

修士論文

J-PARC K1.1 BR ビームラインを用いた 250L  
液体アルゴン TPC 検出器の応答性

早稲田大学先進理工学研科  
物理学及応用物理学専攻 修士2年 寄田研究室

岡本 迅人

2012年2月7日



## 概要

液体アルゴン TPC 検出器は荷電粒子が通過した際の 3 次元飛跡を高分解能で再構成できる検出器である。また、荷電粒子との相互作用により、電離電子だけでなくシンチレーション光やチェレンコフ光を発することから、核子崩壊探索や次世代の大型ニュートリノ検出器、さらには暗黒物質探索などの様々な物理への適用が期待されている。

2011 年 T2K 実験の結果から、ニュートリノ振動を司る MNS 行列の混合角  $\theta_{13}$  が 0 ではなく  $2.5\sigma$  の有意性で有限であること示唆されており、これはレプトンセクターの CP 対称性の破れを測定できる可能性が高まったといえる。そこで J-PARC の 658km 先の隠岐の島に 100kt クラスの液体アルゴン TPC 検出器を置いてレプトンセクターにおける CP 位相を測定し、また同時に核子崩壊探索を行い、大統一理論 (GUT) の実験的検証をすることを計画している。

SUSY GUT では陽子崩壊  $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$  の崩壊モードが大きくなり、崩壊した  $K^+$  は約  $340\text{MeV}/c$  の運動量を持って、液体アルゴン中で 20cm 程飛程し崩壊する。一方で、陽子崩壊探索時の主な背景事象として大気ニュートリノが核子と相互作用することにより生じる  $\pi^+$  が考えられている。そのため、エネルギー損失情報を用いて  $K^+$  と同程度の飛程を持つ  $\pi^+$  を識別することが核子崩壊探索に必須となる。早稲田大学においては、大学内に 10L 程度の容積を持った検出器を独自に構築した後、KEK 等との共同実験として 250L 程度の容積を持った液体アルゴン TPC 検出器開発を開始した。液体アルゴン TPC 検出器の核子崩壊観測の実行性を測るため、2010 年 10 月に 1 週間、250L 液体アルゴン TPC 検出器を J-PARC のビームラインに配置し、世界で最も多くの良く運動量が理解された荷電 K 中間子事象 (K 事象) と荷電  $\pi$  中間子事象 ( $\pi$  事象) を取得するビームテストを行った (T32 実験)。

本論文ではまず、モンテカルロ・シミュレーションの様々なパラメータのチューニングを行い、検出器の振る舞いをシミュレートし、実際の測定データとの比較を行った。実データにみられる電場の歪みやクロストークなどをシミュレーションに実装した後、陽子事象と K 事象のデータはシミュレーションから予想される 1cm あたりの電荷量について 10% 以内で一致した。データとシミュレーションを比べることにより検出器の応答性を理解した。

次に、検出器内で停止した K 事象と  $\pi$  事象を用いて K 事象と  $\pi$  事象の粒子識別能力の評価を行った。取得したデータからテンプレートを作成し、尤度関数を定義し、事象毎に尤度を求めることにより粒子識別能力を算出した。その結果、1cm 幅 76 チャンネルストリップの液体アルゴン TPC 検出器の粒子識別能力は信号取得率が 80% のとき除去因子は  $\sim 400$  となった。

今回のビームテストではイベントのオーバーラップが大きな問題となった。液体アルゴン TPC 検出器はドリフト時間が遅いため陰極から陽極までのドリフト時間である  $500\mu\text{sec}$  の間に複数の粒子が検出器に入射すると、そのうちどれがトリガー事象であったかの判別を付けることができなくなってしまう。今回のデータ解析では事象中の入射粒子が 1 であることをオフラインで要求したために多くの事象を捨ててしまうことになった。

また、陽極が一次元読み出しであることも問題になった。一次元読み出しであるため検出器のスト

---

リップ方向の位置を知ることができず、粒子が通過した位置やどのような角度で通過したかを知ることができなかった。そのためにビームが2極化している可能性を言及しきれなかった。また、陽極が1cm ストリップであったため、停止点付近のエネルギー損失の急激な上昇を分解能良くデータ取得することができなかった。

次回のビームテストではこれらの問題を解決するために二次元読み出し陽極にすることや、ビームスリットの最適化等を行って、粒子識別能力の向上につなげたい。

## 目次

1	<b>序論</b>	9
1.1	核子崩壊	9
1.2	レプトンセクターにおける CP 位相の測定	12
1.3	暗黒物質	15
1.4	液体アルゴン TPC 検出器	18
2	<b>液体アルゴン TPC 検出器 R&amp;D</b>	21
2.1	10L プロトタイプ	21
3	<b>ビームテスト実験セットアップ</b>	26
3.1	50GeV 陽子シンクロトロン	26
3.2	ビームラインセットアップ	27
3.3	250L 液体アルゴン TPC 検出器	29
4	<b>ビームクオリティ</b>	39
4.1	取得したデータ	39
4.2	粒子選別	40
4.3	ビーム粒子の運動量	43
4.4	ビームプロファイル	44
5	<b>事象再構成</b>	45
5.1	ノイズ除去	45
5.2	ヒットファインディングとクラスタリング	47
5.3	粒子の停止点の決定	48
6	<b>検出器較正</b>	53
6.1	信号のゲイン較正	53
6.2	電場較正	54
6.3	液体アルゴンの純度の見積もり	56
7	<b>モンテカルロ・シミュレーションの構築</b>	58
7.1	Geant3、電離電子再結合因子、ドリフト速度	58
7.2	電離電子の拡散	58
7.3	チャンネル間での信号電荷のバラツキ	58
7.4	ノイズの生成	59

目次	2
7.5 クロストーク	60
7.6 ビームの運動量	60
8 データとモンテカルロ・シミュレーションの比較	62
8.1 陽子事象	62
8.2 K 事象	65
9 液体アルゴン TPC 検出器の K 事象と $\pi$ 事象の識別能力評価	77
10 宇宙線を用いた追跡確認実験 (27 チャンネル問題)	80
10.1 検出器セットアップ	80
10.2 トリガーとイベントタグシステム	81
10.3 液体アルゴン純度の見積もりと信号電荷のチャンネル間較正	83
10.4 宇宙線テスト解析	85
11 まとめと考察	89
付録 A 粒子の停止点の決定	92
A.1 Hough アルゴリズム	92
付録 B 液体アルゴン純度の見積もり	98
付録 C エネルギーカットオフ	100
謝辞	101

## 図目次

1.1	様々なオフ軸角度におけるニュートリノフラックス (左) と様々な $\delta_{CP}$ における $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ 振動確率 (右) . . . . .	14
1.2	渦巻銀河、NGC6503 の回転曲線 . . . . .	16
1.3	エネルギー損失と運動量の散布図。上から $p, K, \mu$ . . . . .	19
2.1	実験セットアップの写真 . . . . .	21
2.2	10L プロトタイプの真空度 . . . . .	22
2.3	使用した GEM、実験セットアップ、実験結果 . . . . .	23
2.4	GEM の印可電圧特性 . . . . .	23
2.5	容器内温度とゲインの関係 . . . . .	24
2.6	-183°C における GEM の印可電圧特性 . . . . .	24
2.7	10L プロトタイプで宇宙線実験をしているときの様子 . . . . .	25
2.8	10L プロトタイプで観測された宇宙線信号 . . . . .	25
2.9	10L プロトタイプで宇宙線実験をしているときの様子 . . . . .	25
2.10	10L プロトタイプで観測された宇宙線信号 . . . . .	25
3.1	J-PARC の加速器施設 . . . . .	26
3.2	ハドロンホール内での K1.1BR の位置 . . . . .	27
3.3	K1.1BR の磁石のレイアウト . . . . .	27
3.4	K1.1BR に設置してある検出器のレイアウト . . . . .	28
3.5	フィッチチェレンコフカウンターの写真 . . . . .	28
3.6	外側 PMT のシミュレーションによる性能 . . . . .	29
3.7	内側 PMT のシミュレーションによる性能 . . . . .	29
3.8	MEG プロトタイプカロリメータ容器 . . . . .	30
3.9	フィルター容器 (左) モレキュラーシーブを入れた後のフィルター容器 (中央) 酸化銅を入れた後のフィルター容器 (右) . . . . .	31
3.10	純化フィルター再生時のセットアップ . . . . .	31
3.11	酸化銅還元の時間とガスに含まれる水分量、還元した水の量。黒はガスに含まれる水分量、赤は還元した水の量の合計である。 . . . . .	31
3.12	冷凍・純化系の概略図写真 (左) 冷凍装置の写真 (右) . . . . .	32
3.13	陽極グリッド (左) 陽極 (中央) コネクタを取り付けた後の陽極 (右) . . . . .	33
3.14	一様電場を生成するための電場シェイパー . . . . .	33
3.15	PCB に補強材を接着している様子 . . . . .	34
3.16	L 字アングルを取り付け容器を補強し、TPC を挿入している様子 . . . . .	34
3.17	容器内に設置された TPC 検出器 (左) 容器下部に設置した 2 本の光電子増倍管 (右) . . . . .	35
3.18	CAEN SY2791 エレクトロニクス . . . . .	36

3.19	DAQ セットアップ . . . . .	37
3.20	イベントタグの例 . . . . .	38
4.1	800MeV/c の陽電子トリガー事象に陽子事象と $\pi$ 事象が偶然がオーバーラップした事象。テキストブックイベントと呼んでいる。 . . . . .	40
4.2	典型的な 630MeV/c の K 事象 . . . . .	40
4.3	フィッチチェレンコフカウンターの性能 . . . . .	41
4.4	ガスチェレンコフカウンターの性能 . . . . .	41
4.5	TOF カウンターの性能 . . . . .	42
4.6	陽子事象の TOF1 と TOF2 の時間差の分布 . . . . .	43
4.7	TOF カウンターから見積もった陽子事象の運動量 . . . . .	43
4.8	250L 容器のビーム窓直前でのビームプロファイル . . . . .	44
5.1	テキストブックイベントにおけるチャンネル 13 と 37 の生信号波形。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。 . . . . .	45
5.2	フーリエ変換の周波数強度分布。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。 . . . . .	46
5.3	フーリエ変換により 80kHz 以上をカットした後の信号波形。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。 . . . . .	46
5.4	ヒットファインディングとクラスタリングの例。色の違いがクラスタのの違いに対応している。 . . . . .	47
5.5	典型的な陽子事象 . . . . .	48
5.6	XY 平面上に同一直線上の点があるサンプル . . . . .	49
5.7	XY 平面の点を $\rho - \theta$ に変換した様子 . . . . .	49
5.8	実際の K 事象の飛跡に近いサンプル . . . . .	50
5.9	ヒットの位置を Hough 変換した正弦曲線 . . . . .	50
5.10	Hough 変換により得られた正弦曲線から求めた直線に付随するヒットを除いた後の正弦曲線 . . . . .	50
5.11	Hough 変換により求められた 2 つの直線 . . . . .	50
5.12	実際の K 事象の飛跡に近いサンプル (前方に向かって崩壊した場合) . . . . .	51
5.13	始点から終点に向かってフィットしたときの $\chi^2$ 分布 . . . . .	51
5.14	実際の K 事象の飛跡に近いサンプル (後方に向かって崩壊した場合) . . . . .	52
6.1	ケーブルのキャパシタンス . . . . .	53
6.2	プリアンプの相対的なゲイン . . . . .	53
6.3	信号のゲイン測定によるチャンネル毎の補正值 . . . . .	54
6.4	2D FEM を使用して計算された TPC 内の 2 次元電場分布 . . . . .	55
6.5	使用した 800MeV/c の $\pi$ 事象 . . . . .	55
6.6	チャンネル間補正前の 800MeV/c の突き抜け $\pi$ 事象から得られる電荷分布のチャンネル依存性 . . . . .	56

6.7	チャンネル間補正後の 800MeV/c の突き抜け $\pi$ 事象から得られる電荷分布のチャンネル依存性 . . . . .	56
6.8	典型的な宇宙線事象 (左) 各 TPC チャンネルにおける信号波形 (右) 色の違いはチャンネルの違いに対応している . . . . .	56
6.9	信号電荷と信号のドリフト時間の散布図 (左) ドリフト時間と各時間ビンの平均信号電荷の関係 . . . . .	57
6.10	液体アルゴンを充填してからのドリフト電子寿命の時間推移 . . . . .	57
7.1	プリアンプのゲイン較正を考慮したシミュレーションとデータの比較 . . . . .	59
7.2	典型的な陽子事象の停止点と停止点の 1 つ前の信号波形。赤が停止点で青が停止点一つ前の信号波形である。 . . . . .	60
7.3	陽子の停止点における信号電荷分布 . . . . .	60
7.4	K 事象と陽子事象の BDC での運動量分布 . . . . .	61
8.1	陽子事象を用いたデータとシミュレーションの比較。左上が信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり、左下が停止点分布、右下がクラスターの総信号電荷分布である。 . . . . .	63
8.2	陽子の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布。左上が停止点であり、上中央が停止点から 1cm 遡った点、右上が停止点から 4cm 遡った点、左下が停止点から 7cm 遡った点、下中央が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 18cm 遡った点の信号電荷分布。 . . . . .	64
8.3	陽子の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布の平均値 (左) と比率 (右) . . . . .	64
8.4	K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (Hough)。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がりの分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布 . . . . .	66
8.5	停止点から遡った距離毎の信号電荷分布。左上が停止点。右上が停止点から 1cm 遡った点での信号電荷分布。左下が停止点から 2cm 遡った点での信号電荷分布。右下が停止点から 3cm 遡った点での信号電荷分布 . . . . .	67
8.6	TPC チャンネルと信号電荷の散布図 . . . . .	68
8.7	24、27、48、51 チャンネルでの信号電荷分布。左上が 24 チャンネル。右上が 27 チャンネル。左下が 48 チャンネル。右下が 51 チャンネル . . . . .	68
8.8	停止点から遡った距離毎の信号電荷分布。赤は 27 チャンネルで信号電荷が 350 以上の事象。青は 27 チャンネルで信号電荷が 350 以下の事象 . . . . .	69
8.9	$\Delta$ TOF2(TOF2east-TOF2west) と 27 チャンネルの信号電荷の散布図 . . . . .	69
8.10	27 チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (Hough)。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がりの分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分 . . . . .	70

8.11	27 チャンネルでカットした後の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布 (Hough)。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分布 . . . . .	71
8.12	停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 (Hough)	72
8.13	停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの比率 . . . . .	72
8.14	27 チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 ( $\chi^2$ )。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がりの分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布 . . . . .	72
8.15	27 チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (BD)。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がりの分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布 . . . . .	73
8.16	27 チャンネルでカットした後の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布 ( $\chi^2$ )。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分 . . . . .	74
8.17	27 チャンネルでカットした後の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布 (BD)。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分 . . . . .	74
8.18	停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 ( $\chi^2$ ) . . .	75
8.19	停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの比率 ( $\chi^2$ ) . . .	75
8.20	停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 (BD) . . .	75
8.21	停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの比率 (BD) . . .	75
9.1	典型的な 200MeV/c の $\pi$ 事象 . . . . .	77
9.2	K 事象と $\pi$ の信号電荷分布。粒子識別路能力評価のテンプレートとして使用した。	78
9.3	K 事象と $\pi$ 事象の分離能力。赤は K 事象で青は $\pi$ 事象。 . . . . .	79
9.4	K 事象取得効率と $\pi$ 事象の含有率赤は K 事象で青は $\pi$ 事象。 . . . . .	79
10.1	宇宙線テストのセットアップ模式図 . . . . .	80
10.2	宇宙線テストのセットアップ . . . . .	80
10.3	トリガーとイベントタグのシステム . . . . .	81
10.4	イベントタグの模式図。この情報により、宇宙線がどのシンチレータを通過したかわかる。 . . . . .	82
10.5	典型的な宇宙線事象の信号 . . . . .	82
10.6	典型的な宇宙線事象の信号波形 . . . . .	82
10.7	通過したシンチレータ . . . . .	82
10.8	純度・チャンネル間較正解析に用いた宇宙線事象 . . . . .	84
10.9	チャンネル毎の信号電荷 (チャンネル間補正前) . . . . .	84
10.10	チャンネル毎の信号電荷 (チャンネル間補正後) . . . . .	84
10.11	各ドリフトタイム時間と信号電荷 . . . . .	84

10.12	実験開始からの時間と電離電子寿命の推移 . . . . .	84
10.13	使用した宇宙線データの散布図 . . . . .	85
10.14	Y 軸方向の位置と信号電荷の関係。左から、4 チャンネル、27 チャンネル、40 チャンネル。下図は 1cm 毎の平均電荷をとった図 . . . . .	86
10.15	TPC チャンネルと検出器の平均電荷応答の比率 . . . . .	86
10.16	ビームが 2 極化していると仮定したときのテンプレート . . . . .	87
10.17	ビームが 2 極化していると仮定したときのビーム位置。検出器の中央と端を通過 している事象数は 1:2 である。 . . . . .	87
10.18	ビームが 2 極化しているときの信号電荷分布 . . . . .	88
付録 A.1	Number of hits cut を変えていったときの崩壊点分布 . . . . .	93
付録 A.2	Number of hits cut を変えていったときの決定した崩壊点と真実の崩壊点の RMS(左上) 停止点決定の成功率 (右上) 解析で使用する範囲での停止点決定の成 成功率 (左下) 停止点を決定することができた事象の数 (右下) . . . . .	94
付録 A.3	Matching cut を変えていったときの決定した崩壊点と真実の崩壊点の差の分布の RMS(左上) 停止点決定の成功率 (右上) 解析で使用する範囲での停止点決定の成 成功率 (左下) 停止点を決定することができた事象の数 (右下) . . . . .	95
付録 A.4	Maximum lines cut を変えていったときの決定した崩壊点と真実の崩壊点の差の 分布の RMS(左上) 停止点決定の成功率 (右上) 解析で使用する範囲での停止点決 定の成功率 (左下) 停止点を決定することができた事象の数 (右下) . . . . .	96
付録 B.1	シャワーを起こしている宇宙線 . . . . .	98
付録 C.1	一次粒子と二次粒子と全粒子のエネルギー損失。上図は再結合因子を 0 にしたも の。下図は再結合因子をかけたもの . . . . .	100

**表目次**

1.1	いくつかの異なる理論による核子の寿命 [2] . . . . .	11
1.2	様々な崩壊モードの信号の検出効率と背景事象の除去能力をまとめたもの [2][3][4] . . . . .	11
1.3	超対称性粒子 . . . . .	17
1.4	液体希ガスの諸特性 . . . . .	18
2.1	使用した GEM のスペック . . . . .	23
4.1	取得したデータ . . . . .	39
4.2	粒子の質量から考えられる 3.5m 飛程するのにかかる時間 . . . . .	42
4.3	本解析で用いるランと各粒子数 . . . . .	43
8.1	使用した陽子の事象数と選択効率 . . . . .	62
8.2	Proton 事象を用いたデータとシミュレーションの比較。誤差は分布の RMS では なく平均値に対する誤差である。 . . . . .	63
8.3	使用した K データ . . . . .	65

---

8.4	K 事象の崩壊比 . . . . .	66
8.5	K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (Hough) . . . . .	67
8.6	使用した K データ . . . . .	70
8.7	K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 . . . . .	71
8.8	K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 . . . . .	73
9.1	K 事象と $\pi$ 事象の識別能力評価に使用したデータ . . . . .	77
10.1	使用した宇宙線データ . . . . .	85
付録 A.1	パラメータの設定値 . . . . .	92
付録 A.2	最適化後のパラメータの設定値 . . . . .	97
付録 A.3	パラメータ最適後の停止点決定に成功した事象数 . . . . .	97
付録 B.1	純度解析に使用した事象数 . . . . .	99

## 1 序論

液体アルゴン TPC 検出器は荷電粒子が通過した際の 3 次元飛跡を高分解能で再構成できる検出器である。また、荷電粒子との相互作用により、電離電子だけでなくシンチレーション光やチェレンコフ光を発生することから、次世代の大型ニュートリノ検出器や核子崩壊探索、さらには暗黒物質探索などの様々な物理への適用が期待されている。この章では暗黒物質、核子崩壊、ニュートリノ物理について説明した後、液体アルゴン TPC 検出器について述べる。

### 1.1 核子崩壊

現在我々が住む世界には、重力、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の 4 つの相互作用が存在することが知られている。これらのうち電磁相互作用と弱い相互作用が 1960 年代、Glashow, Weinberg Salam によって統一された。統一された電弱相互作用は  $SU(2)_L \otimes U(1)_\gamma$  ゲージ対称性によって記述される。また、クォークとグルーオンの間の強い相互作用はカラーの  $SU(3)_C$  ゲージ対称性によって記述される。これらを合わせて標準模型という。標準模型はこれまでのところ実験結果をよく説明できており、これを超える実験結果はニュートリノが有限の質量を持つことのみと考えられている。

標準理論にはそれぞれの相互作用の結合定数を初めとするパラメータが 20 近く存在し、それらは実験から決定しなければならない。また陽子と電子の電荷は素電荷が  $e$  で等しく、クォークの電荷が正確にその  $1/3$  である理由も標準理論では説明ができない。それゆえ標準模型はより大きな対称性が低エネルギー領域で破れた結果であると考えられている。そのような対称性を持つ群 ( $\supset SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_\gamma$ ) のもとで、一つの結合定数を用いて相互作用をまとめようとするアイデアを大統一理論 (Grand Unified Theories: GUTs) という。

陽子はバリオンの中で最も軽く、バリオン数保存を考えればそれより軽いバリオンが存在しないため、他の粒子には崩壊できない安定な粒子であると考えられてきた。しかし、バリオン数保存には理論的保証はなく、大統一理論によればバリオンとレプトンの間の変換が可能になり、その結果、陽子は崩壊できるようになる。陽子崩壊探索は、数万トン以上の大量の陽子を集めてその安定性を調べることにより、加速器では到達できないエネルギースケールの物理である大統一理論の直接的検証ができる非常に重要な実験である。さらに陽子が崩壊するとわかると 137 億年前ビッグバンにより始まったこの宇宙の物質量が、反物質の存在も含めて定量的に説明できるようになる可能性がある (サハロフの 3 条件より)。大統一理論にはいくつかのモデルが存在するが、そのモデルによって主な崩壊モードが異なる。大統一理論のモデルと主な崩壊モード、そのときの陽子の寿命を表 1.1 示す。

表 1.1 からわかるように SUSY model では  $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$  が主な崩壊モードになる。核子が崩壊する

ときは最終状態でいくつかのレプトンがあると期待され、その事象の合計エネルギーは核子のエネルギーと一致する (ニュートリノは観測できないため、ニュートリノがある場合は一致しない)。そのため、核子崩壊探索をする際に

- 飛跡再構成能力が高く、エネルギー分解能が良いこと
- 粒子同定能力が優れていること (特に K 事象)
- 非常に大質量な検出器であること
- 宇宙線からの背景事象を除くために地下にあること

ということが必要とされる。

現在行われている核子崩壊探索実験よりもさらに良い感度にするためには、上記のような条件を満たす次世代の巨大検出器を考える必要がある。表 1.1 のように、様々な崩壊モードが提言されているので、次世代検出器はどの崩壊モードにも探索感度があり、背景事象の除去能力にすぐれ、できるだけ大きな質量を持った検出器がよいことがわかる [2]。1kton あたり  $6 \times 10^{32}$  の核子があるので、陽子の寿命の制限は  $\tau_p/B > M(\text{kton}) \times \epsilon \times T \times 10^{32}$  年となる。但し、 $T$  は実験年数で、 $B$  は分岐比、 $M$  は検出器の質量で、 $\epsilon$  は背景事象を除いた後の検出効率である。それゆえに、陽子の寿命探索を SUSY-GUT の多くのモデルを棄却できる  $10^{35}$  年まで行うためには、必要とされる有効体積  $M \times \epsilon$  は  $T = 10$  年を想定すると 100kton となる。

液体アルゴン TPC 検出器は、エネルギー分解能が非常に良く、大型化しやすい検出器である [1]。100kton の検出器をシミュレーションし ([2])、現在核子崩壊探索実験が行われているスーパーカミオカンデと信号に対する検出効率と背景事象の除去能力を比較したものを表 1.2 に示す。同じ質量  $\times$  年数のときに、 $\pi$  を含む崩壊モードに関しては水チェレンコフと液体アルゴンはほぼ同程度の感度を持つが、 $K$  を含む崩壊モードに関しては液体アルゴンは水チェレンコフ検出器より圧倒的に優れた感度を持つことがわかる。これは水チェレンコフは  $K$  はチェレンコフ閾値以下のため観測することができないのに対し、液体アルゴンでは  $K$  の飛跡が直接観測できることに起因する。ただし、液体アルゴン検出器に関してはシミュレーションによる結果であるため、実際の感度については実験的に検証していく必要があり、液体アルゴン TPC 検出器の核子崩壊探索感度を確かめることが本論文の主旨となる。

表 1.1 いくつかの異なる理論による核子の寿命 [2]

Model	Decay modes	$\tau_N$ (years)
Minimal SU(5)	$p \rightarrow e^+ \pi^0$	$10^{30} - 10^{31}$
SUGRA SU(5)	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ $n \rightarrow \bar{\nu} K^0$	$10^{28} - 10^{32}$
SUSY SO(10) with anomalous flavor U(1)	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ $n \rightarrow \bar{\nu} K^0$ $p \rightarrow \mu^+ K^0$	$10^{32} - 10^{34}$
SUSY SO(10)	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$	$10^{33} - 10^{34}$
MSSM(std.d=5)	$n \rightarrow \bar{\nu} K^0$	$10^{32} - 10^{33}$
SUSY SO(10) ESSM(std.d=5)	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$	$10^{33} - 10^{34}$ $\leq 10^{35}$
SUSY SO(10)/G(224)	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$	$\leq 2 \cdot 10^{34}$
SUSY SU(5) or SO(10) MSSM (d=6)	$p \rightarrow e^+ \pi^0$	$\sim 10^{34.9 \pm 1}$
Flipped SU(5) in CMSSM	$p \rightarrow e^+ / \mu^+ \pi^0$	$10^{35} - 10^{36}$
Split SU(5) SUSY	$p \rightarrow e^+ \pi^0$	$10^{35} - 10^{37}$
SU(5) in 5 dimensions	$p \rightarrow \bar{\mu}^+ K^0$ $p \rightarrow \bar{e}^+ \pi^0$	$10^{34} - 10^{35}$
SU(5) in 5 dimensions option II	$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$	$10^{36} - 10^{39}$
GUT-like models from Type IIA string with D6-branes	$p \rightarrow e^+ \pi^0$	$\sim 10^{36}$

表 1.2 様々な崩壊モードの信号の検出効率と背景事象の除去能力をまとめたもの [2][3][4]

Decay mode	LArTPC		Super-Kamiokande results		Published limit 90% C.L.
	Efficiency (%)	Atmospheric $\nu$ background 100kton $\times$ year	Efficiency (%)	Atmospheric $\nu$ background 92kton $\times$ year	
(p1) $p \rightarrow e^+ \pi^0$	45.3	0.1	40	0.2	$1.6 \times 10^{33}$
(p2) $p \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}$	41.9	78.2			
(p3) $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$	96.8	0.1	8.6(prompt- $\gamma$ ) 6.0( $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ )	0.7 0.6	$2.3 \times 10^{33}$
(p4) $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$	44.8	0.8	32	0.2	
(p5) $p \rightarrow \mu^+ K^0$	46.7	$< 0.2$	5.4( $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ) 7.0( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) method 1 2.8( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) method 2	0.4 3.2 0.3	$1.3 \times 10^{33}$
(p6) $p \rightarrow e^+ K^0$	47.0	$< 0.2$	9.2( $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ) 7.9( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) method 1 7.9( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) method 2	1.1 3.6 0.04	$1.0 \times 10^{33}$
(p7) $p \rightarrow e^+ \gamma$	98.0	$< 0.2$	73	0.1	
(p8) $p \rightarrow \mu^+ \gamma$	98.0	$< 0.2$	51	0.2	
(p9) $p \rightarrow \mu^- \pi^+ K^+$	97.6	0.1			
(p10) $p \rightarrow e^- \pi^+ \pi^-$	18.6	2.5			
(n1) $n \rightarrow \pi^0 \bar{\nu}$	45.1	47.4			
(n2) $n \rightarrow e^- K^+$	96.0	$< 0.2$			
(n3) $n \rightarrow e^+ \pi^-$	44.4	0.8			
(n4) $n \rightarrow \mu^- \pi^+$	44.8	2.6			

## 1.2 レプトンセクターにおける CP 位相の測定

ニュートリノは  $\beta$  崩壊におけるエネルギー保存則を説明するために、1931 年に W.A.Pauli によって予言された。その後、1935 年に E.Fermi がニュートリノを取り入れた弱い相互作用の理論を提唱し、1953 年になり Reines らによって初めてその存在が確認された。標準模型においては、ニュートリノはその質量が 0 と扱われている。しかし、1998 年のスーパーカミオカンデによる大気ニュートリノの観測から、ニュートリノは質量を持ち世代間で振動していることが確認された。しかし、ニュートリノが振動することは確認されたが、ニュートリノが 3 世代間でどれだけ振動するか、ニュートリノと反ニュートリノで振動確率がどれだけ異なるのかなど、ニュートリノの性質についてはわかっていないことが多い。

ニュートリノ振動とはある種類のニュートリノが時間とともに別の種類のニュートリノに変化する現象である。ニュートリノに質量があると、ニュートリノの香りの固有状態  $|\nu_j\rangle$  は、ニュートリノの質量の固有状態  $|\nu_\alpha\rangle$  の重ね合わせ、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle \quad (1.2.1)$$

と表すことができる。  $U_{\alpha j}$  は MNS(Maki-Nakagawa-Sakata) 行列で

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.2)$$

である。但し、  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ 、  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ 、  $\delta$  は CP 位相である。ニュートリノが振動するとは、ニュートリノのフレーバーが飛行中に変化することである。つまり、1.2.1 が距離  $L$  飛行後には、

$$|\nu_{\alpha(L)}\rangle = \sum_j U_{\alpha j} e^{-j\frac{L}{2E}m_j^2} |\nu_j\rangle \quad (1.2.3)$$

となる。現在 MNS 行列は 1 行 3 列成分がわかってらず、それを理解するために、ミューオンニュートリノから電子ニュートリノへの振動を観測する方法が存在する。ミューオンニュートリノが飛行後振動して電子ニュートリノになる確率  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  は、大気ニュートリノと太陽ニュート

リノの項も考慮すると ([5],[6],[7])、

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &= \sin^2 2\theta_{13} \cdot T_1 + \alpha \cdot \sin(\theta_{13}) \cdot (T_2 + T_3) + \alpha^2 \cdot T_4 & (1.2.4) \\
T_1 &= \sin^2 \theta_{13} \cdot \frac{\sin^2[(1-A) \cdot \Delta]}{(1-A)^2} \\
T_2 &= \sin \delta_{CP} \cdot \sin 2\theta_{12} \cdot \sin 2\theta_{23} \cdot \sin \Delta \frac{\sin A \Delta}{A} \cdot \frac{\sin[(1-A)\Delta]}{1-A} \\
T_3 &= \cos \delta_{CP} \cdot \sin 2\theta_{12} \cdot \sin 2\theta_{23} \cdot \cos \Delta \frac{\sin A \Delta}{A} \cdot \frac{\sin[(1-A)\Delta]}{1-A} \\
T_4 &= \cos^2 \theta_{23} \cdot \sin^2 2\theta_{12} \frac{\sin^2[A\Delta]}{A^2} \\
\alpha &\equiv \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} \\
\Delta &\equiv \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \\
A &\equiv \frac{2\sqrt{2}G_F n_e E}{\Delta m_{31}^2} \\
\Delta m_{31}^2 &= m^3 - m_1 \\
\Delta m_{21}^2 &= m^2 - m_1
\end{aligned}$$

となり、 $\delta_{CP}$  と  $\Delta$  を無視した場合の近似式として、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \theta_{23} \cdot \sin\left(\frac{1.27\Delta m_{23}^2 L}{E_\nu}\right) \quad (1.2.5)$$

と表すことができる。様々な実験から、

$$\begin{aligned}
\Delta m_{23}^2 &= (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} eV^2 \\
\Delta m_{21}^2 &= (7.51 \pm 0.21) \times 10^{-5} eV^2 \\
\sin^2(2\theta_{12}) &= 0.861_{-0.022}^{+0.026} \\
\sin^2(2\theta_{23}) &> 0.92 \\
\sin^2(2\theta_{13}) &< 0.15
\end{aligned} \quad (1.2.6)$$

ということがわかっている。このことから MNS 行列は

$$U \approx \begin{pmatrix} 0.8 & 0.6 & ? \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \\ 0.4 & 0.6 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (1.2.7)$$

ということがわかっている。

2011 年 T2K 実験の結果から、ニュートリノ振動を司る MNS 行列の混合角  $\theta_{13}$  が 0 ではなく  $2.5\sigma$  の有意性で有限であること示唆されており、これはレプトンセクターの CP 対称性の破れを測定できる可能性が高まったといえる。そこで J-PARC の 658km 先の隠岐の島に 100kt の液体アル

