にシンチレーション光と電離電子を発生し、それぞれ読み出しが可能である。シンチレーション光の波形は強力な粒子識別を行うことができ、暗黒物質直接探索などの稀事象探索に使用される。またシンチレーション光と電離電子を読み出すことで飛跡の再構成を行うことができ、ニュートリノ実験である DUNE 実験 [18] や MicroBoone 実験 [19] などの液体アルゴンを標的としたビーム実験で多くの飛跡検出が行われている。これらの性質は MeV ガンマ線の観測や反粒子探索における識別でも応用が期待される。以降では液体アルゴンの性質と液体 ArTPC 検出器の原理について説明し、GRAMS 検出器の概要についても述べる。

2.2.1 液体アルゴンの性質

アルゴンは空気中に約 1% 含まれており、大気中で 3 番目に多い成分であるため大量に安価に手に入れることができる。そのため大型化が容易で、検出器の R&D を柔軟に行えるという利点がある。アルゴンの基本的な性質を以下の表にまとめる。

表 2.1: Ar の基本的な性質 [20]

項目	値
原子番号	18
原子番号	39.95
融点 (1 atm)	84.0 K
沸点 (1 atm)	87.5 K
密度 (液体)	1.395 g/cm ³
W 値 (電離)	23.0 eV
W 値 (蛍光)	19.5 eV
蛍光波長	128 nm

アルゴン原子がガンマ線や核子と衝突すると電離や励起が起きる。アルゴン原子は希ガスで最外殻が閉殻であるため、電離電子を捕獲せず電場を印可して電離電子をドリフトさせ読み出すことが可能である。また励起によって発生するシンチレーション光の読み出しも可能である。以下に液体アルゴンの電離や発光過程の概略図を示す。

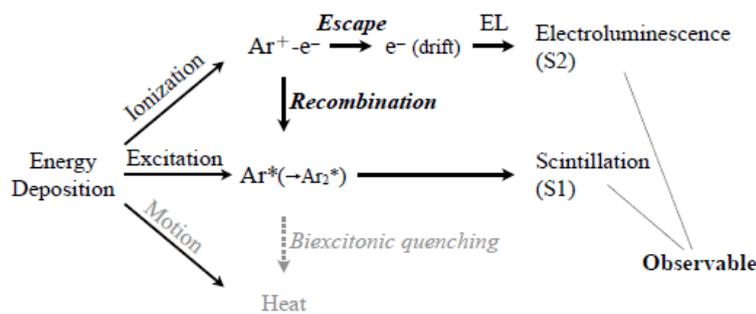


図 2.3: 液体アルゴンの反応の概略図 [21]

液体アルゴンに粒子が入射すると、励起・電離・発熱などの反応を起こす。電子信号と光信号が発生するそれぞれの過程を以下に示す。

- 電子信号

電離電子が発生する過程の式を以下に示す。



発生した電離電子は一部励起したアルゴン原子と再結合して、アルゴン蛍光を発光する。再結合しなかった電離電子は発光に寄与せず、電場によって移動し電子信号として読み出すことができる。再結合の割合 R は荷電粒子のエネルギー、電場の大きさ、エネルギー損失によって決まり以下の式で表せる [23]。

$$R = \frac{Q_{rec}}{Q_0} = \frac{A}{1 + \frac{E}{k} \cdot \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho}} \quad (2.2)$$

Q_0 は電離直後の電子数、 Q_{rec} は再結合後の電子数、 E は電場、 ρ は液体アルゴン密度である。 A, k はフィットパラメータであり、それぞれ $A = 0.800 \pm 0.003, k = 0.0486 \pm 0.0006$ である。

また電離電子は液体アルゴン中の酸素や水などの不純物に捕獲され、信号が減少する [24]。

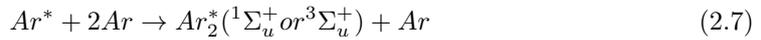


例えば酸素の場合、電子寿命 τ は $\tau = 300 \text{ us/ppb}$ で求められる [27]。荷電粒子が液体アルゴン原子と反応した際の電離成分 (Ionization) と励起成分 (Excitation) の比は $N_{ex}/N_i = 0.21$ であり [20]、その後これらの再結合や不純物の影響を受け信号として読み出される。

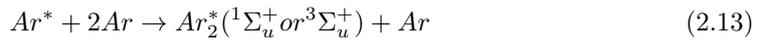
- 光信号

液体アルゴンの発光過程は入射粒子によって励起されたことによるものと、電離電子が再結合して発生するものの2つがある。それぞれの液体アルゴンの発光の反応を以下に示す。

- アルゴンの励起による蛍光



- 電離電子の再結合による蛍光



液体アルゴン原子が脱励起する際には 128 nm をピークとする真空紫外光を放出する。放出される真空紫外光の時定数は、二量体のスピン状態に大きく依存する。時定数は $^1\Sigma_u^+$ と $^3\Sigma_u^+$ の場合、それぞれ時定数が 6 ns (fast 成分)、1.5 μs (slow 成分) と大きく異なる値をとる。

アルゴン原子との反応はアルゴン原子核が反跳される原子核反跳事象と電子が反跳される電子反跳事象に分けられる。原子核反跳事象は主に中性子等で起こり、電子反跳事象はガンマ線や β 線によって起こる。原子核反跳事象では半分以上が発熱に使用される一方で電子反跳事象ではほとんどのエネルギーが励起と電離に使用される。発熱に消費されたエネルギーは観測できないが、励起・電離に使用されたエネルギーは LArTPC で観測可能であるので、荷電粒子が入射した場合のエネルギー損失はほとんどが電子信号もしくは光信号として読み出すことができる。

2.2.2 液体 ArTPC 検出器

液体 ArTPC 検出器の特徴として高い位置分解能で 3 次元の飛跡再構成ができることと、通過した荷電粒子のエネルギー損失を測定できることが挙げられる。液体アルゴン TPC (Time Projection Chamber) の構造を以下の図 2.4 に示す。

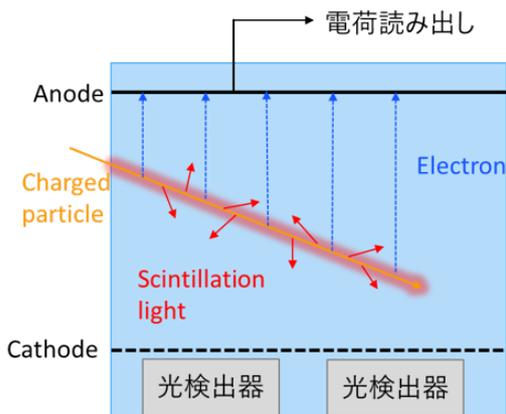


図 2.4: 液体 ArTPC の概略図

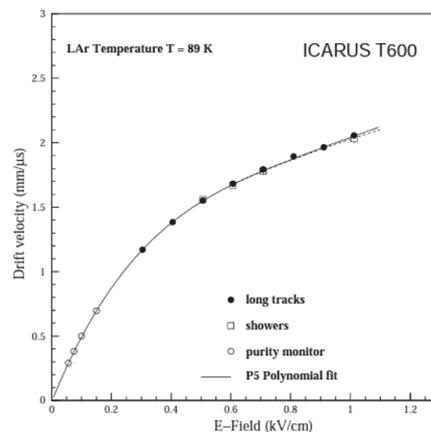


図 2.5: 電場の大きさと液体 Ar 中の電子のドリフト速度の関係 [26]

前章で説明した通り、液体アルゴン中に荷電粒子が入射すると液体アルゴン蛍光と電離電子が発生する。液体アルゴンに高電圧を印加することにより電離電子をドリフトさせ、Anode 電極で読み出す。電離電子の読み出しを 2 次元にすることで Anode 平面における 2 次元の位置を決定することができる。さらに発生したシンチレーション光を光検出器で検出し、蛍光の時間と電離電子の信号到達時間の時間差と電離電子のドリフト速度を用いることで高さ方向の位置を決定することができる。

液体アルゴン中での電子のドリフト速度は電場によって異なる。電場と液体アルゴン中での電離電子のドリフト速度の関係を図 2.5 に示す。ドリフト速度は電場の大きさ $|E|$ と温度 T によって決まり、ICARUS 実験によって実データを以下の式に従い P0-P6 の 6 つのパラメータで Fit することで求めている [25]。

$$v_d(T, |E|) = (P_1(T - T_0) + 1) \left(P_3|E| \ln \left(1 + \frac{P_4}{|E|} \right) + P_5|E|^{P_6} \right) + P_2(T - T_0) \quad (2.15)$$

各パラメータの値を以下の表に示す。

表 2.2: 式 2.15 におけるパラメータの値 [25]

パラメータ	値
P_1	$-0.01481 \pm 0.00095 K^{-1}$
P_2	$-0.0075 \pm 0.0028 K^{-1}$
P_3	$0.141 \pm 0.023 \left(\frac{kV}{cm} \right)^{-1}$
P_4	$12.4 \pm 2.7 \left(\frac{kV}{cm} \right)$
P_5	$1.627 \pm 0.078 \left(\frac{kV}{cm} \right)^{-P_6}$
P_6	0.317 ± 0.021
T_0	$90.371 K$

2.2.3 GRAMS 検出器の概要

図 1.3 で示したように、反重陽子探索では低エネルギー側 (100 - 300 MeV) での予測される信号 Flux が背景事象の Flux に対して高いことから、低エネルギーの反重陽子検出が重要である。1.2.3 章でも述べたように、既に行われている BESS 実験や AMS-02 実験では磁場を用いた粒子識別を行っており、強力な粒子識別能力を持つ。一方で磁場を発生させるための Magnet は質量が大きく、低

エネルギー側に感度を持つためには BESS 実験のように物質量の少ない Magnet の開発が必要であり、大容量検出器のための Magnet の開発は困難である。そのため GAPS 実験では磁場を使用しない、原子核捕獲事象の有無による粒子識別で反重陽子探索を行う。今後の物理観測フライトで反重陽子観測が期待される。GAPS 実験は内部の飛跡検出として半導体検出器を使用しているが、エネルギー分解能が非常に優れている一方で、高価なため大容量化が難しいという難点がある。そのため、仮に反重陽子が観測された際に、より統計を貯めた観測を行うことが難しい。そこで GRAMS 実験では GAPS 実験の検出手法を踏襲して、内部の飛跡検出器に大容量化が比較的容易な液体 ArTPC を用いることで、GAPS 実験の次世代検出器としての反重陽子探索を目指す。

検出器の模式図を以下の図 2.6 に示す。液体アルゴン TPC と 2 層のプラスチックシンチレータを使用した検出器を想定している。液体 ArTPC の大きさは $150\text{ cm} \times 150\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ で、その周り $2\text{ m} \times 3\text{ m} \times 3\text{ m}$ をプラスチックシンチレータで囲う。

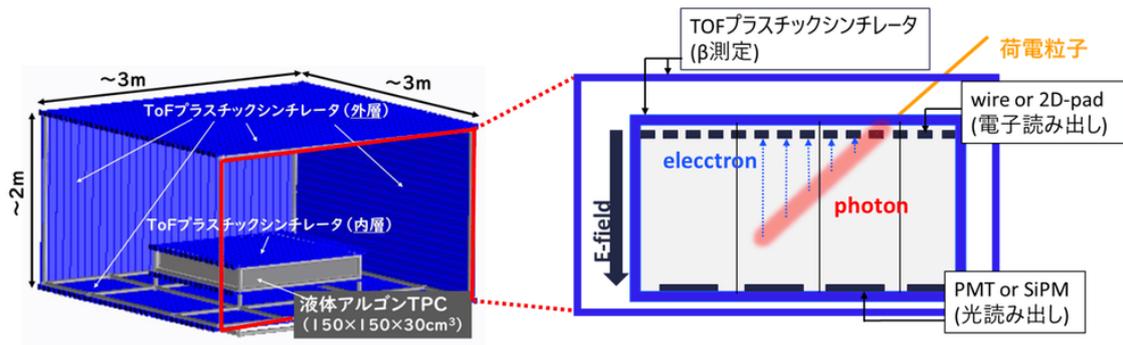


図 2.6: GRAMS 実験検出器の概略図 (左) と検出原理の模式図 (右)

2 層のプラスチックシンチレータで入射粒子の速度を測定する。またシンチレーション光を PMT や SiPM 等の光検出器で読み出し、電離電子を wire または 2D pad を用いて読み出す。光信号をトリガーとして電離電子を読み出すことで完全な 3 次元飛跡再構成が可能であり、またエネルギー損失の測定も可能である。

2.3 粒子識別方法

GRAMS 実験で観測を目指す粒子が反重陽子であるのに対し、主な背景事象は陽子・重陽子・反陽子などの粒子である。宇宙線の Flux を以下の図 2.7 に示す。

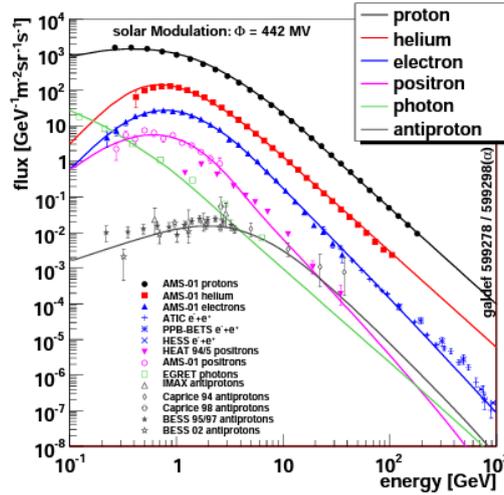


図 2.7: 現在観測されている宇宙線 Flux[30]

反重陽子の予測される Flux は小さく、反陽子に対してはおよそ 10^4 、陽子に対してはおよそ 10^9 の Back Ground Rejection が必要である。以下では GRAMS 実験におけるこれらの粒子と反重陽子の識別方法を述べる。

2.3.1 粒子反粒子識別

負電荷粒子が液体アルゴン中に入射すると、液体アルゴン原子核に捕獲され励起したエキゾチック原子を生成する原子核捕獲事象が起こる。生成されたエキゾチック原子は、原子 X 線を放出しながら脱励起する。原子核捕獲事象イメージ図を以下に示す。

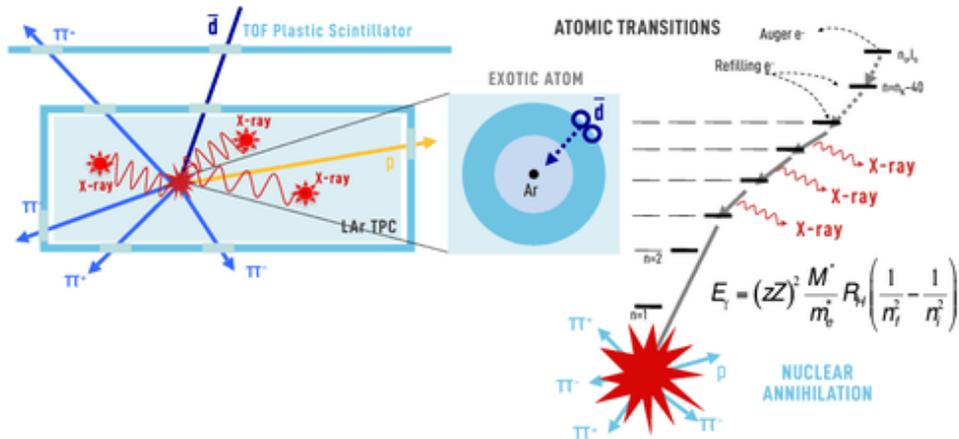


図 2.8: GRAMS 検出器内でのアルゴン原子による原子核捕獲事象のイメージ図 [16]

原子 X 線のエネルギー E_γ は以下の式で表され [14]、負電荷粒子と標的原子の質量と原子番号に依存する。ここで、 z は電子電荷、 Z は原子核電荷、 M^* は捕獲粒子と原子核の換算質量、 m_e^* は軌道電子と原子核の換算質量、 R_H はリュドベリ定数 (13.6 eV)、 n_f 、 n_i は準位数である。

$$E_\gamma = (zZ)^2 \frac{M^*}{m_e^*} R_H \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (2.16)$$

例えば、GRAMS 実験で標的としている反陽子と液体アルゴン原子の場合は 58 keV と 97 keV、反重陽子と液体アルゴン原子の場合は 74 keV と 114 keV の原子 X 線が発生する。

また、脱励起した後、最終的に負電荷粒子は原子核内で液体アルゴン原子核と対消滅する。反陽子と反重陽子の場合、この対消滅の際に複数のハドロン (π 中間子や陽子) が放出される。放出されるハドロン数は反応する負電荷粒子の質量に比例する。Geant4 を用いたシミュレーションを用いて算出した液体アルゴン中での反陽子と反重陽子の原子核捕獲後の特性 X 線と核子との対消滅後に放出される π の個数を以下の図に示す。

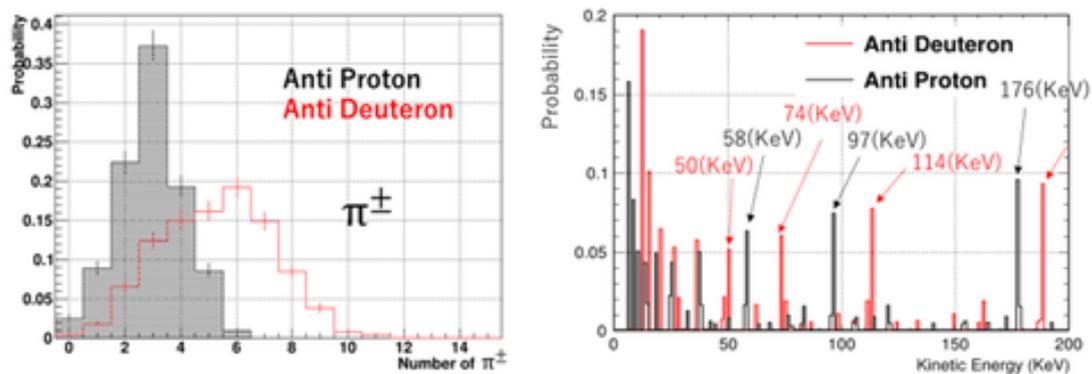


図 2.9: 反重陽子と反陽子の原子核捕獲後に放出される π^\pm 粒子の数 (左) と特性 X 線のエネルギースペクトル (右)

液体 ArTPC は完全な飛跡の再構成が可能であり、上記からわかるように原子核捕獲事象は複数のハドロンを放出する激しい反応であるから、飛跡から原子核捕獲事象の有無を判断し、粒子と反粒子の識別を行う。加えて、崩壊点近傍の観測された X 線のエネルギーによっても反重陽子イベントであることの裏付けが可能である。ただし、液体アルゴン中での反陽子や反重陽子の原子核捕獲事象の観測は行われておらず、液体アルゴン中での原子核捕獲事象を観測し、粒子反粒子識別が可能かどうかの検証をすることが重要となる。

2.3.2 核子数の異なる粒子の粒子識別

速度 β とエネルギー E の関係は $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ であるから、同じ速度の粒子で質量が異なる粒子はエネルギーが異なる。そのため、プラスチックシンチレータで測定した速度と液体アルゴン中で観測したエネルギー損失を用いて核子数の異なる粒子の識別が可能である。

Geant4 シミュレーションを用いて反陽子と反重陽子の粒子識別可能性についてシミュレーションを行った。シミュレーションの SetUp は 150 cm×150 cm×30 cm の液体アルゴン TPC の周りを厚さ 6 mm のステンレスで覆い、その周りを厚さ 3 mm の TOF シンチレータを二層置いた以下の図 2.10 に示すような気球実験を想定した検出器を使用した。また入射粒子の角度分布は気中の任意地点・時間における宇宙線フラックス及びそのエネルギースペクトルを計算可能なプログラムである Excel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum(EXPACS) に従って決定した [31]。ただし EXPACS には反陽子と反重陽子のデータはないので、今回は陽子の角度分布を利用している。場所は南極上空を想定して高度 38 km、南緯 77.5 度、東経 166.4 度の地点での角度分布を使用した。使用した角度分布を図 2.11 に示す。ここで Zenith Angle は 0 度が上から、90 度が横からくるもので、今回は上方向から来る粒子のみを仮定した。

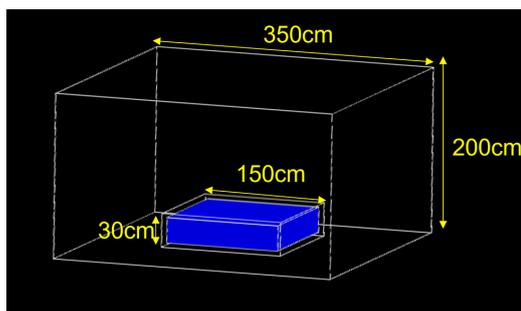


図 2.10: シミュレーションで使用した GRAMS 検出器の Setup 図

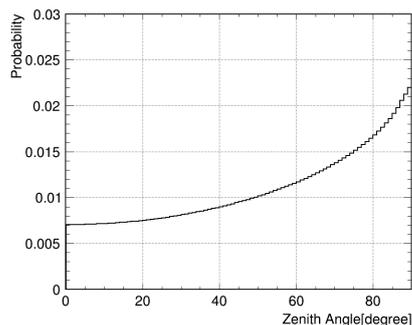


図 2.11: シミュレーションで使用した粒子の入射角度分布

上記のセットアップに対して速度の等しい、共に 150 MeV/n の反陽子と反重陽子を 100,000 event ずつ入射させた。入射後液体 ArTPC 内で原子核捕獲された反陽子と反重陽子に対して、停止した点からのエネルギー損失を 3 mm ごとに求め、100,000 event の平均を Plot したものが以下である。エラーは平均の RMS である。結果を見て分かるように同じ速度のとき、核子数の違う粒子は停止点までの飛跡長が異なる。また停止点からのエネルギー損失も異なるので、エネルギー損失を見れば 1 イベントごとの識別が可能である。

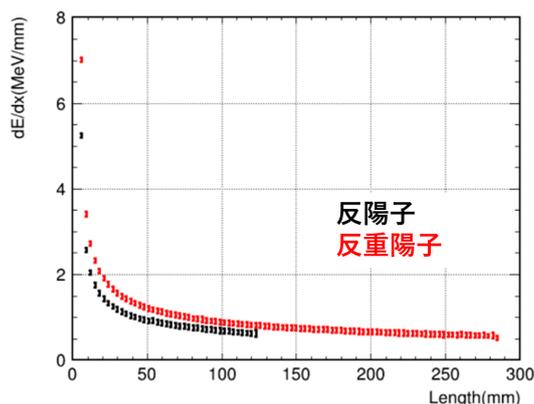


図 2.12: 反陽子と反重陽子の停止点からの 3 mm ごとのエネルギー損失

2.4 GRAMS 実験の反重陽子の検出効率

反重陽子は液体アルゴン内に入射した際に 100%原子核捕獲されるわけではなく、原子核捕獲事象以外の反応も起こる。原子核捕獲事象以外の事象は電荷識別ができないため背景事象となる。

荷電粒子が液体アルゴン中に入射した際の反応は、見たい信号事象である原子核捕獲事象 (Capture 事象) のほかに、突き抜け事象 (以下 pass 事象) と非弾性散乱 (以下 inelastic 事象) がある。Pass 事象は主に粒子のエネルギーが高いときに支配的な反応であり、検出領域中で粒子が止まらず通り抜けるイベントである。Inelastic 事象は入射粒子がアルゴン原子核と非弾性散乱をする反応でハドロンやガンマ線を放出するが、原子核捕獲事象に比べ放出粒子が少なくまた停止点から入射方向に粒子を放出することから原子核捕獲事象と区別可能であると考えられる。図 2.13 の左図に各反応の模式図を示す。

そこで、Geant4 シミュレーションを用いて液体アルゴン中での反重陽子の反応の割合を算出し、GRAMS 実験における反重陽子の検出効率の算出を行った。検出器は図 2.10 と同様で 150 cm×150

cm×30 cm の液体アルゴンを想定しその周りを真空断熱容器を想定した 6 mm のステンレスで囲い、さらに TOF プラスチックシンチレータを想定したプラスチック 3 mm2 層 (合計 6 mm) で囲ったセットアップを使用した。また、角度分布についても図 2.11 と同様に EXPACS の陽子のデータを使用して南極上空 38 km 地点での角度分布に従って入射させた。図 2.13 の右図に各反応の割合のシミュレーション結果を示す。

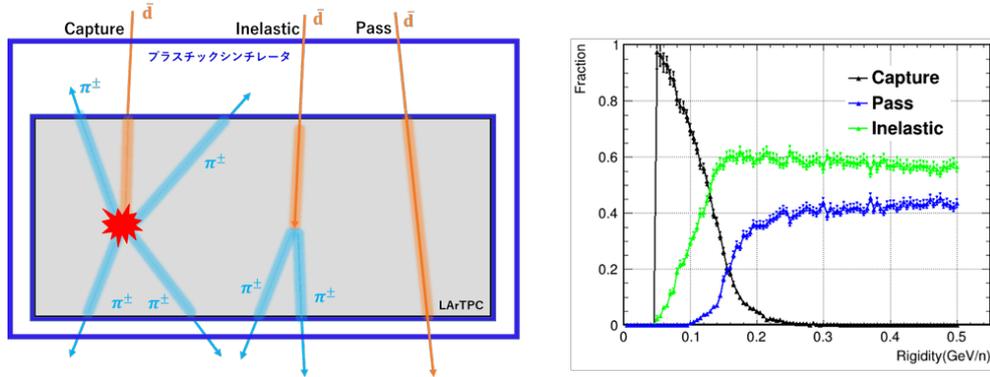


図 2.13: 液体アルゴン中の反重陽子の各反応の模式図 (左) とそれぞれの反応の割合 (右)

この反応割合を使用して検出感度の予測を行った。検出感度は以下の式で求められる。ここで N はイベント数, S は大円の面積, T は時間, Ω は立体角, E はエネルギー, P は信号事象の割合, ϵ は ID Efficiency である。

$$Flux[m^2/s/sr/(GeV/n)] = \frac{N}{S[m^2] \times T[s] \times \Omega[sr] \times E[GeV/n]} \quad (2.17)$$

$$Sensitivity[m^2/s/sr/(GeV/n)] = \frac{Flux[m^2/s/sr/(GeV/n)]}{P \times \epsilon} \quad (2.18)$$

今回のシミュレーションでは 30 日間の気球実験を想定し、粒子識別能力は 100% として算出した。したがってここではイベント数 $N = 100,000$ event, 大円の面積 $S = 4 \times 4 \times \pi$, 時間 $T = 30 \times 24 \times 3600$, 立体角 $\Omega = 2\pi$, ID Efficiency $\epsilon = 1$ である。5 cm 以上液体アルゴン中に飛跡を残して Capture されるものを信号事象として算出した検出感度は以下である。

