

修士論文

J-PARCにおける
反 K 中間子束縛原子核の系統的研究に用いる
円筒型ドリフトチェンバーの製作と性能評価

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

木村 佑斗

2024年

J-PARCにおける反 K 中間子束縛原子核の系統的研究に用いる 円筒型ドリフトチェンバーの製作と性能評価

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻,
先端量子ビーム科学研究センター クォーク核物理研究部
木村 佑斗

1. 研究背景

現宇宙において安定した物質は全てフェルミオンで構成されている。ボソンは物質中ではフェルミオン同士を繋ぐ媒介粒子、すなわち固有の質量を持たず、不確定性関係の範囲内で生成・消滅を繰り返す「仮想粒子」として存在する。一方で、真空中においては固有の質量・寿命を持つ「実粒子」として存在できる。なぜ自然界においてボソンは物質の構成粒子にならないのか（物質中で実粒子として存在できないのか）、もしもボソンが構成粒子を担う物質があれば、それはどのような未知の性質を持っているのか、これらの問いに現在の物理学は答えることができていない。

中間子を構成粒子として含む物質の探索は π 中間子や η 中間子について行われてきたが、未だ確証的な実験結果は得られていない。一方で、J-PARC E15 実験によって反 K 中間子原子核 ($\bar{K}NN$) が発見された [1]。しかしながらさらに核子数の多い反 K 中間子原子核が存在するのかは明らかになっていない。この状況を打破すべく、我々は反 K 中間子原子核の系統的測定を目的とした実験 (J-PARC E80 実験) を計画、2027 年実施に向けてその準備を進めている。鍵となるのは検出器の大立体角化と中性子検出効率の向上である。このために新たな円筒型検出器群 (Cylindrical Detector System, 以下 E80-CDS) を開発している。

E80-CDS は先行研究 E15 実験装置に対して立体角が約 1.6 倍、中性子検出能力が約 7 倍になるように設計することで、E15 実験では測定が困難であった中性子を終状態に持つ核子数が増えた反 K 中間子原子核の観測 (図 1 に示す、反 K 中間子と 3 核子系である $\bar{K}NNN$ から Λ_{pn} への 3 体崩壊) を可能にしたものである。

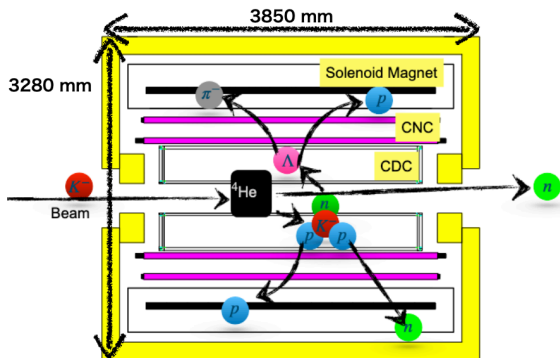


図 1: E80-CDS の概念図と E80 実験で注目する反応

2. 研究目的

E80-CDS を構成する主要検出器の 1 つが円筒型ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber, 以下 E80-CDC) である。E80-CDC の役割は生成された反 K 中間子原子核からの崩壊粒子の検出、その飛跡から反応点を決定、崩壊荷電粒子の運動量解析、その情報を使い反 K 中間子原子核の不変質量を再構成することである。我々は今年度完成した E80-CDC 実機のコミッショニングを開始した。しかしながら、E80-CDC は先行研究である E15 実験で使用した CDC (以下、E15-CDC) の約 3 倍の体積がある。したがって、これまで使っていた可燃性の充填ガス $\text{Ar-C}_2\text{H}_6$ の使用に安全面から指摘が上がった。そこで、E80-CDC ではその代替として不燃性の Ar-CO_2 の混合ガスを用いることを検討している。

本論文では、E80-CDC の充填ガスとして使用を検討している Ar-CO_2 の基本的ガス特性を確認するとともに、これまで使用してきた ArC_2H_6 との性能比較を行い、その使用可能性について議論する。

3. 円筒型ドリフトチェンバー (CDC)

E15-CDC では充填ガスとして $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$ を用い、Layer Efficiency、Tracking Efficiency $\sim 97\%$ 、位置分解能 $\sim 200\ \mu\text{m}$ という性能が得られていた。そこで、E80-CDC でも E15-CDC と同等の性能、すなわち Layer Efficiency と Tracking Efficiency、位置分解能、それぞれ 97% 、 $200\ \mu\text{m}$ を E80-CDC に対する要求性能とした。E80-CDC 実機を図 2 に示す。

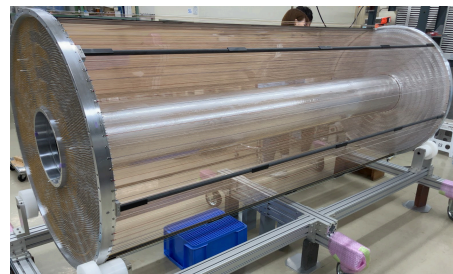


図 2: CDC 全体図

E80-CDC は、外半径 $530\ \text{mm}$ 、内半径 $150\ \text{mm}$ 、全長 $2,680\ \text{mm}$ である。また、軸方向層のワイヤ長は $2570\ \text{mm}$ である。これは標的設置位置から全立体角 4π に対して 93% の立体角被覆率に相当する。E80-CDC は E15-CDC と同じセル構造でドリフト長 $9\ \text{mm}$ の六角形セルの 15

層構造となっている。約 2.7° 傾けた 8 層のステレオ層は、ビーム軸方向の位置情報を得るために使用される。全 1,816 本のセンスワイヤーには $\phi 30\ \mu\text{m}$ の金メッキタングステン、全 6,428 本のフィールドワイヤーには $\phi 80\ \mu\text{m}$ のベリリウム銅を使用している。

4. ArCO_2 の基本特性と混合比の選択

Ar-CO_2 ガスの混合比に対する増幅率の印加電圧依存性を確認するために、小型テストチェンバーを使った実験を実施した。まず、 ^{55}Fe 線源からの X 線をチェンバーに照射しワイヤーからの生信号を測定し、複数のガス混合比で信号増幅率を求め、各混合比において十分な増幅率 ($\sim 3 \times 10^4$ 以上) を得るための印加電圧値を確定させた。

加えて、 β 線源である ^{90}Sr をチェンバーに照射し、Amprifier-Shaper-Discriminator 回路 (ASD) からデータを取得した。そのデータを元に、同じ増幅率のもとで検出効率と Multiplicity を異なるガス比率間で比較し、高い検出効率と低 Multiplicity (すなわち低ノイズ) を最も両立しているガス比率を探した。同時に実施したガス増幅シミュレーションで得た結果とを総合的に判断し、E80-CDC で使用するガスとして $\text{Ar:CO}_2=90:10$ が最適であることを見出した。

5. $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ と $\text{ArCO}_2(90:10)$ の比較

E15-CDC を用いた宇宙線に対する $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$ と $\text{Ar-CO}_2(90:10)$ の性能を比較した。ここでは再構成したトラックを元に Layer Efficiency、Tracking Efficiency、位置分解能の比較を行った。その結果、 ArCO_2 においては $2350\text{V} \sim 2400\text{V}$ (ガス増幅率 $\sim 6 \times 10^4$) で動作させると E15-CDC と $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ で出ていた性能と同等の性能、Layer Efficiency、Tracking Efficiency $\sim 97\%$ 、位置分解能 $\sim 200\ \mu\text{m}$ が得られることを確認した (図 3)。

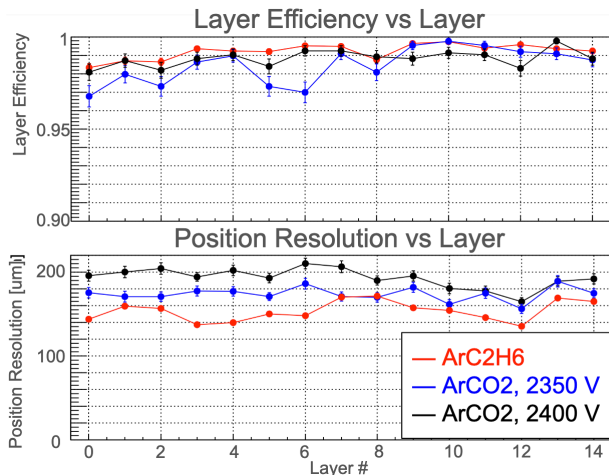


図 3: (上) Layer Efficiency、(下) 位置分解能

6. E80-CDC でトラック検出

2024 年 6 月に完成した E80-CDC 実機を J-PARC の準備棟に設置した。高電圧印加用ケーブルの製作、読み出しのための変換基板等の取り付け及び約 1 ヶ月間エイジング作業を行なった。ノイズ落としの末、ASD を一部取り付け、宇宙線で最初のデータを取得した。充填ガスとしては上で選択した $\text{ArCO}_2(90:10)$ を用いた。図 4 のように宇宙線のトラックを引くことに成功した。

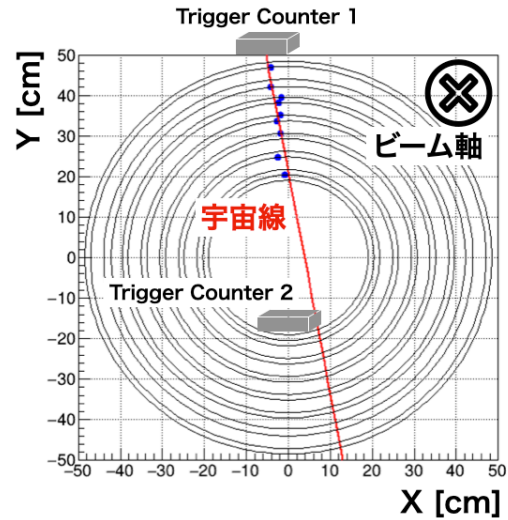


図 4: E80-CDC で引けた最初の宇宙線トラック。読み出し回路は上部のみに接続。

7. まとめと今後の展望

本研究では J-PARC E80 実験のための CDC を建設し、充填ガス候補の ArCO_2 が先行実験 E15 実験の CDC で使われていた $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ と同等の性能を発揮するのかを検討した。その結果 $\text{ArCO}_2(90:10)$ の場合、 $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ と同等の性能、Layer Efficiency、Tracking Efficiency $\sim 97\%$ 、位置分解能 $\sim 200\ \mu\text{m}$ が得られることを確認した。加えて、E80-CDC に $\text{ArCO}_2(90:10)$ を充填し宇宙線測定を実施、宇宙線の飛跡の再構成に成功した。

今後、ASD の全数取り付け、本番のセットアップと同様の CNC(3m のプラスチックシンチレータ) をトリガーとした宇宙線における性能確認を実施するとともに、 $\bar{K}NNN$ 束縛状態探索実験、J-PARC E80 実験を 2027 年より実施するための準備を進めていく。

参考文献

- [1] S. Ajimura et al., " K^-pp , a K meson nuclear bound state, observed in $^3\text{He}(K, \Lambda p)n$ reactions J-PARC E15 collaboration." Physics Letters B 789 (2019) 620-625

目次

第 1 章 序章	1
1.1 背景	1
1.2 反 K 中間子原子核に関する理論的研究	2
1.3 これまで行われてきた反 K 中間子原子核に関する実験結果	3
1.3.1 Stopped K^- を利用した実験	3
1.3.2 In-flight K^- を利用した実験	5
1.3.3 その他の手法による実験	7
1.4 J-PARC E15 実験	10
1.5 本研究の目的	11
第 2 章 J-PARC E80 実験	13
2.1 実験目的	13
2.2 実験原理	13
2.3 実験セットアップ	14
2.3.1 大強度陽子加速施設 J-PARC	14
2.3.2 K1.8BR ビームライン	15
2.3.3 ビームライン検出器	17
2.3.4 標的システム	20
2.3.5 大立体角スペクトロメータ (Cylindrical Detector System, CDS)	21
第 3 章 円筒型ドリフトチェンバー (E80-CDC)	27
3.1 要求性能	27
3.2 検出器の構成	28
3.2.1 本体の構造	28
3.2.2 セル構造	28
3.2.3 ワイヤの詳細	29
3.2.4 信号読み出し回路系	30
第 4 章 充填ガス選定のための性能比較	33
4.1 目的	33
4.2 Garfield++を用いたシミュレーション	33
4.3 ガス混合率についての調査	38
4.3.1 テストチェンバー	38
4.3.2 生波形解析による増幅率計算	39
4.3.3 ワイヤ 1 本の検出効率	46
4.3.4 ガス混合率まとめ	50
4.4 E15-CDC を用いた宇宙線テスト	50

4.4.1	実験セットアップ	50
4.4.2	TDC 情報	51
4.4.3	トラッキングのための XT パラメータ決定	55
4.4.4	検出効率	60
4.4.5	トラッキング効率	62
4.4.6	位置分解能	63
4.5	考察	64
4.5.1	ガス違いによる検出効率の違い	64
4.5.2	Ar-CO ₂ (90:10) における TDC の副ピークとドリフト時間の長いテール	66
4.5.3	TOT 閾値を変えた時のトラッキング効率と位置分解能の変化	69
第 5 章	E80-CDC の製作及びコミッショニングの現状	72
5.1	製作	72
5.2	コミッショニング	80
5.3	実験セットアップ	82
5.4	1 トラックの検出	83
第 6 章	結論	86
6.1	まとめ	86
6.2	今後の課題	87
第 7 章	謝辞	88
付 録 A	ワイヤードリフトチェンバーの動作原理	91
A.1	一次電子の発生	91
A.2	一次電子のドリフトと拡散	94
A.3	電子雪崩による増幅	95
A.4	クエンチガスの必要性	98
A.4.1	紫外光子の発生と Penning Transfer	98
A.4.2	紫外光子による放電	98
A.5	ドリフトチェンバーについての基礎的事項	99
A.5.1	時間情報から位置情報へ	99
A.5.2	運動量解析法	99
A.5.3	運動量分解能	100
付 録 B	全 15Layer の図	101

目 次

1	E80-CDS の概念図と E80 実験で注目する反応	1
2	CDC 全体図	1
3	(上)Layer Efficiency、(下)位置分解能	2
4	E80-CDC で引けた最初の宇宙線トラック。読み出し回路は上部のみに接続。	2
1.1	赤石氏・山崎氏による p , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ と K^- が束縛された系の束縛エネルギーと崩壊幅	2
1.2	各モデルごとの反 K 中間子原子核の束縛エネルギーと崩壊幅の比較	3
1.3	KEK E548 実験で得られた (上) ${}^{12}\text{C}(K^-, n)$ と (下) ${}^{12}\text{C}(K^-, p)$ 反応の Missing Mass スペクトラム	4
1.4	FINUDA 実験で得られた Λp の不変質量スペクトル	5
1.5	FINUDA 実験で得られた Λd の不変質量スペクトル	5
1.6	KEK E548 実験で得られた (上) ${}^{12}\text{C}(K^-, n)$ と (下) ${}^{12}\text{C}(K^-, p)$ 反応の Missing Mass スペクトラム	6
1.7	OBELIX 実験で得られた $pp\pi^-$, $pd\pi^-$ の不変質量スペクトル	8
1.8	DISTO 実験にて得られた質量欠損分布	9
1.9	J-PARC E27 実験にて得られた質量欠損分布	10
1.10	J-PARC E15 実験で得られた λp の不変質量スペクトル	11
2.1	J-PARC の加速器施設と実験施設	14
2.2	ハドロンホールまでの陽子ビーム輸送	15
2.3	$K^- N$ の弾性散乱の反応断面積	15
2.4	アップデート後の K1.8BR ビームライン概念図	16
2.5	アップデート後の 1.8BR ビームラインのビームエンベロープ	16
2.6	BHT の概念図	17
2.7	BDC のセル構造	18
2.8	BLC, T0, AC の写真	18
2.9	AC の概念図	19
2.10	BPC のセル構造と概念図	19
2.11	DEF の概念図	20
2.12	標的セルの写真	20
2.13	標的システム概念図	21
2.14	大立体角スペクトロメータ (E80-CDS) のデザイン	22
2.15	反応概念図	23
2.16	CDC 単独の場合と CDC と VFT を組み合わせた場合の Transverse 方向の運動量分解能 (σ) の比較	24
2.17	VFT の写真	24
2.18	CNC のプロトタイプ 1 号機の写真	25

