修士論文

液体アルゴン中の電離電子再結合因子の決定と光検出シミュレーションの確立

早稲田大学大学院先進理工学研究科
物理学及応用物理学専攻修士２年
寄田研究室

長坂 優志

2012 年 2 月 7 日

概要

液体アルゴン TPC 検出器は荷電粒子の飛跡を高い位置分解能で読み出すと同時に、その信号量から荷電粒子のエネルギー損失を測定することができる検出器であり、ニュートリノ物理や核子崩壊事象探索、暗黒物質探索への利用が期待される。検出器の開発課題としては電離電子再結合因子の測定、光検出の高効率化、アルゴンの高純度達成、長期安定した低温維持、検出器の巨大化などが挙げられる。特にその中でも電離電子再結合因子や光検出の効率化に関する研究がなされない限り、具体的な検出器の構築を行なうことができない。電離電子再結合因子とは電離電子が原子核と再結合する割合のことである。液体アルゴン TPC 検出器開発においては電離電子再結合因子の dE/dx 特性が重要であるが、この特性はイタリアの ICARUS 実験でしか測定がなされていない。本論文では電離電子再結合因子の測定結果と液体アルゴン中のシンチレーション光検出のシミュレーション基盤構築に関しての報告を行なう。

2010 年に茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC に 250L サイズの液体アルゴン TPC 検出器を設置し、荷電粒子ビームを照射する実験（J-PARC T32 実験）を行なった。実験を安全かつ正確に遂行するために必要な準備の 1 つとして、アルゴンの液体維持、気圧調整や温度管理等のシステム（スローコントロールシステム）の構築が挙げられる。実験時にはこのスローコントロールシステムの構築担当した。実験データの取得後は、データの解析方法の確立のため取得データに付随するノイズを FFT（高速フーリエ変換）を用いて解析し、その上でデータのノイズを再現する様な擬似ノイズを生成しモンテカルロ・シミュレーションへの実装を行なった。このノイズを実装したモンテカルロ・シミュレーションを用いて電離電子再結合因子の解析手法を確立し、実験データに適用することでその値を算出した。算出結果は ICARUS 実験のものと高い精度での一致が見られた。

液体アルゴン TPC 検出器はトリガー情報としてシンチレーション光を用いる。特に暗黒物質探索においてはシンチレーション光の光量を用いて背景事象の除去を行うため定量的に液体アルゴン中での光の振る舞いを理解することが必要である。また暗黒物質は反応する際に生じる発光量が少ないためシンチレーション光を効率的に検出することが重要であり、そのためには検出方法の最適化を光学シミュレーションを用いて定量的に行なうことが必須となる。本研究では検出器応答シミュレーションライブラリ（Geant4）を用いて 10L サイズの検出器の実装を行ない、その上でシンチレーション光の立体角分布についてのシミュレーションを行なった。

目次

1 **序論** 6
1.1 液体アルゴン TPC 検出器 6
1.2 核子崩壊 9
1.3 ニュートリノ物理 12
1.4 暗黒物質 15

2 J-PARC T32 **実験** 18
2.1 T32 実験の目的 18
2.2 J-PARC K1.1BR ビームライン 18
2.3 250L 液体アルゴン TPC 検出器 20
2.3.1 検出器本体 20
2.3.2 冷凍・純化装置 21
2.3.3 エレクトロニクス 22
2.4 スローコントロールシステム 25
2.4.1 PLC 26
2.5 PLC による制御 26
2.5.1 温度調整 28
2.5.2 気圧調整 29
2.5.3 流量読み出し 30
2.5.4 真空度読み出し 31
2.5.5 モニタリング 31
2.5.6 課題 31

3 **電離電子再結合因子解析** 32
3.1 事象再構成 32
3.2 ノイズシミュレーション 33
3.2.1 取得データのノイズ解析 34
3.2.2 事象選択 34
3.2.3 データの周波数分布 35
3.2.4 擬似ノイズの作成 35
3.2.5 まとめと展望 39
3.3 電離電子再結合因子のモデル 40
3.4 事象選択 41
3.5 解析方法 43

3.6 モンテカルロ・シミュレーション 45
3.7 dE/dx、Q_0 の見積り 46
3.8 擬似実験 49
3.9 較正因子 49
3.10 系統誤差 52
3.11 結果 53

4 光検出シミュレーションの確立 54
4.1 アルゴン中におけるシンチレーション光 55
4.2 シンチレーション光の発生と伝播のシミュレーション 55
4.3 シミュレーションによる検出器の実装 56
4.4 まとめ 58

5 結果と考察 60

6 謝辞 62

図目次

1.1 dE/dx の運動量特性。粒子は止まる瞬間にエネルギーを大きく落とす。そのエネルギー損失の振る舞いは粒子の質量によって異なる。 8
1.2 2 相式アルゴン TPC 検出器の概念図 8
1.3 結合定数のエネルギー依存性。点線は標準模型で実線は MSSM。MSSM では約 2×10^{16} GeV のスケールで 3 つの力が統一されていることがわかる。 10
1.4 液体アルゴン中の陽子が陽電子と π 中間子に崩壊したときに液体アルゴン TPC 検出器で見える信号のシミュレーション 11
1.5 液体アルゴン中の陽子が荷電 K 中間子とニュートリノに崩壊したときに液体アルゴン TPC 検出器で見える信号のシミュレーション 11
1.6 $sin^2\theta_{13} = 0.1$ における $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動確率の $E/LGeV/km$ 依存性。黒は $\delta = 0$、赤は $\delta = 90°$、青は $\delta = 270°$ 14
1.7 J-PARC から隠岐の島へニュートリノへニュートリノビーム照射図 14
1.8 M33 の回転曲線 16
1.9 WMAP で得られた宇宙背景放射の分布 16
1.10 スピンに依存しない相互作用 17
1.11 スピンに依存する相互作用 17
2.1 上：K1.1BR ビームライン　下：構成図　ビーム上流（左）からフィッチチェレンコフ、ビームディファイニングカウンター、TOF1、ガスチェレンコフ、TOF2、ディグレーダ、T32 ビームディファイニングカウンター。 19

2.2 図 2.1 を別の角度から見た写真。写真奥からビームが飛来し、TREK 実験の検出器を通過して 250L 液体アルゴン TPC 検出器に到達する。 19
2.3 フィッチチェレンコフカウンター 20
2.4 ビームラインに設置された 250L 液体アルゴン TPC 検出器の概観。 22
2.5 左：容器内に設置された検出器本体。右：容器下に設置された光電子増倍管。 . . 22
2.6 TPC 検出器の写真。左上：アノードであり、1 cm 幅のストリップが 76 チャンネル分並んでいる。左下：検出器本体を下から覗いた写真。シンチレーション光の読み出しのためにカソードはワイヤー状になっている。右：組み上げ中の検出器。 23
2.7 TPB をコーティングした光電子増倍管。 23
2.8 左：冷凍・循環器系の概略図。右：冷凍装置の写真 24
2.9 TPC 信号読み出しモジュール。CAEN SY2791 24
2.10 PLC パネル 25
2.11 スローコントロール　概念図　温度や気圧を読み取り、その値に応じて PLC が電磁弁の開閉を行うことで気圧や温度を調整する。 27
2.12 ラダープログラムの例　左に条件文、右に操作が記入されている。 28
2.13 測定に用いた白金抵抗 Pt100 29
2.14 PLC による気圧コントロール。気圧計の値に応じてソリッドステートリレーの ON/OFF を切り替えることで電磁弁の開閉を行なう。 30
2.15 電磁弁開閉部位の例。液体アルゴン内圧上昇時に液体窒素コイル内を液体窒素が流れることでアルゴン温度を低下させ、圧力を一定値に保つ。 30
2.16 設置した流量計。電流値を読み取ることで流量をモニタリングできる。 31
2.17 オンラインモニターの例：上図は温度のプロット。赤はアノード、青は液体窒素コイル周辺の温度値。　下図はアルゴン容器内圧 32
3.1 Text Book Event。800 MeV/c の陽電子でトリガーをかけたもの。粒子の種類は上から順に π、陽電子、陽子と考えられている。 33
3.2 ヒットファインディング・クラスタリングの例 33
3.3 各チャンネルのノイズレベル 36
3.4 選択した時間領域 36
3.5 周波数分布の例 37
3.6 余弦と正弦の強度分布。左：余弦の強度分布　右：正弦の強度分布 37
3.7 ランダムノイズの例 38
3.8 コヒーレントノイズの例 38
3.9 データのノイズの例 38
3.10 作成した擬似ノイズの例 38
3.11 突き抜け π 中間子のエネルギー損失　76 チャンネルの総和 38
3.12 ICARUS 実験の結果 41

3.13 陽子事象例: 横軸はチャンネル (1 cm 幅)、縦軸はドリフト時間を表しておりこれは高さに相当する。色は FADC カウントでありエネルギー損失量に相当する。 . . 43
3.14 フィッチチェレンコフの信号量分布 43
3.15 Time Of Flight の分布　ピークは左から、π^+、K^+、陽子を表す。 44
3.16 使用したビームの分析。左図：TREK 情報で解析した粒子の割合。横軸が粒子の種類で縦軸はその事象数。中図：選択された粒子の飛跡。横軸はチャンネルで縦軸はドリフト時間。1 チャンネルの方向から入ってきた陽子が 29 チャンネル付近で止まっている様子がわかる。右図：TOF 分布。横軸は TOF のカウントであり、0.025 ns/count。縦軸は事象数である。解析には 300 count 以上のものを使用している。 44
3.17 取得データ：信号量を陽子のストップチャンネル −1 から 1 チャンネルごとに読み取った。ストップチャンネルから離れるにつれて小さくなっていくことがわかる。 45
3.18 2 次元の電場分布シミュレーション 46
3.19 陽子のストップチャンネルにおける電場分布 47
3.20 データとモンテカルロ・シミュレーションの比較　横軸はストップチャンネルからの距離、縦軸はデータとシミュレーションの比 47
3.21 陽子の dE/dx 値 (モンテカルロ・シミュレーション)　ストップチャンネルからチャンネルごとに読み取った。 48
3.22 再結合因子を除いたモンテカルロ・シミュレーション：信号量を陽子のストップチャンネル −1 から 1 チャンネルごとに読み取った。再結合因子がかかっていない分、データよりも大きな値になっている。 48
3.23 ストップチャンネル（algorithm）-ストップチャンネル（truth） 48
3.24 擬似実験の結果　青は入力値。赤はこの解析手法で求めた算出値をフィットしたもの。入力値の A=0.8、k=0.0486 に対して A=0.74、k=0.0396 という値が帰ってくる。横軸は単位密度距離あたりのエネルギー損失量。縦軸は電離電子再結合因子の逆数、もしくは Q_0/Q である。 50
3.25 Q と Q_0 の両者からノイズとクロストークを抜いた擬似実験の結果　青は入力値。赤はこの解析手法で求めた算出値をフィットしたもの。横軸は単位密度距離あたりのエネルギー損失量。縦軸は Q_0/Q である。先の図に比べて青の入力値に対して赤の出力が近い値を返してくることがわかる。 51
3.26 出力 (A,k) に対する較正因子。左図、右図とも横軸は A_{out}、縦軸は k_{out} を表す。左図：グラデーションは A の較正因子 A_{in}/A_{out}、右図：グラデーションは k の較正因子 k_{in}/k_{out} を表す。 52
3.27 チャンネル間補正の補正値の誤差に起因するずれのパターン 53
3.28 較正因子をかけた後の Q_0/Q の dE/dx 依存性 54
4.1 アルゴン中における反応過程。(1) が一重項、三重項の発生過程である。 55

4.2 10L 容器の設計図 56
4.3 10L 液体アルゴン検出器 57
4.4 実装した 10L 容器:高さ 25 cm 57
4.5 検出器中心に α 線源をおいたときのシンチレーション光の分布 58

表目次

1.1 液体アルゴンのパラメータ 6
2.1 250L 液体アルゴン TPC 検出器のパラメータ 21
2.2 使用したモジュール 26
2.3 測定箇所と読み出した物理量 27
2.4 左：メモリと読み出しの対応　右：リレー番号と各操作の対応 28
3.1 ノイズ解析に使用したデータ 35
3.2 実験データ 事象選択条件 取得効率は 498/1450 事象 42
3.3 入力値 (A,k) に対する出力値 A 50
3.4 入力値 (A,k) に対する出力値 k 51
4.1 設定パラメータ 57

1 序論

1.1 液体アルゴン TPC 検出器

液体アルゴン TPC（Time Projection Chamber）検出器は、荷電粒子の飛跡を泡箱並みの位置分解能で、電気的に読み出すことができる検出器である。その原理は以下の様なものである。液体アルゴン中を荷電粒子が通過すると、電磁相互作用により電離電子が生じる。液体アルゴンに高電圧（本論文でとりあげる T32 実験では約 0.2 kV/cm）を印加しておくことにより電離電子をドリフトさせ、アノード電極で読み出す。アノードでの読み出しを 2 次元にしておけば平面に射影された形で 2 次元の位置情報を得ることができる。高さ情報に関しては、液体アルゴン中の電子のドリフト速度にドリフト時間をかけることで計算できる [1]。ここでいうドリフト時間とは、荷電粒子が液体アルゴンを通過したときに生じるシンチレーション光を読み出した瞬間から電離電子を読み出すまでに掛かった時間のことを指す。アルゴンは希ガスであるため、電離電子を捕獲せずにそのままアノードまで到達させることができる。これが TPC の媒質としてアルゴンを使用する理由の 1 つである。

パラメータ	値
原子番号	18
モル密度 (g/mol)	39.95
密度 (g/cm^3)	1.39
融点 (K)	83.8
沸点 (K)	87.8
ドリフト速度 (mm/μsec)@1(5)kV/cm	1.8(3.0)
光量	40000 photon/MeV
Fast component	6 nsec
Slow component	1590 nsec
屈折率@170 mm	1.24
誘電率	1.51
放射長 (cm)	14.3
W 値 (eV)(ionization)	23.30
W 値 (eV)(scintillation)(nm)	19.5

表 1.1 液体アルゴンのパラメータ

液体アルゴン TPC 検出器の開発において解決すべき課題は様々あり、例えば低温を維持することや、高い純度を達成すること等が挙げられる。液体アルゴンは沸点が約 87 K であるため、液体アルゴン TPC 検出器は低温で動作させることが必要となる。また、水や酸素などの不純物がある

と電離電子が吸着されてしまうため、電離電子をアノードまでドリフトさせるためには非常に高い純度が必要となる。不純物濃度とドリフトする電子の寿命には反比例関係があることが知られており、1 ppb の不純物濃度では電離電子の寿命は約 300 μsec である。検出器の巨大化には、アルゴンの高純度化は避けて通れない。

液体アルゴン TPC 検出器の開発研究は、カルロ・ルビア氏によってその構想がなされてから [2] 世界中で行なわれている [3]。現在世界最大の液体アルゴン TPC 検出器はイタリアで行なわれている ICARUS 実験の T600 である。T600 は総重量 600 t、電子のドリフト距離約 1.5 m の検出器で大気ニュートリノや長基線ニュートリノの観測に成功している [4]。

液体アルゴン TPC 検出器の特徴として高い位置分解能で 3 次元的に飛跡を再構成できることと、その電気信号の大きさから通過した荷電粒子のエネルギー損失を測定できること等が挙げられる。そこから得られる利点としては、飛跡を再構成できることで多重事象と信号量の大きい事象とを識別することが可能になり背景事象との識別が容易になるという点や、これらの特性を用いることで単位距離あたりの荷電粒子のエネルギー損失量 dE/dx を知ることができるため粒子同定能力が高いという点が挙げられる。図 1.1 に示す様に、dE/dx は質量によってその振る舞いが異なるため、この情報を得ることで粒子の識別能力は格段に上がる。

また、図 1.2 に示す様に気液 2 相式にして GEM（Gas Electron Multiplier）を使用することで気体中での信号増幅も可能である。GEM とは、気体中に高電場を生成することで電子のなだれ増倍をおこし信号を増幅させるモジュールである。こういった検出器の利点をいかすことで、液体アルゴン TPC 検出器は核子崩壊事象探索、ニュートリノ物理、暗黒物質探索などの次世代物理に対して非常に活躍が期待される検出器である。

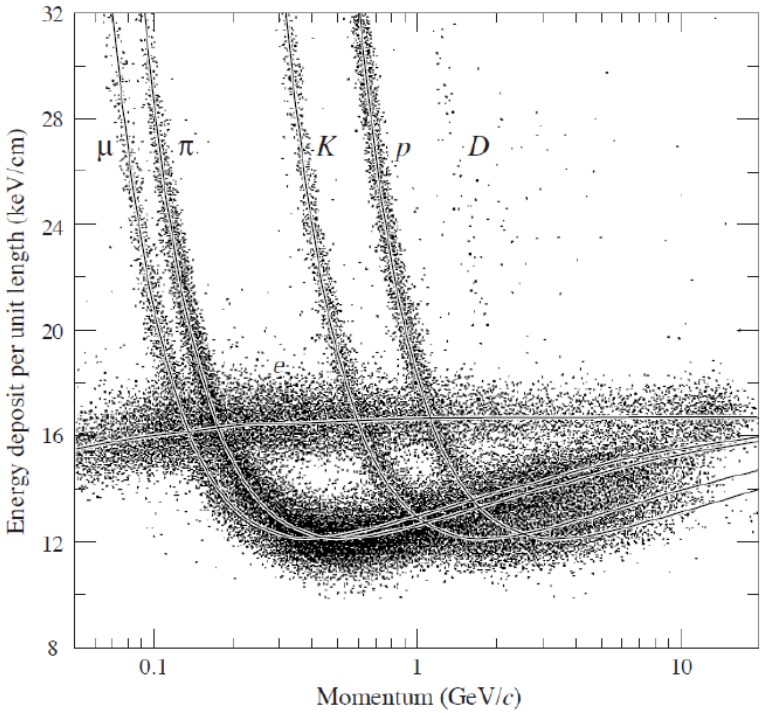

図 1.1　dE/dx の運動量特性。粒子は止まる瞬間にエネルギーを大きく落とす。そのエネルギー損失の振る舞いは粒子の質量によって異なる。

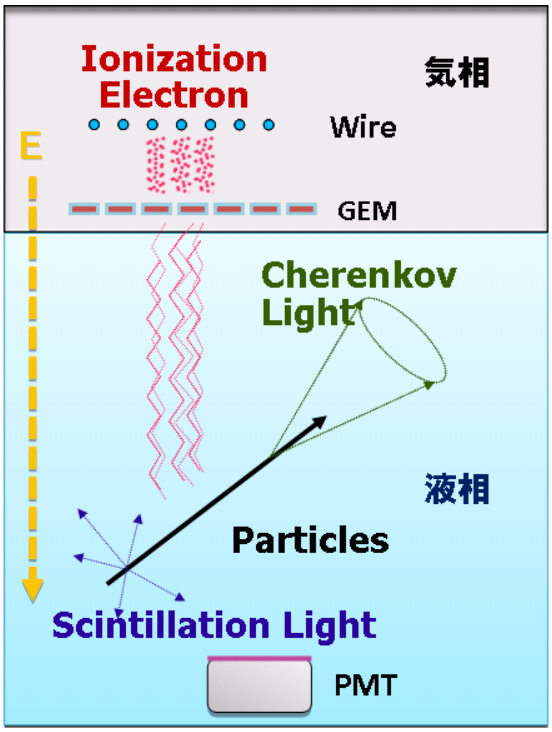

図 1.2　2 相式アルゴン TPC 検出器の概念図

1.2 核子崩壊

様々な現象を 1 つの理論で記述することは物理学の醍醐味であり、力の統一は現代物理学の大きな目的の一つである。$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ 群に基づくゲージ理論として構成されている素粒子標準模型は実験的に大きな成功を収めている理論であり、電磁相互作用と弱い相互作用の統一に成功している。だが標準模型における電磁相互作用と弱い相互作用の結合定数は独立パラメータであり、ワインバーグ混合角というパラメータを用いて両者を統一しているという意味ではまだ完全な統一とは言い難い。標準模型の自然な拡張として 3 つの群全てを包括するような大きな群に基づくゲージ理論を考える。これが大統一理論（Grand Unified Theory、GUT）である。GUT を要求する理由は他にもある。例えば、標準模型で発生する三角異常項の問題である。三角異常項問題とは、フェルミオンループの 3 つのバーテックスのうち 1 つが軸性カレントに結合し、残る 2 つが極性カレントに結合する際に生じる問題である。ゲージカレントが関与する場合に、この項の存在により繰り込みが不可能となるのである。異常項を消滅させるための条件は、

$$\sum Q_f N_c = 0 \tag{1.2.1}$$

である。Q_f は粒子の電荷、N_c はカラー数を表す。第一世代の粒子をこの式に当てはめると、

$$\sum Q_f N_c = 3(Q_u + Q_d) + Q_\nu + Q_e = 0 \tag{1.2.2}$$

となり見事に 0 になる。これはクォークとレプトンを一対のものとして考えることに相当しており、このことからもクォークとレプトンを統合的に記述するような大きな群の存在が期待される。

一番簡単な拡張である最小 SU(5) の群で考えた場合、クォークとレプトンを入れ替えるようなゲージボソン X、Y が存在する。このゲージボソンの存在によりクォークからレプトンへの入れ替えが可能となるために、標準模型では崩壊を起こさない陽子が稀に崩壊することが予言される。このモデルでは

$$p^+ \to e^+ \pi^0 \tag{1.2.3}$$

が主な崩壊モードである。つまり、陽子崩壊事象を発見することが大統一理論の検証につながる。陽子は十分に安定であることから、ゲージボソン X、Y が十分に重いことがわかる。これを考慮すれば、陽子の崩壊寿命はフェルミ型相互作用となるのでミューオンの崩壊式と同様に計算できて、

$$\tau_p = \tau_\mu (\frac{m_\mu}{m_p})^5 (\frac{M_X}{m_W})^4 \frac{BR(p \to e\pi)}{F} \sim \frac{M_X^4}{\alpha_5^2 m_p^2} \tag{1.2.4}$$