ゴン TPC 検出器を置いてレプトンセクターにおける CP 位相を測定し、また同時に核子崩壊を行い、大統一理論の実験的検証をすることを考えている。隠岐の島における液体アルゴン TPC 検出器の利点としては主に 2 つある。一つ目は液体アルゴン TPC 検出器の性能である。全吸収、全体積有感な一様なカロリメータで mm レベルの精細さで局所的エネルギー損失を測定することが可能である。それにより、信号である電子ニュートリノ事象の荷電カレント事象により生成される電子と、主な背景事象となる中性カレント事象で生成される  $\pi^0$  中間子を効率よく識別することができる。二つ目は隠岐の島という場所の特徴である。T2K の距離 295km とオフ軸角度  $2.5^\circ$  に比べ、距離 660km とオフ軸角度  $0.76^\circ$  であることから、ニュートリノのエネルギーは大きな広がりを持ち、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動の第 1 ピークと第 2 ピークの両方をカバーすることができる ([9])。図 1.1 に様々な  $\delta_{CP}$  における  $E(\text{GeV})/L(\text{km})$  の関数としたニュートリノ振動確率を示す。J-PARC から検出器までの距離は固定しており、曲線はニュートリノ振動した事象のエネルギースペクトラムから求められる。 $\delta_{CP}$  によって曲線が変化することから、ニュートリノ振動確率を調べることで、 $\delta_{CP}$  を求めることができる。

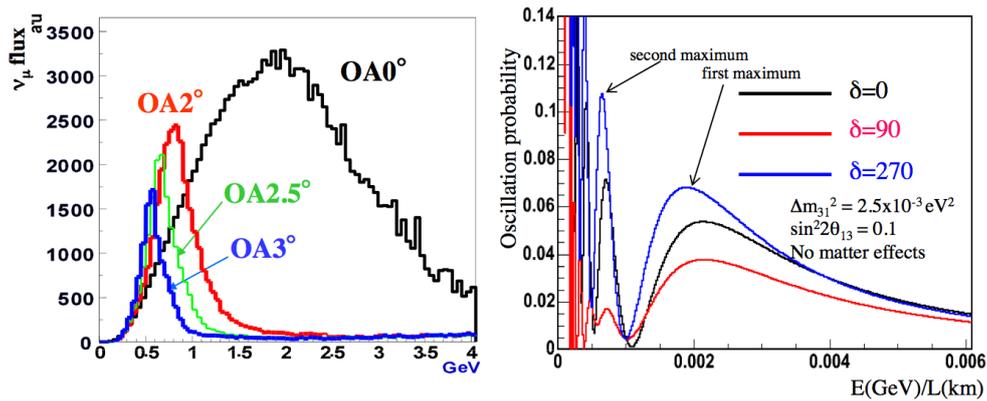


図 1.1 様々なオフ軸角度におけるニュートリノフラックス (左) と様々な  $\delta_{CP}$  における  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  振動確率 (右)

### 1.3 暗黒物質

#### 1.3.1 暗黒物質の予言

暗黒物質の存在の予言は、渦巻銀河の回転曲線の観測結果から予言された。ケプラーの法則から求められる渦巻銀河の回転速度分布は次式で表される。

$$\frac{v(r)^2}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.3.1)$$

ここで  $G$  は重力定数、 $r$  は銀河中心からの距離。 $M(r)$  は半径  $r$  内の質量である。渦巻銀河には渦巻の腕に沿ってかなりの量の中性水素ガス (HI) が存在する。これらのガスの放出する電波のスペクトルは波長 21cm のところに鋭いピークを持っていることから、これらの水素ガスからの電波を観測しそのスペクトルを調べることによりガスの運動速度を決定することができる。明るい物質は銀河の中心部分に存在しており、単純に考えると銀河面の輝いている部分の外側にはほとんど物質が存在しないと思われる。したがって、そのような領域では  $M(r)$  はほぼ一定になり、式 1.3.1 より  $v(r)$  は  $r^{-\frac{1}{2}}$  に比例して減少する。ところが、中性水素ガス電波の観測は、多くの銀河に対して、輝いている領域の外側でも  $v(r)$  はほぼ一定に留まり、減少しないという結果を与えた。図 1.1 は渦巻銀河 NGC6503 の銀河の中心からの距離を  $r$  の関数として測定した回転曲線である。破線と点線は観測されたディスク、ガスによる寄与、点-破線はダークハローによる寄与である。銀河の輝いている外側には観測できる物質はないので、5kpc より外側では減少するはずであるが、5kpc 以降も減少していない。これは  $M(r)$  が  $r$  に比例して増大し続けていることを意味している。明らかにほとんど星の存在しないところに、大量に物質が存在しているのである。この光では見えない未知の物質を暗黒物質と呼ぶ。

#### 1.3.2 暗黒物質の候補

暗黒物質を構成する物質は少なくとも次の四つの条件を満たさなければならない。

1. 光では検出できない。
2. 安定である。
3. 非相対論的である。
4. 十分大量に存在する。

最初の条件の必要性は暗黒物質の定義からも明らかであるが、より正確には、電磁波をほとんど放出も吸収もしない物質であることを意味する。この条件がみたされるためには、一般的には構成物質が電氣的に中性であることが必要となる。次に暗黒物質は明らかに宇宙年齢の時間スケールのあいだ安定に存在していなければならない。すなわち少なくとも  $10^{10}$  年以上の寿命を持つもので

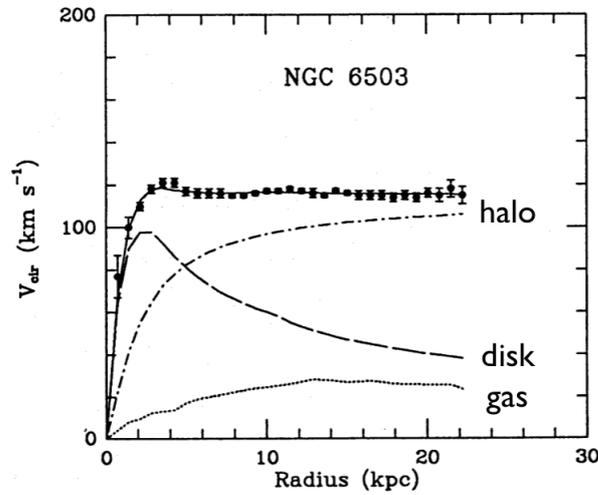


図 1.2 渦巻銀河、NGC6503 の回転曲線

なければならない。3 の条件は、間接的に観測された暗黒物質が銀河や銀河団の近傍に局在していることと結び付いている。もし、暗黒物質が現時点で相対論的な粒子、すなわち光速に近い速度で運動する粒子からできているとすると、それらの粒子を重力により十分減速することは不可能である。したがって、宇宙年齢の間にはこれらの粒子は宇宙半径程度の距離を走り、銀河や銀河団の近傍に局在させることは不可能となる。暗黒物質の主要部分はバリオンや相対論的な運動エネルギーを持っていた熱い暗黒物質ではなく、非相対論的な運動エネルギーを持っていた冷たい暗黒物質が現在有力な候補となっている。ここでは冷たい暗黒物質について説明する。

### 1.3.2.1 冷たい暗黒物質の候補

冷たい暗黒物質の候補としてアクシオンと WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) があげられる。

#### アクシオン

アクシオンは、ペッチェイ (R.D.Peccei) とクウィン (H.R.Quinn) が強い相互作用における CP 対称性の破れを最小限の拡張により解決するために導入した粒子である。現在、アクシオンがどのくらい残存しているかを評価するのは難しいが、その質量は

$$m_a = 3.7 \times 10^{-5} \left( \frac{f}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{-1} eV \quad (1.3.2)$$

で与えられる。 $f$  はエネルギースケールであり、 $f = 10^{12} \text{GeV}$  程度であればアクシオンは現在観測される暗黒物質の候補となり得る。

#### ニュートラリーノ

WIMP の中で最も暗黒物質の候補として有力なニュートラリーノである。ニュートラリーノは超対称性理論が予言する粒子の中で質量が最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle) であり、LSP は R-parity 保存により安定であるため、宇宙年齢の間安定して存在することができる。

### 1.3.3 MSSM

MSSM(The minimal supersymmetric extension of the standard model) では、標準模型の素粒子が独立に表 1.1 に示すような超対称性パートナーが存在すると考えられている。また、MSSM では次に示すような R-parity が保存する。

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.3.3)$$

ここで B はバリオン数、L はレプトン数、S はスピンを表す。R-parity は標準模型が示すような通常の粒子に関しては 1、超対称性粒子に関しては -1 をあたえる。これにより最も軽い超対称性粒子 (LSP) は単独で崩壊することはできず、安定に存在することがわかる。この安定性より、宇宙初期に作られた LSP は現在でも残っており、暗黒物質を形成している可能性がある。

表 1.3 超対称性粒子

Normal particles			SUSY particles		
Symbol	Name	Spin	Symbol	Name	Spin
$u, d, \dots$	<i>quark</i>	1/2	$\tilde{u}, \tilde{d}, \dots$	<i>squark</i>	0
$e, \mu, \tau$	<i>lepton</i>	1/2	$\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}$	<i>slepton</i>	0
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	<i>neutrinos</i>	1	$\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2, \tilde{\nu}_3$	<i>sneutrinos</i>	1/2
$g$	<i>gluons</i>	1	$\tilde{g}$	<i>gluinos</i>	1/2
$W^\pm$	<i>Wbosons</i>	1	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$	<i>charginos</i>	1/2
$H^\pm$	<i>ChargedHiggs</i>	0			
$\gamma$	<i>photon</i>	1			
$Z^0$	<i>Zboson</i>	1			
$h^0(H_2^0)$	<i>lightscalarHiggs</i>	0	$\tilde{\chi}_1^0, \dots, \tilde{\chi}_4^0$	<i>neutralinos</i>	1/2
$H^0(H_1^0)$	<i>heavyscalarHiggs</i>	0			
$A^0(H_3^0, P_0)$	<i>pseudoscalarHiggs</i>	0			

## 1.4 液体アルゴン TPC 検出器

目標とする物理事象を観測するにあたり、液体アルゴンには数多くの利点がある。ここでは、液体アルゴン TPC 検出の性質と利点を述べる。

### 1.4.1 液体アルゴンの利点

表 1.4 に液体希ガスの諸特性を示す。

- 高密度 ( $1.4\text{g}/\text{cm}^3$ )
- シンチレーション光、電離電子信号が検出可能
- 相変化が容易
- 価格が比較的安価

表 1.4 液体希ガスの諸特性

	LAr	LKr	LXe
Atomic Number Z	18	36	54
Atomic Weight A	39.95	83.8	131.3
Density(g/cc)	1.39	2.45	3.06
Melting Point(K)	83.8	115.8	161.4
Boiling Point(K)	87.3	119.8	165.1
Drift Vlocity(mm/ $\mu\text{sec}$ )@1(5)kV/cm	1.8(3.0)	2.4(4.0)	2.2(2.7)
Moblity( $\text{cmV}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	0.107	0.057	0.041
Radiation Length(cm)	14.3	4.76	2.77
dE/dx(MeV/cm)	2.11	3.45	3.89
W-value(eV)(ionization)	23.30	18.6	15.6
W-value(eV)(Scintillation)(nm)	19.5	15.5	14.7
Decay const.(Scintillation light)			
fast(ns)	6.5	2	2
slow(ns)	1600	10.7	10.65
Refractive index @ 170nm	1.24	1.41	1.60
Dielectric constant	1.51	1.66	1.95

#### 高密度 ( $1.4\text{g}/\text{cm}^3$ )

液体アルゴンは気体に比べて密度がとても大きいことから、検出器をコンパクトにできるという利点と同じ大きさの検出器を作った際により多数の事象を取得できるという利点を

持つ。

### シンチレーション光, 電離電子信号が検出可能

液体アルゴンは希ガスで最外殻が閉殻であるため、電離電子の捕獲をしない。そこで高電圧をかけ陽極で読み出すことにより 2 次元位置情報を得ることができ、ドリフト時間と合わせて 3 次元の飛跡を再構成することができる。また、粒子によってエネルギー損失が異なるので、エネルギー損失を測定することにより粒子の識別が可能である。図 1.3 にシミュレーションによる液体アルゴン中でのエネルギー損失と運動量の散布図を示す。液体アルゴン TPC 検出器の優れた粒子識別能力が確認できる。しかし、液体アルゴン中に不純物 ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ ) があると電離電子を捕獲してしまうため、液体アルゴンの純度が非常に重要になる。液体アルゴンの純度とドリフト電子の寿命には、1.4.1 という関係がある。

$$\tau(\mu\text{sec}) = 300/\text{酸素相当純度 (ppb)} \quad (1.4.1)$$

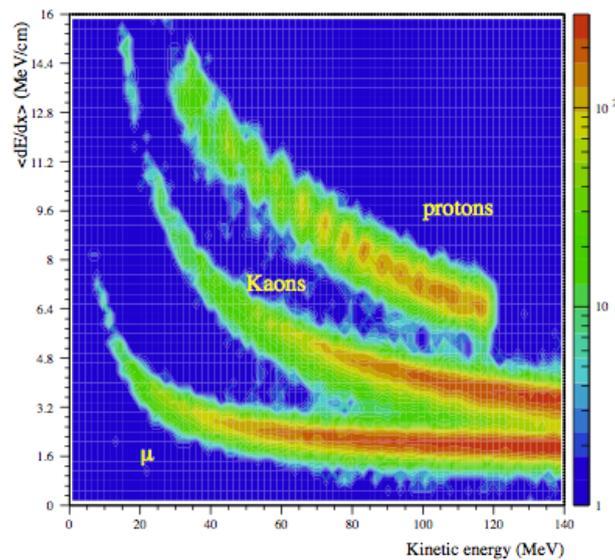


図 1.3 エネルギー損失と運動量の散布図。上から  $p$ ,  $K$ ,  $\mu$

また、電子を電離させると同時にアルゴンを励起状態にし、その励起状態のアルゴンが基底状態に戻るときにシンチレーション光を発する。シンチレーション光は電離電子のドリフト時間に比べ非常に早いので、シンチレーション光をトリガーとして利用することができる。また、液体アルゴン TPC 検出器で暗黒物質探索をする際に、シンチレーション光を使って、背景事象と信号事象を区別することができる [10]。しかし、液体アルゴンのシンチレーション光は波長が 128nm であるため、石英ガラスを用いた光電子増倍管では読み出すことがで

きない。よって、波長変換剤を用いて変換する必要がある。

### 相変化が容易

液体アルゴンは液体の温度範囲が狭いので、液体を気体に変えて循環することが可能である。よって検出システムにガス循環ラインを組み込むことによってアルゴンに含まれる不純物 ( $\text{H}_2\text{O}$ 、 $\text{O}_2$ ) を除去することができ、長期間高い純度を保ったまま計測することができる。また、液体であることから検出器を自由な形で作ることができ、大型化しやすいという利点を持つ。

### 価格が比較的安価

アルゴンは空気中に約 1% ほど含まれていることから入手が非常に容易であり、価格が比較的安価である (Xe に比べると 1/100 程度)。このことからアルゴンが大型化が望める物質であるといえる。また、価格が安価であることから液体アルゴン TPC 検出器の R&D が行いやすいという利点を持つ。

## 2 液体アルゴン TPC 検出器 R&D

1章で前述したが、液体アルゴン TPC 検出器は様々な物理への適用が期待されている。液体アルゴン TPC 検出器を様々な物理へ適用するために、10L プロトタイプで予備知識を蓄えることから始めた。10L プロトタイプで基礎的な技術や知識を蓄えた後、250L プロトタイプの R&D を行った。

### 2.1 10L プロトタイプ

2009年8月から早稲田大学で10L程度の容積を持った容器を用いて液体アルゴン TPC 検出器の開発研究を始めた。10L プロトタイプの大きさは内直径が約10cmで深さが約24cmである。図2.1に示すようなガスラインや真空引きラインを組み立て、油回転ポンプとターボ分子ポンプにより真空引きをすることから始めた。真空技術に対する知識が全くなかったため真空を引くことができず、組み立てた配管のリークチェックを加圧法と減圧法で行ってみると、実は継手部分のフロント・フェルール (swagelok) を逆に取り付けてしまっていたという失敗もあった。真空技術を学びながら実験を行い、十分に良い真空度  $6.55 \times 10^{-4} \text{Pa}$  に到達することができた。図2.2に10L プロトタイプを用いた真空実験の結果を示す。は容器内部には  $100\text{cm}^2$  の銅板が2枚とそれを支えるサポートが入ったセットアップとなっている (図2.1)。



図 2.1 実験セットアップの写真

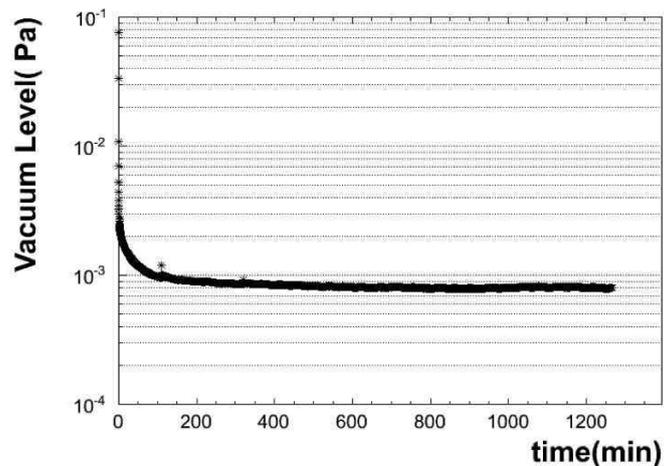


図 2.2 10L プロトタイプの真空度

十分ガスアルゴン中で信号を読み出せる真空度に到達することができたので、ガスアルゴン中でキセノンランプからの信号の読み出しを試みた。キセノンランプは容器外部で発生させた紫外光をファイバーにより取り出し、フィードスルーを通して、容器内部に取り出し銅板に当てることにより、光電効果を起こし電離電子を生成させる。陽極と陰極のみのセットアップではアルファ線の信号がドリフト時間に対応した時間幅を持った波高の低い信号になってしまうため、5mm ピッチのステンレスワイヤーのグリッドを製作し陽極から 1cm のところに取り付けた。これにより、2009 年 11 月には、ガスアルゴン中でキセノンランプからの信号観測に成功した。次に、純アルゴンを用いたときの GEM(Gas Electron Multiplier)([11]) の基礎特性を調べた。GEM は小さい信号をより良い S/N で検出するために用いられる。GEM は液体相で使用することができないが、検出器を液体と気体の 2 相型にし気体相で信号増幅する可能性を追求するために、GEM の基礎特性を調べた。アルゴンガスにクエンチャーを入れた場合については良く研究されているが、純アルゴンを用いた GEM の特性は研究されていなかったため、自分たちで調べる必要があった。使用した GEM(図 2.3) のスペックを表 2.1 に示す。使用した GEM は金メッキ加工が施された厚型 GEM であり REPIC 社製のものである。ドリフト電場とインダクション電場を一定に保ちながら GEM 間電圧を変えていき、GEM を使用しない場合と比べてゲインを測定した結果を図 2.4 に示す。ここで、ドリフト電場とは陰極から陽極グリッドまでの電場であり、インダクション電場とは、陽極グリッドから陽極までの電場である。黒はインダクション領域の電場を 600V/cm、赤はインダクション領域の電場を 300V/cm にしたときのゲインである。その結果、1 気圧常温中ではスパーク直前電圧でゲイン ~122 となった。

表 2.1 使用した GEM のスペック

型番	T-GEM-100-300/700
穴径	300 $\mu\text{m}$
ピッチ	700 $\mu\text{m}$
厚さ	400 $\mu\text{m}$
面積	100 cm

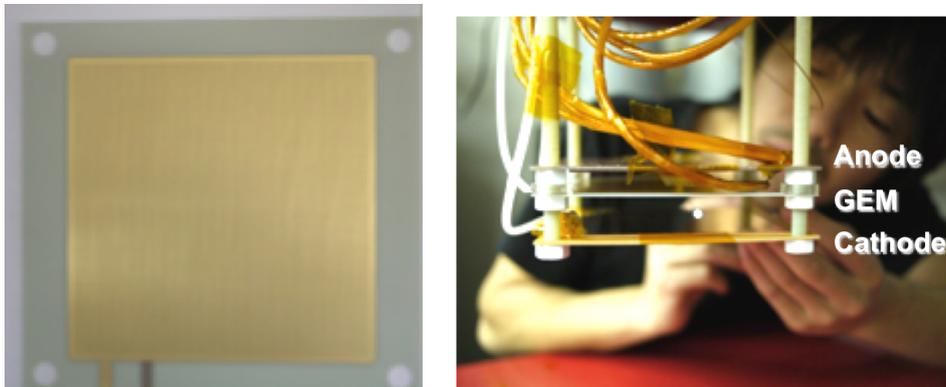


図 2.3 使用した GEM、実験セットアップ、実験結果

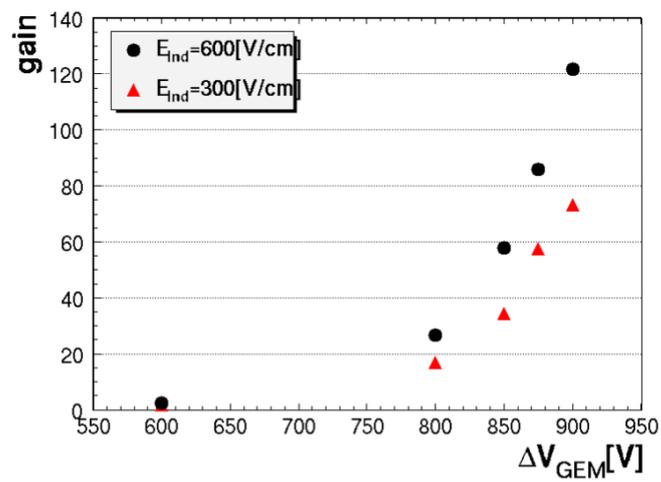


図 2.4 GEM の印可電圧特性

次に GEM の温度依存性を調べた。容器内圧力を 1.0 気圧にし容器内温度を液体アルゴン温度付近である  $-183^{\circ}\text{C}$  まで冷やしたときの温度依存性の結果を図 2.5 に示す。GEM のゲインは圧力  $P$  と温度  $T$  に大きく依存し、 $P/T$  が上がるほどゲインは下がり、 $-183^{\circ}\text{C}$ 、1.0 気圧ではゲインが 0.5 という結果になった。これは、気体の容器内温度が下がるとアルゴン原子がエネルギーを持たなくなり、同圧力下でのアルゴン密度が上昇、そして、ドリフト電子の平均自由行程が下がり、1 散乱あたりの電場により加速が小さくなるため、GEM により高い印可電圧が必要だと考えられる。そこで  $-183^{\circ}\text{C}$  に保ちながら GEM の印可電圧特性測定を行った。その結果を図 2.6 に示す。液体アルゴン温度・1.0 気圧における GEM のゲインはスパーク直前で  $\sim 7$  になることがわかった。

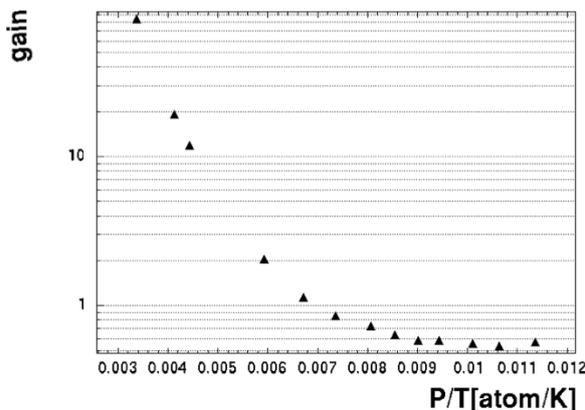
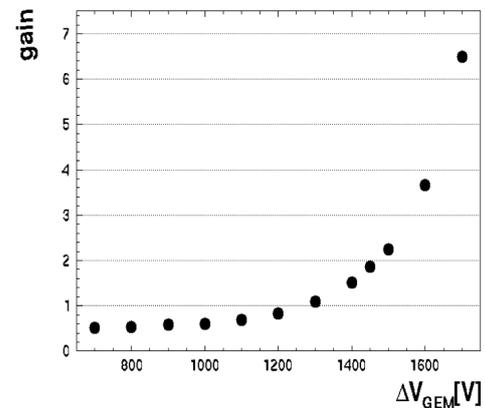


図 2.5 容器内温度とゲインの関係

図 2.6  $-183^{\circ}\text{C}$  における GEM の印可電圧特性

2010 年 1 月には液体アルゴンを用いた実験を行った。液体アルゴン純度を悪化させないために、ガス循環ラインを組みガス循環しながら実験を行った。また低温を維持するために、外側に液体アルゴンバスを用意し液体アルゴンを充填しながら実験を行った。実験セットアップを図 2.7 に示す。陽極と陰極のみというセットアップで陽極も 1 枚の銅板のみであるが、宇宙線信号の観測に成功した。図 2.8 は観測できた宇宙線信号の例である。



図 2.7 10L プロトタイプで宇宙線実験をしているときの様子

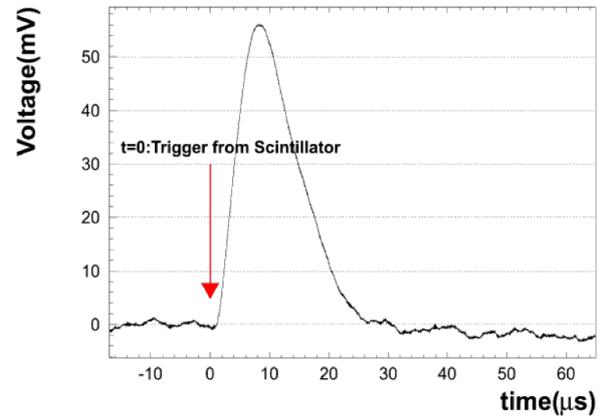


図 2.8 10L プロトタイプで観測された宇宙線信号

2010年5月には、液体アルゴンを用いて4チャンネル信号読み出しに成功した。そのときの検出器を図2.9に、観測した宇宙線信号を図2.10に示す。陽極を銅板1枚から多チャンネルにすることで、液体アルゴンの純度を見積もることができる。液体アルゴン純度の見積もりの結果、液体アルゴン純度は10ppbであった。これは、 $30\mu\text{sec}$ ドリフトしている間に信号電荷が $1/e$ になることを意味している。これにより、より大型な検出器をつくるためにはより高い液体アルゴン純度が必要になることがわかった。何もない状態から10Lプロトタイプを構築する過程で、基礎的な技術や知識を培うことができたとともに、今後の開発に非常に重要な純アルゴンガス中でのガス増幅に関する研究をあげることができた。

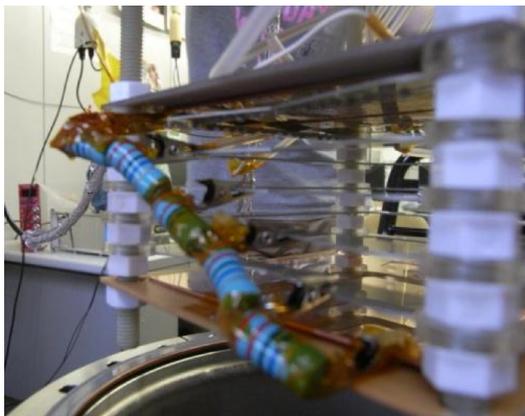


図 2.9 10L プロトタイプで宇宙線実験をしているときの様子

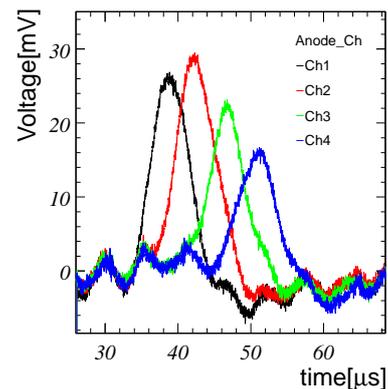


図 2.10 10L プロトタイプで観測された宇宙線信号

### 3 ビームテスト実験セットアップ

大強度陽子加速器施設である J-PARC ハドロンホール K1.1BR ビームラインにおいて 2010 年の 10 月 25 日から 11 月 1 日まで 1 週間にわたり実験を行った。本章ではビームが取り出されるまでと K1.1BR ビームラインに置かれている各検出器について説明する。

#### 3.1 50GeV 陽子シンクロトロン

大強度陽子加速器施設 J-PARC は、図 3.1 に示すように 400MeV 線形加速器 (LINAC)、3GeV 陽子シンクロトロン (RCS) および 50GeV 陽子シンクロトロン (MR) から構成される。MR は周長約 1.6km で、6 秒周期で 1 スピル辺り  $3.3 \times 10^{14}$  個の陽子を 30GeV まで加速する。ビーム強度は、今回の実験時には 5KW で、ハドロン実験施設には 1 秒間のフラットトップの間に取り出される。

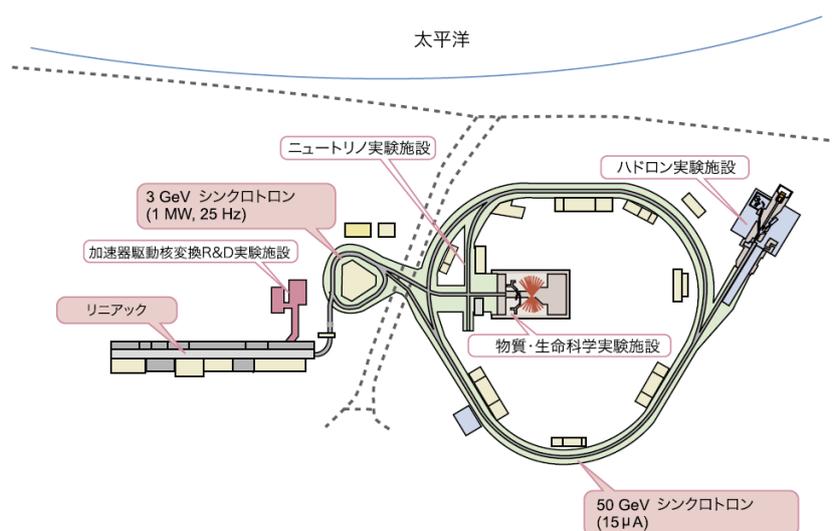


図 3.1 J-PARC の加速器施設

##### 3.1.1 K1.1BR beamline

図 3.2 にハドロンホール中の K1.1BR の位置、図 3.3 に K1.1BR の磁石のレイアウトを示す。K1.1BR は約 20m 程の長さのビームラインである。図 3.2 は左手から MR からの陽子が取り出され、図 3.3 は左手から二次粒子が取り出される。MR から取り出された陽子ビームは、二次粒子生成標的である T1(白金) に照射される。T1 に照射され生成された二次粒子は D1 マグネットにより取り出される。四極子マグネットである Q1-Q2 により、ビームの垂直方向をフォーカスし、

Q3-Q4により水平方向をフォーカスする。ESS(Electro Static Separator)により、Kと $\pi$ を分離し、Q5-Q6でマススリット(MS)での垂直方向のフォーカスとHFOCでの水平方向をフォーカスする。最後のQ7-Q8で最終的に取り出されるビームのフォーカスを行っている。ビームの広がりには後述するBDCの位置で水平方向0.8cm、垂直方向0.5cmであり、これはTREKグループが計算した値である[12]。取り出されたビームの運動量は800MeVで $\Delta p/p$ は3%である。

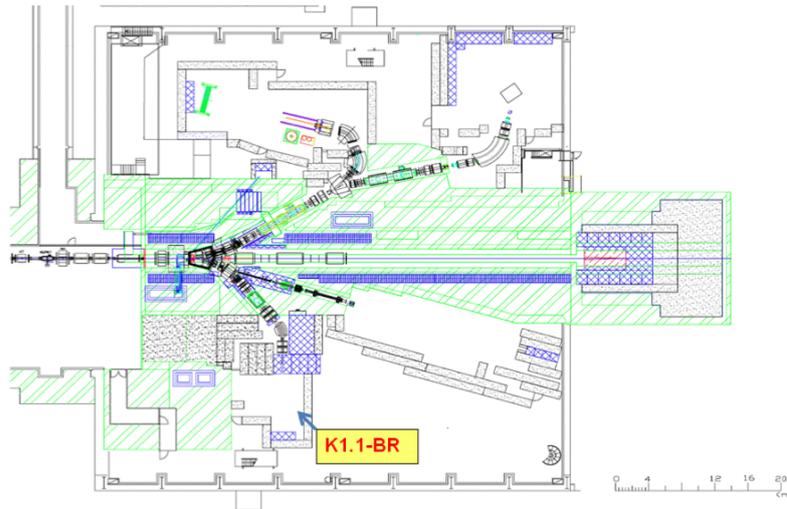


図 3.2 ハドロンホール内での K1.1BR の位置

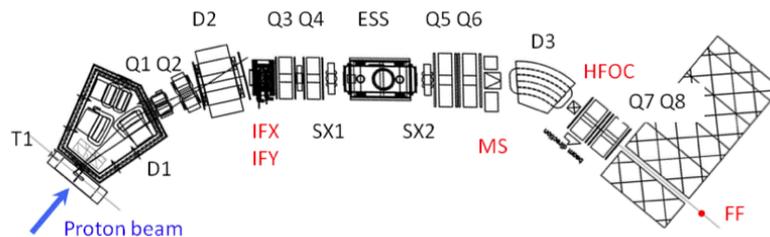


図 3.3 K1.1BR の磁石のレイアウト

### 3.2 ビームラインセットアップ

K1.1BRに取り出されたビームは図 3.4 に示すように様々な検出器を通過した後、250L 液体アルゴン TPC 検出器に打ち込まれる。図 3.4 は右手がビーム上流方向である。検出器はビームライン上流からフィッチチェレンコフカウンター、BDC(Beam Defining Counter)、TOF カウンター 1(Time of Flight)、ガスチェレンコフ、TOF カウンター 2、ディグレーダー、BDC\_T32、250L 検出器となっている。運動量 800MeV/c で取り出された荷電粒子はフィッチチェレンコフカウン