2.19 CNC の配置の概念図 (超伝導ソレノイド磁石の内側に 2 層)	25
2.20 鉄ヨークの写真	26
3.1 E80-CDC の骨格	28
3.2 E80-CDC のセル構造	29
3.3 ASD までの信号輸送のための変換基板	30
3.4 ASD の実際の写真	31
3.5 ASD Main Chip (SONY-CXA3183Q) のブロックダイアグラム	32
4.1 等電位線および電気力線の図	34
4.2 (左) 注目セルの部分と (右) 印加電圧-2000V 下でのセル内電場の大きさ。赤線は電場の最小値を示している。	35
4.3 (左) 印加電圧-2400V と (右) 印加電圧-2800V 下でのセル内電場の大きさ。赤線は電場の最小値を示している。	35
4.4 Ar-C ₂ H ₆ (50:50) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性	36
4.5 Ar-CO ₂ (95:5) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性	36
4.6 Ar-CO ₂ (90:10) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性	36
4.7 Ar-CO ₂ (80:20) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性	37
4.8 Ar-CO ₂ (70:30) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性	37
4.9 Test Chamber の概念図	38
4.10 テストチェンバー実験のセットアップ 1	39
4.11 テストチェンバー実験のセットアップ 2	40
4.12 波形解析セットアップ図	40
4.13 テストチェンバーにおけるワイヤーからの直接信号の典型例。Ar-C ₂ H ₆ (50:50), 2800 V。	41
4.14 テストチェンバーにおけるワイヤーからの直接信号の典型例。Ar-CO ₂ (90:10), 2400 V。	41
4.15 波形解析における、積分範囲の決め方。	42
4.16 オシロスコープから取得した波形データをもとに再構成したシグナル波形の例	42
4.17 それぞれのガスのもとでの増幅率の印加電圧依存性	45
4.18 波高の HV 依存性と増幅率依存性 (プロット点が標本の平均値であり、誤差は標本の標準偏差としている。)	45
4.19 FWHM の HV 依存性と増幅率依存性 (プロット点が標本の平均値であり、誤差は標本の標準偏差としている。)	45
4.20 テストチェンバー TDC 取得時のセットアップ。 ⁹⁰ Sr と HV 側。	46
4.21 テストチェンバー TDC 取得時のセットアップ。信号読み出し側。	47
4.22 テストチェンバー TDC 取得時のセットアップの概念図とチャンネル対応	47
4.23 Wire Efficiency の HV と増幅率依存性	48
4.24 Layer Multiplicity の増幅率および HV 依存性	49
4.25 実験セットアップの概要	51
4.26 E15-CDC Hit Pattern(Layer# 0)	52
4.27 E15-CDC Layer Multiplicity (Layer# 0)	52
4.28 E15-CDC Wire Multiplicity (Layer#0)	53
4.29 ArC ₂ H ₆ (50:50) 充填時のイベント毎の Total Multiplicity、Mul _T	53
4.30 ArCO ₂ (90:10) 充填時のイベント毎の Total Multiplicity、Mul _T	54
4.31 TDC 分布 (Layer#0)	54

4.32	TOT 分布 (Layer#0)	55
4.33	磁場 0 T におけるドリフト時間の等時線	56
4.34	磁場 0.7 T におけるドリフト時間の等時線	56
4.35	ドリフト時間分布 (Layer#0)	57
4.36	原始 XT カーブ (Layer#0) (左: Ar-C ₂ H ₆ (50:50)、右: Ar-CO ₂ (90:10))	57
4.37	残差の計算	58
4.38	XT パラメータの補正のための残差 vs ドリフト時間とその五次関数フィット (Layer#0) (1 回目)	59
4.39	XT パラメータの補正のための残差 vs ドリフト時間とその五次関数フィット (Layer#0) (10 回目)	59
4.40	両ガスにおける、補正に伴う χ^2/ndf 分布の変化	60
4.41	検出効率の定義に用いる値	61
4.42	検出効率の HV 依存性	61
4.43	Layer Efficiency の Layer 依存性	62
4.44	Tracking Efficiency の HV 依存性	63
4.45	位置分解能の印加電圧依存性	63
4.46	(左) Ar-C ₂ H ₆ (50:50), 2700 V、(右) Ar-CO ₂ (90:10), 2200 V、(上) Before Pre-Amp, (下) After Pre-Amp	64
4.47	(左) Ar-C ₂ H ₆ (50:50)、(右) Ar-CO ₂ (90:10) の After Pre-Amp の QDC スペクトル	65
4.48	(上) Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2700 V、(下) Ar-CO ₂ (90:10) 2200 V の TOT スペクトル	66
4.49	Ar-C ₂ H ₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO ₂ (90:10) の 2400 V とで、ASD 経由前のアナログ信号の比較	67
4.50	Ar-C ₂ H ₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO ₂ (90:10) の 2400 V とで、ASD 経由後のアナログ信号の比較	67
4.51	Ar-C ₂ H ₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO ₂ (90:10) の 2350 V の TOT スペクトル	68
4.52	Ar-C ₂ H ₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO ₂ (90:10) の 2350 V の TOT スペクトル	68
4.53	両ガスについての TOT スペクトル再考 (Layer#0)	69
4.54	トラッキング効率の TOT 閾値依存性	70
4.55	Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V における位置分解能の TOT 閾値依存性 (Layer#0)	71
5.1	計算上のワイヤー張り作業中の総荷重の推移	72
5.2	E80-CDC の 2 枚のエンドプレート	73
5.3	ワイヤー張り途中の E80-CDC	74
5.4	張られたワイヤーの数の変遷	74
5.5	各レイヤーのワイヤーの張力	75
5.6	各レイヤーのワイヤーの張力の設計値からのずれ	75
5.7	デイジーチェーンの材料	76
5.8	完成したデイジーチェーン	77
5.9	ローパスフィルターの概念図と実際の写真	77
5.10	高電圧側の完成形	78
5.11	信号読み出し側の構成	79
5.12	信号読み出し側の外観。(左) フィールドワイヤーのフィードスルー保護のためのキャップとアルミシールド板固定のための真鍮製のスペーサーが見える。(中央) アルミシールド板のクローズアップ写真。(右) アルミシールド板取り付け完了時の写真。	79

5.13	(左) 変換基板とセンスワイヤーをグラウンドに落とすためのケーブルのクローズアップ写真。(右) コミッショニングの準備完了時の写真。	80
5.14	各スーパーレイヤーの「合計の電流値」と「電圧値」の遷移プロット	81
5.15	E80-CDC で見られた特徴的なノイズ (2200 V 印加時)。結局このノイズを取り除くことができなかった。	81
5.16	宇宙線測定時の E80-CDC の外観。(左) HV 側。(右) 信号読み出し側。	82
5.17	宇宙線測定時の E80-CDC とトリガーカウンターの配置	82
5.18	宇宙線測定時に取り付けした ASD の位置	83
5.19	E80-CDC で取得した宇宙線の TDC スペクトル	83
5.20	E80-CDC で取得した宇宙線の TOT スペクトル	84
5.21	E80-CDC で取得した宇宙線の TDC vs TOT の 2 次元スペクトル	84
5.22	再構成した宇宙線トラックの例	85
A.1	電磁相互作用によるエネルギー損失 [1]	92
A.2	各原子に対する電子衝突電離の反応断面積 [2]	96
A.3	第一タウンゼント係数の電場依存	96
A.4	電離断面積と第一タウンゼント係数の電子のエネルギー依存	97
A.5	電子雪崩の形	97
B.1	Hit Pattern (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	101
B.2	Hit Pattern (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	102
B.3	Layer Multiplicity (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	103
B.4	Layer Multiplicity (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	104
B.5	Wire Multiplicity (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	105
B.6	Wire Multiplicity (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	106
B.7	TDC (Leading) スペクトル (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	107
B.8	TDC (Leading) スペクトル (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	108
B.9	TOT スペクトル (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	109
B.10	TOT スペクトル (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	110
B.11	ドリフト時間 (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	111
B.12	ドリフト時間 (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	112
B.13	ドリフト時間と Residual 相関 (補正前) (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	113
B.14	ドリフト時間と Residual 相関 (補正前) (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	113
B.15	ドリフト時間と Residual 相関 (補正後) (Ar-C ₂ H ₆ (50:50) 2800 V)	114
B.16	ドリフト時間と Residual 相関 (補正後) (Ar-CO ₂ (90:10) 2400 V)	114

第 1 章

序章

1.1 背景

原子核は核子と呼ばれる陽子と中性子から構成される。核子同士は核力で結合しており、この核力の源となる粒子が「中間子」である。原子核内で中間子は量子力学の不確定性原理に従って生成消滅を繰り返し、固有の質量を持たない「仮想粒子」として振る舞う。一方、真空中で中間子は固有の質量と寿命をもった「実粒子」として存在できる。このことから、中間子が原子核内で実粒子として存在する「中間子原子核」は存在するのか、存在するならばその特性は通常原子核といかに違うのか、という疑問が生じる。

π 中間子は核子との相互作用が斥力のため、核内では実粒子として存在できないことが明らかになっている。核子との間で引力相互作用が予想される η 中間子、 η' 中間子、 ω 中間子、及び ϕ 中間子に関して中間子原子核探索研究が精力的に行われているが、まだその存在の発見には至っていない。

ここで我々は反 K 中間子 ($\bar{K}$) に注目する。これまで行われてきた反 K 中間子を水素原子軌道にトラップさせ、その脱励起により放射される X 線の精密測定実験の結果は反 K 中間子 $\bar{K}$ と核子 N の間に非常に強い引力が働くということを示した [3]。これは、 $\bar{K}N$ 質量閾値よりも ~ 30 MeV 小さい質量を持つ $\Lambda(1405)$ は反 K 中間子 $\bar{K}$ と核子 N が強く束縛した状態 (1s 束縛状態) であるという考え方と無矛盾である。これは、 $\Lambda(1405)$ を $\bar{K}N$ 束縛状態と考えると、核子数を 1 つ、2 つ増加させた “ $\bar{K}NN$ ” や “ $\bar{K}NNN$ ” などの反 K 中間子と複数の核子が束縛した状態である「反 K 中間子原子核」が存在することを示唆する。この反 K 中間子原子核の存否を明らかにすることは、実粒子である中間子と核子とが強い相互作用で束縛されている類を見ない系であるだけでなく、「バリオン以外の実粒子が原子核の構成要素になり得るのか?」「クォークで構成される原子核と反クォークを持つ実中間子が共存することは出来るのか?」など原子核やハドロンに関する根源的な問題を理解する上で重要な疑問に答えを与えることが期待できる研究課題である。

また、反 K 中間子と核子間の強い引力の存在により、原子核内で核子を強く結びつけることが期待される。すなわち、反 K 中間子原子核内部は通常の原子核を超える高密度核物質が生成され

ている可能性を示唆している ([4])。そのような高密度核物質状態が実現されているならば、反 K 中間子原子核研究は、中性子星内部の高密度状態理解への新たなアプローチとなる可能性を秘めているだけではなく、その内部で起こるであろう物理現象、カイラル対称性の自発的破れの部分的回復の観測などへその研究対象を広げていくことが期待できる。

以下、反 K 中間子原子核に関する理論的研究の現状、及びこれまで行われてきた反 K 中間子原子核探索実験の結果及び今後の展望についてまとめる。

1.2 反 K 中間子原子核に関する理論的研究

反 K 中間子原子核のアイデアは、1963 年の Nogami 氏による K^-NN の 3 体系の計算による束縛エネルギーが ~ 10 MeV 程度と予言された K^-NN 束縛状態の予言にはじまる [5]。特に、その存否に関する議論が活発化したのは 2002 年の赤石氏・山崎氏による反 K 中間子原子核の少数多体系についての計算からである。この計算ではエキゾチックハドロンとして知られていた $\Lambda(1405)$ を K^-p の束縛状態であるという仮定と、反 K 中間子原子の脱励起 X 線測定データや $\bar{K}N$ 散乱実験のデータから構築したエネルギーに依らない現象論的ポテンシャルを構築した。このポテンシャルを使った計算では、軽い原子核に反 K 中間子が束縛系において 100 MeV 程度の大きな束縛エネルギーと 20 MeV 程度と狭い崩壊幅をもつ束縛状態の存在を予言した (図 1.1)[6][7]。

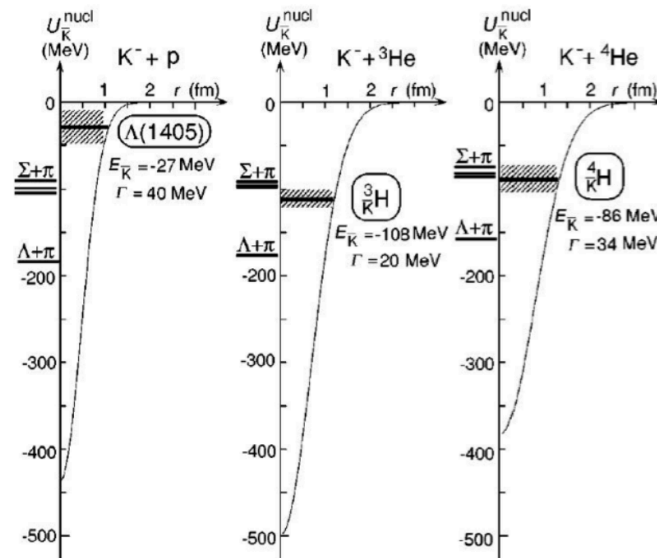


図 1.1: 赤石氏・山崎氏による p , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ と K^- が束縛された系の束縛エネルギーと崩壊幅 [6][7]

一方で、カイラル $SU(3)$ に基づく $\bar{K}N$ ポテンシャルを用いたカップルドチャンネル計算 ($\pi\Sigma - \bar{K}N(-\pi\Lambda)$) を使った反 K 中間子が束縛系に対する予言も存在する。このモデルの特徴は $\Lambda(1405)$ に対して、 $\pi\Sigma$ と強く結合し $\bar{K}N$ 質量閾値から見ると深く束縛しているポールと、 $\bar{K}N$ と強く結合し浅く束縛しているポールの、2つのポールの存在を予言している。このモデルでは、 $\bar{K}NN$ 束縛状態の束縛エネルギーは先の現象論的モデルを用いた計算よりも浅く出る事が知られている。

他にも様々な少数系の反 K 中間子原子核の束縛エネルギー、崩壊幅の計算が行われている。その比較を図 1.2 に示す。先述した赤石氏・山崎氏の結果は図 1.2 中の AY として示されている。WG

は 2009 年の Wycech 氏と Green 氏によるもので、 $\bar{K}N$ 間の力を静的な核子を用いて計算し、シュレディンガー方程式と変分計算から結合エネルギーを求めている [8]。BGL は 2012 年の Barnea 氏らによるもので、realistic NN ポテンシャル、カイラル $\bar{K}N$ 相互作用を用いて超球面基底で計算された [9]。OHHMH は大西氏らによるもので、カイラル SU(3) 有効場理論に基づく $\bar{K}N$ ポテンシャルを用いて計算された [10]。各計算で $\bar{K}N$ 相互作用のモデルが異なるので束縛エネルギーと崩壊幅の値は異なるが、束縛エネルギーは質量数に比例して大きくなる傾向が見られる。また、崩壊幅についてはこれらの値は崩壊粒子にメソンを含むチャンネルのみ ($\pi\Sigma$, $\pi\Lambda$ などを含むチャンネル) を考慮したものであり、メソンを含まない崩壊チャンネルも考慮するとより大きな値となることが示されている [11]。

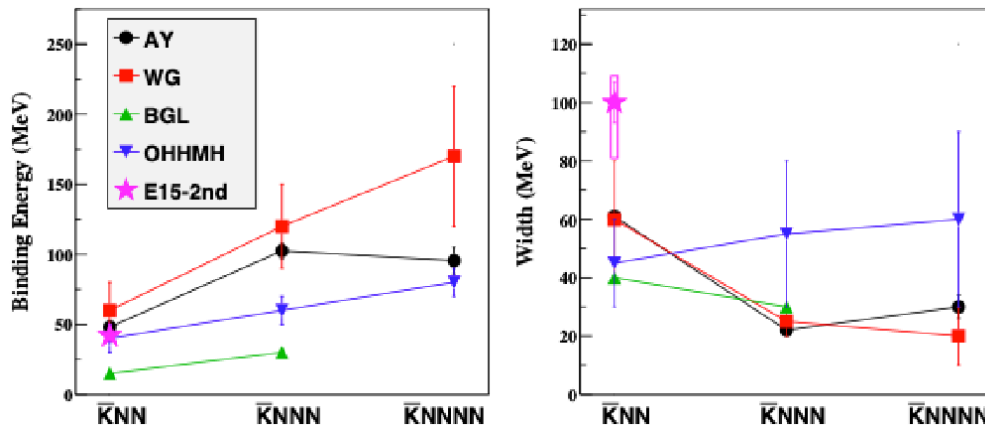


図 1.2: 各モデルごとの反 K 中間子原子核の束縛エネルギーと崩壊幅の比較。 $\bar{K}NN$ については後述する J-PARC E15 実験の結果もプロットした.[6][7][8][9][10][12][13][14][15]

1.3 これまで行われてきた反 K 中間子原子核に関する実験結果

このように、理論的には反 K 中間子原子核の存在は疑いのないものと考えられている。その実験的な確立を目指し、世界各地で探索実験が行われてきた。本小節では、反 K 中間子原子核に関わるこれまでに行われてきた実験について代表的なものを説明する。

1.3.1 Stopped K^- を利用した実験

KEK-PS E471/E549 実験

つくばの KEK-PS において行われた実験で、 $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, p/n)$ 反応を用いて K^-ppn 束縛状態を探索した [16][17]。この実験では、650 MeV/c の K^- ビームを Carbon degrader を用いて液体 ^4He 内で静止させる。その後、散乱された陽子、中性子を TOF 測定によってエネルギーを求め、Missing-Mass 法によって K^-ppn 束縛状態を探索した。実験で得られた Missing-Mass スペクトルを図 1.3 に示した。これらの実験では多核子吸収 ($\bar{K}NN \rightarrow YN$ 等) やハイペロン生成 ($\bar{K}N \rightarrow \pi Y$) によるバックグラウンドが大きく、 $M(\bar{K}NNN)$ の閾値以下にはピーク構造は見られなかった [18]。