と書ける。ここで、τ_μ、τ_p はそれぞれ μ、陽子の寿命、m_μ、m_p、M_X、m_W はそれぞれ μ、陽子、X、W の質量、α は最小 SU(5) の結合定数を表す。F は陽子内のクォーク波動関数に起因する補正因子であり、およそ 1 のオーダーである。スーパーカミオカンデの実験値は

$$\frac{\tau_p}{B(p \to e^+ \pi^0)} > 8.2 \times 10^{33} years (90\% C.L.) \tag{1.2.5}$$

であり、最小 SU(5) の予想値と異なっている [5]。

最小 SU(5) に超対称性を入れ込んだ理論である超対称性大統一理論（SUSY-GUT）を考えると、超対称性粒子（Supersymmetric particle、SUSY）の存在により大統一のエネルギースケールが大きくなる（図 1.3）。これに伴って X、Y の質量も大きくなるため、陽子崩壊の寿命も長くなる。この場合は、$p \to e^+\pi^0$ モードでの陽子の寿命は $10^{36\pm1}$ 年となり、実験的な検証は難しくなる。しかし、この理論ではヒグシーノの絡む崩壊過程が可能になり、

$$p \to K^+\nu \tag{1.2.6}$$

モードによる崩壊が優勢になる。

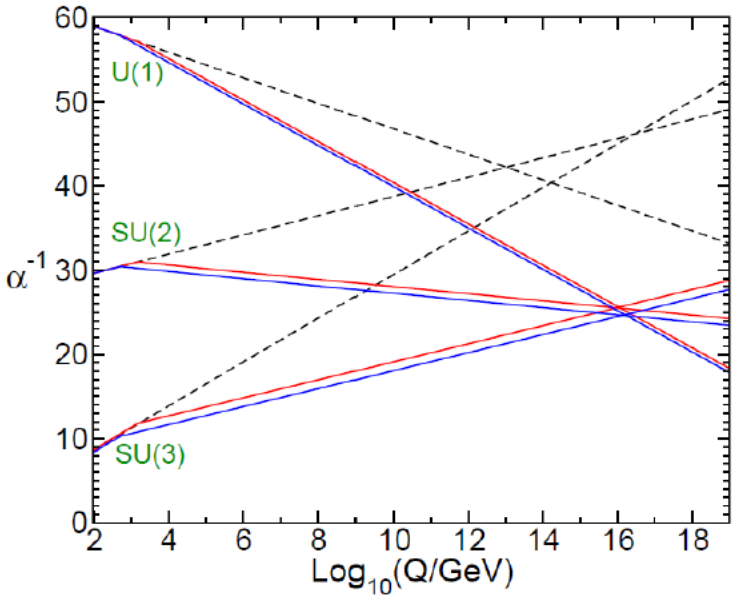

図 1.3　結合定数のエネルギー依存性。点線は標準模型で実線は MSSM。MSSM では約 2×10^{16} GeV のスケールで 3 つの力が統一されていることがわかる。

現在、核子崩壊探索は主に大型の水チェレンコフ検出器を用いて行なわれている。だが、$p \to K^+\nu$ の崩壊モードにおける K^+ の運動量はおよそ 340 MeV/c であり、水中のチェレンコフ閾値以下のためチェレンコフ光を発しないのでこの検出方法では直接 K^+ 信号を捕らえることができない。一方、液体アルゴン TPC 検出器は荷電粒子の飛跡を捕らえ、単位距離あたりのエネルギー損失 dE/dx を用いて粒子同定をおこなうことができるため、この $p \to K^+\nu$ の崩壊モードに強みをもつ [6]。図 1.4、図 1.5 は液体アルゴン TPC 検出器内での陽子崩壊信号シミュレーションの結果である。図 1.4 は陽子が陽電子と π^0 に崩壊したときのものであり、π^0 は 2 つの γ に崩壊して電磁シャワーとして観測されている。図 1.5 は陽子が K^+ とニュートリノに崩壊したときのものであり、その後 K^+ は $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$ モードで崩壊している。

このように液体アルゴン TPC 検出器を用いることでチェレンコフ閾値に関らず荷電粒子の飛

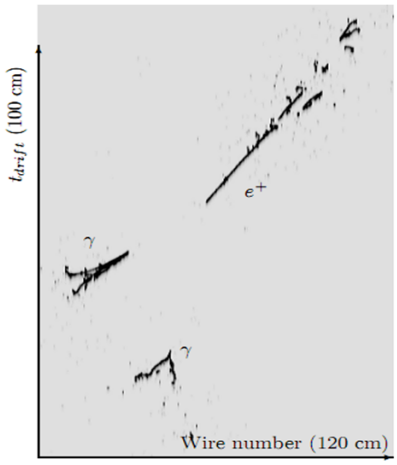

図 1.4 液体アルゴン中の陽子が陽電子と π 中間子に崩壊したときに液体アルゴン TPC 検出器で見える信号のシミュレーション

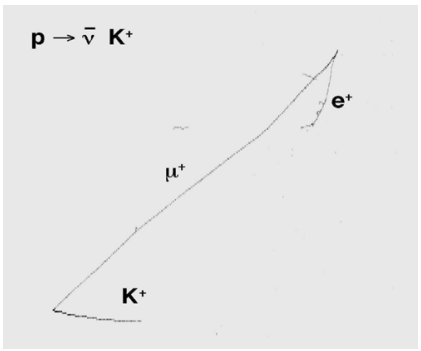

図 1.5 液体アルゴン中の陽子が荷電 K 中間子とニュートリノに崩壊したときに液体アルゴン TPC 検出器で見える信号のシミュレーション

跡を捕らえることがきる。更に dE/dx の情報を用いることで K^+ 信号の背景事象となる π^+ との識別能力も高く、シミュレーションでは約 97% の K^+ 検出効率を保ったまま背景事象を 0.1 events/1000kt/year まで下げることができるという結果が出ている [6]。この検出効率が実現されれば、100 kton スケールの液体アルゴン TPC 検出器で 10 年間核子崩壊探索を行なった場合に $p \to K^+\nu$ モードにおける陽子の寿命を 10^{35} 年まで調べることができる（90%C.L.）[6]。これは SUSY-GUT の予想範囲に相当するため、この能力での実験が実現されれば 10 年間で陽子崩壊の発見、もしくは SUSY-GUT の棄却ができることを意味する。

1.3 ニュートリノ物理

ニュートリノは素粒子標準模型における素粒子の 1 つであり、アイソスピン-1/2 をもつレプトンである。電荷は 0、スピン 1/2 のフェルミ粒子で、弱い相互作用でしか反応しない。現在 ν_e、ν_μ、ν_τ の 3 種類のニュートリノが観測されており、あるニュートリノが時間発展と共に別のニュートリノに変化するニュートリノ振動という現象が確認されている。

牧・中川・坂田理論によれば、ニュートリノの弱い相互作用の固有状態は質量固有状態の混合状態として表現され式 1.3.1 の様にかける。

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{MNS}^{\alpha i} |\nu_i\rangle \tag{1.3.1}$$

ここで、U_{MNS} は牧・中川・坂田行列（もしくはポンテコルボ・牧・中川・坂田行列）と呼ばれ、

$$\begin{aligned} U_{MNS} &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{1.3.2}$$

と表される。$c_{ij} = cos\theta_{ij}$、$s_{ij} = sin\theta_{ij}$ であり、θ_{ij} は質量固有状態 ν_i と ν_j の混合角、δ は複素位相を表す。この混合角は実験的に決めることが可能なパラメータであり、大気ニュートリノや長基線ニュートリノ実験によりその値や上限値が決められており、Particle Data Group により以下（1.3.3）の様にまとめられている [7]。

$$\begin{aligned} sin^2(2\theta_{12}) &= 0.861^{+0.026}_{-0.022} \\ \Delta m^2_{21} &= (7.59 \pm 0.21) \times 10^{-5} eV^2 \\ sin^2(2\theta_{23}) &> 0.92 \\ \Delta m^2_{32} &= (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} eV^2 \\ sin^2(2\theta_{13}) &< 0.15, C.L. = 90\% \end{aligned} \tag{1.3.3}$$

ニュートリノ振動に関するパラメータにおいて、δ の値は未だ測定がなされていない。δ が 0 でない場合 MNS 行列は複素行列となり CP 対称性が破れるため、レプトンセクターでの CP 対称性の研究にはこの値の測定が必須となる。

加速器ニュートリノを用いた長基線ニュートリノ振動実験で測定される $\nu_\mu \to \nu_e$ の振動確率は、

$$
\begin{aligned}
P(\nu_\mu \to \nu_e) \sim & \, sin^2 2\theta_{13} \cdot T_1 + \alpha \cdot sin\theta_{13} \cdot (T_2 + T_3) + \alpha^2 \cdot T_4 \\
T_1 = & \, sin^2\theta_{23} \cdot \frac{sin^2[(1-A)\cdot\Delta]}{(1-A)^2} \\
T_2 = & \, sin\delta \cdot sin2\theta_{12} \cdot sin2\theta_{23} \cdot sin\Delta \frac{sin(A\Delta)}{A} \cdot \frac{sin[(1-A)\Delta]}{(1-A)} \\
T_3 = & \, cos\delta \cdot sin2\theta_{12} \cdot sin2\theta_{23} \cdot cos\Delta \frac{sin(A\Delta)}{A} \cdot \frac{sin[(1-A)\Delta]}{(1-A)} \\
T_4 = & \, cos^2\theta_{23} \cdot sin^2 2\theta_{12} \frac{sin^2(A\Delta)}{A^2}
\end{aligned}
\tag{1.3.4}
$$

とかける。ここで、

$$
\alpha \equiv \frac{\Delta m^2_{21}}{\Delta m^2_{31}}, \Delta \equiv \frac{\Delta m^2_{31} L}{4E}, A \equiv \frac{2\sqrt{2} G_F n_e E}{\Delta m^2_{31}}, \Delta m^2_{31} \equiv m^2_3 - m^2_1, \Delta m^2_{21} \equiv m^2_2 - m^2_1
$$

である [8]。

式 1.3.4 において CP 位相 δ を含む項 T_2、T_3 は同時に $sin\theta_{13}$ も含むため、δ の測定には θ_{13} が有限の値をもつことが必要条件となる。

世界中の実験グループがこのニュートリノ振動に関するパラメータの測定を行なっている。日本でも茨城県東海村にある大強度陽子加速施設 J-PARC により生成された ν_μ ビームを、295 km 離れた岐阜県飛騨市神岡町にある水チェレンコフ型検出器スーパーカミオカンデで検出する T2K 実験が行なわれており、2011 年には電子ニュートリノの出現事象、$\nu_\mu \to \nu_e$ が 2.5σ で確認され、θ_{13} に下限値を与えた [9]。

長基線ニュートリノ振動実験ではニュートリノが飛来する間に変化した確率を測定するため、スーパーカミオカンデの様な後置検出器での粒子同定が非常に重要である。特に信号となる電子ニュートリノ事象を、中性カレントの π^0 からの γ と識別することが求められる。また、図 1.6 を見ればわかる様に振動確率は E/L に依存して振動するため、反応するニュートリノのエネルギー分解能の高さも必要となる。

液体アルゴン TPC 検出器は粒子の飛跡を捕らえ dE/dx を測定できることから、これらの観点において強みを持つ。現在、100 kton スケールの液体アルゴン TPC 検出器を隠岐の島に設置し J-PARC からのニュートリノビームを検出する（図 1.7）ことで θ_{13}、δ の測定を行なう実験が提案されており [8]、検出器の基礎研究と共にサイトスタディも並行して行なわれている [10]。

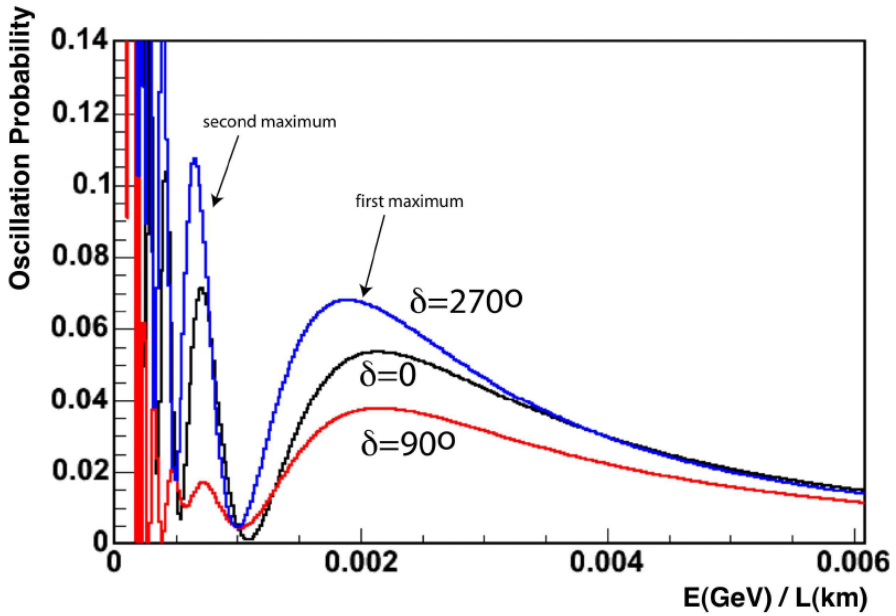

図 1.6 $sin^2\theta_{13} = 0.1$ における $\nu_\mu \to \nu_e$ 振動確率の $E/LGeV/km$ 依存性。黒は $\delta = 0$、赤は $\delta = 90°$、青は $\delta = 270°$

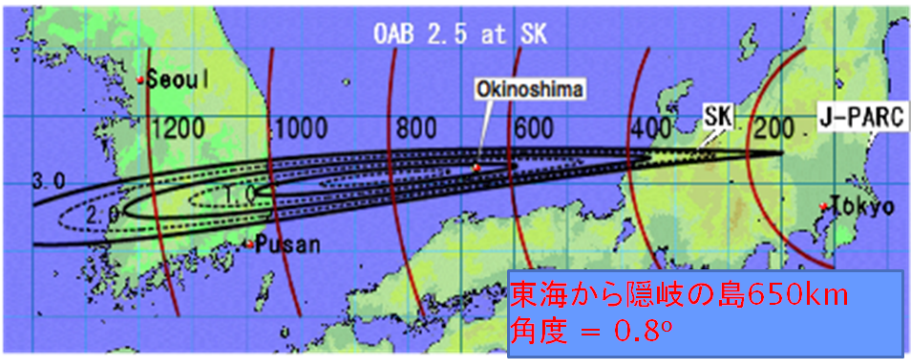

図 1.7 J-PARC から隠岐の島へニュートリノへニュートリノビーム照射図

1.4 暗黒物質

標準的な宇宙論では宇宙の構成要素において、通常のバリオンで構成された物質も占める割合は約 5% 程しかなく、23% は暗黒物質、約 72% は暗黒エネルギーで構成される。暗黒物質の存在は歴史的には 1933 年に F.Zwicky によって初めて指摘された。現在、様々な実験で暗黒物質の存在証拠が確認されている。

1. かみのけ座銀河団の速度分布
   かみのけ座銀河団のにビリアル定理を当てはめたところ、その速度分布から推定される質量が観測されていた質量よりも大きいことが 1933 年に F.Zwicky によって指摘された。
2. 銀河回転速度
   中性水素分子の放出する 21 cm の輝線の測定から、水素分子の回転速度が銀河の輝く円盤遥かに越えた領域まで一定であることがが確認された。図 1.8 に M33 の回転曲線を示す。観測速度は銀河の輝きから想定されるものよりも遥かに大きく、銀河の質量は見える物質の数倍大きいことが判明した。
3. 重力レンズ
   重力レンズとは、一般相対性理論によって予言された現象であり大きな質量分布によって光が曲げられリングや 2 重の像をうむ効果である。重力レンズの効果を用いることで暗黒物質の質量分布の推定がなされている。
4. 巨大 X 線源
   高温のバリオンガスは制動放射によって X 線を発する。このような高温のバリオンガスを繋ぎ止めるためには大きな質量が必要であり、推定される質量は輝く物質量を大きく上回る。
5. WMAP
   WMAP（Wilkinson Microwave Anisotropy Probe）は NASA が打ち上げた衛星であり、宇宙背景放射に非等方性があることを高い精度で観測した（図 1.9)。宇宙背景放射の非等方性を解析することにより宇宙論のパラメータを決められる。最新の結果は

$$\begin{aligned} \Omega_b &= 0.0449 \pm 0.0028 \\ \Omega_c &= 0.222 \pm 0.026 \\ \Omega_\Lambda &= 0.734 \pm 0.029 \end{aligned} \tag{1.4.1}$$

   となっている [11]。ここで Ω_b はバリオン密度、Ω_c は暗黒物質の密度、Ω_Λ は暗黒エネルギーの密度を表す。

現在、暗黒物質の有力候補とされている粒子として WIMP（Weakly Interacting Massive Particle）が挙げられ、WIMP の候補として代表的な粒子はニュートラリーノである。ニュートラリーノは超対称性粒子の中で最も軽い粒子（LSP、Lightest Supersymmetric Particle）であり、R-パリ

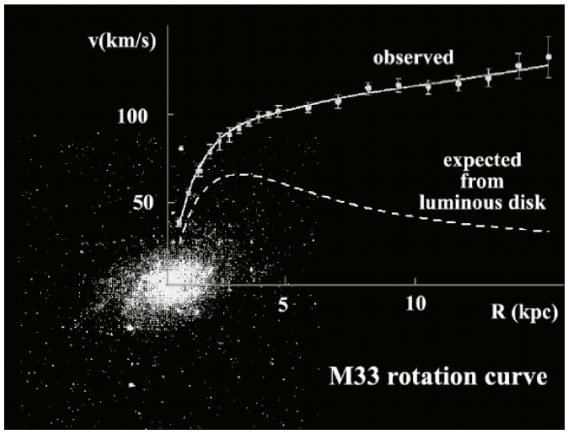

図 1.8 M33 の回転曲線

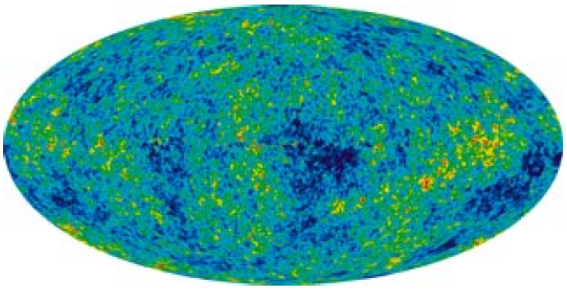

図 1.9 WMAP で得られた宇宙背景放射の分布

ティを保存するために安定でいられる [12]。

ニュートラリーノと原子核の弾性散乱にはスピンに依存する散乱（Spin Dependent）とスピンに依存しない散乱（Spin Independent）の 2 種類が存在する。一般に相互作用としては

- ベクトル相互作用（$\overline{\chi}\gamma^{\mu}\chi\overline{q}\gamma_{\mu}q$）
- 軸性ベクトル相互作用（$\overline{\chi}\gamma^{\mu}\gamma_5\chi\overline{q}\gamma_{\mu}\gamma_5 q$）
- スカラー相互作用（$\overline{\chi}\chi\overline{q}q$）
- 擬スカラー相互作用（$\overline{\chi}\gamma_5\chi\overline{q}\gamma_5 q$）
- テンソル相互作用

が挙げられるが、ニュートラリーノがマヨラナ粒子であることからベクトルカレント（$\overline{\chi}\gamma^{\mu}\chi$）が 0 になり、ベクトル相互作用は行なわない。擬スカラー相互作用は非相対論的な極限で 0 になるので考慮する必要はなく、またテンソル相互作用も非相対論的な極限でスカラー相互作用と同じ型になるため考慮しなくてよい。以上の理由から図 1.10、図 1.11 に示した軸性ベクトル（SD）、スカラー相互作用（SI）の 2 つのみを考えれば良いことになる [13]。

スピンに依存しない散乱において、その断面積は $\sim A^2$ に比例する。ここで、A は原子核質量である。そのためできるだけ A が大きい媒質を使用することが望まれる。スピンに依存する散乱ではこの A は関係なく、角運動量を持つ原子核と散乱を起こす。

液体アルゴン TPC 検出器を用いた WIMP 探索に向けて世界中で研究が行なわれており、例えばスイスの ArDM 実験 [14] では 2 相式のアルゴン検出器を用いる。WIMP 探索における 2 相式のアルゴン TPC 検出器の利点としては

- 液体アルゴンが他の希ガスよりも比較的安価であり巨大化させやすい
- 自己遮蔽能力がある（X_0 =∼14 cm）
- 気相での信号増幅が可能
- 飛跡を再構成することで多重事象と認識できる