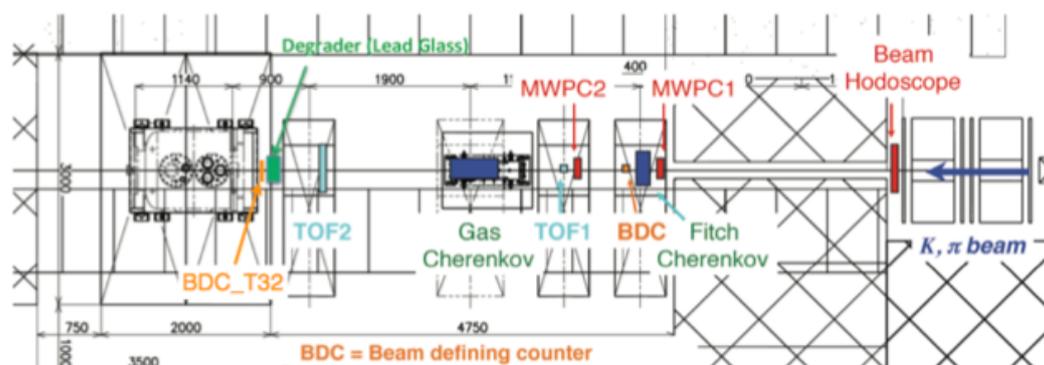


図 3.4 K1.1BR に設置してある検出器のレイアウト

ターで40mmの厚さの亚克力板を通過し、その際粒子の速度に依存した角度でチェレンコフ光を放出する。亚克力板で放出されたチェレンコフ光は、反射板で反射した後、フィッチチェレンコフカウンターのPMTで検出される。粒子の速度の違いにより、 $\pi$ 事象は内側のリング( $\pi$ -ring)で検出され、K事象は外側のリング(K-ring)で検出される。それぞれのリングは14個のPMTで構成されている。フィッチチェレンコフカウンターのシミュレーションによる性能を図3.6(K-ring)、3.7( $\pi$ -ring)に示す。横軸はなったPMTの数である。



図 3.5 フィッチチェレンコフカウンターの写真

それぞれのリングでなったPMTの数を要求することにより、オンラインでもK事象か $\pi$ 事象のトリガーとして使用することができる。図3.6(K-ring)、図3.7( $\pi$ -ring)からK事象の選択効率 $(99.5^{+0.5}_{-0.9})\%$ で、そのときの $\pi$ 事象の除去効率はほぼ100%となることがわかる。フィッチチェレンコフカウンターを通過したビームは5cm×5cmのBDCを通過し、2つのTOF

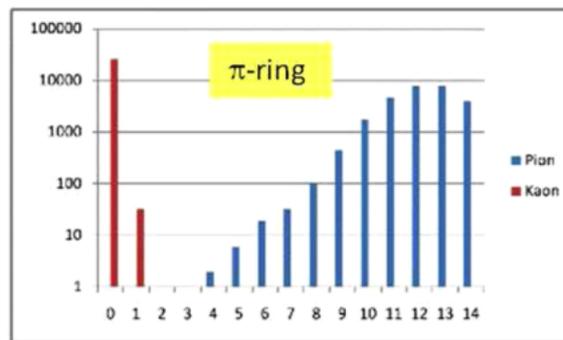
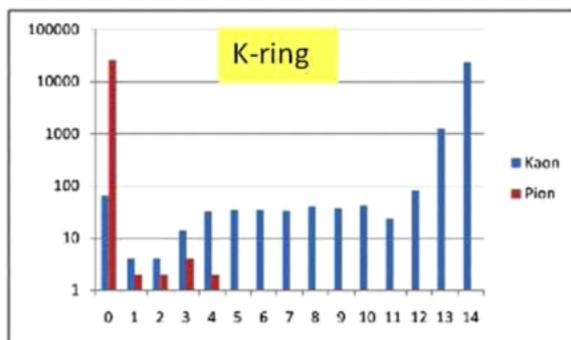


図 3.6 外側 PMT のシミュレーションによる性能

図 3.7 内側 PMT のシミュレーションによる性能

カウンターを通過する。BDC はトリガーとして用いられ、TOF カウンターでは粒子の飛程時間の違いを利用して、オフラインでの粒子識別に利用される。TOF 間にあるガスケレンコフカウンターは陽電子を識別できるため、ガスケレンコフカウンターを用いることで陽電子事象をエンリッチすることができる。800MeV/c で取り出されたビームは 250L 検出器をそのまま通過してしまうため、250L 検出器内で停止するエネルギーまで落とさなければならない。そのため、TOF 後に TOPAZ 実験で電磁カロリメータとして用いられた鉛ガラスを設置し、600MeV/c 程度まで減らして検出器内部で停止するようにした。液体アルゴン容器のビーム窓直前に 5cm × 5cm の BDC.T32 を置き、トリガーとして使用した。これにより 250L 検出器にまっすぐなビームが入っていることを要請した。

### 3.3 250L 液体アルゴン TPC 検出器

KEK では 2008 年の夏から液体アルゴン TPC 検出器の開発研究を開始した。そのちょうど 1 年後の 2009 年 9 月に PSI より KEK に 250L プロトタイプが輸送され、250L プロトタイプでの開発研究が始まった。2010 年の 1 月には容器内部に 50L の液体アルゴンを充填し、10ppb 程度の純度を達成した。2010 年の春からは 10 月のビームテストに向け、ガス循環装置、液体相で使用可能な純化フィルターの製作、TPC 本体の製作、読み出しエレクトロニクスなどの準備を急ピッチで行った。

実験装置は大きく分けて、液体アルゴンを保持する低温容器、低温に保つための冷凍装置、純度を保つための純化装置、TPC 検出器本体及びその読み出し系となる。本節では低温容器、冷凍装置、純化装置、検出器及びその読み出し系について述べる。

#### 3.3.1 低温容器

低温容器は MEG 実験で液体キセノンカロリメータのプロトタイプとして用いられたものを借用した [13](図 3.8)。ステンレス製の真空断熱容器で内径 70cm 長さ約 1m の円筒を横置きにした構造になっており、容器への熱流入は 30W 程度である。前面後面の大型フランジから検出器の出し

入れを行う。前面フランジにはビーム窓 (物質質量  $0.16X_0$ ) が取り付けられており、ここからビーム粒子を入射する。上部の二つのポートは真空ポンプや冷凍・純化装置、高電圧印加や信号の読み出しなどに用いる。

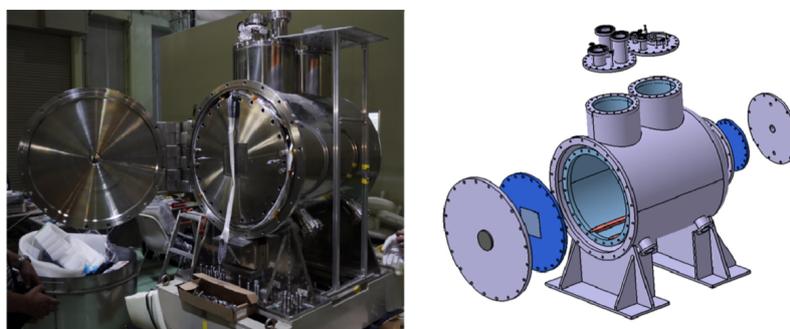


図 3.8 MEG プロトタイプカロリメータ容器

### 3.3.2 充填用大型純化フィルターの製作

液体アルゴン純度を高めるため、また充填速度をあげるために充填時に用いる大型純化フィルターを製作した。使用したフィルター容器は長さ 60cm、フランジ径が CF114、チューブ径 60mm、容積が 1.7L の容器であり、容器の端二カ所と中央一カ所の合計三カ所に温度測定用の穴があけてある。この容器に  $H_2O$  を吸着するモレキュラーシーブを 363g、 $O_2$  を吸着する酸化銅を 1125g に入れた (図 3.9)。大型純化フィルターのセットアップは図 3.10 のようになっており、吸着した水分量を計算するための露点計と流量計が取り付けられている。また、触媒を加熱するために容器の回りにはヒーターが取り付けられている。

始めにモレキュラーシーブの脱水を行った。フィルター容器を真空引きした後、酸化銅側からモレキュラーシーブ側に向かって純アルゴンガスを流す。このとき、ガスを流す方向を逆にすると蒸発した水が酸化銅で吸着されてしまい露点計で水分量を計ることができないため、純アルゴンガスを流す方向には注意が必要である。水を蒸発させるため、容器を  $100^{\circ}C$  から  $350^{\circ}C$  に徐々に上げながら行い、ガス流量は露点計が振り切れない範囲で調整した。6 時間程度純アルゴンガスを流し蒸発させたのち、3 時間真空引きを行うことでモレキュラーシーブを脱水した。

次に酸化銅の還元を行った。酸化銅の還元温度は  $250^{\circ}C$  であることに注意をしながらヒーターの温度を調節し、体積比が 95:5 である  $Ar + H_2$  ガスをモレキュラーシーブ側から酸化銅方向に流す。ガス流量を調整しながら 20 時間還元した後、残留している水を除去するため 24 時間真空引きを行った。図 3.11 に酸化銅の還元を行った時間と、水蒸気濃度、還元された水の量を示す。黒が出口付近における  $Ar + H_2$  ガスに含まれる水分量、赤が還元された水の量である。露点計が振り切れてしまったため、ガスに含まれる水分量が 2.5% で頭打ちになったがその後は順調にモニターできている。この結果から、最低で酸化銅中の水が 1 モル還元されていることがわかった。

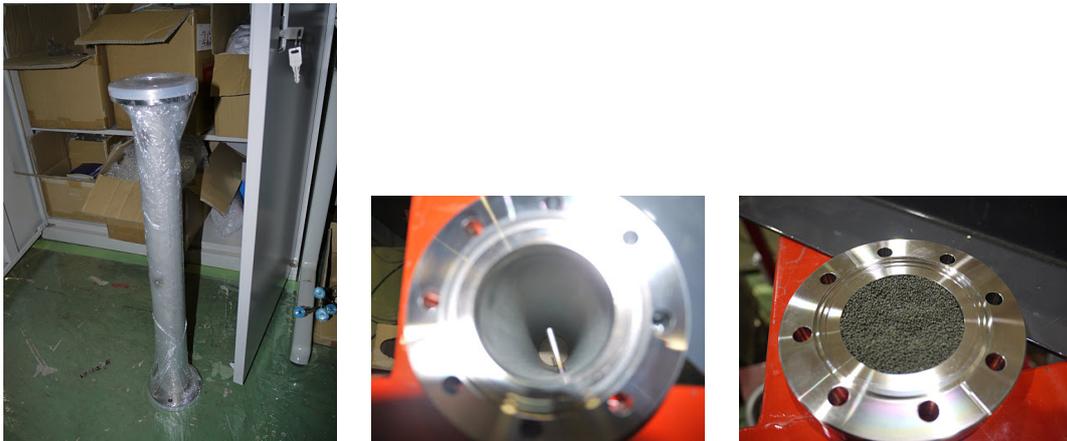


図 3.9 フィルター容器 (左) モレキュラーシーブを入れた後のフィルター容器 (中央) 酸化銅を入れた後のフィルター容器 (右)

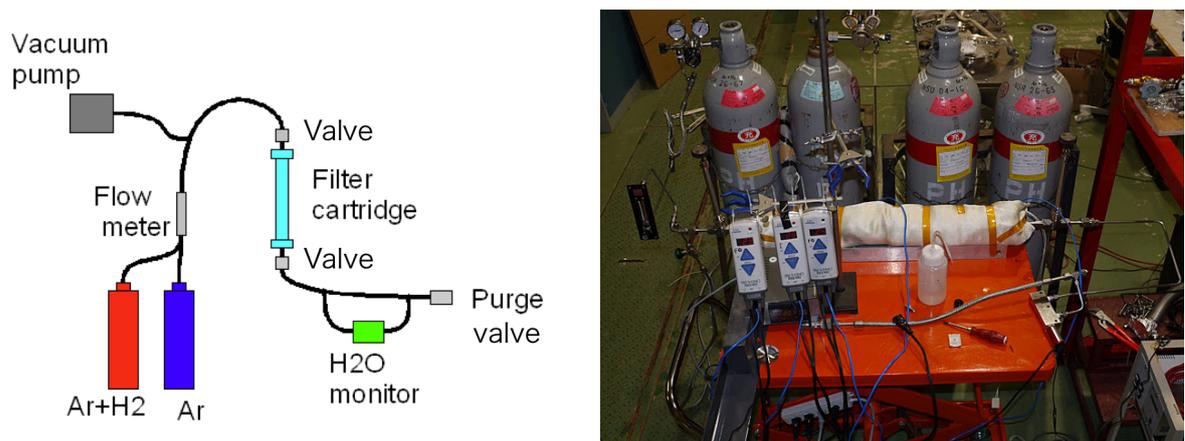


図 3.10 純化フィルター再生時のセットアップ

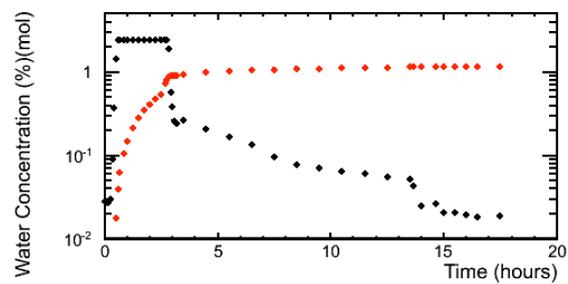


図 3.11 酸化銅還元的时间とガスに含まれる水分量、還元した水の量。黒はガスに含まれる水分量、赤は還元した水の量の合計である。

### 3.3.3 冷凍・純化装置

図 3.12 に液体アルゴンの冷凍・純化系の概略図を示す。冷凍装置としては Gifford-Macmahon(GM) 冷凍機及び冷凍窒素熱交換コイルの二系統を用意した。これら冷凍装置は容器のトップフランジにとりつけ、温度をアルゴン沸点以下に保つことにより周辺アルゴンガスを液化して熱交換を行う。液体窒素コイルは外径 1cm 肉厚 1mm のステンレス間をおおよそ 5m ほど螺旋にまいたもので、コイルに液体アルゴンより温度の低い液体窒素を流すことにより周辺のガスアルゴンを液化する。

低温容器への自然熱流入 ( $\sim 30\text{W}$ ) を補償するためには GM 冷凍機 ( $\sim 150\text{W}$ ) のみで十分であるが、冷凍機による保持を行うと容器外からのリークや容器内物質からのアウトガスによる不純物がまずガスアルゴン中に蓄積し冷凍機が液化することにより液体アルゴンの純度が急速に ( $\sim 3\text{ppb/day}$ ) 悪化してしまう。これを防ぐためにガスアルゴン相の不純物を取り除くガス循環システムを採用した。ガスアルゴンをトップフランジから引き出し、気体ポンプを用いて循環させ純化フィルター (SAES MicroTorr([14])) を通して不純物を取り除いたのちに冷凍装置周辺に戻すことにより、液化されるアルゴンを高純度に保つ。この純化フィルターはガス相でのみ使用可能なもので、このフィルターを通過すると酸素と水の含有量が 0.1ppb 以下になって出力される。このガス循環システムでは、低温のガスアルゴンを引き出しほぼ室温で容器内に戻すために、大きな熱流入と ( $\sim 500\text{W}$ ) が生じ、これを補填する必要がある。液体窒素コイルは主にこのために用いられる。また、容器の圧力、冷凍機ヘッドの温度コントロール、断熱層の真空度などのモニター、種々のバルブの開閉といったスローコントロールは KEYENCE 社の PLC を用いて行った。

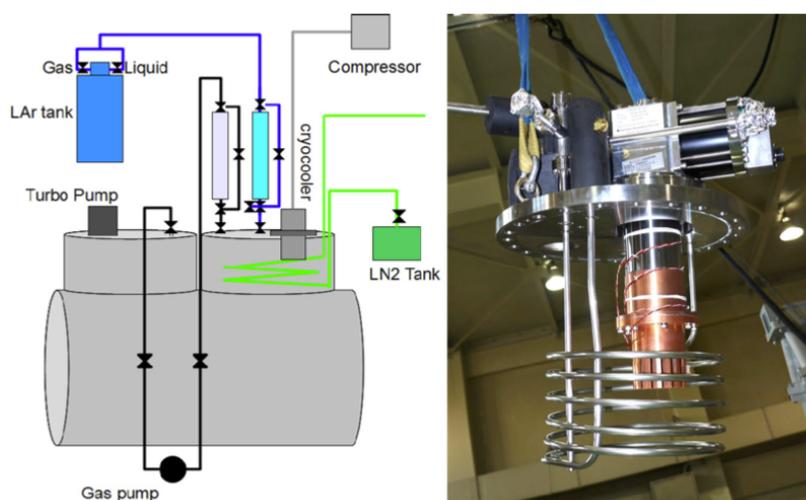


図 3.12 冷凍・純化系の概略図写真 (左) 冷凍装置の写真 (右)

### 3.3.4 TPC 本体の製作

検出器本体は  $42 \times 42 \times 78\text{cm}^3$  の大きさで、有感領域が  $40 \times 40 \times 76\text{cm}^3$  であり、1.6mm 厚の PCB からできている。今回用いた PCB は基材が FR4 で電極が厚さ 100 $\mu\text{m}$  の銅板に金メッキ加工を施したものである。陰極と陽極グリッドは 100 $\mu\text{m}$  のステンレスワイヤーが 5mm 間隔で貼られている。陰極がワイヤーになっているのは陰極の下に PMT を配置し、シンチレーション光を検出するためである。陽極は 1cm 間隔の 76 チャンネル 1 次元読み出しになっている (図 3.13)。電場シェイパーは 8mm 幅の金メッキ銅のストリップになっており、10mm 間隔で金銅のストリップが貼られている (図 3.14)。各ストリップ間には抵抗をつけることができ、陽極に向かって電圧が一定に高くなるようなデザインになっている。陽極はそのままグラウンドに落ちているために、デカップルのキャパシタンスは必要ない設計になっている。



図 3.13 陽極グリッド (左) 陽極 (中央) コネクタを取り付けた後の陽極 (右)

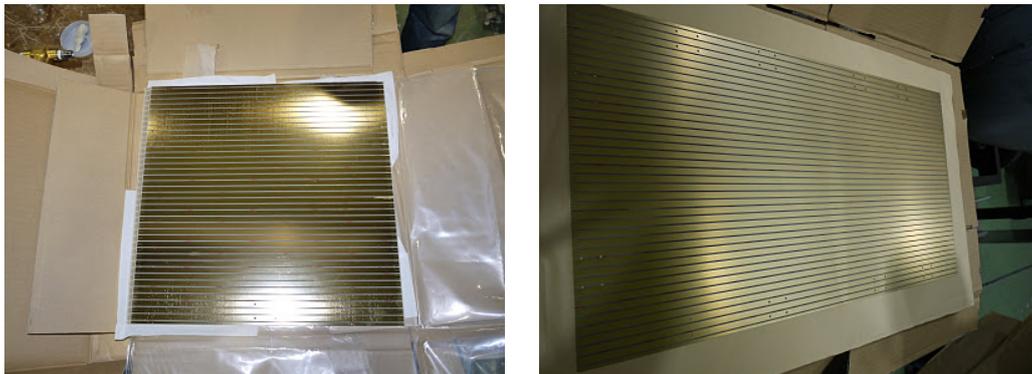


図 3.14 一様電場を生成するための電場シェイパー

検出器の強度を上げるために、検出器に補強材を接着した。補強材を付きやすくするため、補強材の接着面にヤスリがけをして、超音波洗浄を行った。検出器基板の接着面も同様にヤスリがけをして、アルコールで洗浄を行った。低温での収縮率を考慮し、接着剤として PCB と熱膨張率が同じであるスタイキャスト 1266 を使用した (図 3.15)。陰極と側板、側板同士に L 字アングルを用いて検出器を固定し、陽極グリッドと陽極を取り付け、検出器を低温容器に挿入にした (図 3.16)。



図 3.15 PCB に補強材を接着している様子

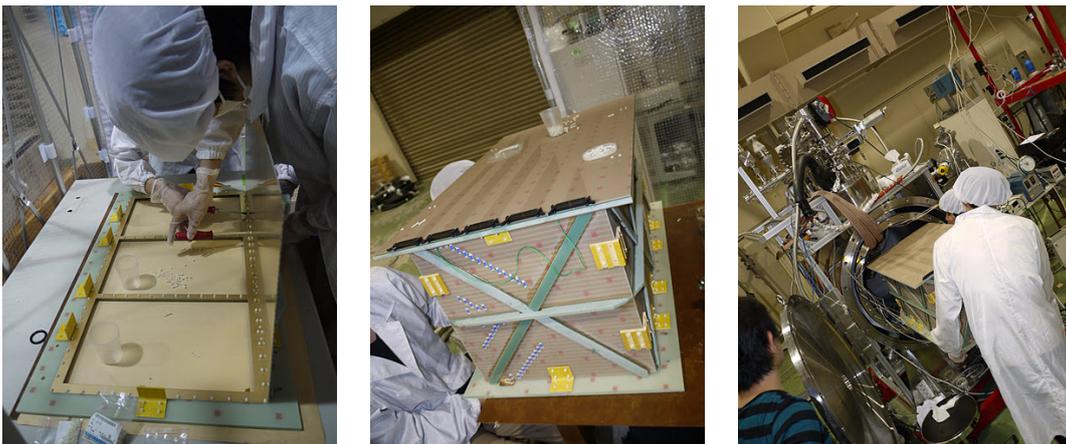


図 3.16 L 字アングルを取り付け容器を補強し、TPC を挿入している様子

### 3.3.5 検出器

図 3.17 に容器内の検出器配置を示す。直方体の TPC 検出器を円筒容器中央に挿入し、容器下部にシンチレーション光読み出しのための光電子増倍管を設置した。光電子増倍管はテトラフェニルブタジエン (TPB) でコーティングしており、宇宙線事象を取得するのに用いた。検出器下面の陰極に高電圧を印可し、電離電子を上方にドリフトさせ上面の陽極から電気信号として読み出す検出器となっている。また、時間分解能を高めるために、陽極面より 1cm 下にグリッドを取り付けた。陽極電極はビーム軸方向に 1cm ピッチで 76 チャンネルに分割したものをを用いた。これにより、TPC 検出器は陽極のチャンネルによりビーム軸方向の位置情報を、ドリフト時間により鉛直方向の位置情報を再構成する二次元 TPC として稼働する。ただし、ビーム進行方向に対して左右方向の位置については確定できない。本ビームテストでは陰極に-9000V、陽極グリッドに-1000V の電圧を印加し 200V/cm の一様電場で実験を行った。

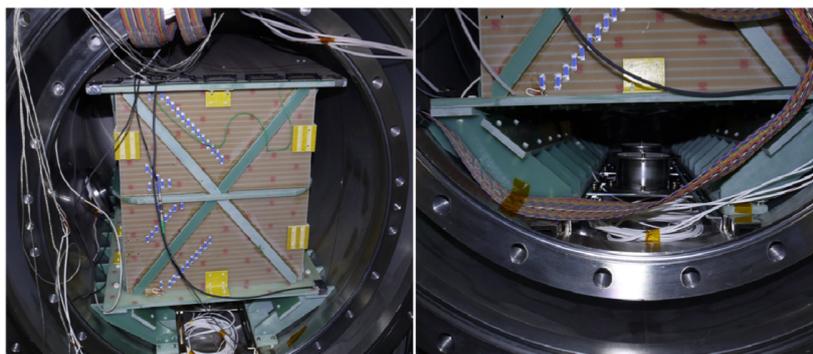


図 3.17 容器内に設置された TPC 検出器 (左) 容器下部に設置した 2 本の光電子増倍管 (右)

### 3.3.6 読み出しエレクトロニクス

TPC 信号の読み出しには CAEN とスイスのチューリッヒ工科大学の共同研究により開発された CAEN SY2791 を用いた (図 3.18)。液体アルゴン中のドリフト速度は  $\sim 1\text{mm}/\mu\text{sec}$  とガスに比べ遅く、1mm の位置分解能を出すために必要な時間分解能はたかだか  $\mu\text{sec}$  となる。つまり Gs/s クラスの高速な FADC は不要である。その一方で液体アルゴンからの信号は数 fC と PMT と比べて小さいためにノイズ対策が非常に重要になる。SY2791 はこれらの要求を満たすように液体アルゴン TPC 用に設計されたエレクトロニクスで、カスタムサイズのクレートに 8 枚のボードを取め、1 枚のボードあたり 32 チャンネルの信号の読み出しが可能である。フロントパネルから入力した信号をプリアンプにより増幅したのち、2.5Ms/s で常時デジタイズし、トリガーに同期してその前後の波形を読み出す構造となっている。光ファイバー接続により最大 80Mbyte/s の読み出しが可能である。本ビームテストでは陽極が 76 チャンネルであるため、32 チャンネルの読み出しが

可能な A2791 を 3 ボード使用した。陽極からはフラットケーブルと PIN フィードスルーを用いて A2791 のフロントパネルから信号を入力し、FADC にて信号読み出しを行った。



図 3.18 CAEN SY2791 エレクトロニクス

### 3.3.7 トリガーとイベントタグ

本実験の目的は、K 事象と  $\pi$  事象の識別能力の評価であるので、ビームライン上流での粒子同定を行うことはとても重要である。ビームラインには様々な検出器があり、それぞれが取得したデータが同じ事象であることを要請するには各読み出しエレクトロニクスにイベント情報をタグしなければならない。そのイベント情報とトリガーを管理するのが MTM(Master Trigger Module) である。ここでは、250L 検出器の DAQ セットアップとイベント情報のタグについて説明する。

#### 3.3.7.1 DAQ セットアップ

MTM のまわりの DAQ の簡易図を図 3.19 に示す。使用した MTM はジーエヌディー社製の GNN-570 である。これは 12bit のイベント番号と 8bit のスピル番号を生成しシリアルライズしてイベント情報を管理するモジュールである。ここで、MTM が NIM 規格であり GPIO は VME 規格、CAEN SY2791 は独自規格である。トリガーを MTM に入力することにより、イベント番号を 1 上昇させ、ビームに同期した信号を入れることにより、スピル番号を 1 上昇させる。MTM にトリガーが入力されると、それに対応したイベント番号、スピル番号が LAN ケーブルを通じて GPIO の Receiver Module(RM) に出力される。ビームライン上流の液体アルゴン TPC 検出器以外の検出器は VME や COPPER でデータ取得するため、RM を用いてそのままイベント情報が入力される。一方で、CAEN SY2791 は RM を持っていないため、イベント情報をそのまま処理することができない。よって、GPIO RM に入力されたイベント情報は GPIO に搭載されている CPLD、FPGA を通じて DAC に送られる。DAC の出力は CAEN SY2791 のフロントパネルを通じて FADC にて読み出される。ここで、DAC を用いて CAEN SY2791 にアナログ信号を送るのは、FADC にはプリアンプを通さずジャンパーでショートさせて入力するため、負信号を読み取ることができないためである。トリガーは GPIO のフロントパネルの出力から FADC の背面にある外部トリガーに入り、FADC はそのトリガーに同期してデータ取得を始める。250L 液体アルゴ

ン TPC 検出器のデータ取得は全て CAEN SY2791 で行われる。本実験では 76 チャンネル読み出しであるので、FADC を 3 ボード用いてデータ取得を行った。イベント情報はボードの 3 ボード目の始めの二つのチャンネルである 65、65 チャンネルに入力される。イベント情報は他のチャンネルと同じように取得され、イベント情報の再構成はオフラインで行われる。

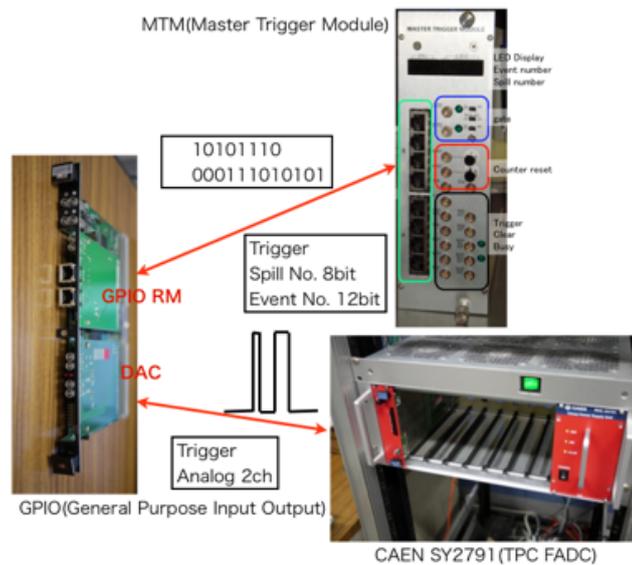


図 3.19 DAQ セットアップ

### 3.3.7.2 イベントタグ

図 3.19 に示すように、MTM の信号は GPIO RM、DAC を通じて FADC に出力されるが、実際にはイベント情報の処理は GPIO ボードに搭載されている FPGA で行われる。そこで、オフラインでイベント情報を再構成できるように、搭載されている FPGA のファームウェアを記述した。ファームウェアの記述は Verilog HDL 言語を用いて、RM に入ってきたイベント情報 (12 ビットと 8 ビット) を時間方向に分割して FADC に出力した。FADC は 4096 サンプル (1 サンプル 400ns、4096 サンプル ~1.6msec) の間データ取得するので、信号領域でない 3500 サンプル以降の 512 サンプルをそれぞれ 8 と 12 に分割して、時間が早い方が上位ビットとして 0、1 信号を出力するようにした。スピル番号のタグの例とイベント番号のタグの例を 3.20 に示す。

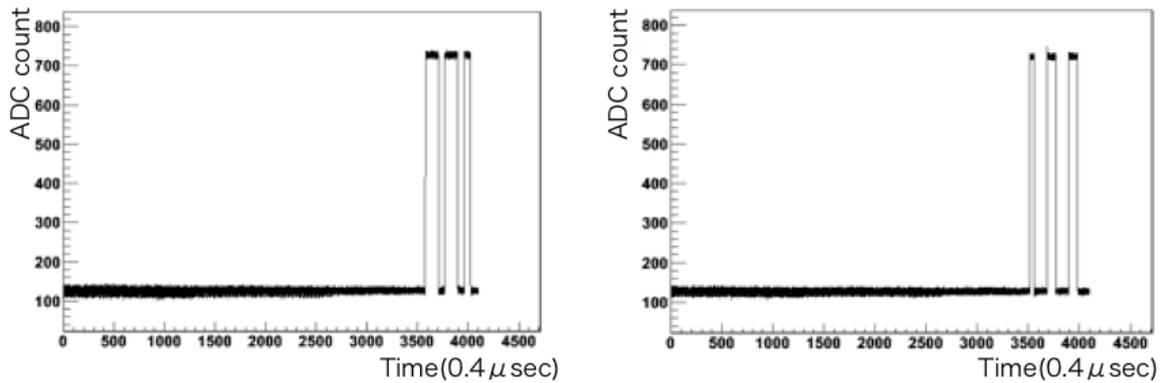


図 3.20 イベントタグの例

### 3.3.8 オンライントリガー

データは通常 BDC+TOF1+TOF2+BDC\_T32 をトリガーにして取得した。K をエンリッチして取得する場合には、フィッチチェレンコフカウンターの K-ring アナログサムをトリガー条件に加え、陽電子をエンリッチする場合にはガスチェレンコフカウンターをトリガー条件に加えた。陽電子は質量が比較的重いことから ESS を用いてエンリッチした。また、宇宙線を取得する際は容器内部にある TPB コーティングを行ってある PMT をトリガーにした。200MeV/c の  $\pi$  事象は、磁石のセッティングを変更してデータ取得した。また、K データを取得するときのみディグレーダを使用した。実際に取得したデータサンプルは 4 章を参照されたい。

## 4 ビームクオリティ

### 4.1 取得したデータ

表 4.1 にビームテストで取得したデータを示す。800MeV/c の  $\pi$  事象は検出器を MIP で突き抜け、検出器の全てのチャンネルに一樣なエネルギーを落とす。よって、突き抜け  $\pi$  事象データは検出器校正に使用する。800MeV/c の陽子事象は停止点に向かい dE/dx が大きくなりながら、検出器内を 15cm 程飛程し停止する。この陽子事象データを高い dE/dx 領域での検出器応答の理解に使用する。K 事象データはディグレーダの厚さを変えて、540、630、680MeV/c の 3 つの異なるデータを取得した。これはそれぞれ検出器内を 10cm、50cm、65cm 程飛程し崩壊する。本論文の解析では 630MeV/c の K 事象のみを用いた。

図 4.1 に陽電子トリガーで取得した事象例を示す。横軸は TPC チャンネルに対応し、0 はビームラインの最も上流に対応する。縦軸は電子のドリフト時間に対応し ( $\mu\text{sec}$ )、 $t=0$  はトリガータイミングである。200V/cm の電場であるのでドリフト速度は 0.8m/ms であり、検出器の高さ (40cm) は 500 $\mu\text{sec}$  に対応する。赤色になっているほど ADC カウントが多く、青くなっているほど ADC カウントが少なくなっている。この事象は、陽電子トリガーデータに  $\pi$  事象と陽子事象が偶然オーバーラップした事象である。 $t=250\mu\text{sec}$  にある陽電子は電磁シャワーをおこしており、 $t=100\mu\text{sec}$  にある陽子は 15cm 程度で停止、 $t=400\mu\text{sec}$  にある  $\pi$  事象は MIP でエネルギーを落とし検出器を突き抜けているのがわかる。この事象を見ても液体アルゴン TPC 検出器の優れた粒子識別能力が確認できる。この事象をテキストブックイベントと呼んでいる。