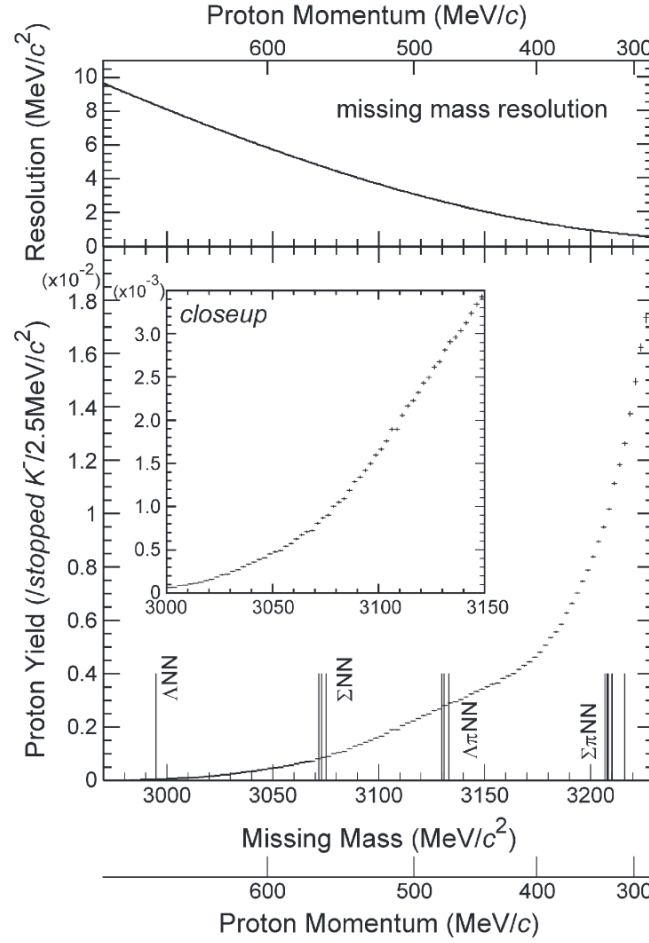


図 1.3: KEK E548 実験で得られた (上) $^{12}\text{C}(K^-, n)$ と (下) $^{12}\text{C}(K^-, p)$ 反応の Missing Mass スペクトラム。実線が計算で求めたフィットカーブ、点線が理論計算における -60 MeV のポテンシャルのスペクトル、点破線がバックグラウンドである。[19]

FINUDA 実験, AMADEUS 実験

イタリアの DAΦNE 実験施設において行われた実験で、 K^-pp , K^-ppn と思われるピークが報告された [20]。電子-陽電子衝突によって生成した $\phi(1020)$ を崩壊させ、生じたモノクロマティックな $127 \text{ MeV}/c$ の K^- を ^6Li , ^7Li , ^{12}C などの原子核標的に照射している。その後、 Λp が反対方向に放出されたイベントにおける不変質量から K^-pp の束縛状態を、 Λd が反対方向に放出されたイベントにおける不変質量から K^-ppn の束縛状態を探索した。上記のイベントがそれぞれ K^-pp , K^-ppn の束縛状態によるものであると仮定し、その不変質量を求めたところそれぞれの質量閾値以下にピークが見られた。その結果、 K^-pp の束縛エネルギーは $115 + 6 - 5(\text{stat}) + 3 - 4(\text{syst}) \text{ MeV}$ 、崩壊幅は $67 + 14 - 11(\text{stat}) + 2 - 3(\text{syst}) \text{ MeV}$ という値を得た [20]。また、 K^-ppn の束縛エネルギーは $58 \pm 6 \text{ MeV}$ 、崩壊幅は $36.6 \pm 14.1 \text{ MeV}$ という値を得た [21]。以下の図 B.16、1.5 にそれぞれの不変質量スペクトルを示す。しかしながら、その後に同じく DAFNE で行われた AMADEUS 実験において、FINUDA 実験と同じ運動学条件で Λp 不変質量スペクトラムが再現され、このスペクトラムは K^- が原子核中の複数の核子に吸収される反応 (multi-nucleon absorption, mNA) 及

び終状態相互作用 (Final State Interaction, FSI) により説明できることが示された。理論的にも mNA/FSI による解釈がなされている [22]。

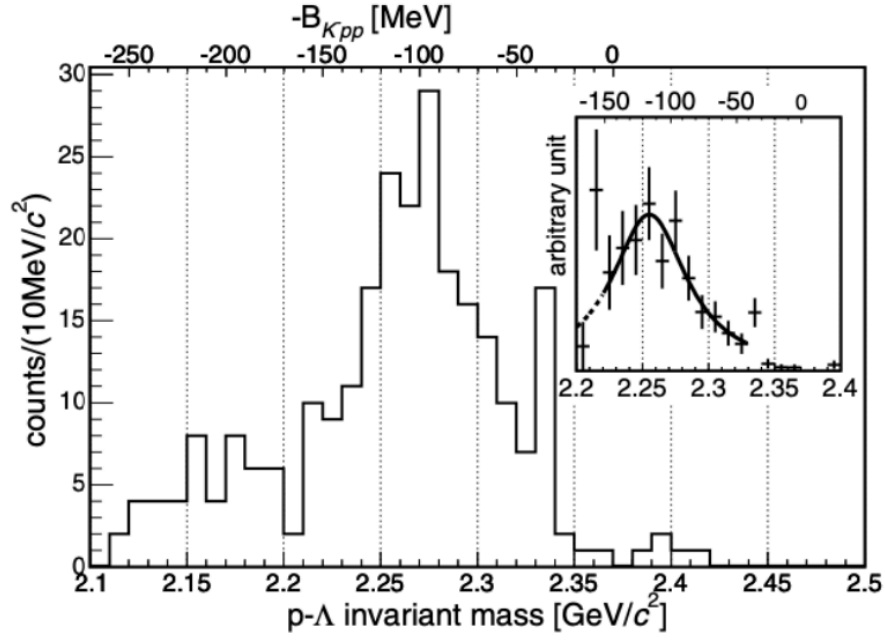


図 1.4: FINUDA 実験で得られた Λp の不変質量スペクトル [20]

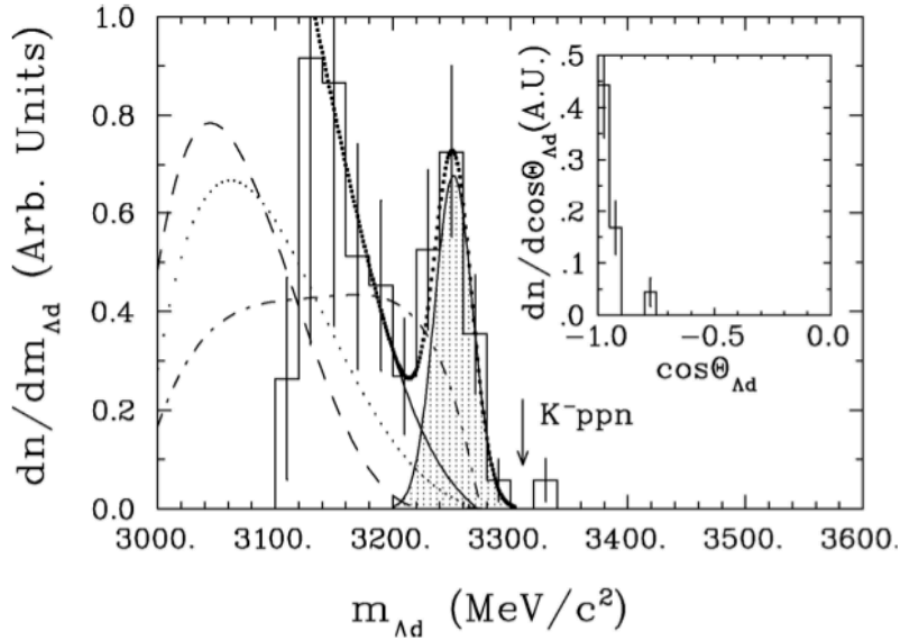


図 1.5: FINUDA 実験で得られた Λd の不変質量スペクトル [20]

今日、 $K^-_{stopped}$ 反応では多核子吸収と束縛状態を分けることが困難であることが知られている。

1.3.2 In-flight K^- を利用した実験

KEK E548 実験

$K^-_{\text{in-flight}}$ による反応 $^{12}\text{C}(K^-_{\text{in-flight}}, N)$ は、BNL[23] および KEK[24] で実施された。KEK で測定された (K^-, n) および (K^-, p) 反応の Missing-Mass スペクトルを図 1.6 に示す。測定されたスペクトルは、グリーン関数法によって計算されたスペクトルと比較された。報告によると、 (K^-, n) と (K^-, p) のスペクトルは、それぞれ $(-190 - 40i)$ MeV および $(-160 - 50i)$ MeV の光学ポテンシャルによって再現された。一方で、理論計算では、スペクトル形状は -60 MeV のポテンシャルで再現可能であるという主張も存在し、断定的な物理結果は得られていない [25]

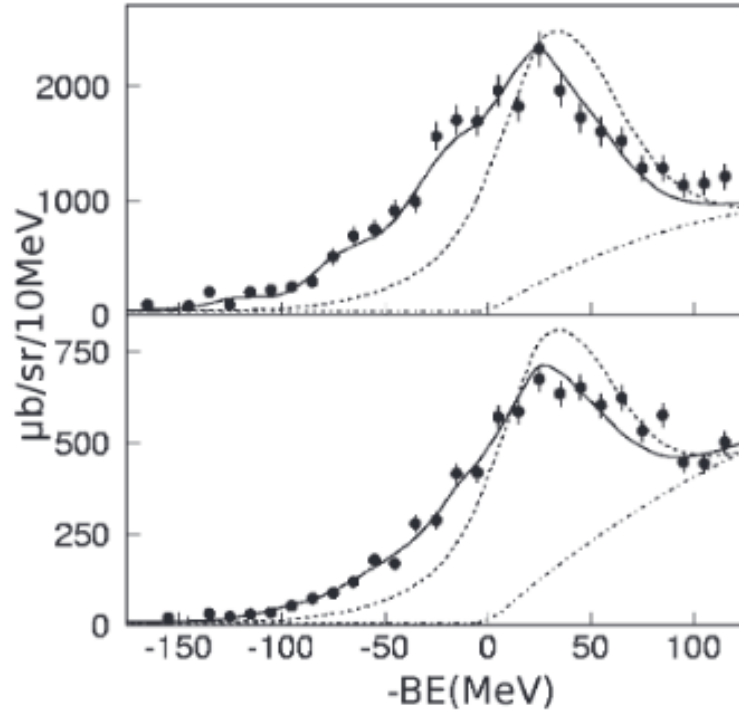


図 1.6: KEK E548 実験で得られた (上) $^{12}\text{C}(K^-, n)$ と (下) $^{12}\text{C}(K^-, p)$ 反応の Missing Mass スペクトラム [19]。実線が計算で求めたフィットカーブ、点線が理論計算における -60 MeV のポテンシャルのスペクトル、点破線がバックグラウンドである。

J-PARC E05 実験 [26]

J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^- ビームを用いた $^{12}\text{C}(K^-, p)$ 反応の Missing-Mass スペクトルをトリガーバイアス無しで測定した。このスペクトルには準弾性ピーク ($K^-p \rightarrow K^-p$) が観測された。準弾性ピーク領域では、二次相互作用の影響がピークのシフトとして観測され、ピークは束縛領域に尾を引いている。 $\bar{K}-N$ 光学ポテンシャルに対する異なるパラメータを仮定してグリーン関数法に基づく理論計算とスペクトルを比較した。その結果、束縛エネルギー領域 $-300 \text{ MeV} < B_K < 40 \text{ MeV}$ において、ポテンシャル深さ $V_0 = -80 \text{ MeV}$ (実部) および $W_0 = -40 \text{ MeV}$ (虚部) カイラルモデルが予測する「浅い」ポテンシャルと一致する形でスペクトルを適切に再現できることが判明した。

一方で、深く束縛された領域 $B_K \sim 100 \text{ MeV}$ 付近では、主要な崩壊チャンネル $K^-NN \rightarrow \pi\Sigma N$ がエネルギー的に閉じており、非中性子崩壊モード ($K^-NN \rightarrow \Lambda N$ および ΣN) が主に寄与す

ると考えられる事象が過剰であることが観測された。この事象の過剰は、いかなる $\bar{K} - N$ 相互作用や背景プロセスでも再現することができない。この過剰分は、 $\bar{K}$ の束縛エネルギー 90 MeV、幅 100 MeV の Breit-Wigner 関数でよく再現される。この Breit-Wigner 成分は $Y^* - N$ 系の深く束縛された状態の可能性があると解釈されている。

Missing-Mass スペクトル内で、反 K 中間子原子核または $Y^* - N$ 状態の明確な信号を独立したピークとして観測することはできなかった。この信号を明確なピークとして観測するためには、崩壊粒子を同時測定することで得られる排他的スペクトルが必要である。J-PARC では、H-ダイバリオンを探索するための E42 実験が計画されている。E42 実験は、現在の実験 (E05) と同じ反応、すなわち $1.8 \text{ GeV}/c$ の $^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ を用いる。この実験では、E05 実験と同じ条件下で $^{12}\text{C}(K^-, p)$ スペクトルを同時に測定できる。E42 実験では、崩壊粒子を測定するために「HypTPC」と呼ばれる大型タイムプロジェクトンチェンバーを使用する予定である。これにより排他的スペクトルを測定し、解釈を明確化できると考えられる。また、反 K 中間子原子核と $Y^* - N$ 状態は、それぞれ中性子崩壊と非中性子崩壊を測定することで区別されることが予想される。

1.3.3 その他の手法による実験

OBELIX 実験

スイスの CERN において行われた実験で、 $K^- pp$, $K^- ppn$ と思われるピークが報告された (図 1.7[19])。低エネルギー反陽子リング (Low Energy Antiproton Ring, LEAR) において反陽子 ($\bar{p}$) を ^4He 標的中に静止させて対消滅反応を起こし、その後に放出された粒子において $pp\pi^-$, $pd\pi^-$ の不変質量を組むことで $K^- pp$, $K^- ppn$ の束縛状態を探索した。それぞれ $K^- pp \rightarrow \Lambda p \rightarrow pp\pi^-$ 、 $K^- ppn \rightarrow \Lambda d \rightarrow pd\pi^-$ と崩壊するため、 $pp\pi^-$, $pd\pi^-$ のうちの $p\pi^-$ の不変質量が Λ の質量と一致する場合のみを選択している。これにより、 $K^- pp$ の束縛エネルギーは $160.9 \pm 4.9 \text{ MeV}$ 、崩壊幅は $24.4 \pm 8.0 \text{ MeV}$ という値を得た。また、 $K^- ppn$ の束縛エネルギーは $121 \pm 15 \text{ MeV}$ 、崩壊幅は $\Gamma < 60 \text{ MeV}$ という値を得た (図 1.7)。しかしながら、粒子識別の大きな不定性や非常に少ない統計のため、反 K 中間子原子核が存在する証拠には至っていない。

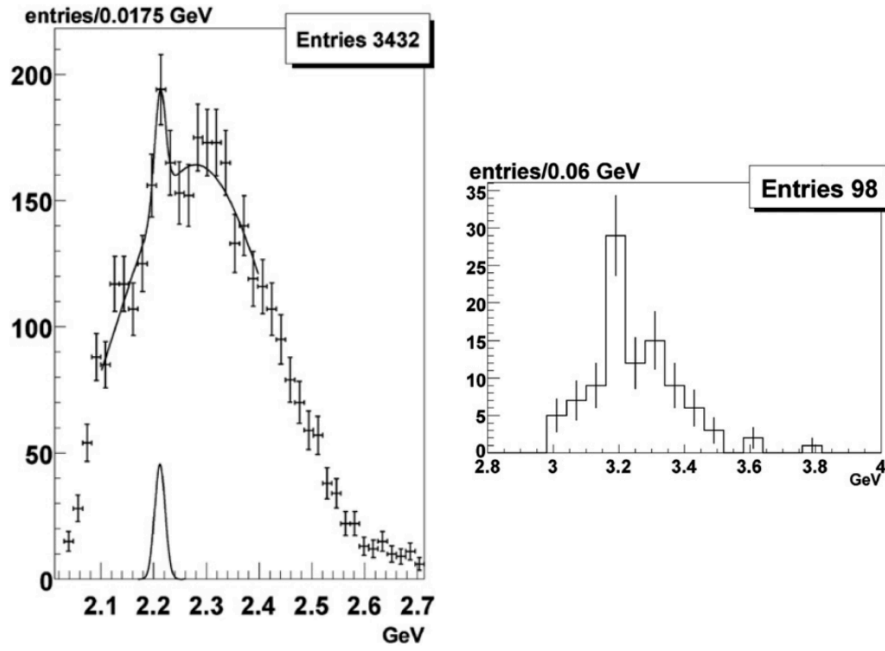


図 1.7: OBELIX 実験で得られた $pp\pi^-$, $pd\pi^-$ の不変質量スペクトル [19]。左図は $pp\pi^-$ の不変質量スペクトルで K^-pp の束縛状態に対応する。右図は $pd\pi^-$ の不変質量スペクトルで K^-ppn の束縛状態に対応。