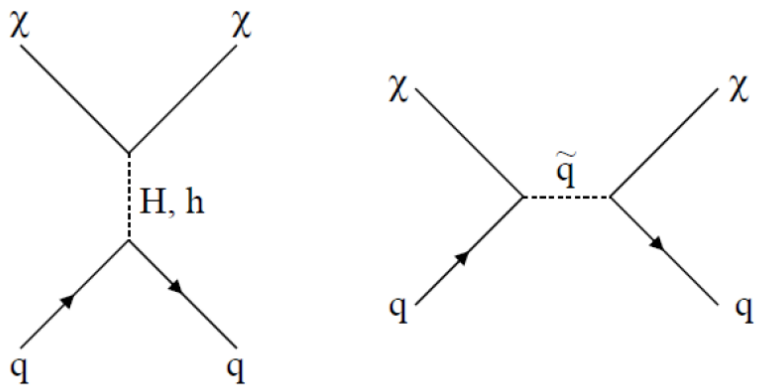

図 1.10　スピンに依存しない相互作用

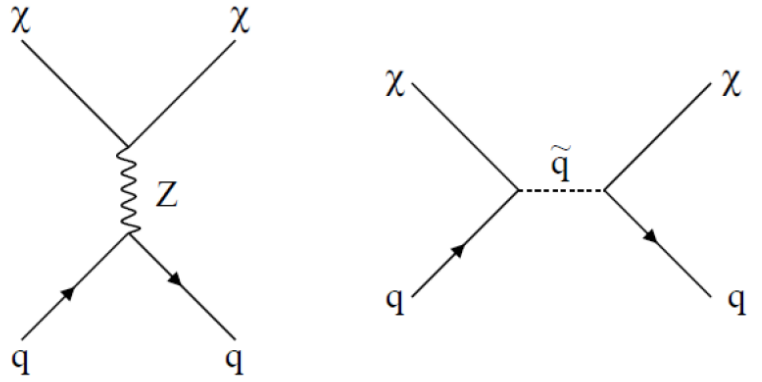

図 1.11　スピンに依存する相互作用

- 反跳が起こった位置を認識することで検出器側面からの背景事象を排除できる
- (S1/S2) 比から背景事象の分離、除去

などが挙げられる。ニュートラリーノと原子核の反跳エネルギーは数 10keV から数 100keV 領域で多くこの領域において発生するシンチレーション光の光量も少ないため、効率よく光を検出することが課題となる。

2 J-PARC T32 実験

2010 年に、250L サイズの液体アルゴン TPC 検出器を J-PARC ハドロンホール K1.1BR ビームラインに設置し、加速器からの荷電粒子ビームを検出器に照射する実験（J-PARC T32 実験）を行ない、陽子、陽電子、K^+、π^+ などの荷電粒子のデータを取得した。加速器のビームラインに設置し、前置検出器を置くことで、T32 実験ではあらかじめ粒子の種類や運動量が理解されたデータを高統計で取得することが可能となった。特に K^+ と π^+ の取得量に関しては、液体アルゴン TPC 検出器の歴史の中で他に類をみない。ここでは、J-PARC T32 実験の概要と実験セットアップについて記述する。

2.1 T32 実験の目的

序論で述べたように、液体アルゴン TPC 検出器の物理目標の 1 つに核子崩壊事象探索が挙げられ、この検出器は核子崩壊のモードの中でも特に $p \to K^+\overline{\nu}$ の崩壊モードに強みがある。陽子崩壊で生じる K^+ の主な背景事象としては大気ニュートリノからの π^+ などが挙げられるが、液体アルゴン TPC 検出器はこの K^+ を約 97% の検出効率で取得し、背景事象数を 0.1 events/1000kt/year に抑えることができると言われている [6]。しかしその識別能力は実験で定量的に調べられていない。T32 実験の目的は加速器のビームラインに検出器を設置することでこの K^+、π^+ を高統計で取得し、その識別能力を評価することである。

2.2 J-PARC K1.1BR ビームライン

K1.1BR ビームラインにはこの液体アルゴン TPC 検出器の他に TREK 実験 [15] の検出器が置かれており、これらの検出器の情報を使って加速器からのビームの成分の解析、すなわちビームの成分である K^+、π^+、陽子、陽電子の識別が可能になる。図 2.1、図 2.2 に K1.1BR ビームラインを示す。 以下に K1.1BR ビームラインに設置された機器についてビーム上流から説明する。

- フィッチチェレンコフカウンター
  K^+ と π^+ を同定するための検出器である。4 mm のアクリルラジエータを通過した粒子の放出するチェレンコフ光をリング状に並べられた光電子増倍管で検出する。フィッチチェレンコフカウンターには K^+ を検出するための K-リングと π^+ を検出するための π-リングが設置されており、各々のリングに光電子増倍管は 14 個ずつ配置されている（図 2.3）。
- ビームディファイニングカウンター
  シンチレーションカウンターであり、荷電粒子が通過したことを確認する。
- TOF(Time Of Flight)
  シンチレータの両端に光電子増倍管がついているシンチレーションカウンターを 2 つ設置

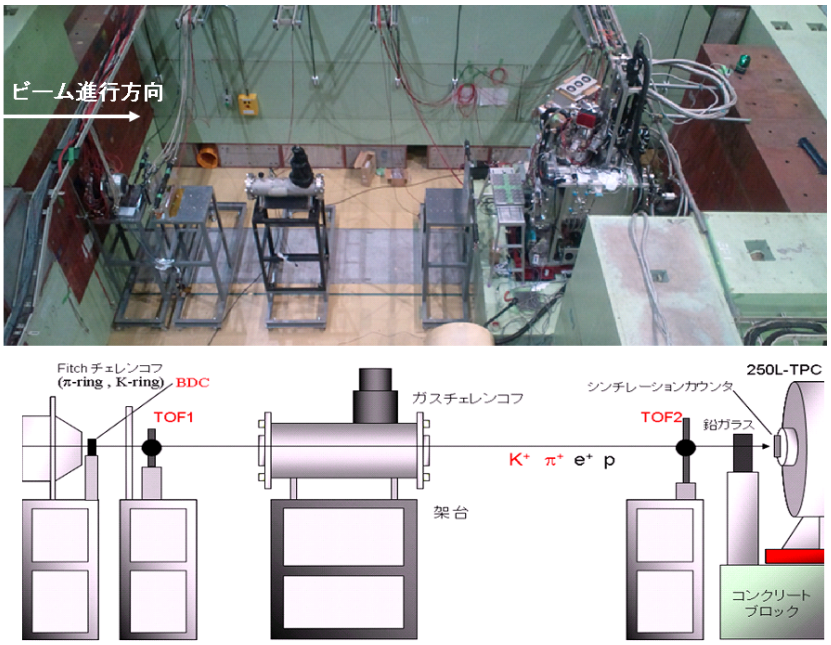

図 2.1　上：K1.1BR ビームライン　下：構成図　ビーム上流（左）からフィッチチェレンコフ、ビームディファイニングカウンター、TOF1、ガスチェレンコフ、TOF2、ディグレーダ、T32 ビームディファイニングカウンター。

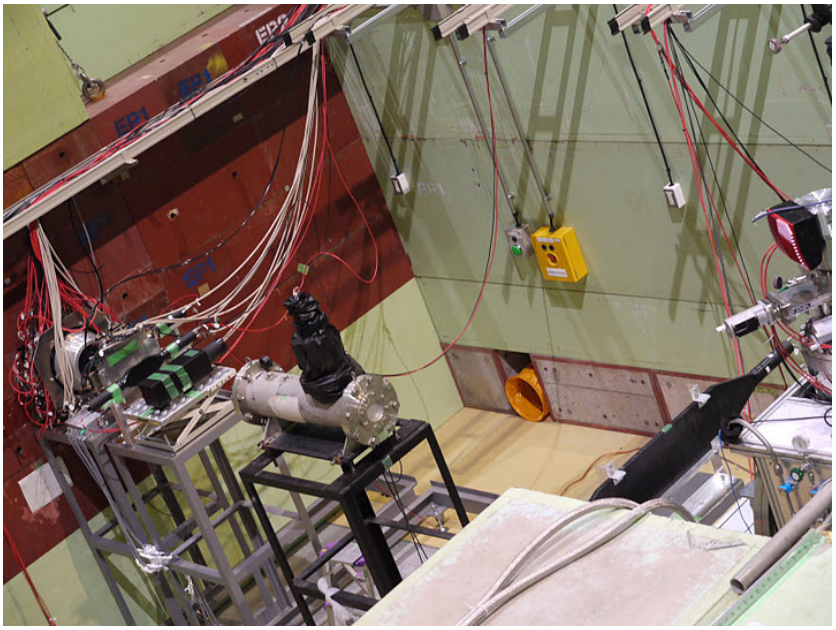

図 2.2　図 2.1 を別の角度から見た写真。写真奥からビームが飛来し、TREK 実験の検出器を通過して 250L 液体アルゴン TPC 検出器に到達する。

し、通過した荷電粒子の時間差から粒子の質量を識別する。設置した TOF は 3.5 m 離れており、約 200 ps の時間分解能を持つ。

- ガスチェレンコフカウンター
  陽電子が通過した場合にのみチェレンコフ光を出すように調整された検出器であり、陽電子とその他の粒子を識別するために用いる。
- ディグレーダ
  鉛ガラスおよび鉛板であり、運動量 800 MeV/c の K^+ を 600 MeV/c 程度まで減衰させることで K^+ が検出器内部で停止するようにした。
- T32 ビームディファイニングカウンター
  250L 液体アルゴン TPC 検出器の直前に置かれたシンチレーションカウンターである。TPC 検出器のビームウィンドウ部分の高さに配置されており、この信号を要求することで TPC 検出器に入射されるビームの高さを設定する。この信号もデータのオンライントリガーに使用される。

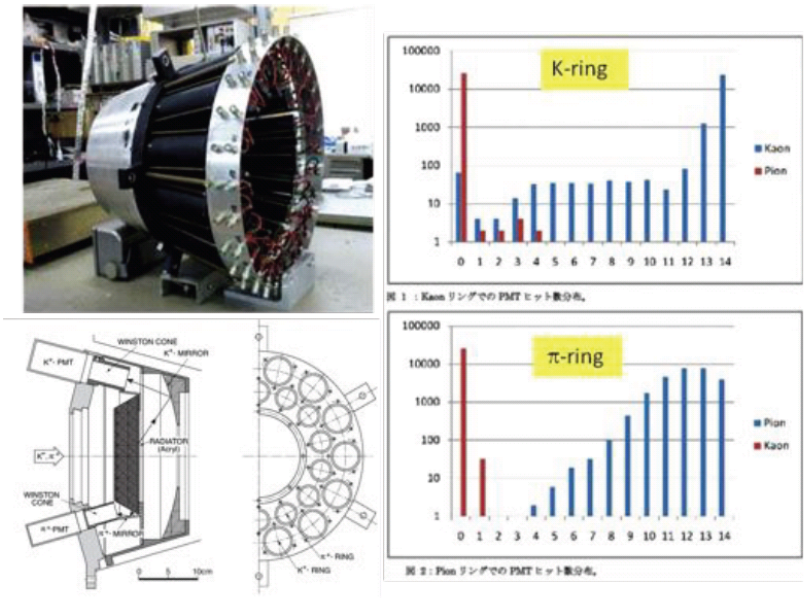

図 2.3　フィッチチェレンコフカウンター

2.3　250L 液体アルゴン TPC 検出器

2.3.1　検出器本体

TPC 検出器は、42×42×78 cm^3 の直方体のケージで構成されている。下面にカソードワイヤー、上面に 76 チャンネルの読み出しアノードが設置された形になっており、カソード-アノード間に印加された電場によって電離電子をドリフトさせアノードで読み出す。250L 液体アルゴン TPC 検出器のパラメータを表 2.1 に、検出器の写真を図 2.4、2.5 に示す。

検出器はガラスエポキシ（FR4）製のプリント基盤を組み合わせることでできている（図 2.6）。

電場形成のシェイパーは 10 MΩ 抵抗に接続されており、検出器内部に一様電場を形成するように設計された。カソードとグリッドは 100 μm のステンレスワイヤーを 5 mm ピッチで張ることで構成されている。カソードの真下には光電子増倍管が 2 つ設置されており、宇宙線信号取得時にトリガーとして使用する。

光電子増倍管は低温でも安定動作する必要がある。この要請を満たすものとして Hamamatsu[16] の R6041-02ASYM MOD を 2 つ使用した。アルゴンのシンチレーション光は波長が 128 nm であり、波長が有感領域外となるため通常の光電子増倍管では検出することができない。この光電子増倍管の窓に波長変換材としてテトラフェニルブタジエン（TPB）のコーティングを行なった（図 2.7）。

パラメータ	値
容器内液体アルゴンの体積	∼300 L
ケージの体積	42 cm×42 cm×78 cm
有感領域	40 cm×40 cm×76 cm
液体アルゴンの有感質量	170 kg
電場	0.2∼0.3 kV/cm
最大印加電圧	12 kV
読み出し方法	液体 1 相での電離電子読み出し
アノード幅	1 cm
チャンネル数	76

表 2.1　250L 液体アルゴン TPC 検出器のパラメータ

2.3.2 冷凍・純化装置

冷凍装置としては Gifford-MacMahon（GM）冷凍機と液体窒素熱交換コイルの 2 つを用いた。冷凍・純化装置の概略図は図 2.8 に示す。GM 冷凍機で温度を維持する際、冷凍機の周囲に存在するガスアルゴンが液化される。だが容器外からのリークや容器内物質からのアウトガスが原因でガスアルゴンの純度は悪化していくため、このガスアルゴンを液化すると液体アルゴンの純度が急速に悪化する（∼3 ppb/day）。この事態を防ぐために、気体ポンプを用いてガスアルゴンを純化フィルター（SAES Micro Torr）に通しながら循環をさせ、純度の向上を図った。だが循環時にアルゴンは常温のラインを通過するためガスの温度が上昇し、GM 冷凍機のみでは低温の維持が難しくなる。そのため液体窒素コイルを同時に用いることでアルゴン容器内の温度維持を行なう。この液体窒素コイルによる温度維持についてはスローコントロールシステムの章で詳しく説明する。

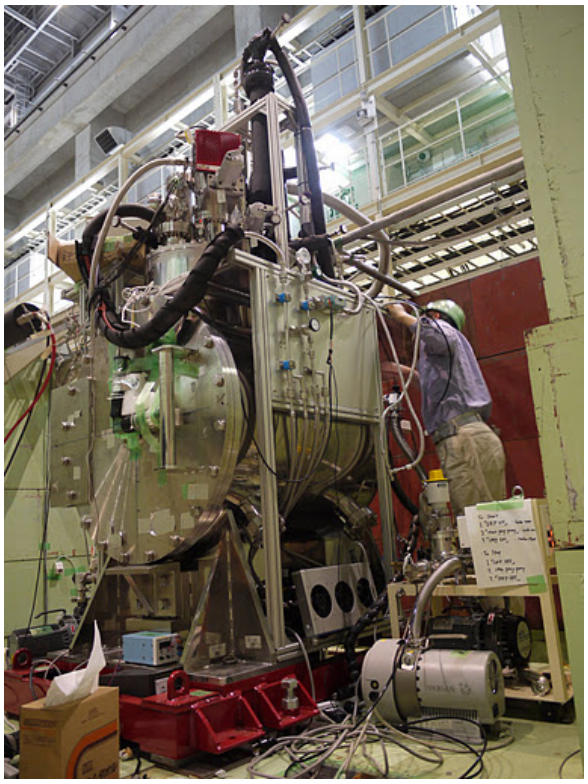

図 2.4　ビームラインに設置された 250L 液体アルゴン TPC 検出器の概観。

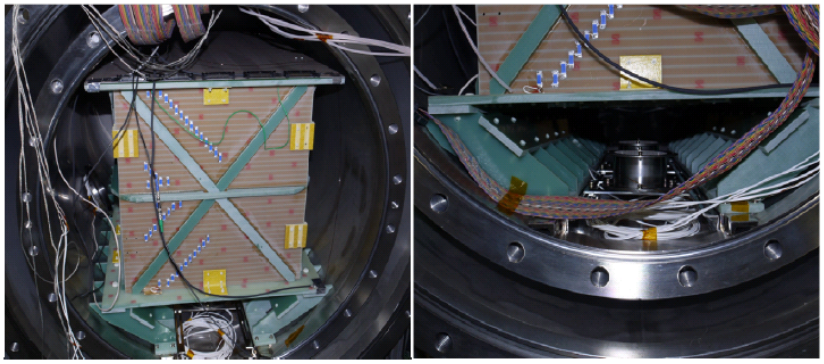

図 2.5　左：容器内に設置された検出器本体。右：容器下に設置された光電子増倍管。

2.3.3　エレクトロニクス

TPC 信号の読み出しには CAEN SY2791（図 2.9）を用いた。これは CAEN とチューリッヒ工科大学の共同研究により開発されたモジュールである。フロントパネルから入力した信号をプリアンプで増幅した後 2.5 Ms/s でデジタイズし、トリガーに同期してその前後の波形を読み出すことができる。

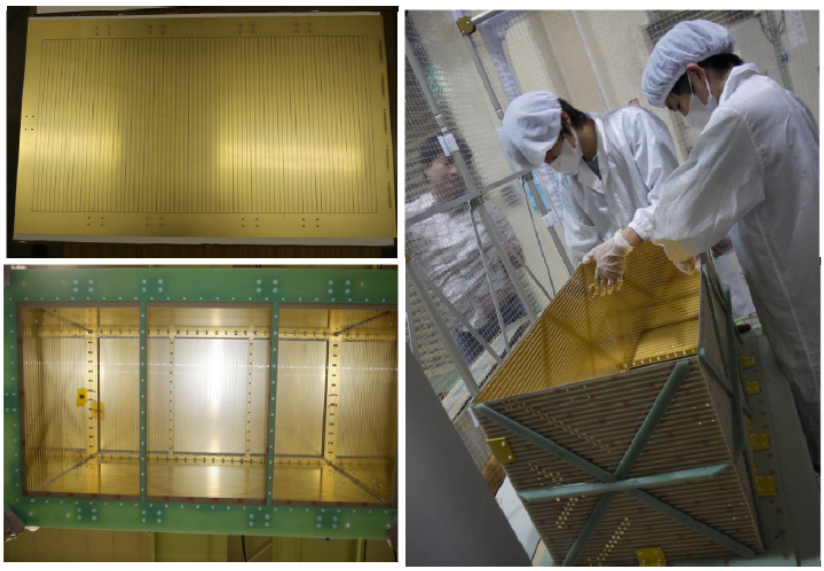

図 2.6　TPC 検出器の写真。左上：アノードであり、1 cm 幅のストリップが 76 チャンネル分並んでいる。左下：検出器本体を下から覗いた写真。シンチレーション光の読み出しのためにカソードはワイヤー状になっている。右：組み上げ中の検出器。

図 2.7　TPB をコーティングした光電子増倍管。

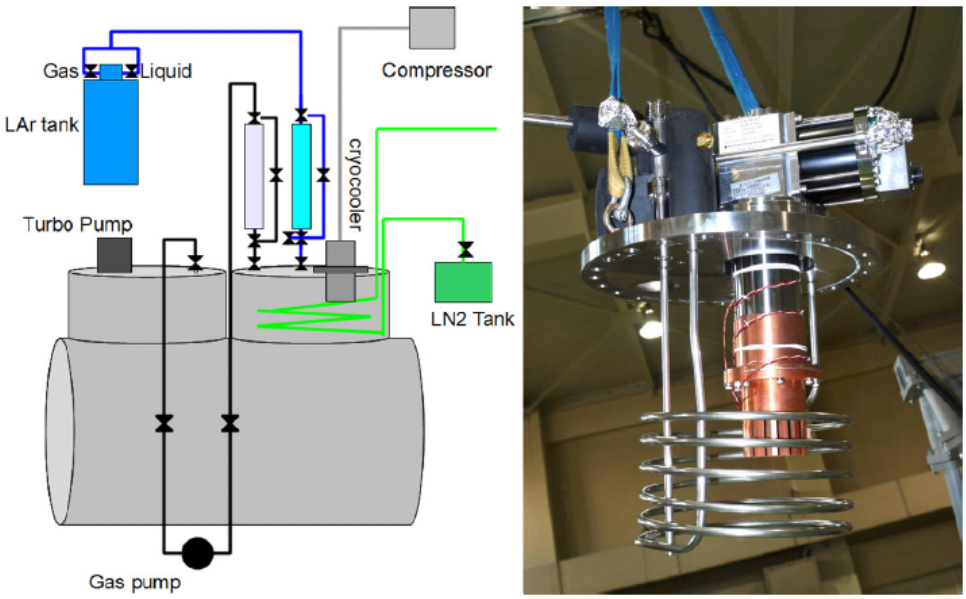

図 2.8　左：冷凍・循環器系の概略図。右：冷凍装置の写真

図 2.9　TPC 信号読み出しモジュール。CAEN SY2791

2.4　スローコントロールシステム

スローコントロールシステムとは、温度や容器内圧を読みだし自動的に調整を行ない安全かつ正確に実験を遂行するためのシステムである。

液体アルゴン TPC 検出器を用いた実験には温度や真空度を適切な値に保つことが非常に重要であり、スローコントロールシステム構築の目的は

- 温度、気圧を調整して液体を維持することで正確に実験を行なうこと
- 安全に実験を遂行すること

の 2 つに大別できる。

容器内の温度は、アルゴンが液体を維持できる約 83 K から約 87 K の間に調節しておかなければならない。例えば液面が減少することで液面がアノードに到達しなくなると、電離電子もアノードに到達できず信号の読み出しを行なうことができなくなる。

安全面の観点からも実験中に容器内の温度や気圧を適切な値に保つことや、万一気圧が上昇し続けた場合に実験室外部にガスを逃すようなシステムの構築が必要不可欠である。特に T32 実験を行なったハドロンホールは地下 6 m の深さにあり、アルゴンガスは空気よりも重いため万が一のアルゴンガスの漏洩に備えて注意深く対策をしておく必要がある。構築したスローコントロールシステムでは、キーエンス社製 [17] の PLC（Programmable Logic Controller）を用いて 250L 液体アルゴン TPC の容器内温度、容器内装気圧と冷却用の液体窒素タンクの気圧の自動調節や、アルゴン純化のための気体循環時の流量、そして真空引き時の 250L 容器内装の真空度のモニタリングを行なった。この章ではその詳細について述べる。