図 4.2 に典型的な  $K \rightarrow \mu\nu$  事象を示す。検出器に MIP で入射し、60cm の点にあるキंकに向かってエネルギー損失が大きくなっているのが確認できる。また、本検出器には陽極グリッドサポートが存在する 25、26、49、50 チャンネルは信号電荷が見られないデッドチャンネルになっている。これについては 6 章で詳しく議論する。

表 4.1 取得したデータ

Particle	Momentum (MeV/c)	Number of Triggers
Pion	800	3,000
Proton	800	1,500
Kaon	540	7,000
Kaon	630	40,000
Kaon	680	35,000
Positron	800	2,500
Positron	200	10,000
Pion	200	10,000

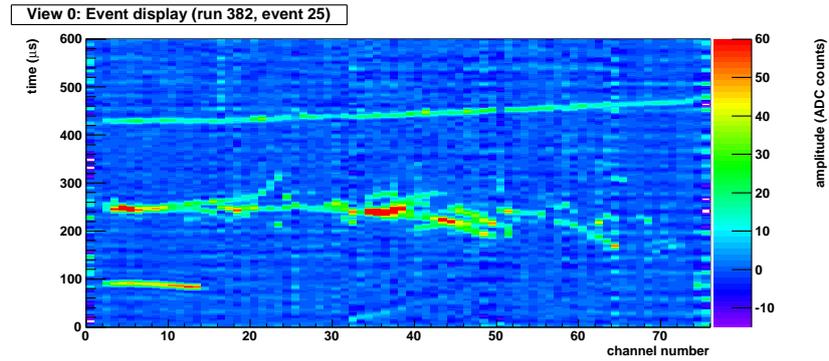


図 4.1 800MeV/c の陽電子トリガー事象に陽子事象と  $\pi$  事象が偶然がオーバーラップした事象。テキストブックイベントと呼んでいる。

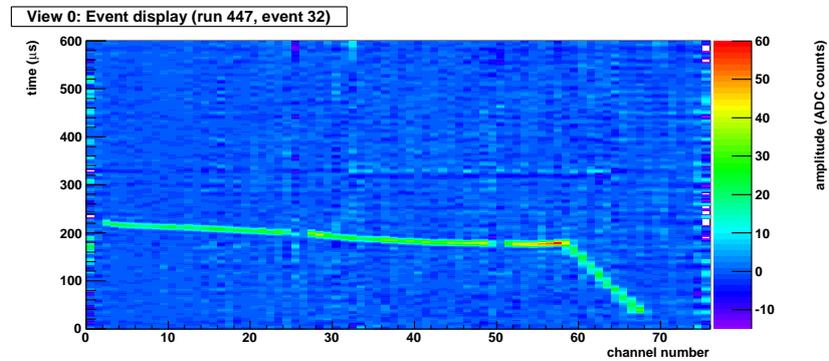


図 4.2 典型的な 630MeV/c の K 事象

## 4.2 粒子選別

図 3.4 に示すように、ビームラインには様々な検出器があり 250L 検出器手前で粒子識別を行うことができる。これらの検出器により、使用する事象を選択することが可能になっている。図 4.3 にビームデータを用いて測定したフィッチチェレンコフカウンターの性能を示す。横軸が  $\pi$  リングの PMT の総光量になっており、縦軸が K リングの PMT の総光量になっている。それぞれのリングの光量を用いて、

1. FC Signal( $\pi$ ) < 1450 & FC Signal(K) > 2000
2. FC Signal( $\pi$ ) < 1450 & FC Signal(K) < 2000
3. FC Signal( $\pi$ ) > 1450 & FC Signal(K) < 2000

の3つに分類することができ、1はK事象、2は陽子事象、3は $\pi$ 事象もしくは陽電子事象ということがわかる。フィッチチェレンコフカウンターでは $\pi$ 事象と陽電子事象を識別することができないが、ガステレンコフカウンターを用いることで、陽電子事象を粒子識別することができる。

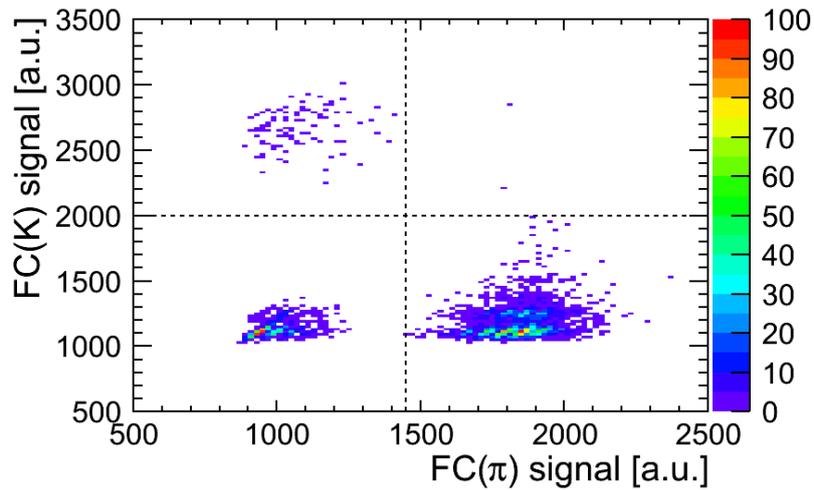


図 4.3 フィッチチェレンコフカウンターの性能

図 4.4 にガステレンコフカウンターの性能を示す。横軸はPMTの光量であり、縦軸は事象数である。ペDESTALをガウシアンでフィットし、ペDESTALから $3.5\sigma$ 以上離れているイベントを陽電子事象として使用した。

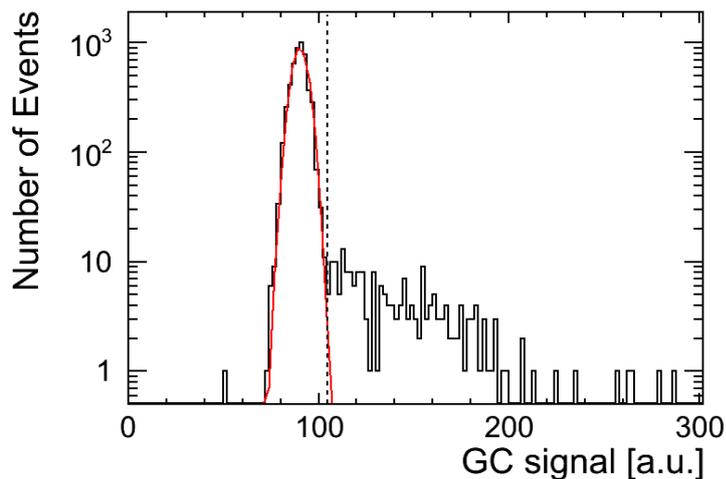


図 4.4 ガステレンコフカウンターの性能

particle	$e^+$	$\pi^+$	$K^+$	$p$
Mass( $\text{MeV}/c^2$ )	0.511	139.57	493.68	938.27
Time of Flight( $ns$ )	11.67	11.84	13.71	17.98

表 4.2 粒子の質量から考えられる 3.5m 飛程するのにかかる時間

図 4.5 に TOF カウンターの性能を示す。横軸は TOF1 と TOF2 間の飛程時間であり、縦軸は事象数に対応する。図 4.5 をみると、3つの異なるピークがあること確認できる。表 4.2 に粒子の質量から考えられる 3.5m 飛程するのにかかる時間を示す。14ns にあるピークと 12ns にあるピークを分けるために、12ns のピークをガウシアンでフィットし、平均値から  $4.5\sigma$  離れた 13.15ns のところでカットした。また、16.47ns でカットすることにより、19ns のピークを分類した。また、K データ取得ラン中の  $\pi$  事象については、TOF でカットをかけることにより完全に除くことができる。

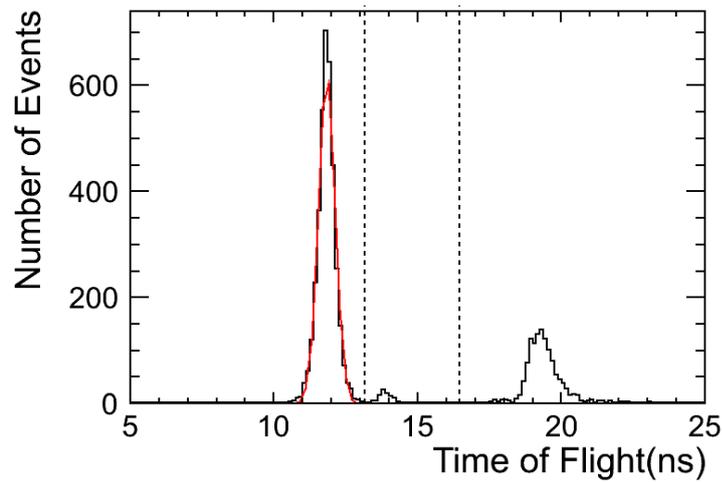


図 4.5 TOF カウンターの性能

表 4.3 に本解析で使用するランとそのランに含まれる粒子の種類と事象数を示す。フィッチチェレンコフカウンター、ガスチェレンコフカウンター、TOF カウンターを使用することにより、粒子の数を算出した。

ラン	陽電子事象	$\pi$ 事象	K 事象	陽子事象	判別できなかったもの	全事象数
42	68	1617	27	232	5	1949
48	128	1594	78	126	11	1937
49	0	341	0	1146	12	1499
52	0	1	3126	0	76	3203
55	0	6	8386	0	208	8600
59	0	8	5863	0	119	5963
60	0	1	1870	0	40	1911

表 4.3 本解析で用いるランと各粒子数

### 4.3 ビーム粒子の運動量

#### 4.3.1 K 事象

K の運動量は TOF1 と TOF2 の間にかかる時間の分解能が十分でないため、TOF の値からでは決定することはできない。よって K の運動量は、シミュレーションを用いて K の運動量を算出し、液体アルゴン自身の実データの飛跡長分布で補正することにより求めた。詳しくは 7 章を参照されたい。

#### 4.3.2 陽子事象

図 4.6 に TOF カウンターから求めた陽子の TOF1 と TOF2 の間の飛程時間を示す。図 4.6 により求めた運動量を図 4.7 に示す。

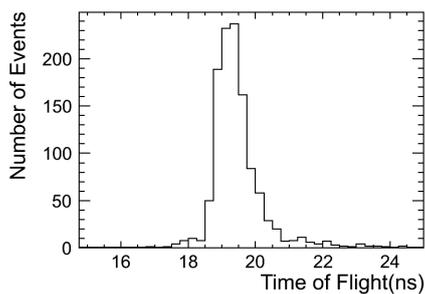


図 4.6 陽子事象の TOF1 と TOF2 の時間差の分布

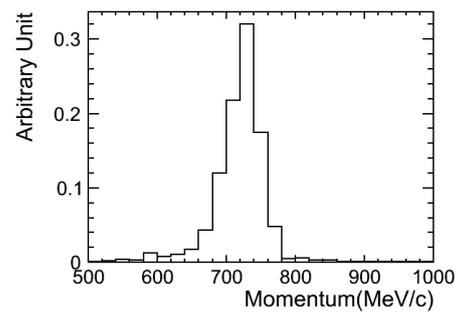


図 4.7 TOF カウンターから見積もった陽子事象の運動量

#### 4.4 ビームプロファイル

250L 検出器の直前に 5cm×5cm×1cm の 2 本のシンチレータを重ねて、様々な位置に移動させながらビームプロファイルを測定した。ビームプロファイルはビーム窓から 10cm 毎のビームの広がりをも 10 分間ずつ測定した。図 4.8 にビームプロファイル測定の結果を示す。x 軸はビーム上流から下流方向にみたときの右に対応し、Y 軸は高さ方向に対応する。中央にピークがあるわけではなく、10cm ずれたところにピークを持ったビームになっていることが確認できた。後述するよう、このビームプロファイル測定は後で検出器特性を理解するのに重要であることがわかった。

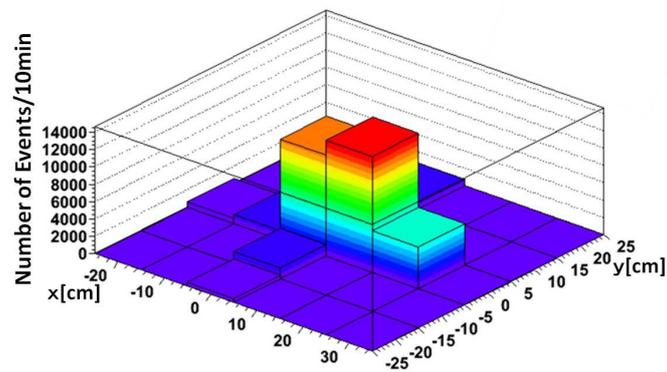


図 4.8 250L 容器のビーム窓直前でのビームプロファイル

## 5 事象再構成

ここでは、実際に取得した事象をどのように再構成したかを説明する。

### 5.1 ノイズ除去

図 5.1 にノイズリダクションを行う前の信号波形を示す。2つの波形は図 4.1 の 13 チャンネルと 37 チャンネルに対応し、それぞれ陽子の停止点と陽電子の電磁シャワーが最もおこっている点である。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。図 5.1 をみるとわかるように、ノイズリダクションを行わないと MIP 信号はノイズに埋もれてしまう。信号の時間幅は陽極と陽極グリッドの幅できまり、おおよそ  $4\mu\text{sec}$  である。モンテカルロ・シミュレーションも突き抜け  $\pi$  事象を用いておおよそ  $4\mu\text{sec}$  にチューンした。信号波形にのっているノイズはそれよりも高い周波数成分が支配的であることがわかるので、FFT を適用することにより、その高い周波数成分を除去した。図 5.2 に周波数と振幅の関係を示す。これを見るとわかるように 200kHz 以上の成分が支配的である。信号波形は 80kHz よりも小さい周波数であることから、80kHz 以上の周波数成分を除去することにより、効率的にノイズを落とすことができる。図 5.3 に 80kHz 以上の周波数成分を除いた後の信号波形を示す。これをみると、図 5.1 にあった支配的なノイズは除去され、信号がはっきりと見えているのがわかる。ノイズは磁石電流との相関から、それが一つの原因になったと考えられる。

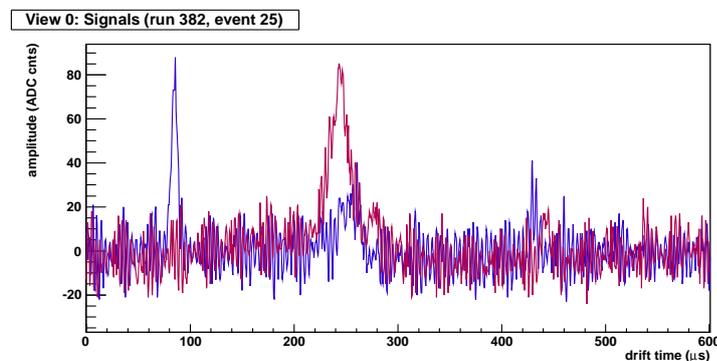


図 5.1 テキストブックイベントにおけるチャンネル 13 と 37 の生信号波形。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。

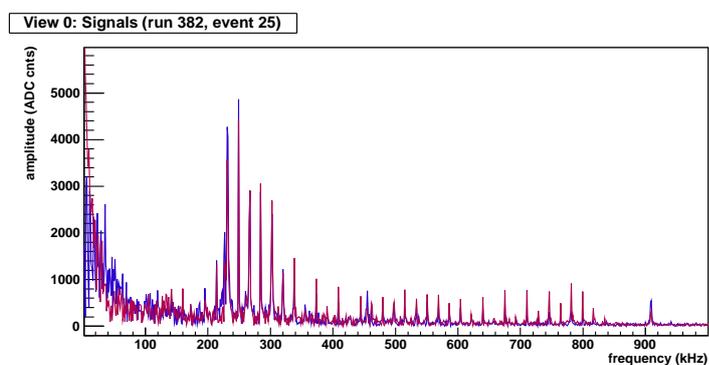


図 5.2 フーリエ変換の周波数強度分布。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。

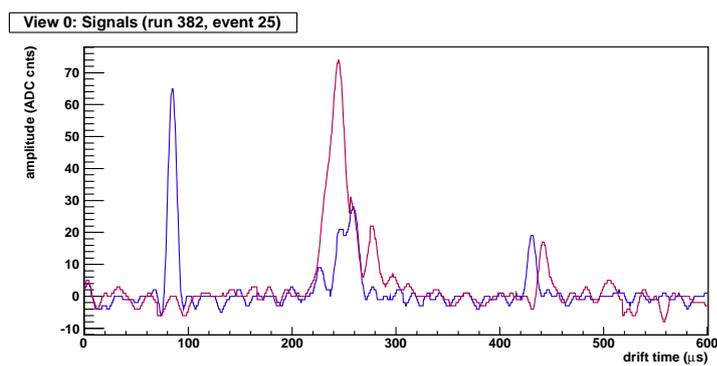


図 5.3 フーリエ変換により 80kHz 以上をカットした後の信号波形。青が 13 チャンネルであり、赤が 37 チャンネルである。

## 5.2 ヒットファインディングとクラスタリング

ノイズ除去を行った後、ヒットファインディングとクラスタリングが行われる。信号波形の大きさがある閾値を、一定以上の時間にわたって超えた信号をヒットとし、全てのチャンネルに対してヒットファインディングを行う。その後、クラスタリングが行われる。クラスターとは同じ粒子に付随するヒットの集団であり、隣りあったヒットを探すことで形成される。また、粒子の飛跡の方向情報を用いて $\pm 2$ チャンネルまで離れたヒットを探しクラスターに取り込む。図 5.2 にヒットファインディングの例を示す。3つの異なる飛跡が異なるクラスターとして認識されているのがわかる。本解析ではヒットの閾値を 6 ADC count に設定した。

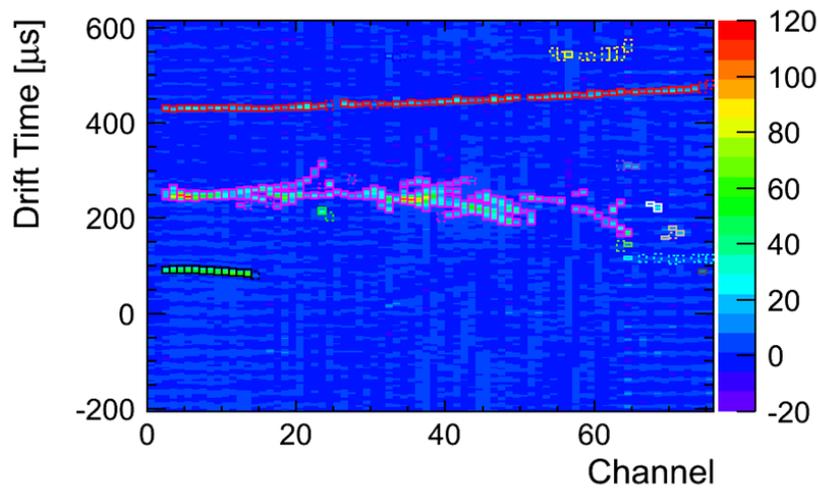


図 5.4 ヒットファインディングとクラスタリングの例。色の違いがクラスターの違いに対応している。

### 5.3 粒子の停止点の決定

陽子は液体アルゴン中でエネルギーを失い、崩壊することなくそのまま停止するため、停止点を決定することが容易である。図 5.5 に典型的な陽子の事象を示す。赤く囲まれているのはクラスタリングによるもので、クラスターの最後のヒットを陽子の停止点とした。図 5.5 の場合では、20チャンネルが陽子の停止点に対応する。

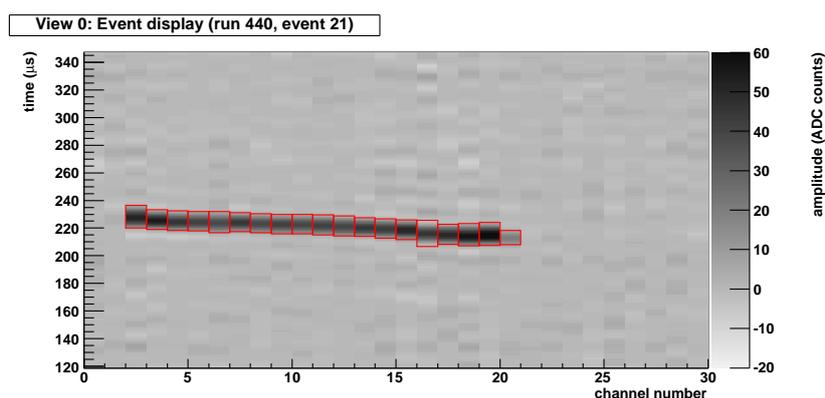


図 5.5 典型的な陽子事象

K 事象は液体アルゴン中で崩壊して崩壊粒子を生成するため、陽子ほど停止点を決定するのは容易ではない。本解析では、Hough アルゴリズム、 $\chi^2$  アルゴリズム、Backward decay アルゴリズム (BD アルゴリズム) を用いて、K 事象の停止点を決定した。8.2 章で後述するが、これらのアルゴリズムは  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  のような崩壊様式をターゲットにしたアルゴリズムとなっている。複数の異なるアルゴリズムを用いたのは、解析手法によって結果にバイアスを与えていないか確認するためである。

#### 5.3.1 Hough アルゴリズム

ハフ変換は Paul.V.C.Hough によって写真の中にある複雑な模様、特に泡箱に荷電粒子が通過した際の飛跡を認識するために開発された手法である [15]。

現在では、ハフ変換は様々な用途で利用されているが、本実験では K 事象の停止点を決定するために、ヒット情報から直線を検出し、その直線の交点から停止点を決定するために用いた。

XY 平面上での直線は、原点から直線までの距離  $\rho$  と原点から直線にひいた法線とのなす角度  $\theta$  を用いて式 5.3.1 のように表すことができる。

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (5.3.1)$$

但し、 $\theta$  の範囲は  $(0 \leq \theta < \pi)$  である。

図 5.6 のように XY 平面上に  $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n)$  の  $N$  個の点が同一直線上にあるとする。

これらを式 5.3.1 に代入すると、 $i$  番目 ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) の  $(x_i, y_i)$  の点は式 5.3.2 となる。

$$\rho = x_i \cos \theta + y_i \sin \theta \quad (5.3.2)$$

式 5.3.2 から  $i$  番目の点は  $\rho - \theta$  平面上の 1 つの正弦曲線として表現することができる。  $N$  個全ての点について、式 5.3.1 に代入すると、  $N$  個の点は XY 平面において全て同一直線上にあるので、  $\rho - \theta$  平面においてそれぞれが作る正弦曲線は一点で交わる。 よって  $\rho - \theta$  平面において多くの正弦曲線が累積されているパラメータ  $(\rho', \theta')$  を抽出することによって、 XY 平面から直線を検出することができる。

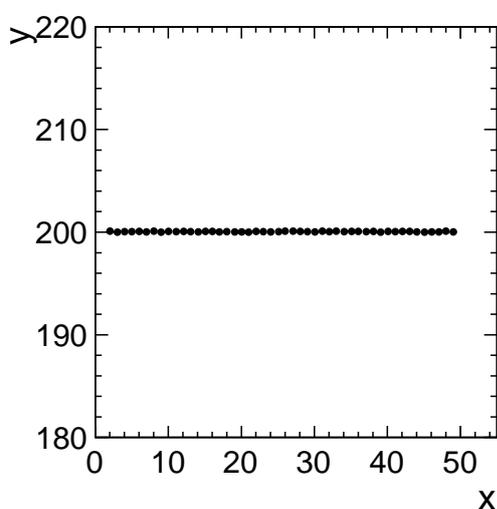


図 5.6 XY 平面上に同一直線上の点があるサンプル

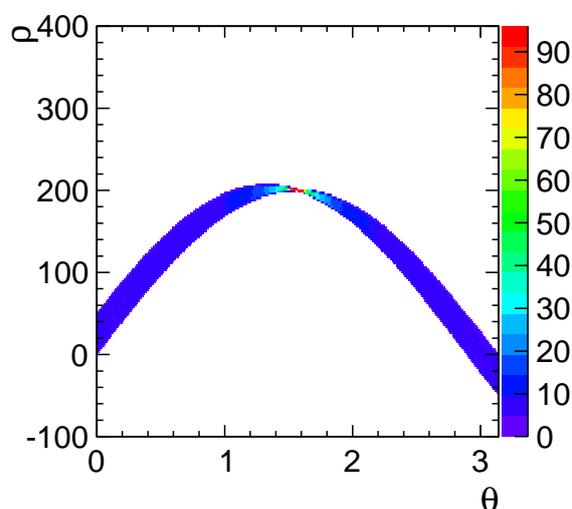


図 5.7 XY 平面の点を  $\rho - \theta$  に変換した様子

次に、実際の K 事象の飛跡に近い図 5.8 のような XY 平面上の点を考える。図 5.8 の全ての点を式 5.3.1 に代入すると、それぞれの点は  $\rho - \theta$  平面で正弦曲線になるので、図 5.9 が得られる。ここで、  $\rho - \theta$  平面において最も多くの正弦曲線が累積されているパラメータを  $(\rho', \theta')$  を抽出することにより、 XY 平面で最も多くの点に付随した直線を検出することができる。図 5.9 からこの直線に付随した正弦曲線を取り除く。付随した曲線を取り除いた後の  $\rho - \theta$  平面を図 5.10 に示す。図 5.10 の最も正弦曲線が累積している点を抽出することで、次に多くの点に付随した直線を検出することができる。これを  $\rho - \theta$  平面上の正弦曲線がなくなるまで繰り返す。図 5.11 に図 5.8 の点から Hough 変換を用いて求められた直線を示す。図 5.11 のように求められた直線の交点を求め、その交点に近い最大電荷のヒットを選択することで、 K 事象の液体アルゴン中での停止した点を求めることができる。

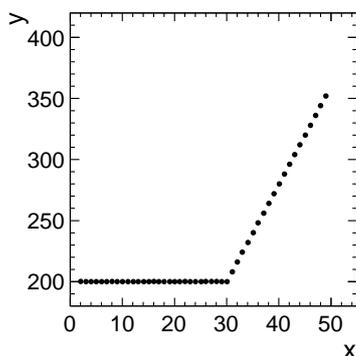


図 5.8 実際の K 事象の飛跡に近いサンプル

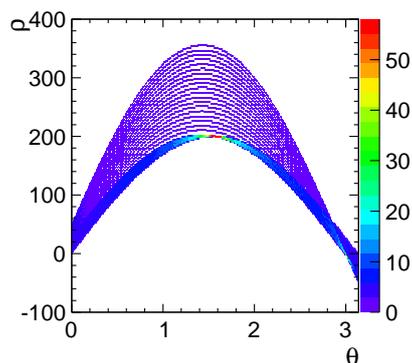


図 5.9 ヒットの位置を Hough 変換した正弦曲線

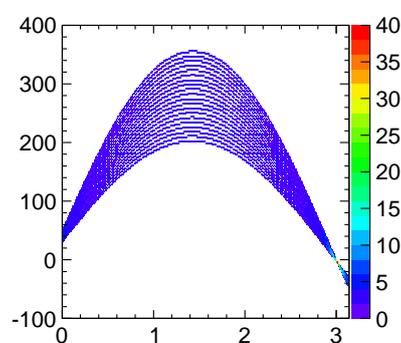


図 5.10 Hough 変換により得られた正弦曲線から求めた直線に付随するヒットを除いた後の正弦曲線

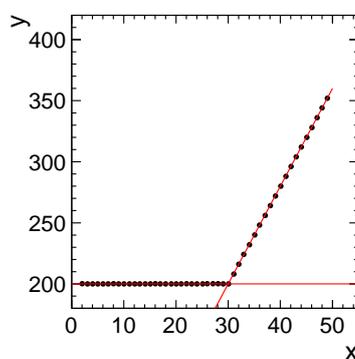


図 5.11 Hough 変換により求められた 2つの直線

### 5.3.2 $\chi^2$ アルゴリズム

$\chi^2$  アルゴリズムはトラックのキックを直線からのずれの  $\chi^2$  が大きくなる点として探す手法である。

本実験では、荷電粒子がビームラインの上流から入射するため、クラスターの最小チャンネルを始点として最大チャンネルに向かって直線でフィットするようにした。

実際の K 事象飛跡に近い図 5.12 のような XY 平面上の点を考える。図 5.12 では x に関して一番小さい点が最小チャンネルに対応し、一番大きいところが最大チャンネルに対応する。最小チャンネルから最大チャンネルに向かって直線でフィットをする。直線でフィットしたときのフィット  $\chi^2$  を図 5.13 に示す。図 5.13 と図 5.12 とをみるとわかるように、K 事象が検出器内で停止し、前方に崩壊したところで、フィットの  $\chi^2$  が急激に上昇していることがわかる。そこで、ある閾値を設定し、最小チャンネルからその閾値を超えたところまでの直線を引く。

次に、最大チャンネルから最小チャンネルに向かって直線でフィットを行う。すると同様に、崩壊点を超えたところで急激にフィットの  $\chi^2$  が上昇するので、閾値を超えたところまでの直線を引く。最小チャンネルからフィットしたときの直線と、最大チャンネルからフィットしたときの直線の交点を求め、その交点に近い最大電荷のヒットを選択することで、K 事象の液体アルゴン中での停止した点を求めることができる。

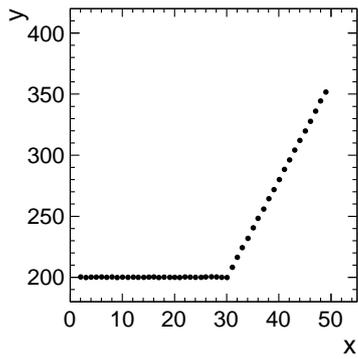


図 5.12 実際の K 事象の飛跡に近いサンプル  
(前方に向かって崩壊した場合)

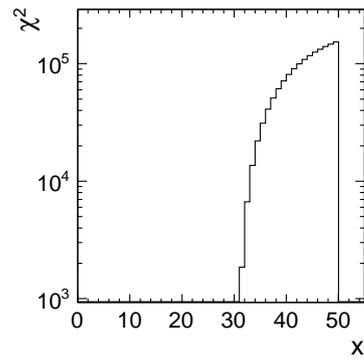


図 5.13 始点から終点に向かってフィットした  
ときの  $\chi^2$  分布

### 5.3.3 BD アルゴリズム

$\chi^2$  アルゴリズムでは、K 事象が検出器内で停止し、図 5.14 のようにチャンネルを遡るような崩壊をした場合は適用できない。そこで、後方に向かって崩壊する場合には BD アルゴリズムを適用することで、チャンネルを遡るような崩壊をした K 事象の停止点を決定する。

チャンネルを遡るような崩壊をしたトラックが一番右のチャンネルが K 事象の停止点となる。このようにして停止点を決定するのが BD アルゴリズムの基本概念である。以下にどのようにトラックをアルゴリズムで後方に向かって崩壊したかを判断するかを示す。

K 事象の停止点の決定はクラスター毎に行われ、クラスターは所属しているヒットの情報を持っている。クラスターに所属しているヒットの数を  $N_1$  とする。また、最小チャンネルから最も隣に近いヒットを探すということを最大チャンネルまで行い、そのヒットの数を数える。その数を  $N_2$  とすると、K 事象が前方に向かって崩壊した場合には  $N_1 = N_2$  となり、後方に向かって崩壊した場合には  $N_1 > N_2$  となる。よって、 $N_1$  と  $N_2$  の差に閾値を設定し、その閾値を超えた場合は後方に向かって崩壊したと判断した。後方に向かって崩壊したと判断された場合には、最大チャンネル付近の最大電荷のヒットを K 事象の停止点とした

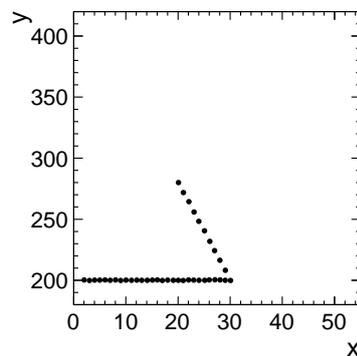


図 5.14 実際の K 事象の飛跡に近いサンプル (後方に向かって崩壊した場合)

## 6 検出器較正

### 6.1 信号のゲイン較正

FADC で読み出されるエレクトロニクスとしての信号電荷にはチャンネル間のバラツキが存在するので、そのバラツキを較正しなければならない。信号のバラツキの原因は主に2つ存在し、

1. プリアンプのゲイン
2. 低温容器から FADC までのケーブルの長さによるキャパシタンスの違い

である。本実験では、低温容器から FADC までのケーブルの長さが 40cm、80cm、100cm のケーブルを使用した。したがって、ケーブルのキャパシタンスの違いから、FADC で読み出される信号の大きさにはバラツキがある。ケーブルキャパシタンスが違えばゲインが変わってしまうのは、本ビームテストで使用したプリアンプの仕様によるものである。図 6.1 に各チャンネルのケーブルキャパシタンスを示す。プリアンプのゲイン測定は、全てのチャンネルで同様のケーブルを使用し、プリアンプのゲインとして補正した。図 6.2 に各チャンネルの相対的なゲインを示す。ゲインが 20% 程度のバラツキがあることがわかる。信号のゲイン測定によるチャンネル毎の補正值を図 6.3 に示す。