DISTO 実験, HADES 実験

フランスの SATURNE 実験施設で行われた実験で、 K^-pp と思われるピークが報告された [27]。2.85 GeV の陽子-陽子衝突による実験で $p+p \rightarrow X+K^+$, $X \rightarrow \Lambda+p$ の一連の反応について X の質量欠損と Λp の不変質量を求めることで K^-pp の束縛状態を探索した。上記の反応の終状態である $p\Lambda K^+$ が観測されたデータについて、同様の終状態が直接生成される $p+p \rightarrow p+\Lambda+K^+$ 反応をシミュレーションによって見積もり、シミュレーションとデータとの比較から K^-pp と思われるピークが見られた。以下の図 1.8 に質量欠損分布にて得られたピークを示す。この結果から、束縛エネルギーが $103+3 - 3(\text{stat})+5 - 5(\text{syst})$ MeV、崩壊幅が $118+8 - 8(\text{stat})+10 - 10(\text{syst})$ MeV という値を得た。しかし、 $p+p \rightarrow p+N^* \rightarrow p+\Lambda+K^+$ 反応でこれらの構造を再現出来ることが指摘されており、その妥当性については議論の余地がある。実際に、ドイツの GSI で行われた HADES 実験では、エネルギーの異なる $p+p$ 反応において、同様の調査が行われ、前述の N^* 生成反応により λpk^+ 終状態のスペクトルが説明されている [28]。

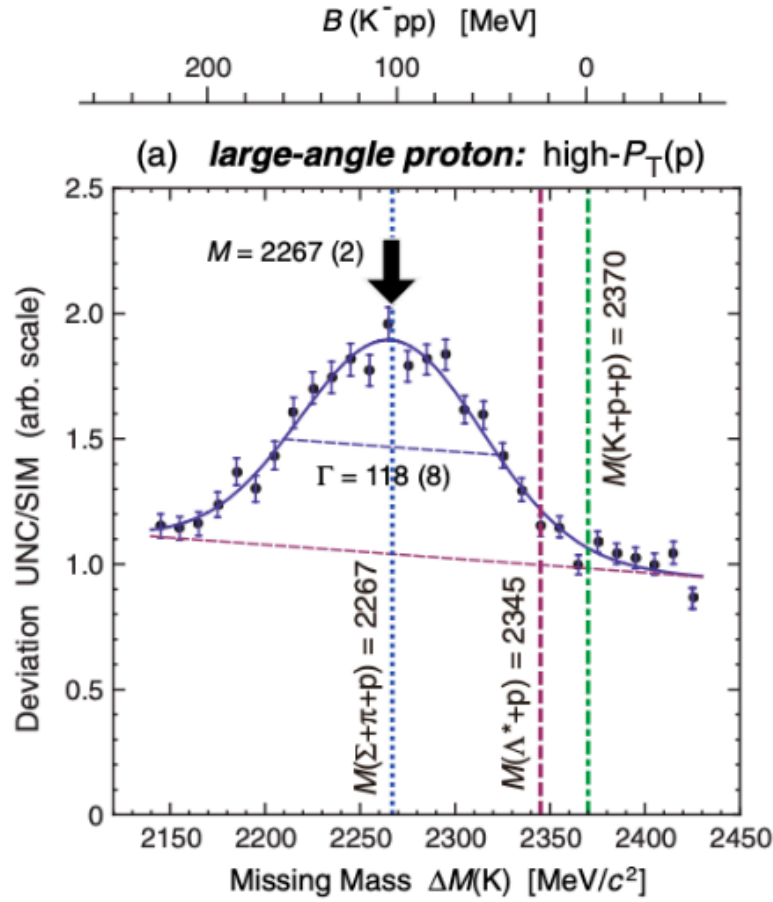


図 1.8: DISTO 実験にて得られた質量欠損分布 [27]

J-PARC E27 実験

茨城県東海村の J-PARC において行われた実験で、 K^-pp と思われるピークが報告された [29]。この実験では、 $1.69 \text{ GeV}/c$ の運動量の π^+ ビームによる $d(\pi^+, K^+)$ 反応で K^-pp を生成し、質量欠損法によって K^-pp の束縛状態を探索した。質量欠損法に加えて、上記の反応で生成されたクラスターの崩壊について横方向に陽子が 2 つ放出されたイベントを選んでいる。これにより、ハイペロン生成によるバックグラウンドの抑制と、さらに $K^-pp \rightarrow \Sigma^0 p$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$, $\Lambda \rightarrow \pi p$ の反応であることを同定している。以下の図 1.9 に質量欠損分布を示す。この結果から、束縛エネルギーが $95 + 18 - 17(\text{stat}) + 30 - 21(\text{syst}) \text{ MeV}$ 、崩壊幅が $162 + 87 - 45(\text{stat}) + 66 - 78(\text{syst}) \text{ MeV}$ という値を得た。しかしながら、統計量が少ないのはもとより、観測したピークのすぐ下に acceptance の限界があることにより、これが本当のシグナルなのか否か議論の余地がある。将来的には、large-acceptance を有する Hyp-TPC 等を用い、再度検証が行われることが期待される。

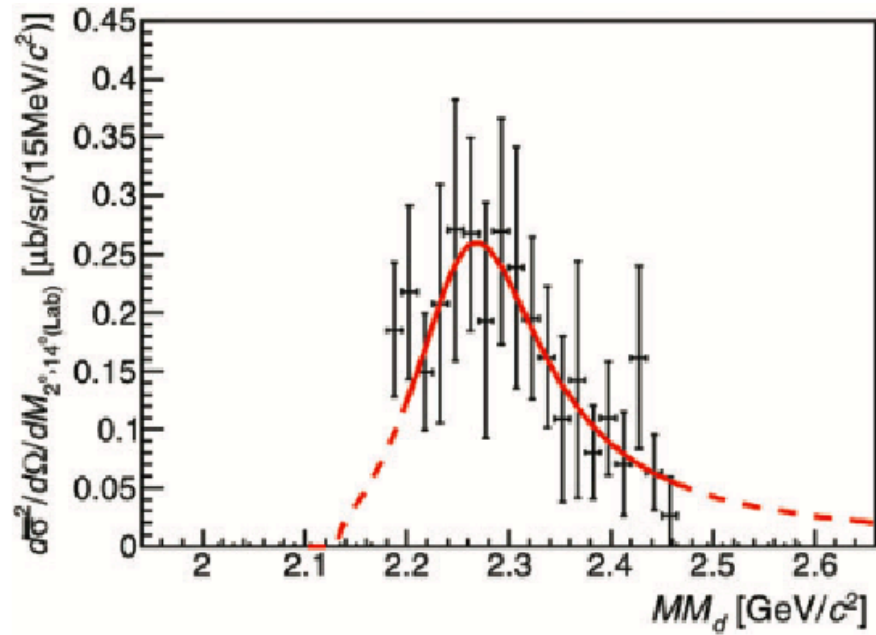


図 1.9: J-PARC E27 実験にて得られた質量欠損分布 [29]

LEPS/LEPS2 実験

LEPS/SPRing-8 において、 $\gamma d \rightarrow K^+ \pi^- X$ 反応が $E_\gamma = 1.5 \text{ GeV} - 2.4 \text{ GeV}$ の範囲で検証された [30]。この実験では $d(\gamma, K^+ \pi^-)X$ の欠損質量スペクトルにおいて、 $2.22 \text{ GeV}/c^2$ から $2.36 \text{ GeV}/c^2$ の質量領域にピーク構造は確認されなかった。また、 $K^- pp$ 束縛状態の断面積の上限は、95 % の信頼区間 (C.L.) で 0.1 から $0.7 \text{ } \mu\text{b}$ の範囲であることが示された。

1.4 J-PARC E15 実験

上記のように反 K 中間子原子核探索実験は 21 世紀に入って世界各地で行われたが、どの実験も決定的な主張はできていなかった。初めてこの存在の決定的な証拠を示した実験が J-PARC E15 実験である [12][13][31][15][32]。

J-PARC ハドロンホールの K1.8BR ビームラインにおいて $1.0 \text{ GeV}/c$ の K^- ビームを ^3He に照射し、 $^3\text{He}(K^-_{\text{in-flight}}, n)$ 反応で反 K 中間子原子核 $K^- pp$ を生成させた。“ $K^- pp$ ” は $\Lambda + p$ に崩壊する。反 K 中間子原子核からの崩壊粒子を円筒型検出器システム (CDS) で検出し、前方に放出される中性子をミッシングマスで識別をすることにより全粒子を特定、反応の運動学を完全に再構成し、これら崩壊粒子の不変質量スペクトルから束縛状態に対応するピーク構造を発見した (図 1.10)。In-flight K^- を使うことで終状態相互作用によるバックグラウンド (特に K^- の 2 核子吸収) が少なく、このピーク構造が明確な反 K 中間子原子核 $K^- pp$ の証拠と認められている。

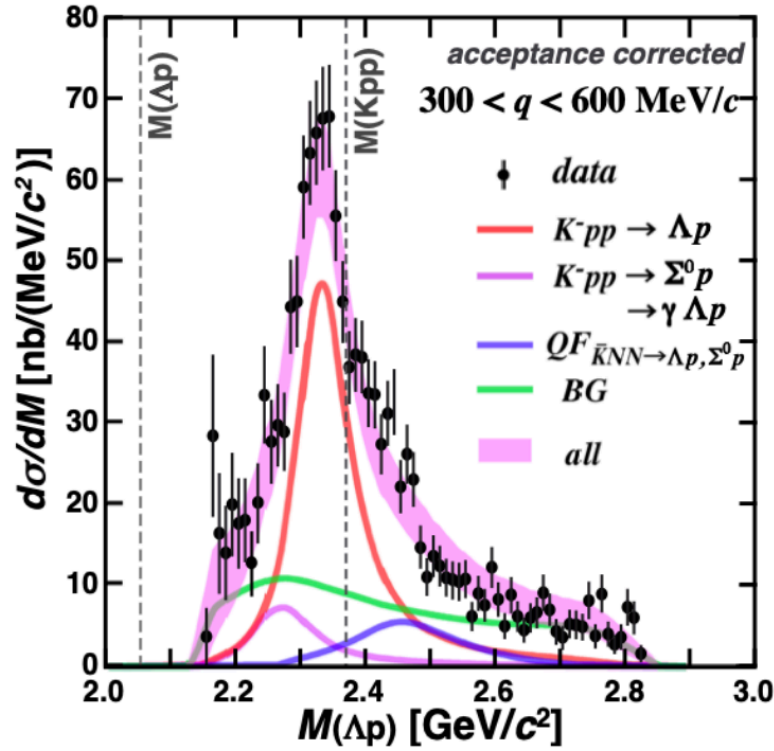


図 1.10: J-PARC E15 実験で得られた λp の不変質量スペクトル [14]

発見された“ K^-pp ”は、束縛エネルギーにして約 40 MeV であった。同じく 2 核子系である重陽子 ^2H の束縛エネルギーが 2.2 MeV であることと比較すると、20 倍近く深く束縛していることがわかる。これは構成要素である反 K 中間子とその強い引力により 2 つの核子 pp を強く引きつけることで通常核より高密度でコンパクトな構造を持つ可能性を示唆している。

1.5 本研究の目的

J-PARC E15 実験によって最も単純な構造を持つ反 K 中間子原子核 K^-pp が発見され、その存在の確立された。しかしながら、ボソンである中間子を構成粒子として含む新たな物質形態である中間子原子核について、その性質を探るには実験結果が不足している。現在、核子数を一つ増やした反 K 中間子原子核 K^-ppn は存在するのか、存在するならばその束縛エネルギーと崩壊幅はどの程度なのか、また反 K 中間子原子核 K^-ppn の様々な崩壊モードを測定による反 K 中間子原子核内部構造の研究を目的とした実験を計画している (J-PARC E80 実験)。同時に先行研究である J-PARC E15 で存在が確定した反 K 中間子原子核 K^-pp のスピン・パリティを測定することでその内部構造を調査する実験 (J-PARC P89) 計画も進行中である。ともに 2026 年度からのデータ収集の開始を目指している。

目標としている反 K 中間子原子核である K^-ppn は崩壊粒子が 3 粒子以上であること、また反応終状態に複数個の中性子が放出されるため既存 J-PARC E15 実験装置では探索できない。そこで我々は J-PARC E80 実験と J-PARC P89 実験のために、J-PARC E15 実験装置に比べより大立

体角で中性子検出効率が高い検出器、J-PARC E80 大立体角スペクトロメータ (E80-CDS) を建設している。この E80-CDS は、先行研究である E15 実験のスペクトロメータに比べ立体角が約 1.6 倍、中性子検出能力が約 7 倍となっている。

E80-CDS を構成する主要検出器の 1 つが円筒型ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber, 以下 E80-CDC) である。E80-CDC の役割は生成された反 K 中間子原子核からの崩壊粒子の検出、その飛跡から反応点を決定、崩壊荷電粒子の運動量解析、その情報を使い反 K 中間子原子核の不変質量を再構成することである。我々は今年度完成した E80-CDC 実機のコミッショニングを開始した。J-PARC E15 実験ではこれまで CDC (以下, E15-CDC) の充填ガスとして使っていた可燃性の充填ガス $\text{Ar-C}_2\text{H}_6$ の使用してきた。しかしながら、E80-CDC は先行研究である E15-CDC の約 3 倍の体積であることから、実験遂行に対する安全審査において危険性に関する懸念が示され、その対応を迫られている。そこで我々は、E80-CDC ではその代替として不燃性の Ar-CO_2 の混合ガスを用いることを検討している。

本論文では、E80-CDC の充填ガスとして使用を検討している Ar-CO_2 の基本的ガス特性を確認するとともに、これまで使用してきた ArC_2H_6 との性能比較を行い、その使用可能性について議論する。

第 2 章

J-PARC E80 実験

本章では 2026 年度に予定されている反 K 中間子原子核 “ $\bar{K}NNN$ ” 探索実験である J-PARC E80 実験について説明する。

2.1 実験目的

先述した E15 実験では反 K 中間子原子核 “ K^-pp ” が確立された。また、 K^-p についても J-PARC E31 実験によって $\Lambda(1405)$ が K^-p の束縛状態であることを示唆する結果が得られている。さらなる反 K 中間子原子核への理解のためには、その系の質量数依存性やアイソスピン依存性、また個々のスピン・パリティなどの性質を調べる必要がある。我々は上記のような反 K 中間子原子核の性質を調べるため、 $\bar{K}N$ から $\bar{K}NNNN$ を対象とした一連の実験を計画している。さらに、 $\bar{K}\bar{K}NN$ のような反 K 中間子が複数束縛されている系の探索も計画している。E80 実験では、反 K 中間子原子核を系統的に理解するための第一段階として、反 K 中間子原子核 “ K^-ppn ” を探索することを目的としている。

2.2 実験原理

^4He 標的に K^- ビームを照射し、以下のような $^4\text{He}(K^-_{\text{in-flight}}, n)$ 反応によって K^-ppn 束縛状態を生成する。

$$K^- + ^4\text{He} \longrightarrow K^-ppn + n \quad (2.1)$$

この反応では入射 K^- は ^4He の核子と散乱し、低運動量の仮想反 K 中間子と中性子となる反応を起こす。 $(K^-N \rightarrow \bar{K}n)$ その後、その仮想反 K 中間子と残留核子が強い相互作用によって束縛されることが期待される。 K^-ppn は以下のように崩壊すると考えられる。

$$K^-ppn \rightarrow \Lambda + d, \quad (2.2)$$

$$K^-ppn \rightarrow \Lambda + p + n. \quad (2.3)$$

これら以外にも想定される崩壊チャンネルとして $\pi\Sigma$ を含むものなどがあるが、今回の実験では上記の 2 つの崩壊チャンネルを考える。我々はこの崩壊粒子を全て検出し、その不変質量を求めることで K^-ppn の束縛状態を探索する。崩壊粒子の検出については本章の 2.3.5 節と 2.3.6 節で詳しく述べる。

2.3 実験セットアップ

2.3.1 大強度陽子加速施設 J-PARC

本実験は茨城県那珂郡東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) で行われる。J-PARC は 400MeV 線形加速器 LINAC、3GeV Rapid Cycle Synchrotron(RCS)、30GeV Main Ring Synchrotron(MR) の 3 つの加速器からなり、世界最大強度の陽子ビームを供給することができる。敷地内には物質・生命科学実験施設、ニュートリノ実験施設、ハドロン実験施設の 3 つの実験施設がある。



図 2.1: J-PARC の加速器施設と実験施設 [33]

本実験はハドロン実験施設で行われる。ハドロン実験施設で用いるビームは、図 2.1 に示すように 3 つの加速器すべてを利用して生成される。まず、イオン源で生成された H^- は LINAC にて 400 MeV まで加速され、RCS に入射する。RCS に入射した H^- は直後に炭素薄膜を通過することで電子を失い、先行する周回 H^+ に合流する。その後 MR で 30 GeV まで加速された陽子は、遅い取り出しモード (Slow-extraction (SX)) によって取り出され、ハドロン実験施設へと輸送される。SX とは陽子を 2 秒間かけて徐々に取り出す手法で、2024 年 1 月時点で 4.24 秒周期)、これにより単位時間あたりのビーム量を検出器の粒子識別、運動量測定のパフォーマンス以下に収めることができる。取り出された陽子ビームは一次陽子ビームとして、図 2.2 に示すようにスイッチヤードと呼ばれる 200 m に渡る直線区間を輸送され、二次粒子生成標的 (T1) へと照射される。T1 において生成した π 中間子や K 中間子は二次ビームとして多様な実験に用いられている。