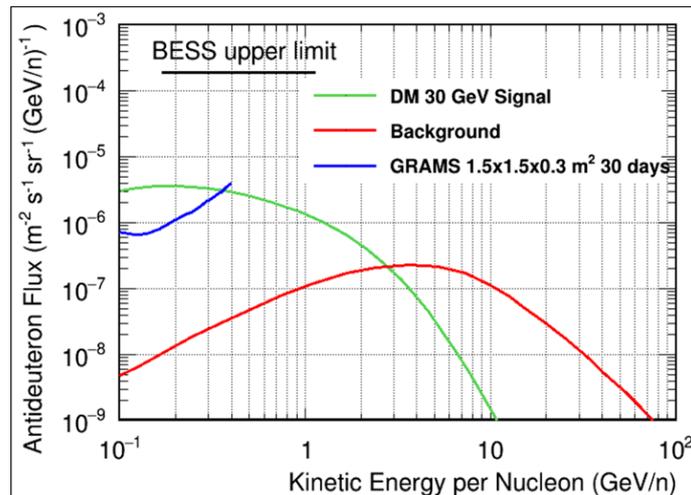


図 2.14: 粒子識別能力を 100%とした場合の GRAMS 実験における反重陽子の予測検出感度

以上から粒子識別能力が 100% の場合、感度は予測される Flux に到達可能である。したがって検出感度は粒子識別能力によって決まり、粒子識別能力の検証が重要な課題となる。

2.5 粒子識別能力の検証計画

ここまで GRAMS 実験における粒子識別方法と予測感度について述べた。GRAMS 実験における反粒子探索では粒子識別能力、特に原子核捕獲事象を用いた粒子反粒子識別の検証が課題である。そこで、最初に地上でできる粒子反粒子識別試験として μ^+/μ^- 粒子の停止事象の観測を行い、その後反陽子ビームを用いた試験を目指す。以下で μ^-/μ^+ 粒子識別試験と反陽子ビームを用いた粒子識別の検証計画について述べる。

2.5.1 μ^-/μ^+ 粒子識別試験

μ 粒子が液体アルゴン中で停止して起こす反応は、Michel electron を伴って崩壊する”崩壊事象 (Decay 事象)”と Ar 原子核に捕獲される”捕獲事象 (Capture 事象)”の二種類がある。

μ^+ 粒子は崩壊事象の反応のみを起こし、以下の式で表される。

$$\mu^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \text{Michel } e^+ \quad (2.19)$$

この時、停止する μ^+ 粒子の個数を N_0^+ 、単位時間あたりに 1 粒子が崩壊する確率である崩壊定数を λ_+ とすると、時刻 t における μ^+ 粒子の個数 $N^+(t)$ は

$$N(t) = N_0^+ e^{-\lambda_+ t} \quad (2.20)$$

で表される。ここで、 μ^+ 粒子の時定数を τ_+ 、 μ 粒子の崩壊事象の時定数を τ_{dec} とすると、停止する μ^+ 粒子は 100%崩壊事象であるから、 $\lambda_+ = 1/\tau_+ = 1/\tau_{dec}$ である。

一方、停止する μ^- 粒子は崩壊事象のほかに捕獲事象も起こる。崩壊事象と捕獲事象の反応の式を以下に示す。

$$\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \text{Michel } e^- (\text{Decay}) \quad (2.21)$$

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu (\text{Capture}) \quad (2.22)$$

停止する μ^- 粒子の個数を N_0^- 、崩壊事象の崩壊定数を λ_{dec} 、捕獲事象の崩壊定数を λ_{cap} 、 μ^- 粒子の崩壊定数を λ_- とすると、時刻 t における μ^- 粒子の個数 $N^-(t)$ は

$$N(t) = N_0^- e^{-\lambda_{dec} t} + N_0^- e^{-\lambda_{cap} t} \quad (2.23)$$

$$= N_0^- e^{-(\lambda_{dec} + \lambda_{cap})t} \quad (2.24)$$

$$= N_0^- e^{\lambda_- t} \quad (2.25)$$

したがって、 μ^- の時定数を τ_- とすると、 $\lambda_- = 1/\tau_- = 1/\tau_{dec} + 1/\tau_{cap}$ で表せる。

崩壊事象の場合、 μ 粒子が液体 ArTPC 中で停止する飛跡と、崩壊の際放出される Michel electron の飛跡が見える。一方、捕獲事象の場合、捕獲後の原子核との反応の際に放出される neutron は液体アルゴンと反応することがあるが稀であり、また原子核との反応後に放出される可能性のある proton は飛跡として見えるが proton が放出される確率は 10%程度であるため、基本的には液体 ArTPC 中では μ 粒子が停止してその後何も放出されない飛跡が見える。したがって Michel electron の信号の有無によって崩壊事象と捕獲事象の識別が可能である。これは GRAMS 実験における原子核捕獲事象の有無における粒子反粒子識別に相当し、飛跡による粒子反粒子識別能力の検証の第一歩であると考えられる。

2.5.2 反陽子ビームを用いた粒子識別能力の検証

6章で述べたように GRAMS 実験では、反陽子に対してはおよそ 10^4 、陽子に対してはおよそ 10^9 の Back Ground Rejection が必要である。そこで 2024 年までに J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) にある K1.8BR の反陽子ビームラインで液体 ArTPC を用いた反陽子の原子核捕獲事象の観測を行うことを計画している。目標は反重陽子の信号事象に対する気球観測の主要なバックグラウンドである反陽子データを収集することで、可能であれば反重陽子の原子核捕獲事象の観測を行うことを目指す。

2.6 本研究の内容

本研究では、 μ^-/μ^+ 粒子識別試験に主眼を置いた。

μ^-/μ^+ 粒子識別試験に向けて、飛跡検出が可能な液体 ArTPC を新たに開発し、電子読み出しの R&D を行う必要がある。以下に開発のタイムラインを示す。



図 2.15: 液体 ArTPC の作製と μ^-/μ^+ 粒子識別試験のタイムライン

最初に、2021 年の 12 月から 2022 年の 7 月にかけて、地上プロトタイプ液体 ArTPC の設計と組み立てを行った。一様電場を形成するための Field Cage と二次元読み出しが可能な Anode の設計を行い、PCB 基板を使用して検出器を作成した。また、補強パーツの設計・製作も行い、運用可能な液体 ArTPC の製作を行った。第 3 章でこの地上プロトタイプ液体 ArTPC の設計と製作過程について報告する。

次に作成した液体 ArTPC を液体アルゴン中で動作させ、データの取得を行った。その後、取得したデータを用いて液体 ArTPC の較正として、ノイズ解析、ゲインの較正、純度の算出を行った。また、較正した結果から液体 ArTPC 読み出しの理解として飛跡シミュレーションの構築を行った。第 4 章で μ^-/μ^+ 粒子識別試験について、第 5 章で液体 ArTPC の較正について報告する。

最後に今回の μ^-/μ^+ 粒子識別試験で取得したデータを用いて、飛跡を用いて崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比を算出し、光解析で算出した結果と比較することで μ^-/μ^+ 粒子の識別能力の評価を行った。これについては第 6 章で報告する。

3 地上プロトタイプ液体 ArTPC の設計・製作

液体 ArTPC は 2.2.2 章で述べたように電離電子を読み出して飛跡の再構成を行う。そのため、電子をドリフトするために一様な電場の構成を行い、ドリフト電子が減衰しないための液体アルゴンの高純度の維持が可能で、読み出し信号の S/N をよくするために検出器容量が小さい検出器であることが重要となる。また、 -186 度の極低温で使用するため、低温への温度変化にも耐えうる強度がある必要がある。そこで、これらの要求を満たす液体 ArTPC の開発を行った。本章では液体 ArTPC の各パーツの設計と製作について、その詳細を述べる。

3.1 液体 ArTPC の概要

図 3.1 に設計した液体 ArTPC の断面図を示す。

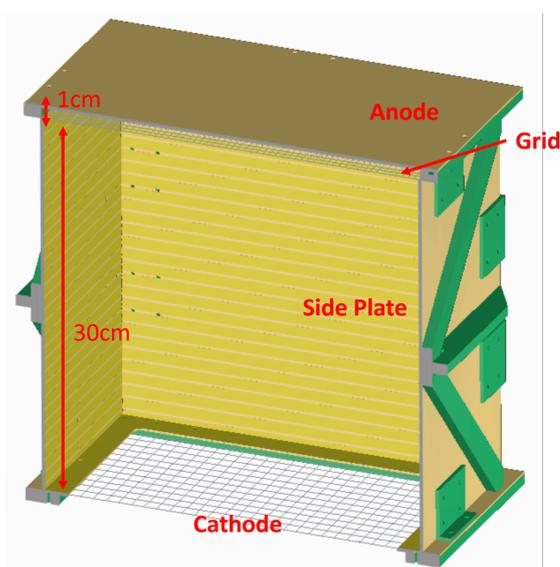


図 3.1: 地上プロトタイプ LArTPC の断面図

本実験は既に早稲田大学にある液体アルゴンテストスタンドを使用して行った。このテストスタンドについては 4.2.1 章で詳しく述べる。このテストスタンドで使用している真空断熱容器は $\phi 50$ cm であるから検出器は容器内に収まる大きさかつより多くの宇宙線観測ができるようにできる限り有効面積を大きくする必要がある。そこで大きさは $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$ で有効容量およそ 40 kg の検出器を作成した。これは真空断熱容器内に収まる範囲内で可能な大きさである。さらに GRAMS 実験で想定している検出器 ($150\text{cm} \times 150\text{cm} \times 30\text{cm}$) の 25 分の 1 の大きさで実際の使用を検討している検出器の 1 ユニット程度の大きさであり、 $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$ で液体 ArTPC を製作することは将来的に作成する GRAMS 検出器開発の基礎となる。

3.2 液体 ArTPC 用 PCB 基板の設計と製作

今回作製した液体 ArTPC は電場を形成するためのパーツ (Cathode, Side Plate, Grid) と信号を読み出すための Anode で構成されている。これらのパーツは 1.6 mm 厚の PCB 基板で製作した。初めに回路設計ソフトである KiCAD を用いて基板の図面の設計を行った。図面をもとに液体アルゴン中で使用する基板の作製実績のあるテクノランド株式会社に製作を依頼した。作成を依頼した PCB

基板は素材がFR4、電極が0.035 μm の銅層で出来た両面基板で、基盤には通常レジストを塗るがこのレジストが液体アルゴン純度に影響する可能性があるため、レジストで覆わず代わりに、表面を金メッキされたもので作製を依頼した。

3.2.1 信号読み出し基板

電子信号の読み出しは Anode から行う。電子信号の読み出しエレクトロニクスは KEK から借りた液体アルゴン用 ASIC LTARS2014 を用いた。エレクトロニクスについては 4.2.5 章で詳しく述べる。今回使用するエレクトロニクスは読み出しチャンネル数が全 64 ch であるからチャンネル数を 64 ch 以内に収める必要がある。そこで 2 次元の読み出しが可能にするために内側に 5 mm 角のパッドが横に 60 個ずつ、縦に 60 個ずつの計 3600 個並べて、これらのパッドを PCB 基板の裏表でジグザクに配線 (千鳥読み出し) した。これにより X 軸方向に 30ch、Y 軸方向に 30 ch の計 60 ch で 1 cm ストリップの二次元の読み出しが可能とした。図 3.2 に KiCAD の図と実際の基板を示す。

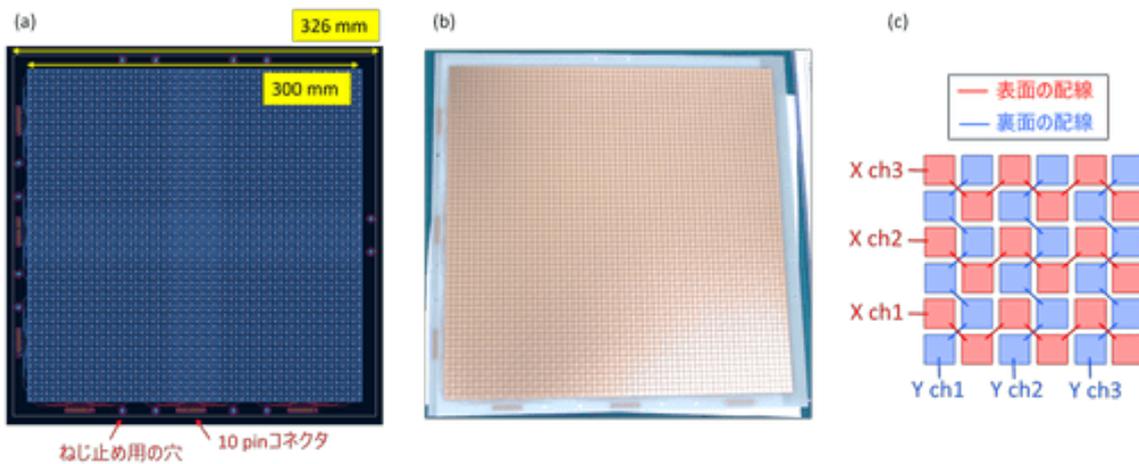


図 3.2: (a)Anode 基板の KiCAD による設計図 (b) 作成した Anode 基板の写真 (裏面) (c)Anode 基板の読み出し構造の模式図。青が裏面 (pad がある面), 赤が表面 (TPC 外側) の配線

大きさは pad 部分が $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$ 内にあり、Anode 基板自体の外形の大きさは $32.6\text{cm} \times 32.6\text{cm} \times 32.6\text{cm}$ とした。したがって対角線の大きさが 46.1cm であり $\phi 50\text{cm}$ の容器内に入る大きさである。ただし、信号読み出しラインの配線可能な基板の幅が少ないため、Anode Plate 上の信号読み出しラインは 10 ch ごとに 10 pin コネクタで読み出せるように設計し、X,Y 軸それぞれに $10\text{pin} \times 3$ 個のコネクタがついている。この $10\text{pin} \times 3$ 個のコネクタ $\times 3$ つを 64 ch リボンコネクタに変換できる変換基盤を使用することでリボンケーブルでの読み出しを可能にした。以下に作製した変換基盤の図面と完成図を示す。変換基盤についても同様にテクノランド株式会社に製作を依頼し、レジストは使用せず金メッキで作製した。

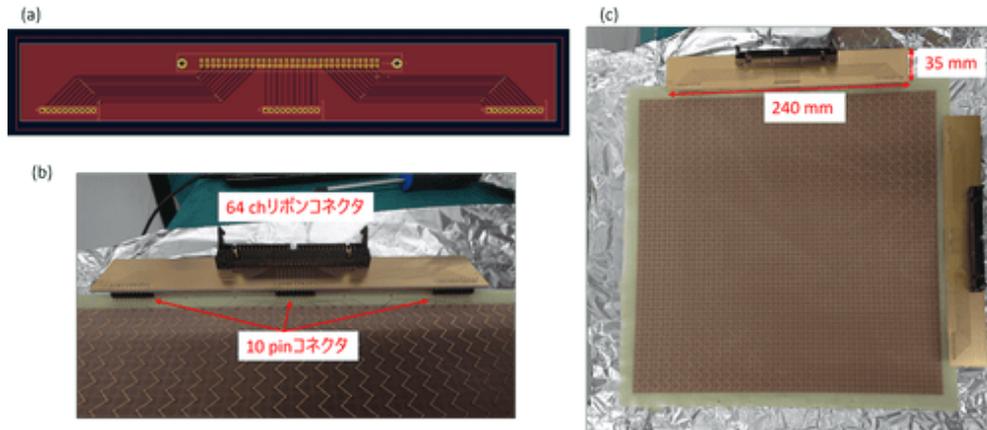


図 3.3: (a)KiCAD で設計した変換基盤の図 (b) 作成した変換基盤の Anode への設置後 (横から) (c) 変換基盤の Anode への設置後 (上から)

3.2.2 電場形成

電場は電離電子が直上にドリフトするように一様な電場を構成することが要求される。今回の液体 ArTPC では Cathode, Side Plate, Grid を使用し, Cathode と Grid に電圧を印可し抵抗分割することで一様な電場の形成を試みた。

- Cathode

Cathode は印可された高電圧を一様に保つとともに液体アルゴンシンチレーション光を透過する必要がある。そこで 326 mm×326 mm の基板に 300 mm×300 mm の大きさの電極があり、260 mm×260 mm の正方形で真ん中をくりぬいた PCB 基板を作成し、電極にステンレスワイヤーをはんだ付けすることで電位を保つ。以下に CAD の図と実際の PCB 基板の写真を示す。

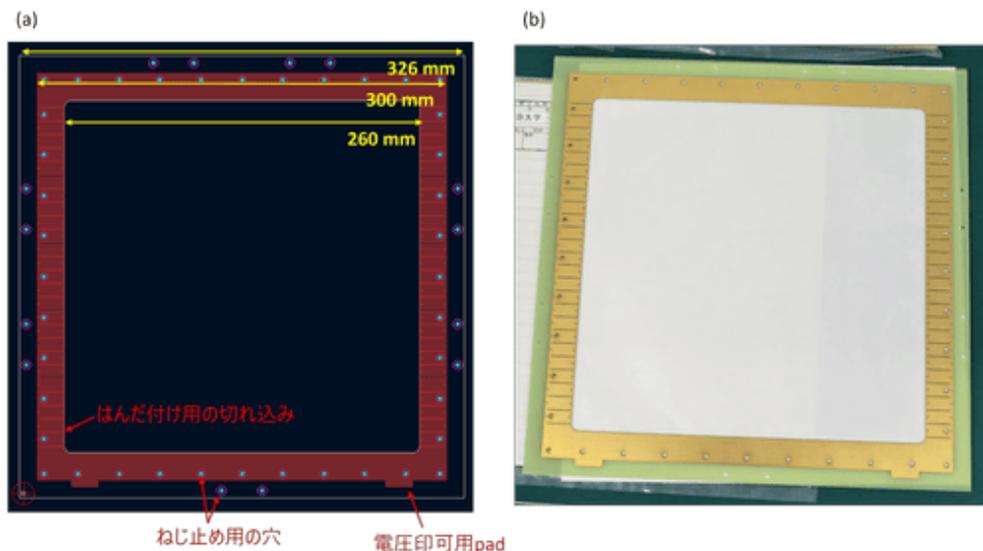


図 3.4: (a)KiCAD で設計した Cathode の図 (b) 作成した Cathode の写真

電極にははんだ付けするための境界を 1 cm ごとに加え、1 cm 間隔で直径 100 μm のステンレスワイヤーを 2 次元にはんだ付けした。基板設計時は 1 次元でステンレスワイヤーを張るよう

に設計を行ったが、シミュレーションソフト Femtet を用いた電場シミュレーションの結果から1次元では一様な電場の形成ができない可能性があったため、1 cm ごとに基板に切れ込みを入れ2次元のはんだ付けを行った。ワイヤーをはんだ付けする際はワイヤーが弛まないように200 g の重りを使用してワイヤーを2 N の張力で張った状態で計50本のワイヤーのはんだ付けを行うため、Cathode にはおよそ100 N の張力がかかる。そこでCathode が張力に耐えられるように8 mm 厚の補強パーツをCathode Plate に固定してからはんだ付けを行った。固定には絶縁性のあるPEEK(Poly Ether Ether Ketone) で出来たねじを使用している。ステンレスワイヤーのはんだ付けでは酸化膜が強く接合できないためステンレス用のフラックスを用いてはんだ付けする必要がある。ただし、はんだのフラックスが不純物の原因となる可能性があるため、ステンレス用のフラックスを用いてはんだ付けした後にエタノールを使用して超音波洗浄することで不純物を軽減した。超音波洗浄は40 kHz の発振で30分間行った。またLArTPC を設置後、液体アルゴン試験の前にガスアルゴン中で信号確認を行うため、Cathode 中央には α 線源を設置している。

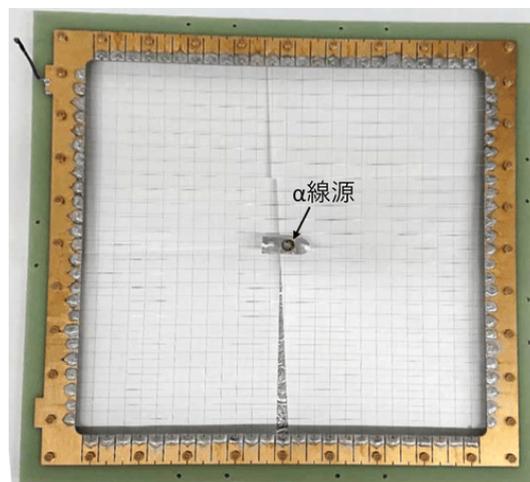


図 3.5: ステンレスワイヤーをはんだ付けした Cathode 基板

- Side Plate

TPC 側面の基盤は内側の電極を抵抗チップを用いて抵抗分割することで一様な電場を構成している。以下にCADの図を示す。

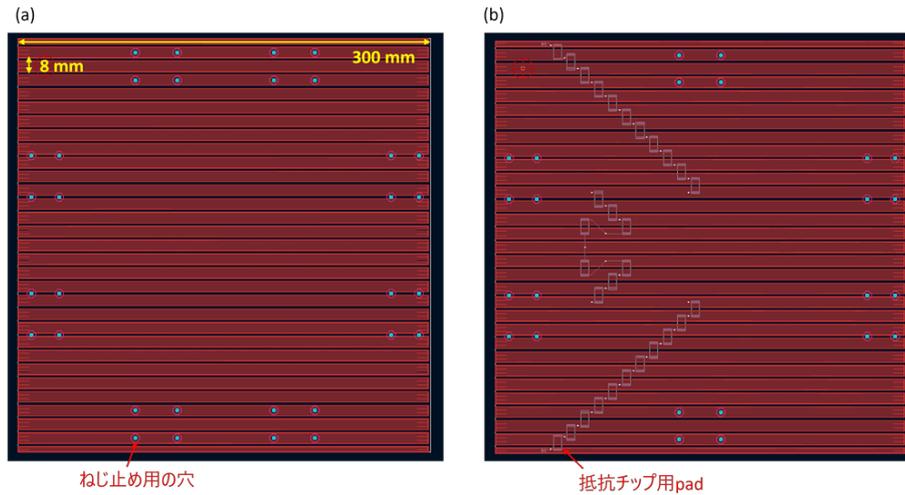


図 3.6: (a)Side Plate(抵抗チップなし)のKiCADで設計した図 (b)Side Plate(抵抗チップあり)のKiCADで設計した図。赤の電極が TPC 内側, 抵抗チップをはんだ付けするための青が TPC 外側の pad。

Side Plate は立方体の側面を構成するため計 4 枚あり, 基板の大きさはすべて $30\text{cm} \times 29.84\text{cm}$ で統一している。基板の厚さは 1.6mm であるからこれら 4 枚を交互に並べることで外形が $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$, 内側の大きさが $29.68\text{cm} \times 29.68\text{cm} \times 30\text{cm}$ となるようにしている。電極は 8mm 幅の電極が 1cm ごとにあり, 長さは 29.68cm である。Side Plate の同じ位置の電極同士をはんだ付けすることで電極ごとの電位を等しくする。そのため電極の端にははんだ付けを行うための境界として 3mm 幅で切れ込みを作成した。また抵抗分割するための抵抗チップを 4 枚のうち 1 枚の外側にはんだ付けする。 $100\text{M}\Omega$ の抵抗チップ (HVC4020, $0.5 \times 0.2\text{inch}$) を 30 個使用した。はんだ付け後は Cathode と同様に不純物を軽減するために超音波洗浄を行った。

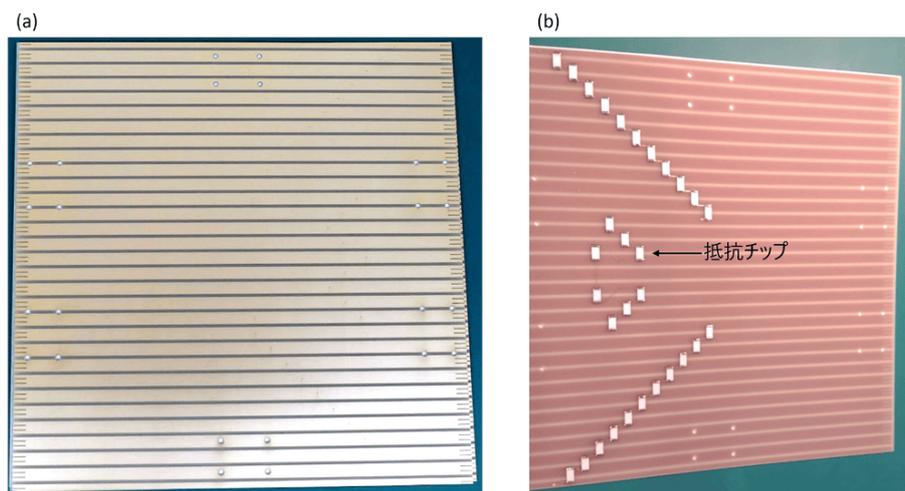


図 3.7: (a) 作成した Side Plate(内側)の写真 (b) 作成した Side Plate(抵抗チップをはんだ付け後, 外側)の写真

- Grid

信号の時間分解能をあげるために, Anode の前に Grid を設置した。信号を読み出すためには TPC の有効領域内の電場より大きな値で取り出し電場を作成する必要がある, Grid にも電圧

を印可する。Grid は電極が TPC 内にはみ出すと内部の電場が崩れてしまうため TPC のサイズで作製する必要がある。また電離電子が吸収されない様に Anode の Pad にかぶらない様にすることも必要である。そこで TPC サイズで作製しやすいステンレスメッシュを用いる。Grid は厚さ 0.1 mm で、大きさは 326 mm×326 mm である。内側の 300 mm×300 mm の部分に、Anode の Pad と同様に 5 mm 間隔で 2 次元でメッシュを作成した。以下に KiCAD の図と実際に作製された Grid の写真を示す。

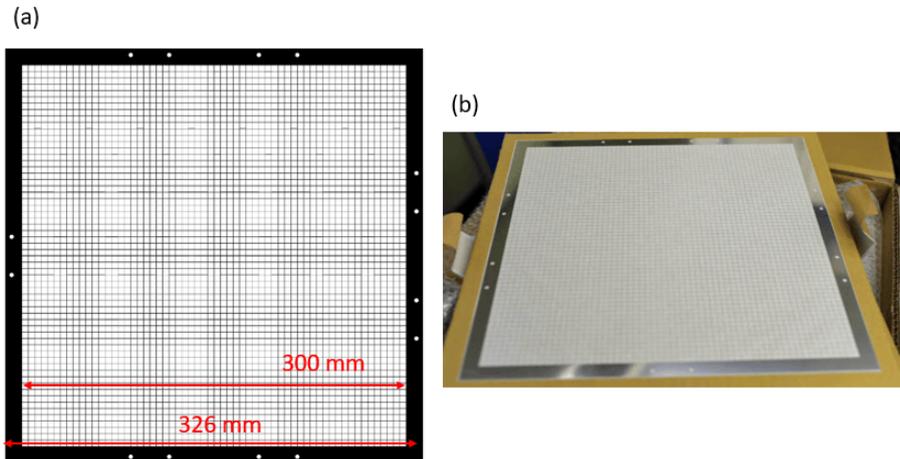


図 3.8: (a)KiCAD で設計した Grid の図 (b) 作成した Grid の写真

3.3 液体 ArTPC 用補強パーツの設計

液体 ArTPC を構成している PCB プレートは厚さが 1.6 mm と薄いため、構造を維持するために補強パーツを使用した。設計ソフトである creoCAD を用いて補強パーツの設計を行い、スズノ技研に製作を依頼した。液体 Ar は $-186\text{ }^{\circ}\text{C}$ の極低温で運用するため、検出器を液体 Ar 中に入れる際には熱収縮率が問題になる。熱収縮率が異なる素材を使用すると極低温下では検出器が破損する恐れがある。そのため、PCB プレートが主に FR4(ガラスエポキシ)で出来ているので、補強パーツも同じ素材のガラスエポキシで作製することで熱収縮にも耐えうるようにした。Anode, Cathode を補強するパーツ、Side Plate の補強のための斜めと横のパーツ、検出器組み立ての際の L 字のパーツを作成した。以下に液体 ArTPC の 3D モデルの分解図を示す。