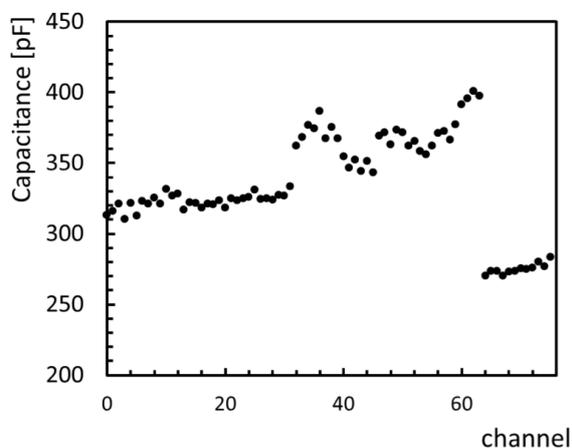


図 6.1 ケーブルのキャパシタンス

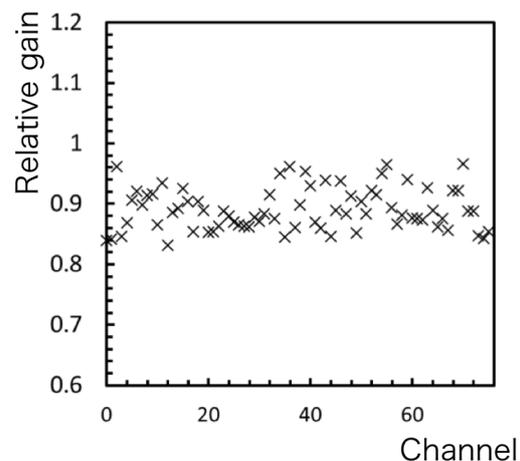


図 6.2 プリアンプの相対的なゲイン

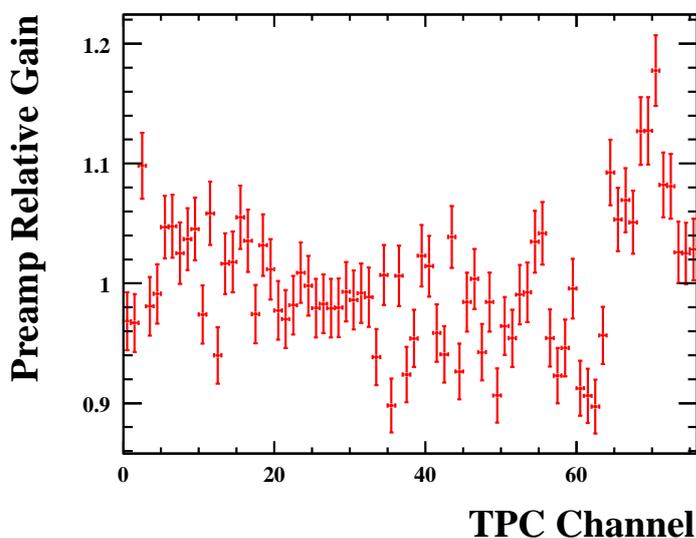


図 6.3 信号のゲイン測定によるチャンネル毎の補正值

## 6.2 電場較正

250L 検出器には図 6.4 に示すような電場の歪みがあると計算されている [19]。横軸は検出器のビーム軸方向 (TPC チャンネル方向)、縦軸は垂直方向に対応する。色の濃さは電場の強さに対応しており、赤になるほど電場が強くなり、紫になるほど電場が弱い。x 軸の -120mm と +120mm には検出器の陰極と陽極グリッドのサポートがあり、その影響で電場の歪みが生じていることがわかる。検出器の電場の歪みとケーブルキャパシタンスの異なり、プリアンプのゲインの異なりによって粒子が通過した際の陽極で読み出す信号量が異なるため、チャンネル間の較正をしなければならない。そこで、検出器内を MIP で突き抜ける 800MeV/c の  $\pi$  事象を用いて検出器の較正及びシミュレーションのパラメータチューニングを行った。図 6.5 に使用した 800MeV/c の  $\pi$  事象を示す。200-300 $\mu$ sec から入射した  $\pi$  事象がビーム下流方向にむかうにしたがって広がっているのがわかる。図 6.6 に各 TPC チャンネルの信号電荷分布を示す。横軸は TPC チャンネルに対応し、縦軸は信号電荷に対応している。赤になるほどエントリーが多く、紫になるほどエントリーが少なくなっている。黒いプロットはチャンネル毎に信号電荷の平均をとったものである。これからも、TPC チャンネル毎に信号電荷が異なっていることがわかる。図 6.6 から全てのチャンネルの信号電荷の平均を求め、全チャンネルの平均電荷との比を取り、それを各チャンネルに補正值として適用することで、電場較正を行った。図 6.7 に電場較正後の TPC チャンネルと信号電荷の分布を示す。チャンネル間の信号電荷のバラツキが較正され、バラツキがなくなっているのがわかる。ただし、突き抜け  $\pi$  事象を用いて見積もったチャンネル間較正の補正值には 3% の統計誤差が存在するため、信号電荷に対して 3% を系統誤差として付与した。

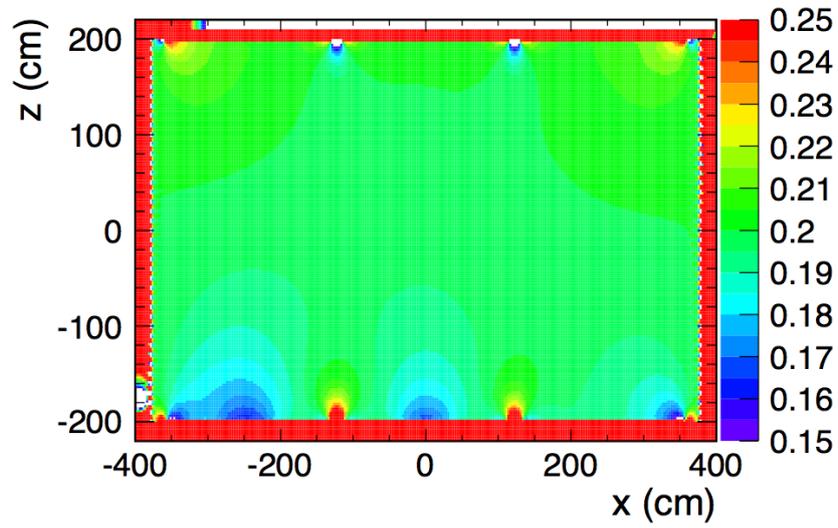
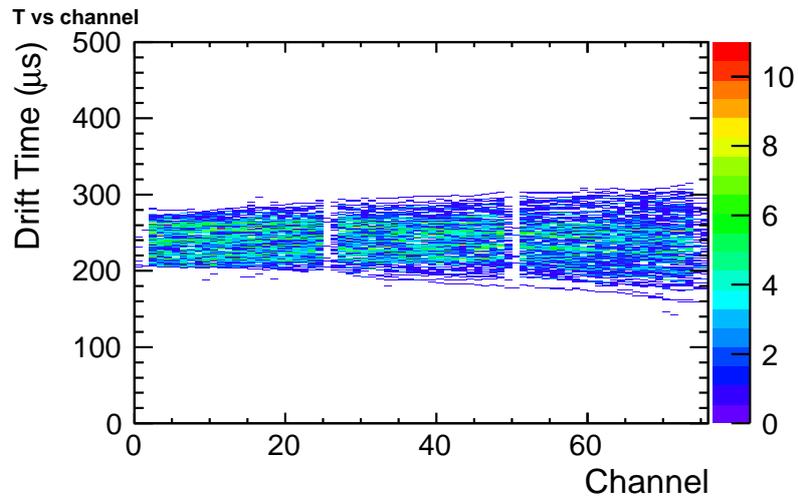


図 6.4 2D FEM を使用して計算された TPC 内の 2 次元電場分布

図 6.5 使用した 800MeV/c の  $\pi$  事象

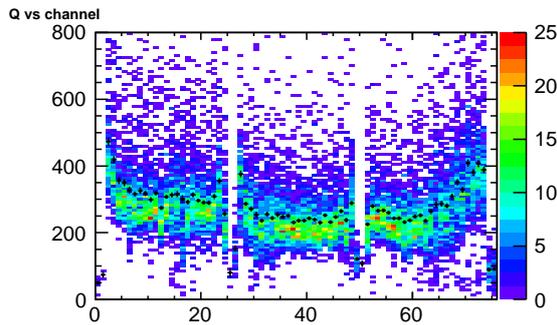


図 6.6 チャンネル間補正前の 800MeV/c の突き抜け  $\pi$  事象から得られる電荷分布のチャンネル依存性

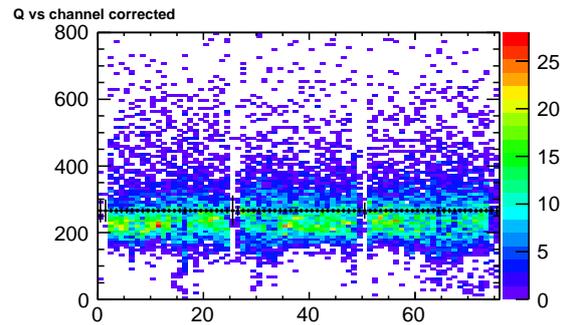


図 6.7 チャンネル間補正後の 800MeV/c の突き抜け  $\pi$  事象から得られる電荷分布のチャンネル依存性

### 6.3 液体アルゴンの純度の見積もり

液体アルゴンは希ガスであるため、電離電子を捕獲しないが、液体アルゴン中に不純物 ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ ) があると電離電子を捕獲してしまう。したがって、液体アルゴンの純度を正確に見積もり、補正しなければ、正確な電離電子数を見積もることができない。本実験では、オフビームタイミングで宇宙線データを取得し、液体アルゴンの純度を見積もった。図 6.8 に宇宙線の事象例を示す。信号電荷がドリフトタイムが大きくなるにつれて、小さくなっているのが確認できる。

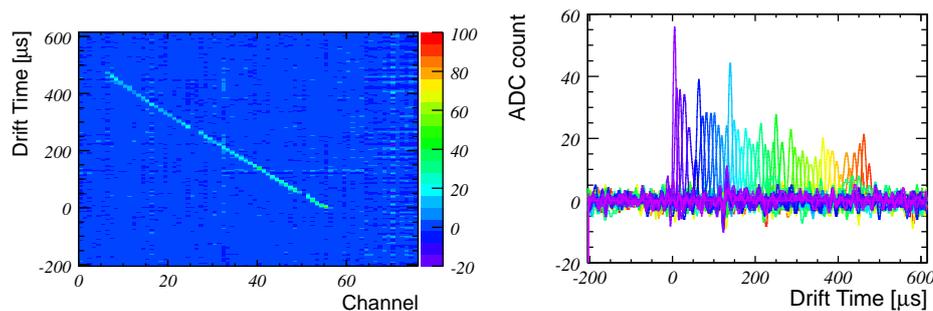


図 6.8 典型的な宇宙線事象 (左) 各 TPC チャンネルにおける信号波形 (右) 色の違いはチャンネルの違いに対応している

純度解析では、20 以上のヒットを持つ事象のみを選択した。これは天頂角にすると  $27^\circ$  以上に対応する。それぞれのドリフトタイムビンにおいて、ランダウ関数でフィットすることにより、ドリフトタイムビンでの平均信号電荷を求めることができる。図 6.9 に、ドリフトタイムと信号電荷の関係を示す。図 6.10 に液体アルゴンを充填してからの時間と電子寿命の関係を示す。一つのラ

ンでおおよそ 20-1000 の宇宙線事象を使用した。その結果、実験開始直後 (充填 60 時間後) の純度が最も高く  $550\mu\text{sec}$ 、その後純度は徐々に悪化し、実験終了時 (充填 160 時間後) には  $350\mu\text{sec}$  となった。2010 年 9 月に KEK にて行ったガス循環システム試験では、ガス循環によって純度は時間とともに向上していくのが見られたので、この純度の悪化は安全装置回りでつぶしきれてないリークが原因の可能性がある。しかし、実験開始から実験終了まで 1ppb 以下という高い純度を保つことができた。解析の詳細については付録 B を参照されたい。

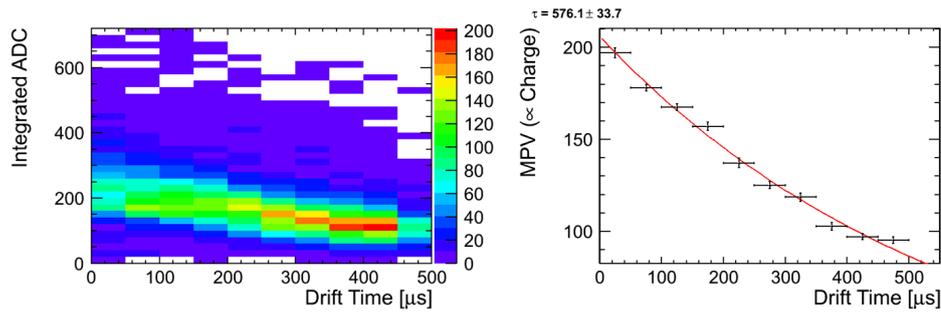


図 6.9 信号電荷と信号のドリフト時間の散布図 (左) ドリフト時間と各時間ビンの平均信号電荷の関係

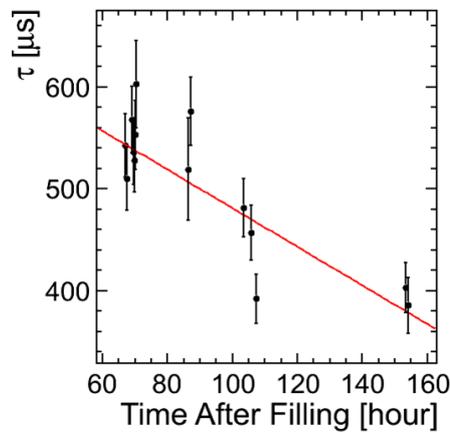


図 6.10 液体アルゴンを充填してからのドリフト電子寿命の時間推移

## 7 モンテカルロ・シミュレーションの構築

### 7.1 Geant3、電離電子再結合因子、ドリフト速度

Geant3([16])を用いて、TOFなどのビームライン機器や、250L検出器での粒子の振る舞いを調べるシミュレーションを行った。

250L検出器は陽極が1cmピッチであるので、Geantのステップを0.5mmに設定した。つまり、1cmあたりのエネルギー損失は約20回のGeantのステップで行われる。また、Geantにはソフトエレクトロンのエネルギーカットオフの閾値の設定がある。ソフトエレクトロンとは本粒子(初めて設定した粒子)から出る二次粒子であり、エネルギーカットオフとは二次粒子をどのエネルギー閾値まで計算するかという設定である。本研究ではGeant3で最も低い値である10keVに設定した。ソフトエレクトロンのエネルギーカットオフの値は電離電子再結合因子の決定に非常に重要になる。電離電子再結合因子とは荷電粒子が電離させた電子がアルゴン原子核と再結合する割合である。電離電子再結合因子は検出器に印加されている電場とエネルギー損失( $dE/dx$ )に依存する。今回シミュレーションを行う際は、

$$Q = A \frac{Q_0}{1 + (k/E) \times (dE/dx) \times (1/\rho)}, A = 0.800, k = 0.486 \quad (7.1.1)$$

を使用した[17]。ただし、 $Q$ 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、 $dE/dx$ は単位距離辺りのエネルギー損失、 $\rho$ は液体アルゴンの密度である。

電離電子のドリフト速度は液体アルゴンの温度と電場に強く依存する。本実験は電場が0.2kV/cm、圧力が1.4-1.5気圧、液体アルゴン温度が92Kであったのでドリフト速度は0.85m/msとなる[18]。また検出器の電場は電場シミュレーションソフトである2D FEMを用いた図6.4を使用した[19]。

### 7.2 電離電子の拡散

液体アルゴン中で電離した電子は、拡散しながら陽極に向かってドリフトする。データを再現するために、電離電子の拡散係数を

$$\text{電場に対して横方向の広がり} = 3.0\text{mm/m} \quad (7.2.1)$$

$$\text{電場に対して縦方向の広がり} = 1.5\text{mm/m} \quad (7.2.2)$$

としてドリフト電子の拡散を考慮したシミュレーションを生成した[20]。

### 7.3 チャンネル間での信号電荷のバラツキ

本実験ではチャンネル間の信号電荷の大きさにバラツキが存在するので、シミュレーションでもチャンネル間のバラツキを再現する必要がある。図6.3を各チャンネルの信号電荷のバラツキとし

て使用した。図 7.1 に、800MeV/c の突き抜け  $\pi$  事象のデータとチャンネル間での信号のバラツキを考慮したシミュレーションのチャンネル間の信号電荷を示す。黒はデータ、赤はシミュレーションである。これは、プリアンプゲインとケーブルキャパシタンスの他に電場の効果も入ったシミュレーションになっており、シミュレーションはデータの傾向をある程度再現できていることがわかる。解析をする際には、データとシミュレーションそれぞれ独立にチャンネル間の信号電荷のバラツキの較正を行う。

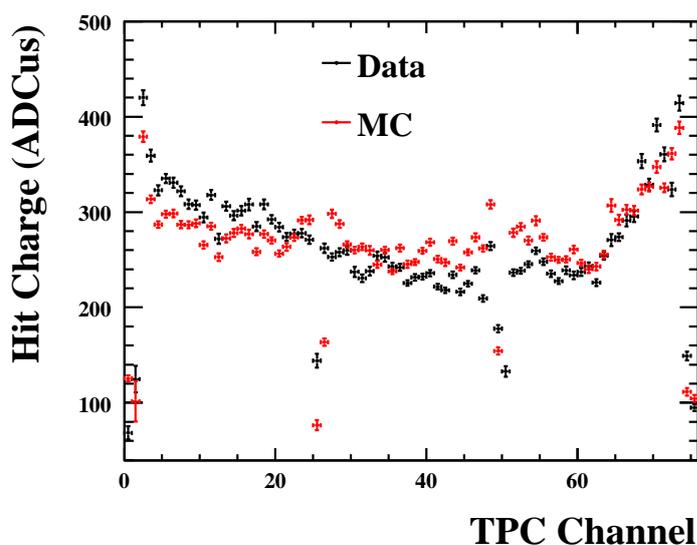


図 7.1 プリアンプのゲイン較正を考慮したシミュレーションとデータの比較

## 7.4 ノイズの生成

ノイズには 2 種類のノイズが存在する。各チャンネルにランダムに存在するランダムノイズと、FADC のボードに共通に存在するコヒーレントノイズである。

### 7.4.1 ランダムノイズ

シミュレーションに現実的なノイズを付加するために、取得したデータの信号がない領域を用いてフーリエ変換を行い、チャンネル毎にノイズの周波数を解析した。その周波数分布から周波数成分毎の強度分布を作成した。実際のノイズの付加の方法としては、作成した強度分布から周波数成分毎にランダムに強度を取得し、逆フーリエ変換を行うことでチャンネル毎にランダムなノイズを再現した。

### 7.4.2 コヒーレントノイズ

コヒーレントノイズの生成は、

1. FADC ボードの初めのチャンネルである 0 チャンネル、32 チャンネル、64 チャンネルのランダムノイズを選択
2. 0 チャンネルのランダムノイズを 1-31 チャンネル、32 チャンネルのランダムノイズを 33-63、64 チャンネルのランダムノイズを 65-75 に付加
3. ノイズの大きさを各チャンネルの大きさに合わせてスケール

の手順で行った。

ランダムノイズを作成し、そこにさらにコヒーレントノイズを付加することにより、シミュレーションにデータを再現するノイズを付加した。

## 7.5 クロストーク

信号電荷が大きいほどクロストークの割合は大きくなるため、陽子の停止点付近ではクロストークの影響が大きくなる。よって、クロストークの割合は陽子事象を用いて決定した。図 7.2 に典型的な陽子事象の停止点と停止点の 1 つ前の点の信号波形を示す。停止点と停止点の 1 つ前の信号波形は大きく異なっていることが確認できる。そこで、電離電子が入ったチャンネルの隣のチャンネルに、信号の 10.5% の大きさの微分系を付加することにより、データにみられるクロストークを再現した。クロストークの割合は、陽子の停止点における信号電荷分布をデータとシミュレーションで比較することにより決定した。図 7.3 にデータとシミュレーションの停止点の信号電荷分布を示す。黒はデータ、青はクロストーク有りのシミュレーション、赤はクロストークなしのシミュレーションである。クロストーク有りのシミュレーションはデータを良く再現していることがわかる。

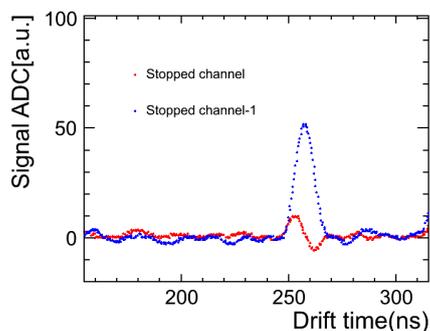


図 7.2 典型的な陽子事象の停止点と停止点の 1 つ前の信号波形。赤が停止点で青が停止点一つ前の信号波形である。

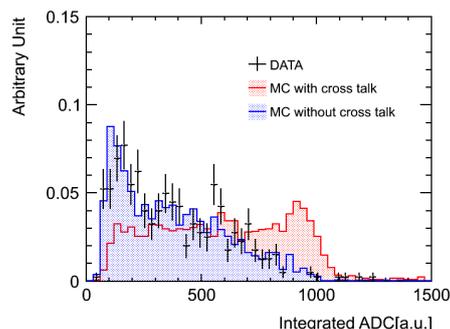


図 7.3 陽子の停止点における信号電荷分布

## 7.6 ビームの運動量

陽電子、陽子、 $\pi$ 、K 事象は D1 のマグネットから 800MeV/c で取り出される。K 事象と突き抜け  $\pi$  事象のシミュレーションで用いたビームエネルギーは、ハドロンホールの現実的な検出器を実

装し、二次粒子生成標的から  $800\text{MeV}/c$  のビームを BDC に照射したときの BDC におけるビームの運動量と広がりを使用した。BDC におけるビームのエネルギーを図 7.4 に示す。

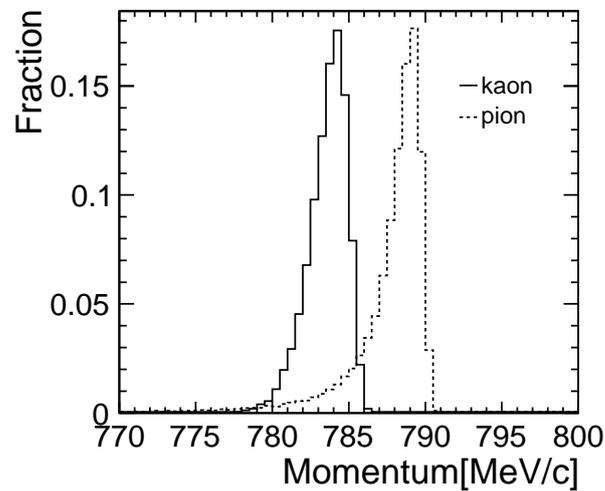


図 7.4 K 事象と陽子事象の BDC での運動量分布

4.3 でも前述したが、TOF の分解能が十分であればビームの運動量分布を TOF の値から見積もることができる。陽子事象については図 4.7 をそのまま用いて陽子事象の運動量分布とした。K の運動量は TOF1 と TOF2 の間にかかる時間と TOF の分解能の関係から、TOF から運動量を見積もることができない。そこで、シミュレーションから見積もった運動量である図 7.4 を用い、実データの液体アルゴン検出器内での飛跡長分布により補正をかけた (補正値は 1.3%)。 $\pi$  事象に関しては図 7.4 をそのまま使用した。

## 8 データとモンテカルロ・シミュレーションの比較

この章では陽子事象と K 事象についてデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較することにより、液体アルゴン TPC 検出器の応答性の理解の確認を行った。

### 8.1 陽子事象

陽子は K や  $\pi$  に比べてエネルギー損失が大きい (図 1.3)、高いエネルギー損失での振る舞いを理解するのに非常に良い事象となる。さらに陽子は液体アルゴン中でエネルギーを落として崩壊せずに停止するため、停止点の決定が非常に容易である。高いエネルギー損失での検出器の応答性を理解するため陽子事象 1000 事象に対して、データとモンテカルロ・シミュレーションの比較を行った。純度の高い陽子事象を使用するため、

1.  $150\mu\text{sec}$  から  $350\mu\text{sec}$  の間で入射
2. トラックの最上流のヒットチャンネルが 2 チャンネル以下からはじまっている
3. トラックの最下流のチャンネルが 60 チャンネル以下である
4. トラックのヒット数が 5 以上である
5. ヒット数が 5 つ以上のトラックが複数存在していない

ということを要請した。カット 1 は検出器のビーム窓から入射していることに相当する。またトラックが 1 個であることを要求したのは、ビームを絞りきれなかった影響によるオーバーラップイベントを除くためである。この事象選択を行った時の、事象数と選択効率を表 8.1 に示す。誤差は RMS ではなく平均値に対する誤差である。

表 8.1 使用した陽子の事象数と選択効率

事象選択	データ		シミュレーション	
	事象数	クラスター 1 の事象に対する選択効率	事象数	クラスター 1 の事象に対する選択効率
全事象	1000		3027	
クラスターカット	736	1	2609	1
良事象カット	626	0.85	2246	0.86

データの 626 事象とシミュレーションの 3027 事象について、データとシミュレーションの比較を行った。その結果を図 8.1 に示す。左上が信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり、左下が停止点分布、右下がクラスターの総信号電荷分布である。

それぞれの分布の平均値、平均値のエラー、データとシミュレーションの比率を表 8.2 に示す。データとシミュレーションはかなりの精度で一致している。信号電荷分布、信号の時間方向の広がり、クラスターの総信号電荷はデータとシミュレーションで 2% 以内で一致しており、シミュレー

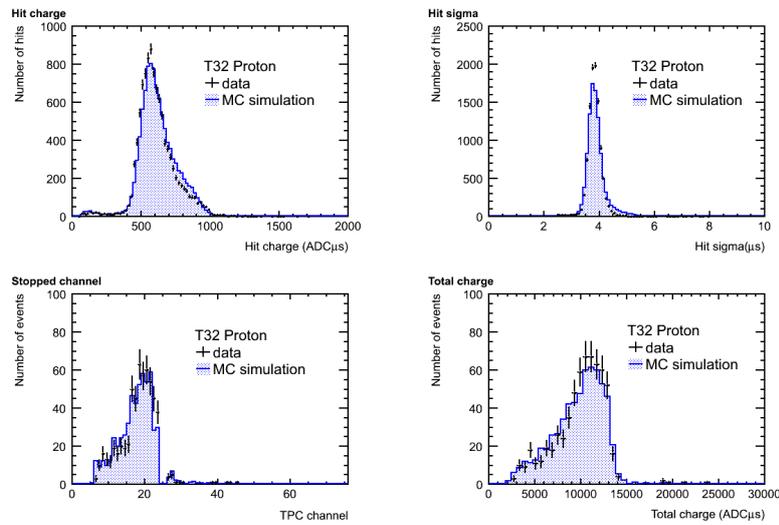


図 8.1 陽子事象を用いたデータとシミュレーションの比較。左上が信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり、左下が停止点分布、右下がクラスターの総信号電荷分布である。

シミュレーションがデータを再現できていることが確認できる。停止点分布についても、シミュレーションはかなりデータを再現している。これは、TOF カウンターによる陽子の運動量が精度良く見積もられていることを意味している。

表 8.2 Proton 事象を用いたデータとシミュレーションの比較。誤差は分布の RMS ではなく平均値に対する誤差である。

	平均値		比率 データ/シミュレーション
	データ	シミュレーション	
全領域での信号電荷	$607.5 \pm 19.6$	$622.3 \pm 0.8$	$0.97 \pm 0.03$
信号の時間方向の広がり	$3.84^\dagger$	$3.88^\dagger$	$1.00^\dagger$
クラスターの総信号電荷	$9939.82 \pm 406.51$	$9734.98 \pm 58.83$	$1.02 \pm 0.04$

$^\dagger$  誤差は十分に小さい

図 8.2 に陽子の停止点から遡った距離毎の代表的な信号電荷分布を示す。左上が停止点であり、上中央が停止点から 1cm 遡った点、右上が停止点から 4cm 遡った点、左下が停止点から 7cm 遡った点、下中央が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 18cm 遡った点の信号電荷分布に対応している。停止点が最も信号電荷が大きくなっており、全ての信号電荷分布がデータとシミュレーションで一致していることから、シミュレーションがデータを再現していることが確認できる。図 8.3 に停止点から遡った距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 (左) と比率 (右) を示す。停止点から離れるにつれて信号電荷が小さくなっていくベータプロット式  $\times$  再結合因子に従ったエネルギー損失になっていることがわかる。シミュレーションは 4% 以内でデータと一致している事が確認できた。

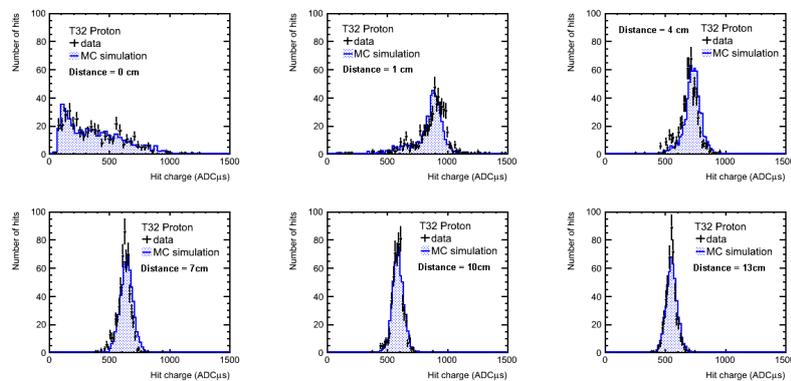


図 8.2 陽子の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布。左上が停止点であり、上中央が停止点から 1cm 遡った点、右上が停止点から 4cm 遡った点、左下が停止点から 7cm 遡った点、下中央が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 18cm 遡った点の信号電荷分布。

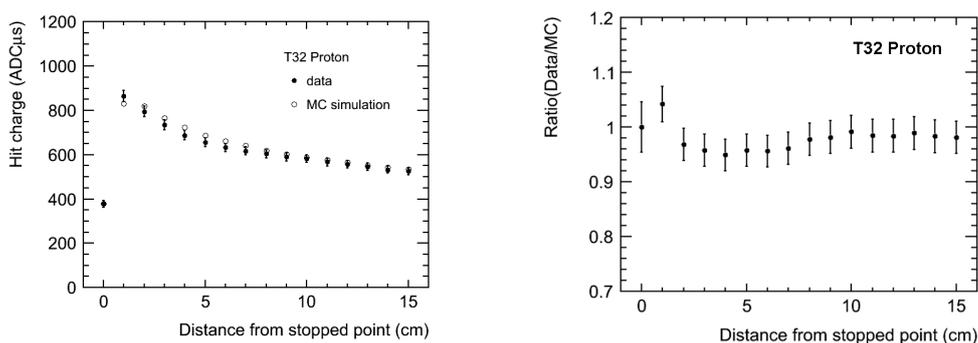


図 8.3 陽子の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布の平均値 (左) と比率 (右)

## 8.2 K 事象

陽子と異なり、K は検出器内で停止した点を容易に決定するとはできない。そこで、ビームライン上流の検出器で K と同定されたイベントに対して、K の停止点を決定するアルゴリズムを用いて、検出器内で停止した点を決定した。さらに、純度の高いデータを用いるため、約 10000 事象のアイスキャンを行って、停止点を決定できた事象についてデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較を行った。その結果を表 8.3 に示す。全 9432 事象に対して、ヒットが 20 以上あるクラスターがただ一つ存在することを要請した。また飛程中の崩壊 (Decay in flight) 事象を減らすため、停止点が 45 チャンネルから 65 チャンネルの事象のみを使用した。またそれらの事象に対してアイスキャンを行った結果、Hough アルゴリズムを用いた場合は 1453 事象になり、 $\chi^2$  アルゴリズムを用いた場合は 558 事象、BD アルゴリズムを用いた場合は 593 事象になった。K 事象の崩壊モードは表 8.4([21]) のようになり、アイスキャンにより  $\mu^+\nu_\mu$  に崩壊するモードを積極的に使用した。Hough アルゴリズムを用いた場合のデータとシミュレーションの比較を図 8.4 に示す。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がりの分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布である。ただし、シミュレーションはデータの事象数で規格化した。それぞれの分布の平均値、平均値のエラー、データとシミュレーションの比率を表 8.5 に示す。データとシミュレーションはかなりの精度で一致している。クラスターの総信号電荷は比率としてはあっているように見えるが、分布の形がデータの方が広がりが大きく、2つの分布は一致していない。また、停止点分布はデータの方が TPC チャンネルが高いところまでいっていることが確認できる。

表 8.3 使用した K データ

事象選択	事象数	クラスター 1 事象に対する事象選択効率
全事象	9432	
クラスターがただ 1 つ存在	7806	1.000
Hough アルゴリズム		
アイスキャン通過事象	2119	0.271
停止点が 45-65 チャンネルの間に存在	1453	0.186
$\chi^2$ アルゴリズム		
アイスキャン通過事象	925	0.118
停止点が 45-65 チャンネルの間に存在	558	0.071
BD アルゴリズム		
アイスキャン通過事象	750	0.096
停止点が 45-65 チャンネルの間に存在	593	0.076