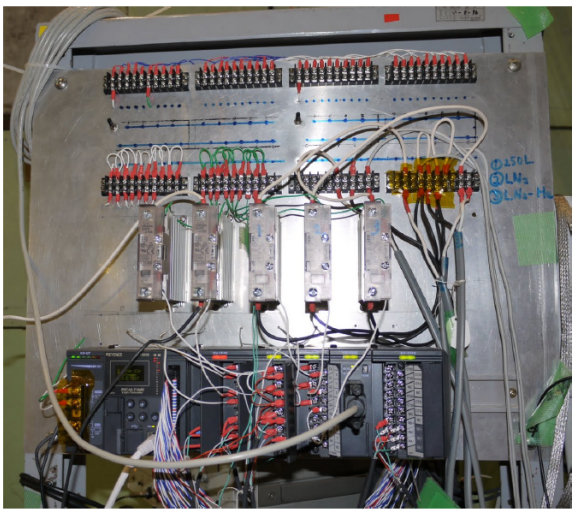

図 2.10　PLC パネル

2.4.1 PLC

PLC（Programmable Logic Controller）とは、様々なモジュールからの出力信号を読み取り、あらかじめ組んでおいたプログラムにしたがって ON/OFF を切り替えることで装置を制御することのできるモジュールである。前述の様に、キーエンス社製の PLC を用いて 250L 液体アルゴン TPC 検出器の温度、気圧や流量の自動制御システム、及び各値のモニタリングシステムを構築した（図 2.10)。図 2.11 に PLC を用いたスローコントロールの概念図を示す。図 2.11 にある様に、PLC でまずは TPC 検出器の温度や気圧を電気信号として読み出す。読み出した値の大きさによってヒーターの ON/OFF、電磁弁の開閉を行ない液体窒素を流すことでアルゴン容器内の温度調整を行なってアルゴンを液体に保ち、また気圧調整をして液体窒素タンクの内圧が一定に保たれる様に調節を行う。

更に、温度や圧力をコントロールするだけではなく 5 箇所の温度、流量、アルゴン容器内圧、液体窒素タンク内圧、真空引き時のアルゴン容器内装の真空度、断熱のための外装の真空度などの重要な値をオンラインでチェックできるようなシステムも構築した。表 2.2 に今回使用した製品、表 2.3 に読み出したパラメータを示す。

ユニット名	メーカー	型番
電源ユニット	KEYENCE	KV-U7
CPU ユニット	KEYENCE	KV-5000
温度調整ユニット	KEYENCE	KV-TF40
電圧（気圧）読取ユニット	KEYENCE	KV-TP40
出力ユニット	KEYENCE	KV-B8RC
シリアルコミュニケーションユニット	KEYENCE	KV-L20V
白金抵抗	Netsushin	C-2010
デジタル圧力計（電流出力）	NAGANO KEIKI	GC68
デジタル圧力計（電圧出力）	NAGANO KEIKI	GC31
真空計表示器	CANON ANELVA	M-601GC
ソリッドステートリレー	OMRON	G3PE

表 2.2 使用したモジュール

2.5 PLC による制御

PLC による制御は、ラダープログラムというプログラミングによって行う（図 2.12)。ラダーとは梯子の事であり、左に条件文、右に実行処理を記述するという形が梯子に似ていることからこの様に名付けられた。作成されたラダープログラムは CPU ユニットに転送され、PLC はこのプログラムに従って制御を行う。

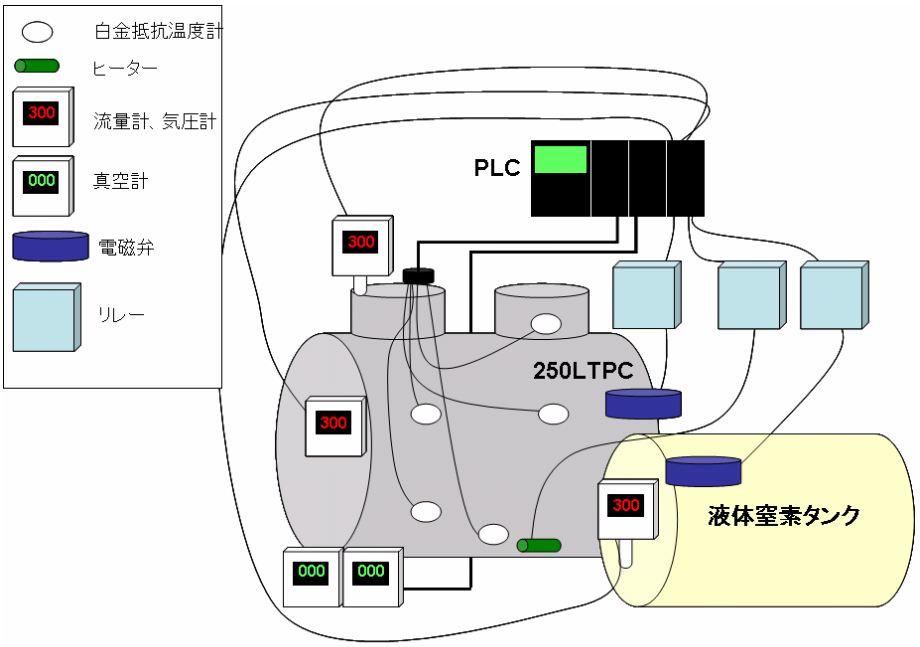

図 2.11　スローコントロール　概念図　温度や気圧を読み取り、その値に応じて PLC が電磁弁の開閉を行うことで気圧や温度を調整する。

測定箇所	値
アノード左	温度
カソード	温度
アノード右	温度
液体窒素コイル	温度
ヒーター	温度
250L 容器	気圧
液体窒素タンク	気圧
250L 容器	流量
250L 容器	真空度
250L 容器	真空度

表 2.3　測定箇所と読み出した物理量

キーエンス製の PLC ユニットはデータメモリ番号（DM 番号）とリレー番号（R 番号）を持っている。温度計や気圧計等の各装置が読みだした値はデータメモリに保存され、各リレー番号には各々のユニットの操作内容が内蔵されている。ラダープログラミングはデータメモリの値に応じてリレー番号を読み出すことで制御を行うという非常に単純な仕組みになっている。特にキーエンス製の PLC には KV-STUDIO というラダー作成の専用ソフトが用意されており、これを用いるこ

とで専門知識がなくとも容易にラダーを作成することが可能になっている。表 2.4 に具体的に今回の制御に使用したデータメモリとリレー番号を記す。ラダープログラミングでは時間のカウントやロギング、メール送信も行うことができるため、一定時間たてば SD カードに読みだしたデータを書き込むことや、ある条件下でメールを関係者に送信することで情報の共有を行うこともできる。

DM 番号	測定箇所	値
DM10100	アノード左	温度
DM10114	カソード	温度
DM10128	アノード右	温度
DM10142	液体窒素コイル	温度
DM10222	ヒーター	温度
DM0	250L 容器	気圧
DM1	液体窒素タンク	気圧
DM2	250L 容器	流量
DM3	250L 容器	真空度
DM4	250L 容器	真空度

リレー番号	測定箇所
R32000	チャンネル 0 動作開始リレー
R32100	チャンネル 1 動作開始リレー
R000	外部スイッチ
R32008	チャンネル 0 動作状態リレー
R32108	チャンネル 1 動作状態リレー
CR2002	常時 ON
R10300	KVB8RC チャンネル 0 出力
R10302	KVB8RC チャンネル 2 出力
R10304	KVB8RC チャンネル 4 出力

表 2.4　左：メモリと読み出しの対応　右：リレー番号と各操作の対応

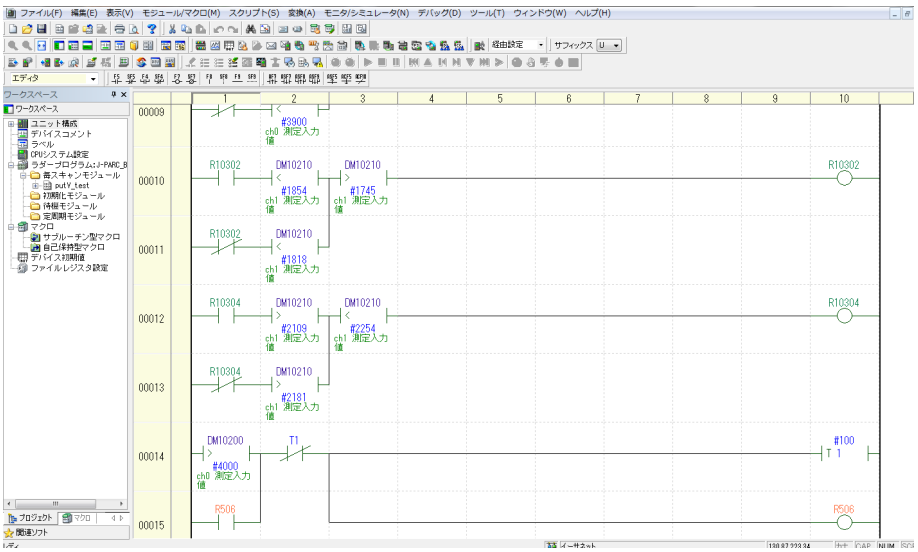

図 2.12　ラダープログラムの例　左に条件文、右に操作が記入されている。

2.5.1　温度調整

実験中容器内のアルゴンを液相に保つためにはアルゴンを充填した容器の温度を測定することが必要である。表 2.3 に示した様に温度はアノード 2 箇所、カソード、液体窒素コイル、ヒーターの

合計 5 箇所に白金抵抗 Pt100 を設置した（図 2.13）。温度はこの Pt100 の抵抗値を PLC で読み出すことで測定した。充填時にアノード付近の温度をオンラインで測定することは液体アルゴンの液面の高さを見積もる 1 つの指標となると共に、低温環境が安定して維持されていることの確認にもなる。

前述の様にガスアルゴン循環による熱流入により GM 冷凍機だけでは冷凍能力が不十分であり、液体窒素コイルに液体窒素を流すことで温度の調整を行なった。液体窒素は電磁弁が開いたときにのみ流れる。電磁弁の開閉は PLC によって、容器内圧が上昇したときにのみ開くように設定した。気圧による電磁弁の開閉については次章で説明する。

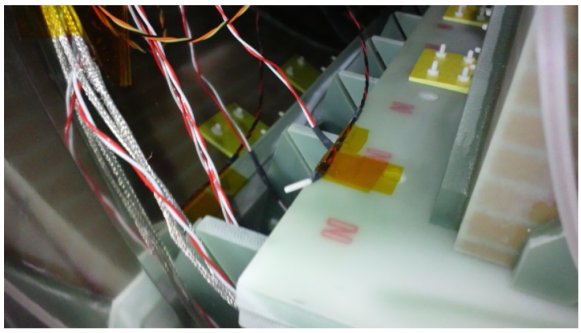

図 2.13　測定に用いた白金抵抗 Pt100

2.5.2　気圧調整

気圧は、長野計器 [18] の気圧計を用いて液体アルゴン容器内圧と、液体窒素タンク内圧の測定を行なった。この気圧計は気圧に応じて電圧値（電流値）を出力するタイプの測定器であるので、読み出しには PLC の電圧（電流）読み出しユニットである KV-TP40 を用いる。

温度調節の部分で述べたように、気圧値が高くなった場合に液体窒素ラインの電磁弁を開くことで温度を下げ、気化したアルゴンを液化させることで気圧調整を行なった。今回用いた電磁弁の開閉には交流電圧 100 V が必要であるが、精密機械である PLC にこの様な大電流を流すことはできない。そこで図 2.14 に示す様に、ソリッドステートリレーを挟み込むことによって PLC によるスイッチングを行なった。

電磁弁の開閉は

1. 液体アルゴン容器内圧上昇時に液体窒素コイルに液体窒素を流す場合
2. 液体アルゴン容器内圧上昇時にアルゴンガスを地上に逃す場合
3. 液体窒素タンク内圧上昇時に地上に液体窒素ガスを地上に逃す場合
4. 液体窒素タンク内圧下降時に He ガス流しタンク内圧を上げる場合

に行なう。図 2.15 は液体窒素タンクと液体窒素コイルを結ぶラインに設置された電磁弁と、気圧計の写真である。

図 2.14　PLC による気圧コントロール。気圧計の値に応じてソリッドステートリレーの ON/OFF を切り替えることで電磁弁の開閉を行なう。

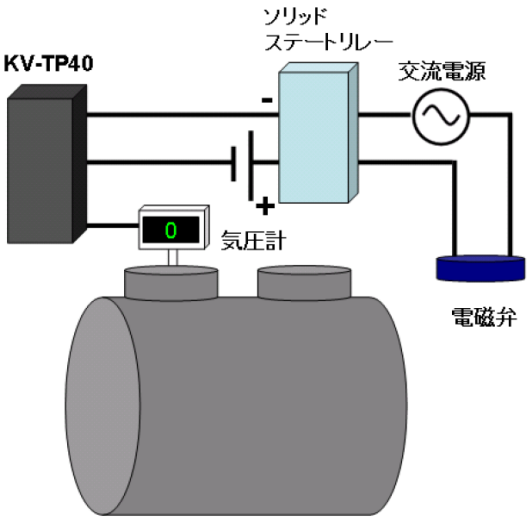

図 2.15　電磁弁開閉部位の例。液体アルゴン内圧上昇時に液体窒素コイル内を液体窒素が流れることでアルゴン温度を低下させ、圧力を一定値に保つ。

この様な設定に加えて、容器内圧の上昇が著しい場合には関係者にメールを送信するような設定も行ない、緊急事態に情報を共有できるような準備を行なった。

2.5.3　流量読み出し

液体アルゴンの純度維持のため、容器内のガスアルゴンをフィルターを通して循環させた。流量系も気圧計と同じく電流出力を行なう計測器であったため（図 2.16)、KV-TP40 を用いて読み出しを行なった。

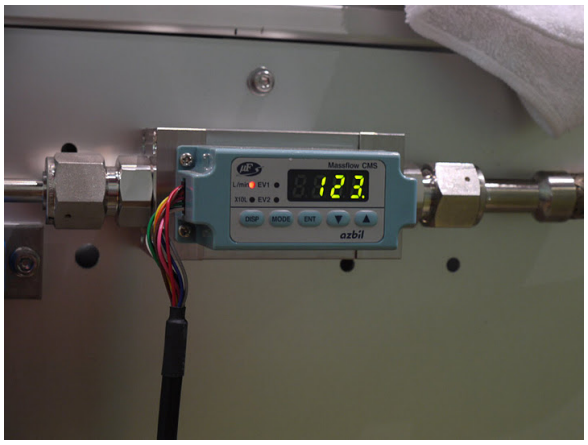

図 2.16　設置した流量計。電流値を読み取ることで流量をモニタリングできる。

2.5.4　真空度読み出し

容器内のアルゴン純度向上のため、あらかじめ容器内を真空引きしてからアルゴンを充填する。また、断熱のために容器外装は常に真空状態にしておく必要がある。今回用いた真空計はシリアル通信によって値を送信する機器であるので、シリアルコミュニケーションユニットである KV-L20 を用いて値の読み出しを行なった。

2.5.5　モニタリング

温度、気圧、流量、真空度はオンラインで PLC のメモリに格納される。今回使用した PLC は IP アドレスをもつため、そのアドレスにイーサネット経由でアクセスして各値を読み取ることで簡易的なモニターを作成した（図 2.17)。

2.5.6　課題

スローコントロールシステムを構築し、実験中にオンラインでの各パラメータの値の読み取りとアルゴン容器内の温度調整を可能にした。だが実験データ取得時に温度読み出しを行なうと TPC 検出器の取得データに PLC 由来のノイズが乗ってしまい、信号がノイズに埋もれてしまうという現象がおきた。そのため荷電粒子ビームのデータ取得時には容器内温度の読み出しは行なわず、液体維持は気圧計のみを用いて行なった。

次回の実験では、検出器の性能として気液 2 相式のアルゴン TPC 検出器が予定されている。2 相式の検出器では液面の高さの維持が重要となるため、ビームデータ取得時に値を読み取らないという訳にはいかない。よってこの PLC 由来のノイズへの対策を練ることが必要になる。一方で 2 相式にすることで気相における信号増幅が可能になり、S/N 比が増大するため PLC 由来のノイズが付加してもデータ取得に支障がないという可能性もある。次期実験に向けてこの問題について研究を進めることが課題として挙げられる。

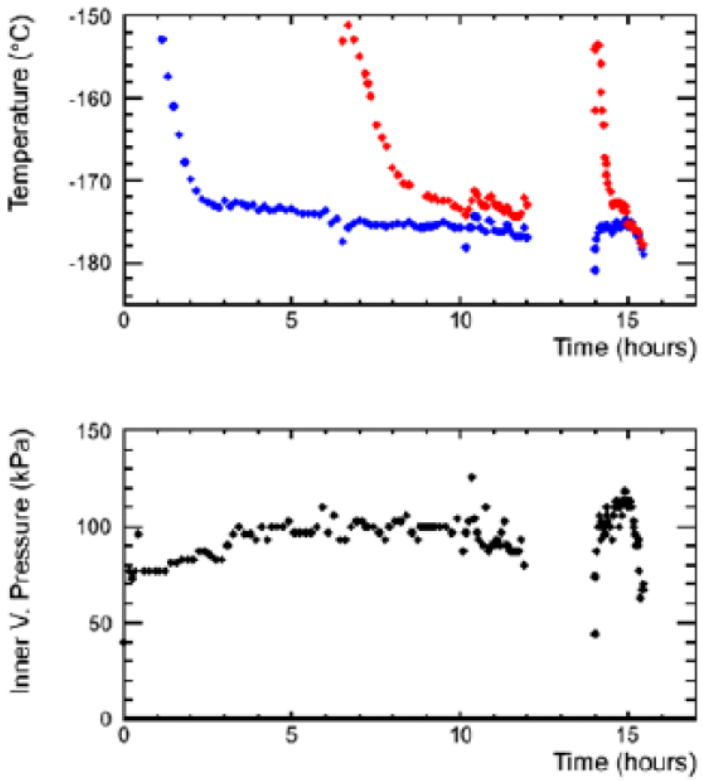

図 2.17　オンラインモニターの例：上図は温度のプロット。赤はアノード、青は液体窒素コイル周辺の温度値。　下図はアルゴン容器内圧

3　電離電子再結合因子解析

3.1　事象再構成

アノード 76 チャンネル分の信号の情報を集めて粒子の飛跡の再構成を行なう。取得したデータを図 3.1 の様に表示することによって 2 次元に射影された飛跡の情報を得ることができる。横軸はチャンネル番号であるが、T32 実験では 1 チャンネルあたり 1 cm 幅であるので距離に相当する。0 チャンネルがビームの最上流であるので常に 0 から 75 チャンネルの方向へ向かって粒子が飛来してくる。縦軸は電子のドリフト時間である。どの領域においても約 0.2 kV/cm の電場を印加しているのでドリフト時間は場所によってばらつきがないとみなすことができるため、縦軸は検出器の高さ方向に相当している。グラデーションは信号の大きさを表しており、粒子のエネルギー損失量に相当する。

図 3.1 は偶然にも 1 つのデータに 3 つの異なる粒子が入射してきた事象であり、我々は「Text Book Event」と呼んでいる。その粒子の種類は、上から順に π^+、陽電子、陽子と考えられている。π^+ は MIP（Minimum Ionization Particle）として検出器を突き抜けており、陽電子は電磁

シャワーを起こしている。陽子はエネルギーを落として 13 チャンネル付近で静止しており、赤みがかった色は静止直前の dE/dx が大きかったということを示している。

この様にして得られた図から信号のヒットをノイズと区別して選び出し、粒子の飛跡として関

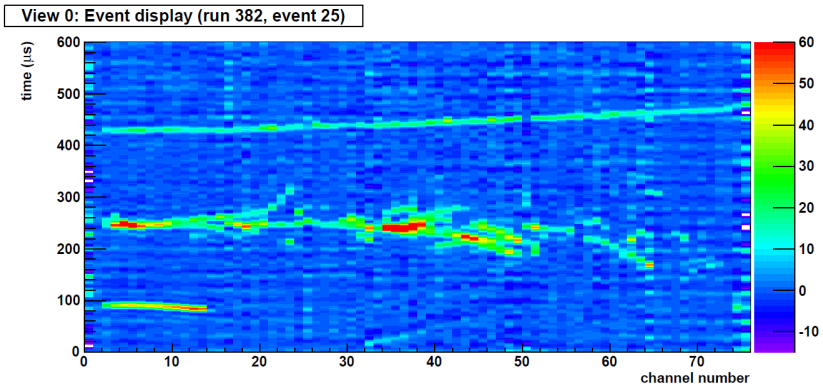

図 3.1　Text Book Event。800 MeV/c の陽電子でトリガーをかけたもの。粒子の種類は上から順に π、陽電子、陽子と考えられている。

連付けることで 1 つのクラスターとして識別をする。

FFT によって 80 kHz 以上の高周波ノイズをカットした状態で、ヒットの閾値を 6 ADC カウントに設定した。この閾値の値はノイズレベルと比較して 2.5 σ に相当し、99 % の K^+ を切り捨てずに取得できる。信号波形はガウス分布 + ステップ関数でフィットした。（フィット $\chi^2 < 3$）かつ（2.5 < ヒットの時間幅 < 8 μsec）を要請することでここから更にノイズ除去を行なう。ヒットを定義した後、これらを繋ぎ合わせることでクラスタリングを行なった。ヒットファインディング・クラスタリングのアルゴリズムを適用した例を図 3.2 に示す。