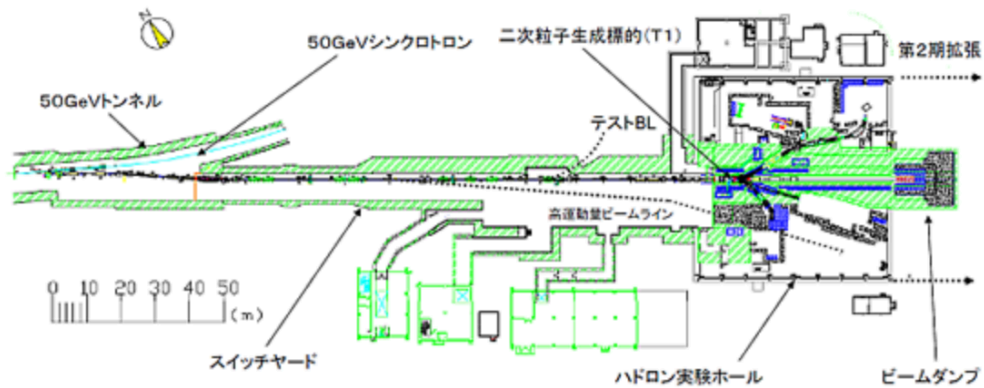
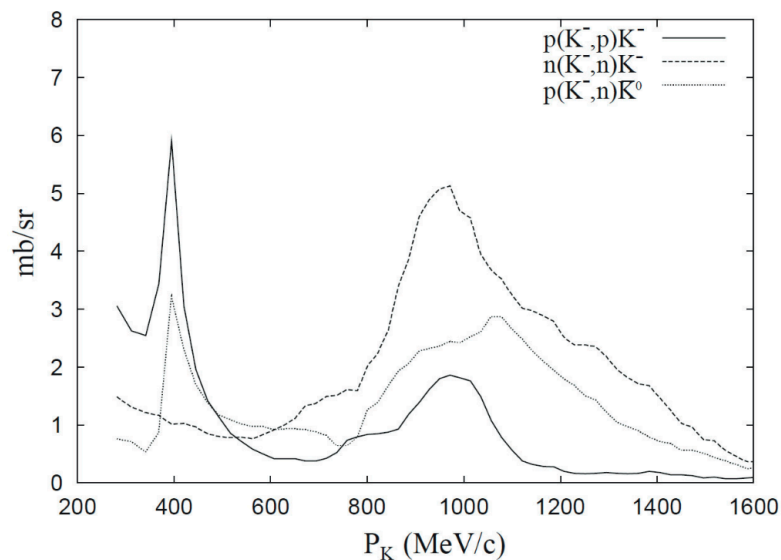


図 2.2: ハドロンホールまでの陽子ビーム輸送 [33]

2.3.2 K1.8BR ビームライン

ハドロンホールにおける荷電粒子ビームライン (K1.8, K1.8BR) は静電分離装置 (ESS) により、質量分離した荷電粒子ビームを提供することができるビームラインである。K1.8 ビームラインは、2.0 GeV/c までの粒子を輸送できる。K1.8BR ビームラインは、K1.8 の途中で分岐するビームラインで、利用できる K^- ビームの最大運動量は 1.2 GeV/c である。E80 実験では $\bar{K}N$ の散乱断面積を最大化するために 1.0 GeV/c のビームを用いる。以下の図 2.3 に K^- の運動量に対する K^-N 散乱断面積の分布を示す。

図 2.3: K^-N の弾性散乱の反応断面積 [34]

2026 年以内に D5 磁石を取り除きビームライン長を短くして K^- ビーム強度を向上させるという、K1.8BR ビームラインのアップデートが行われる。アップデート後に用いるビームライン検出器は既存のものを用いる予定である。ビームラインの概念図とビームエンベロープを図 2.4 と 2.5 に示す。入射 K^- の運動量が 1.0 GeV/c、MR が 90 kW、4.2 s/spill の場合、1 spill 当たり標的に当た

る K^- の数は 2.7×10^5 となる。本実験セットアップはビームライン検出器、標的システム、円筒型検出器システム (Cylindrical Detector System, CDS) から構成される。

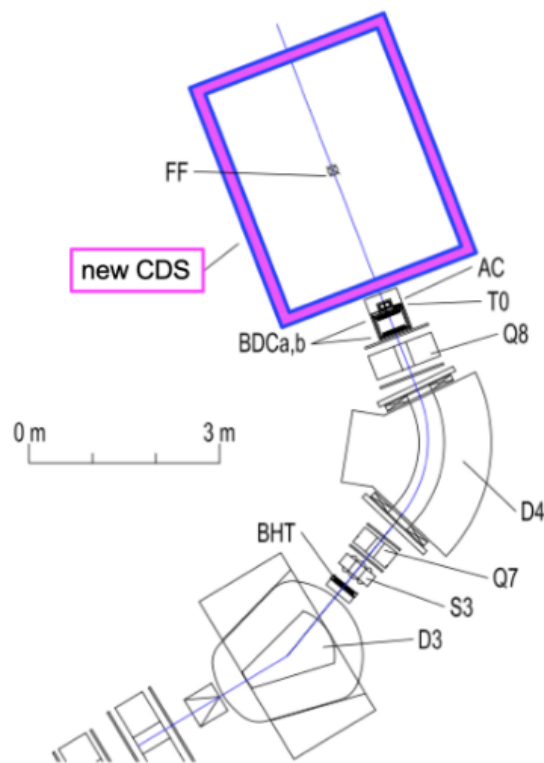


図 2.4: アップデート後の K1.8BR ビームライン概念図

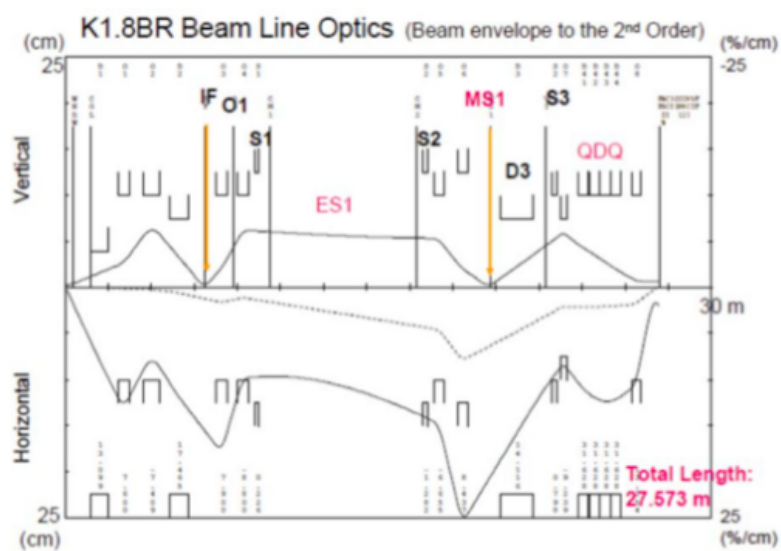


図 2.5: アップデート後の 1.8BR ビームラインのビームエンベロープ

2.3.3 ビームライン検出器

ビームライン検出器は、データ収集トリガーの生成、ビームの位置の測定、ビーム粒子の識別、ビーム運動量の測定を行う。上流から、Beam Hodoscope Tracker(BHT), Beam line Drift Chamber(BDC), Time Zero Counter(T0), Aerogel Cherenkov Counter(AC), Beam Profile Chamber(BPC), Beam Definition Counter(DEF) から構成されている。これらの検出器の配置は図 2.4 に示されている。BPC と DEF は図 2.4 中には示されていないが、CDS 中の標的上流に設置される。トリガーは BHT と T0 のコインシデンスで生成され、さらに DEF で標的に入射したビーム粒子をトリガーレベルで選ぶことができる。ビームの位置は入射時点で BDC で測定され、標的直前で BPC で測定される。ビーム粒子の識別には、BHT と T0 の TOF 測定と AC を用いる。AC は閾値型エアロゲルチェレンコフ検出器で、ビーム運動量 $1.0 \text{ GeV}/c$ においてビーム中の π 中間子、 K^- 中間子を識別する。BHT と T0 は 4.0 m 離れており、TOF 分解能は約 160 ps である。ビームの運動量は BHT と BDC によって解析されたビームのトラックから求められる。以下に各検出器の詳細を上流側から示す。

1. **Beam Hodoscope Tracker (BHT) :** D3 電磁石下流に設置されたプラスチックシンチレータ検出器である。150(H) mm $\times$ 7.5(W) mm $\times$ 3(T) mm の大きさのシンチレータを水平方向に 31 本並べた層と 32 本並べた層をビーム方向に重ねた構造になっている (図 2.6)。

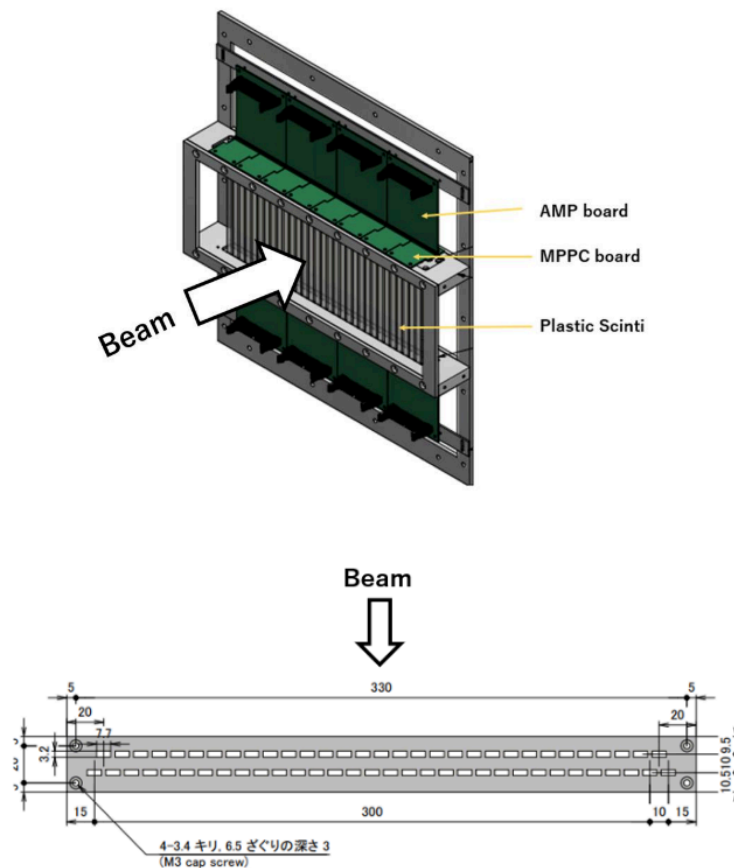


図 2.6: BHT の概念図 [35]

2. **Beam line Drift Chamber (BDC) :** Q8 電磁石下流に設置された 2 組の四角形の平面型ドリフトチェンバーである。上流側の BDCa と下流側の BDCb は約 300 mm 間隔で設置されている。それぞれ直径 $12.5\ \mu\text{m}$ の金メッキされたタングステンワイヤー (3%レニウムを含む) をセンスワイヤーとして使用し、直径 $75\ \mu\text{m}$ の銅-ベリリウムワイヤーをポテンシャルワイヤーとして使用している。カソード平面は厚さ $12.5\ \mu\text{m}$ のアルミ蒸着カプトンで作られている。位置分解能は $\sim 150\ \mu\text{m}$ である。図 2.7 に BDC のセル構造を示す。

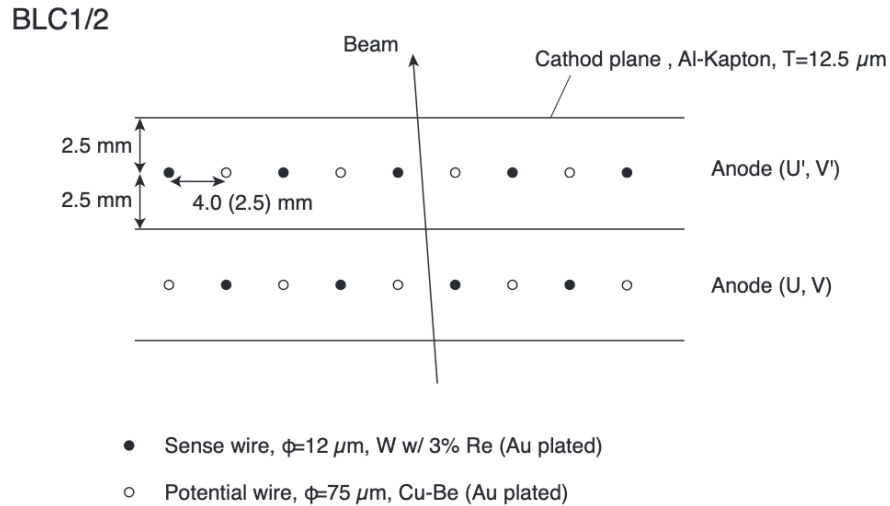


図 2.7: BDC のセル構造

3. **Time Zero Counter (T0) :** BDC の下流に設置されたプラスチックシンチレータ検出器である。検出器の構造は、 $160(\text{H})\ \text{mm} \times 32(\text{W})\ \text{mm} \times 10(\text{T})\ \text{mm}$ の大きさのシンチレータを 5 本をビーム軸方向に垂直な平面内に 45 度傾け並べた構造である (図 2.8)。

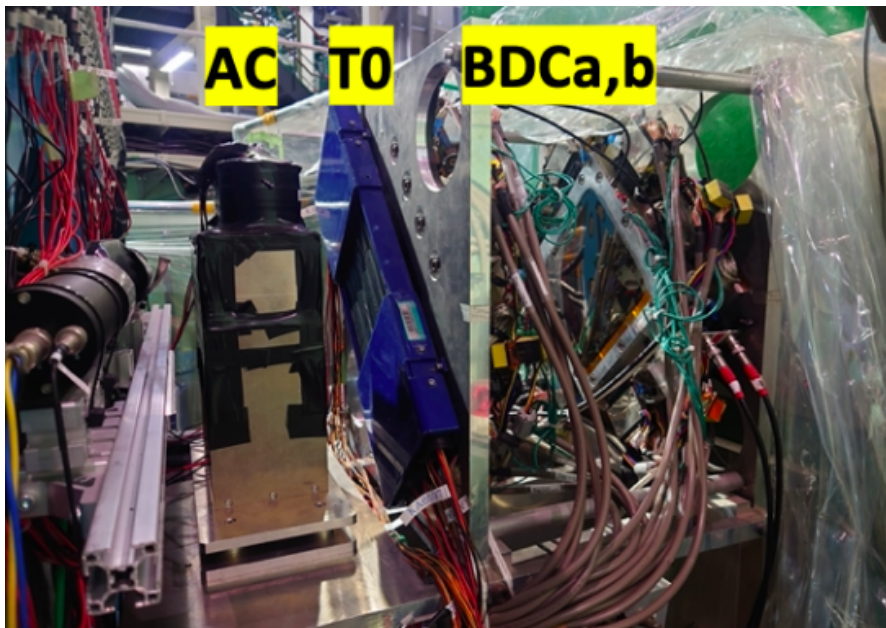


図 2.8: BLC, T0, AC の写真

4. **Aerogel Cerenkov counter (AC)** : T0 の下流に設置されたエアロゲルを用いた閾値型エアロゲルチェレンコフ検出器である。エアロゲルは屈折率が 1.05 で、0.7 GeV/ c から 1.15 GeV/ c 運動量の π^- を識別する。 π^- 中間子検出効率は 99 % 以上で、1 % 以下の確率で K^- 中間子を π^- 中間子として検出する (図 2.9)。

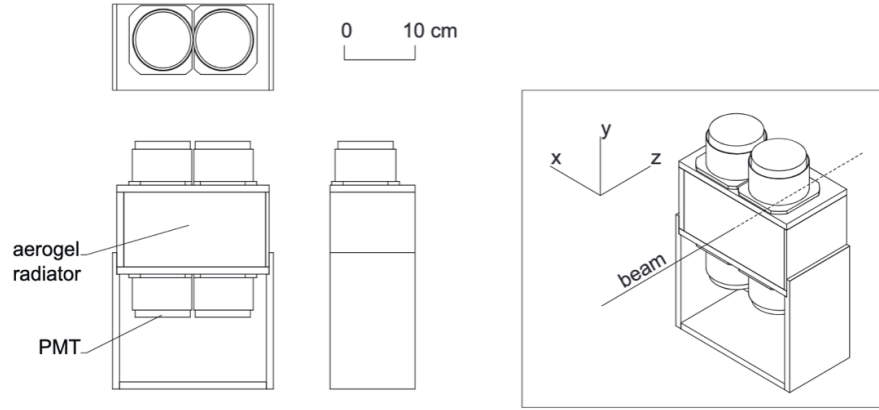


図 2.9: AC の概念図

5. **Beam Profile Chamber (BPC)** : AC 下流で CDS の標的上流に設置される円形の平面型ドリフトチェンバーである。基本的な構造は BDC と同様である。位置分解能は $\sim 150 \mu\text{m}$ である。図 2.10 に BPC のセル構造と概念図を示す。