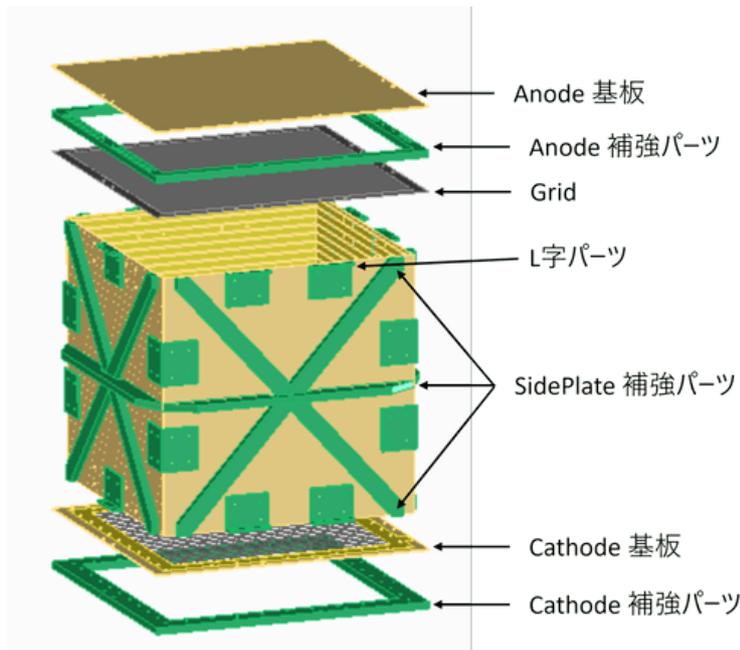


図 3.9: 液体 ArTPC の 3D モデルの分解図

Anode と Cathode の補強パーツは大きさ $326\text{mm} \times 326\text{mm}$ で TPC の有効領域にかぶらないように $300\text{mm} \times 300\text{mm}$ で中央をくりぬいて設計を行い、厚さは 8mm とした。また SidePlate 用の補強パーツも厚さは 8mm で斜めのパーツとその上から横のパーツを SidePlate で接着して固定する。接着については次章で述べる。

各基板は L 字のパーツを使用して固定する。Side Plate 同士を固定する L 字パーツは角に固定するため L 字の内側に R がないように作製する必要がある。したがって 2 枚のプレートを接着することでの作製を依頼した。ただし極低温の液体アルゴン中で使用するため接着剤は低温使用可能である必要がある。そこでガラスエポキシ剤をアラルダイトとセメダインの 2 種類のエポキシ系接着剤を用いて張り合わせて液体窒素につけ、低温で使用であることの試験を行った。液体窒素につけた後セメダインは接着剤がもろくなったのに対し、アラルダイトは低温にした後も接着ができており、液体 ArTPC を十分な強度を保てることを確認した。したがって接着にはアラルダイトを使用した。

3.4 液体 ArTPC の組み立て

以上の PCB 基板と補強パーツを使用して液体 ArTPC を作成した。検出器組み立ての際は検出器にほこり等のごみが付着しない様に、西早稲田キャンパス 62 号館に $1.5\text{m} \times 1.5\text{m} \times 2.5\text{m}$ のクリーンルームを設置して、クリーンルーム内で作業を行った。



図 3.10: 検出器組み立て等の作業を行うクリーンルーム

前述したとおり Cathode にはワイヤーの張力に耐えるように、絶縁性や低アウトガス性に優れており液体アルゴンを高純度・高電場下で運用する際に適した素材である PEEK のねじ (M2,12 mm)40 本で補強パーツを固定して、固定後にステンレスワイヤーのはんだ付けを行った。

Side Plate の補強パーツは接着剤を用いて基板に接着する。運用中に補強パーツが取れることを防ぐために補強パーツは可能な限り基板に均一に接着する必要がある。そのために横から接着剤を流し込むことで接着を行う。したがって使用する接着剤は粘性が低く、低温でも使用可能である必要がある。そこで粘性が低く、液体アルゴン中での使用実績のあるエポキシ系接着剤スタイキャストを使用し補強パーツを接着した。接着の際は初めに接着剤が浸透しやすいように 120 番の紙やすりを使用して PCB 基板と補強パーツの接着面を削る。削った後の小さなごみが残っていると接着剤がきれいに浸透しない可能性があるため、削った後は超音波洗浄を行ってごみやほこりを取り除いた。その後、均等に接着剤を使用できるように、補強パーツを PCB 基板に固定した状態で横から注射器で表面張力を利用して接着剤を流し込むことで接着を行った。接着剤を片側から流し込んだ後に逆側から接着剤が浸透してきていることを確認後に逆側からも接着剤を流し込むことで確実に接着できるようにした。図 3.11 に補強パーツを接着した Side Plate の写真を示す。

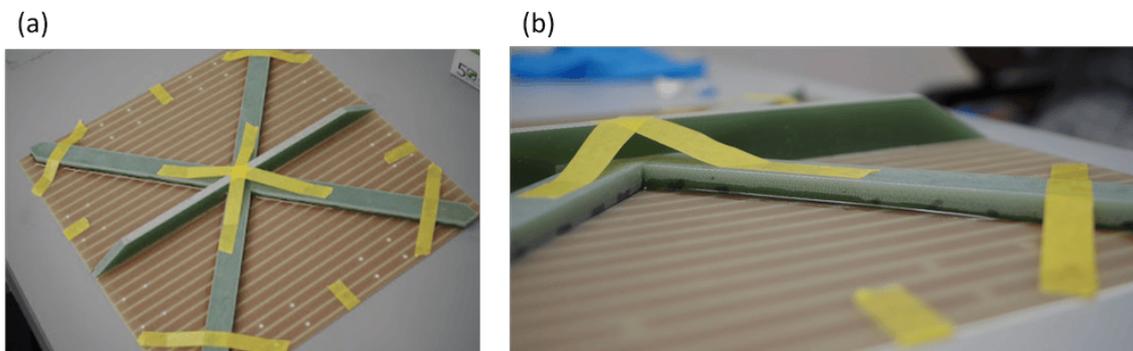


図 3.11: Side Plate に補強パーツを接着した際の写真。(a) 上から, (b) 横から

補強パーツを接着した Side Plate4 枚は超音波洗浄を行った後に L 字の補強パーツと PEEK のねじで組み合わせ、その後 Side Plate の各電極をはんだ付けすることで導通させた。はんだ付けを行

う際は角が立つと電場が乱れる原因となる可能性があるため、可能な限りはんだが平らになるようにはんだ付けを行った。図 3.12 に液体 ArTPC の内部とはんだ付け部分の写真を示す。

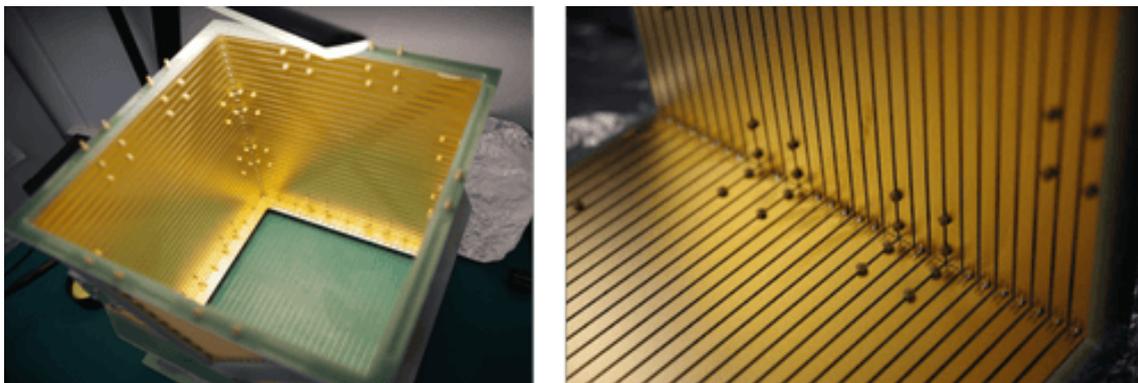


図 3.12: 検出器内部と Side Plate の隣り合う電極同士のはんだ付け部分の写真

また、検出器内部には側面に放出される光を効率良く収集するために、高反射率の反射材 ESR(Enhanced Specular Reflector) を設置した。ESR は非金属でできたカラーニュートラルな反射材で、可視光領域で 98%以上の高い反射率を得ることができる。本実験では 80 μm のものを使用した。2.2.1 章でも述べたように液体アルゴン蛍光は 128 nm と短いため、PMT で観測する際には波長変換する必要があるので、そこでこの ESR に波長変換材 TPB を塗布したものを検出器側面に設置している [32]。ESR を設置する際には TPC 側面に固定するため、ESR にねじの大きさの穴をあけ、ねじを上から締めることで固定した。また検出器外でも固定可能な耳を作成し、Cathode, Grid に絶縁テープを使用しての固定も行った。ESR 設置後の TPC 内部の写真を以下に示す。

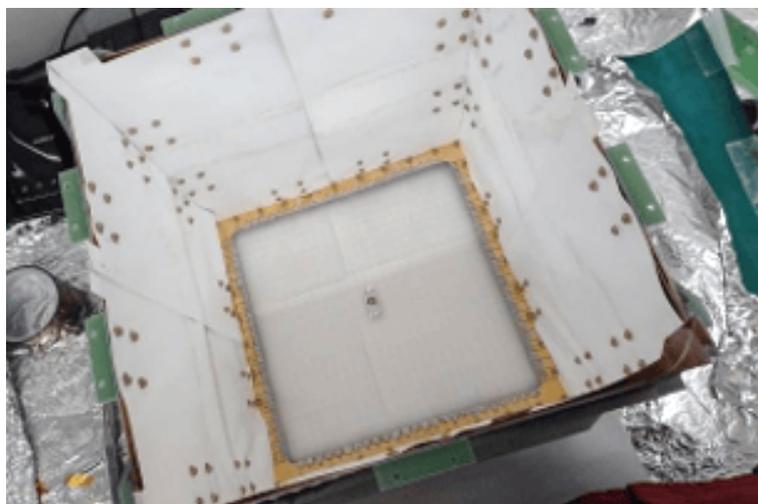


図 3.13: 検出器内部の様子 (液体 ArTPC 側面内側に ESR を設置した後)

次に上部に Grid, Anode の補強パーツ, Anode の順に取り付けを行い、L 字の補強パーツを使用して PEEK ねじで固定した。この際、液体 ArTPC を容器内に入れて液体アルゴンを入れる際に液抜きをするための穴が必要なので、Anode を Anode の補強パーツの間に PEEK の M2 のワッシャーを二枚はさむことで液抜きのための隙間を作った。

最後に液体 ArTPC は容器のトップフランジから吊るして設置するため、Anode の補強パーツに液体 ArTPC を吊るすためのパーツをほかの補強パーツと同様スタイキャストを使用して接着した。

吊るすためのパーツは大きさが $12\text{cm} \times 5\text{cm}$ で厚さ 8mm のものを計 4 つ使用して支える。素材は熱収縮を考慮してガラスエポキシで出来ている。以下の表に支える検出器の重さを示す。

表 3.1: 検出器の重さ

検出器構成要素	重さ
基板	3 kg
補強パーツ	3.3 kg
PMT 部分	4.3 kg
合計	10.6 kg

したがって 4 つのパーツで支えるので、1 つのパーツにかかる重さは $10.6/4=2.65\text{ kg}$ である。接着した補強パーツに最大 14.45 kg まで重さをかけ十分な強度があることを確認した。また液体窒素につけて極低温にした後に同様の試験を行い、低温でも十分な強度を保てることを確認した。実際に作製した液体 ArTPC の写真を以下に示す。

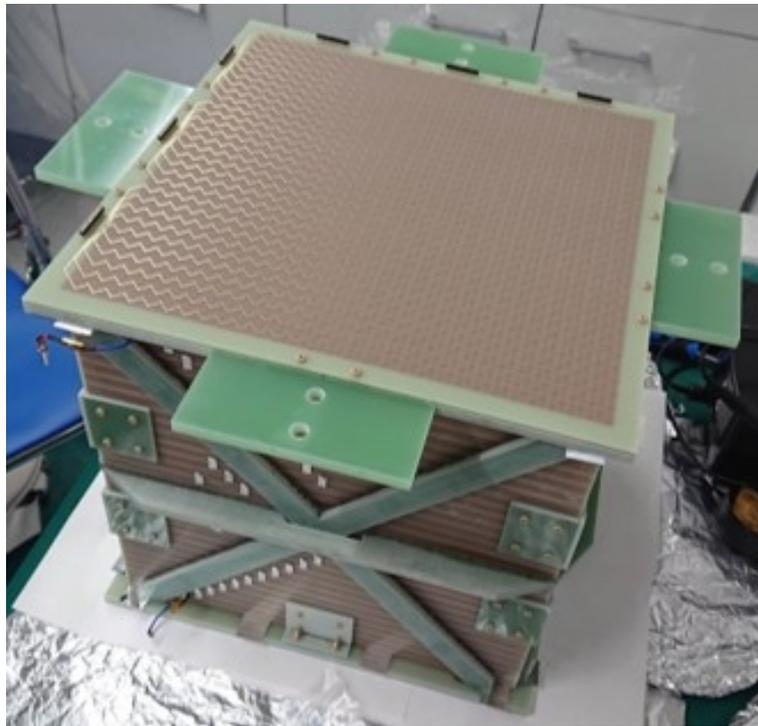


図 3.14: 地上プロトタイプ液体 ArTPC の完成図

4 μ^-/μ^+ 粒子識別試験

作成した地上プロトタイプ液体 ArTPC を使用して、液体 ArTPC 中で停止する μ 粒子の観測を行った。本章では宇宙線粒子反粒子識別試験のセットアップと観測したデータについて記述する。

4.1 μ^-/μ^+ 粒子識別試験の概要

μ^-/μ^+ 粒子識別試験を西早稲田キャンパスの 65 号館 1 階の実験室内で行った。小型の地上プロトタイプ液体 ArTPC を作成し、 μ 粒子の崩壊事象と捕獲事象の観測と飛跡を用いた識別能力の検証を目指す。以下に μ^-/μ^+ 粒子識別試験における検出器全体の概略図と液体 ArTPC の概略図を示す。

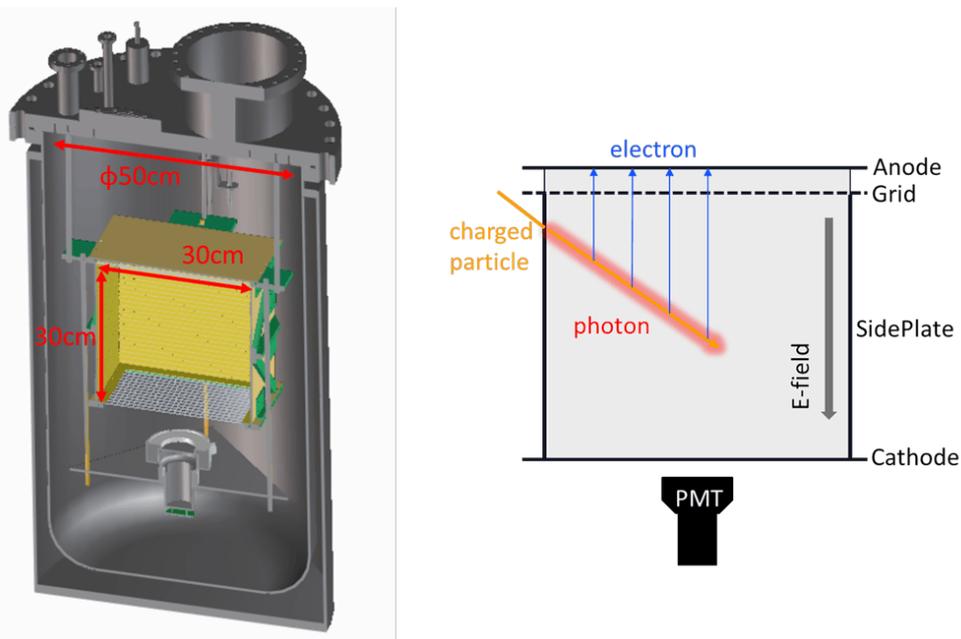


図 4.1: μ^-/μ^+ 粒子識別試験における検出器全体の概略図 (左) と使用する液体 ArTPC の検出原理の模式図 (右)

光信号検出のために PMT 一本と電子信号読み出しのために地上プロトタイプ液体 ArTPC を使用し、荷電粒子が液体アルゴンに入射した際に発生するシンチレーション光を液体 ArTPC の下に設置した PMT で、電離電子を Anode で読み取ることで 3 次元の飛跡再構成を行う。

4.2 μ^-/μ^+ 粒子識別試験セットアップ

4.2.1 液体アルゴンテストスタンド [37]

西早稲田キャンパスにある液体アルゴンテストスタンドについて述べる。以下に液体アルゴン試験全体のセットアップの写真と充填・循環系の概略図を示す。

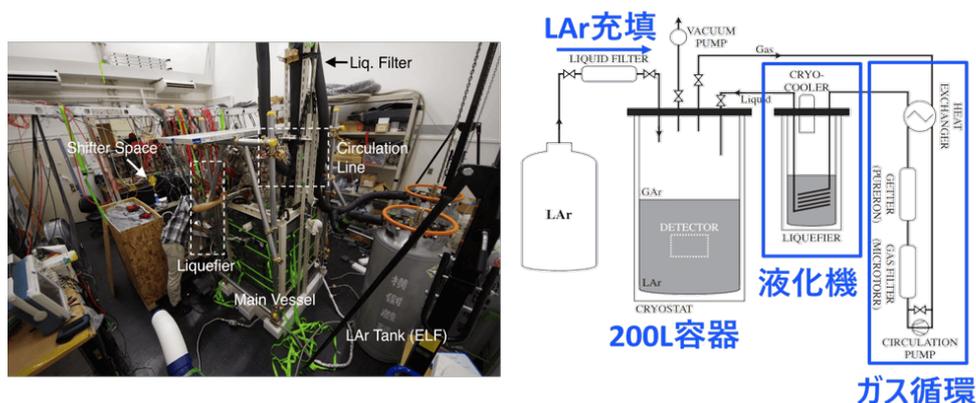


図 4.2: 液体アルゴン試験の実験室の写真 (左) と充填・循環系の概略図 (右)

液体アルゴン中に窒素・酸素・水などの不純物が存在すると液体アルゴン蛍光や電離電子が吸収されて信号量が減少するため、純度のよい液体アルゴンを運用する必要がある。そこで早稲田大学ではアルゴンの純度をよくして充填するための充填系と、液体アルゴンの純度を保って安定的に運用するために循環系を使用している。検出器を入れる容器にはφ 50 cm の 200 L 真空断熱容器を使用している。この 200 L 容器に液体アルゴンを充填する際には、不純物を含む商業用の液体アルゴンから不純物を取り除いて充填を行うために、水や酸素を除去するフィルターを通してしている。フィルターを通して充填を行うことで初期純度を改善する。また、循環ラインには水や酸素を除去する MICROTORR(SAES Pure Gas 社) や窒素を取り除く窒素フィルター (PURERON 社) が取り付けられており、液体アルゴン充填後はガス層からガスアルゴンを取り出し、2 種類のフィルターを通して循環ライン下流の液化器で冷却しアルゴンを液化することにより、循環することで純度を維持している。液化器には 75 L の真空断熱容器を使用している。さらに、容器と循環系は実験開始前に 2 週間程度真空引きを行いアウトガスを可能な限り減らしている。以上のシステムにより窒素、酸素、水などの不純物を取り除き、十分な純度を維持しながら実験を行うことができる。

容器内には温度計抵抗や、web カメラ、液面計などの液体アルゴンの安定性を確認するためのセンサーを設置し、循環系に流れるガスアルゴン流量の測定や実験室の酸素濃度などの測定も行っている。これらの値は容器内から 68 pin フィードスルーでの読み出しを行い、各配線をデータロガー GL820(グラフィック製) に接続し、各値を自動的に取得している。基準値を超えた場合には実験参加者に通知が行くように設定されている。これらの値は実験を安全に遂行できるように、シフトを組み 24 時間体制で常に確認を行っている。そのほかにも真空断熱容器の真空度やその排気ポンプの正常駆動、各種機器の電圧などの確認も行っている。

4.2.2 光検出器

今回実験で使用した PMT(R11065) は液体アルゴン実験で使用される低 BG、高 QE の低温で使用可能な PMT である。以下に構造を示す。



図 4.3: 今回使用した PMT(R11065) の写真(左)と寸法(右)[33]

窓面は 3 インチで QE は 30%以上, ゲインは-1570V で 5.0×10^6 である。R11065 の窓面には低温耐性のある石英ガラスが使用されている。石英ガラスの感度波長のピークは 420 nm であり, アルゴン蛍光の直接観測は不可能であるため波長変換材で可視光に変換して検出する。

今回の実験では PMT は Cathode の直下に設置した。Cathode には高 HV を印可するため, 高電場下では PMT が損傷する恐れがある。そのため, PMT 窓面の前に ITO(Indium Tin Oxide) 石英を設置した。ITO は酸化インジウムと酸化スズの無機化合物であり, 可視光の透過率が高い透明電極である。ITO 石英は石英表面に ITO 膜を成膜したものであり, 今回はこの ITO 部分に-1 kV の電圧を印可することで PMT を高電場から保護している。また, この ITO 石英に波長変換材 (TPB) を蒸着している。

PMT 設置の際には, 加工のしやすいステンレスの板を使用した。ステンレスの板に吊るすための M8 のねじを通すための穴と PMT を設置するための穴をあけている。PMT 部分の写真を以下に示す。

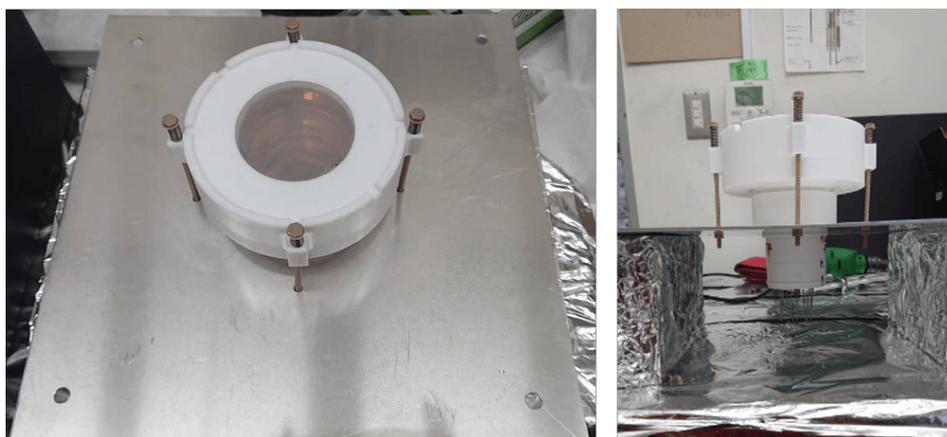


図 4.4: PMT の固定具の写真(左: 上から, 右: 横から)

PMT がステンレスの板と接触すると導通してしまうため, PMT とステンレス板が接触しないように, 低温下での強度や絶縁性, 低アウトガス性に優れた PTFE で出来た治具を使用して PMT と ITO 石英を固定している。ステンレスの板に PTFE パーツを固定する際は低温下での熱収縮に耐えられるように PEEK ねじにばねを通して設置している。

4.2.3 検出器の設置

容器内の検出器は 200 L 容器のトップフランジから吊るされている。設置位置は電子読み出しケーブルを短くできるように可能な限り上に設置した。電子読み出しケーブルはノイズの影響を減らすためにツイストフラットケーブルを使用し、今回はケーブルの長さを 40 cm で作製した。64 ch のリボンコネクタから 50 ch の D-sub コネクタへ変換するためのケーブルで各チャンネルの信号線のグラウンドはすべて同電位に接地させた。検出器内の位置と実際の設置の写真を以下の図 4.5 に示す。

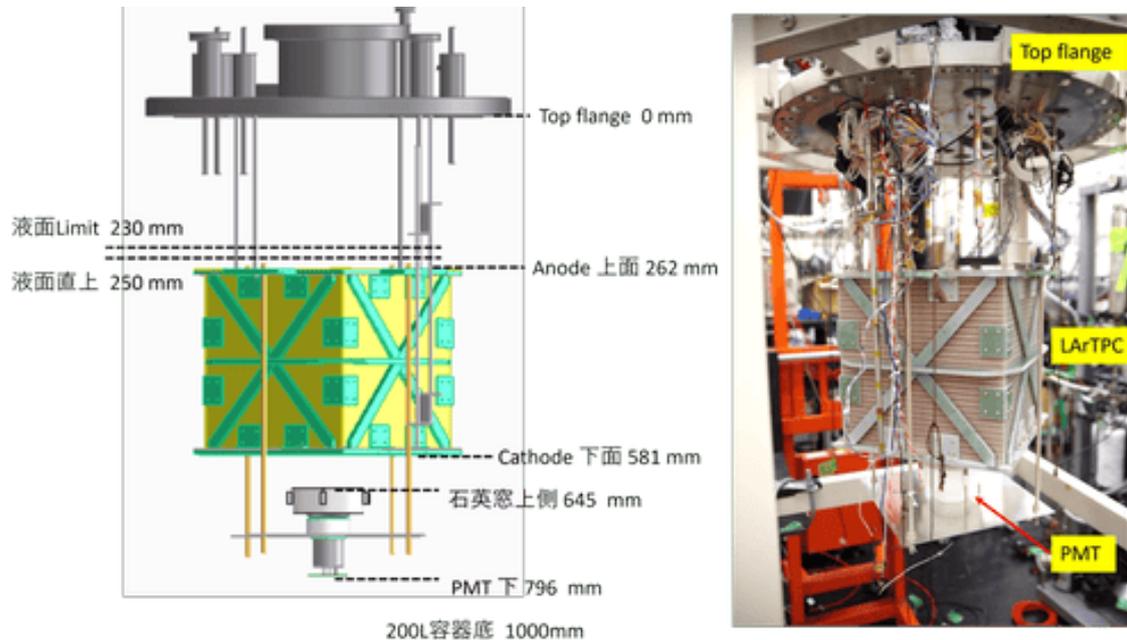


図 4.5: トップフランジからの検出器の設置位置 (左) と実際に検出器を設置後の写真 (右)

液面は TPC をぎりぎり覆う位置であるトップフランジからおよそ 250 mm まで充填して実験を行った。TPC を吊るす際には耐久性を考慮してステンレスの長ねじを使用している。また PMT を設置するステンレスを吊るすねじは放電対策で PEEK の長ねじを使用した。

4.2.4 電圧源と放電対策

PMT や ITO 石英の ITO 面, Grid への電源供給には HAYASHI-REPIC の RPH-034 を使用した。このモジュールは最大-6 kV まで印可可能で、計 4 ch のものである。PMT は-1.1 kV, ITO 面, Grid には-1 kV の電圧を供給している。ITO 面には金メッキされている部分にケーブルを直接はんだ付けしている。また Grid にはケーブルの先にクリップをはんだ付けし、クリップで Grid の端を挟んで電圧を供給した。クリップで挟んだ部分には上から絶縁テープ巻いて固定している。