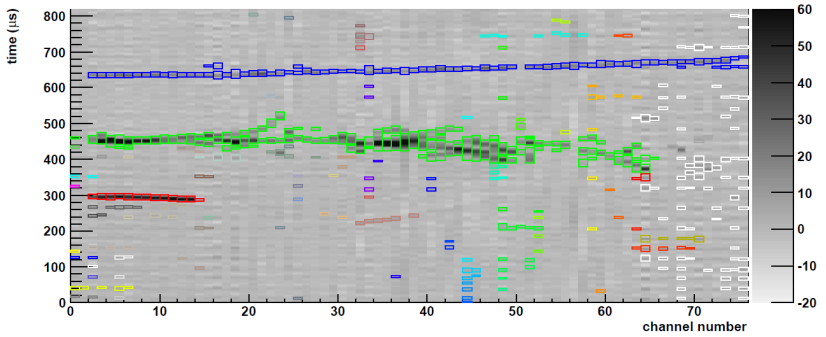

図 3.2　ヒットファインディング・クラスタリングの例

3.2　ノイズシミュレーション

電離電子再結合因子の算出には実際に取得したデータとモンテカルロ・シミュレーションの両方を用いる。したがってよりデータの再現性の高いシミュレーションを作成することが重要となる。

加速器から液体アルゴン TPC 検出器に打ち込む粒子の種類、運動量やエネルギー損失は Geant3 を用いて再現しているが、これをデータに近いものにするためには信号に付随するノイズも再現しシミュレーションに実装する必要がある。この章では、データ取得時のノイズを再現するために実装したノイズシミュレーションの構築方法について論じる。

3.2.1　取得データのノイズ解析

データ取得時のノイズを再現するために、まずはデータにどのようなノイズが存在するかを知らなければならない。そこで実際に取得したデータのノイズに FFT 演算を行なうことでチャンネルごとにノイズの周波数分布を調べた。T32 実験では、入射粒子の運動量 800 MeV/c のビームデータ取得後、運動量を 200 MeV/c に下げ、その後また、800 MeV/c の運動量でビームの照射を続けた。この 3 つの運動量状態の代表として π^+ のビームランを選択し、FFT 演算を行なった。

周波数特性のみではなく、チャンネル毎のノイズレベルの相対的な違いも考慮する必要がある。図 3.3 は、チャンネル毎のノイズレベルを比較したものである。ここでペデスタルの分布の平均二乗偏差（Root Mean Square）をノイズレベルとして定義した。

3.2.2　事象選択

ビームラインに設置してある液体アルゴン TPC 検出器には、加速器からの荷電粒子ビームが高頻度で照射されている。だが、ノイズの周波数成分を知るにはこの荷電粒子の情報は邪魔になるので、純粋にノイズのみ、つまり荷電粒子の飛跡が入っていないようなデータを利用する必要がある。図 3.4 の縦軸をみてわかるように、T32 実験では 1 事象あたり約-200 μsec から約 1400 μsec までの時間幅でデータを取得した。図 3.4 に示す様に 380μsec≤t≤1200μsec の時間領域は、DAC ノイズや荷電粒子の影響が少ない領域にあるので、この時間領域を意図的に選択して利用した。この解析では、

- 800 [MeV/c] π 中間子（1900 事象）
- 200 [MeV/c] π 中間子（3100 事象）
- 800 [MeV/c] π 中間子（6100 事象）

を使用した。運動量 800 MeV/c の π 中間子は 250L 液体アルゴン TPC 検出器を崩壊することなく突き抜けるため、図 3.4 の selected region に崩壊粒子の飛跡が入らない。これが π 中間子のビームランを選択した理由である。ただし、図 3.4 の selected region にも偶発的に粒子が入り込むこともあるため、さらにこの領域でヒットがないことを要請することで純粋にノイズのみを選択した。ここでいうヒットとは、ヒットファインディングアルゴリズムでヒットとして認識されたものを指す。表 3.1 はこの事象選択方法によって選択された事象数を表す。

データ	選択数
800 [MeV/c] π 中間子	108/1900
200 [MeV/c] π 中間子	175/3100
800 [MeV/c] π 中間子	135/6100

表 3.1　ノイズ解析に使用したデータ

3.2.3　データの周波数分布

一般に、周期関数 $f(x)$ は、FFT 演算を施すことによって式 3.2.1 の様にフーリエ級数展開できる。

$$f(x) = a_0/2 + \sum_{k=1} a_k \cos(kx) + b_k \sin(kx) \tag{3.2.1}$$

ここで、$a_0/2$ は定数項、a_k、b_k はそれぞれ余弦と正弦の係数である。選択したデータの各チャンネルに FFT 演算を実行し、周波数分布を作成する。図 3.5 はその一例であり、ある 1 事象における 10 チャンネルの周波数分布を示している。横軸は周波数、縦軸はその周波数における強度を表す。ここでいう強度とは、式 3.2.1 における余弦と正弦の係数の二乗和の平方根

$$amplitude = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \tag{3.2.2}$$

のことである。FFT 演算の対象となるサンプルには、少なくとも 1 周期分の情報が入っていなければならない。取得したデータの FFT 演算前の時間情報は 2048 サンプルあり、1 サンプルあたり 0.4 μsec なので FFT 演算前のデータ中の最大周期は 819 μsec である。FFT 演算の時間分解能はこの逆数に相当し、約 1.22 kHz となる。

式 3.2.1 からわかるように、1 つの事象にたいして FFT 演算を実行すると周波数番号 k に対して余弦の係数と正弦の係数の組が 1 つ出力される。この係数もあるばらつきをもって揺らぐため、ランごとに係数の分布を作成した。図 3.6 はこの 1 例である。このように、チャンネル毎、周波数毎にその余弦と正弦の係数の強度分布を取得した。

こうして作成した 76 チャンネル ×2048 サンプル ×2（余弦、正弦）個の分布からランダムに値を抽出することでデータに付随しているノイズの周波数分布を再現することができる。

3.2.4　擬似ノイズの作成

こうして再現した周波数分布に逆 FFT 演算を実行し、擬似ノイズを作成する。この手法で作成したノイズをランダムノイズと呼び、図 3.7 にその例を示す。ランダムノイズは、チャンネル毎にみればデータと同じ周波数分布を持っているが、チャンネル間に置けるノイズの相関は表れていない。一方、実際に取得したデータに付随しているノイズにはチャンネル間に相関があり、データ解析において多チャンネルにまたがって付随するようなノイズが 1 つのクラスターとして判断されることもある。したがってこのようなコヒーレントなノイズも再現しなければデータのノイズを再現

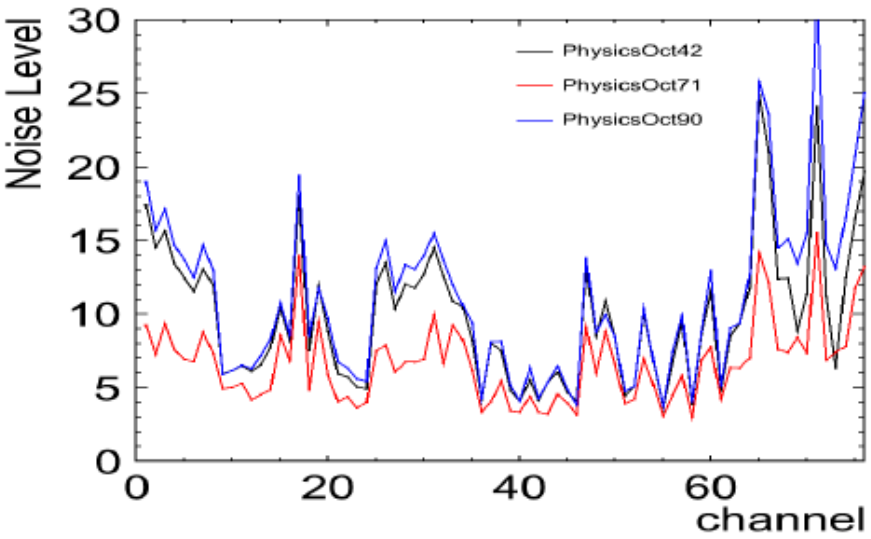

図 3.3　各チャンネルのノイズレベル

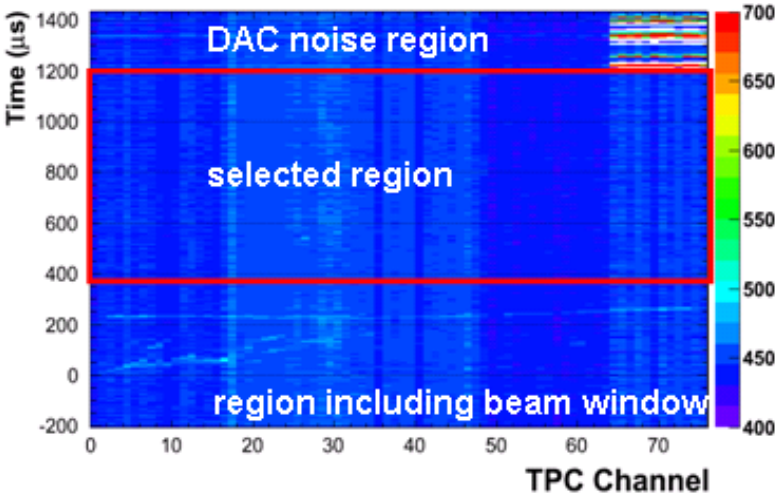

図 3.4　選択した時間領域

できているとはいえない。このようにチャンネル間に相関のあるノイズをコヒーレントノイズと呼び、ランダムノイズとコヒーレントノイズを組み合わせることで擬似ノイズを作成し、モンテカルロ・シミュレーションに実装した。以下に、コヒーレントノイズの具体的な作成方法を示す。

T32 実験では、3 つのボードを使用して 76 チャンネルの読み出しを行なったため、取得したデータのノイズをみると、コヒーレントなノイズはボード毎に存在している。これを考慮してボード毎に、言い換えると 0 から 31 チャンネル、32 から 63 チャンネル、64 から 75 チャンネルそれぞれにコヒーレントなノイズを実装した。

まず、先程作成したランダムノイズから 0、32、64 チャンネルを抽出する。その後、図 3.3 に示したチャンネル間のノイズレベルの比を再現し、残りのチャンネルにその値を入れ込む。具体的に

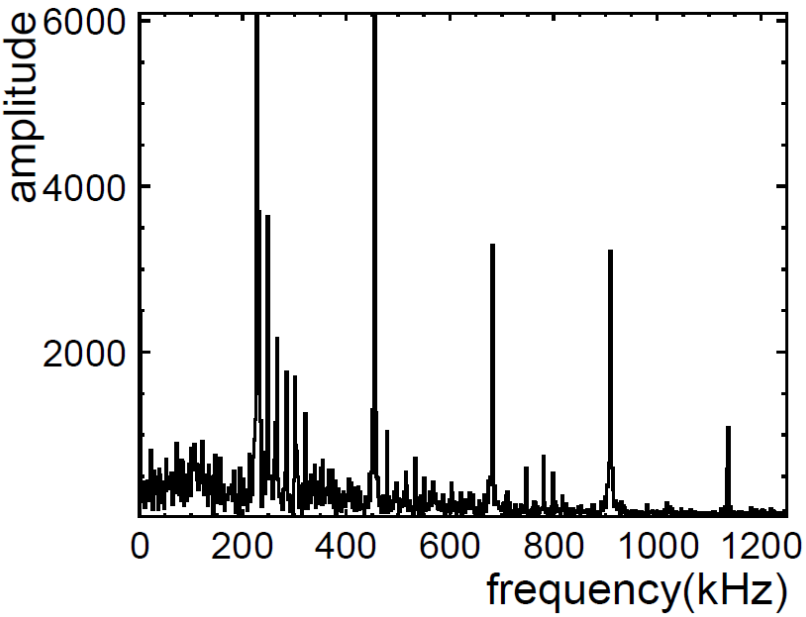

図 3.5　周波数分布の例

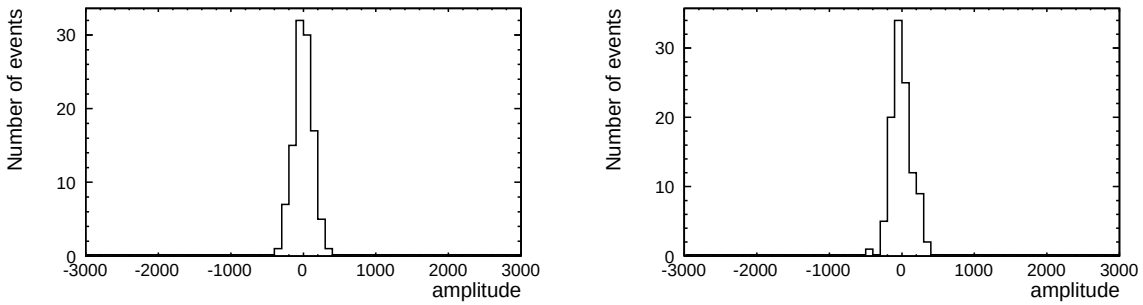

図 3.6　余弦と正弦の強度分布。左：余弦の強度分布　右：正弦の強度分布

いうと、1 つ目のボードに相当する 1 から 32 チャンネルには、1 チャンネルのランダムノイズを乗せ、その大きさのみをノイズレベルの比にしたがって調整するということである。この操作をボード 2、ボード 3 にも同様に行なうことでコヒーレントノイズを作成した（図 3.8 参照）。

以上が、チャンネル毎に独立でありデータの周波数分布を再現するランダムノイズと、ボード毎にチャンネル間の相関を再現したコヒーレントノイズの作成方法である。これら 2 つのノイズを組み合わせ、スケールを調整することによって最終的な擬似ノイズ（Pseudo noise）を完成させる。

$$Pseudo\,Noise = Random\,Noise + Coherent\,Noise \tag{3.2.3}$$

とし、モンテカルロ・シミュレーションに擬似ノイズを実装した上でデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較を行なった。図 3.10 は、作成した擬似ノイズであり、チャンネル毎に独立なノイズと、ボード毎に相関を持つノイズの両者が含まれていることが確認できる。前述のように、運動量 800 MeV/c の π^+ は 1 チャンネルから 76 チャンネルまで全てのチャンネルを崩壊す

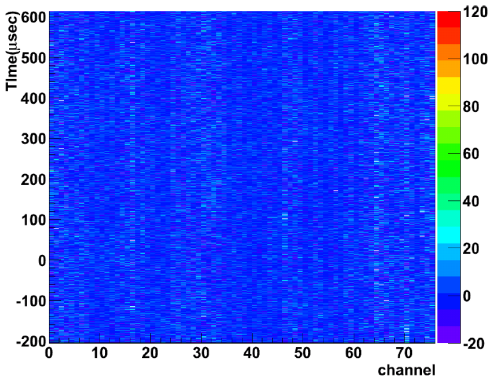

図 3.7　ランダムノイズの例

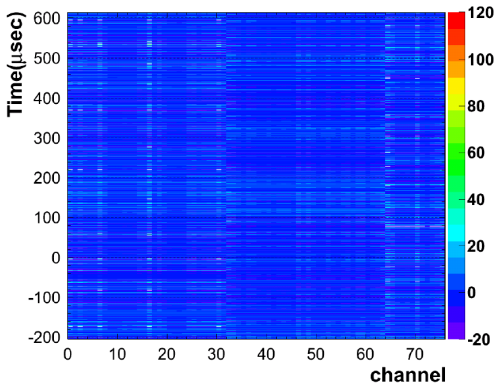

図 3.8　コヒーレントノイズの例

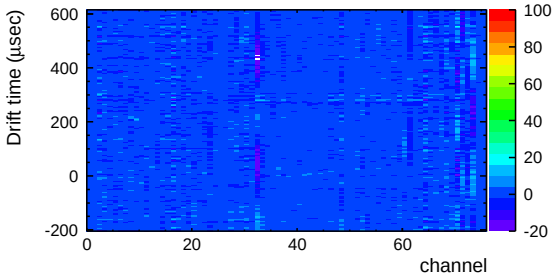

図 3.9　データのノイズの例

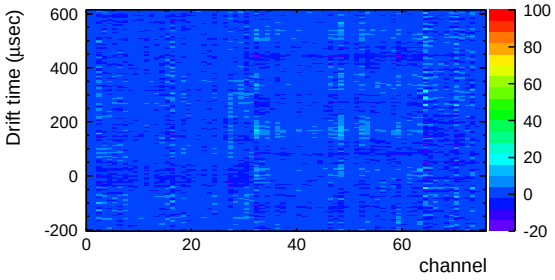

図 3.10　作成した擬似ノイズの例

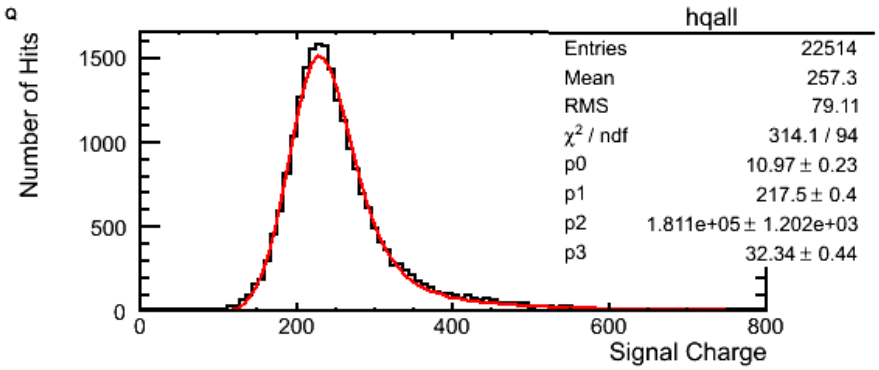

図 3.11　突き抜け π 中間子のエネルギー損失　76 チャンネルの総和

ることなく突き抜けるので、このデータを用いることでモンテカルロ・シミュレーションとデータの比較を全チャンネルで行なうことができる。この突き抜け π^+ は、MIP（Minimum Ionization Particle）として検出器を通過し、エネルギー損失はランダウ分布に従う。一方ノイズレベルの分布はガウス分布で広がるものと仮定し、全チャンネルの信号量の総和をランダウ分布 + ガウス分布でフィットした。図 3.11 がそのプロットであり、モンテカルロ・シミュレーションがデータをよく再現していることがわかる。

3.2.5　まとめと展望

取得したデータの周波数分布を用いてチャンネル毎に独立なランダムノイズと、ボード毎にチャンネル間相関をもつコヒーレントノイズを組み合わせることによって、モンテカルロ・シミュレーションに実装する擬似ノイズを作成し、またそのノイズを実装した上でデータとモンテカルロ・シミュレーションがよく一致していることを確認した。

T32 実験でのデータ取得時には、ノイズのみを取得するというランがなかったため、ビームがいない時間領域を意図的に選択するという方法をとってノイズの解析を行なった。次回からは、一定時間毎にノイズのみのランをとることが望まれる。こういったランをとることでオフラインでのノイズの解析が容易になるだけでなく、データ取得時にノイズレベルの変動を確かめることによって取得データの安定性も確認することが可能になる。

また、今回はデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較方法として突き抜け π 中間子のデータを用いたが、より詳細にデータの再現性を確認するにはノイズのみのランを用いてアルゴリズム上でヒットと誤認識された数や誤認識されたクラスター数などを見積もることも有効だと考えられる。

3.3　電離電子再結合因子のモデル

液体アルゴン TPC 検出器は、液体アルゴン中を通過した荷電粒子によって生じた電離電子をドリフトさせ、それを電極で捕えることで電気信号として読み出す検出器である。だが、電離した電子の一部はアルゴン原子核と再結合してしまい電気信号として読み出すことができない。この再結合因子を研究することは検出器の信号応答を理解する上で必要不可欠である。T32 実験で取得した陽子ビームのデータと、モンテカルロ・シミュレーションを使用して電離電子再結合因子を算出し、既存の実験値との比較を行なった。本章ではこれについて論じる。　液体アルゴン中を通過した荷電粒子により生じた電荷を Q_0、原子核と再結合せずに電極に向かってドリフトしていく電荷を Q としたとき、電離電子再結合因子 $R(RecombinationFactor)$ は

$$Q = RQ_0 \tag{3.3.1}$$

と定義される。電離電子再結合因子はこれまで多くの実験で研究がなされている。液体アルゴン中における電離電子再結合因子 R は、印加電圧 E kV/cm と通過する荷電粒子の単位距離あたりのエネルギー損失量 dE/dx MeV/cm に依存することが知られており

$$Q = A\frac{Q_0}{1 + (k/E) \times (dE/dx) \times (1/\rho)} \tag{3.3.2}$$

とかける [19]。ここで Q は再結合後の電荷、Q_0 は電離電子の電荷、E は電場の強さ、dE/dx は単位距離あたりの荷電粒子のエネルギー損失、ρ は液体アルゴンの密度である。A と k は実験的に決めるパラメータであり、電離電子再結合因子を算出することは、このパラメータ A と k を決定することと同義である。この式は、シンチレータにおけるクエンチング効果を記述する Birks law に dE/dx の依存性を加えた形になっている。式 3.3.2 を見ると、印加電圧が大きいほど電離電子が原子核と再結合する効果を抑制していることがわかる。また、式 3.3.2 から、dE/dx と再結合因子には反比例関係があることがわかる。これは定性的に、dE/dx が大きいほど通過した荷電粒子まわりに生じる電離電子数が多くなり、電離電子の電極へのドリフトの妨げとなって再結合する割合が増えるためだと解釈できる。式 3.3.2 は高電圧下ではデータをよく再現するが、低電圧下ではデータとの間にずれが生じることが知られている。フィットパラメータ A はこのずれを補正するためにつけくわえられたものである。