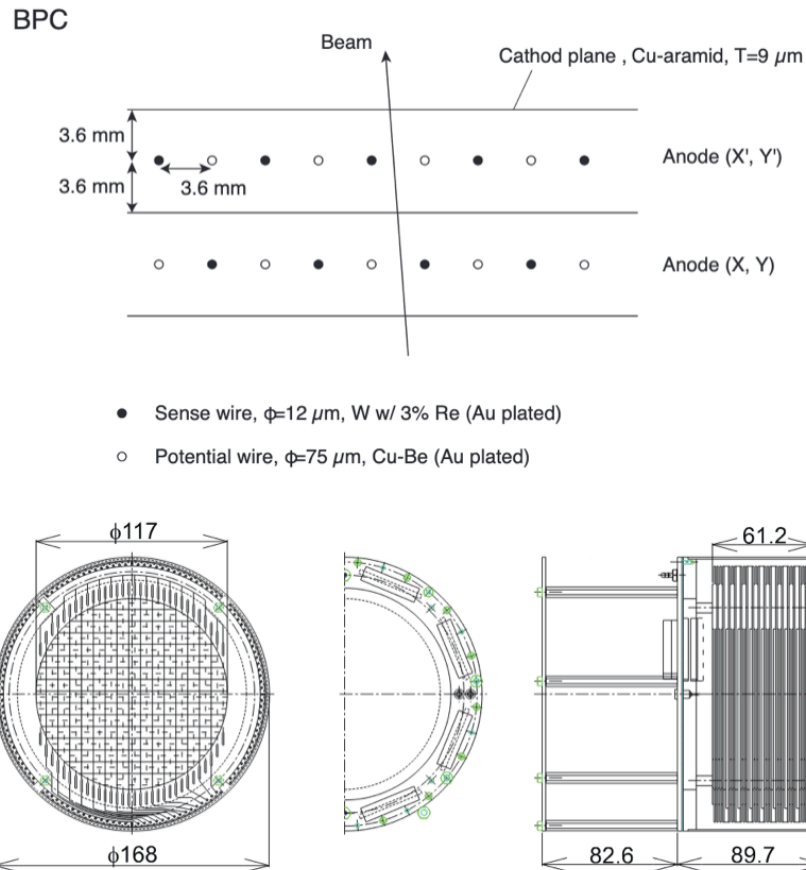


図 2.10: BPC のセル構造と概念図

6. **Definition Counter (DEF) :** BPC 下流側に設置されている薄型シンチレーションアレイである。100(H) mm $\times$ 20(W) mm $\times$ 3(T) mm の大きさのプラスチックシンチレータを水平方向に 5 本並べた構造になっている (図 2.11)。

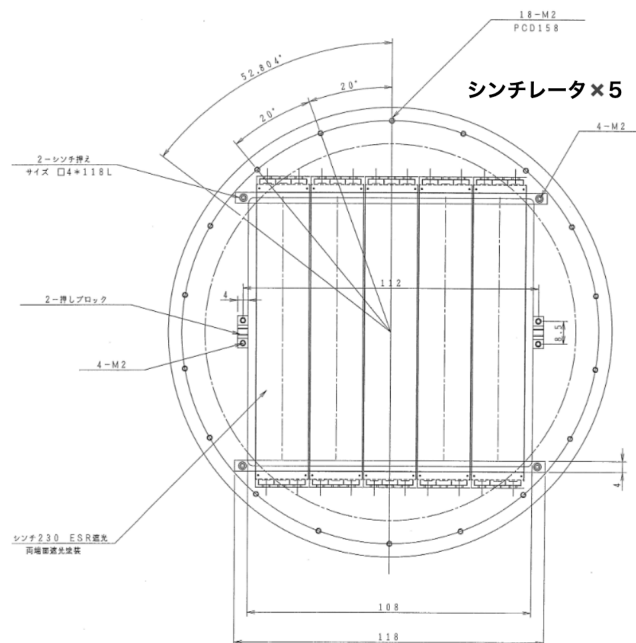


図 2.11: DEF の概念図

2.3.4 標的システム

E80 実験では標的に液体 ^4He 標的を用いる。標的システムとしては冷却装置と標的セルが一体となった、J-PARC E73 実験で用いられているパルス管冷凍システムを用いる。液体標的はカプトン製の直径 6.8 cm、長さ 14.2 cm の円筒形の標的セル (図 2.12) 中に貯められており、CDS の中心と一致するように設置される (図 2.13)。既に K1.8BR ビームラインにて液体 ^4He を 2.7 K まで冷却することに成功している。



図 2.12: 標的セルの写真

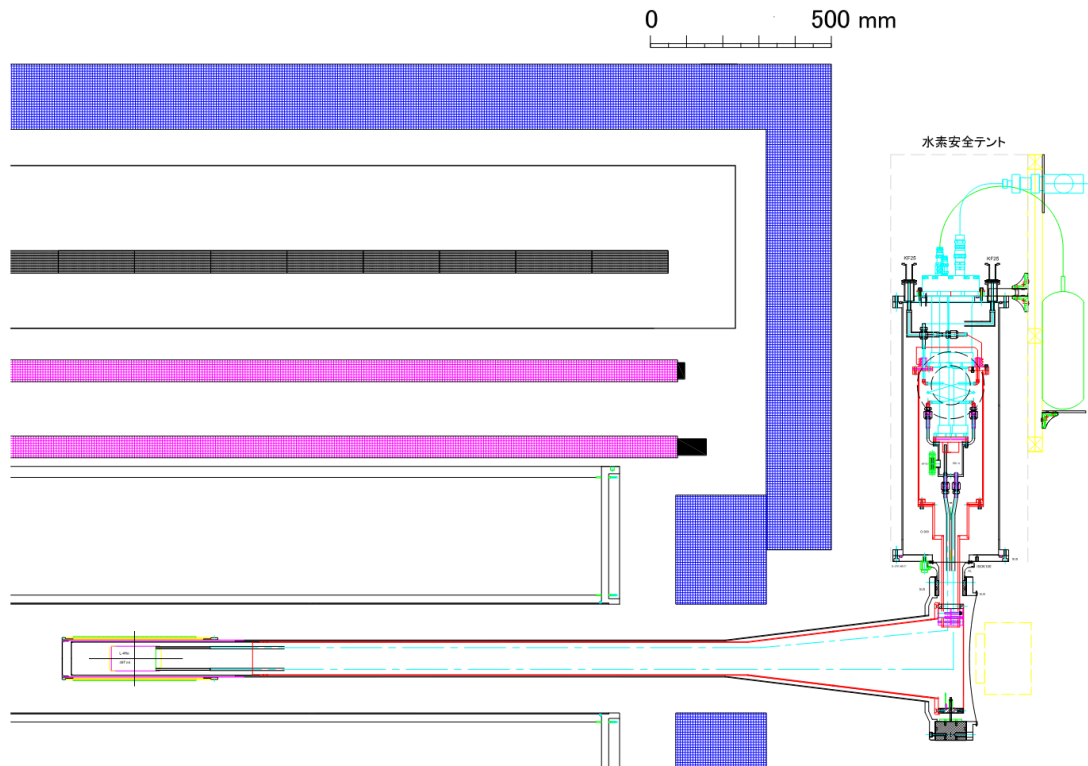


図 2.13: 標的システム概念図

2.3.5 大立体角スペクトロメータ (Cylindrical Detector System, CDS)

大立体角スペクトロメータ (CDS) は 4 つの構成要素からなる。内側から、Vertex Fiber Tracker (VFT)、Cylindrical Drift Chamber、Cylindrical Neutron Counter (CNC)、そして Super-Conducting Solenoid Magnet である。以下、先行研究である J-PARC E15 実験の CDS 及び CDC と区別するために新たに開発した CDS 及び CDC を E80-CDS・E80-CDC、現行のものを E15-CDS・E15-CDC と表記する E80-CDS のデザインを図 2.14 に示す。J-PARC E80 実験から始まる、反 K 中間子原子核の系統的探索では、E15 実験よりも崩壊粒子数の多い崩壊チャンネルや、崩壊粒子に中性子を含む崩壊チャンネルの測定を行う。そのような崩壊チャンネルの測定を十分な統計量のもとで遂行するために、最も簡単な反 K 中間子原子核 “ K^-pp ” の排他的測定・バックグラウンドを大きく抑えてその存在を明確に示すことに成功した E15-CDS をベースにし、(1) さらなる大立体角化、(2) 中性子検出効率の向上の 2 つを軸として設計・開発した。

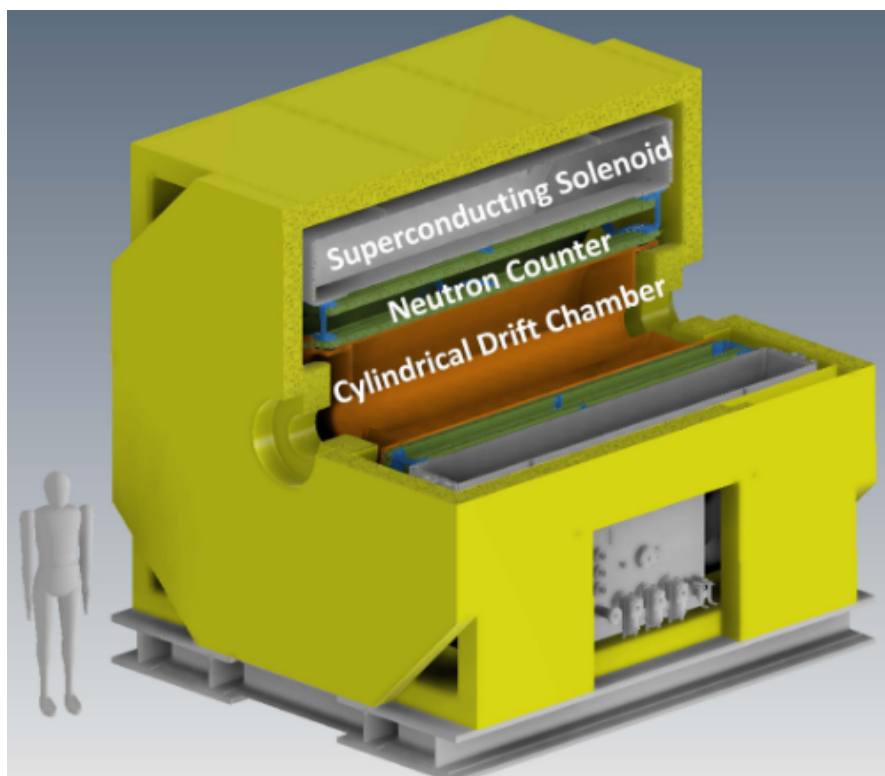


図 2.14: 大立体角スペクトロメータ (E80-CDS) のデザイン

以下、(1) 大立体角化と (2) 中性子検出効率の向上について述べる。

1. **大立体角化** : E15-CDS に比べて全ての検出器、電磁石を大型化しており、特にビーム方向の長さは約 3 倍になっている。これにより、立体角は 59 % から 93 % に増加しており、収量の増加が期待される。
2. **中性子検出効率の向上** : E15-CDS において、ドリフトチェンバーでは中性粒子は検出することができず、その外側のプラスチックシンチレータホドスコープも厚さが 3 cm 程度であったため、中性子の検出能力は低く約 3~9 % 程度 (中性子の運動量に依存する) であった。それにもかかわらず、 K^-pp の $\pi\Sigma N(\rightarrow \pi\pi n)$ 崩壊などの測定に成功した [32]。E80-CDS では CNC として厚さ 6 cm のプラスチックシンチレータを 2 層用いることで、中性子の検出能力を運動量にもよるが 12~36 % に向上させ、中性子や $\pi\Sigma$ Sigma を含む崩壊チャンネルの測定の精度が向上する¹。

J-PARC E80 実験では上記で述べたビームライン検出器、標的システム、大立体角スペクトロメータ E80-CDS を総動員し、反 K 中間子原子核から崩壊する粒子を全て捕らえてその不変質量を再構成する。図 2.15 に反応の概念図を示す。まずはビームライン検出器と VFT と本修士論文のテーマである Cylindrical Drift Chamber (CDC) の飛跡から反 K 中間子原子核からの崩壊点を求める。超伝導ソレノイド磁石により生成される 0.7 T の一様磁場中で運転される CDC で得た飛跡

¹2 層にしているのは、将来、1 層目と 2 層目の間にシンチレーションファイバートラッカーをインストールするためである。このトラッカーは反 K 中間子原子核 “ K^-pp ” のスピンパリティ J^P を測定するための検出器である。

から崩壊粒子の運動量を算出する。内側の CNC によって崩壊粒子の TOF を得て、そこから荷電粒子識別を行う。中性子の識別は、CNC のヒットが荷電粒子による CDC の飛跡と独立であることを要求した上で、上述の崩壊点と CNC ヒットとの間の TOF 情報により行う。こうして得られる崩壊粒子のエネルギーと運動量から不変質量を再構築する。

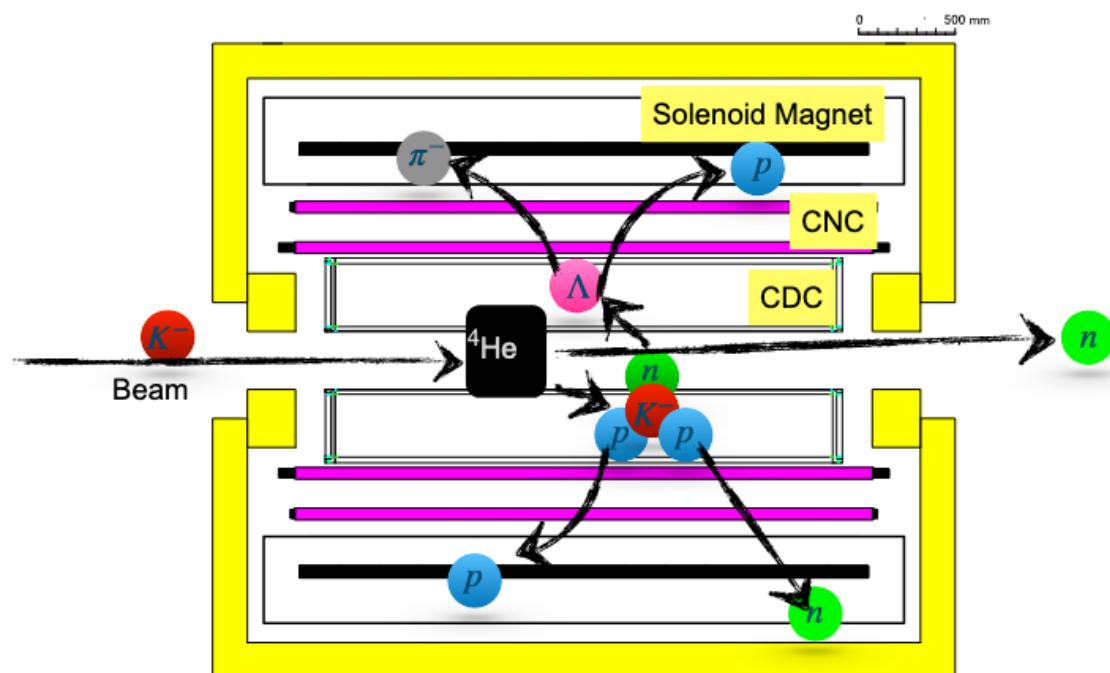


図 2.15: 反応概念図

本修士論文の研究テーマである CDC は次章から述べる。ここではそれ以外の検出器について説明する。

1. Vertex Fiber Tracker (VFT)

信号と背景を識別するためには、高解像度の頂点決定が不可欠である。CDC 単独では、半径方向 (r 方向) の生成点位置分解能は数 mm である一方、ビーム方向 (z 方向) の生成点位置分解能は約 1 cm である。これは、ステレオ層の傾斜角が小さいためであり、配線レイアウトによって制限される。VFT を導入することでビーム方向の頂点分解能は、CDC トラッキング情報を組み合わせることで数 mm まで向上することが期待される [36]。運動量分解能も VFT の導入により、図 2.16 に示すように、運動量分解能も向上することが期待される。E73 実験で本検出器のプロトタイプ検出器として実際に使われている VFT 写真は図 2.17 の通りである。VFT は円筒型の形状をしており、直径が小さい部分が有感領域、直径が大きい部分が読み出し部となっている。粒子の検出には、直径 1 mm のプラスチックシンチレーターファイバーを用いている。VFT ではこのファイバーを円筒面に沿って螺旋状に巻き、直径が異なるファイバーが巻かれた層を同軸上に 4 層重ねている。このような設計にすることで原理的には各ファイバー層上にて $1/\sqrt{12}$ 12 mm の分解能で位置検出をすることができる。さら

に、ファイバー層の厚みはファイバーの直径 1 mm と同程度で柔軟性もあるため、CDC 内の狭いスペースにも設置することができ、標的により近い位置で位置検出をすることができる。