一方で、Cathode へは高電圧を供給できるように-30 kV まで印可可能な電圧源として MATSUSADA PRECISION の HJPQ-30N1 を使用した。高電圧を印可する際、特にガスアルゴン中での放電が問題となる。

本実験ではドリフト距離が 30 cm であるから最低-6 kV (200 V/cm) の電圧印可を目指した。放電対策として、フィードスルーには耐電圧が 30 kV ある COSMOTEC の C230K3ASS1UT1 を使用している。容器内部のケーブルには捩り線でカプトン被膜のされており耐電圧が 10 kV である COSMOTEC の V10K3AK1000/XX を使用し、直接 Cathode の電極にはんだ付けしている。さらにエポキシ樹脂

である epoc の E-01-005 を使用してフィードスルー周辺のみケーブルを固定した。Cathode に使用した電圧源と実際に使用したフィードスルーを以下に示す。



図 4.6: Cathode に使用した電圧源 (左) とエポキシ樹脂でケーブルを固定したフィードスルー (右)

今回の実験では Cathode に-3 kV(100 V/cm) から最大-13 kV(400 V/cm) までの電圧の印可に成功した。

4.2.5 DAQ システム

電子読み出しには KEK で開発されている液体アルゴン用 ASIC、LTARS2014 を使用した。主な性能を以下の表にまとめる。

表 4.1: LTARS2014 の主な性能 [34]

項目	値
最小入力電荷 (絶対値)	1 fC
最大入力電荷 (絶対値)	90 fC
コンバージョンゲイン	9.7 mV/fC (input 50 fC, Cdet 0 pF)
ENC	$\simeq 14000$ electron Cdet 300 pF
ピーキングタイム	3 μ s
チャンネル数	32
電源電圧	± 0.9 V
消費電力	<50 mW
チップサイズ	5 mm \times 5 mm

LTARS2014 の読み出しボードはアナログ部とデジタル部が別々の回路基板で構成されており、LTARS2014 が配置されているアナログボードと ADC 等が配置されているデジタルボードで構成されている。信号読み出しパッドからの電荷信号をアナログボードで電圧信号に変換・増幅・整形してデジタルボードへ出力し、出力された電圧信号をデジタルボードでバイナリデータに変換する。アナログボードとデジタルボードはリボンケーブルで接続されている。

LTARS は液体アルゴン中での使用を目指して開発されている ASIC であるが、まだ開発途中で今回使用した LTARS2014 は低温使用可能ではない。そのため容器外で使用する必要があるが、ノイズレベルは検出器容量と相関があるため可能な限り検出器からエレクトロニクスまでの距離を短くす

ることが重要である。そこでトップフランジに直接エレクトロニクスを設置して信号の読み出しを行った。ただし、LTARSのコネクタはKEL8925Eシリーズであり、対応したfeedthroughは短期間で用意することが困難であったため、今回はD-subのfeedthroughを使用し、コネクタを変換する変換基盤使用することで読み出しを行った。TPCの基板と同様にKiCADを用いて設計を行い、製作を依頼した。作成された基板に68 pin コネクタとD-sub コネクタをはんだ付けし、変換基盤として使用した。以下にKiCADを用いて設計した変換基盤の図と実際の変換基盤の写真を示す。

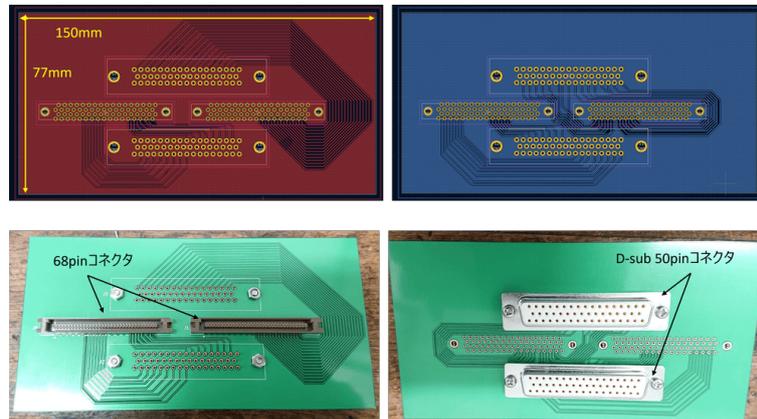


図 4.7: LTARS のコネクタ変換基盤 (上: KiCAD を用いて設計した変換基盤の図, 下: 作成した変換基盤にコネクタをはんだ付けしたもの)

エレクトロニクスを設置する際にはトップフランジに接地されたステンレスのBOX内にアナログボードを入れて電磁ノイズを遮蔽した。また、液体アルゴンは極低温であり、さらに本実験では液体アルゴンの液面を上部に設定したためトップフランジが冷やされ結露した。そこでLTARS2014の故障を防ぐためにステンレスBOX内にはモレキュラーシープを入れて実験を行った。以下にトップフランジに設置したLTARS2014のボード写真とLTARS2014の検出器容量に対するノイズレベルの図を示す。

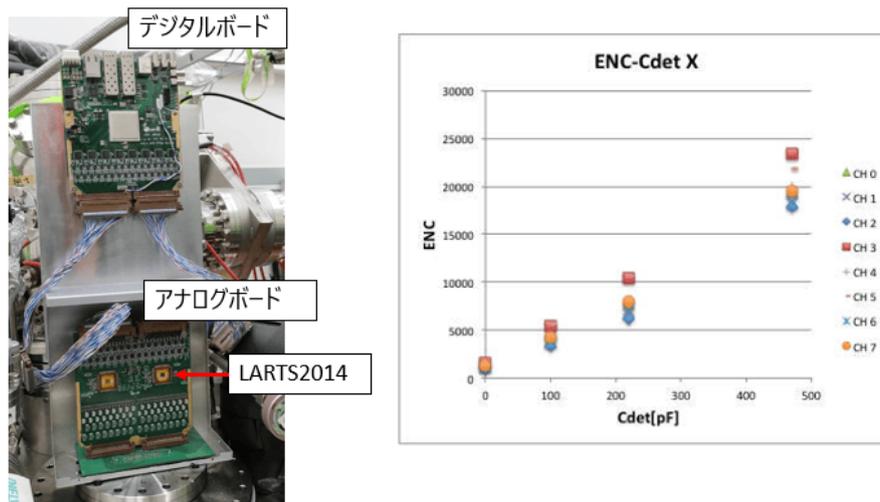


図 4.8: LTARS2014 のデジタルボードとアナログボードの設置図 (左) と LTARS2014 の検出器容量とノイズレベル (ENC) の関係 (右)[34]

光信号の読み出しには SIS 社の Flash ADC, SIS3316 を使用した。250 Ms/s で 4 ns ごとにサン

プリングが可能である。光読み出しと電子読み出しに別々の機器を使用しているため、イベントの同期を行う必要がある。

そこで、イベントの同期のために LTARS2014 読み出しボードから trigger count を 32 bit で出力し、出力信号を FADC で読み出す。電子読み出し信号のデータと光信号のデータを別々に読み出し、解析する際に FADC で取得した LTARS2014 読み出しボードから出力される trigger count を読み取り、trigger count が一致するイベントを電子読み出し信号のデータから持ってくることでイベントの同期を行った。以下に DAQ システムの模式図を示す。

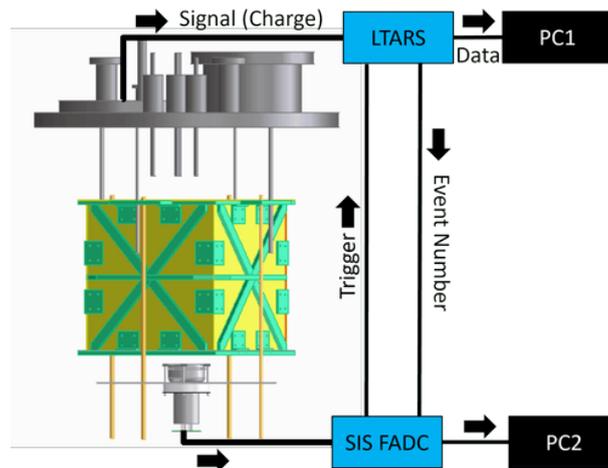


図 4.9: DAQ システム模式図

実際に取得したデータで同期を行ったイベント例を以下に示す。

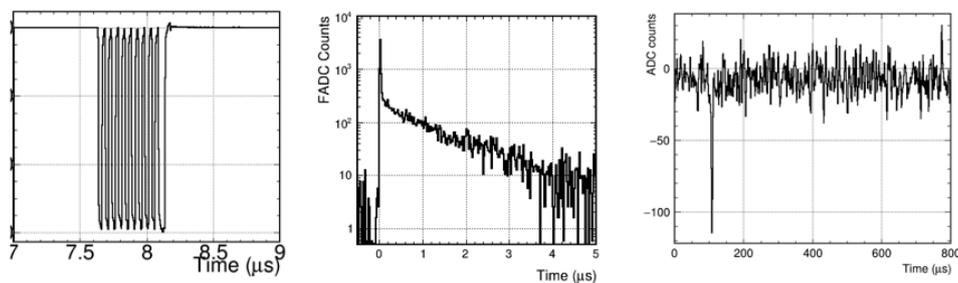


図 4.10: 取得したデータ例 (左: FADC で取得した LTARS2014 読み出しボードから出力された 32 bit の trigger count, 中央: FADC で取得した PMT のデータ, LTARS2014 読み出しボードで取得した 1 ch 分のイベント)

4.2.6 ノイズ対策

電子読み出しでは S/N よく信号を読み出すためにノイズ対策が重要となる。ノイズには主に検出器や読み出し系で発生する内部要因のノイズと外部で発生して入り込んでくる外的要因のノイズの 2 種類がある。内部要因のノイズは抵抗等の内部の電子の熱運動によるノイズや電流内のキャリアの数の統計揺らぎに起因するノイズであり、これらはキャパシタンスが大きいほど大きくなる。したがって、検出器や読み出し回路のキャパシタンスを小さくすることで抑えられる。一方、外的要因のノイズは電源から侵入するノイズや外部の電磁波などからケーブルを振動させることによって侵入する

ノイズであり、ローパスフィルターを使用したりノイズを拾うケーブルを電磁的に遮蔽することで抑えられる。したがってこの外的要因のノイズを落とすことを目指す。

本実験において想定されるノイズ源として環境モニターや Cathode に印可する電圧による影響が考えられる。4.2.1 章で述べたように環境モニターとして温度計抵抗や、web カメラ、液面計の値を使用している。これらの測定系自体のノイズや配線から外部ノイズが乗る可能性がある。そこで図 4.11 に示すように、検出器を設置した状態でのノイズとノイズ対策を行わずに環境モニターをつけた状態でのノイズを、取得した信号に FFT 解析を行うことで比較すると、確かに多くのノイズが乗っていることが確認できた。そこでノイズ対策としてケーブルをアルミで覆って電磁遮蔽を行うことと、各測定モニター系のグラウンドを 1 つに接地した。グラウンドの接地ではすべてのグラウンドがテスターで測定して抵抗値が 0.3Ω 以下になるように行った。さらに環境モニター系のノイズ源となりうるものを一つずつ確認することで、今回使用した環境モニター系では web カメラの電源と冷凍機に使用している PID (Proportional Integral Derivative) 制御機能を持った温度調節器が主なノイズ源であることがわかった。これらについては web カメラはデータ取得中に使用しないので電源を落とすことと、温度調節器については容器内部に配線されていないので容器内部の配線からできる限り遠いデータロガーのチャンネルで読み出すことで対策を行った。

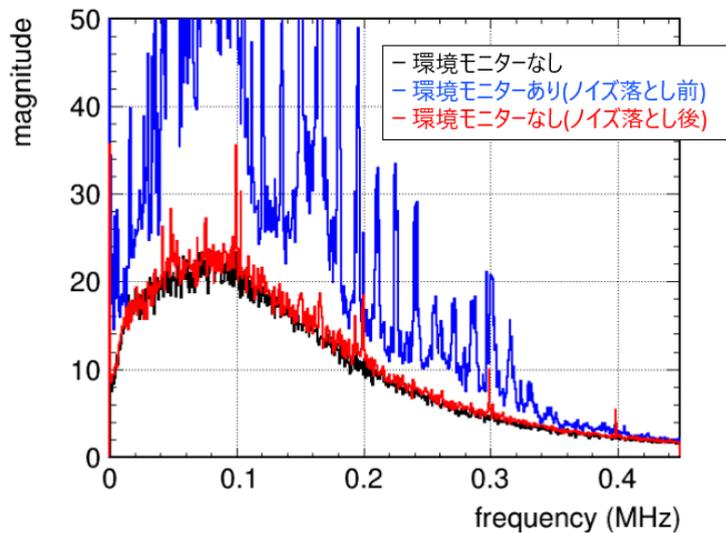


図 4.11: 環境モニターの使用の有無によるノイズの FFT 解析の結果とノイズ落とし後の FFT 結果の比較

ノイズ対策を行う前のノイズはかなり大きいですが、ノイズ落とし後は環境モニターがない場合とほぼ同等のレベルまでノイズを落とすことに成功した。

他にも Cathode に高電圧を印可するため、スイッチングに伴うノイズ等の影響が考えられる。特に Cathode の pad に高電圧を印可している部分に近いチャンネルはノイズの影響を受けやすいことが想定される。通常これらのノイズはローパスフィルターを入れることでノイズを軽減することができる。ただし今回は高電圧を印可するためのケーブルが納期の関係で一つのみしか用意することができなかったことと、ノイズが周期的であることを考慮して、コネクタの付け替え等を避けローパスフィルターは入れずに実験を行い、解析的にノイズを除去することにした。解析によるノイズの除去については 5.1 章で述べる。

4.3 データの取得

本実験は10月3日から10月8日までの5日間で実験を行い、電場の大きさを100 V/cm から400 V/cm に変えながらデータの取得を行った。ただし日中はノイズ落としや検出器のキャリブレーションのためのデータ取得を行っていたため、実際に解析に使用する宇宙線 μ 粒子のデータは夜中に取得した。今回取得したデータの取得期間と取得データ数について以下の表にまとめる。

表 4.2: データの取得期間と取得データ数

日時	電場 [V/cm]	イベント rate [Hz]	ファイル数 (1 file,1,000 event)
10/4 21:00 - 10/5 9:00	100	12	523
10/5 20:40 - 10/6 9:00	200	9.5	417
10/6 20:47 - 10/7 9:17	300	9	383
10/7 19:41 - 10/8 7:08	400	9	363

5日間で約170万イベントの宇宙線 μ 粒子を観測した。

5 液体 ArTPC の較正

取得したデータを用いて、液体 ArTPC の較正を行う。ノイズ解析を行った後に飛跡の再構成手法を確立し、ゲインの較正、純度の算出を行った。また、較正した結果から液体 ArTPC 読み出しの理解として飛跡シミュレーションの構築を行った。本章では液体 ArTPC の較正とその結果について述べる。

5.1 ノイズの除去

以下に取得した電子読み出し信号のデータを示す。今回は S/N が最も良い 400 V/cm のデータを使用している。電子信号データは各チャンネルの波形を二次元平面にしたもので、XZ 平面、YZ 平面それぞれから見た飛跡を示している。ただし、一日目の実験中のノイズ落としを行っている際に、LTARS2014 の Ch57,58 が信号を読み出せなくなってしまったため、Y 軸の Ch25,26 はデータの取得はできていない。

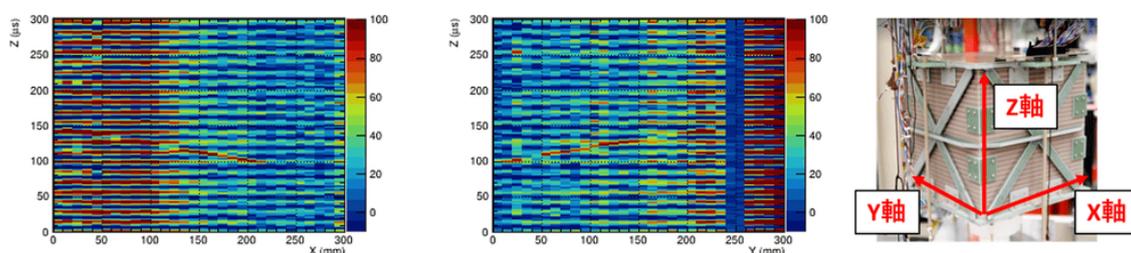


図 5.1: 生データの 2 次元飛跡イベントディスプレイ (左: XZ 平面, 中央: YZ 平面) と軸の設定 (左)

予想した通り、高電圧 (以降, HV) を印可している箇所の付近のチャンネルに大きなノイズが乗っているため、ノイズの除去を行う必要がある。実際に取得したノイズを除去する前の典型的な信号として ch16 の信号を図 5.2 に示す。また、特にノイズが大きい ch の例として ch62 と ch5 の信号を示す。

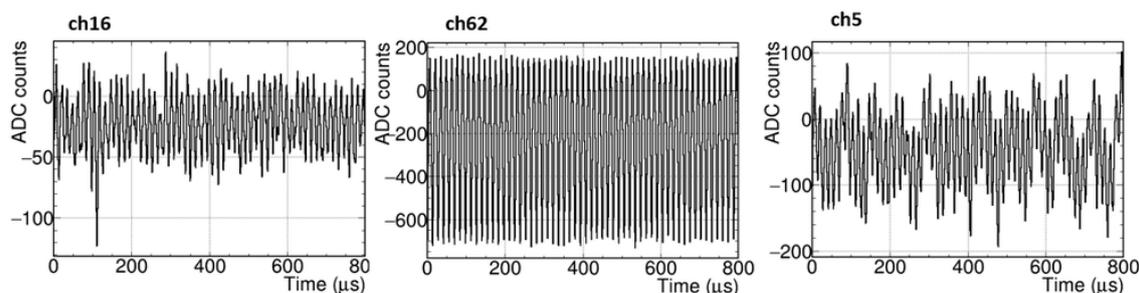


図 5.2: 1 event の生波形の例。左: 典型的な信号例 (ch16), 中央: 特に大きな高周波のノイズが乗っている信号例 (ch62), 右: 低周波のノイズが乗っている例 (ch5)

ノイズが大きい ch62 は周期的なノイズが乗っていることがわかる。また ch5 には ch62 とは別の周期のノイズが乗っている。そこで FFT 解析を用いてノイズの解析を行った。ch62 と ch5 と ch16 の FFT 解析の結果と平均波形を以下に示す。

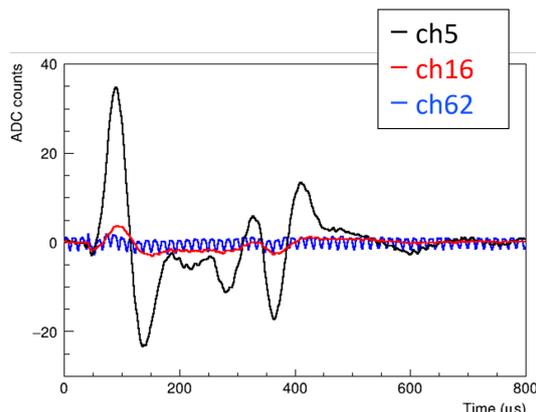


図 5.3: ch5,ch16,ch62 の 1000 event の平均波形

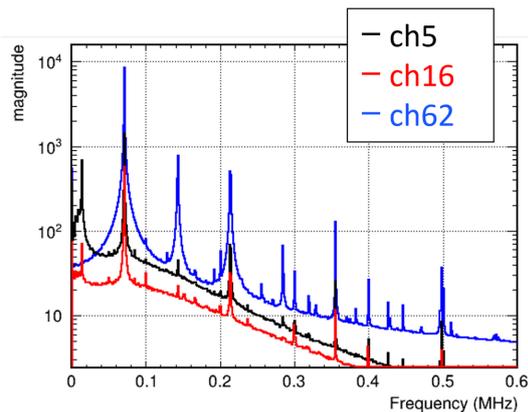


図 5.4: ch5,ch16,ch62 の周波数解析の結果

今回の実験では大きなノイズとして HV 電源起因のノイズ, トリガー起因のノイズ, 低周波の周期ノイズ, の 3 種類のノイズが乗っていた。HV 起因のノイズは ch62 に大きくみられるノイズで Cathode に印可する HV の大きさに比例して大きくなる。周波数としては 71 kHz, 142 kHz, 213 kHz の周波数のピークに対応する。この HV 起因のノイズについてはすべての ch について同位相で乗っているノイズであり, さらに ch62 に特に大きく乗っているため, ch62 を Fit しその結果をすべてのチャンネルに適用することで除去することができる。各 ch へのスケールは FFT 結果から 71 kHz のピーク値を持ってきてスケールしている。

次にトリガー起因のノイズについて, 平均波形を見るとわかるようにトリガーがかかった後に波形が大きく揺れていることがわかる。特に ch5 に大きく乗っているノイズであるがほかの ch にも大きさは様々だが存在する。このノイズはどのイベントに対しても同じようにあるノイズのため, 平均波形を引くことで除去することができる。

最後に低周波のノイズについて, この低周波のノイズは ch5 に顕著に表れているノイズで周波数帯では 14 kHz 周辺のノイズである。このノイズについても HV 起因のノイズと同様に ch5 を Fit した結果を他のチャンネルに適用することで取り除く。各 ch へのスケールは FFT の結果から 14 kHz のピーク値を持ってきてスケールしている。以上の結果を踏まえ, これら 3 種類のノイズについて以下の手順でノイズの除去を行った。

1. HV に起因する 71 kHz / 142 kHz / 213 kHz を ch62 について triple cos fit した結果を各 ch のノイズレベルにスケールして差し引く。以下が最初の HV 起因のノイズを差し引く前と差し引いた後の ch62 と ch16 の波形である。

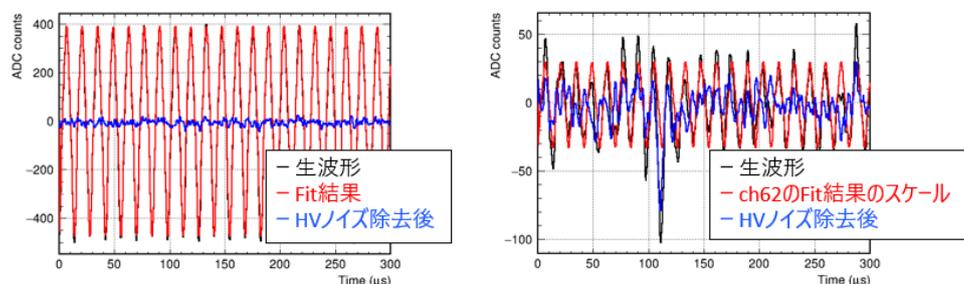


図 5.5: HV 起因のノイズの除去前と除去後の比較。左は ch62, 右は ch16 の波形で, 黒が各 ch のノイズ除去前の生波形であり, ch62 の赤が ch62 の Fit 結果で ch16 の赤は ch62 の Fit 結果をスケールしたものを示している。青は生波形からノイズを引いた波形を示している

2. HV 起因のノイズを落とした後のトラックが無いチャンネルを選んで平均波形を作成し、ファイル毎に作成したトリガー起因のノイズのテンプレートを引き、トリガー起因のノイズを落とす。以下が ch16 と ch5 のトリガー起因のノイズを除去する前と除去した後の波形である。

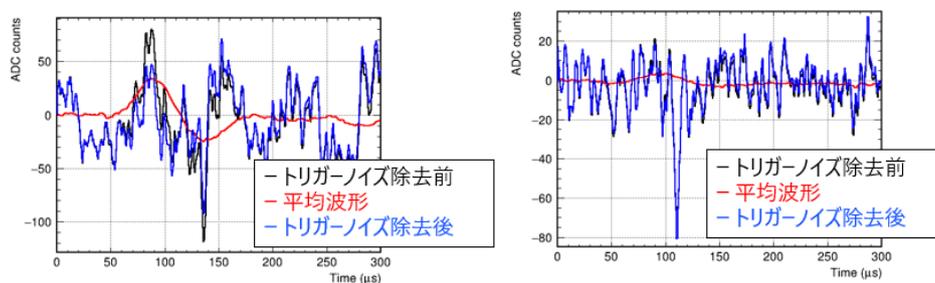


図 5.6: トリガー起因のノイズの除去前と除去後の比較。左は ch5, 右は ch16 の波形で, 黒が各 ch の HV 起因のノイズ除去後の波形であり, 赤は各 ch の 10,000 event の平均波形, 青は HV 起因のノイズ除去後の波形からトリガー起因のノイズを引いた波形を示している

3. ch5 に顕著な 14 kHz 周辺のノイズを ch5 について quad cos fit し, 各 ch のノイズレベルにスケールして差し引く。以下が ch16 と ch5 の低周波のノイズを除去する前と除去した後の波形である。

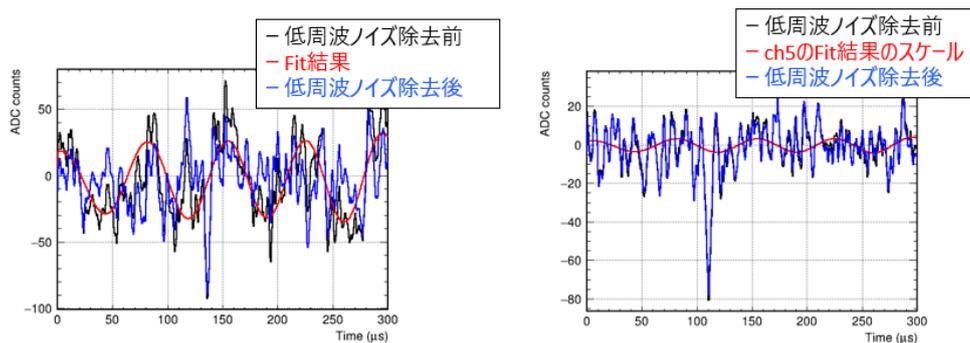


図 5.7: 低周波ノイズの除去前と除去後の比較。左は ch5, 右は ch16 の波形で, 黒が各 ch のトリガー起因のノイズ除去後の波形であり, ch5 の赤が ch5 の Fit 結果で ch16 の赤は ch5 の Fit 結果をスケールしたものを示している。青はトリガー起因のノイズ除去後の波形から低周波ノイズを引いた波形を示している

以上の手順でノイズ除去を行った後の XZ 平面, YZ 平面のイベントディスプレイの例を以下に示す。

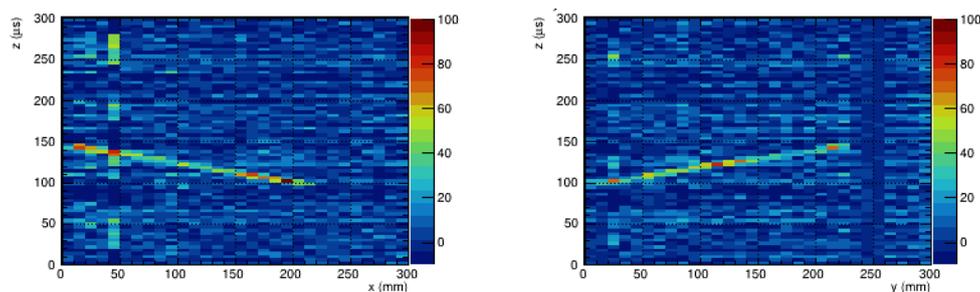


図 5.8: ノイズの除去後のイベントディスプレイ (左: XZ 平面, 右: YZ 平面)