表 8.4 K 事象の崩壊比

$K^+$ DECAY MODES	Fraction
Leptonic and semileptonic modes	
$e^+\nu_e$	$(1.584 \pm 0.020) \times 10^{-5}$
$\mu^+\nu_\mu$	$(63.55 \pm 0.11) \%$
$\pi^0 e^+\nu_e$	$(5.07 \pm 0.04) \%$
$\pi^0 \mu^+\nu_\mu$	$(3.353 \pm 0.034) \%$
$\pi^0 \pi^0 e^+\nu_e$	$(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
$\pi^+\pi^- e^+\nu_e$	$(4.09 \pm 0.10) \times 10^{-5}$
$\pi^+\pi^- \mu^+\nu_\mu$	$(1.4 \pm 0.9) \times 10^{-5}$
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 e^+\nu_e$	$< 3.5 \times 10^{-6}$
Hadronic modes	
$\pi^+\pi^0$	$(20.66 \pm 0.08) \%$
$\pi^+\pi^0\pi^0$	$(1.761 \pm 0.022) \%$
$\pi^+\pi^+\pi^-$	$(5.59 \pm 0.04) \%$
Leptonic and semileptonic modes with photons	
$\mu^+\nu_\mu\gamma$	$(6.2 \pm 0.8) \times 10^{-3}$
$\mu^+\nu_\mu\gamma(\text{SD}^+)$	$(1.33 \pm 0.22) \times 10^{-5}$
$\mu^+\nu_\mu\gamma(\text{SD}^+\text{INT})$	$< 2.7 \times 10^{-5}$
$\mu^+\nu_\mu\gamma(\text{SD}^-+\text{SD}^-\text{INT})$	$< 2.6 \times 10^{-4}$

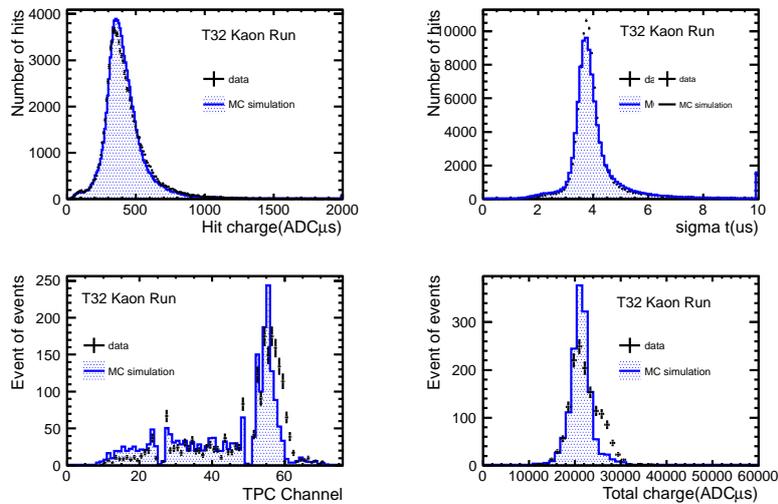


図 8.4 K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (Hough)。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布

次に、図 8.5 に停止点から遡った距離毎の信号電荷分布を示す。左上が停止点に対応しており、右上が停止点から 1cm 遡った点での信号電荷分布、左下が停止点から 2cm 遡った点での信号電荷分布、右下が停止点から 3cm 遡った点での信号電荷分布である。停止点が最も信号電荷が大きくなっており、停止点から離れるにつれて信号電荷が小さくなっていくのが確認できる。K の停止点

表 8.5 K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (Hough)

	平均値		比率
	データ	シミュレーション	データ/シミュレーション
信号電荷	425.87 ± 12.79	418.42 ± 0.36	1.02 ± 0.03
信号の時間方向の広がり	4.01 <sup>†</sup>	4.00 <sup>†</sup>	1.00 <sup>†</sup>
クラスターの総信号電荷	29365.53 ± 892.89	28954.12 ± 88.47	1.01 ± 0.03
入射粒子の総信号電荷	22269.49 ± 673.98	21304.59 ± 45.23	1.05 ± 0.03

<sup>†</sup> 誤差は十分に小さい

が最も信号電荷分布の広がり大きいのは、荷電粒子のエネルギー損失はランダウ分布に従い、停止点における信号量は他のチャンネルよりも大きいためランダウ分布の幅も大きくなるからだと考えられる。停止点から離れたところでは、データとシミュレーションの分布は一致しているように見えるが、停止点付近ではデータの信号電荷の高いところにもう一つピークがあることが確認できる。この二つのピークは、停止点から離れるにつれて1つになっていくような傾向がみられる。

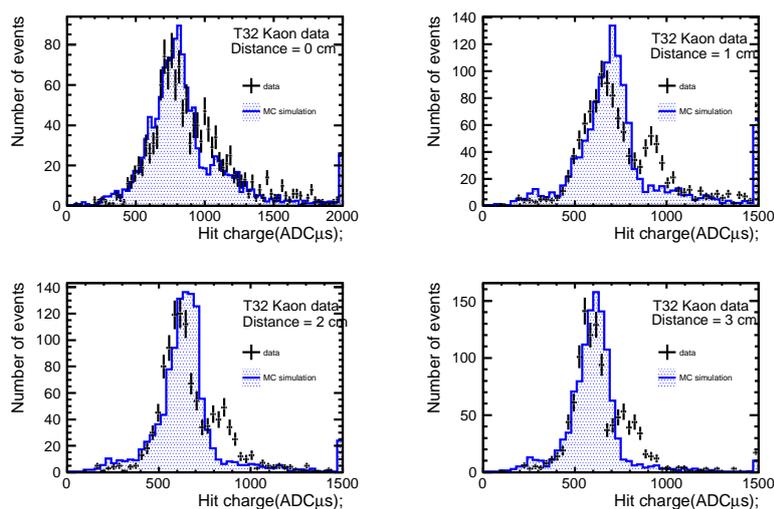


図 8.5 停止点から遡った距離毎の信号電荷分布。左上が停止点。右上が停止点から 1cm 遡った点での信号電荷分布。左下が停止点から 2cm 遡った点での信号電荷分布。右下が停止点から 3cm 遡った点での信号電荷分布

図 8.6 に TPC チャンネルと信号電荷の散布図を示す。横軸は TPC チャンネル、縦軸は信号電荷である。色の濃さはエントリーの多さに対応し、各チャンネルでの平均値を黒のプロットで表した。K の停止点のピークは 55 チャンネル付近であるため、55 チャンネルに向かって信号電荷の平均値が大きくなっている。しかし、デッドチャンネル付近での振る舞いが他とは異なり、信号電荷が小さくなっていたため、デッドチャンネル付近での信号電荷分布を調べた。図 8.7 に 24、27、48、51 チャンネルの信号電荷分布を示す。

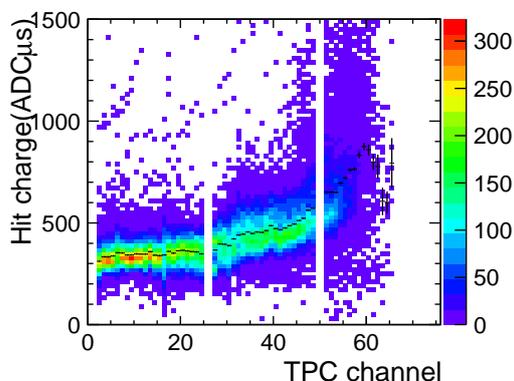


図 8.6 TPC チャンネルと信号電荷の散布図

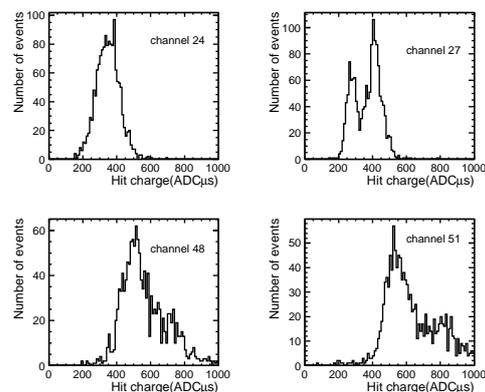


図 8.7 24、27、48、51 チャンネルでの信号電荷分布。左上が 24 チャンネル。右上が 27 チャンネル。左下が 48 チャンネル。右下が 51 チャンネル

27 チャンネルの信号電荷分布にはっきりとした 2 つのピークが確認できる。24 チャンネルには 2 つのピークは確認できず、48、51 チャンネルは高いほうに尾を引いているが、はっきりとした 2 つのピークは見られない。27 チャンネルに 2 つのピークがはっきり確認できたので、信号電荷が 350 より大きい事象と小さい事象で場合分けをし、停止点から遡った距離毎の信号電荷分布を確認した。図 8.8 に停止点から遡った距離毎の信号電荷分布を示す。赤は 27 チャンネルで信号電荷が 350 以上の事象。青は 27 チャンネルで信号電荷が 350 以下の事象である。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分布である。

27 チャンネルで信号電荷が大きい事象はその後にも信号電荷が大きい。よって、K1.1BR のビームラインが何らかの理由で 2 極化し、検出器の中央を真っ直ぐ通過する事象と、検出器の端を通過する事象があると考え、27 チャンネルの信号電荷とビームライン上流の検出器との相関をみた。図 8.9 に、 $\Delta\text{TOF2}(\text{TOF2east}-\text{TOF2west})$  と 27 チャンネルの信号電荷の散布図を示す。ここで、TOF2 は一枚のプラスチックシンチレータの東西に PMT が取り付けられており、TOF2east と TOF2west はそれぞれの PMT で読み出される値である。

TOF2west と TOF2east のオフセットがずれているため、TOF2 の差は 1 付近が中心になっているが、 $\Delta\text{TOF2}(\text{TOF2east}-\text{TOF2west})$  と 27 チャンネルの信号電荷には強い相関がみられる。27 チャンネルの信号電荷が 350 より高い事象と低い事象は  $\Delta\text{TOF2}$  の値が平均値で 0.26ns 異なっている。プラスチックシンチレータの屈折率が 1.5 程度であることから  $0.26(\text{ns}) \times 30 \times 10^8(\text{m/sec}) \times 2/3$  つまり 5cm 程度ずれているので、ビームラインが 2 極化し検出器の中央を真っ直ぐ通過する事象と検出器の端を通過する事象の 2 つがある可能性がある。実際、実験中に測定したビームプロファイルにより (図 4.8)、ビームの横方向には広がりを持っている。本実験で使用した検出器は 1 次元読み出しであるので、ビームが横方向にどの程度広がってい

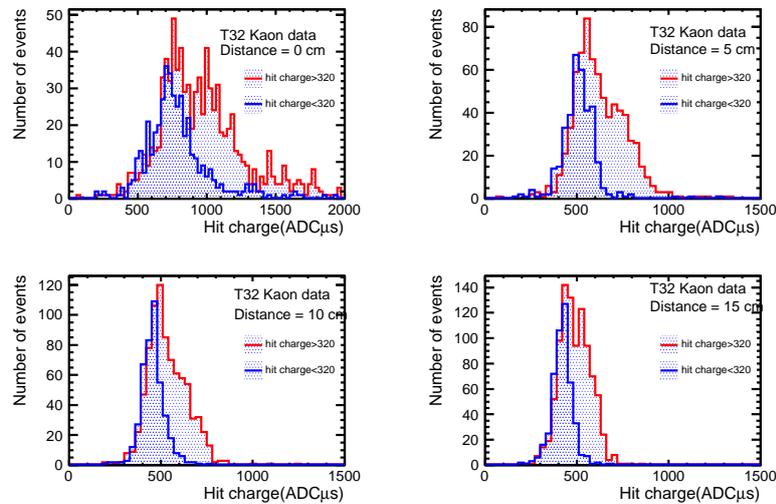


図 8.8 停止点から遡った距離毎の信号電荷分布。赤は 27 チャンネルで信号電荷が 350 以上の事象。青は 27 チャンネルで信号電荷が 350 以下の事象

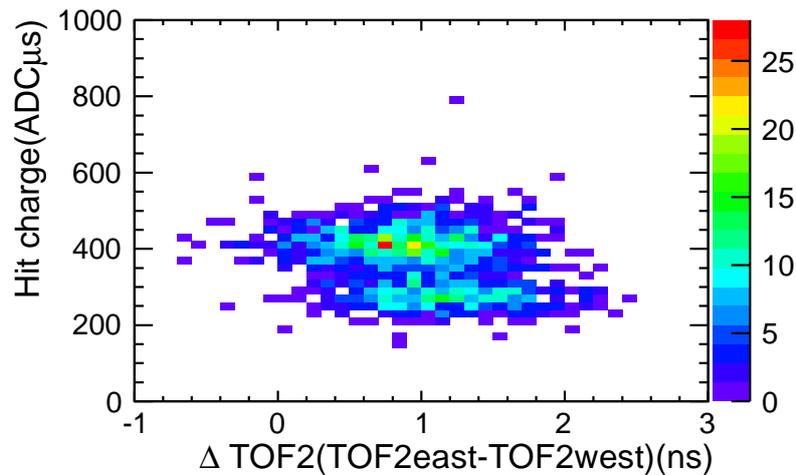


図 8.9  $\Delta\text{TOF2}(\text{TOF2east}-\text{TOF2west})$  と 27 チャンネルの信号電荷の散布図

るのかわからないが、27 チャンネルの信号電荷が高い事象は検出器の中心を外れている事象と考え、27 チャンネルでの信号電荷が高い事象はカットするようにした。ただしこの 27 チャンネル問題に関しては、10 章で追認実験を行った。カット後の使用した事象数を表 8.6 に示す。

27 チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較を図 8.10 に示す。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布である。それぞれの分布の平均値、平均値のエラー、データとシミュレーションの比率を表 8.7 に示す。

表 8.6 使用した K データ

事象選択	事象数	クラスター 1 の事象に対する事象選択効率
全事象	9432	
クラスターがただ 1 つ存在	7806	1.000
Hough アルゴリズム		
アイスキャン通過事象	2119	0.271
停止点が 45-65 チャンネルに存在	1453	0.186
27 チャンネルカット	492	0.063
$\chi^2$ アルゴリズム		
アイスキャン通過事象	925	0.118
停止点が 45-65 チャンネルに存在	558	0.071
27 チャンネルカット	188	0.024
BD アルゴリズム		
アイスキャン通過事象	750	0.096
停止点が 45-65 チャンネルに存在	593	0.076
27 チャンネルカット	213	0.027

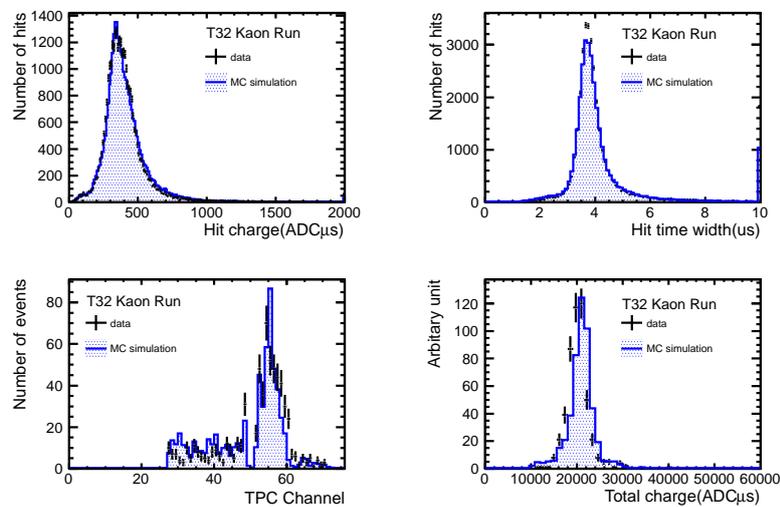


図 8.10 27 チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (Hough)。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分

MIP 領域における信号電荷、全領域での信号電荷、信号の時間方向の広がり、入射粒子の総信号電荷はデータとシミュレーションで 3% で一致している。図 8.11 に決定した停止点からの距離毎の信号電荷分布を示す。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 離れた点、左下が停止点から

表 8.7 K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較

	平均値		比率
	データ	シミュレーション	データ/シミュレーション
信号電荷	$396.16 \pm 11.92$	$408.36 \pm 0.73$	$0.97 \pm 0.03$
信号の時間方向の広がり	$4.00^\dagger$	$3.98^\dagger$	$1.00^\dagger$
入射粒子の総信号電荷	$20191.33 \pm 616.88$	$20860.08 \pm 102.80$	$0.97 \pm 0.03$

$^\dagger$  誤差は十分に小さい

10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分布である。

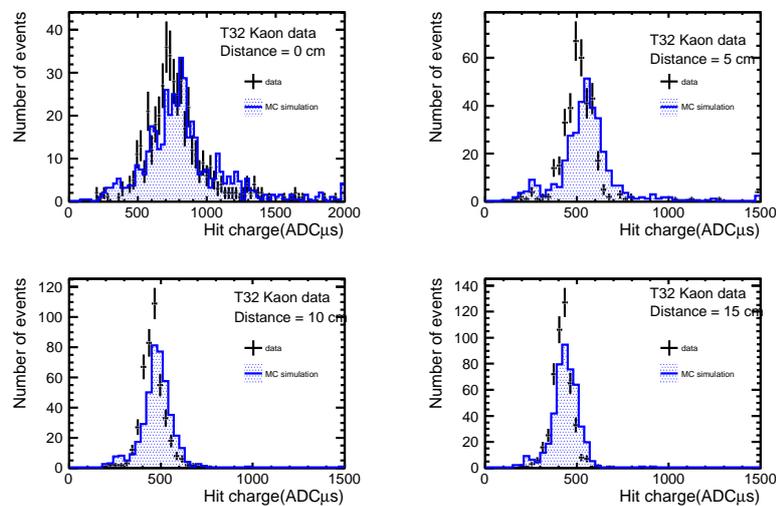


図 8.11 27 チャンネルでカットした後の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布 (Hough)。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分布

データとシミュレーションの分布はかなり一致しており、図 8.5 にみられるような 2 つのピークはみられない。決定した停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値を図 8.12、比をとったものを図 8.13 に示す。データとシミュレーションは停止点から 30cm の範囲では 5% 以内で一致しているが、30cm から 40cm の範囲では 10% 程度の一致となった。これは 27 チャンネルの信号電荷でカットしている影響だと考えられる。27 チャンネル付近ではシミュレーションの方が信号電荷の平均値が高いため、27 チャンネル付近を含む距離ではデータとの比率は低くなる。

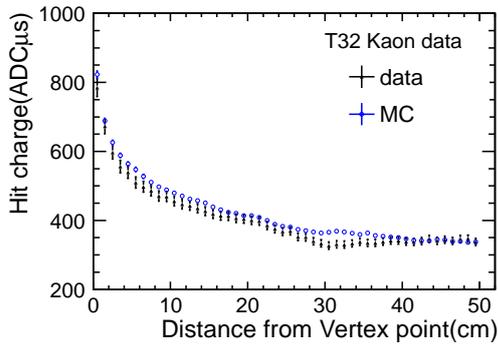


図 8.12 停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 (Hough)

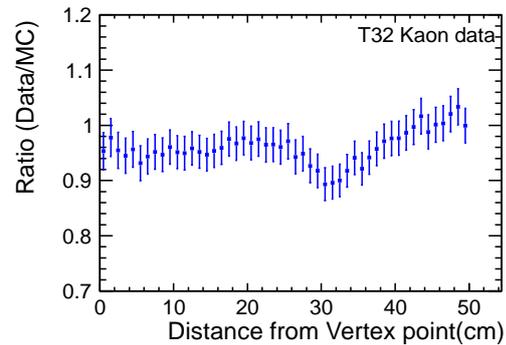


図 8.13 停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの比率

27チャンネルでカットすることにより、データとシミュレーションは様々な分布でかなりの精度で一致するようになった。

次に  $\chi^2$  アルゴリズムと BD アルゴリズムを用いて停止点を決定した場合の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較をそれぞれ図 8.14、図 8.15 に示す。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布である。それぞれの分布の平均値、平均値のエラー、データとシミュレーションの比率を表 8.8 に示す。

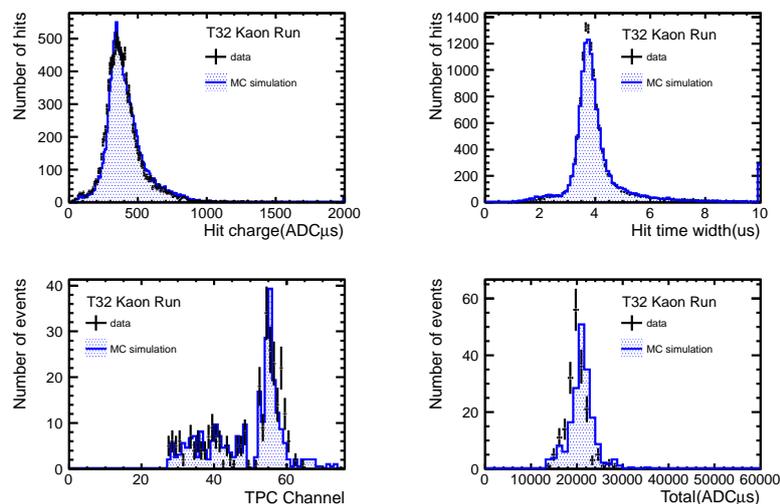


図 8.14 27チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 ( $\chi^2$ )。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布

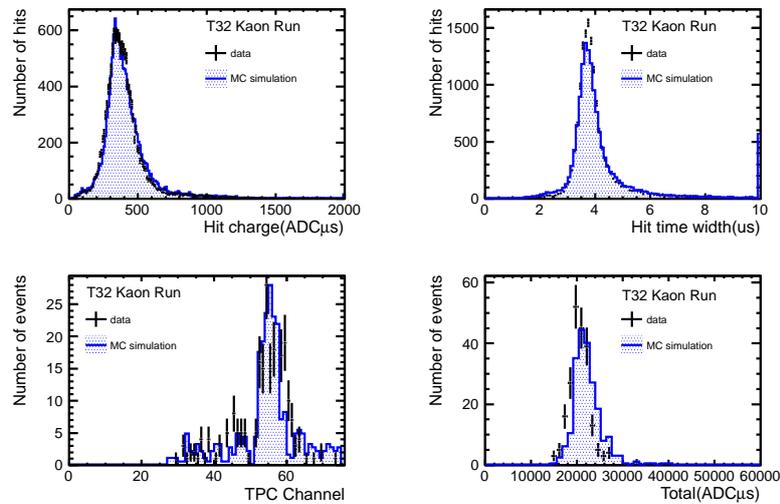


図 8.15 27 チャンネルでカットした後の K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較 (BD)。左上が全ヒットの信号電荷分布、右上が信号の時間方向の広がり分布、左下が決定した停止点分布、右下が入射粒子の総信号電荷分布

表 8.8 K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較

	平均値		比率 データ/シミュレーション
	データ	シミュレーション	
$\chi^2$ アルゴリズム			
信号電荷	$395.05 \pm 11.93$	$412.79 \pm 1.12$	$0.96 \pm 0.03$
信号の時間方向の広がり	$4.00 \pm 0.01$	$3.99 \pm 0.01$	$1.00^\dagger$
入射粒子の総信号電荷	$19860.99 \pm 617.39$	$20959.69 \pm 158.98$	$0.95 \pm 0.03$
BD アルゴリズム			
信号電荷	$398.28 \pm 12.02$	$414.37 \pm 1.23$	$0.96 \pm 0.03$
信号の時間方向の広がり	$4.03 \pm 0.01$	$4.03 \pm 0.01$	$1.00^\dagger$
入射粒子の総信号電荷	$20604.02 \pm 638.33$	$22286.67 \pm 180.32$	$0.92 \pm 0.03$

$^\dagger$  誤差は十分に小さい

$\chi^2$  アルゴリズムに関してはデータとシミュレーションで 5% 以内で一致し、BD アルゴリズムでは 10% 以内で一致した。 $\chi^2$  アルゴリズムと BD アルゴリズムを比べると、信号の時間方向の広がりが BD アルゴリズムの方が大きく、特にクラスターの総信号電荷が BD アルゴリズムで顕著に大きいという結果になった。これは入射粒子と崩壊粒子の信号波形が重なってしまい一つのヒットとみなされているからだと考えられる。図 8.16 と図 8.17 に  $\chi^2$  アルゴリズムと BD アルゴリズムにより決定した停止点からの距離毎の信号電荷分布を示す。

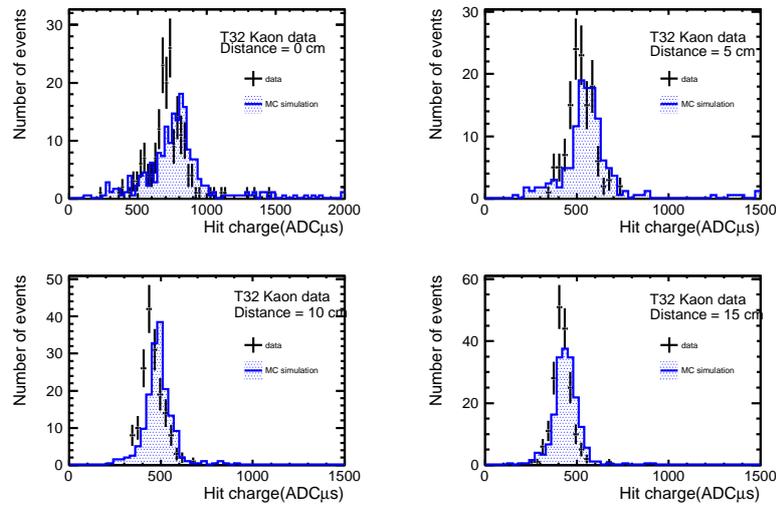


図 8.16 27 チャンネルでカットした後の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布 ( $\chi^2$ )。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分

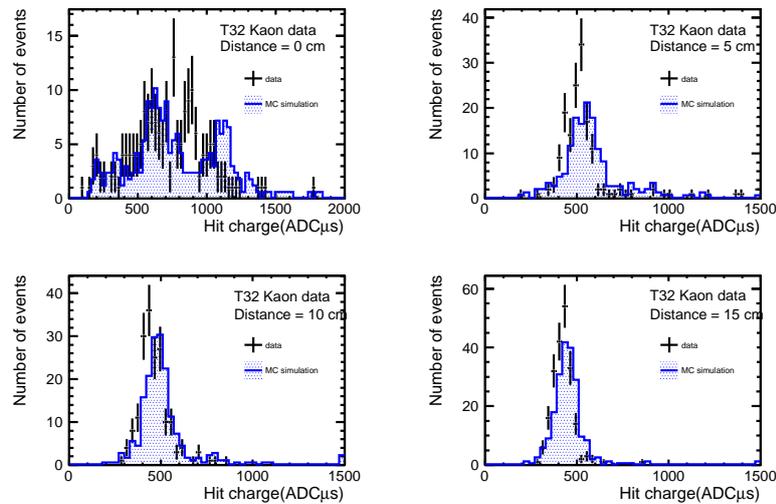


図 8.17 27 チャンネルでカットした後の停止点から遡った距離毎の信号電荷分布 (BD)。左上が停止点で、右上が停止点から 5cm 遡った点、左下が停止点から 10cm 遡った点、右下が停止点から 15cm 遡った点での信号電荷分

$\chi^2$  アルゴリズムにより決定した停止点からの距離毎の信号電荷分布はデータとシミュレーションでかなりの精度で一致していることが確認できた。 $\chi^2$  アルゴリズムにより決定した停止点からの距離毎の信号電荷分布の Data とシミュレーションの平均値を図 8.18、比をとったものを図 8.19 に示し、BD アルゴリズムにより停止点を決定したものを図 8.20 と図 8.21 に示す。Hough アルゴ

リズムと同様に 30cm から 40cm の範囲はデータとシミュレーションの比率は低くなるが、全体的には 10% 以内でデータとシミュレーションが一致した。

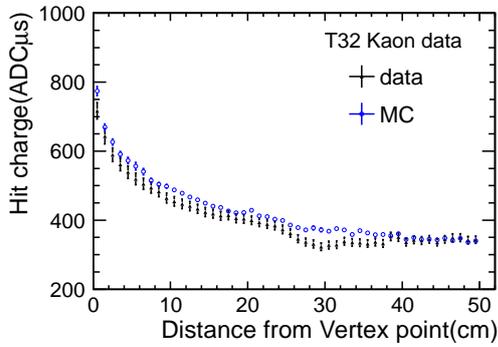


図 8.18 停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 ( $\chi^2$ )

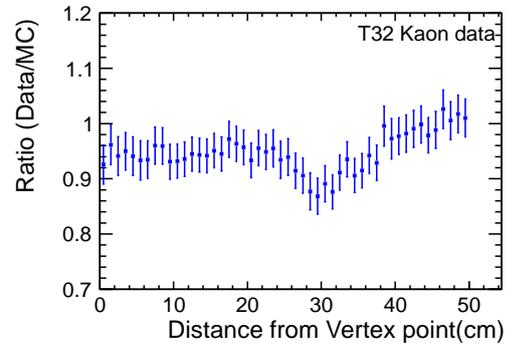


図 8.19 停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの比率 ( $\chi^2$ )

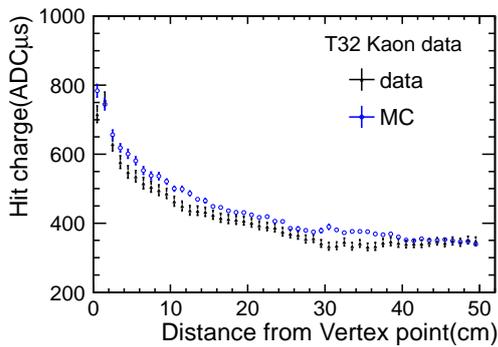


図 8.20 停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの平均値 (BD)

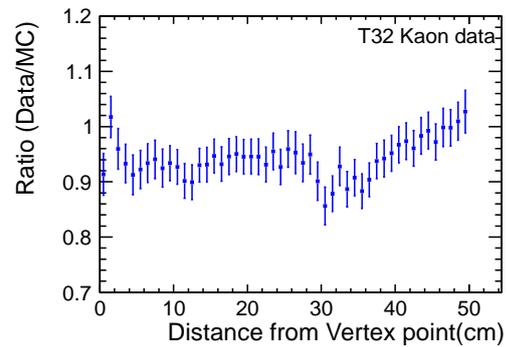


図 8.21 停止点からの距離毎の信号電荷分布のデータとシミュレーションの比率 (BD)

本解析では Hough アルゴリズム、 $\chi^2$  アルゴリズム、BD アルゴリズムによりデータとシミュレーション比較をし、そのクロスチェックを行った。K 事象を用いたデータとシミュレーションの比較はアルゴリズムによるバイアスはみられず、データとシミュレーションは最大でも 10% 以内で様々な物理量で一致した。データとモンテカルロ・シミュレーションの比較を行うことで、ビームが 2 極化している可能性があることがわかった。検出器の端を通過している可能性のある事象を 27 チャンネルの信号量でカットすることにより、高い精度でデータとシミュレーションの一致がみられた。ビームが 2 極化している可能性については 10 章で詳しく議論する。

## 9 液体アルゴン TPC 検出器の K 事象と $\pi$ 事象の識別能力評価

K 事象と同様に 200MeV/c の  $\pi$  事象についてもアイスキャンを行い、検出器内で停止点を決定できた事象について、実データを用いて液体アルゴン TPC 検出器の粒子識別能力の評価を行った。200MeV/c の  $\pi$  事象はデータとシミュレーションの比較は行っておらず、運動量について理解ができていないため、これは実データのみを用いたトライアルである。典型的な 200MeV/c の  $\pi$  事象を図 9.1 に示す。200MeV/c の  $\pi$  事象は検出器内を 20cm 弱ほど飛程し崩壊する。停止点では K 事象ほど大きな折れ曲がりは見られないことが確認できる。粒子識別能力に使用した K 事象と 200MeV/c の  $\pi$  事象を表 9.1 に示す。使用した K 事象はチャンネル 27 でカットした残りの 492 事象で、 $\pi$  事象は 436 事象を使用した。ただし K 事象に関して、アイスキャンにより  $\mu^+\nu_\mu$  を積極的に使用していることと飛程中の崩壊をカットしていることから、バイアスを与える解析となっている。まずはテンプレートとして、決定した崩壊点からの距離毎の信号電荷分布を作成した (図 9.2)。赤線は K 事象の信号電荷分布であり、青線は  $\pi$  事象の信号電荷分布である。

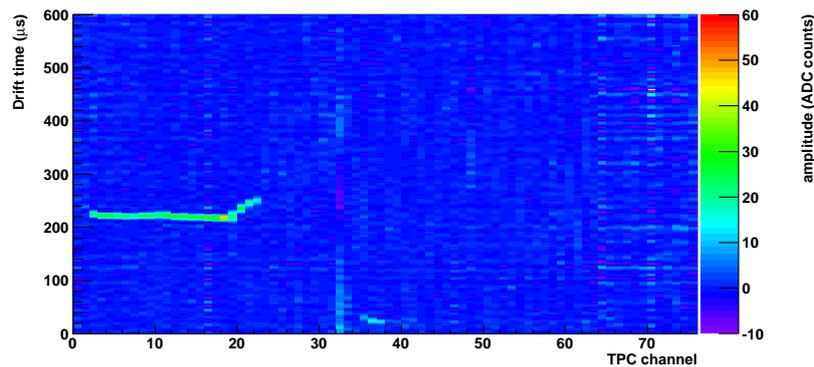


図 9.1 典型的な 200MeV/c の  $\pi$  事象

表 9.1 K 事象と  $\pi$  事象の識別能力評価に使用したデータ

事象選択	事象数
K 事象データ	
全事象	9432
アイスキャン通過事象	2119
停止点が 45-65 チャンネルの間に存在	1453
27 チャンネルカット	492
$\pi$ 事象データ	
全事象	1866
アイスキャン通過事象	436