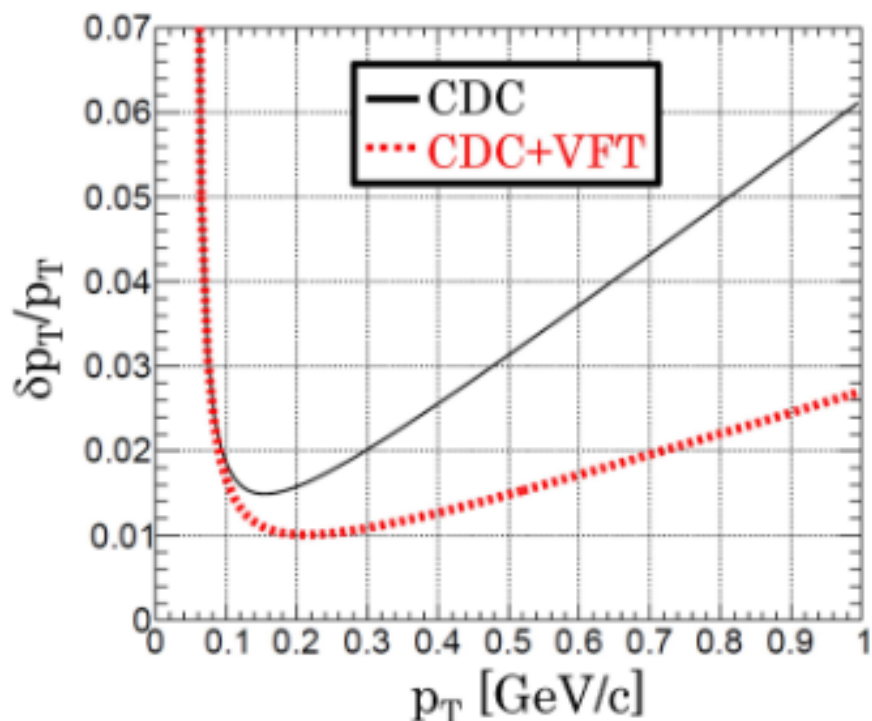


図 2.16: CDC 単独の場合と CDC と VFT を組み合わせた場合の Transverse 方向の運動量分解能 (σ) の比較

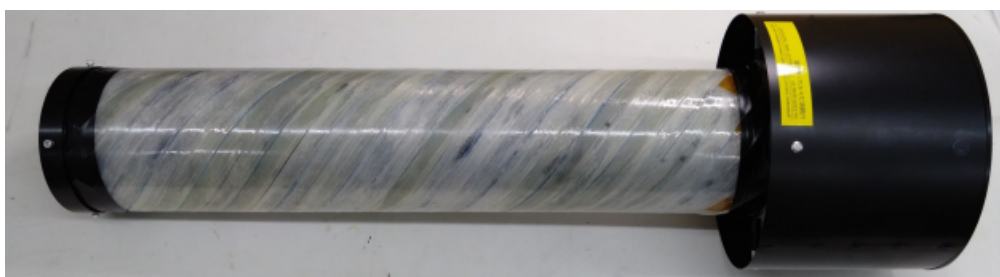


図 2.17: VFT の写真

2. Cylindrical Neutron Counter (CNC)

CNC は中性子検出に使用されるセグメント化されたプラスチックシンチレータを 2 層の円筒上に並べたものである。図 2.18 と図 2.19 に CNC プロトタイプ 1 本と、円筒状に並べたものの概念図を示す。中性子検出と並んで、荷電粒子識別と崩壊粒子トリガーも CNC の第 1 層で行われる。プラスチックシンチレータには 3000(H) mm $\times$ 60(W) mm $\times$ 60(T) mm の大きさの EJ200 を使用する。読み出しには、Hamamats MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) Array(型番 S13361-6050AE-04) と、2つの RF 増幅器 (HPMA-0385) と pole-zero cancellation 回路で構成されるプリアンプ基板を用いる。読み出し系については現在 R & D 中である。ま

た、3 m という長さのため時間分解能が粒子のヒット位置によって変化（悪化）してしまうことを懸念していたが、2023 年 1 月と 2023 年 10 月に東北大学先端量子ビーム科学研究センターにて陽電子ビームを用いて行なったテスト実験によって、CNC の時間分解能はヒット位置に依存しないことが明らかになった [37]。

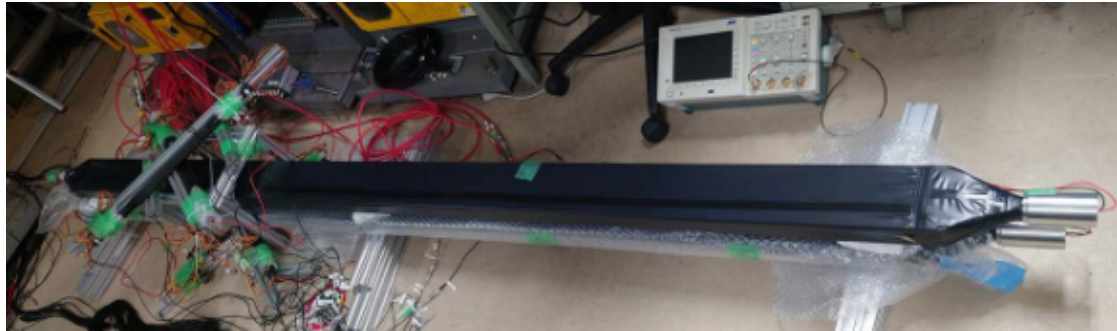


図 2.18: CNC のプロトタイプ 1 号機の写真

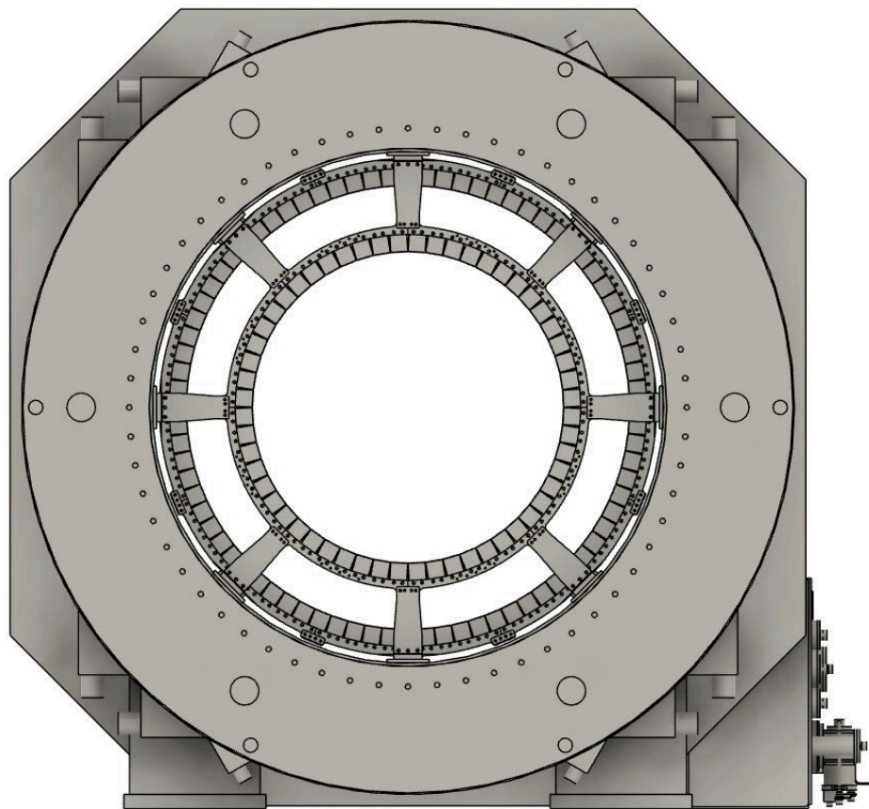


図 2.19: CNC の配置の概念図（超伝導ソレノイド磁石の内側に 2 層）

3. Super-Conducting Solenoid Magnet

E80-CDS の超伝導ソレノイド電磁石には、同じく J-PARC で行われている COMET 実験において用いられる超伝導磁石、Detector Solenoid Magnet の設計を元としたものを用いる。[\[38\]](#)。この電磁石は飛跡検出領域で最大 1 T までの一様磁場を発生させることができ、E80 実験では中心にて 0.7 T の強さの磁場を発生させる。外側の鉄ヨークは大きさは $3.3\text{ m} \times 3.3\text{ m} \times 4.1\text{ m}$ である (図 [2.20](#))。鉄ヨークは既に完成しており、ソレノイド電磁石は 2025 年 3 月に完成予定である。表 [2.1](#) に主な仕様をまとめる。

Specification	Details
Design	Same as the detector solenoid magnet for COMET-I
Dimensions	$3.3\text{ m} \times 3.3\text{ m} \times 3.9\text{ m}$
Total Weight	$\sim 108\text{ t}$
Maximum Magnetic Field	1.0 T at the center
Power Supply	189 A – 10 V
Superconducting Wire	NbTi/Cu, total length: 98 km
Cooling System	Conduction-cooling with GM*3
Quench Protection	Semi-active quench-back system
Completion Schedule	FY2024
Construction Collaboration	In cooperation with J-PARC

表 2.1: Specifications of the Detector Solenoid Magnet for COMET-I



図 2.20: 鉄ヨークの写真

第 3 章

円筒型ドリフトチェンバー (E80-CDC)

本章では本研究テーマである CDC について、要求性能と基本構造、読み出し回路について述べる。ドリフトチェンバーの動作原理については付録 A に記した。

3.1 要求性能

大きな立体角

反 K 中間子原子核 “ K^-ppn ” の調査を目的とした J-PARC E80 実験では、“ K^-pp ” の調査をした先行研究 J-PARC E15 実験と同様、 (K^-, N) 反応から生ずる全ての粒子の同定が不可欠である。しかしながら、より核子数の多い反 K 中間子原子核の系統的研究を目指す E80 実験では、検出すべき粒子 (反 K 中間子原子核からの崩壊粒子) の数が増える。したがって、反応に関与する粒子をできるだけ多く検出するためには、ターゲット領域から来る反 K 中間子原子核からの崩壊粒子に対して、検出器のアクセプタンスをできるだけ大きくしなければならない。大立体角検出器を用いることにより、検出できない粒子を減らし、終状態に含まれる粒子の誤認によるバックグラウンドを減らすことが可能となる。

E80-CDC については、新しいソレノイド磁石にインストール出来る現実的に最大な 93 % の立体角 (先行研究 J-PARC E15 実験の CDC、以下 E15-CDC に比べ約 1.6 倍) を持たせることで、E80 実験において、E15 実験が収集した $K^-pp+n \rightarrow \Lambda pn$ (収量 1.7×10^3) と同程度の統計量の反応 a 「 $K^-ppn+n \rightarrow \Lambda+d+n$ 」 (推定 1.2×10^4) と反応 b 「 $K^-ppn+n \rightarrow \Lambda+p+n+n$ 」 (推定 1.5×10^3) が得られることがシミュレーションから期待される [39]。

高い位置分解能と検出効率

反 K 中間子原子核の崩壊を正確に再構築し、束縛エネルギーや崩壊幅などの性質を決定するには、検出器の空間分解能と時間分解能が十分良くなければならない。本研究では崩壊幅が 100 MeV 程度と予想される反 K 中間子原子核を研究の対象とするため、少なくとも、E15-CDS で達成された分解能が必要となる。

E15-CDC では充填ガスとして Ar-C₂H₆(50:50) を用いており、Layer Efficiency · Tracking Efficiency それぞれ 97 %、位置分解能 $\sim 200 \mu\text{m}$ 、ビーム軸に対して垂直方向の運動量分解能は $5.3 \% (p_t) \oplus 0.5 \% / \beta (\sigma)$ という性能が得られていた。これらは、不変質量スペクトル上で反 K 中間子

原子核のピークを特定するには十分な性能であった [39]。そこで、E80-CDC でも E15-CDC と同等の Layer Efficiency と位置分解能、それぞれ $\sim 97\%$ 、 $\sim 200\ \mu\text{m}$ を要求性能とする。

3.2 検出器の構成

3.2.1 本体の構造

E80-CDC の構造を図 3.1 に示す。外半径 530 mm、内半径 150 mm、全長 2,680 mm である。軸方向層のワイヤ長は 2570 mm であるため、極角領域での角度被覆率は $21^\circ < \theta < 159^\circ$ であり、 4π の 93 % の立体角被覆率に相当する。E80-CDC は、内壁として内径 $\phi 303$ mm の厚さ 1 mm の CFRP シリンダーと、厚さ 20 mm の 2 枚のアルミニウム製エンドプレートで構成される。外壁はなく、ガス容積を密閉するために 50 μm のアルミ蒸着マイラーが使用されている。マイラーは、エンドプレートの外周に取り付けられた外径 $\phi 18$ mm の 6 本の CFRP パイプで支えている。

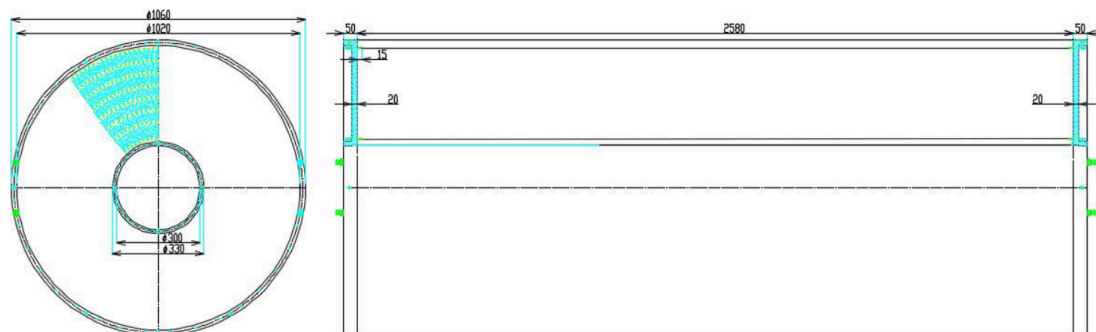


図 3.1: E80-CDC の骨格

3.2.2 セル構造

E80-CDC は E15-CDC と同じセル構造となっている。E80-CDC は図 3.2 に示すように、ドリフト長 ~ 9 mm の六角形セルを 7 つの Super Layer にグループ分けした 15 層構造となっている。表 3.1 にセル構成の詳細なパラメーターを示す。層は半径方向に 190.5 mm (#0 層) から 484.5 mm (#14 層) の範囲にある。約 2.7° 傾けた 8 つのステレオ層は、縦方向の位置情報を得るために使用される。読み出しチャンネル数は 1,816 で、E80-CDC の総配線数は 8,244 である。

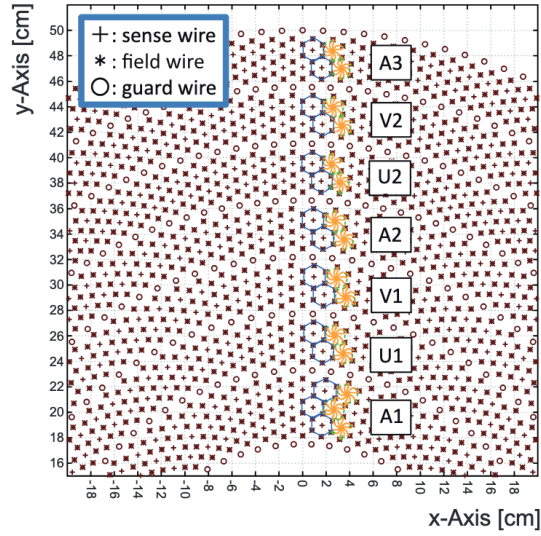


図 3.2: E80-CDC のセル構造

表 3.1: Cell configuration of the E80-CDC

Super-layer	Wire direction	Radius (mm)	Cell width (degree)	Cell width (mm)	Stereo angle (degree)	Signal channels per layer
A1	X	190.5	5.00	16.7	0	72
	X'	204.0		17.8	0	
	X	217.5		19.0	0	
U1	U	248.5	4.00	17.3	-2.27	90
	U'	262.0		18.3	-2.39	
V1	V	293.0	3.60	18.4	2.42	100
	V'	306.5		19.3	2.53	
A2	X	337.5	3.00	17.7	0	120
	X'	351.0		18.4	0	
U2	U	382.0	2.40	16.0	-2.82	150
	U'	395.5		16.6	-2.92	
V2	V	426.5	2.25	16.7	2.96	160
	V'	440.0		17.3	3.05	
A3	X	471.0	2.00	16.4	0	180
	X'	484.5		16.9	0	

3.2.3 ワイヤーの詳細

表 3.2 にワイヤー構成をまとめる。E80-CDC はセンスワイヤーに $\phi 30\mu\text{m}$ の金メッキタングステン (Au-W) を、フィールドワイヤーとガードワイヤーに $\phi 80\mu\text{m}$ のベリリウム銅 (Be-Cu) を

使用している。ワイヤーはフィードスルーを通して半田付けされている。エンドプレートの穴位置精度は $\pm 50 \mu\text{m}$ 、フィードスルーのワイヤー取り付け精度はセンスワイヤーで $\pm 25 \mu\text{m}$ 、フィールドワイヤー/ガードワイヤーで $\pm 60 \mu\text{m}$ である。ワイヤーのたるみを $200 \mu\text{m}$ 以下に抑えるため、Au-W ワイヤーと Be-Cu ワイヤーにはそれぞれ 70 g と 240 g の張力がかけられており、総荷重は 1.67 t である。Au-W ワイヤーと Be-Cu ワイヤーの降伏点張力は、それぞれ 150 g と 598 g であり、E80-CDC で実際にかけている張力の約 3 倍である。

表 3.2: Wire configuration of the CDC.