5.2 観測したイベント例

図 5.9 にあるように μ 粒子の突き抜け事象を観測し Minimum Ionization Particle(MIP) 相当のエネルギーの観測が行えていることが分かる。また本実験の目的である停止する μ 粒子の観測にも成功した。そのほかにも電磁シャワー、電子対生成と思われるイベントの観測にも成功した。本実験で観測した典型的なイベント例を以下に示す。

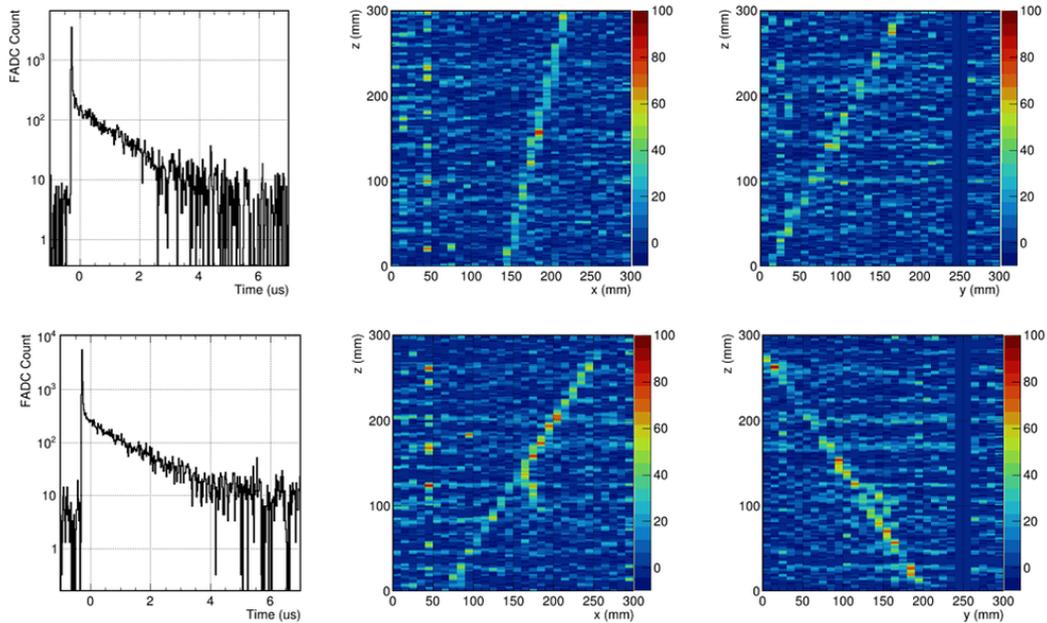


図 5.9: 観測した突き抜ける μ 粒子イベント (上: 典型的な突き抜け事象のイベント 下: 飛跡の途中で δ ray の飛跡が観測できているイベント)

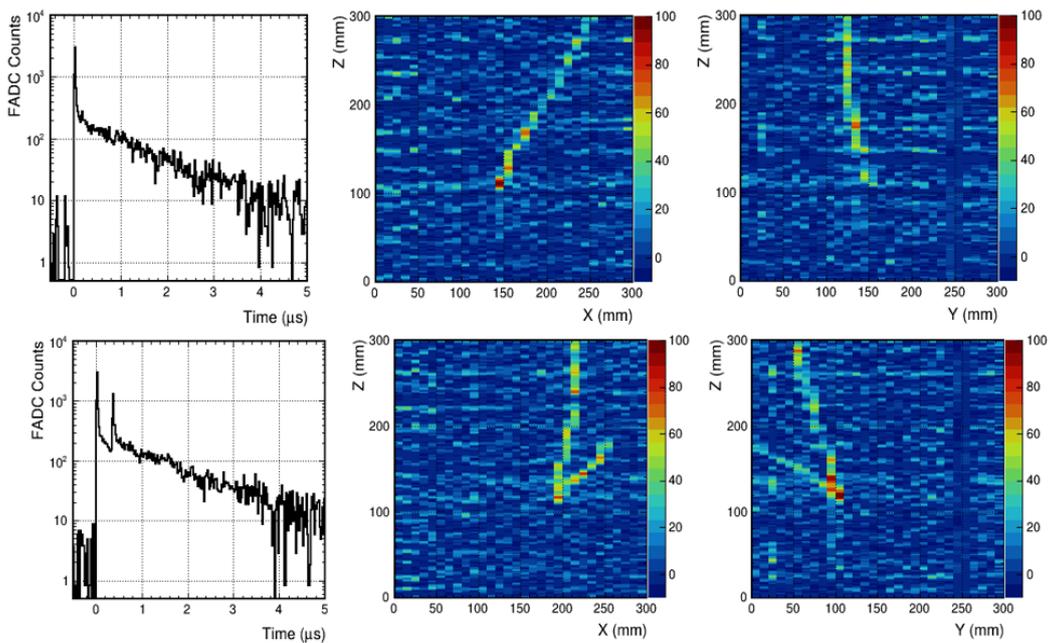


図 5.10: 観測した μ 粒子の停止イベント (上: 捕獲事象 下: 崩壊事象)

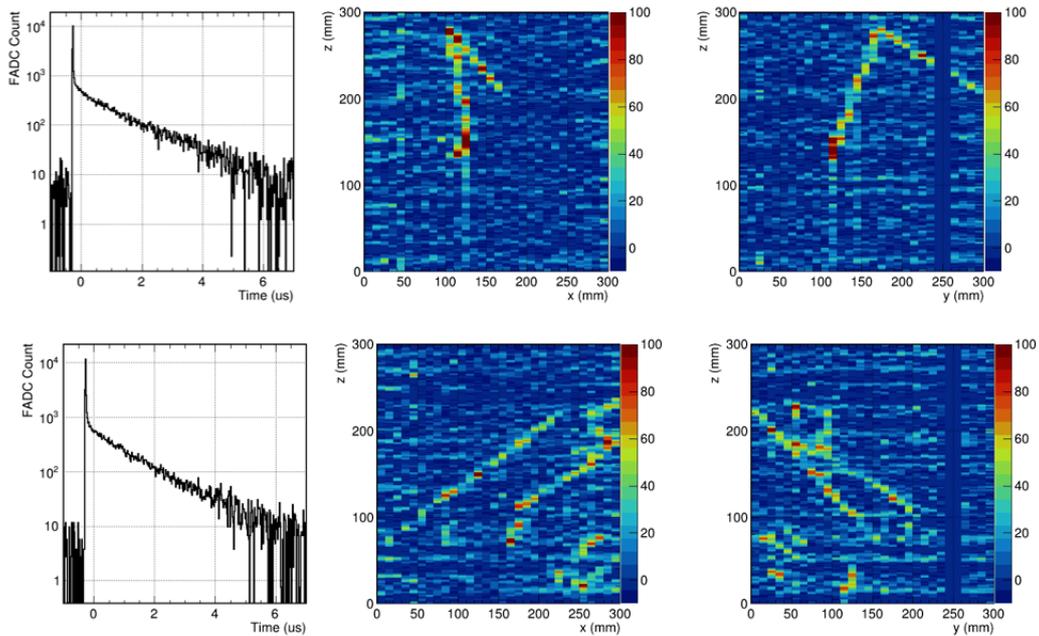


図 5.11: 観測した対生成と考えられるイベント (上) と電磁シャワーが発生したと考えられるイベント (下)

5.3 飛跡再構成アルゴリズム

ノイズを除去したデータに対して飛跡の再構成を行った。飛跡の再構成は3つの手順で行い、それぞれの手順について以下で述べる。

1. Hit Search

信号と思われる Hit を決めるために、ある一定の閾値以上の ADC Count があるものを Hit とする。今回は Hit の条件を以下に設定した。

- peak が 25 ADC count 以上である。
- peak の周りで 10 ADC count を超えている範囲

実際の Hit Search の例を以下の図に示す。

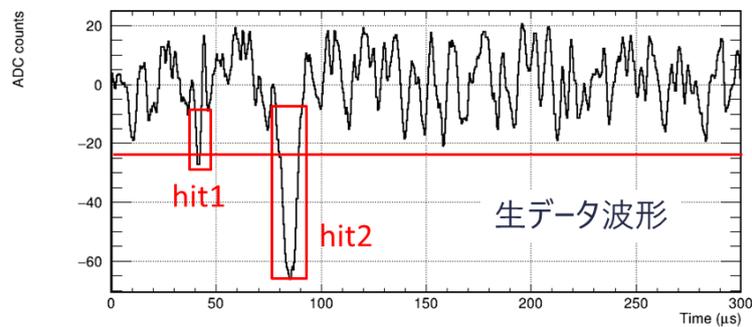


図 5.12: ある波形に HitSearch を適用した際の例。この場合は2つのピークが Hit として選択される。

2. Clustering

Hit Search の結果で隣り合う Hit 同士をつなげて Cluster を構成することで、明らかなノイズを除去する。Clustering で信号とする条件は以下のように設定した。

- 隣同士の ch で Hit 時間が重なっているものを一つの Cluster とする。
- Cluster 内の Hit 数が 3 Hit 以上である。

ただし、HitSearch を行った結果についてそのまま Clustering を行うと、上からまっすぐ突き抜けて 1 ch のみに信号を残すようなイベントについて Hit は 1 つとみなされてしまい、正しく Clustering を行うことができない。そこで HitSearch の結果に対して 10 us を超えるような Hit は 10 us ごとに区切って Hit 数を増やすことで対応した。実際のデータについて Clustering を行った結果が以下である。図の中の同じ色で囲まれた Box の Hit が Cluster として選択されたものである。

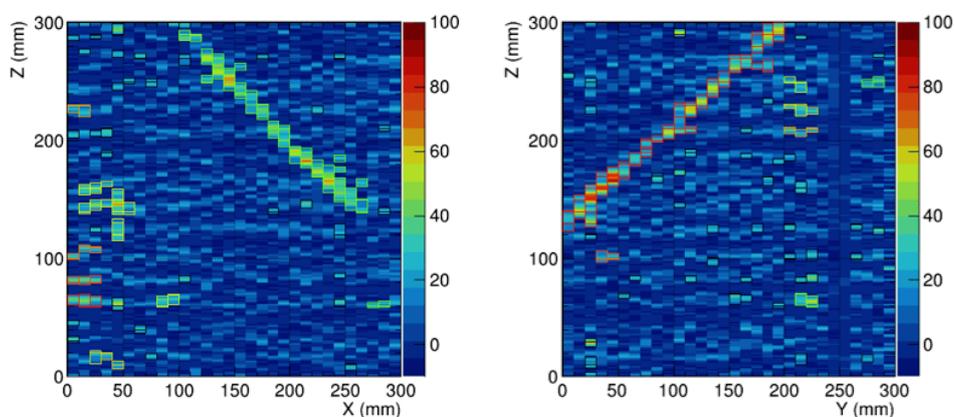


図 5.13: Clustering を行った結果の例。同じ色の Box で囲まれた Hit は同じ Cluster とみなされていて、Box が黒い Hit は Cluster 内の Hit 数が 3 Hit 未満で Cut される。

3. Hough 変換

最後に Clustering の結果残った Hit に対して Hough 変換を行うことで、飛跡の再構成を行う。Hough 変換とは画像の中から直線を検出する手法であり、模式図を図 5.14 に示す。ある一つの点に対して直線は無数に引くことができる。すべての直線に対して、原点からの距離 ρ と角度 θ を一つ決めるとその時直線は以下の式で表される。

$$\rho = X \sin \theta + Y \sin \theta \quad (5.1)$$

したがって一つの点に対して対応する正弦曲線を求めることができる。点が複数個ある場合にはすべての点について同様に対応する正弦曲線をそれぞれ決定することができる。この時ある直線上のすべての点について正弦曲線を書くと、正弦曲線は一点で交わる。この一点の ρ, θ を求めることで直線の一つ決定することができるという手法である。

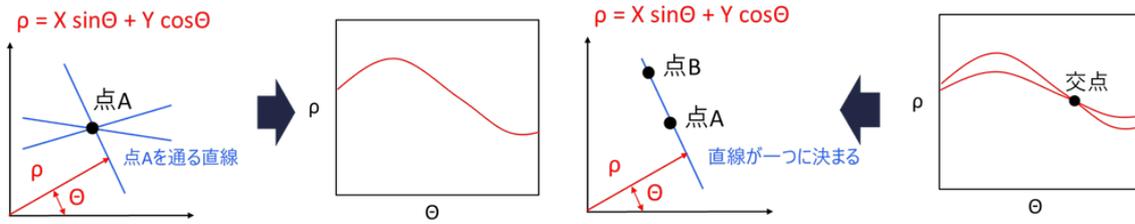


図 5.14: Hough 変換の模式図。左の図のようにまずはある点 A について 1 つの正弦曲線を書く。次に右の図のようにある点 B でも同様のことを行くと、複数の正弦曲線の交点から直線を決定することができる。

この手法を用いると、飛跡のある直線とみなし、Hit の点に対して Hough 変換を行うことで飛跡の直線を求めることができる。よって、Clustering で選別した Hit に対して Hough 変換を行い、飛跡の直線を求めた。以下に Hough 変換の結果を示す。この時 ρ - θ 平面の正弦曲線には正しい Hit を選びやすくなるように信号量の大きさに重みづけを行っている。ただし、実際イベントに適用する場合 Hit は信号波形や読み出し幅の分解能で不定性があるため、正確な点を定めることができない。そのため位置のずれにより正弦曲線は正確に一点で交わるわけではなく、ある程度の幅を持って点の範囲が決まる。今回は ρ を 100 bin で、 θ を 200 bin で区切り、その幅を考慮し Bin の中央値に対し Bin 幅の誤差をつけることで、誤差の範囲内にある Hit を信号とした。以下が XZ 平面、YZ 平面それぞれについて Hough 変換を行った結果である。赤い直線が Hough 変換の結果で、赤の範囲内に入る Hit を飛跡の Hit とした。

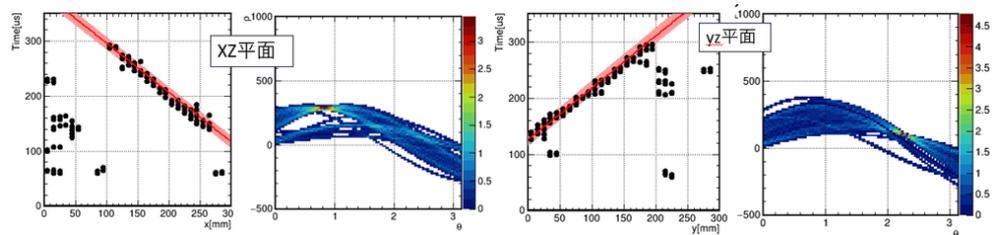


図 5.15: Hough 変換の結果。左が XZ 平面、右が YZ 平面の結果である。左図の黒点が Hit の点の位置を表しており、右図がそれぞれの Hit から求めた正弦曲線を表している。赤が Hough 変換で決定した直線を表す。

以上の手順で飛跡の再構成を行った。また二次元の飛跡再構成結果から XZ 平面、YZ 平面で同時に Hit があるものを対応付けて 3 次元の飛跡再構成を行った。飛跡再構成の結果を以下に示す。

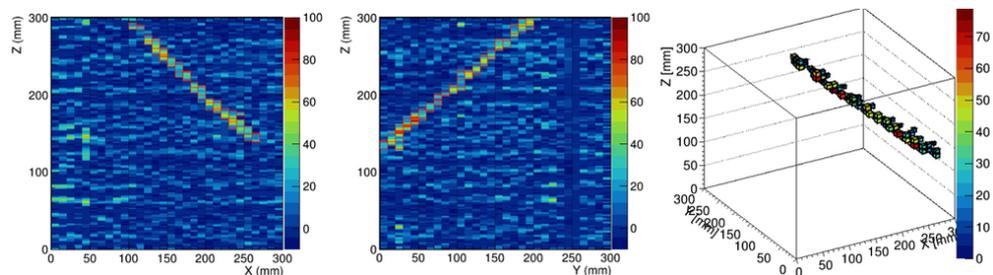


図 5.16: 飛跡再構成結果 (左: XZ 平面, 中央: YZ 平面, 右: 3 次元飛跡再構成結果)

5.4 各 ch のゲイン較正

読み出される信号電荷はエレクトロニクスのゲインや各 ch のキャパシタンスによってチャンネル間のバラツキが存在する。そのバラツキを知るために各 ch における信号のゲインの違いを求めた。各 ch のゲインの導出は μ 粒子イベントを使用し、 μ 粒子の飛跡に付随する Hit の積分値をチャンネルごとに求め比較することで信号電荷量の違いを算出した。使用する μ 粒子の飛跡は X,Y ともに 5 ch 以上に Hit を残すイベントを使用した。以下の図に X の基準のチャンネル (Ch7) と X の端のチャンネル (Ch1), Y の中央のチャンネル (Ch40) の電荷量分布を示す。

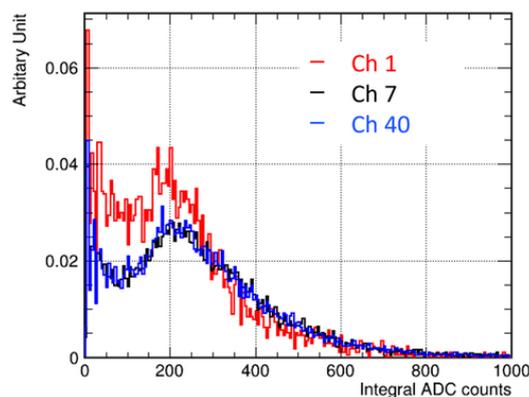


図 5.17: スケールする前の電荷量分布 (Ch1,Ch7,Ch40)

各チャンネルについて求めた電荷量分布に対して、ch7 の電荷量分布を基準に χ^2 乗検定を行った。電荷量分布を比較する際は ADC Count が 200 から 500 までの間をスケールし基準の分布と比較している。 χ^2 乗検定の結果求められた各チャンネルの相対的なゲインを以下の図に示す。Ch1-Ch30 が X 軸方向のチャンネル、Ch33-Ch62 が Y 軸方向のチャンネルである。

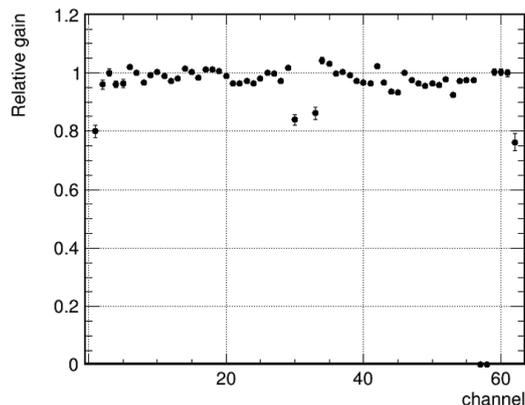


図 5.18: 各 Ch における相対的なゲイン

ほとんどの ch のゲインに大きな差はないが、端の ch のみゲインが低いことがわかる。原因としては Anode 構造や配線によるキャパシタンスの違いや電場の影響等が考えられるが、原因の特定には各 ch のキャパシタンスの算出や電場シミュレーションなどを行う必要がある。

5.5 液体アルゴン純度

2.2.1 章で述べたように液体アルゴン中に不純物があると電離電子を捕獲してしまう。したがって、エネルギー損失を正しく求めるためには液体アルゴンの純度を正確に見積もり、補正する必要がある。本実験では液体 ArTPC の Fiducial Volume を上から下まで突き抜けているイベントを使用した。純度解析に使用したデータの条件を以下に示す。

- XZ 平面, YZ 平面で共に飛跡が Fiducial Volume(17cm × 17cm × 24cm) を上から下まで突き抜けている
- 飛跡がすべての時間に Hit を残している (飛跡が途中で切れていない)

また、エネルギー損失は飛跡長に依存するため、入射粒子の角度が影響する。入射角によって電荷量の補正を行う。それぞれの純度のイベントについて上記の条件でイベントの選択を行い、ドリフト時間と信号量の関係を求めた。求めた信号量の 10 us ごとの平均に対して Q を信号量, Q_0 を Full の信号量, t をドリフト時間, τ を時定数として以下の式で Fit することで純度を算出している。

$$Q = Q_0 \exp(-t/\tau) \quad (5.2)$$

ドリフト時間と信号量の関係と Fit 結果の例を以下の図に示す。これは 400 V/cm で取得したデータを使用したものである。

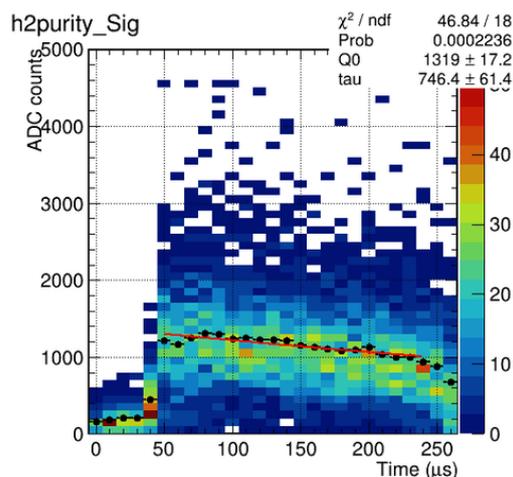


図 5.19: ドリフト時間と信号量の関係と純度 Fit の結果

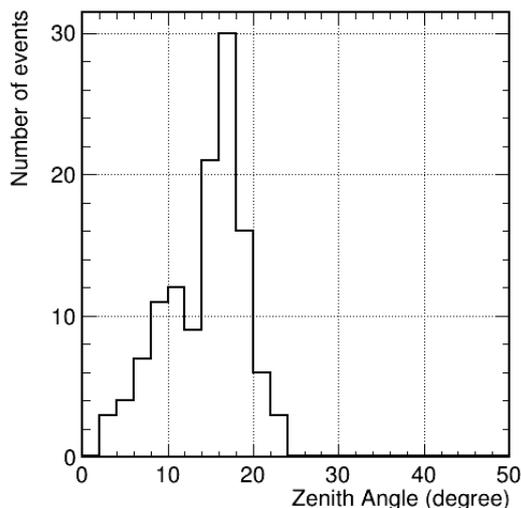


図 5.20: 選択した μ 粒子の入射角度分布

図 5.20 は飛跡再構成結果から求めた角度分布である。純度算出の結果から、少なくとも実験の最終日に所得したデータで 0.48 ± 0.02 ppb の高純度を保つことができていることが分かった。

5.6 飛跡シミュレーションの構築

ここまでで述べた較正結果を考慮して、Geant4 シミュレーションを使用して飛跡シミュレーションの構築を行った。以下ではノイズの再現と飛跡読み出しの再現について述べる。

5.6.1 ノイズの再現

ノイズを除去したことにより、ノイズはランダムノイズのみと仮定してノイズの再現を行った。信号がなくランダムノイズのみのデータを使用してノイズの再現を行う。使用したデータイベントの例を以下に示す。

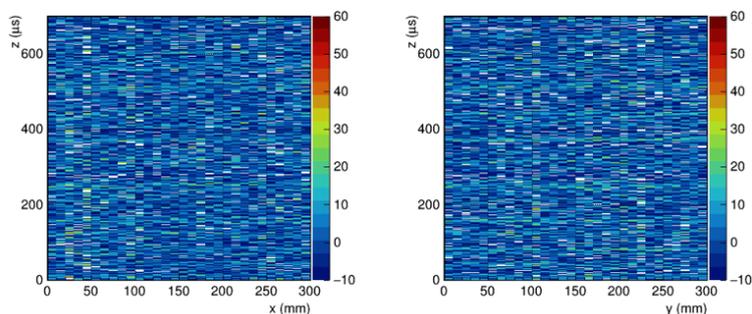


図 5.21: ランダムノイズのイベント例 (左: XZ 平面, 右: YZ 平面)

周波数関数は以下の式のように FFT 演算でフーリエ級数展開できる。

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1} a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx) \quad (5.3)$$

ここで $a_0/2$ は定数項で、 a_k, b_k はそれぞれ正弦と余弦の係数である。また周波数分布における強度は以下の式で表される。

$$amplitude = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \quad (5.4)$$

実際のデータのイベントに対して周波数解析を行い、各周波数に対して正弦と余弦の係数分布を作成する。作成した周波数分布からランダムに周波数を抽出し、その周波数における係数分布からランダムに係数を抽出することでランダムノイズを再現することができる。サンプリング定理 (標本化定理) より、1 波長に 2 回サンプリングすれば、元の信号を完全に復元できる。サンプリング周波数の半分はナイキスト周波数といい、FFT 解析で正しく検出できる周波数はナイキスト周波数までである。したがって、今回取得したデータはサンプリング時間が 0.4 μs であるから、求められる周波数分布は 2.5 MHz まであり、再現できるノイズは 1.25 MHz までである。

100 event のデータについて FFT 解析を行い周波数分布と係数分布を算出した。以下は求めた周波数分布と正弦と余弦の係数分布の一例として 0.625 MHz における係数分布を示す。

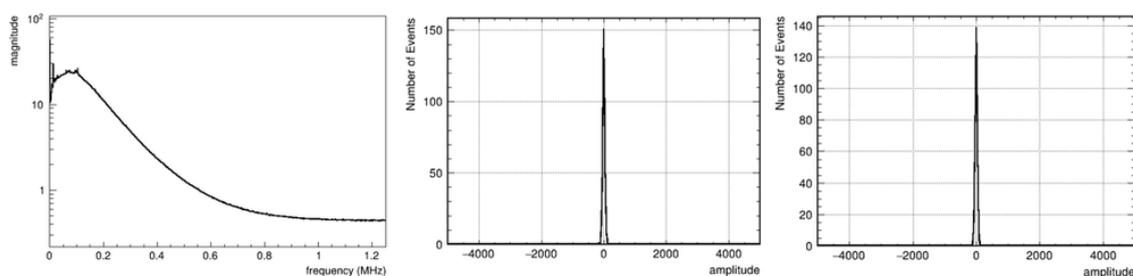


図 5.22: ランダムノイズの周波数分布 (左) と 0.625MHz における係数分布 (中央: 正弦, 右: 余弦)

これらの作成した周波数分布から再現したノイズイベントを以下に示す。

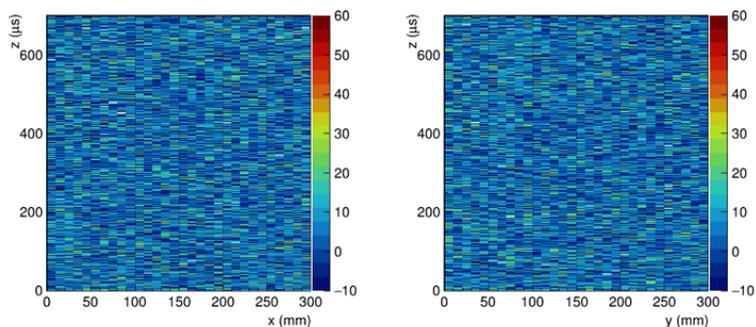


図 5.23: 再現したランダムノイズ

5.6.2 Geant4 シミュレーションを用いた飛跡シミュレーション

Geant4 で宇宙線イベントの生成を行い，生成された飛跡に対して千鳥読み出しを適用してシミュレーションデータを作成した。Geant4 シミュレーションでは 200 L 容器内に 30 cm 角の液体 ArTPC を入れた以下の図のセットアップを使用した。