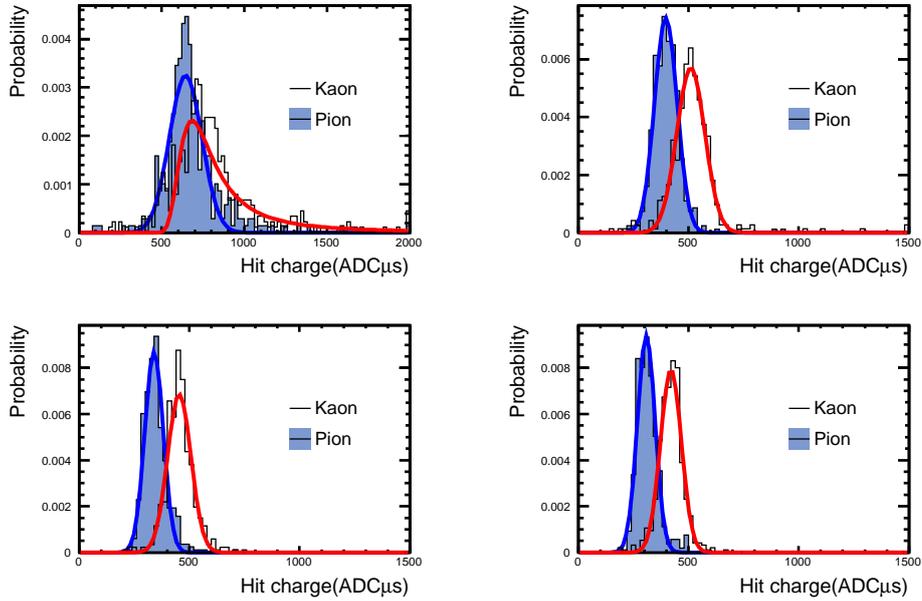


図 9.2 K 事象と  $\pi$  の信号電荷分布。粒子識別路能力評価のテンプレートとして使用した。

K 事象と  $\pi$  事象の識別能力評価のために最尤法として、式 9.0.1 に示す尤度関数  $X$  を定義した。

$$\begin{aligned}
 X &= -\sum \log L_k \\
 L_k &= P_k / (P_k + P_\pi) \\
 P_k &= T_k(R, Q) \\
 P_\pi &= T_\pi(R, Q)
 \end{aligned}
 \tag{9.0.1}$$

ただし、 $P$  は崩壊点からの距離と信号電荷の確率密度関数をランダウ分布もしくはガウス分布でフィットした関数である。また、尤度関数  $X$  は K 事象に近い事象ほど 0 に近づくような関数になっている。全ての K 事象と  $\pi$  事象に関して尤度  $X$  を計算した結果を図 9.3 に示す。赤線は K 事象に関して尤度  $X$  を計算した結果であり、青線は  $\pi$  事象に関して尤度  $X$  を計算した結果である。尤度関数の定義通り K 事象は 0 に近づいていることがわかる。さらにこの結果から、K 事象を信号とし  $\pi$  事象を背景事象としたときのたときの液体アルゴン TPC 検出器の信号取得効率と背景事象の含有率を算出した。その結果を図 9.4 に示す。図 9.3 の尤度が 0 の所から尤度が高いところまでみて、 $\pi$  事象が 1 事象入る尤度でカットしたときの残りの  $\pi$  事象の数と、そのときの信号取得率を図 9.4 より算出すると、信号取得率が 80% のときの除去因子は  $\sim 400$  であることがわかった。

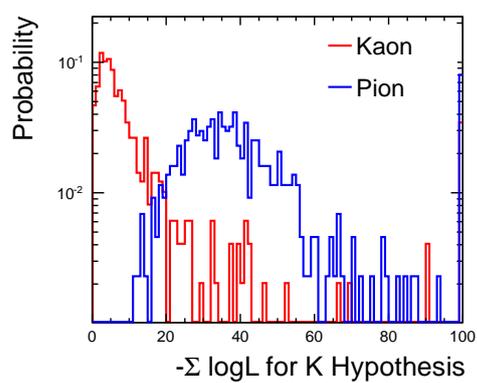


図 9.3 K 事象と  $\pi$  事象の分離能力。赤は K 事象で青は  $\pi$  事象。

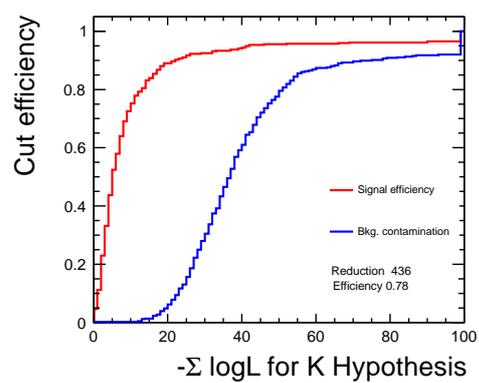


図 9.4 K 事象取得効率と  $\pi$  事象の含有率赤は K 事象で青は  $\pi$  事象。

## 10 宇宙線を用いた追跡確認実験 (27 チャンネル問題)

2010年10月に行ったビームテストでは、27チャンネルの信号電荷分布に2つのピークがみられた。そこで、検出器横方向(ストリップ方向)に対して異なる位置を通過した際に、横方向の位置によって信号電荷が異なるのかを調べる実験を行った。27チャンネルが顕著に横方向の位置によって信号電荷が異なれば、それはビームが2極化している可能性があることを示唆する。

### 10.1 検出器セットアップ

本実験の目的は、2010年10月のビームテストに用いた250L検出器が横方向(ストリップ方向)の位置に依存した信号電荷量になっているか、またその傾向が27チャンネルの信号電荷において顕著に表れるかを確認することである。よって250L検出器のTPCコンフィギュレーションはビームテスト時と変えずに実験を行った。本実験で使用した実験のセットアップを図10.1、図10.2に示す。

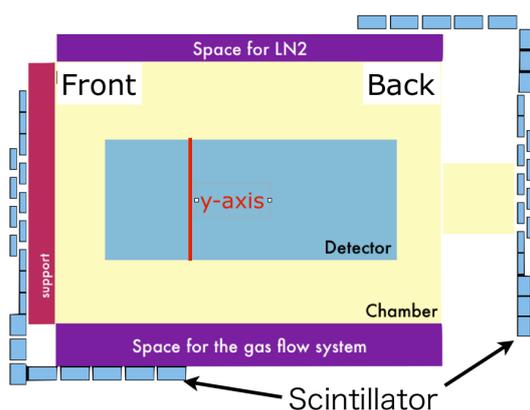


図 10.1 宇宙線テストのセットアップ模式図

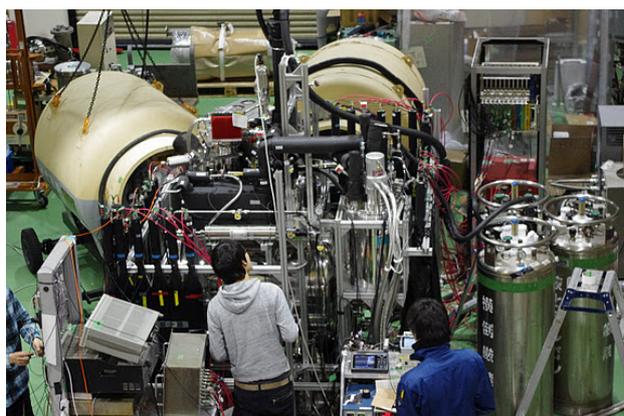


図 10.2 宇宙線テストのセットアップ

250L 検出器はストリップ方向の位置を知ることができないので、低温容器の周りに  $65\text{cm} \times 10\text{cm}$  の 43 本のシンチレータを配置することで、ストリップ方向の位置を決定した。図 10.2 の左側が容器の前面に対応しており、右側が容器の背面に対応している。前面には 21 本のシンチレータ、背面には 22 本のシンチレータを配置した。宇宙線事象は天頂角分布に従って飛来するため、前面のシンチレータを背面より 20cm 下げることで、より多数の宇宙線事象を取得するセットアップになっている。容器の中心部分は、シンチレータを  $1/3$  ずつオーバーラップして重ねることにより、高い位置分解能になるようにし、DAQ システムの制限から、全面の側面のシンチレータ 8 本の信号は排他的論理和をとった。また同様に、後面の側面のシンチレータ 5 本も排他的論理和をとった。検出器にはビームテストの時と同様のセットアップを再現するため、陰極に  $-9000\text{V}$ 、陽極グリッドに  $-1000\text{V}$  を印加した。

## 10.2 トリガーとイベントタグシステム

250L 検出器はストリップ方向の位置を知るため、事象毎に宇宙線が通過シンチレータ情報を FADC の情報と統合しなければならない。宇宙線テストでは、トリガーとイベントタグを配布するために、VME の入力レジスタと DAC を用いたシステムを構築した。トリガーとイベントタグの模式図を 10.3 に示す。32 本のシンチレータからの信号がディスクリミネータに入り、NIM 信号で出力される。ディスクリミネータからの信号は VME の入力レジスタに入り、VME の入力レジスタにある FPGA によってトリガーと、イベント情報が生成される。トリガーとイベント情報は NIM 信号で生成されるが、イベント情報を再構成するチャンネルはプリアンプを使用せずショートさせているため、負信号を読み取ることができない。よって、DAC を用いることにより正信号として出力するようにした。そして DAC からのトリガーとイベントタグ情報が FADC に送られるというシステムになっている。トリガーは、前面のシンチレータ全ての排他的論理和と背面のシンチレータ全ての排他的論理和のコインシデンスで生成される。図 10.4 にイベントタグの模式図を示す。FADC の信号領域でないところを時間方向に 32 分割し、シンチレータに対応した範囲のビットが生成される。トリガーから 1msec でトリガービットが生成され、 $2\mu\text{sec}$  のオフタイムと  $8\mu\text{sec}$  のイベント情報が交互に出力されるというシステムになっている。オフラインで立っているビットを読むことにより、宇宙線がどこのシンチレータを通過したかがわかるようになっている。図 10.5 に FFT カット後の典型的な宇宙線事象、図 10.6 にその信号波形を示す。この事象は検出器の前面と背面を通過した事象である。

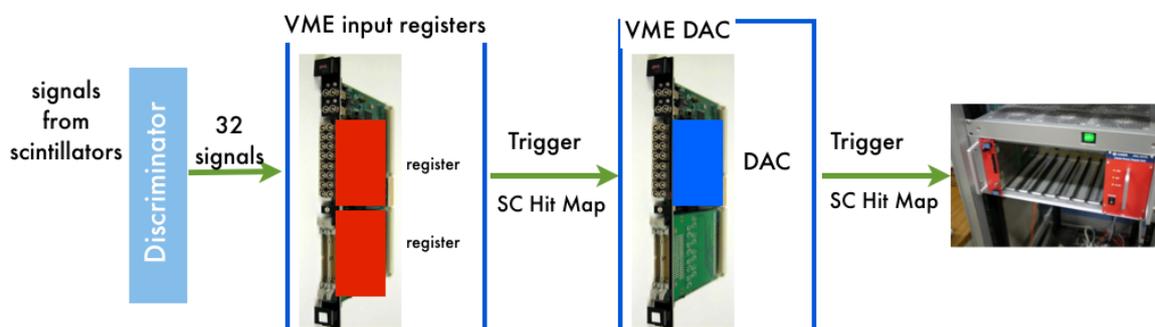


図 10.3 トリガーとイベントタグのシステム

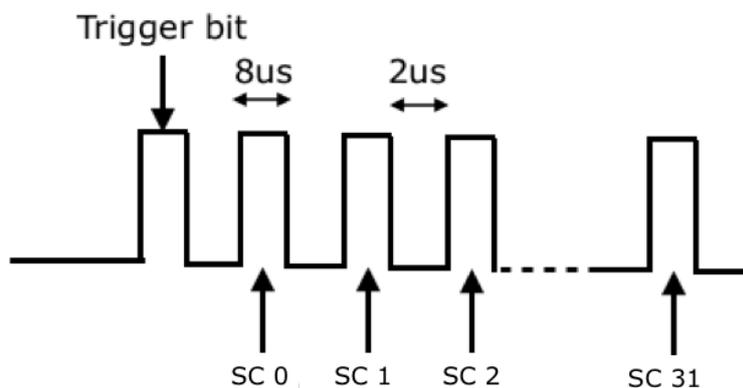


図 10.4 イベントタグの模式図。この情報により、宇宙線がどのシンチレータを通過したかわかる。

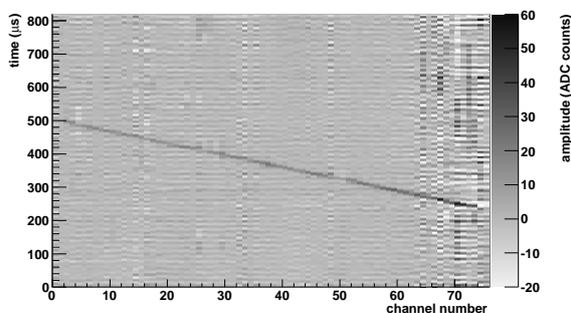


図 10.5 典型的な宇宙線事象の信号

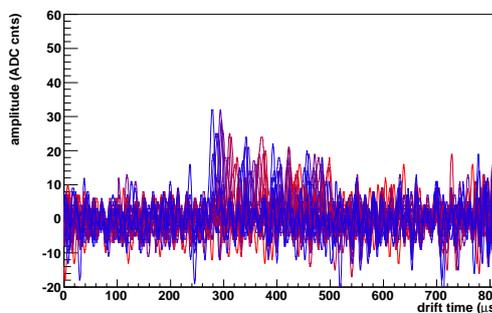


図 10.6 典型的な宇宙線事象の信号波形

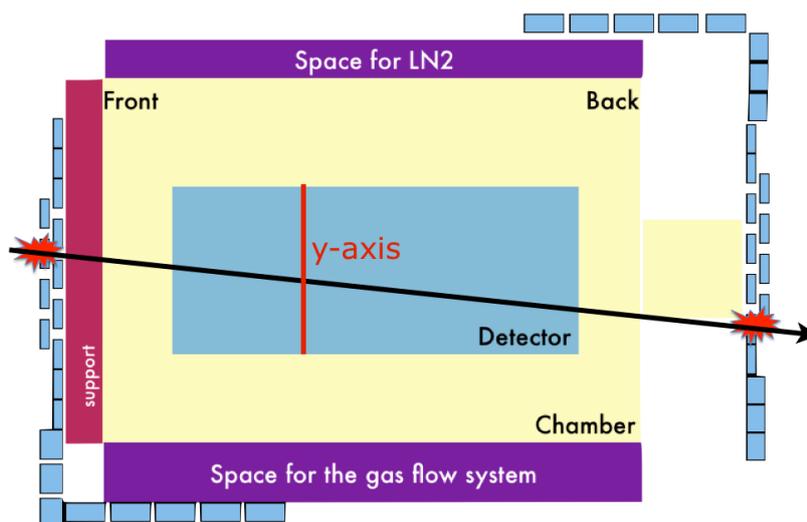


図 10.7 通過したシンチレータ

### 10.3 液体アルゴン純度の見積もりと信号電荷のチャンネル間較正

ビームテスト時と同様に、検出器には電場の歪みがあり、各チャンネルでの信号応答が異なるので、信号電荷の較正をしなければならない。本実験では検出器に長い飛跡を残した事象を選択し、液体アルゴン純度の見積もりと信号電荷のチャンネル間較正を行った。

図 10.8 に、選択した事象の TPC チャンネルとドリフト時間の散布図、図 10.9 に TPC チャンネルと信号電荷の散布図を示す。容器前面のシンチレータを後面より 20cm 下げているので、背面から前面に突き抜けている事象が支配的であることが確認できる。また、TPC チャンネルが高い方が信号電荷が大きくなっている事が確認できる。これは TPC チャンネルが大きい方が平均ドリフトタイムが小さいので、純度による影響で信号電荷が大きいと考えられる。ビームテスト時のチャンネル間較正と異なるのは、トリガーバイアスによりチャンネル毎の平均信号電荷が異なるという点である。そこでチャンネル間較正は、

1. 純度を  $900\mu\text{sec}$  と仮定し、純度補正後のチャンネル毎の平均信号電荷を求める。
2. 純度補正後のチャンネル毎の平均信号電荷よりチャンネル間較正を行い、純度を求める。
3. 求めた純度を用いて、純度補正後のチャンネル毎の平均信号電荷を求める。

を一つのランについて行い、その後は共通の補正值を使用した。図 10.10 にチャンネル間補正後の TPC チャンネルに対する信号電荷の散布図を示す。

純度補正はドリフト時間毎の信号電荷の平均値を

$$Q(t) = Q_0 \times e^{-t/\tau} \quad (10.3.1)$$

の関数でフィットすることにより求めた (図 10.11)。図 10.12 に実験開始してからの電離電子寿命の推移を示す。実験を通して電離電子寿命は  $600\mu\text{sec}$  以上 ( $<0.5\text{ppb}$ ) であった。 $900\mu\text{sec}$  であった初期純度は、最初の数日で純度は  $700\mu\text{sec}$  まで減衰し、その後安定する傾向が見られた。ビームテスト時には  $1\text{ppb}$  以下であった純度に大きな向上がみられた。これは低温系の循環システムをアップグレードしたためであると考えられる [22]。求めた純度を補正值として解析に使用した。

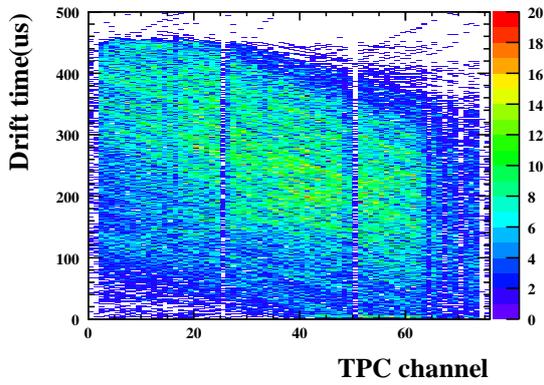


図 10.8 純度・チャンネル間較正解析に用いた宇宙線事象

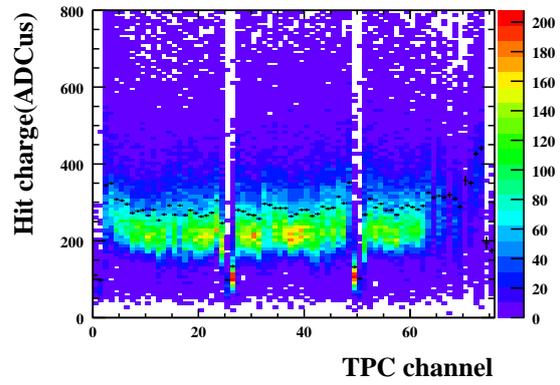


図 10.9 チャンネル毎の信号電荷 (チャンネル間補正前)

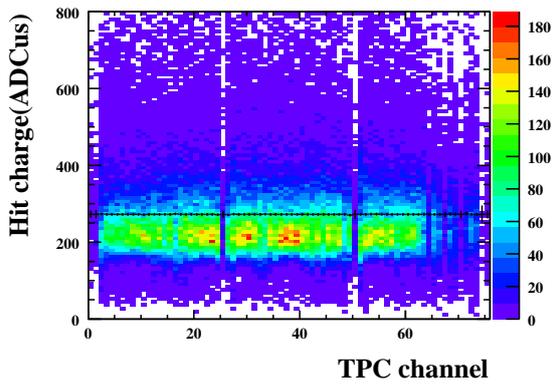


図 10.10 チャンネル毎の信号電荷 (チャンネル間補正後)

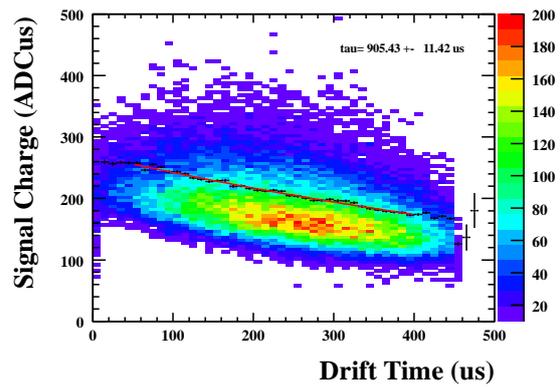


図 10.11 各ドリフトタイム時間と信号電荷

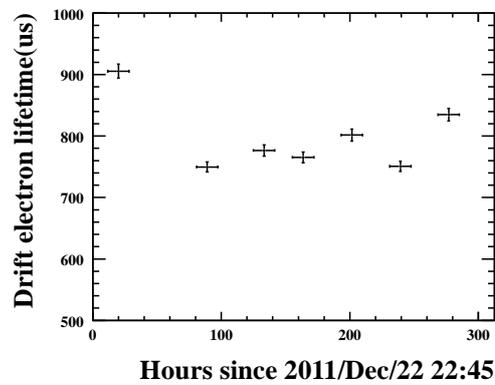


図 10.12 実験開始からの時間と電離電子寿命の推移

## 10.4 宇宙線テスト解析

表 10.1 に本解析で使用した事象数と事象選択、事象選択効率を示す。全 685017 事象に対して事象選択を行い、28740 事象を解析に使用した。ただし、ここでいう前面と背面は側面を含んだ事象数となっている。図 10.13 に使用した事象の X の位置、Y の位置、ドリフト時間の信号の散布図を示す。シンチレータの情報から見積もった Y の位置が正しく見積もられていることが確認できる。また本解析ではビームテストを再現するために、150-350 $\mu$ sec にあるヒットのみを使用した。

表 10.1 使用した宇宙線データ

事象選択	事象数	事象選択効率
全事象	685017	1.000
鳴ったシンチレータの数が前面と背面で 1 もしくは 2	526023	0.77
鳴ったシンチレータが側面だった事象を覗く	231881	0.34
クラスターのヒット数が 20-80	116409	0.17
クラスターがただ 1 つ存在	78616	0.12
チャンネル 27 にヒットが存在する	28740	0.04

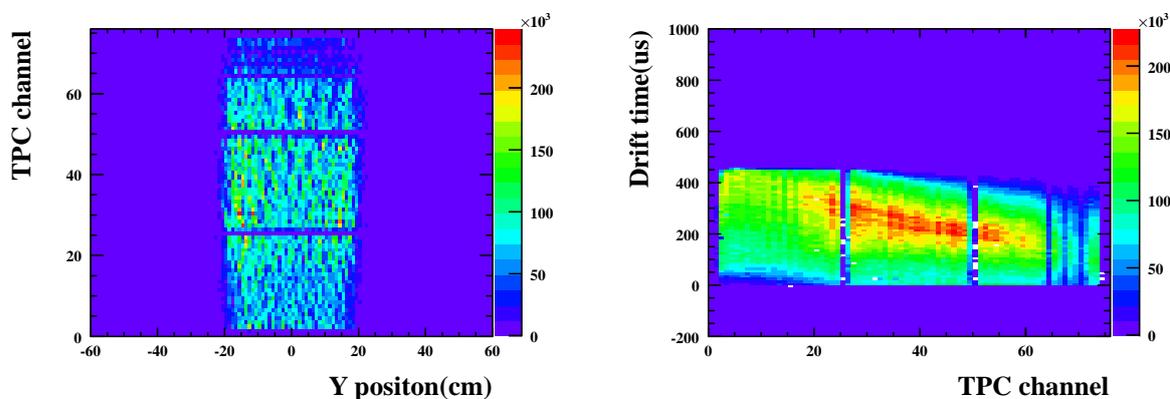


図 10.13 使用した宇宙線データの散布図

図 10.14 に Y 軸方向の位置と信号電荷の関係を示す。左から、4 チャンネル、27 チャンネル、40 チャンネルで、下図は 1cm 毎の平均電荷をとったものである。全てのチャンネルで、信号電荷は Y 軸方向の位置に依存性を持っており、検出器の中央よりも検出器の端の方が信号電荷が高いことがわかった。検出器中央と検出器の端を通る事象の信号電荷がどの程度異なるのか、またその相関はどの程度あるのかを調べるために、

$$\text{Hit charge ratio} = \text{Hit charge Mean} (Y = 18 \pm 1) / \text{Hit charge Mean} (Y = 0 \pm 1) \quad (10.4.1)$$

とし、チャンネル毎の信号電荷比率を調べた。シンチレータの位置分解能が最大で 3cm であるので、信号電荷分布の平均も 3cm の範囲で平均をとった。図 10.15 に TPC チャンネルと平均信号電荷の比率を示す。全てのチャンネルで検出器の中央と検出器の端では  $\sim 1.5$  倍程度、平均信号電荷に違いがみられた。また、陽極グリッドのサポート付近である 24 チャンネル、27 チャンネル、51 チャンネルが顕著に平均信号電荷の比率が大きいことが確認された。

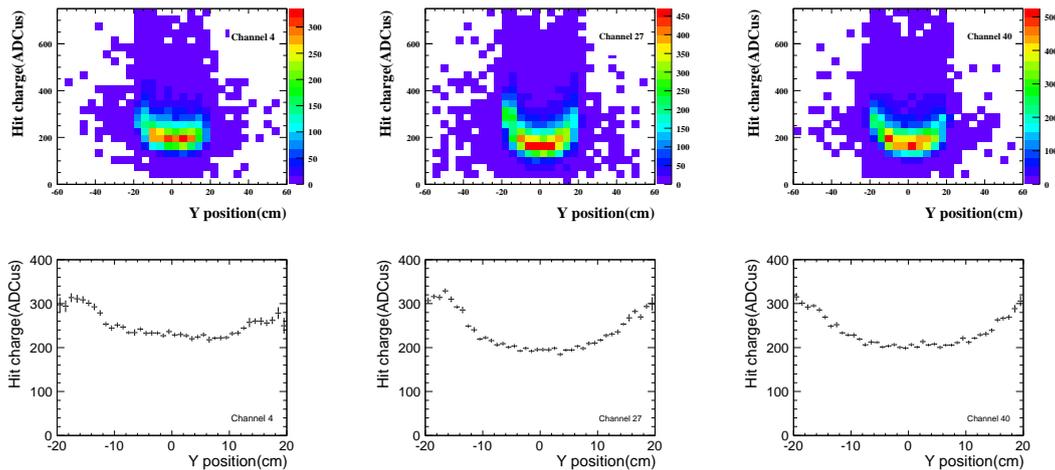


図 10.14 Y 軸方向の位置と信号電荷の関係。左から、4 チャンネル、27 チャンネル、40 チャンネル。下図は 1cm 毎の平均電荷をとった図

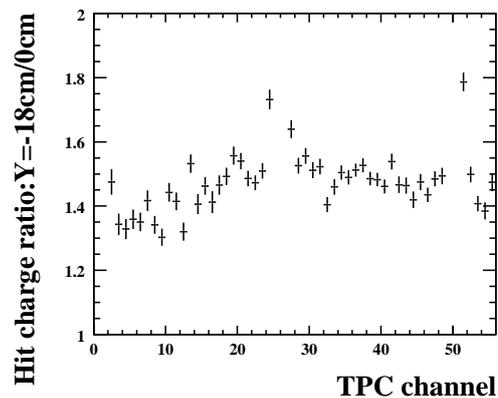


図 10.15 TPC チャンネルと検出器の平均電荷応答の比率

次に、ビームテスト時のビームが検出器の中央と検出器の端で2極化された図 10.17 のような状況を考える。検出器の中央と検出器の端での信号電荷分布をテンプレートとして使用し、2極化されたときに信号電荷分布がどのような分布になるか確かめた。4 チャンネル、27 チャンネル、40 チャンネルの信号電荷分布のテンプレートを図 10.16 に示す。8.2 章の K 事象のデータとモンテカルロ・シミュレーションの比較から、チャンネル 27 の信号電荷が大きい方は小さい方よりも 2 倍程度事象数が多い。よって検出器の中央と端を通る事象数の比は 1:2 として事象生成した。

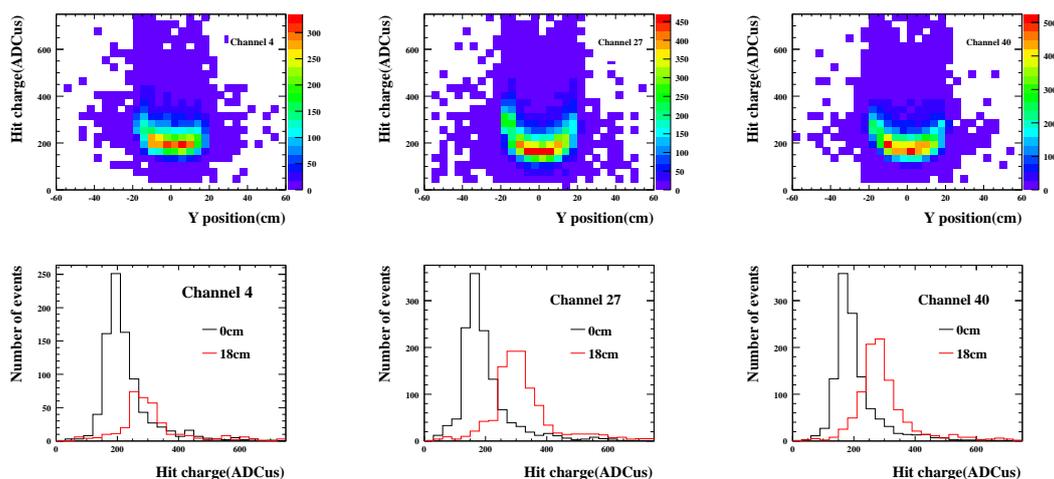


図 10.16 ビームが2極化していると仮定したときのテンプレート

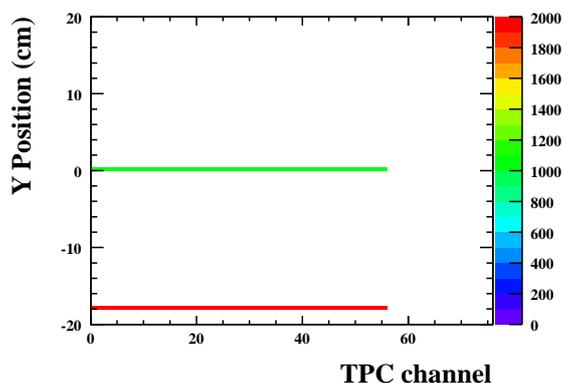


図 10.17 ビームが2極化していると仮定したときのビーム位置。検出器の中央と端を通過している事象数は 1:2 である。

図 10.18 にビームが2極化しているときの信号電荷分布を示す。ビームが2極化していれば、チャンネル 27 は2つのピークを持ち、ある程度 K 事象の2つのピークを再現することが確認できた。しかし、ビームテスト時の K 事象はチャンネル 24 の様な他のチャンネルで2つピークをもっていないことから完全な再現はできなかった。これは、宇宙線と K 事象はエネルギー損失が大きい

く異なることや、ビームテスト時の実際のビームの広がりを考慮していないからだと考えられる。

全てのチャンネルで、信号電荷が検出器のストリップ方向に大きな依存性を持つことがわかり、陽極グリッドのサポート付近でその依存性が大きくなることも確認された。簡単なシミュレーションにより、K 事象の 2 つのピークをある程度再現することもわかったが、それでもまだ完全に再現できないこともわかった。検出器の陽極が 1 次元読み出しであったため、ストリップ方向のビーム位置を特定することができない。この問題を完全に解決するには、より詳細なビームプロファイルや 2 次元読み出しの陽極が必要である。

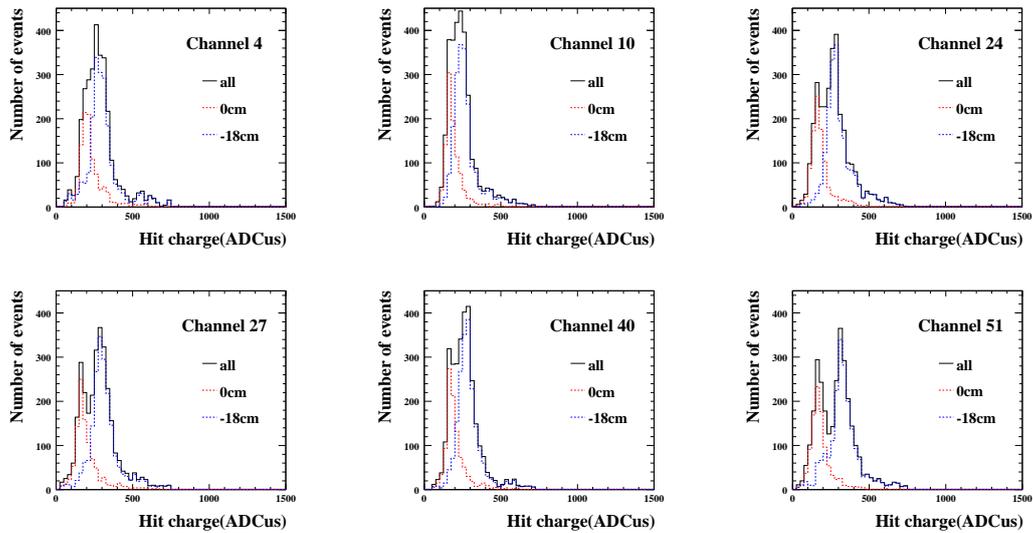


図 10.18 ビームが 2 極化しているときの信号電荷分布

## 11 まとめと考察

液体アルゴン TPC 検出器は荷電粒子が通過した際の 3 次元飛跡を高分解能で再構成できる検出器である。また、荷電粒子との相互作用により、電離電子だけでなくシンチレーション光やチェレンコフ光を発生することから、次世代の大型ニュートリノ検出器や核子崩壊探索、さらには暗黒物質探索などの様々な物理への適用が期待されている。これらの物理の達成を目指して、現在プロトタイプである 250L 検出器を用いて R&D を行っている。