現在世界最大の液体アルゴン TPC 検出器を構築しているイタリアの ICARUS 実験でも、液体アルゴン中における電離電子再結合因子は測定されており（図 3.12)、印加電圧 0.5、0.35、0.2 kV/cm におけるフィットパラメータ A、k の値は、

$$A = 0.800 \pm 0.003, \tag{3.3.3}$$

$$k = 0.0486 \pm 0.0006 \quad kV/cm\frac{g/cm^2}{MeV} \tag{3.3.4}$$

となっている。式 3.3.2 を変形すると

$$\frac{Q_0}{Q} = \frac{1}{A} + \frac{(k/E)(dE/dx)(1/\rho)}{A} \tag{3.3.5}$$

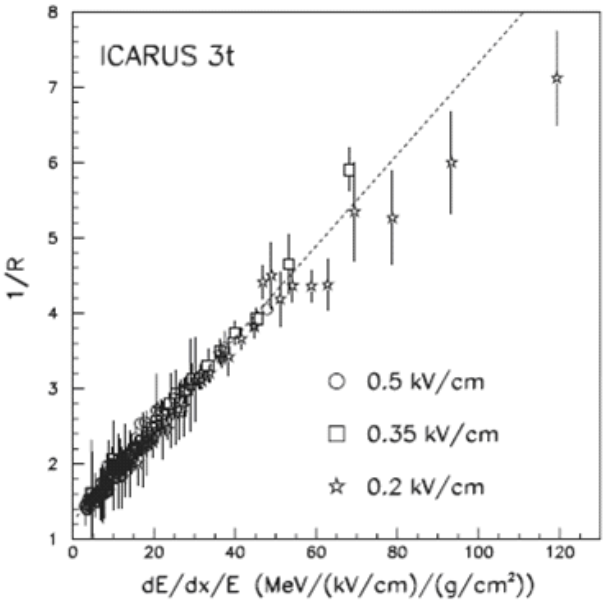

図 3.12　ICARUS 実験の結果

とかけ、再結合因子 R の逆数、$1/R$ が dE/dx と比例関係にあることがわかる。図 3.12 をみればこの dE/dx 領域では Birks の式が成り立っていることがわかる。詳細は後述するが、T32 実験で印加した電圧もおよそ 0.2 kV/cm であり同様な印加電圧下で実験を行ったといえる。

3.4　事象選択

今回の解析では再結合因子の測定のために陽子のビームを使ったデータを使用した。陽子は標準理論では崩壊しない安定粒子であるので、液体アルゴン中に打ち込まれた陽子ビームは Bethe-Bloch の式に従ってエネルギーを失い崩壊することなく静止する。このため、データの解析が比較的容易であることと、陽子の質量は 938 MeV/c^2 と K1.1BR で用いる荷電粒子の中では重く、dE/dx も大きくなるため広い dE/dx 領域でデータを取得することが可能であるということが、陽子のデータを使用した理由である。図 3.13 に典型的な陽子の事象を示す。

図 3.13 に見られるように、陽子のビームは 250L 液体アルゴン TPC 検出器に入射されてから直線的に検出器内を進み、上述した様に崩壊することなく静止する。だが、ビームラインには陽子以外にも K^+ や π^+ 中間子のビームが入射してきているので、再結合因子を正しく解析するためにはこのような陽子事象を正しく選ぶ必要がある。

事象選択は K1.1BR ビームラインに設置された TREK 実験の検出器と、液体アルゴン TPC 検出器の両方の情報を用いて行なう。TREK 実験の検出器では、フィッチチェレンコフカウンターと、TOF を用いた。図 3.14 は、フィッチチェレンコフカウンターの信号量分布である。この図は

1. FC(π) signal $<$ 1450 & FC(K) $>$ 2000 (K^+)

2. FC(π) signal $<$ 1450 & FC(K) $<$ 2000 (p^+)
3. FC(π) signal $>$ 1450 & FC(K) $<$ 2000 (π^+ or e^+)

の様に分類分けできる。陽子の多くは 2. の領域に存在していると考えられるため、この領域を選択する。

図 3.15 は TOF カウンターの分布である。陽子はこの図において 1 番右のピークに相当し、図に点線で表した様に 16.47 [ns] 以上を陽子として選択する。以上が TREK の情報を用いた陽子識別である。

その他にも液体アルゴン TPC 検出器の飛跡情報を用いて、

- 時間情報でのカット（ビームウィンドウの高さに相当する粒子をもってくるため）
- キンクがないことの要求（K^+ や π^+ の除去）
- ヒット数を用いてのノイズクラスターの除去
- 1 事象に飛跡が 2 つ以上あるような事象の除去

を行なった。

これに加えて、液体アルゴン TPC 検出器の信号量情報も用いる。荷電粒子は Bethe-Bloch の式に従ってエネルギーを失うため、他のチャンネルと比べてストップチャンネル付近でのエネルギー損失は大きくなる。正しく事象を選択するために、

- ストップチャンネル = 信号量最大チャンネルもしくは
- ストップチャンネル = 信号量最大チャンネル + 1

の事象を選択した。これらの事象選択の条件は表 3.2 にまとめた。

値	条件
Fitch Cherenkov（K^+）信号量	2000 以下
Fitch Cherenkov（π^+）信号量	1450 以下
クラスター内の最上流ヒットの位置	2Ch 以下かつ 200μs $\leq$ Drift Time $\leq$ 300μs
クラスター内のヒット数	5 以上
チャンネルあたりのヒット数	1 以下
クラスター 内の最大ヒット	75 以下
TOF	16.47 ns 以上（シミュレーションでは 15 ns 以上）
クラスター数	2ch から 75ch の領域で 5 ヒット以上のクラスターが 1 個のみ
ストップチャンネル	=信号量最大チャンネル or = 信号量最大チャンネル +1

表 3.2　実験データ 事象選択条件 取得効率は 498/1450 事象

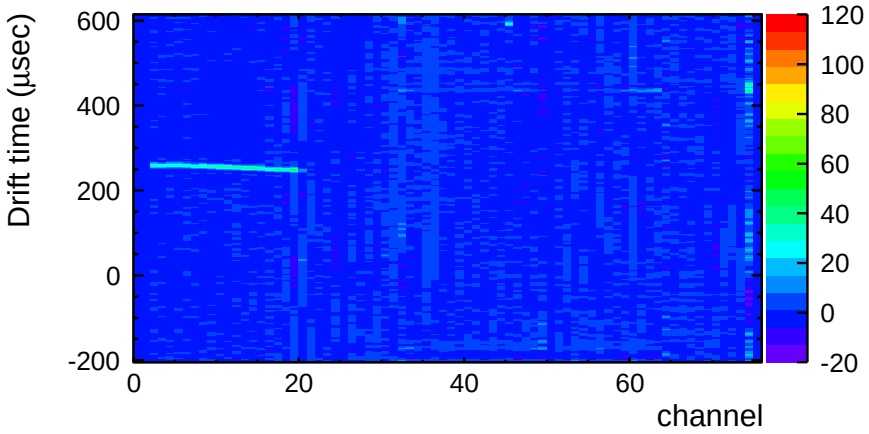

図 3.13　陽子事象例: 横軸はチャンネル（1 cm 幅)、縦軸はドリフト時間を表しておりこれは高さに相当する。色は FADC カウントでありエネルギー損失量に相当する。

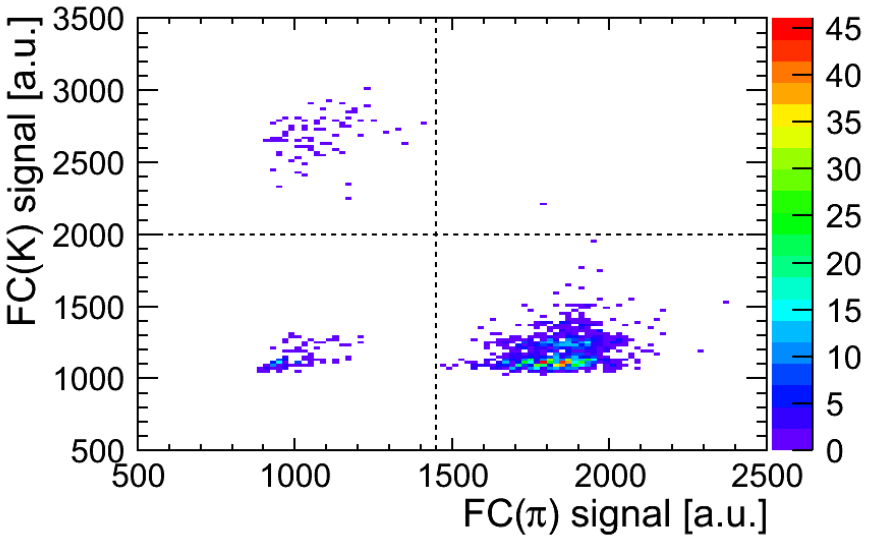

図 3.14　フィッチチェレンコフの信号量分布

3.5　解析方法

式 3.3.2 におけるフィットパラメータ A、k を決定して電離電子再結合因子を測定するためは、電離電子の電荷 Q_0、再結合後の電荷 Q、電場の強さ E、dE/dx を見積もる必要がある。Q に関しては取得した実際のデータから見積り、その他の Q_0、E、dE/dx はモンテカルロ・シミュレーションを用いて決定する。図 3.13、図 3.16 を見ればわかるように陽子は 1 チャンネルの方向から飛来してきて液体アルゴン中でエネルギーを落とし、20 チャンネル付近で止まる。エネルギー損

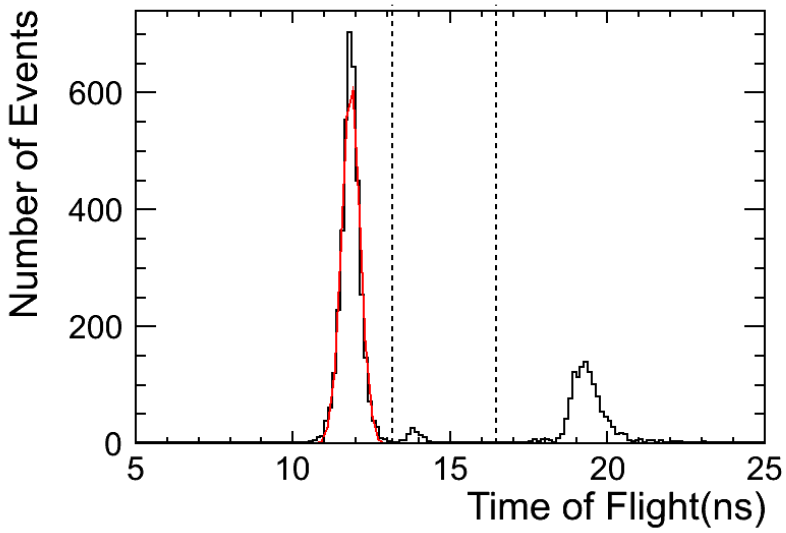

図 3.15　Time Of Flight の分布　ピークは左から、π^+、K^+、陽子を表す。

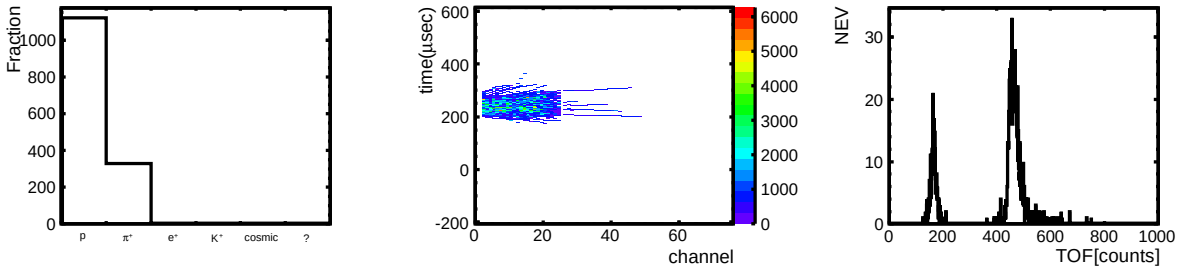

図 3.16　使用したビームの分析。左図：TREK 情報で解析した粒子の割合。横軸が粒子の種類で縦軸はその事象数。中図：選択された粒子の飛跡。横軸はチャンネルで縦軸はドリフト時間。1 チャンネルの方向から入ってきた陽子が 29 チャンネル付近で止まっている様子がわかる。右図：TOF 分布。横軸は TOF のカウントであり、0.025 ns/count。縦軸は事象数である。解析には 300 count 以上のものを使用している。

失はストップチャンネルで最も大きくなるため、その信号量も dE/dx もストップチャンネルで大きくなる。この傾向は図 3.17 をみればわかる。モンテカルロ・シミュレーションで見積もった電離電子の電荷 Q_0 と図 3.17 のデータの信号量の比をチャンネルごとにみることで、再結合因子を算出する。Q_0、dE/dx、E の見積りについては以下で説明をする。

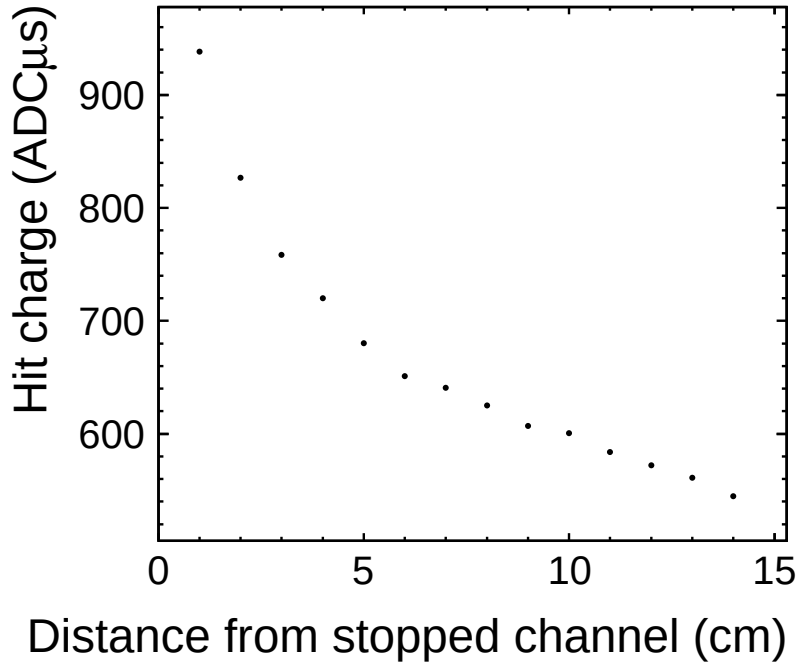

図 3.17　取得データ：信号量を陽子のストップチャンネル −1 から 1 チャンネルごとに読み取った。ストップチャンネルから離れるにつれて小さくなっていくことがわかる。

3.6　モンテカルロ・シミュレーション

モンテカルロ・シミュレーションを用いて陽子のランのシミュレーションを行なった。信号量シミュレーションは以下の手順で行なわれる。

1. 陽子のエネルギー損失とその場所を GEANT3 を用いて計算する
2. エネルギー損失量から、液体アルゴンの W 値 23.6 eV/ion pair を用いて生成された電離電子数を算出する
3. 電場シミュレーションによって決定されたその座標における電場と、GEANT3 の dE/dx 情報を用いてその値に応じた再結合因子を決め、その値で電子数を減衰させる
4. 減衰された電子の到達アノードを電場シミュレーションによって計算された電気力線と、ドリフト中の拡散を考慮して決定する
5. 電荷量から信号波形を作成する
6. 信号波形にノイズ、クロストークを追加する

ここで、信号波形は

$$F(t) = Offset + Q \times \frac{Erf[(t-t_1)/\sqrt{2}\sigma] - Erf[(t-t_2)/\sqrt{2}\sigma]}{2(t_2-t_1)} \tag{3.6.1}$$

としており、これは正規分布とステップ関数を組み合わせたものになっている。クロストークは、

$$Q_x(t) = r \times Q_0 \times \frac{t - t_0}{\sigma^2} G(t; t_0, \sigma) \tag{3.6.2}$$

としており、これは両隣のチャンネルの信号の微分型になっている。

電場シミュレーションは 2 次元の有限要素法を用いた電場シミュレーションソフト（Femtet Electric Field Simulation）を使用して行なった（図 3.18）。電場シミュレーションによって生成

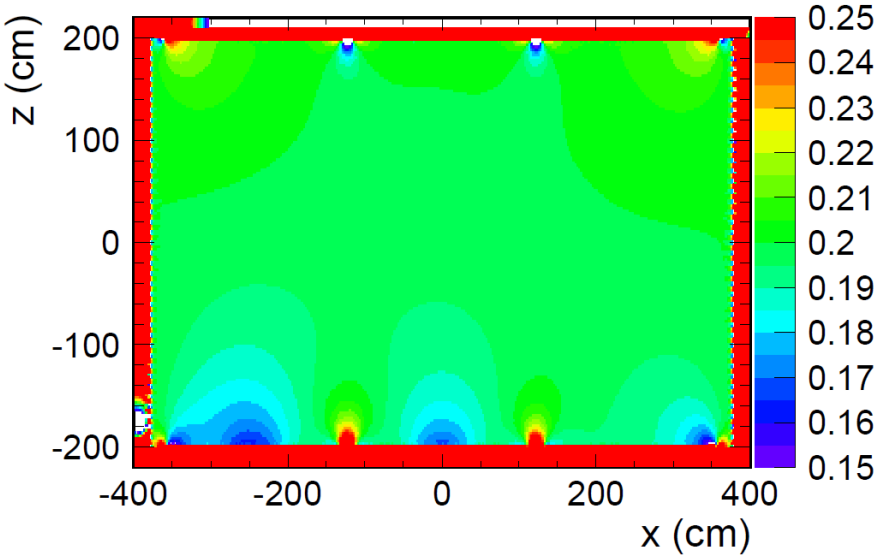

図 3.18　2 次元の電場分布シミュレーション

された電場分布において、陽子ビームが通過して止まった位置での電場は図 3.19 の様になり、E = 0.196 kV/cm を中心に分布していることがわかる。本解析では一様電場として E = 0.196 kV/cm を使用する。

モンテカルロ・シミュレーションの結果はデータを良く再現している（図 3.20）。

3.7　dE/dx、Q_0 の見積り

液体アルゴン中におけるストップチャンネルから 1 チャンネルごとのエネルギー損失量 dE/dx の値は、シミュレーションなので正確にその値を得ることができる。こういった値のことを truth 情報と呼ぶ。図 3.21 にこの結果を示す。

デフォルトでは、シミュレーション作成手順の 3. で扱われている再結合因子は式 3.3.4 に示した ICARUS 実験の結果を用いている。今回はこの再結合因子を T32 実験で取得したデータを用いて決定することが目的となっているのでモンテカルロ・シミュレーション作成の 3. の過程を除き、再結合による減衰項を消すことで電離電子の電荷 Q_0 を見積もる。また、ここで同時に 6. の過程も除く。6. で実装しているクロストークの大きさは信号量に応じて決められているが、3. の再結合因

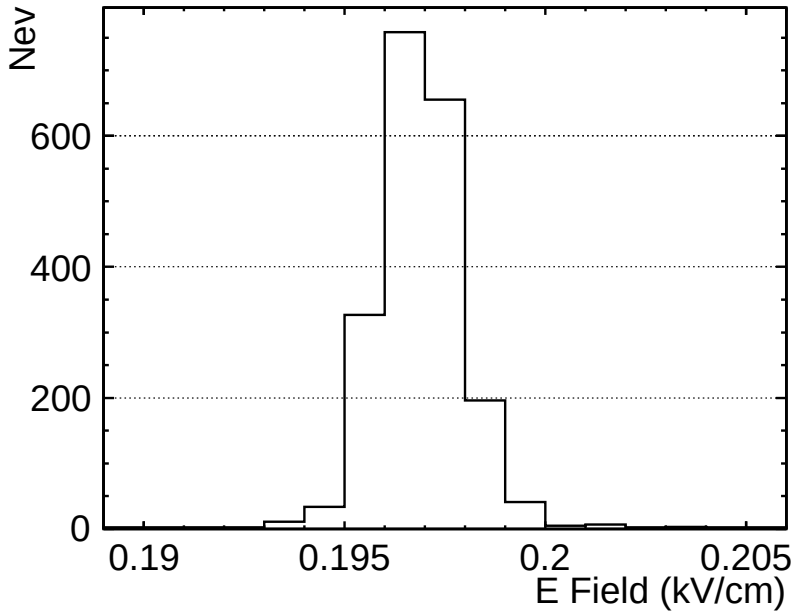

図 3.19　陽子のストップチャンネルにおける電場分布

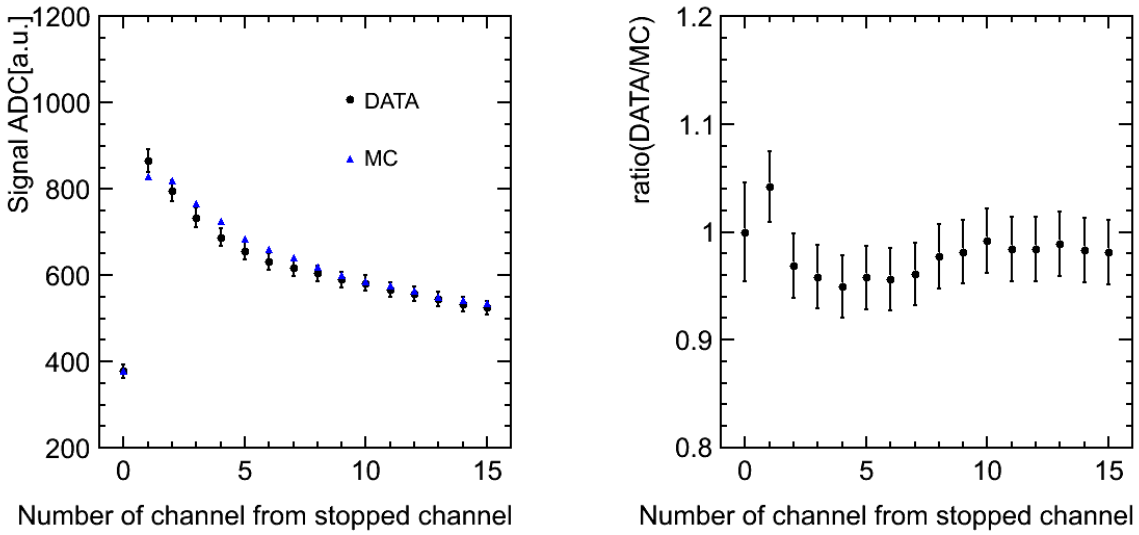

図 3.20　データとモンテカルロ・シミュレーションの比較　横軸はストップチャンネルからの距離、縦軸はデータとシミュレーションの比

子による信号減衰の過程を取り除くことでクロストークの大きさが現実のものとはまったく異なるものとなってしまうからである。以上の理由より Q_0 の見積りは、電離電子再結合因子とノイズ、クロストークの項を抜いて行なった。陽子の止まった位置の見積りは、truth 情報は用いず、取得データを解析したときと同様にアノードでのヒット情報から見積もった。こうすることで、データ