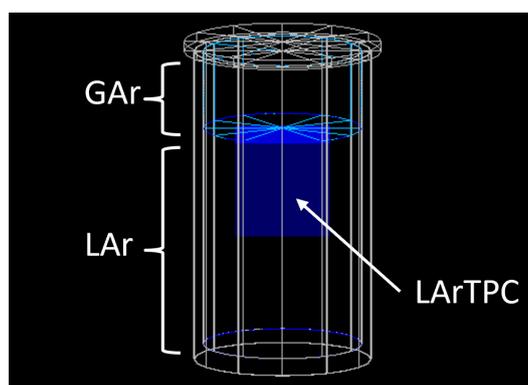


図 5.24: Geant4 シミュレーションで使った μ^-/μ^+ 粒子識別試験のセットアップ図

このセットアップに対し，EXPACS に従ったエネルギー分布，角度分布で宇宙線 μ 粒子を入射した。検出器に入射した宇宙線に対して，0.1 mm ごとに飛跡の位置とエネルギー損失を求める。Geant4 シミュレーションで求めた飛跡に対して検出器応答を考慮した波形シミュレーションを行った。波形シミュレーションでは読み出し構造 (千鳥読み出し)，液体アルゴン応答，電子拡散効果，純度効果，ドリフト速度，LTARS2014 の波形を考慮している。それぞれについて以下で述べる。

- 読み出し構造 (千鳥読み出し)
 今回作製した Anode 構造である千鳥読み出し構造の再現を行う。始めに，5 mm × 5 mm のパッドを X 方向に 60 個，Y 方向に 60 個の計 3600 個作成し，300 mm × 300 mm の 2 次元平面を作成する。ある 5 mm × 5 mm のパッドに Geant4 の飛跡が通ったらそのパッドが属するチャンネルの信号として出力する。ただし，端から偶数列目の奇数番目，奇数列目の偶数番目なら X 軸方向のチャンネル，端から偶数行目の偶数番目，奇数行目の奇数番目なら Y 軸方向のチャンネルとして信号を生成する。
- 液体アルゴン応答
 2.2.1 章でも述べたように荷電粒子が液体アルゴン中で落とすエネルギーは蛍光と電離に分配

される。その比は蛍光/電離=0.21 で八割ほどが電離に使われる。これを用いるとエネルギー損失を dE/dx に対して信号量 Q は以下の式で計算できる

$$Q[\text{fC/cm}] = \frac{dE}{dx} [\text{MeV/cm}] \times \frac{0.79}{W[\text{eV/e-}]} \times Q_e[\text{C/e-}] \quad (5.5)$$

ここで W は液体アルゴンにおける電離の W 値で 23.7 eV, Q_e は電気素量で 1.6×10^{-4} fC である。

- 電子拡散効果

液体アルゴン中で生成された電離電子は拡散しながら Anode に向かってドリフトする。今回は電子は 1mm の球状に拡散すると仮定してドリフト電子のシミュレーションを行った。

- 純度効果

不純物が存在すると電離電子はドリフト中に吸収され、信号量が減少する。以下の式に従って純度効果を考慮した。

$$Q = Q_0 \exp(-t/\tau) \quad (5.6)$$

ここで Q_0 は元の電荷量, Q は純度考慮後の電荷量, τ は不純物の影響による電荷量減少の時間定数, t はドリフトタイムを示す。

- ドリフト速度

今回は 400 V/cm の場合のドリフト速度を考慮した。式 2.15 より 400 V/cm におけるドリフト速度は 1.4 mm/us である。したがって Z 軸方向の位置に対し、このドリフト速度で割ることで信号の到達時間の算出を行った。

- LTARS2014 の信号波形

LTARS2014 はピーキングタイムが 3 us で信号波形がなまされる。以下の図は 120 fC の信号を入力したときの LTARS の出力波形である。

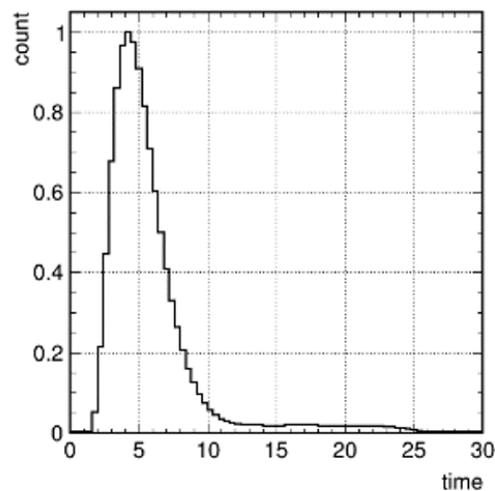


図 5.25: 120fC の入力信号に対する LTARS2014 の出力の平均波形

シミュレーションで求めた信号量に対して、上記の 120 fC の信号波形でスケールかつ波形を成形することでエネルギー損失に対する信号波形の作成を行った。

実際にシミュレーションで作成した波形について以下に示す。上が Geant4 シミュレーションの飛跡を 1 mm ごとにプロットしたものであり、下が飛跡シミュレーションによって作成したイベントの波形である。

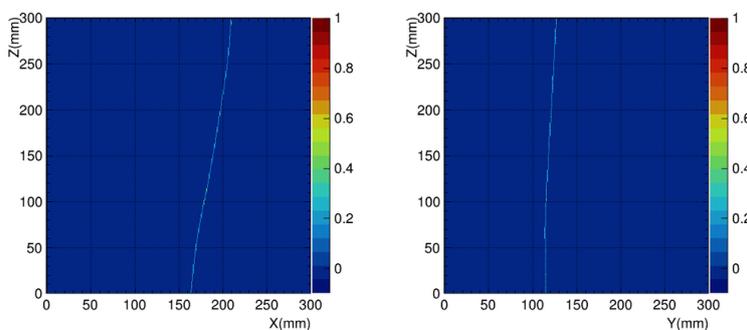


図 5.26: Geant4 シミュレーションで作成した μ 粒子の飛跡を 1 mm ごとに 2 次元ヒストグラムにしたもの (左: XZ 平面, 右: YZ 平面)

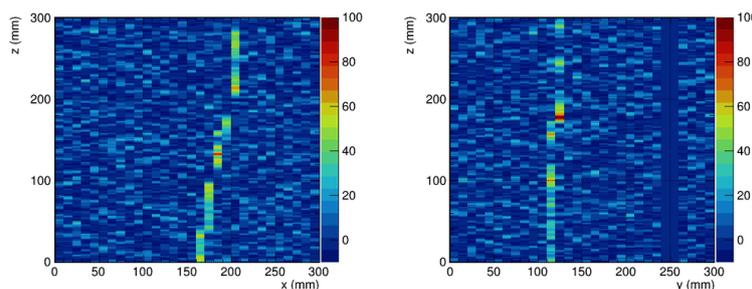


図 5.27: 図 5.26 の飛跡に飛跡シミュレーションを適用した結果 (左: XZ 平面, 右: YZ 平面)

5.7 まとめと考察

5.7.1 本章のまとめ

本章では液体 ArTPC の較正について述べた。初めに生データのノイズの除去を行った。その結果、宇宙線 μ 粒子の観測に成功し、本実験の目的である宇宙線 μ 粒子が液体 ArTPC 中で停止するイベントの観測にも成功した。また電磁シャワーや対生成と思われるイベントの観測にも成功した。次に飛跡再構成手法の確立を行い、液体 ArTPC の較正として各チャンネルのゲインの算出と液体 Ar 純度の算出を行った。最後にこれらを考慮して飛跡シミュレーションを構築し、今回作製した液体 ArTPC 検出器の読み出し特性のおおよそ理解することができた。

5.7.2 ノイズレベル

今回取得したデータのノイズレベルについてノイズの除去前と除去後を比較した。ノイズレベルは Pedestal RMS で評価している。今回はトリガー前の [0us,40us] までの間の信号についての RMS を求めた。ch1 から ch30 が X 軸方向の ch であり、ch33 から ch62 が Y 軸方向の ch である。

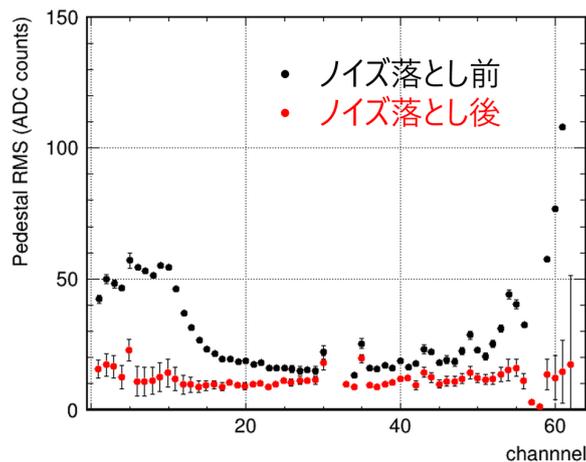


図 5.28: ノイズの除去前後の各チャンネルのノイズレベルの比較

ノイズ除去によってほとんどの ch が 10 ADC Count 程度までノイズレベルが落ちていることがわかる。

図 5.28 より本実験における Pedestal RMS が 10 ADC Count と仮定してノイズ除去後の ENC を求める。信号量の基準として、ガスアルゴン中で観測した α 線信号の電荷量を用いる。ガスアルゴン中の α 線信号の観測については付録 A で詳しく述べる。以下は液体アルゴン試験と同様のセットアップでガスアルゴン中の α 線の信号を LTARS2014 で観測した際の 1 チャンネルの波形の例である。

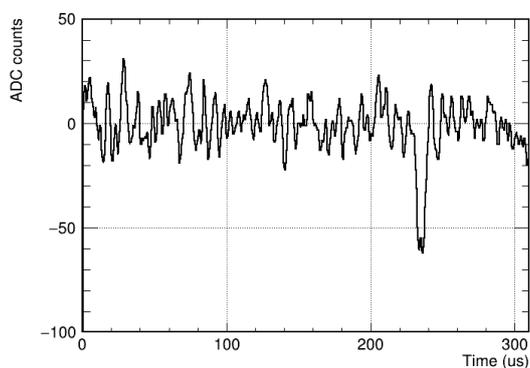


図 5.29: ガスアルゴン中で観測したアルファ線信号の波形

α 線のエネルギーが 33 fC、飛跡が 5.5 cm とすると、1 ch に期待される信号量は、x,y の 2ch で読み出すことを考慮して

$$33[fC]/5.5[cm]/2 = \text{約 } 3[fC] \quad (5.7)$$

観測した信号量をおよそ 50 ADC Count、ノイズレベルをおよそ 10 ADC Count とすると ENC は以下のように求められる。

$$\frac{3 \times 10^{-15}[C] \times 10[ADCCount]}{1.6 \times 10^{-19}[C] \times 50[ADCCount]} = 3750[e^-] \quad (5.8)$$

エレクトロニクスを接続する直前までのキャパシタンスを LRC メータで測定したところ、今回の検出器の検出器容量はおよそ 100 pF であった。この時の LTARS のノイズレベルは図 4.8 からおよ

そ 4000 e⁻程度であることから、これらのノイズ除去を行うことでほぼエレクトロニクスのおよそ性能限界までノイズを除去することができたことがわかる。

今後さらに S/N の良いデータを取得するためには、検出器容量を減らすかエレクトロニクス自体の性能を向上させる必要がある。検出器容量はケーブルや基板の配線によって増えるため、より検出器容量の少ない基板のデザインを行うことやエレクトロニクスまでの配線を短くすることで減らすことができると考えられる。また、配線を短くするためにエレクトロニクスを液体アルゴン温度で使用可能にすることも必要であると考えられる。そこでよりノイズの小さい液体アルゴン温度で使用可能なエレクトロニクスの開発が必要である。

5.7.3 電荷量の補正

液体 ArTPC は観測した電荷量からエネルギー損失を測定することでカロリメータとしても機能する。エネルギー損失測定のためにはゲインや純度等の効果を考慮し、電荷量の補正を行う必要がある。電荷量の補正を行い、シミュレーションと比較することでエネルギー損失の補正を行った後に、停止点からのエネルギー損失の算出を目指す。以下では電荷量の補正について述べる。

求めた純度とゲインを用いて電荷量の補正を行った。液体 ArTPC を突き抜ける μ 粒子イベントについて 1cm ごとの電荷量を算出した。選択するイベントは純度算出を行った際のイベントセレクションと同様であり、電荷量は粒子の入射角度を考慮して算出する。求めた純度から、電荷量を以下の式に従って補正する。

$$Q_{corr} = \frac{Q}{\exp(-t/\tau)} \quad (5.9)$$

ここで Q は補正前の電荷量、 Q_{corr} は補正後の電荷量、 τ は不純物の影響による電荷量減少の時定数、 t はドリフトタイムを示す。またゲインについても各 ch の電荷量に求めたゲインをかけることで補正を行った。補正前と補正後のドリフトタイムと電荷量分布の関係を以下に示す。

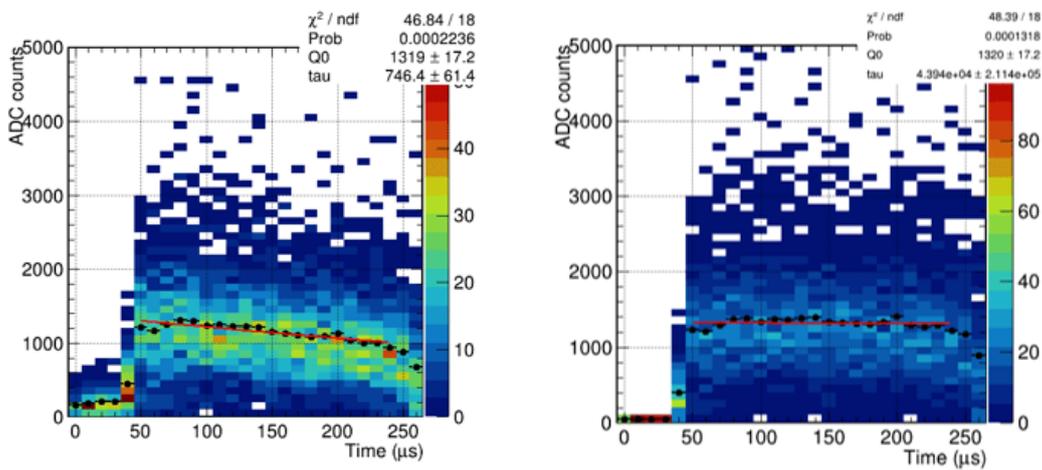


図 5.30: 補正前のドリフト時間と電荷量分布の関係 (左) と補正後のドリフト時間と電荷量分布の関係 (右)

補正を行って求めた MIP 粒子の電荷量分布を以下の図 5.31 に示す。

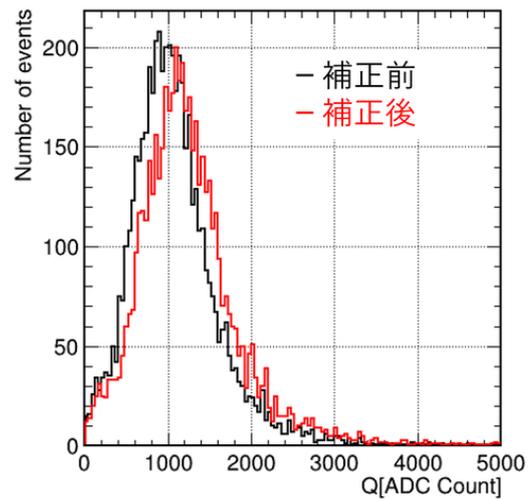


図 5.31: 全ドリフト時間における飛跡 1 cm あたりの電荷量分布

補正を行うことで、補正前より観測された電荷量が大きくなり補正が行えていることが分かる。この補正をした電荷量分布とシミュレーションを使用して求めた MIP 粒子の電荷量分布を比較することで、今後エネルギー損失の補正を行いたいと考えている。

6 μ^-/μ^+ 粒子識別能力の検証

本章では、今回観測された停止事象を用いた μ^-/μ^+ 粒子識別能力の検証について述べる。始めに捕獲事象・崩壊事象を飛跡を eye scan することで識別した。飛跡シミュレーションデータで eye scan の精度を検証した後、実データで eye scan を行うことで捕獲事象と崩壊事象の比の算出を行う。その結果と光信号解析で求めた捕獲事象と崩壊事象の比と比較することで、飛跡を用いた識別能力について検証した。

6.1 飛跡による崩壊事象と捕獲事象の識別

2.5.1 章で述べたように、飛跡を見ることで捕獲事象と崩壊事象を 1 event ごとに識別することが可能である。したがって eye scan によって捕獲事象と崩壊事象の識別を行った。本章では初めに飛跡シミュレーションを用いて作成したデータで eye scan の精度の検証を行い、その後実データの eye scan を行うことで捕獲事象と崩壊事象のイベント数の比の算出を行った。

6.1.1 シミュレーションデータを用いた eye scan の検証

始めに作成した飛跡シミュレーションのイベントを用いてイベントセレクションの精度の算出を行った。ここでは主に停止事象のについてイベントセレクションを行いたいので、入射する 0-400 MeV の低エネルギーの μ^- 粒子の 1000 event 分のシミュレーションデータを使用した。また、今回取得したデータは端の ch でノイズが大きいのでノイズが大きい ch を除いて、Fiducial Volume は X 軸、Y 軸方向で 50 mm から 220 mm、Z 軸方向は 30 mm から 270 mm 範囲までとした。イベントの分類は次の 4 種類である。

- (a) 捕獲事象
- (b) 崩壊事象
- (c) 突き抜け事象
- (d) その他のイベント

捕獲事象や崩壊事象は Fiducial Volume 内で停止しているもののみを選択することとし、捕獲事象では停止後に飛跡がないもの、崩壊事象は Michel electron を伴って崩壊するため停止後に飛跡のあるものである。また、突き抜け事象は XZ 平面、YZ 平面でともに Fiducial Volume 内に飛跡を残しているものを選択する。その他のイベントは捕獲事象・崩壊事象・突き抜け事象以外のイベントであり、主には XZ 平面、YZ 平面のどちらか一方で Fiducial Volume 内に飛跡を残していない事象や TPC の端を宇宙線がかすただけで飛跡を残していないようなイベントが含まれる。各事象イベントのシミュレーション波形の例を以下の図に示す。赤枠が設定した Fiducial Volume である。

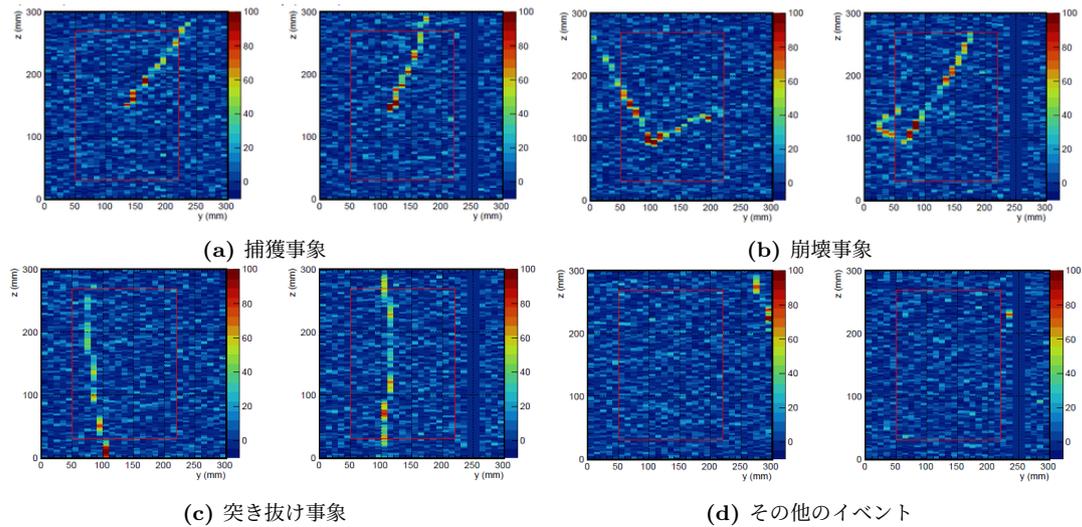


図 6.1: 各事象のイベント例 (飛跡シミュレーションで作成したデータ)

1000 event の同じ Simulation データを 7 人で別々に eye scan を実施した。1000 event 中の各イベントのイベント数と、eye scan によって求めたイベント数を以下の表 6.5 に示す。

表 6.1: Simulation データで eye scan を行った結果

イベント種類	正しいイベント数	系統誤差 [%]
捕獲事象	39	+7.7 -2.5
崩壊事象	12	+25 -8.3
突き抜け事象	229	+2.6 -9.6
その他のイベント	720	+2.8 -1.1

eye scan での全イベントの正答率は全員 96%以上であり、良い精度で決定できることが分かった。

6.1.2 eye scan による停止事象の識別

実データの eye scan で飛跡を用いた停止事象のイベント数の算出を行い、光信号解析の結果と比較する。今回取得したデータは端の ch でノイズが大きいのでノイズが大きい ch を除いて、シミュレーションデータで決めたものと同様に、Fiducial Volume は X 軸、Y 軸方向で 50 mm から 220 mm、Z 軸方向は 30 mm から 270 mm 範囲までとし、イベントを以下の 3 種類に分類した。

- (a) 捕獲事象
- (b) 崩壊事象
- (c) その他のイベント

捕獲事象や崩壊事象は Fiducial Volume 内で停止しているもののみを選択することとし、捕獲事象では停止後に飛跡がないもの、崩壊事象は Michel electron を伴って崩壊するため停止後に飛跡のあるものである。捕獲事象や崩壊事象以外のイベントはその他のイベントとした。各事象のイベント例を以下に示す。図 6.2 におけるピンクの枠が Fiducial Volume である。

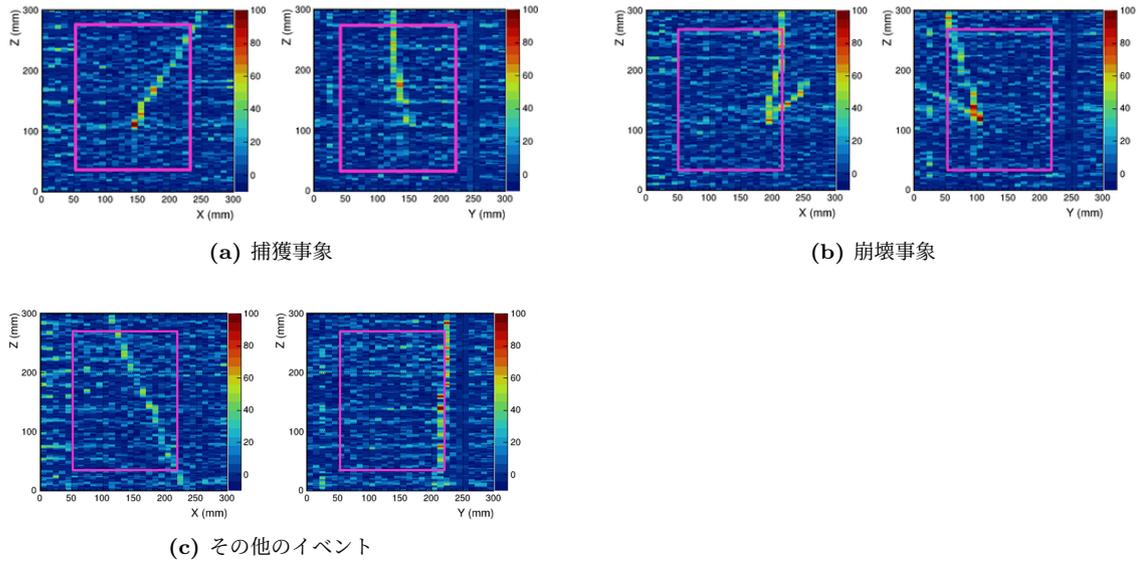


図 6.2: 実際に観測した各事象のイベント例

今回は 400 V/cm のデータ 70,207 event 分を eye scan したイベント数の算出を行った。その結果捕獲事象は 165 event, 崩壊事象は 243 event であった。したがって崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比は統計誤差を考慮して $N_{dec} : N_{cap} = 1 : 0.69 \pm 0.07$ であると求まった。

6.2 光信号解析による崩壊事象と捕獲事象のイベント数の算出

図 5.10 でわかるように崩壊事象の場合は光信号で μ 粒子と Michel electron の 2 つのピークを確認することが可能である。したがって光信号では崩壊事象の μ 粒子と Michel electron の光信号の時間差分布を Fit することで崩壊事象のイベント数を求めることができる。加えて、 μ^- 粒子の時定数は崩壊事象と捕獲事象数によって決まることから、Fit 関数の変数に捕獲事象についての変数も用いることで捕獲事象の時定数とイベント数も算出することが可能である。この Fit 関数について以下で述べる。

μ^+ の崩壊する粒子数を N^+ , 時定数を τ_+ , μ^- の崩壊する粒子数を N_{dec}^- , 時定数を τ_- として崩壊事象数の時間差分布の Fit 関数は以下の式で表される。

$$f(t) = \frac{N^+}{\tau_+} \exp\left(-\frac{t}{\tau_+}\right) + \frac{N_{dec}^-}{\tau_-} \exp\left(-\frac{t}{\tau_-}\right) \quad (6.1)$$

ここで、2.5.1 章でも述べたように、 μ^- 粒子は崩壊事象と捕獲事象を起こすため崩壊事象の時定数を τ_{dec} , 捕獲事象の時定数を τ_{cap} とすると μ^- の時定数は

$$\frac{1}{\tau_-} = \frac{1}{\tau_{dec}} + \frac{1}{\tau_{cap}} \quad (6.2)$$

で表される。また停止する μ^- 粒子のうち崩壊事象の割合を f_{dec} とすると

$$f_{dec} = \frac{\frac{1}{\tau_{dec}}}{\frac{1}{\tau_{dec}} + \frac{1}{\tau_{cap}}} \quad (6.3)$$

で表される。したがって停止する全イベント数を N_{all} , 停止するイベントのうち μ^+ の割合を f_+ とすると Fit 関数は以下のように書くことができる。

$$f(t) = \frac{N_{all} \times f_+}{\tau_+} \exp\left(-\frac{t}{\tau_+}\right) + \frac{N_{all} \times (1 - f_+) \times f_{dec}}{\tau_-} \exp\left(-\frac{t}{\tau_-}\right) \quad (6.4)$$

よって、崩壊事象の光信号の時間差分布を Fit することで停止事象の時定数とイベント数も算出することが可能である。

今回観測した約 1,364,000 event 分の光信号データを使用して、2つ目のピークがあるイベントのみを選択し1つ目のピークと二つ目のピークの時間差分布を作成した。作成した時間差分布を式 6.4 で Fit した結果を以下に示す。ただしパラメータは N_{all}, f_+, τ_{cap} の3つとし、崩壊事象の時定数は $\tau_{dec} = 2.197\mu s$ [35] に固定して Fit を行った。