液体アルゴン TPC は核子崩壊探索に非常に優れた検出器である。液体アルゴン TPC 検出器の核子崩壊の実行可能性を測るため、2010 年 10 月に 1 週間、250L 程度の容積をもった液体アルゴン TPC 検出器を J-PARC のビームラインに配置し、世界で最も多くの運動量が良く理解された荷電  $K^+$  中間子と荷電  $\pi^+$  事象を取得するビームテストを行った。液体アルゴン TPC 検出器を用いた核子崩壊探索には、エネルギー損失情報を用いて  $K^+$  と同程度の飛程を持つ  $\pi^+$  を識別する必要がある。二次元読み出しとガス増幅を用いた液体アルゴン検出器シミュレーションによる  $K^+$  と  $\pi^+$  の粒子識別能力は、信号取得率 96.8% でそのときの除去因子は  $10^5$  であるので ([23])、実験的に  $K^+$  と  $\pi^+$  の粒子識別能力を評価する必要がある。

本論文では、取得したデータと生成したモンテカルロ・シミュレーションを比べることにより検出器の応答性を理解し、 $K^+$  と  $\pi^+$  の粒子識別能力の評価を行った。シミュレーションには、実験をするまで理解していなかったパラメータが色々有り、まずはそのパラメータのチューニングをすることから始めた。具体的には、フィット関数生成、電離した電子の拡散度、信号のゲイン較正、ノイズの生成、信号とノイズ比、ソフトエレクトロンの閾値、クロストークがある。これらの様々なパラメータをチューニングを行うことで、様々な分布がデータとシミュレーションで一致するようになった。陽子事象と  $K$  事象はではデータとシミュレーションは全ての分布で 10% 以内で一致した。

$K$  事象からは、本実験で用いた 1 次元読みだし 2 次元再構成検出器が不完全であることが確認された。ビーム横方向の位置がわからないため、実際にビームが通過した位置を知ることができず、ビームが 2 極化している可能性を追求できなかった。また、データ取得の前に行ったビームプロファイル測定が 10cm の分解能でしか行われていないことも、ビームが 2 極化している可能性を追求できなかった原因である。しかし、検出器中央を通過したと考えられる事象のみをシミュレーションと比べたところ、データとシミュレーションは 5% 以内で一致した。

チャンネル 27 問題を理解するために、宇宙線を用いた追跡実験を行った。低温容器全体をシンチレータで囲み、検出器前面と背面を通過する事象のみを用いて、信号電荷の検出器横方向 (ストリップ方向) 依存性を調べた。その結果、全てのチャンネルで信号電荷は検出器横方向の依存性がみられ、特に陽極グリッドサポート付近に顕著な依存性がみられた。検出器横方向の依存性データを基にビームテスト時のビームが検出器の中央と端を通過した場合、各チャンネルはどのような信号電荷分布になるか調べた。その結果、チャンネル 27 に 2 つのピークを作る信号電荷分布が得られた。しかし他のチャンネルにも同様に 2 つのピークがみられ、ビームテスト時の信号電荷分布を

ある程度再現はできるが、完全に再現することは難しいことがわかった。このことから、チャンネル 27 問題を完全に理解するには、より詳細なビームプロファイルと 2 次元読み出しが不可欠であることがわかった。

検出器内で停止した K 事象と 200MeV/c の  $\pi$  事象を用いて、K 事象と  $\pi$  事象の粒子識別能力を評価した。ただし、K 事象に関しては検出器の端を通った可能性 (チャンネル 27 の高い方) がある事象に関してはカットした。取得したデータからテンプレートを作成し定義した尤度関数に従って全ての事象について尤度をもとめた。その結果、K を信号とし  $\pi$  を背景事象としたとき、信号取得率が 80% に対して除去因子は  $\sim 400$  となることがわかった。シミュレーションでは信号取得率は 96.8% でそのときの除去因子は  $10^5$  である ([23]) が、その値を再現することができなかった。再現できなかった原因は主に 3 つあると考えている。

1. 事象の統計数が少ないこと。

液体アルゴン TPC 検出器はドリフト時間が遅いため陰極から陽極までのドリフト時間である  $500\mu\text{sec}$  の間に複数の粒子が検出器に入射すると、そのうちどれがトリガー事象であったかの判別を付けることができなくなってしまう。今回のデータ解析では事象中の入射粒子が 1 であることをオフラインで要求したために多くの事象を捨ててしまうことになった。

2. 陽極が一次元読み出しであること。

一次元読み出しであるため検出器のストリップ方向の位置を知ることができない。そのためにエネルギー損失  $dE/dx$  の正確な  $dx$  を計ることができないことから、K 事象と  $\pi$  事象の粒子識別能力が悪くなってしまう。また、陽極が 1cm ストリップであったため、停止点付近のエネルギー損失の急激な上昇を分解能良くデータ取得することができなかった。

3.  $\pi$  事象が検出器の中央で停止しなかったこと

使用した  $\pi$  事象は検出器の充分深いところで停止せず、20 チャンネルにピークをもった停止点分布になった。そのため核子崩壊時の背景事象となる 20cm 飛程する  $\pi$  事象を再現することができず (0、1 チャンネルは不感領域のため)、少ない情報での尤度算出になってしまった。

4. 2 次粒子情報を用いてないこと

二次粒子情報を用いれば崩壊した粒子の種類や運動量がわかる可能性があるが、本ビームテストで使用した検出器では二次粒子を完全に検出器内で停止させることができなかったため、二次粒子情報を用いることができなかった。

1、2 の問題を解決するために、次回のビームテストでは二次元読み出し陽極にすることを考えている。二次元陽極にすることでオーバーラップ事象を捨てずに使用することが期待される。また、ビームスリットの最適化を行ってそもそものオーバーラップ事象を少なくすることが考えられる。3 に関してはシミュレーションを行い、 $\pi$  事象が検出器中央で停止するようなランコンフィギュ

レーションにする必要があると考えられる。また、4 を考えると検出器の大きさもシミュレーションを行って考えなければならない。本ビームテスト解析では飛程中の崩壊を除いて行ったが、飛程中の崩壊も考慮すると除去因子が下がる可能性があることには注意する必要がある。次回のビームテストでは、しっかりとしたランコンフィギュレーションの考察し二次元読み出し陽極にすることで、十分な統計数での液体アルゴン TPC 検出器の粒子識別能力の実験的検証を行いたい。

## 付録 A 粒子の停止点の決定

粒子の停止点決定の成功率を上げるため、各アルゴリズムのパラメータの最適化を行った。

### A.1 Hough アルゴリズム

Hough アルゴリズムには主に次の 3 つのパラメータが存在する。

1. クラスタ内にくいつヒットがあれば Hough 変換を行うか (Number of hits cut)
2. Hough 変換して得た直線とどれだけ近ければそのヒットを除くか (Matching cut)
3. 1 クラスタに対して最大何本の直線を許容するか (Maximum lines cut)

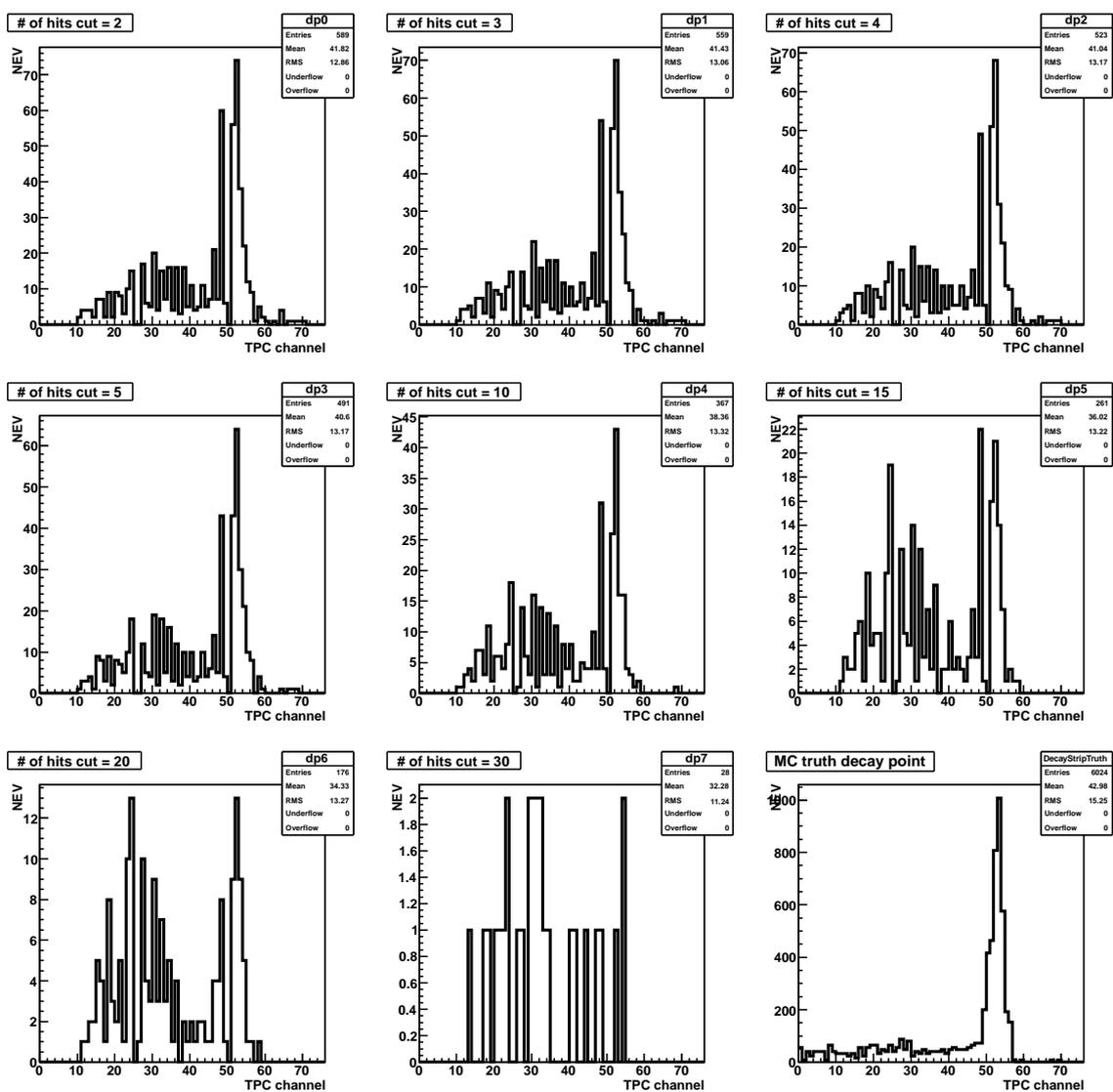
K 事象のモンテカルロ・シミュレーションを 1000 事象作成し、それぞれのパラメータを変えたときに停止点決定の成功率と真実の停止点との広がりと比較することによりパラメータの最適化を行った。

表付録 A.1 パラメータの設定値

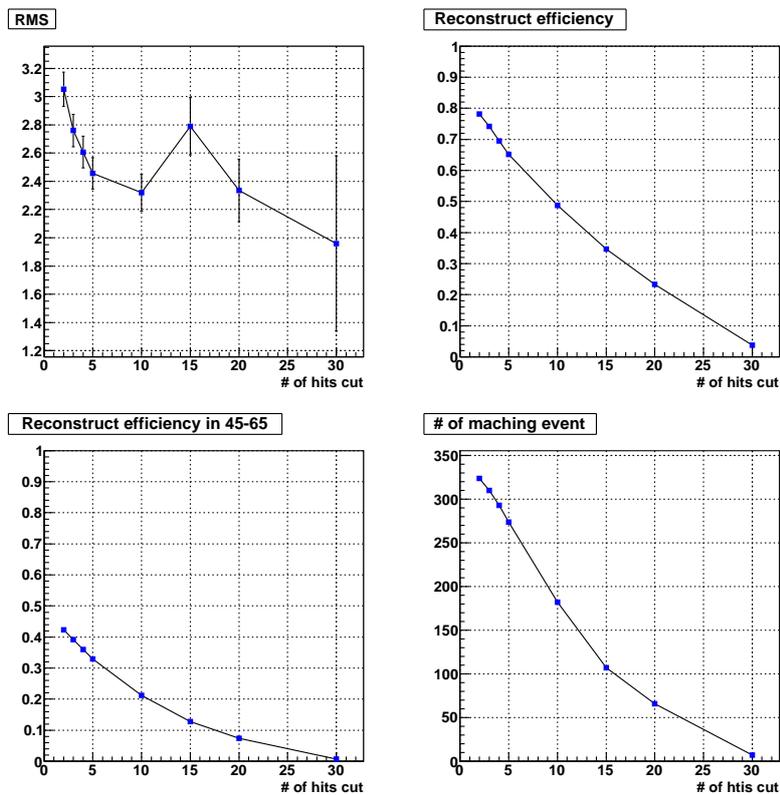
パラメータ	設定値
Number of hits cut	5
Matching cut	3
Maximum lines cut	4

#### Number of hits cut の最適化

Number of hits cut を変えていったときの崩壊点分布を図付録 A.1 に示す。これらの分布から決定した停止点と真実の停止点との RMS、停止点決定の成功率、解析で使用する範囲での停止点決定の成功率、停止点を決定できた事象数を図付録 A.2 に示す。Number of hits cut は低ければ低いほど停止点決定の成功率は高いが、RMS も同様に高くなることがわかった。Number of hits cut を下げたことにより停止点を決定することができた事象は、真実の崩壊点と離れているのではないかと考え確認したがそのような傾向は見られなかった。この結果から停止点決定の成功率が一番高い 2 を採用した。



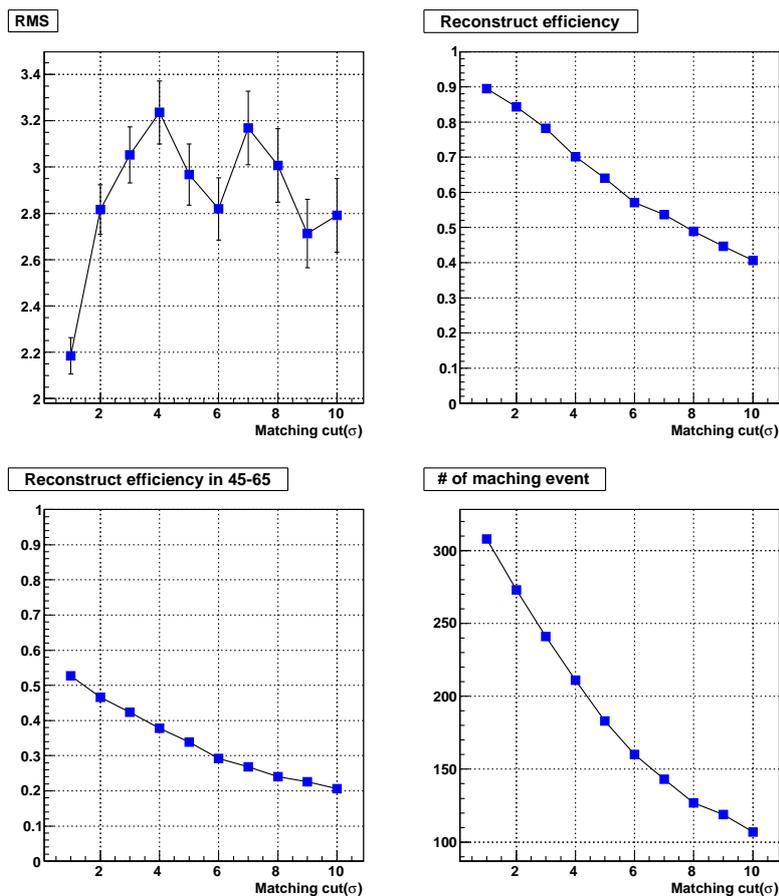
図付録 A.1 Number of hits cut を変えていったときの崩壊点分布



図付録 A.2 Number of hits cut を変えていったときの決定した崩壊点と真実の崩壊点の RMS(左上) 停止点決定の成功率 (右上) 解析で使用する範囲での停止点決定の成功率 (左下) 停止点を決定することができた事象の数 (右下)

### Matching cut の最適化

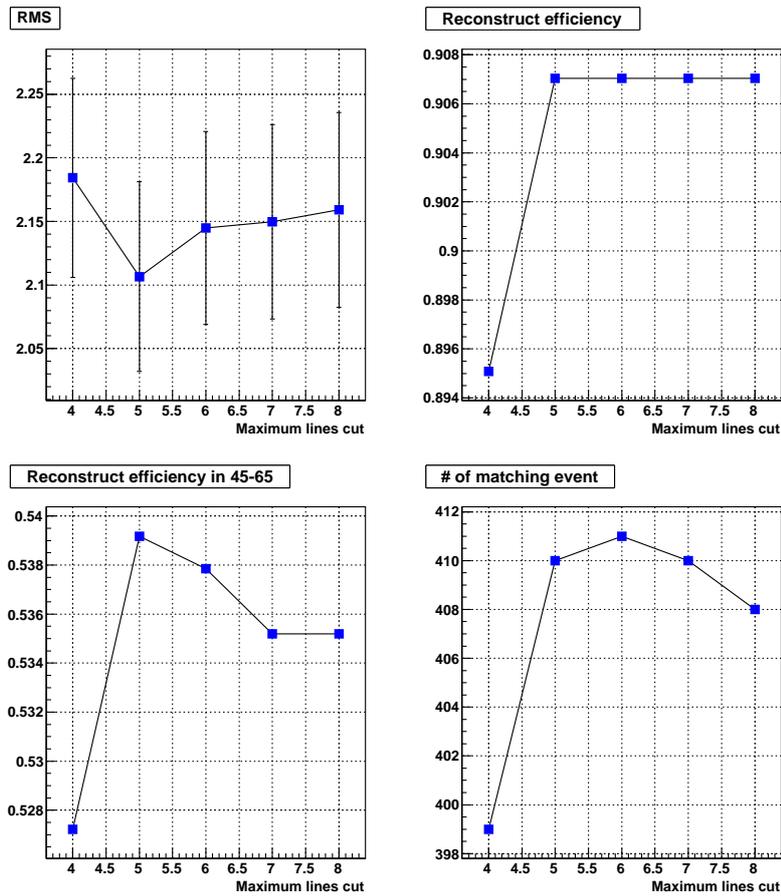
Number of hits cut の最適化と同様にシミュレーションから崩壊点分布を作成し、決定した停止点と真実の停止点との RMS、停止点決定の成功率、解析で使用する範囲での停止点決定の成功率、停止点を決定できた事象数を算出した。ただし、Matching cut には、信号電荷のドリフト時間の広がりを使用した。Matching cut が最も低い  $1\sigma$  が RMS が最も低く、停止点決定の成功率が最も高いため、Matching cut は  $1\sigma$  を採用した。



図付録 A.3 Matching cut を変えていったときの決定した崩壊点と真実の崩壊点の差の分布の RMS(左上) 停止点決定の成功率 (右上) 解析で使用する範囲での停止点決定の成功率 (左下) 停止点を決定することができた事象の数 (右下)

Maximum lines cut の最適化

次に Maximum lines cut の最適化を行った。その結果を図付録 A.4 に示す。Maximum lines cut が 5 のときが一番 RMS が低く、停止点決定の成功率が高いことがわかる。よって Maximum lines cut は 5 を採用した。



図付録 A.4 Maximum lines cut を変えていったときの決定した崩壊点と真実の崩壊点の差の分布の RMS(左上) 停止点決定の成功率 (右上) 解析で使用する範囲での停止点決定の成功率 (左下) 停止点を決定することができた事象の数 (右下)

Hough アルゴリズムを最適化した結果を表付録 A.3 と表付録 A.2 に示す。アルゴリズムの様々なパラメータを確立することにより、Hough アルゴリズムで ~60% 程停止点を決定できる事象数が増加した。

表付録 A.2 最適化後のパラメータの設定値

パラメータ	最適化前	最適化後
Number of hits cut	5	2
Matching cut	3	1
Maximum lines cut	4	5

表付録 A.3 パラメータ最適後の停止点決定に成功した事象数

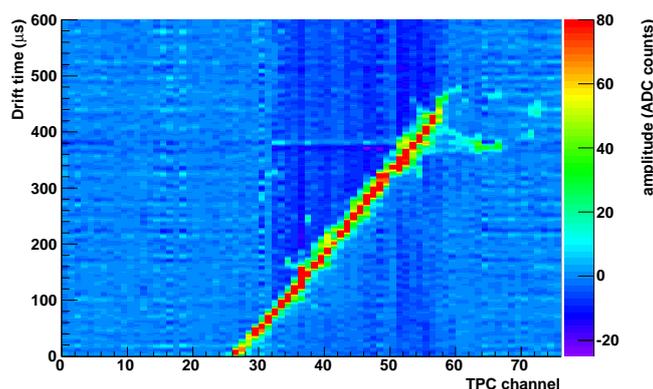
	最適化前	最適化後
Hough アルゴリズム		
クラスター 1 事象	753	753
停止点決定成功事象	491	683
解析で使用する範囲での停止点決定成功事象	248	405

## 付録 B 液体アルゴン純度の見積もり

液体アルゴン純度の見積もりには宇宙線を使用した。宇宙線は MIP でエネルギーを落とすため、ビーム粒子に比べてエネルギー損失が小さい。そこで、宇宙線を用いた純度の見積もりにはヒットファインディングの閾値を 3 にして解析を行った。また、質の高い宇宙線事象を使用するために以下の事象選択を行った。

- 飛跡が 20 チャンネル以上にまたがっている
- 飛跡の最小時間のヒットが  $50\mu\text{sec}$  以内である。
- 飛跡の最大時間が  $400\text{-}500\mu\text{sec}$  である。
- 1 つの宇宙線のみ存在する。
- 信号電荷が 1500 より大きい、もしくは信号幅が  $20\mu\text{sec}$  より大きいヒットを除く。
- 除かれたヒットがクラスターのヒットの 40% 以上であった場合、その事象ごと除く。

純度の見積もりには宇宙線は検出器を充分斜めに突き抜けてなければならない。そこで、飛跡が 20 チャンネル以上にまたがっていることを要請した。また、陽極と陰極を通過している宇宙線を使用するため、飛跡の最小時間と最大時間を要請した。さらに、複数の宇宙線があると純度の見積もりができないため以上の条件を満たす宇宙線がただ 1 つ存在することを要請した。宇宙線には図付録 B.1 のような、強い電磁シャワーを起こしている事象が存在する。このような事象を除去するために、ヒットに対して信号電荷か信号幅でカットをかけ、さらにそのようなヒットが多い事象は除くようにした。純度の見積もりに使用した事象数、充填からの時間、ドリフト電子の寿命をまとめたものを表付録 B.1 に示す。



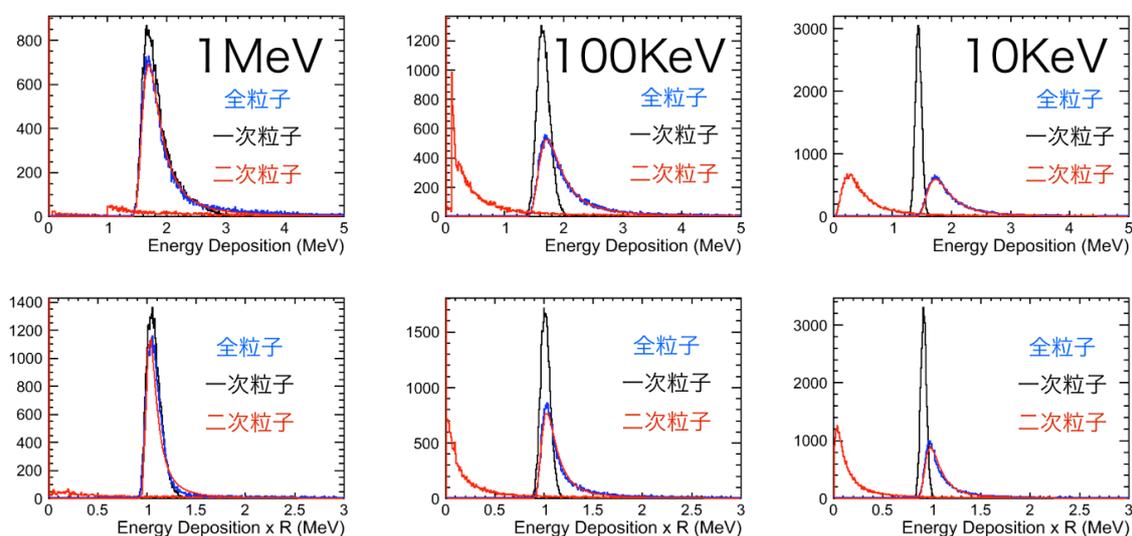
図付録 B.1 シャワーを起こしている宇宙線

表付録 B.1 純度解析に使用した事象数

ラン	充填からの時間 (hour)	全事象数	事象選択後の事象数	ドリフト電子の寿命 ( $\mu\text{sec}$ )
1	66.9	15969	958	543 $\pm$ 31
2	67.6	6986	266	510 $\pm$ 31
3	69.2	5995	382	568 $\pm$ 33
4	69.5	5000	322	537 $\pm$ 32
5	69.8	6999	464	527 $\pm$ 31
6	70.1	2999	183	553 $\pm$ 34
7	70.3	998	52	603 $\pm$ 43
8	86.4	1716	20	520 $\pm$ 50
9	87.2	4949	298	576 $\pm$ 34
10	103.5	2900	265	482 $\pm$ 34
11	105.7	2450	203	457 $\pm$ 27
12	107.3	16500	145	392 $\pm$ 24
13	153.4	4950	210	403 $\pm$ 24
14	154.2	4700	90	385 $\pm$ 28

## 付録 C エネルギーカットオフ

Geant にはソフトエレクトロンのエネルギーカットオフ閾値の設定がある。エネルギーカットオフとは二次粒子の計算をどのエネルギー閾値まで行うかという設定である。具体的には、ある相互作用で二次粒子が発生した場合、その二次粒子がエネルギーカットオフ以上のエネルギーを持っていない場合は二次粒子は計算上生成されない。その代わりに、割り当てられるはずであったエネルギーはその相互作用を起こした位置に落とされる。閾値が低ければ低いほど実際に起きている物理現象に近づくが、計算に時間がかかるため物質毎に適切な値を設定する必要がある。突き抜け  $\pi$  事象を用いてエネルギーカットオフの値を変えていったとき、エネルギー損失がどのような分布になるのかを確認した (図付録 C.1)。



図付録 C.1 一次粒子と二次粒子と全粒子のエネルギー損失。上図は再結合因子を 0 にしたもの。下図は再結合因子をかけたもの

エネルギー閾値が 100KeV と 1MeV は高いところまでだらだら続くランダウ分布になっているのが確認できる。また 1MeV と 100KeV では二次粒子の分布の振る舞いがエネルギーカットの影響を受けた分布になっていることがわかる。よって、本研究ではエネルギー閾値を 10KeV に設定した。

## 謝辞

本論文は多くの方々にご指導していただいたおかげで完成させることができました。ご指導頂いた全ての方々に心より感謝いたします。

まず、本研究の機会を与えて下さった寄田先生に感謝いたします。無知で横柄な学生である私に飽きることなく物理の面白さから、人間としての在り方をご指導いただき、今の私があるのも寄田先生のおかげだと感じています。寄田先生の下で学べたことに非常に幸せを感じております。

丸山和純氏には数え切れないほど相談に乗っていただききました。DAQ システムの構築やマージプログラム、ミュオン飛来数の推定など実験が進まないときには朝まで親身になって話を聞いてくださったこと、本当に感謝しています。一緒に検出器開発ができてとても楽しかったです。

田中雅士氏には実験の真髄を教えていただきました。理解の遅い私に丁寧に教えてくださったこと、朝 4 時に電話して起こすことがあっても怒らずに助言していただいたことは感謝してもしきれないです。私がかここまで液体アルゴンに夢中になることができたのは田中雅士氏がいたからです。本当にありがとうございます。

永野間淳二氏にはデータ解析やプログラムをご指導していただきました。私がやりたいことを貫き通すことができたのは永野間氏の手厚いサポートがあったからです。

KEK ニュートリノグループの長谷川琢哉氏、小林隆氏、西川公一朗氏にはミーティングにおける助言をはじめ、元気づけられる言葉をたくさん頂きました。私が企画した飲み会に参加していただいたことは大変嬉しかったです。また、笠見勝祐氏、牧宗慶氏には非常にためになる技術的なご指導を頂きました。ありがとうございました。

ETHZ のの方々には大型検出器について様々なことを教えていただきました。また Devis 氏にはソフトウェアに関する助言と支援を沢山頂きました。

本ビームテストで使用した MTM を用いたイベントタグシステムは測定器開発の五十嵐洋一氏のサポートなくしてはできませんでした。知識が全くない私に DAQ システムに関する沢山の助言をしていただき、ありがとうございました。

岩手大の内藤裕貴氏とは KEK で非常に長い時間共に過ごしました。一緒に KEK で研究できて非常に刺激的でした。ありがとうございました。

そして、研究生活を共にした寄田研究室の方々には本当に心から支えられました。あらゆる場面で相談に乗ってくれたり、共にふざけたりできたおかげで健全な研究生活を送ることができました。ここには書ききれないほどお世話になり、感謝の気持ちでいっぱいです。

最後に、大学 6 年間何不自由なく学べる環境を与えてくれ、支え続けてくれた両親に深く感謝します。

## 参考文献

- [1] A. Rubbia, 'LAGUNA - Large Apparatus for Grand Unified and Neutrino Astrophysics', Invited talk at the 8th international workshop on Neutrino Factories, Super- beams and Betabeams NUFACT06, August 2006, Irvine (USA).
- [2] A. Bueno *et al.*, "Nucleon decay searches with large liquid argon TPC detectors at shallow depths: Atmospheric neutrinos and cosmogenic backgrounds," *JHEP* **0704** (2007) 041 [arXiv:hep-ph/0701101].
- [3] M. Shiozawa *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3319 (1998) [arXiv:hep-ex/9806014].
- [4] K. Kobayashi *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], *Phys. Rev. D* **72**, 052007 (2005) [arXiv:hep-ex/0502026].
- [5] M. Freund, "Analytic approximations for three neutrino oscillation parameters and probabilities in matter," *Phys. Rev. D* **64**, 053003 (2001) [arXiv:hep-ph/0103300].
- [6] J. J. Gomez-Cadenas, "Golden measurements at a  $\nu$ -factory," *Presented at KEK International Workshop on High Intensity Muon Sources (HIMUS 99), Tsukuba, Japan, 1-4 Dec 1999*
- [7] K. Hagiwara, N. Okamura and K. i. Senda, "Physics potential of T2KK: An extension of the T2K neutrino oscillation experiment with a far detector in Korea," *Phys. Rev. D* **76**, 093002 (2007) [arXiv:hep-ph/0607255].
- [8] 奥村公宏, 亀田純, 中山祥英, 大谷将士, 中家剛, *高エネルギーニュース* **30-2**,83(2011)
- [9] A. Badertscher, A. Curioni, S. DiLuise, U. Degunda, L. Epprecht, L. Esposito, A. Gendotti, T. Hasegawa, S. Horikawa, L. Knecht, T. Kobayashi, C. Lazzaro, D. Lussi, A. Marchionni, A. Mereaglia, T. Maruyama, G. Natterer, K. Nishikawa, F. Resnati, A. Rubbia †, C. Strabel, M. Tanaka, T. Viant, "Towards a Long Baseline Neutrino and Nucleon Decay Experiment with a next-generation 100 kton Liquid Argon TPC detector at Okinoshima and an intensity upgraded J-PARC Neutrino beam," KEK JPARC PAC2009 (2009)
- [10] A. Manalaysay 'RECENT RESULTS IN THE SEARCH FOR DARK MATTER WITH NOBLE LIQUID DETECTORS', *et al.*, arXiv:1106.0037V1[hep-ex] (2011)
- [11] F. Sauli 'MICROPATTERN GASEOUS DETECTORS' *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* (1999)
- [12] Jaap. Doornbos 'An 800 MeV/c separated kaon beam at J-PARC' Technical reports to the FIFC committee(2005)
- [13] S. Mihara, *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **518**, 45 (2004) 三原智, *高エネルギーニュース*, **26-1**,9(2005)
- [14] <http://www.saespuregas.com>

- [15] P.V.C Hough 'Method and means for recognizing complex patterns', United States Patent Office 3069654(1962)
- [16] R. Brun and F. Carminati, CERN Programming Library Long Writeup W5013 (1993).
- [17] S. Amoruso *et al.* [ICARUS Collaboration], "Study of electron recombination in liquid argon with the ICARUS TPC," Nucl. Instrum. Meth. A **523**, 275 (2004).
- [18] S. Amoruso, M. Antonello, P. Aprili, F. Arneodo, A. Badertscher, B. Baibusinov, M. Baldo-Ceolin and G. Battistoni *et al.*, "Analysis of the liquid argon purity in the ICARUS T600 TPC," Nucl. Instrum. Meth. A **516**, 68 (2004).
- [19] <http://www.muratasoftware.com/products/index.html>
- [20] Shibamura, Takahashi, Kubota, Doke, "Ratio of diffusion coefficient to mobility for electrons in liquid argon" Physical Review A 20, 2547-2554 (1979).
- [21] <http://pdg.lbl.gov/>
- [22] 田中雅士,"液体アルゴン TPC 開発の現状", 測定器開発室セミナー (2012)
- [23] O. Araoka *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **308** (2011) 012008 [arXiv:1105.5818 [physics.ins-det]].
- [24] J.HISANO 'Proton Decay in the Supersymmetric Grand Unified Models', *et al.*, arXiv:4266 (2000)
- [25] A. Curioni *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **605**, 306 (2009) [arXiv:0903.2066 [physics.ins-det]].
- [26] K. Abe *et al.*, "Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —," arXiv:1109.3262 [hep-ex].