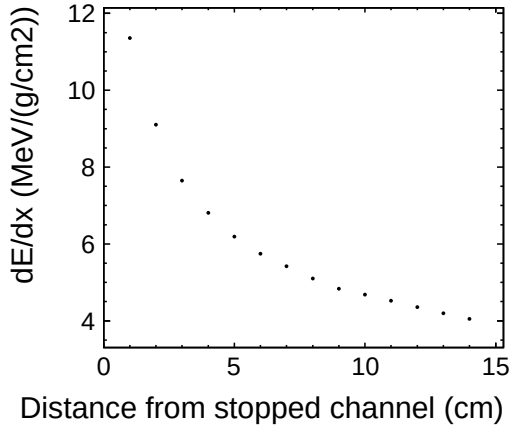

図 3.21　陽子の dE/dx 値 (モンテカルロ・シミュレーション)　ストップチャンネルからチャンネルごとに読み取った。

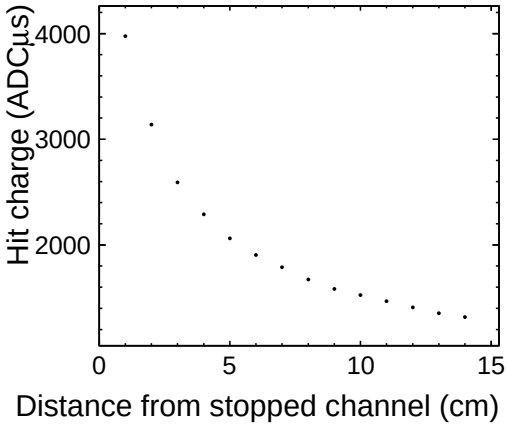

図 3.22　再結合因子を除いたモンテカルロ・シミュレーション：信号量を陽子のストップチャンネル −1 から 1 チャンネルごとに読み取った。再結合因子がかかっていない分、データよりも大きな値になっている。

の抽出方法においてデータとシミュレーション間に生じる偏りを少なくした。シミュレーションにおいて、アノードでのヒット情報から決めた陽子のストップチャンネルと truth 情報の陽子のストップチャンネルの差をとったものを図 3.23 に記した。この図をみると、アノードで読み出した

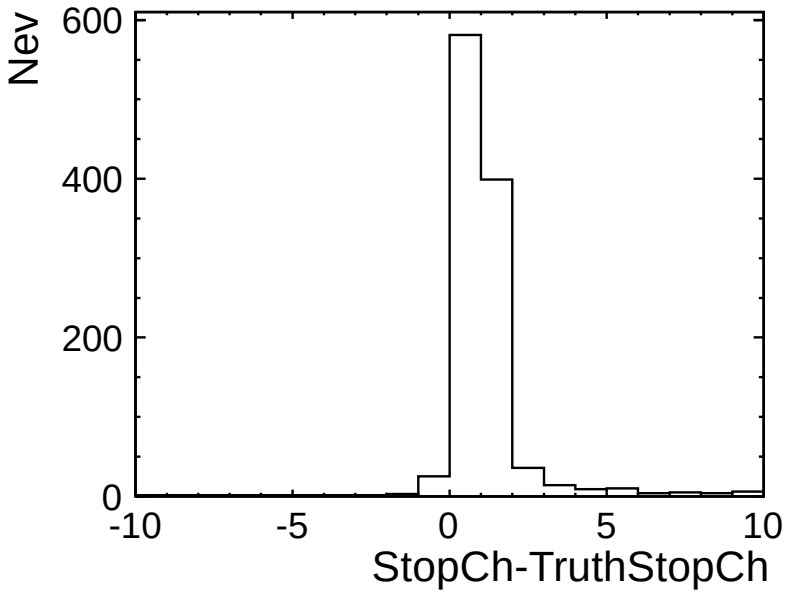

図 3.23　ストップチャンネル（algorithm）-ストップチャンネル（truth）

信号から見積もったストップチャンネルは約 ±1 の精度で決定できていることがわかる。

こうして決めたアノードでのストップチャンネルから 1 チャンネルごとの信号量、Q_0 分布を図 3.22 に示す。

3.8　擬似実験

解析手法の確認のため、データを一切使わずにモンテカルロ・シミュレーションのみを用いてこの解析方法に適用した。方法としては、式 3.3.2 における Q としてデータの値ではなくシミュレーションの値を使って、シミュレーションの再結合因子が求められかどうかを確認するというものである。具体的に説明すると、まずシミュレーションにおいて電離電子再結合因子 R として

$$
\begin{aligned}
Q &= A\frac{Q_0}{1+(k/E)\times(dE/dx)\times(1/\rho)} \\
A &= 0.8 \\
k &= 0.0486
\end{aligned}
$$

を用いて、生じた電離電子を減少させたときのアノードでの信号量の読み出し量を Q とする。一方で同じ再結合因子、ノイズ、クロストークを除いて作成したシミュレーションのアノードでの信号量を Q_0 とする。このときの Q と Q_0 の比を dE/dx ごとにとったものが図 3.24 である。

この結果から、設定した $A = 0.8$、$k = 0.0486$ に対して算出された値が異なることがわかる。縦軸は再結合因子の逆数であり、Q_0/Q なので見積もった Q_0/Q が本来の Q_0/Q よりも小さいということになる。このずれの原因としては、見積もった dE/dx の不定性や FFT 演算の影響などが考えられるが一番大きな要因は、Q にはノイズとクロストークが入っていて Q_0 からは除いていることである。図 3.25 はノイズとクロストークを除いた Q と、同じくノイズとクロストークを除いた Q_0 の比をとったものである。この図を見ると、先程の図 3.24 と比べて入力値の $A = 0.8$、$k = 0.0486$ の青い線と算出値をフィットした赤の線が近づいていることがわかり、この解析手法で入力値と算出値がずれる大きな要因は Q_0 にだけノイズとクロストークがのっていないからだということがわかる。

だが、前述した理由により現状のシミュレーションの作成手法では Q_0 にクロストークを付加させることはできない。また、勿論取得データからノイズやクロストークを取り除くこともできない。そこでモンテカルロ・シミュレーションを用いて較正因子を作成し、入力値を算出可能にする手法をとる。

3.9　較正因子

電離電子再結合因子のフィットパラメータ A、k を様々変更してモンテカルロ・シミュレーションを行なった。表 3.3 と表 3.4 に入力値と算出値をまとめる。

この様に、9 パターンの入力 (A_{in},k_{in}) に対して出力 (A_{out}、k_{out}) が 1 組決まる。ここで較正因子を input/output で定義し、出力の位相空間 (A_{out}、k_{out}) にプロットする。図 3.26 を見ればわ

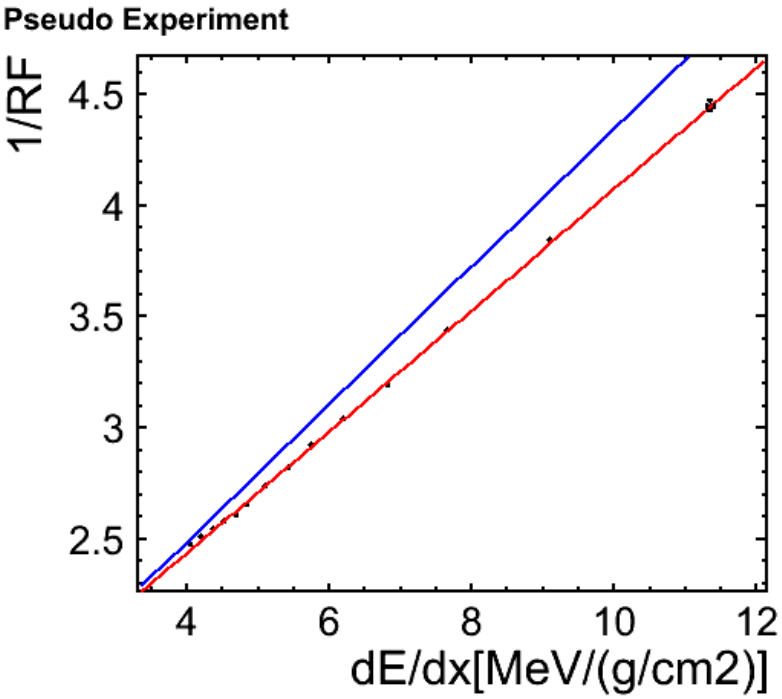

図 3.24　擬似実験の結果　青は入力値。赤はこの解析手法で求めた算出値をフィットしたもの。入力値の A=0.8、k=0.0486 に対して A=0.74、k=0.0396 という値が帰ってくる。横軸は単位密度距離あたりのエネルギー損失量。縦軸は電離電子再結合因子の逆数、もしくは Q_0/Q である。

k\A	0.700	0.800	0.900
0.0400	0.642±0.005	0.736±0.005	0.823±0.006
0.0486	0.652±0.005	0.741±0.007	0.839±0.008
0.0600	0.664±0.008	0.761±0.007	0.855±0.009

表 3.3　入力値 (A,k) に対する出力値 A

かるように較正因子 (Scale Factor) は、A と k に相関がある。図 3.26 を 2 次元平面

$$\begin{aligned} Scale\,Factor\,A &\equiv \frac{A_{in}}{A_{out}} = B_1 A_{out} + B_2 k_{out} + B_3 \\ Scale\,Factor\,k &\equiv \frac{k_{in}}{k_{out}} = C_1 A_{out} + C_2 k_{out} + C_3 \end{aligned} \tag{3.9.1}$$

でフィットして較正因子の近似平面を得る。ここで B_1、B_2、B_3、C_1、C_2、C_3 はフィットパラメタである。フィットした結果を以下に示す。

$$\begin{aligned} B_1 = -0.00583 \pm 0.04297,\ B_2 = -1.767 \pm 0.378,\ B_3 = 1.149 \pm 0.034 \\ C_1 = 0.2029 \pm 0.0907,\ C_2 = -5.923 \pm 0.776,\ C_3 = 1.306 \pm 0.071 \end{aligned} \tag{3.9.2}$$

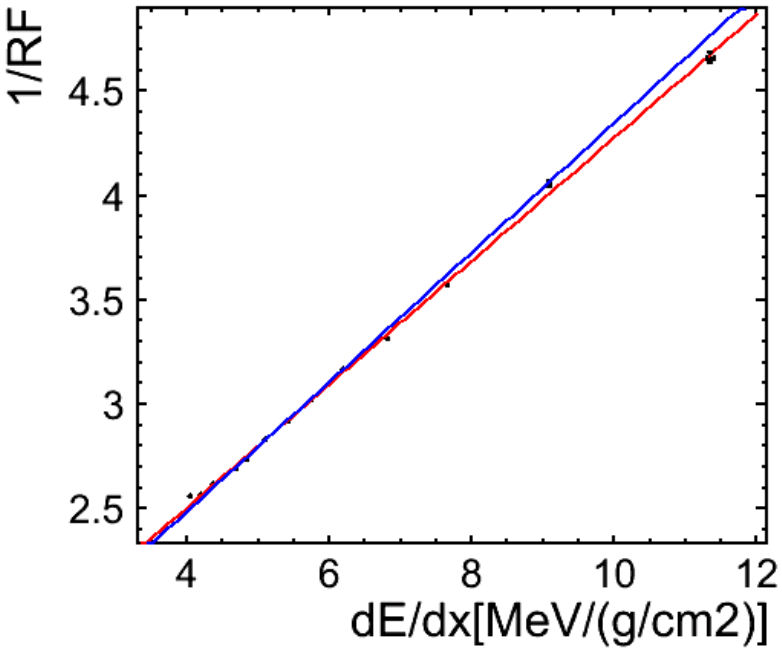

図 3.25　Q と Q_0 の両者からノイズとクロストークを抜いた擬似実験の結果　青は入力値。赤はこの解析手法で求めた算出値をフィットしたもの。横軸は単位密度距離あたりのエネルギー損失量。縦軸は Q_0/Q である。先の図に比べて青の入力値に対して赤の出力が近い値を返してくることがわかる。

k\A	0.700	0.800	0.900
0.0400	0.0342±0.0005	0.0315±0.0004	0.0307±0.0005
0.0486	0.0408±0.0006	0.0396±0.0007	0.0395±0.0007
0.0600	0.0528±0.0010	0.0521±0.0008	0.0511±0.0009

表 3.4　入力値 (A,k) に対する出力値 k

この平面を用いて較正因子を算出し、出力に掛けることで (A,k) を求める。

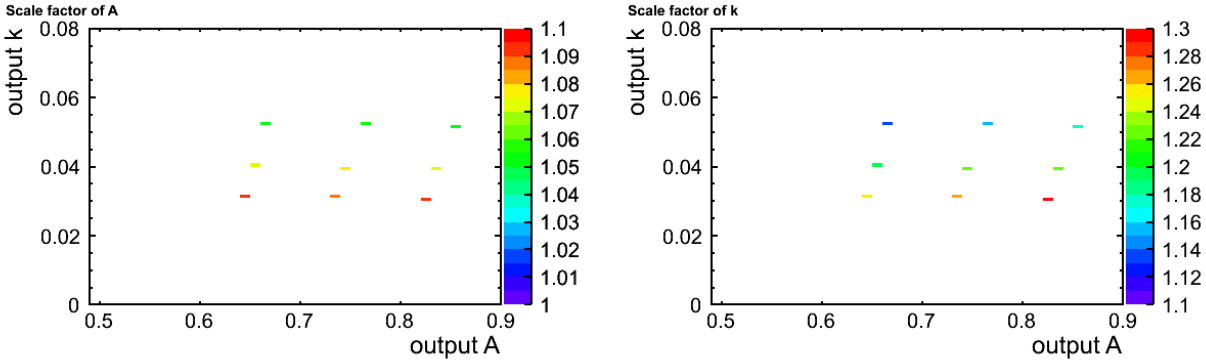

図 3.26　出力 (A,k) に対する較正因子。左図、右図とも横軸は A_{out}、縦軸は k_{out} を表す。左図：グラデーションは A の較正因子 A_{in}/A_{out}、右図：グラデーションは k の較正因子 k_{in}/k_{out} を表す。

3.10　系統誤差

主な系統誤差の要因として

- A-k 空間におけるスケールファクター平面と、マッピングした補正値のずれ
- チャンネル間補正の補正値の誤差に起因するずれ

が考えられる。

A_{input}=0.8、k_{input}=0.0486 付近におけるフィット平面とスケールファクターのずれは、

$$\begin{aligned} \Delta A/A &= 0.47\% \\ \Delta k/k &= 0.45\% \end{aligned} \tag{3.10.1}$$

であった。

チャンネル間の補正値には ±2.5% の誤差が付いており、この値は信号量に直接係わるために大きな系統誤差になりうる。チャンネル間補正の補正項の誤差に起因するずれに関して、極端に 2 通り考えた（図 3.27）。

1 つは、チャンネルの信号量の補正値が 0 チャンネルから徐々にずれていくパターン（パターン 1）である。この場合、陽子のストップチャンネルから、信号量が徐々に本来の値からずれるため、式 3.3.5 の傾きのずれは一番大きくなる。フィットパラメータ k はこの傾きに係わるのでこの傾きのずれから k のずれを求める。0 チャンネルが-2.5% のずれであり、徐々に +2.5% に向かう場合と 0 チャンネルが +2.5% のずれであり、徐々に-2.5% に向かう場合の差をみることで k に関する系統誤差を評価する。

もう 1 つは全てのチャンネルの値が ±2.5% ずれる場合（パターン 2）であり、この場合は式 3.3.5 における切片、1/A がずれる。傾きを固定して切片の値をフィットすることで A についての

ずれを評価した。以下にその結果を示す。

$$\begin{aligned} \Delta A/A &= 5.37\% \\ \Delta k/k &= 2.44\% \end{aligned} \tag{3.10.2}$$

3.10.1 の値と 3.10.2 の値よりから、全体の系統誤差は

$$\begin{aligned} \Delta A/A &= 5.39\% \\ \Delta k/k &= 2.48\% \end{aligned} \tag{3.10.3}$$

となる。

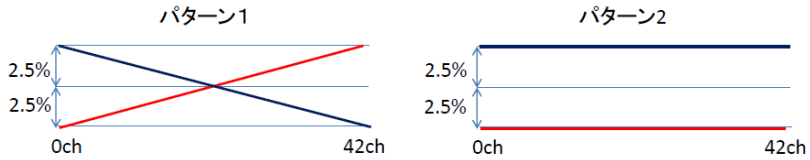

図 3.27　チャンネル間補正の補正値の誤差に起因するずれのパターン

3.11　結果

上記の方法を用いて取得したデータを解析した結果は以下のようなものとなった（図 3.28）。

$$\begin{aligned} A &= 0.832 \pm 0.009(stat.) \pm 0.045(syst.) \\ k &= 0.0504 \pm 0.0010(stat.) \pm 0.0013(syst.)[kV(g/cm^2)/cm/MeV] \end{aligned} \tag{3.11.1}$$

この結果は ICARUS 実験の値と約 1σ 以内で一致している。ICARUS 実験は宇宙線を用いて再結合因子を算出しているため、その取得データは dE/dx が小さい領域に集中している。今回の解析結果は陽子を用いて行ったため、比較的 dE/dx が大きい領域のデータを取得することができた。

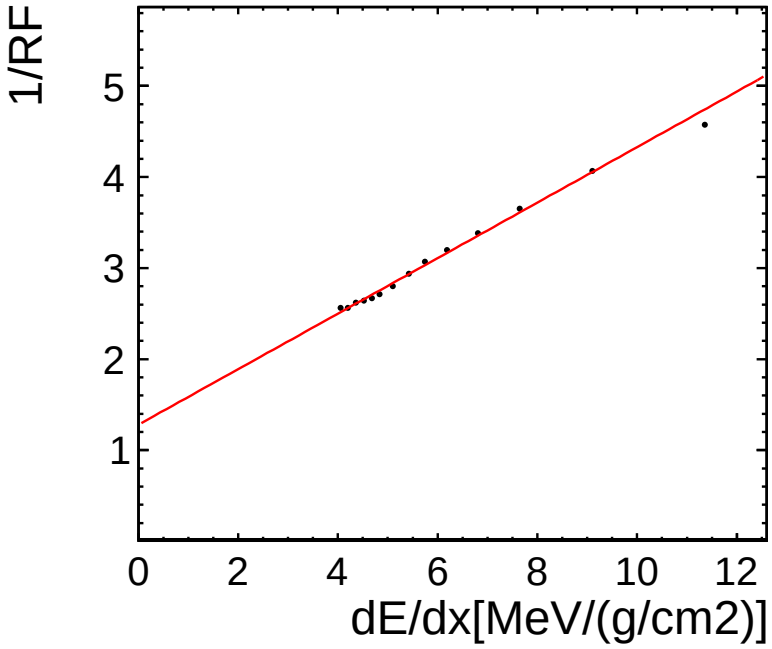

図 3.28　較正因子をかけた後の Q_0/Q の dE/dx 依存性

4　光検出シミュレーションの確立

荷電粒子が液体アルゴンを通過する際、シンチレーション光が生じる。液体アルゴン TPC 検出器はこのシンチレーション光をトリガーとしてデータを取得し、電離電子のドリフト時間を見積もる。またシンチレーション光を用いることで暗黒物質探索を行なうことが可能となるが、アルゴンと暗黒物質の反跳エネルギーは数 10 keV と小さいため、可能な限り高効率な光の検出が望まれる。

液体アルゴンを用いた暗黒物質の探索方法としては、気液 2 相式のアルゴン TPC 検出器を用いる方法がある。2 相式のアルゴン TPC 検出器では、液体アルゴン中でのアルゴン原子核と暗黒物質の反跳によって生じたシンチレーション光（S1）と、アノードにドリフトしてくる電子が気相に到達したときに生じる光（S2）の比、(S1/S2) を用いることで背景事象との分離を行なう。2 相式アルゴン TPC 検出器における効率的な光検出の方法として、小型の光検出器を TPC 側面に数多く設置することにより光検出効率の向上を図るというものが考えられる。さらにこういった光検出器を設置することにより従来はドリフト時間のみで見積もっていた高さ方向の位置情報を得ることも期待される。

こういった可能性を模索するために Geant4 を用いて光検出シミュレーションの基盤を構築し、その上で 10L サイズの小型液体アルゴン検出器内に α 線源である Am_{241} を設置した場合を想定して、検出器側面におけるシンチレーション光の立体角分布についてのシミュレーションを行