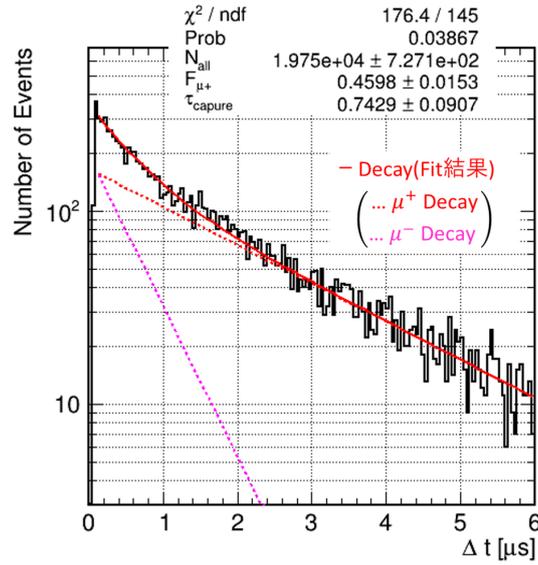


図 6.3: μ 粒子と electron の光信号の時間差分布。赤が Fit 結果であり、赤点線が Fit 結果から求めた μ^+ の崩壊事象の成分、ピンクの点線が μ^- の崩壊事象の成分

Fit 結果は以下の表のようになった。

表 6.2: 光信号の時間差分布の Fit 結果

停止イベントの数 N_{all}	19750 ± 727.1
μ^+ の割合 f_+	0.4598 ± 0.0153
捕獲事象の時定数 [ns] τ_{cap}	742.9 ± 90.7

捕獲事象の時定数の理論値は $883 \pm 56[ns]$ [36] であるから Fit 結果は誤差の範囲内で一致した。また Fit 結果から捕獲事象と崩壊事象のイベント数はそれぞれ以下の式で計算できる。

崩壊事象

μ^+ の崩壊事象数と μ^- の崩壊事象数の合計であるので全停止イベントに対する μ^+ 粒子の割合を掛けたものと、全停止イベントに μ^- 粒子の割合をかけ、さらに崩壊事象の割合 f_{dec} を掛けたものの合計で計算される。

$$N_{all} \times f_+ + N_{all} \times (1 - f_+) \times f_{dec} \quad (6.5)$$

$$= N_{all} \times f_+ + N_{all} \times (1 - f_+) \times \left(\frac{1}{\frac{1}{\tau_{dec}} + \frac{1}{\tau_{cap}}} \right) \quad (6.6)$$

$$= (9081.1 \pm 450.6) + (2701.1 \pm 276.4) \quad (6.7)$$

$$= 11782.1 \pm 528.7 \quad (6.8)$$

捕獲事象

捕獲事象は μ^- 粒子のみであるので、全停止イベントに μ^- 粒子の割合をかけ、さらに捕獲事象の割合 f_{dec} を掛けたもので計算される。

$$N_{all} \times (1 - f_+) \times (1 - f_{dec}) \quad (6.9)$$

$$= N_{all} \times (1 - f_+) \times \left(1 - \frac{\frac{1}{\tau_{dec}}}{\frac{1}{\tau_{dec}} + \frac{1}{\tau_{cap}}}\right) \quad (6.10)$$

$$= 7987.9 \pm 444.8 \quad (6.11)$$

従って崩壊事象のイベント数 N_{dec} と捕獲事象のイベント数 N_{cap} の比は $N_{dec} : N_{cap} = 1 : 0.68 \pm 0.05$ と求めた。

6.3 識別能力の評価

飛跡の eye scan によって求めた崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比と光信号解析の結果を以下の表にまとめる。

表 6.3: 崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比の比較

崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比	
eye scan による飛跡を用いた識別	1 : 0.69 ± 0.07
光信号解析	1 : 0.68 ± 0.05

上記の表からわかるように、eye scan で μ 粒子の捕獲事象と崩壊事象の識別を行った結果と光信号解析の結果を比較し、無矛盾な結果が得られた。

6.4 まとめと考察

6.4.1 本章のまとめ

本章では観測した μ 粒子の停止イベントについて光信号解析と飛跡による崩壊事象と捕獲事象のイベント識別を行った。光信号解析では μ 粒子と Michel electron の光信号の時間差分布を Fit することによって捕獲事象の時定数や捕獲事象と崩壊事象のイベント数の比を算出し、捕獲事象の時定数は理論値と誤差の範囲内で一致した。また eye scan を用いて μ 粒子の捕獲事象と崩壊事象の識別を行い、崩壊事象と捕獲事象の比を光信号解析の結果と比較し、無矛盾な結果が得られたことから、飛跡による μ^-/μ^+ 粒子識別を行うことができたと考えられる。

6.4.2 eye scan の飛跡による識別の評価

崩壊事象と捕獲事象の比を光信号解析の結果と比較し、無矛盾な結果が得られた一方で、飛跡のみの識別では間違いと思われるイベントの選択もあった。原因は δ ray を放出するイベントやパイルアップイベントにフェイクした電子対生成イベント等である。以下に典型的な間違いやすいイベント例を示す。

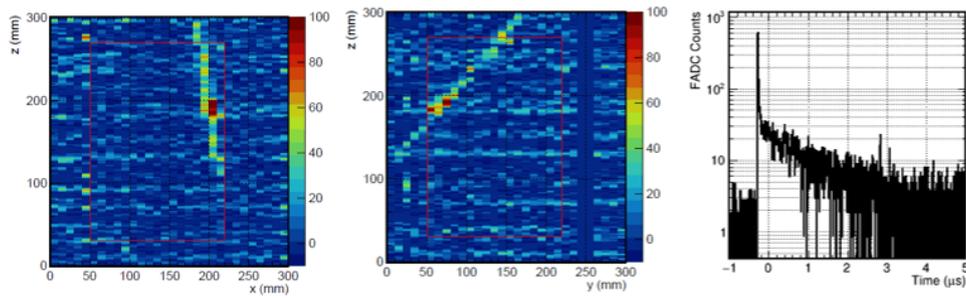


図 6.4: δ ray を放出するイベントの例 (左: XZ 平面, 中央: YZ 平面, 右: PMT 信号波形)

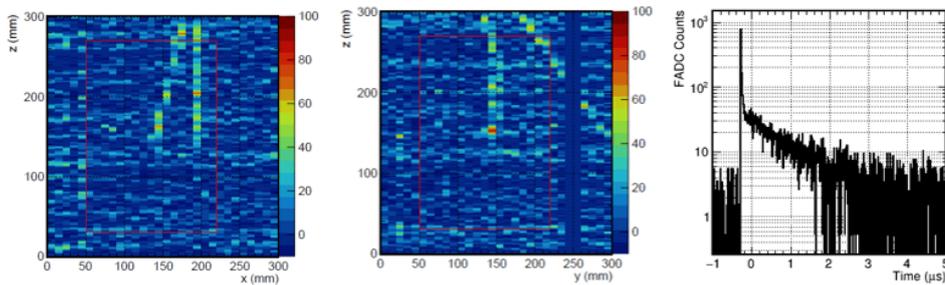


図 6.5: 電子対生成のイベントの例 (左: XZ 平面, 中央: YZ 平面, 右: PMT 信号波形)

今回取得したデータでさらに精度よく粒子反粒子識別能力を検証するために、今後エネルギー損失や光信号等の使用できるすべての情報を用いた識別を行える解析アルゴリズムの開発を目指す。

また、実際の GRAMS 実験においてもこのような間違っただイベントの選択をする可能性はあり、これらの識別精度を上げるための改善要素としては検出器の改良と解析アルゴリズムの開発の主に 2 つがあげられる。それぞれについて以下で述べる。

- 検出器の改良

今回間違っただ選択した δ ray を放出するイベントは δ ray を停止点とみなしてしまうためであった。これは飛跡分解能を向上させることにより改善できると考えられる。具体的には電子読み出し pad を小さくし、より高い位置分解能を持つ検出器にすることである。これにより δ ray のような短い飛跡も再構成できるようになり、識別精度を上げられる。また S/N 比の向上も重要である。S/N 比が悪いとノイズと信号の区別が難しくなるので、特に停止事象では停止したかの判別が難しくなる。さらに、飛跡分解能を上げると一つの ch で観測する信号量が小さくなるので同じ読み出し方法では現状よりも S/N 比は悪くなる。そこで飛跡分解能を向上させると同時に S/N 比も向上させる必要がある。

- 解析アルゴリズムの開発

今回は eye scan での停止事象の識別試験を行った。今後飛跡と光信号に加え、エネルギー損失も同時に解析することでより識別能力を向上させることができると考えられる。例えば、今回捕獲事象として間違っただが多かった電子対生成等のイベントは 1 イベントで生成された粒子かパイルアップイベントかは光信号を同時に解析することで判断することができる。さらに観測された飛跡について停止点からのエネルギー損失を見ることで停止事象か否かの判断精度はさらに向上できると考えられる。今後これらの使用できる情報を同時に考慮して識別を行うためのアルゴリズムの開発が必要となる。

6.5 今後の課題

より統計数を増やして粒子反粒子識別の検証をするためには解析的に停止事象を選別する必要がある。また、選別したイベント数から停止事象の rate を算出しシミュレーションで求めた rate と比較することを目指す。以下でシミュレーションで算出した停止事象の rate と解析による飛跡の停止点の決定手法を述べる。

6.5.1 Geant4 シミュレーションを用いた rate の算出

Geant4 シミュレーションを用いて突き抜け事象、崩壊事象、捕獲事象の rate を算出した。Geant4 シミュレーションでは図 5.24 のセットアップを使用し、EXPACS のエネルギー分布、角度分布に従って μ^- と μ^+ をそれぞれ 100,000 event ずつ入射させた。入射した μ 粒子のうち液体 ArTPC 中に入射した事象について崩壊事象と捕獲事象、突き抜け事象のそれぞれの割合を算出した。ただし停止する事象の選択は停止点が Fiducial Volume 内 ($17\text{cm} \times 17\text{cm} \times 24\text{cm}$) にあることとし、突き抜け事象は Fiducial Volume 内に粒子が入射しているかつ XZ 平面、YZ 平面どちらかで Fiducial Volume を上から下まで突き抜けているイベントとしている。以下の図は入射させた μ 粒子のエネルギー分布と液体アルゴン中で停止した μ 粒子と突き抜ける μ 粒子のエネルギー分布である。

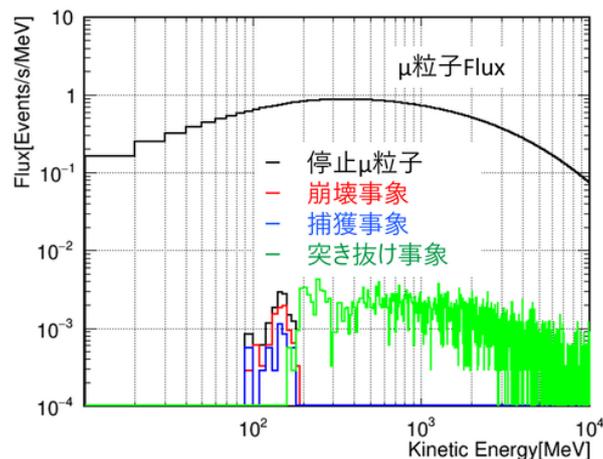


図 6.6: Geant4 シミュレーションから求めた液体 ArTPC 中で停止した μ 粒子と液体 ArTPC を突き抜ける μ 粒子のエネルギー分布

エネルギーが小さいイベントは液体アルゴン中で停止していることがわかる。シミュレーションの結果、液体 ArTPC 中で停止する μ 粒子と液体 ArTPC を突き抜ける μ 粒子の rate を以下の表に示す。誤差は統計誤差を考慮している。

表 6.4: Geant4 シミュレーションを用いて算出した各事象の rate

イベント種類	rate [Hz]
捕獲事象	0.024 ± 0.0058
崩壊事象	0.045 ± 0.0084
突き抜け事象	3.651 ± 0.0745

始めに突き抜け事象に関してシミュレーションによって求めた rate と比較する。突き抜け事象に関しては十分統計をとれることから 1file (997 event) の eye scan を行い、結果は 323 event であった。今回のデータは 9 Hz で取得していた。ただし、電子読み出しエレクトロニクスが高 rate でデータを取得するとデータを取得できないイベントが発生するため信号取得後 20 ms はデータを取得しない設定でデータ取得を行った。そのためこの dead time を考慮する必要がある。9 Hz でデータ取得をするとき、1/9 s ごとにデータを取得しており、そのうち 20 ms が dead time とするとイベント数は 22.2% カットされていることになる。そこで eye scan で求めた突き抜け事象のイベント数から求められる rate に対して、22.2% 上乘せたものが正しい rate と考えられる。以下の表にシミュレーションから求めた rate と eye scan による突き抜け事象の rate を示す。ただし、eye scan で求めた rate についてはシミュレーションデータで eye scan を行った結果の誤差と統計誤差を考慮している。

表 6.5: Geant4 シミュレーションと実データの突き抜け事象の rate の比較

	rate[Hz]
シミュレーション	3.651 ± 0.0745
eye scan	$3.563^{+0.395}_{-0.219}$

以上より突き抜け事象の rate は誤差の範囲内でシミュレーション結果と一致することを確認し、シミュレーションがデータを再現していることを確認した。

6.5.2 飛跡の停止点の決定手法

エネルギー損失による粒子識別では停止点からのエネルギー損失を用いるため、停止点の決定が重要となる。5.3 章で述べた飛跡再構成に加えて、3次元でも Hit の選別を行い 3次元での飛跡の決定を行うことで飛跡の入射点と停止点の決定を行う。停止点の決定の手順は以下の 3 つである。

1. Hough 変換の結果に対し、XZ 平面・YZ 平面を比較して 3次元の位置の決定を行う。この時千鳥読み出しでは同じタイミングで XZ 平面・YZ 平面で同時に Hit がないことが多いため、対応する Hit がない場合は Hough 変換の結果の直線から位置を求める。
2. 3次元で再構成した Hit の一番上と下の Hit をつないで直線を決定し、その直線から 1 cm 以内にある Hit を飛跡の Hit とする。
3. 再構成された Hit に対し上から Hit が 1 cm 以上途切れていない Hit までを飛跡とする。ここで決定された飛跡の一番上の Hit を入射点、一番下の Hit を停止点とする。

始めにシミュレーションデータに対して飛跡再構成手法の検証を行った。シミュレーションデータは上から粒子を入射させて液体 ArTPC 内のランダムな位置で停止させる。上から下に突き抜けるイベントの 3次元飛跡再構成を行った結果を以下に示す。

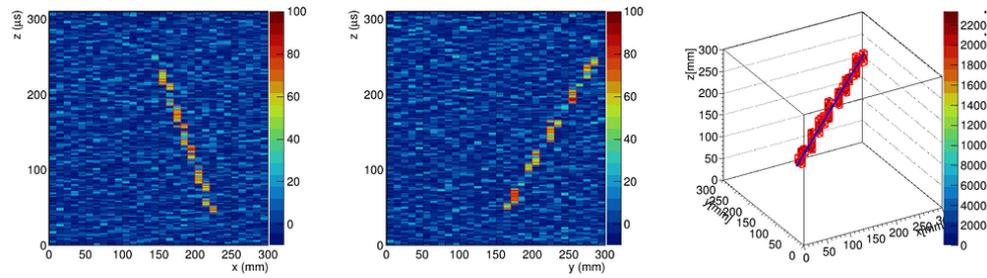


図 6.7: 突き抜け事象の 3 次元飛跡再構成結果 (シミュレーション)。右が三次元飛跡で赤の box が飛跡として選択された Hit

また停止事象について再構成を行った結果を以下に示す。ただし、停止事象の場合は本来飛跡はないがノイズを Hit として拾ってしまうことがあるため、飛跡が途中で切れるようなときはその先を飛跡としない様になっている。

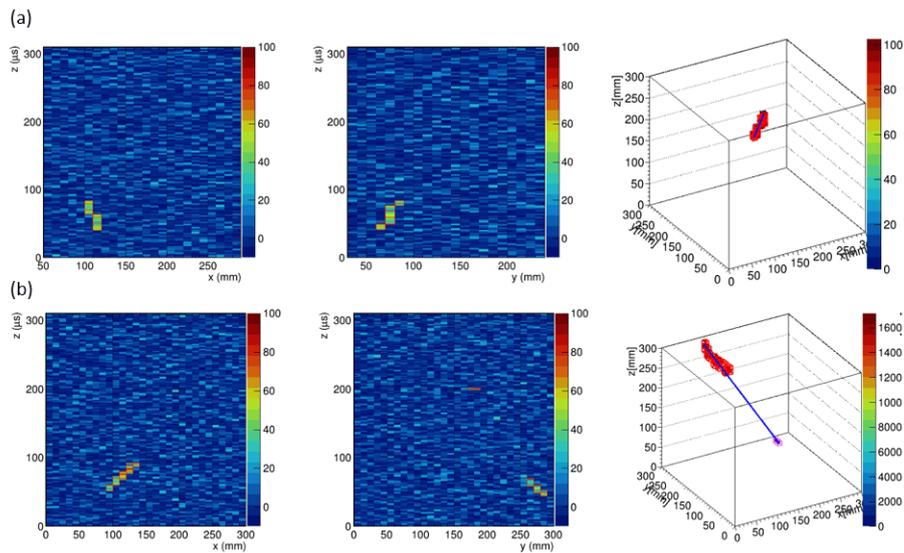


図 6.8: 停止事象の 3 次元飛跡再構成結果 (シミュレーション)。(a) 通常の停止事象の再構成結果。(b) ノイズがある場合の停止事象の再構成結果。飛跡が切れてから先の hit は飛跡としない。

シミュレーションデータを 10,000 event 作成し、全イベントについて上記の 3 次元飛跡再構成を適応した。10,000 event は液体 ArTPC の上面から粒子が入射するとし、停止事象が判別可能かどうかを検証するために 10,000 event 中約 30%が停止イベントになり、そのほかのイベントは突き抜けイベントになるようにランダムに作成した。再構成によって求めた停止点と入射点をもとのシミュレーションデータの値と比較した結果を以下に示す。

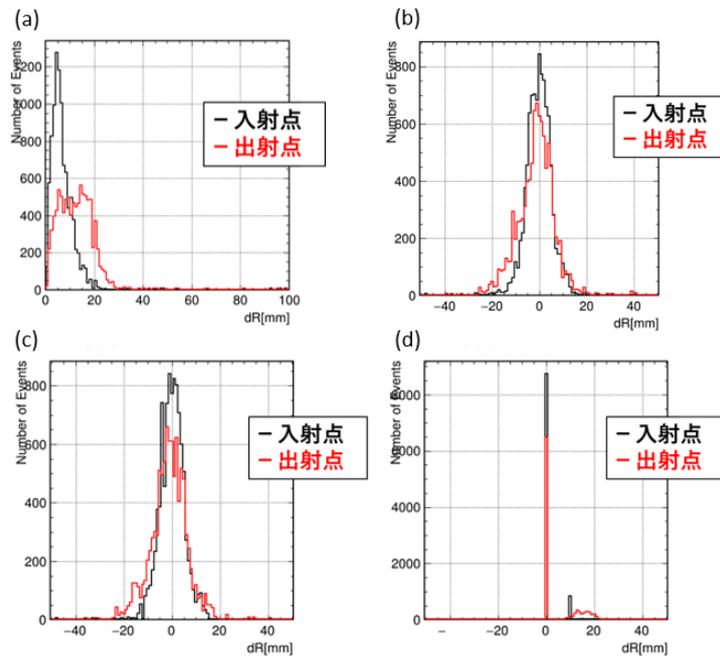


図 6.9: 停止事象 (シミュレーションデータ) の 3 次元飛跡再構成結果と正しい位置との比較。(a) 停止点・入射点の 3 次元位置の差。(b)x 方向の停止点・入射点の位置の差。(c)x 方向の停止点・入射点の位置の差。(d)x 方向の停止点・入射点の位置の差。

今回作製したシミュレーションデータでは入射点の Z 方向の位置は必ず液体 ArTPC 上面 (300 mm) となるようにしており、また突き抜け事象の場合は突き抜け位置の Z 座標は必ず液体 ArTPC 下面 (0 mm) となるため Z 方向の位置の差を確認するとほとんど位置の差がなく再構成されている。ただし、停止する事象の停止点は正しい位置から 1 cm から 2 cm 程度 Z 方向に長く見積もられていることがわかる。これはエレクトロニクスの波形成形で信号位置がなまされるためであると考えられる。図 6.9 の (b),(c) からわかるように X 方向・Y 方向に関しては正しい位置との差がほとんど $\pm 2\text{cm}$ までに収まっていることがわかる。今回は 1 cm の 2 次元ストリップでの読み出しであるからこの差は飛跡分解能によるもので妥当であると考えられる。以上より 3 次元空間における入射点と停止点の位置の差の分布は図 6.9 の (a) からわかるようにおよそ 2 cm 程度の差が生じる。

今後この飛跡 3 次元飛跡再構成アルゴリズムを実データに適用し、停止点の決定を行った上でエネルギー損失の算出を目指す。

7 まとめと今後の展望

7.1 各章のまとめ

第1章では暗黒物質探索について、特に GRAMS 実験が行っている暗黒物質間接探索のための宇宙反粒子探索について述べた。宇宙反重陽子は背景事象に対して信号事象の Flux が 100-300 MeV 程度の低エネルギー領域で 3 桁程度高いことからバックグラウンドフリーな探索が可能である。宇宙反重陽子は未だ観測されておらず、今後の探索に期待されている。GRAMS 実験でも液体 ArTPC を用いた気球実験で宇宙反重陽子探索を目指す。

第2章では GRAMS 実験の概要と粒子識別方法について述べた。GRAMS 実験では磁場を用いずに荷電粒子が液体アルゴン原子核に捕獲される原子核捕獲事象の観測によって電荷識別を行う。また GRAMS 実験の検出効率について述べ、粒子識別能力の検証が重要であることを述べた。そこで本研究では最初に地上で可能な粒子識別能力の検証として、液体 ArTPC 中で停止する μ 粒子の観測を目標に、地上プロトタイプ液体 ArTPC の製作を行い μ^-/μ^+ 粒子識別試験を行った。

第3章、第4章では地上プロトタイプ液体 ArTPC の製作と μ^-/μ^+ 粒子識別試験のセットアップについて説明した。今回作製した液体 ArTPC は Cathode, Grid, Side Plate を使用して一様な電場を形成し、Anode は裏表でジグザグに配線する千鳥読み出しを採用することで二次元の読み出しを可能にした。その後、作製した液体 ArTPC を用いて液体アルゴン中でのデータの取得を行った。

第5章では液体 ArTPC の較正として、ノイズの除去、ゲインの較正、純度算出を行った。またその結果を考慮して飛跡シミュレーションの構築を行った。解析的にノイズの除去を行い、ノイズレベルをエレクトロニクスの性能限界に達するレベルまで落とすことができた。また、宇宙線 μ 粒子の観測に成功し、本実験の目的である液体 ArTPC で停止する宇宙線 μ 粒子の観測にも成功した。

第6章では観測したイベントについて飛跡を用いた eye scan による崩壊事象と捕獲事象のイベント数の比を算出し、光解析の結果と無矛盾な結果を得ることができた。今後の課題として、解析のアルゴリズムを作成し、統計数を増やした停止事象の選択によって求めた rate とシミュレーションで算出した rate を比較することでより精度を上げた粒子識別能力の評価を行いたいと考えている。

7.2 今後の展望

7.2.1 加速器ビームを用いた原子核捕獲事象の観測

本実験では宇宙線 μ 粒子の停止事象の観測に成功し、飛跡を用いた μ 粒子の μ^-/μ^+ 識別試験を行った。ただし GRAMS 実験で実際に使用するイベントは反陽子や反重陽子の捕獲事象であり、これらのイベントを液体 ArTPC で観測することは物理観測フライトに向けて必要である。

そこで J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) にある K1.8BR でのビーム試験を行いたいと考えている。K1.8BR は 10^5 Hz オーダーで K^- 中間子が供給されており、反陽子も同様のレートで供給されている。また最高運動量は 1.1 GeV/c である。反重陽子については過去に J-PARC の LoI[40] で報告されており、K1.8BR の反重陽子のレートはおよそ 1 Event/spill(6 sec) である。ただし、反重陽子のレートは十分な検証がなされていないため、ToF 等の測定によってレートの検証を行う必要がある。そのため、phase1 として TOF 測定による反重陽子 rate の測定を 2023 年春に行い、phase2 として液体 ArTPC を用いた原子核捕獲事象の観測を目指す。

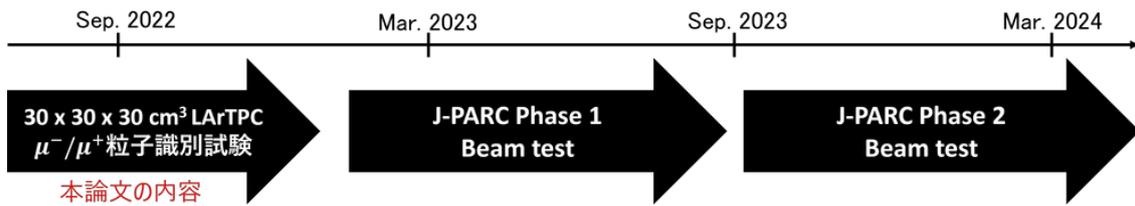


図 7.1: 粒子反粒子識別能力試験の検証計画

検出器として、今回作製した液体 ArTPC を J-PARC の反陽子ビームラインに水平に配置し、反陽子がアルゴン原子核に捕獲される事象の観測を行う。また可能であれば反重陽子の捕獲事象の観測も目指す。以下に J-PARC での加速器試験のイメージ図を示す。

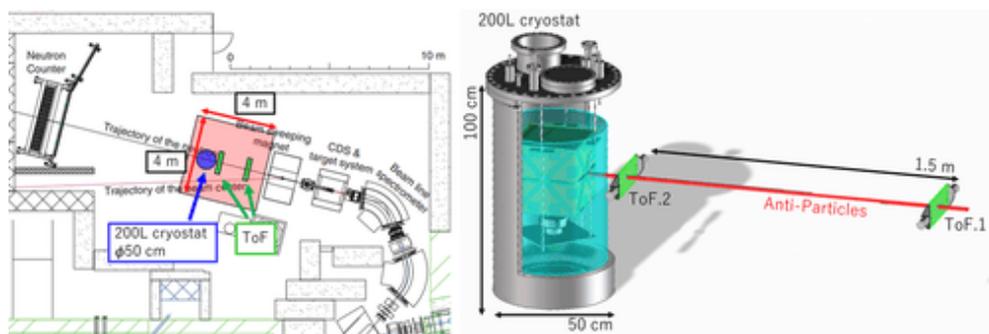


図 7.2: K1.8BR における検出器配置のイメージ図と加速器ビームを用いたビーム試験の検出器のイメージ図

加速器ビーム試験を行うためにはいくつか課題がある。

一つ目は飛跡分解能の向上である。今回使用した LTARS2014 はボードを一組のみ使用したため、全部で 64 ch 分の読み出ししか使用できなかった。そのため読み出しは 1 cm ストリップで行ったが、ビーム試験で観測を目指す反陽子の原子核捕獲事象では今回の試験で観測した μ 粒子に比べ、より多くの生成粒子があり観測する飛跡も多くなる。そのためより細かいストリップで読み出すことが要求される。そこで新たな Anode 読み出し基板の開発と十分なチャンネル数のあるエレクトロニクス の準備が必要である。