なった。

4.1　アルゴン中におけるシンチレーション光

荷電粒子が通過し、電磁相互作用により励起状態となったアルゴン原子核は約 128 nm の波長のシンチレーション光を発して基底状態に戻る。図 4.1 にその発光メカニズムを示す [20]。シンチレーション光は、

$$Ar_2^*(^1\Sigma_u^+,\ ^3\Sigma_u^+) \rightarrow Ar_2(^1\Sigma_g^+) + h\nu \tag{4.1.1}$$

の過程で生じる。シンチレーション光を放出する状態には一重項である $^1\Sigma_u^+$ と三重項である $^3\Sigma_u^+$ の 2 つが存在するが、どちらの状態でも発生するシンチレーション光の波長は 128 nm である。$^1\Sigma_u^+$ の励起状態からのシンチレーション光は fast component と呼ばれ、その減衰時間は約 5 nsec 程度である。一方 $^3\Sigma_u^+$ の励起状態からのシンチレーション光は slow component と呼ばれ、ガスアルゴンでは 3200 nsec、液体アルゴンでは 1600 nsec 程度である。

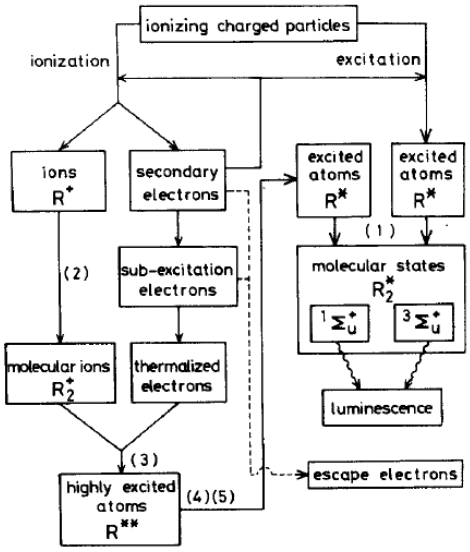

図 4.1　アルゴン中における反応過程。(1) が一重項、三重項の発生過程である。

4.2　シンチレーション光の発生と伝播のシミュレーション

Geant4 とは、高エネルギー物理学、宇宙物理学、放射線医療における利用を目的に開発された C++ クラスライブラリである。このライブラリを使用することで検出器の形状や粒子の相互作用を定義し、検出器シミュレーションを行なうことが可能となる。

Geant4 では粒子として振る舞う γ と、光学的性質を持って振る舞う光とを区別してシミュレーションを行なう。後者を optical photon と呼び、光の波長が原子の大きさ程度よりも大きい場合に

扱われる。シンチレーション光のシミュレーションにもこの optical photon を使用する。Optical photon の発生機構は

- チェレンコフ過程
- シンチレーション過程
- 遷移放射過程

の 3 つが挙げられる。シンチレーション光を発生させるにはアルゴン中の発生光子数、fast component の減衰時間、slow component の減衰時間、fast component と slow component の強度比を設定する必要がある。

シンチレーション光の伝播中の反応としては

- 境界面における反射と屈折
- 吸収
- レイリー散乱

が挙げられる。これらの設定については次章で説明する。

4.3　シミュレーションによる検出器の実装

2009 年から、早稲田大学では 10L サイズの容器を用いて液体アルゴン TPC 検出器の R&D を行なってきた。これまでにこの 10L 容器を用いて行なった研究としては宇宙線の 4 チャンネルでの読み出し、GEM(Gas Electron Multiplier) を使っての信号増幅、気液 2 相でのシンチレーション光読み出し、中性子線源、α 線源の読み出しなどが挙げられる。

まずはこの容器を用いたシンチレーション光読み出しを想定して、10L チェンバーの実装を行なった。図 4.3 にその写真、図 4.4 に実装を行なった検出器を示す。

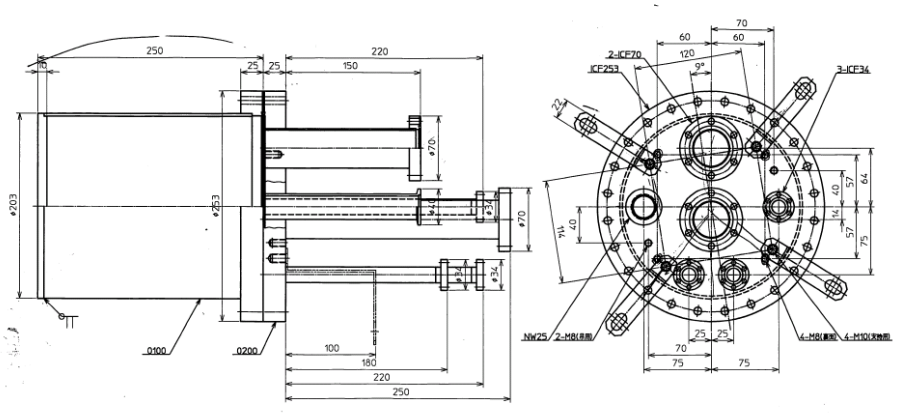

図 4.2　10L 容器の設計図

図 4.3　10L 液体アルゴン検出器

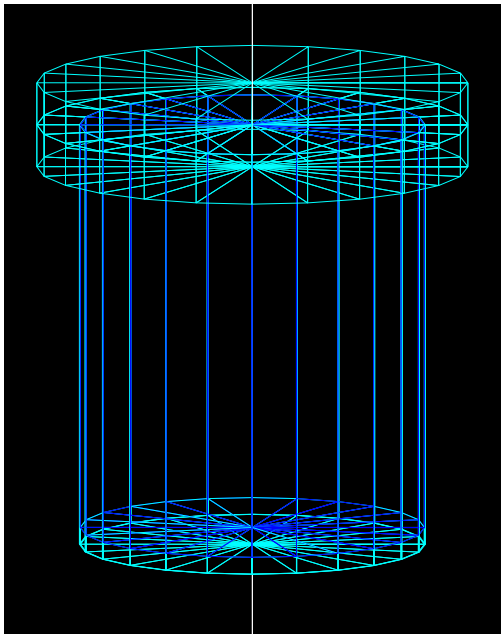

図 4.4　実装した 10L 容器:高さ 25 cm

検出器のジオメトリの実装に加え、液体アルゴンの光学的なパラメータがシミュレーション基盤の構築には必要となる。以下に、実装したパラメータを示す。

パラメータ	値
液体アルゴンのモル密度	39.95 g/mol
ステンレスの密度	7.7 g/cm^3
ステンレスの組成	Fe:C:Co = 0.88:0.04:0.08
光量	40000 photon/MeV
Fast component	6 nsec
Slow component	1590 nsec
全光量に対する fast component の光量比	0.23
吸収長	∞
シンチレーション光のスペクトル	mean 128 nm、rms 1.21 nm のガウス分布
屈折率	後述
ステンレス境界の反射率	50%（仮設定）
反射モデル	unified, ground（仮設定）

表 4.1　設定パラメータ

反射モデルは unified を選択し、オプションとして ground を選んだ。この場合、入射した光子

の散乱方向を設定することが可能であるが、デフォルトではランバート反射（乱反射）になる。今回の設定では液体アルゴン-ステンレス間ではランバート反射を行う。設定となっている。

シンチレーション光のスペクトルは中心値 128 nm、rms 1.21nm のガウス分布に沿って発生させている。屈折率はシンチレーション光の波長によって変化するが、この計算は Bideau-Sellmeir の公式 [21] を使用して行なっている。

この様にして構築したシミュレーション基盤を用いて、検出器中央に Am_{241} を設置したことを想定し、4π 方向に 5.4 MeV の α 線を放射し、シンチレーション光の立体角分布を調べた。この結果を図 4.5 に示す。このように測定器側面に入射するシンチレーション光の立体角は大きく、側面で光検出をする意義は大いにある。また、定量的な議論はより詳細なシミュレーションを行わなければできないが、光の立体角も測定器を中心に分布しており、観測した光量の分布から設置した検出器のサイズによっては高さ情報や側面との距離情報を得ることができる可能性もある。

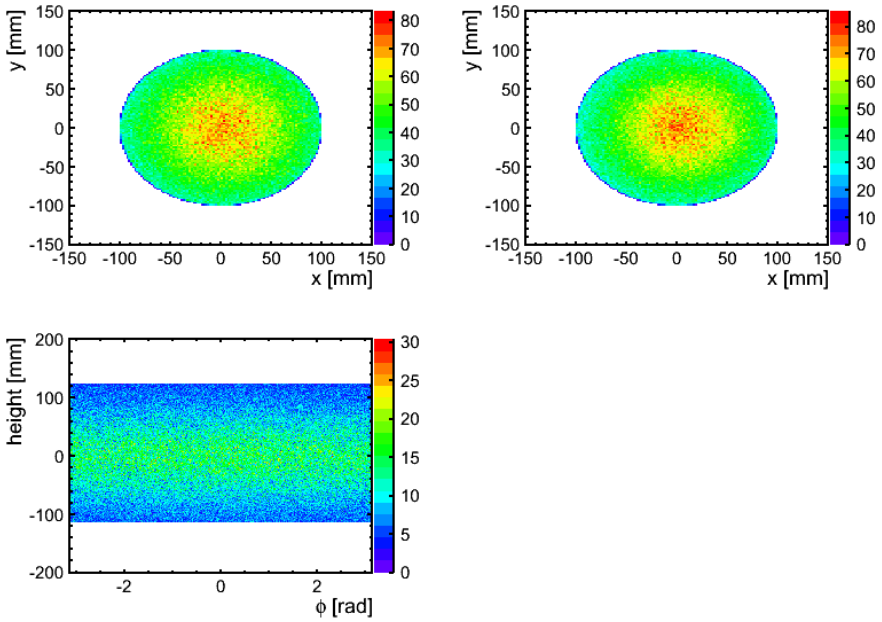

図 4.5　検出器中心に α 線源をおいたときのシンチレーション光の分布

4.4　まとめ

今回は確立したシミュレーション基盤を用いてこの様に簡単なシミュレーションを行えることを確認した。今後はより詳細にシミュレーションを行い、光検出の効率化を研究する必要がある。

また、シミュレーションが現象を正しく再現できていることを保証するためには実験との比較必要不可欠である。アルゴン中で生じるシンチレーション光はその波長が光電子増倍管の有感領域外であるために、前述の様に波長変換材を用いるのが一般的である。だがこの様にして波長変換材を用いることにより、その変換効率や放出波長のスペクトルが絡み、シミュレーションとの比較が難

しくなる。

まずは簡単な実験データとシミュレーションの比較として窒素ガスによるシンチレーション光読み出しの実験を構想している。窒素が放出するシンチレーション光の波長は可視光領域であり、波長変換材を用いずとも光電子増倍管で読み出すことが可能である。加えて常温での取り扱いが可能であり、かつアルゴンに比べて値段も安価である。

線源と光電子増倍管の距離や、窒素ガスの気圧などのパラメータを変化させながら実験を行い、これらの依存性を Geant4 シミュレーションが再現できていることを確認した上で、反射率などのパラメータのチューニングを行う。これらの要素が再現できていることを確認した後にアルゴンを用いて同様の実験を行い、シミュレーションをより高い精度で確立することが今後の課題である。

この様にしてシミュレーションの正当性が示された後、暗黒物質探索に向けた具体的な検出器の構想を練ることが今後の展望として挙げられる。

5 結果と考察

本研究の解析結果は、液体アルゴンにおける電離電子再結合因子のフィットパラメター A、k について $A = 0.832 \pm 0.009(stat.) \pm 0.045(syst.)$、$k = 0.0504 \pm 0.0010(stat.) \pm 0.0013(syst.)[kV(g/cm^2)/cm/MeV]$ となった。この結果から、電場 E=0.196 kV/cm、4 MeV/(g/cm^2) ≦ dE/dx ≦ 12 MeV/(g/cm^2) の領域で電離電子再結合因子の逆数が dE/dx と比例関係にあるという Birks の式の成立が確認できた。この結果と ICARUS 実験の結果を比べると、フィットパラメタ A、k は約 1σ 以内での一致が見られた。

今回の解析は加速器からの陽子のデータを用いて行ったため、高統計でデータ取得を行い、宇宙線と比べて比較的高い dE/dx の領域で再結合因子の算出を行うことができた。

本研究の結果をみると、パラメタ A の系統誤差が支配的であることがわかる。この系統誤差を小さくするためには、チャンネル間の信号量較正の誤差を小さくする必要がある。具体的な方法としては、電場の歪みを少なくすることや、信号量の較正には突き抜け π のデータを用いるため、このランの統計量を増やすことが挙げられる。

Birks の式が dE/dx が高い領域でも成立するかどうかは自明のものではなく、今回測定された 12 MeV/(g/cm^2) 以上の領域において再結合因子を測定することが今後の課題として掲げることができる。

そのために改善すべき点として

- アノード幅を小さくすることによる位置分解能の向上
- クロストークノイズの低減
- 2 次元アノードを用いての 3 次元読み出し

等が挙げられる。荷電粒子のエネルギー損失は止まる瞬間が一番大きい。そのため 1 cm ピッチの分解能ではストップチャンネルにおける dE/dx の広がりが大きく、代表点をきめることが難しい。また、今回取得したデータを解析したところ、アノード読み出しには隣のチャンネルからのクロストークが乗っていたことがわかり、その影響でストップチャンネルの中にはヒットとして認識されたクロストークノイズが多く存在しており、今回の解析からは外した。以上が高い dE/dx 領域で解析を行なうための改善点であるが、解析の精度を向上するという立場にたつと他にも改善点は考えられる。例えば、今回の実験では電場 E は 0.2 kV/cm に固定されていたが、様々な電場でデータを取得することにより、より多角的に再結合因子の測定を行なうことができる。また、今回の実験データにおいてはアノードに対して垂直に打ち込んだビームを使用したのでそこまで大きく結果が変わるとは言い難いが、1 次元読み出しから 2 次元読み出しに変更することにより、dE/dx の分解能は改善されるはずである。少なくとも 3 次元で飛跡を再構成することができれば陽子だけではなく、宇宙線 μ を用いて再結合因子を測定することが可能となる。

次回ビームテストでは 3 mm ピッチの 2 次元アノードによるデータ取得が予定されており、ここに挙げた改善点のいくつかはこの実験で解決が見込まれる。次回ビームテストではコッククロフ

ト・ウォルトンを用いることで数 kV/cm の高電圧を印加することもできるので様々な電場領域におけるデータを取得することも期待される。加速器のビームを用いることの利点としては粒子の種類が同定された上で高統計のデータ取得が行なえることなので、この実験を行なうことによって今までに類を見ない解析が行なえることが期待できる。

光検出に関する効率化を定量的に行なうことを目的に、Geant4 を用いて液体アルゴン中における光検出シミュレーション基盤の構築を主に ArDM の手法に基づいて行なった。現段階での実装状況における課題としては、主に境界面におけるパラメータに関する値が未決定であることが挙げられる。例えば、反射率や反射のモデルは実際の検出器ごとに異なるため、実験を行なってシミュレーションと比較をすることで決定する必要がある。だが前述の様にアルゴン中のシンチレーション光の波長は紫外領域であるため、観測には波長変換材を用いる必要があり、比較が難しい。そこで、例えば可視光領域のシンチレーション光を発する窒素ガスなどを用いて反射に関するパラメータを解析する方法などが考えられる。

シミュレーションの正当性が確かめられた上で、暗黒物質探索などの具体的な物理目標を持って検出器の構想を行なっていくことが求められる。

6 謝辞

研究を進める上で多くの方からご指導お力添えを頂きました。この場を借りて御礼申し上げます。

指導教官である寄田浩平先生には研究を中心に様々なことを教えて頂きました。研究の向かうべき方向性や問題の解決方法について日頃からわかりやすく熱心に教えていただいたお陰でこの修士論文をかき上げることができましたし、CERN での Summer Student Program や KEK でのビームテスト、ICEPP シンポジウムなど研究や発表の場も数多く提供して頂いたお陰で修士の 2 年間の研究生活を充実したものにすることができました。研究者として、人間としてのあり方や考え方についても多くを学ばせて頂きました。寄田研究室で物理学を学ばせて頂いたことを誇りに思います。本当にありがとうございました。

次席研究員の永野間淳二さんには液体アルゴン TPC 検出器の開発研究を中心に、実験の方法やデータの解析手法について様々な相談をさせて頂きました。助手の蛯名幸二さんには解析環境を整えて頂き、プログラミングやコンピュータに関して丁寧に教えて頂き、また解析手法についても何時間も議論に付き合って頂きました。助教の木村直樹さんには解析手法や物理実験に関しての疑問に答えていただいた他、CERN を訪問した際、初の海外で右も左もわからない私の面倒を見て頂きました。

高エネルギー加速器研究機構の丸山和純さん、田中雅士さん、小林隆さん、西川公一郎さん、長谷川琢哉さん、笠見勝祐さん、牧宗慶さん、中村勇さん、岩手大学の成田晋也さん、内藤裕貴君、チューリッヒ工科大学の Andre Rubbia さん、堀川壮介さん、Devis Lussi さん、Filippo Resnati さんには J-PARC におけるビームテストとその解析を通して様々なことでお世話になりました。準備期間も含めて、非常に濃厚で充実した日々を過ごすことが出来ました。

特に、丸山和純さんにはスローコントロールシステム、ノイズ解析や再結合因子測定等の貴重な研究の機会を与えて頂き、その上で研究の指針について様々なアドバイスを頂きました。田中雅士さんはいつ何時でも研究の相談に乗って下さり、的確なアドバイスを数多く頂きました。Devis Lussi さんには解析ツールについて相談した際に快く手助けをして頂きました。キーエンスの竹内敏夫さんには PLC の操作方法に関してご丁寧に説明をして頂きました。

修士 1 年の時に参加した Summer Student Program では、ATLAS 実験の TAG システムに関して Florbela Viegas さん、Gancho Dimitrov さん、Elisabeth Vinek さんには様々なアドバイスを頂きました。ICEPP の中村浩二さんには ATLAS 実験における tau 粒子の解析手法についてご丁寧に教えて頂きました。チューリッヒ工科大学の堀川壮介さんには ArDM 実験とそのメンバーの方々を紹介して頂きました。このプログラムへの日本人参加者である王佳寅君、下島すみれさん、高木敦子さん、冨田夏希さんの存在は不慣れな海外での生活を送る上で非常に心強かったです。

研究室の同輩である岡本迅人君、鎌塚翔平君、桜井雄基君、千葉英誉君、舩越雄二郎君、後輩である飯澤知弥君、大矢章晴君、杉田慎一郎君、藤崎薫君、岡本英揮君、郡川智洋君、昌子貴洋君、橋場祐之介君、船橋達郎君には日頃の研究面、生活面において色々とお世話になりました。徹夜で

研究をし、議論を重ねながら切磋琢磨した日々のお陰で今の自分があると感じます。

最後に私の研究生活を陰ながら支えて頂いた家族に心から感謝致します。

参考文献

[1] S. Amoruso et al. Analysis of the liquid argon purity in the icarus t600 tpc. *Nucl.Instrum. Meth. A 516 (2004)68*, 2004.

[2] C.Rubbia. The liquid-argon time projection chamber: a new concept for neutrino detector. *CERN-EP/77-08*, 1977.

[3] Takuya Hasegawa and André Rubbia. 1st international workshop towards the giant liquid argon charge imaging experiment. *Journal of Physics:Conference Series 308*, 2011.

[4] C.Rubbia et al. Underground operation of the icarus t600 lar-tpc:first results. *arXiv:1106.0975v2[hep-ex]*, 2011.

[5] H.Nishino et al. Search for proton decay via $p \to e^+\pi^0$ and $p \to \mu^+\pi^0$ in a large water cherenkov detector. *PRL 102,141801*, 2009.

[6] A.Bueno et al. Nucleon decay searches with large liquid argon tpc detectors at shallow depths: atmospheric neutrinos and cosmogenic backgrounds. *arXive:hep-ph/0701101v1*, 2007.

[7] K.Nakamura et al.(Particle Data Group). 2011 review of particle physics. *J. Phys. G 37, 075021*, 2010.

[8] A.Badertsher et al. A possible future long baseline neutrino and nucleon decay experiment with a 100 kton liquid argon tpc at okinoshima using the j-parc neutrino facility. *arXive:0804.2111v1[hep-ph]*, 2008.

[9] K.Abe et al. Indication of electron neutrino appearance from an accelerator-produced off-axis muon neutrino beam. *arXive:1106.2822v2[hep-ex]*, 2011.

[10] 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 30-2 73, 2011.

[11] E.Komatsu. et al. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe(wmap) observations:sky maps, systematic errors, and basic results. *ApJS 192 18*, 2011.

[12] 穂坂純也. 液体キセノンを用いた暗黒物質探索実験におけるバックグラウンドの研究. 東京大学理学系研究科修士論文, 2005.

[13] 佐藤快生. ニュートラリーノ・ダークマターの間接検出可能性. 埼玉大学理工学研究科修士論文, 2004.

[14] http://neutrino.ethz.ch/ardm/.

[15] http://trek.kek.jp/.

[16] http://jp.hamamatsu.com/.

[17] http://www.keyence.co.jp/.

[18] http://www.naganokeiki.co.jp/.

[19] S. Amoruso et al. Study of electron recombination in liquid argon with the icarus tpc.

Nucl.Instrum. Meth. A 523 (2004) 275, 2004.

[20] J.RUAN M.SUZUKI and S.KUBOTA. Time dependence of the recombination luminescence from high-presure argon, krypton and xenon excited by alpha particles. *Nucl.Instrum. Meth. A 192 (1982) 565*, 1982.

[21] A. et al. Bideau-Mehu. Measurement of refractive induce of neon, argon, krypton and xenon in the 253.7-140.4 nm wavelength range.dispersion relations and estimated oscillator strength of the resonance lines. *J. Quant. Spectrosc. Radiot. Transfer 25(1981)395-402*, 1981.