二つ目は S/N 比の改善である。飛跡の分解能を向上させると一つの ch で観測する電荷信号は小さくなるため、ノイズと信号の比の要求はさらに厳しくなる。一方で 5.1 章でも述べたように本実験でのノイズレベルはエレクトロニクス の設計値に達しており、現在以上に S/N 比を改善するためには検出器容量を小さくするもしくはエレクトロニクス自体の性能を向上する必要がある。検出器容量はエレクトロニクスまでの信号線や変換基盤によって増えるため、今回使用した LTARS2014 は低温で使用できないが将来的には低温で使用可能なエレクトロニクス の開発が必要になる。

これらの要求を満たすエレクトロニクス の開発を行ったうえで、粒子識別能力の検証・気球フライトに向けた技術検証を行うことで物理観測フライトに繋がりたいと考える。

A ガスアルゴン中でのアルファ線信号の確認

MIP 粒子が液体 ArTPC 中で落とす信号量はおよそ 6 [fC/cm] であり, 1 atm のガスアルゴン中で α 線源が落とすエネルギーもおよそ 6 [fC/cm] である。したがって μ^-/μ^+ 粒子識別試験を行う前に, 同様のセットアップを用いてガスアルゴン中でのアルファ線源の信号を確認することで検出器の動作確認と S/N 比の確認を行った。セットアップの概略図を以下に示す。

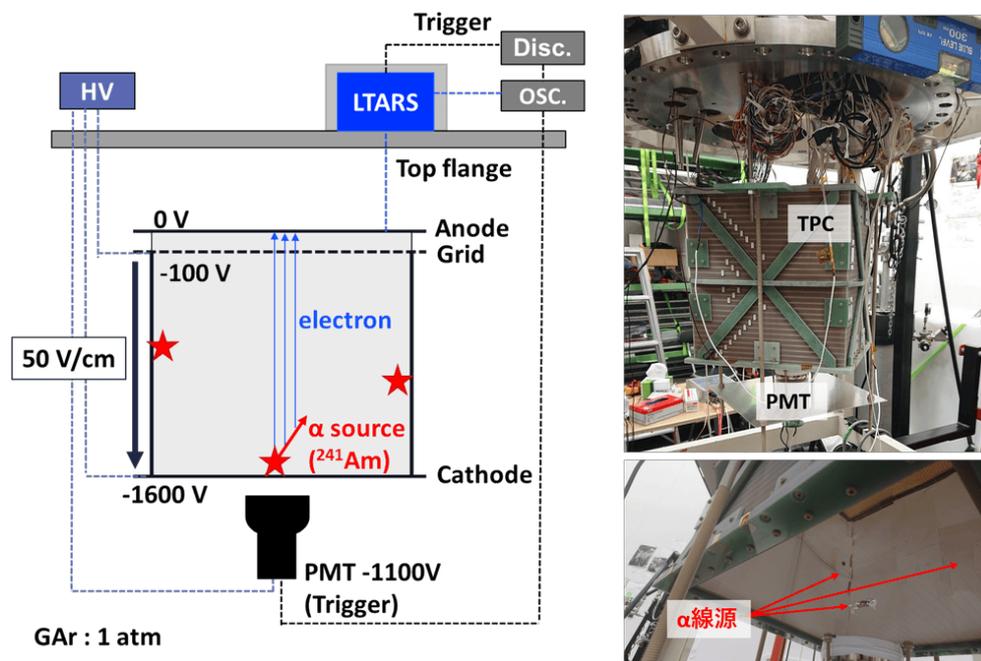


図 A.1: ガスアルゴン試験のセットアップ概略図と検出器の写真。Cathode 中央に 1 つ, 液体 ArTPC 側面に 2 つの計 3 つの α 線源を設置。

ガスアルゴン中での α 線源の飛程は 1 atm でおよそ 5 cm 程度であるので各チャンネルで信号確認を行えるように全部で 3 つの α 線源を位置を変えて設置した。PMT 信号はオシロスコープで確認し, ディスクリミネータで成形して電子信号読み出しの電子学トリガーとして使用する。ただしトリガー起因のノイズを避け, α 線信号とタイミングをずらすためにトリガーは 120us 遅らせて使用した。実際に取得したイベントの例を図 A.2 に示す。

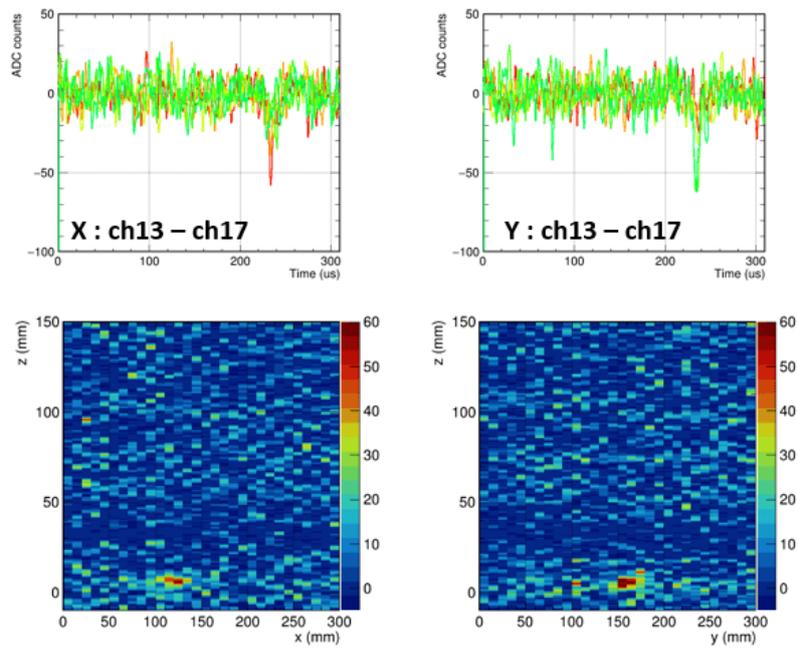


図 A.2: 1 atm で観測した α 線信号の1イベントの例。(上: 信号を観測したチャンネルの生波形 下: 二次元のイベントディスプレイ)

この時の ch15(中央のチャンネル) の信号量を用いて算出した信号量とノイズレベルを以下の表に示す。

表 A.1: 1 atm のガスアルゴン試験における期待される信号量と観測した信号量

期待される信号量	およそ 6 fC
観測した信号量	5.1 fC
ノイズ RMS	1.3 fC

またガスアルゴンの圧力を低くすると 1 cm あたりの信号量は減少するが飛跡が長くなることが予測される。作製した TPC の動作確認のために 1 atm, 0.5 atm, 0.2 atm の 3 種類で圧力変えてデータの取得を行った。圧力を変えたときに 10,000 event の ch 15 の平均波形を以下の図に示す。

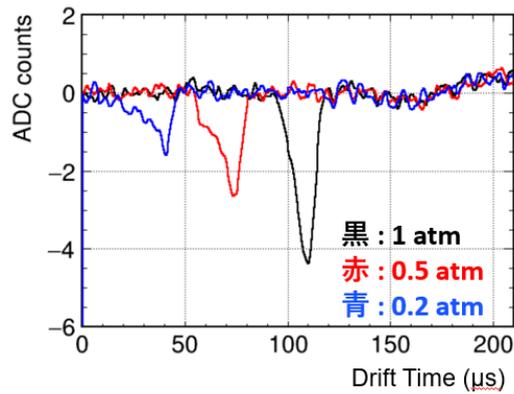


図 A.3: ch 15 の 10,000 event の平均波形

圧力を下げると1チャンネルごとの信号量は減少していることがわかる。またトリガー時間から観測される信号のタイミングが早くなっていることからドリフト時間が短くなっていることもわかる。よって想定される信号のふるまいを得ることができた。圧力が小さくなるにつれ信号波形の形がドリフト時間が短い部分の伸びているのは圧力が低いほど飛跡が長いので、中央のチャンネルで側面に設置した α 線源の信号も観測することがあるためであると考えられる。

また 10,000 event の 2次元平面の平均波形を図に示す。

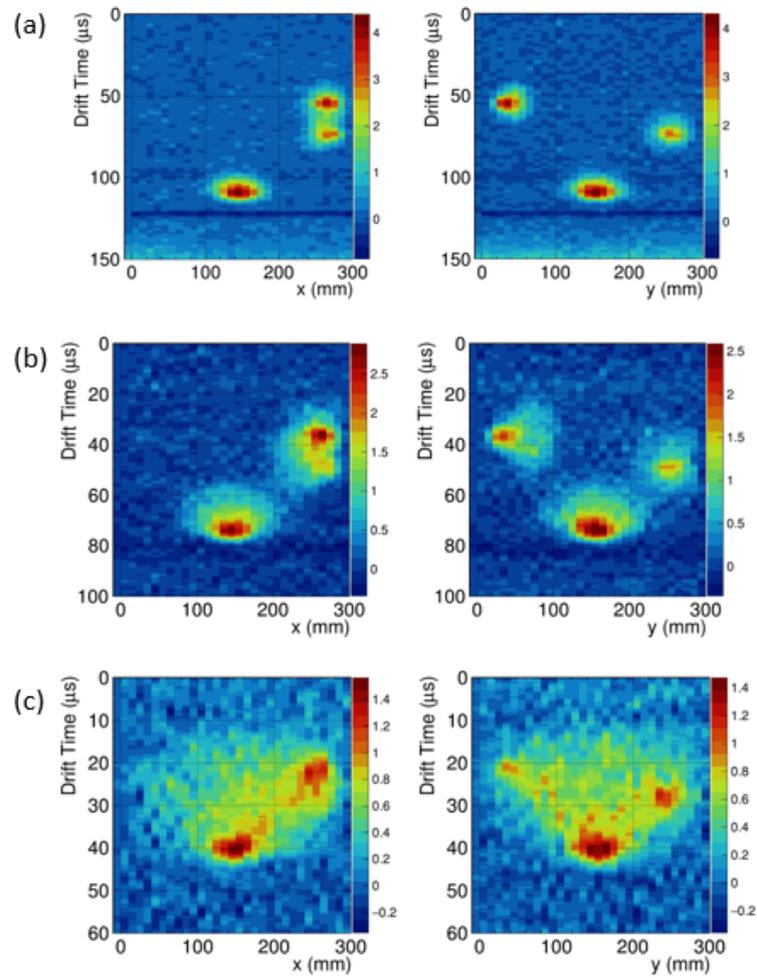


図 A.4: 10,000 event の 2 次元平面の平均波形 ((a)1 atm (b)0.5 atm (c)0.2 atm)

どの圧力下においても 3 つの α 線源が観測できていることがわかる。また、圧力が下がるにつれ飛跡が長くなり、信号を観測するチャンネルが増えていることを確認できた。

B 電場異なるシミュレーションデータに対する純度の算出

シミュレーションデータを使用して純度の算出を行い、純度解析手法の確認を行った。以下の図は純度効果なし、0.3 ppb、0.5 ppb、1 ppb を仮定したときの各電場のシミュレーションデータにおけるドリフト時間と電荷量の関係と、各時間における平均電荷量の Fit 結果である。

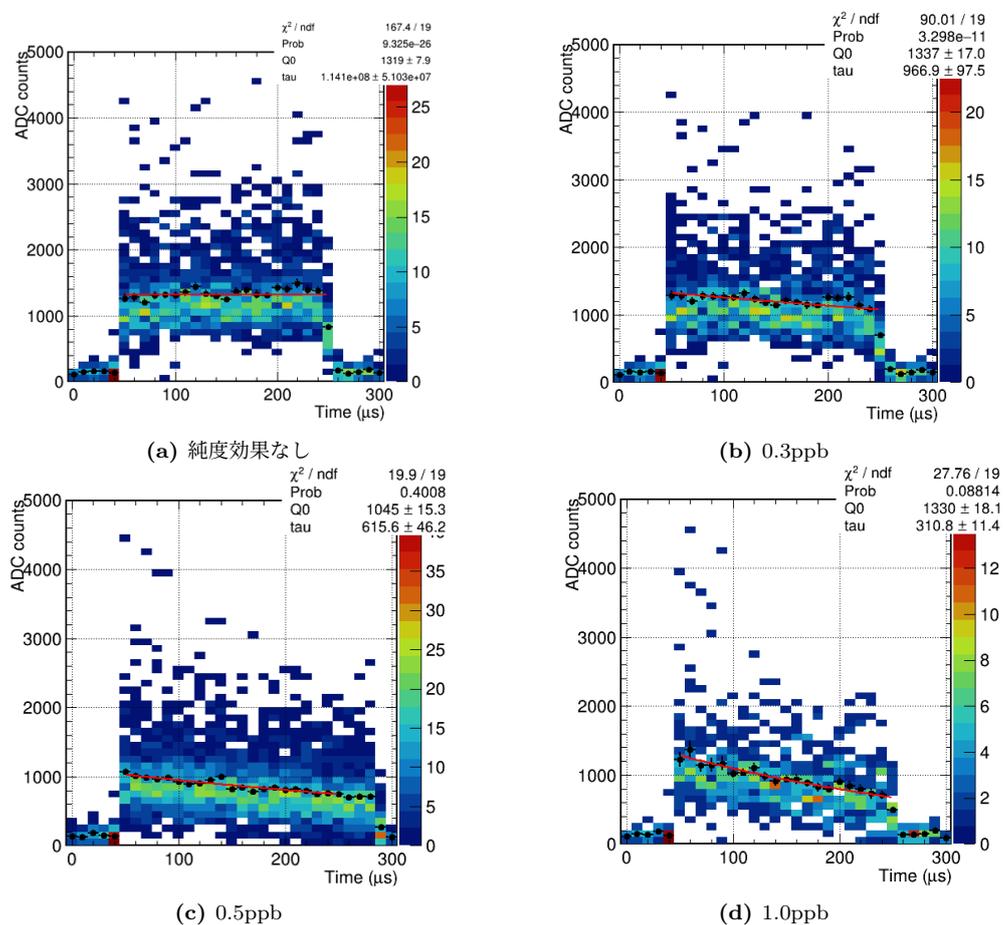


図 B.1: ドリフト時間と信号量の関係と Fit 結果 (シミュレーション)

純度効果を考慮していないデータでは純度による信号量の減少がないことがわかる。また 0.3 ppb, 0.5 ppb, 1.0 ppb までの各純度の Fit 結果から求めた時定数と時定数から求めた純度を以下の表に示す。

表 B.1: 純度の Fit 結果 (シミュレーション)

純度 [0]	時定数の Fit 結果 [us]	Fit 結果から求めた純度 [ppb]
0.3	966.9±97.5	0.31±0.03
0.5	615.6±46.2	0.49±0.04
1.0	310.8±11.4	0.97±0.04

Fit 結果はすべて導入した純度効果の範囲内に収まっている。また電場を変えて、200 V/cm, 300 V/cm を仮定した際のシミュレーションデータを使用して純度の算出を行った。以下の図は 0.5 ppb を仮定したときの各電場のシミュレーションデータにおけるドリフト時間と電荷量の関係と、各時間における平均電荷量の Fit 結果である。

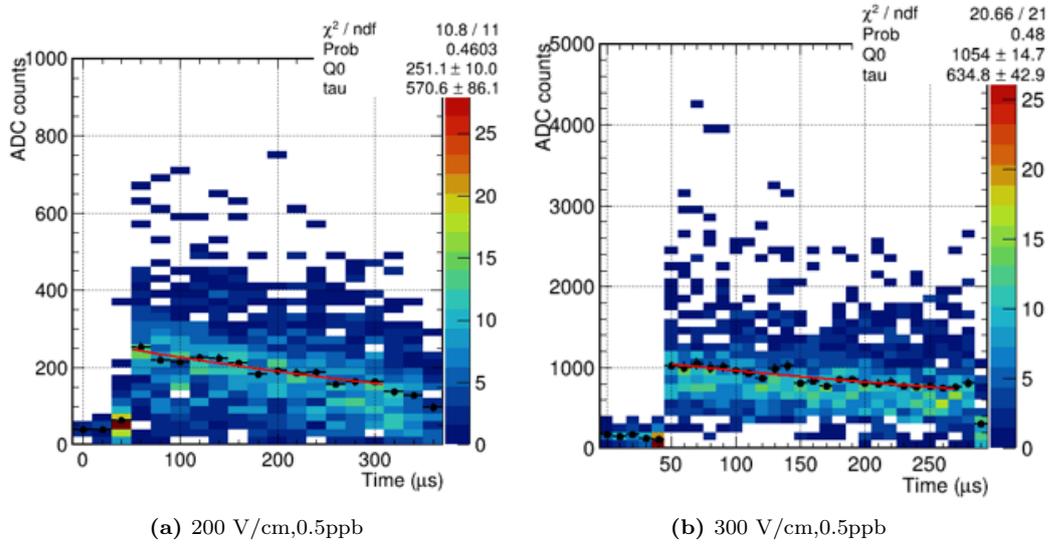


図 B.2: シミュレーションデータにおけるドリフト時間と電荷量の関係

同様に 0.3 ppb でも純度の算出を行った。各純度における Fit 結果を以下の表に示す。

表 B.2: 純度の Fit 結果 (シミュレーション)

電場 [V/cm]	正しい純度	時定数の Fit 結果 [us]	Fit 結果から求めた純度 [ppb]
200	0.3	963.9 ± 236.8	0.31 ± 0.08
200	0.5	570.6 ± 86.1	0.53 ± 0.08
300	0.3	1310 ± 174.6	0.23 ± 0.03
300	0.5	634.8 ± 42.9	0.47 ± 0.03

どのデータにおいても誤差の範囲内で一致している。

謝辞

本論文は多くの方に支えられて進めることができました。支えてくださったすべての方に感謝致します。

始めに本研究の機会を与えてくださった寄田浩平教授に感謝いたします。多々飲み会に誘っていたが、研究内容に関するだけでなく、研究に対する姿勢や人生観に至るまで様々なことをお話しして頂きました。私個人の拙い意見についても耳を傾けて真摯に答えてくださったことは、自分の考えを見直し、様々な考え方を取り入れる良い機会となりました。3年間先生のもとで研究ができたことは私の成長につながっていると感じます。また田中雅士准教授には検出器の設計や製作から解析まで研究を進めるにあたり多くのアドバイスを頂きました。私は男らしいと良く言われていましたが、まささんに男らしいと言われることで逆に男女の差を気にせず積極的に実験を行うことができたと感じています。今回の実験を無事行うことができたのはまささんのおかげだと思ひ感謝しております。

また秘書の坂本さんには物品購入や研究室内のコミュニケーションで大変お世話になりました。研究室にいとよく話しかけてくださり、研究関係なく近況について坂本さんとお話する時間はとても楽しかったです。また検出器製作に当たり多くの物品を購入しましたが、迅速に対応頂きスムーズに実験を行うことができました。すでに卒業はされていますが、先輩である木村真人さんにも感謝いたします。私が研究室に入ったB4の時から何でもできる尊敬する先輩で、本論文の執筆にあたっては、修士論文の体裁の確認や eyescan, 解析コードの確認等を手伝ってくださり感謝しております。GRAMS 実験の先輩である青山さん、岩澤さんにも大変お世話になりました。青山さんには実験を一緒に行って頂いたり、些細な質問にも丁寧に答えていただきました。よく徹夜で研究を行う姿は自分も頑張ろうという気持ちになりました。また、岩澤さんは研究の相談に乗っていただいただけでなく、ご飯に誘っていただいたり話しかけていただいたりと、親身に接して頂きました。ありがとうございます。同期の山口君、南さん、中曽根君とは共に研究を進めてきました。特に中曽根君とは共に実験をしたり相談して協力する一方で、お互い競いながら切磋琢磨して研究を進めていく環境はとても刺激になりました。よく仲が悪いと言われていましたが、慣れすぎずお互いを意識した絶妙な距離感で研究を行えたことが結果的に本研究を進めるにあたって良い関係であったのではないかと思います。また GRAMS 実験の後輩も実験を一緒に行ったり、eyescan にも協力して頂き感謝しています。

最後に大学院まで通わせて頂き、実験等で夜遅くなり心配をかけることも多々あったにもかかわらず、金銭面や生活面、精神面で支えてくれた家族に感謝いたします。ありがとうございました。

参考文献

- [1] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. "Extended rotation curves of spiral galaxies : dark haloes and modified dynamics. MNRAS", Vol. 249, p. 523, April 1991.
- [2] Douglas Clowe, et al. "A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter", ApJ, Vol. 648, No. 2, pp. L109–L113, September 2006.
- [3] Planck Collaboration, "Planck 2018 results VI. Cosmological parameters", A&A 641 A6 (2020), DOI: 10.1051/0004-6361/201833910
- [4] ALICE Collaboration, "First measurement of antideuteron number fluctuations at energies available at the Large Hadron Collider", arXiv, 2204.10166
- [5] A. Ibarra, S. Wild, "Determination of the cosmic antideuteron flux in a monte carlo approach", Physical Review D 88 (2013) 023014.
- [6] F. Donato, N. Fornengo, D. Maurin, "Antideuteron fluxes from dark matter annihilation in diffusion models", Physical Review D 78 (2008) 043506.
- [7] Br auninger, C. B. & Cirelli, M. "Anti-deuterons from heavy Dark Matter", Physics Letters B 678, 20–31 (2009). arXiv:0904.1165.
- [8] K. Abe et al, MEASUREMENTS OF COSMIC-RAY PROTON AND HELIUM SPECTRA FROM THE BESS-POLAR LONG-DURATION BALLOON FLIGHTS OVER ANTARCTICA ,2016 ApJ 822 65
- [9] K. Abe et al., The results from BESS-Polar experiment, Advances in Space Research, Volume 60, Issue 4, 2017, Pages 806-814, ISSN 0273-1177
- [10] H. Fuke et al., Search for cosmic-ray antideuterons, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 081101
- [11] M. Aguilar et al., The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the international space station: Part II — Results from the first seven years, Physics Reports, Volume 894, 2021, Pages 1-116, ISSN 0370-1573
- [12] PhysRevLett.118.191101, Possible Dark Matter Annihilation Signal in the AMS-02 Antiproton Data, Cui, Ming-Yang and Yuan, Qiang and Tsai, Yue-Lin Sming and Fan, Yi-Zhong, Phys. Rev. Lett., 2017
- [13] T. Aramaki, C. Hailey, S. Boggs, P. von Doetinchem, H. Fuke, S. Mognet, R. Ong, K. Perez, J. Zweerink, Antideuteron sensitivity for the gaps experiment, Astroparticle Physics 74 (2016) 6–13
- [14] Aramaki, T. et al. A measurement of atomic X-ray yields in exotic atoms and implications for an antideuteron-based dark matter search . Astroparticle Physics 49, 52– 62 (2013).
- [15] von Doetinchem, P. et al. The flight of the GAPS prototype experiment. Astroparticle Physics 54, 93–109 (2013).
- [16] T. Aramaki, et al. "Dual MeV gamma-ray and dark matter observatory- GRAMS Project", Astroparticle Physics, Vol. 114, pp. 107–114, January 2020.

- [17] H. Yoneda et al, "Reconstruction of multiple Compton scattering events in MeV gamma-ray Compton telescopes towards GRAMS: the physics-based probabilistic model", *Astroparticle Physics*, Vol. 144, January 2022 ,arXiv:2107.01846
- [18] E. Chardonnet, "The DUNE dual-phase liquid argon TPC", *Journal of Instrumentation*, May, 2020.
- [19] MicroBooNE collaboration, "First Measurement of Differential Cross Sections for Muon Neutrino Charged Current Interactions on Argon with a Two-proton Final State in the MicroBooNE Detector", arXiv:2211.03734
- [20] Elena Aprile, Aleksey E. Bolotnikov, Alexander L. Bolozdynya, and Tadayoshi Doke., "Noble Gas Detectors", Wiley, 2008.
- [21] 木村真人, "液体アルゴン光検出器を用いたアルゴン応答の測定と地下実験室における暗黒物質直接探索", 博士論文 (2020 年度, 早稲田大学)
- [22] S.Kubota et al., "Evidence of the existence of exciton states in liquid argon and exciton-enhanced ionization from xenon doping", *Phys. Rev. B* 13, 1649 (1976).
- [23] S. Amoruso et al. "Study of electron recombination in liquid argon with the icarus tpc.", *Nucl.Instrum. Meth. A* 523 (2004) 275, 2004.
- [24] R. Acciarri et al, "Oxygen contamination in liquid Argon: combined effects on ionization electron charge and scintillation light", *Journal of Instrumentation*, (2010)
- [25] W.Walkowiak, "Drift velocity of free electrons in liquid argon", *Nucl. Instrum. Meth.A*449, 288–294 (2000).
- [26] S. Amoruso et al., "Analysis of the liquid argon purity in the ICARUS T600 TPC", *Nucl. Instrum. Meth. A* 516, 68–79 (2004).
- [27] G. Bakale et al., Effects of an Electric Field on Electron Attachment to SF₆, N₂O and O₂ in Liquid Argon and Xenon, *J. Chem. Phys.* 80 (1976), 2556.
- [28] 三谷貴志, "エネルギー損失 dE/dx による粒子識別能力に関する包括的研究～アルゴン検出器とシリコン検出器の双方の視点から～", 修士論文 (2011 年度, 早稲田大学)
- [29] 丸山和純・田中雅士, "液体アルゴン飛跡検出器開発研究の現状", *高エネルギーニュース* Vol.30 No.2
- [30] von Doetinchem, Ph., "Search for Cosmic-Ray Antiparticles with Balloon-borne and Spaceborne Experiments", arXiv:2009,[DOI:10.48550/ARXIV.0903.1987]
- [31] Excel-based Program for calculating Atmospheric Cosmic-ray Spectrum, <https://phits.jaea.go.jp/expacs/jpn.html>, 2023/1/20, 閲覧
- [32] Kazutaka Aoyama and Masashi Tanaka and Masato Kimura and Kohei Yorita,"Development of a liquid argon detector with high light collection efficiency using tetraphenyl butadiene and a silicon photomultiplier array", *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, April 2022
- [33] Hamamatsu Photonics K.K., R11065 data sheets (2009).

-
- [34] 黒森雄介, "大型液体アルゴン TPC 測定器用 信号読み出しシステムの開発", 修士論文 (平成 28 年度, 岩手大学)
- [35] R.L. Workman et al.(Particle Data Group), Prog.Theor.Exp.Phys.2022, 083C01 (2022)
- [36] Suzuki, T. and Measday, D. F. and Roalsvig, J. P., "Total nuclear capture rates for negative muons", PhysRevC.35.2212, Jun, 1987
- [37] 中新平, "ANKOK 地上実験テストスタンドの構築及び環境 γ 線の低減", 修士論文 (2016 年度, 早稲田大学)
- [38] Meddage, Varuna. "Detector Calibration Using Through Going and Stopping Muons in the MicroBooNE LArTPC." United States: N. p., 2018.
- [39] Shibamura, Eido and Takahashi, Tan and Kubota, Shinzou and Doke, Tadayoshi, "Ratio of diffusion coefficient to mobility for electrons in liquid argon", PhysRevA.20.2547, (1979)
- [40] Y. Ma, F. Sakuma, "Letter of Intent for J-PARC:Study of antideuteron physics at K1.8BR beam line" J-PARC LoI (2017)