Wire type	Wire diameter	Wire material	Number of wires	Wire tension
Sense	$\phi 30 \mu\text{m}$	Au-W	1,816	70 g
Field	$\phi 80 \mu\text{m}$	Be-Cu	5,376	240 g
Guard	$\phi 80 \mu\text{m}$	Be-Cu	1,052	240 g
In total			8,244	1.67 tons

3.2.4 信号読み出し回路系

ドリフトチェンバーからの信号は微弱である。微弱な信号を読み出す回路として Amplifier-Shaper-Discriminator カードを使い、電気信号を増幅し整形しロジック信号に変える。センスワイヤーからの微弱な電気信号が減衰したり、ノイズが乗るのを抑えるために、ASD はセンスワイヤーの近くに設置される。E80-CDC の読み出し回路には、PRA-220 (Main chip として SONY-CXA3183Q, 時定数 $\tau = 16 \text{ ns}$, 以下 ASD) を用いる。これらは E15-CDC で使用されていたものであり、E80 実験においてもそのまま使用する。センスワイヤーのフィードスルーから ASD まで信号を運ぶため、変換基板がエンドプレート上に配置したアルミシールド板に取り付けられている。変換基板を図 3.3 に示す。これらの変換基板を通して ASD が CDC に取り付けられる。

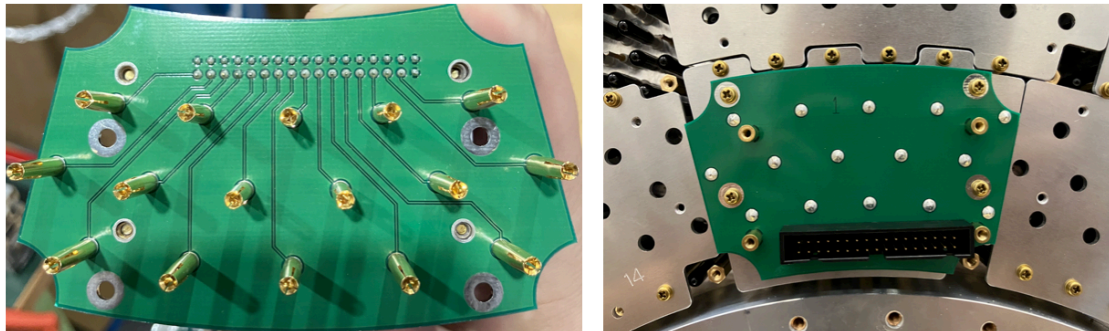


図 3.3: ASD までの信号輸送のための変換基板

ASD の実際の写真を図 3.4 に示し、仕様を表 3.3 にまとめた。ASD の



図 3.4: ASD の実際の写真

表 3.3: ASD (PRA-220) の仕様 [40]

入力チャンネル数	16
最大入力電荷	$\sim \pm 1 \text{ pC}$
時定数	16 ns
入力コネクタ	34 ピンフラットケーブル用コネクタ (雌)
デジタル出力	信号レベル : LVDS レベル 終端抵抗 : 100Ω
アナログ出力 (ch# 16 のみ)	出力インピーダンス : 50Ω (バックターミネーション付き) ピーク出力電圧 : $\pm 1 \text{ V}$ 出力コネクタ : MMCX (雌)
ディスクリレベル (16 ch 共通)	$\pm 0.1 \text{ V} \sim \pm 10 \text{ V}$ (20 dB アッテネータを内蔵しているので IC の入口では 1/10 の値となる。)
テスト入力	ECL (100Ω)
供給電源	+3 V : 0.37 A, -3 V : 0.13 A
寸法	約 70(W) $\times$ 約 42(D) mm

以下に、ASD Main Chip (SONY-CXA3183Q) への入力から出力までの流れを要約する。そのブロックダイアグラムを図 3.5 に示す。

1. ASD 1 枚に 4 枚の Main Chip が搭載されており、各 Main Chip あたり 4 ch なので ASD 1 枚で 16 ch の読み出しができる。

2. 一次電子が電子雪崩でトータル ~ 1 pC 程まで増幅し、センスワイヤーを伝って ASD に入力される。第一に Pre-Amplifier を通り信号が増幅する。積分時間 16 ns で増幅率は約 0.8 V/pC である。Pre-Amplifier 経由後、アナログ出力ラインとデジタル出力のための Main-Amplifier に向かうラインに分かれる。(本 ASD の場合、ch#16 のみアナログ出力を見ることができる仕様になっている。)
3. Pre-Amplifier を経て、信号は Main-Amplifier へ入力されさらに増幅される。ここでの増幅率は 7 倍である。波形の整形はこの段階で行われる (Shaper)。
4. 続いて外部電源によって設定した閾値電圧 V_{th} に応じて信号のオフセットが決められる。続いてコンパレータに入力され LVDS 規格のデジタル出力となる (Discriminator)。

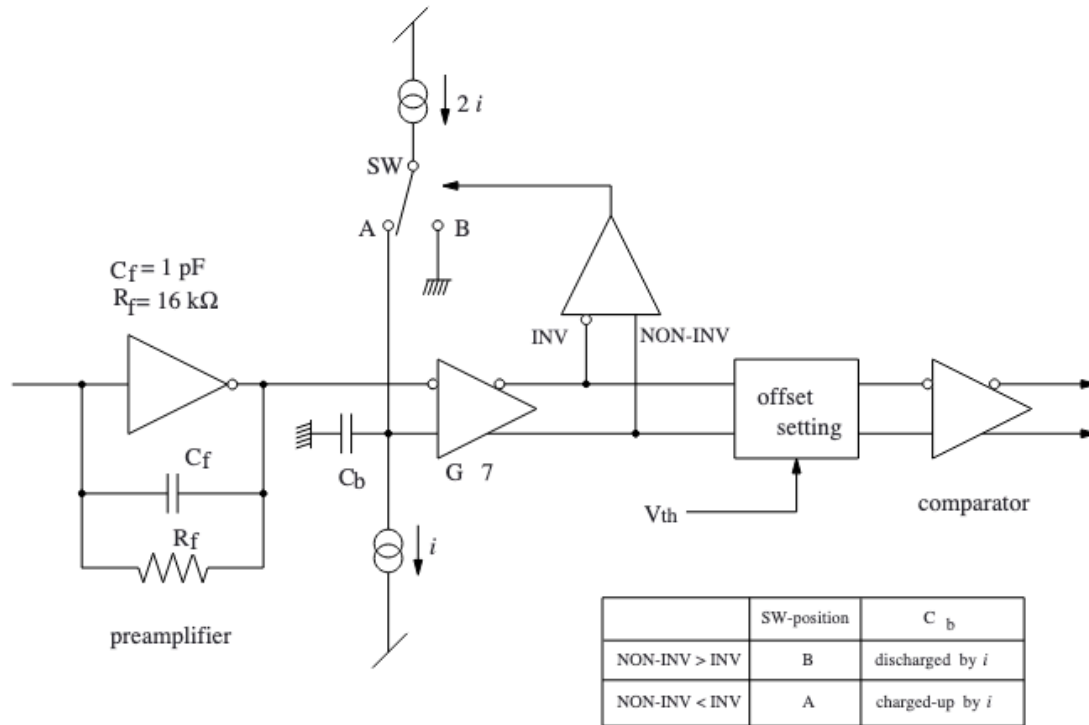


図 3.5: ASD Main Chip (SONY-CXA3183Q) のブロックダイアグラム [41]

こうして ASD によって増幅 (Amplifier)、整形 (Shaper)、弁別 (Discriminator) の過程を通して微弱な信号をデジタル出力にし、HUL Multi-Hit TDC へ入力しデータ収集をする。HUL Multi-Hit TDC の基本性能としては、

- 1.2 GHz の clock による、1 bit = 0.83 ns 精度の Multi-Hit TDC。
- 14 μ s 分のヒット情報を記録できる。1 event あたり 16Hits。
- Leading/Trailing 両エッジ対応。エネルギー情報に対応する Time over Threshold (ToT) を取得可能。
- 時間分解能はおよそ 300 ps である。

第 4 章

充填ガス選定のための性能比較

本章では E80-CDC に充填するガスを決定するために行ったシミュレーションと実験について詳細に述べる。具体的には、まずガスシミュレーションツールである Garfield++ で CDC のセル内での電磁場を確認し、充填ガスの諸性質 (ドリフト速度、拡散係数等) を確認した。また、CDC セル内での増幅率もシミュレーションした。その後、CDC と同じセル構造を持った小型のテストチェンバーを用いて、複数の混合比の元での増幅率・検出効率・クラスター数を線源を使って確かめた。次に E15-CDC を用いて、選んだ混合ガスが実際に要求性能を満たすかどうかを確認した。

4.1 目的

E80-CDC は J-PARC E80 実験の先行研究である J-PARC E15 実験で用いた E15-CDC の約 3 倍の体積であり、充填するガスの量は現在の 3 倍以上となる。E15-CDC には充填ガスに Ar と可燃性である C_2H_6 の混合ガス (混合比 50:50) を用いているが、安全性の観点から Ar と不燃性の CO_2 の混合ガスを用いることを検討している。この一連の実験の目的は Ar- CO_2 の場合に最適なガス比をシミュレーションと実験で明らかにし、要求性能が満たされるかを調査することである。

また、クエンチャーとして CO_2 を選んだ理由は CO_2 が不燃性であり、運転時のリスクが少ないからである。クエンチャーは多原子分子であり、よく用いられるのは E15 実験で用いていた C_2H_6 や CH_4 、 C_4H_{10} 、iso- C_4H_{10} の可燃性のガス、または CF_4 等のフッ素を含むガスである。充填量が大きくなれば、可燃性ガスを使うリスクが高くなる。フッ化化合物に関しては、不燃性ではあるが、さまざまな人体への影響がある [42]。このような理由から、 CO_2 を選択した。

4.2 Garfield++を用いたシミュレーション

ここでは CDC のセル内での電磁場を説明する。その後 ArC_2H_6 (50-50) と複数の混合比の $ArCO_2$ の諸性質を確認する。

第 3 章で述べたセル構造のもとに Garfield++ で電磁場を再現した。以下に Super Layer1~7 (A1, U1, V1, A2, U2, V2, A3 に対応) に典型的な動作電圧 (Sense wire 0 V, Field wire -2400 V, Guard

wire(Inner) -1300 V, Guard wire(Center) -500 V, Guard wire(Outer) -1500 V をかけた時の等電位線を示す (図 4.1a4.1b4.1c)。隣の Super Layer に電場が漏れ出さず、かつ全てのセルで同様の分布の電場が形成されていることがわかる。図 4.1d には 1 つのセルの電気力線を示す。1 次電子は基本的にこの電気力線に沿ってセンスワイヤーへとドリフトしていく。

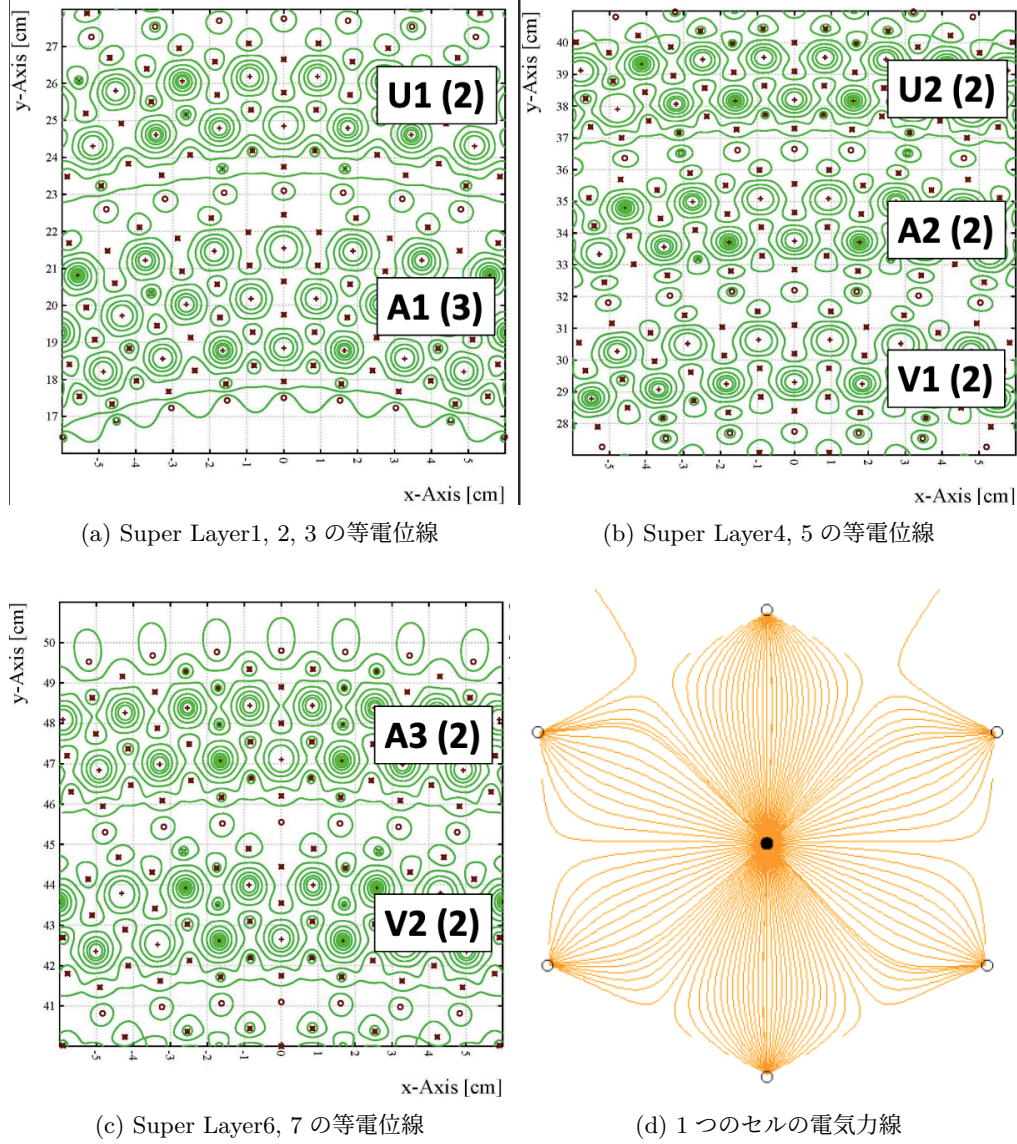


図 4.1: 等電位線および電気力線の図

次に電場の大きさについて議論する。E15-CDC での Ar-C₂H₆ (50:50) における印加電圧は-2800 V (Field wire)、-634.3 V (Guard wire)、-1507.8 V (Inner wire)、-1797.5 V (Outer wire) である。ここで Inner と Outer は Guard wire の中でも最内層と最外層の wire 群のことである。この電圧条件下、加えて以下での議論のために field wire -2400 と-2000 V での電場の大きさの分布を図 4.2 と図 4.3 に示す。-2400 と-2000 V の時は Guard、Inner、Outer は Field の電圧でスケールしてある。

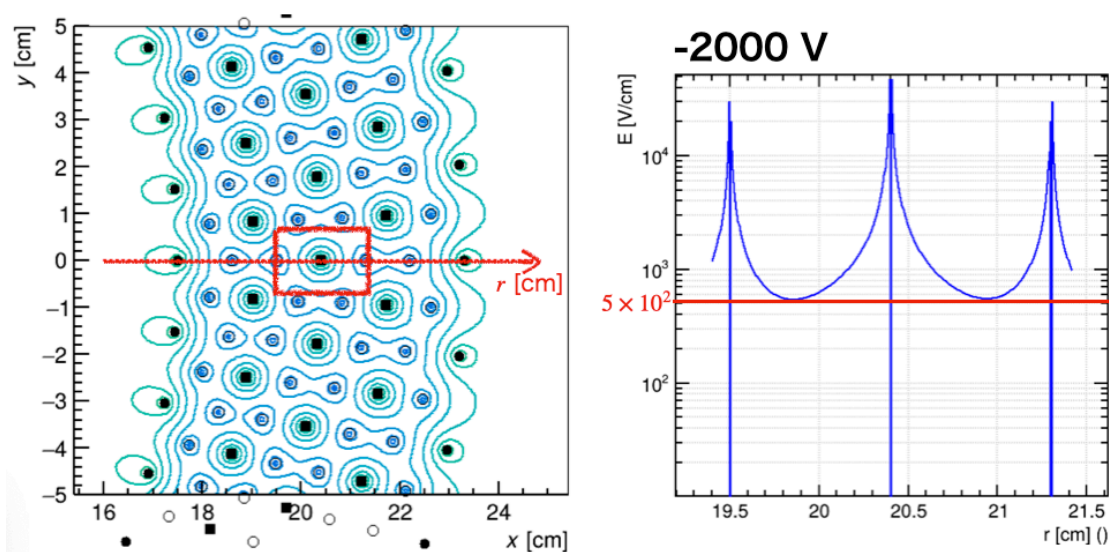


図 4.2: (左) 注目セルの部分と (右) 印加電圧-2000V 下でのセル内電場の大きさ。赤線は電場の最小値を示している。

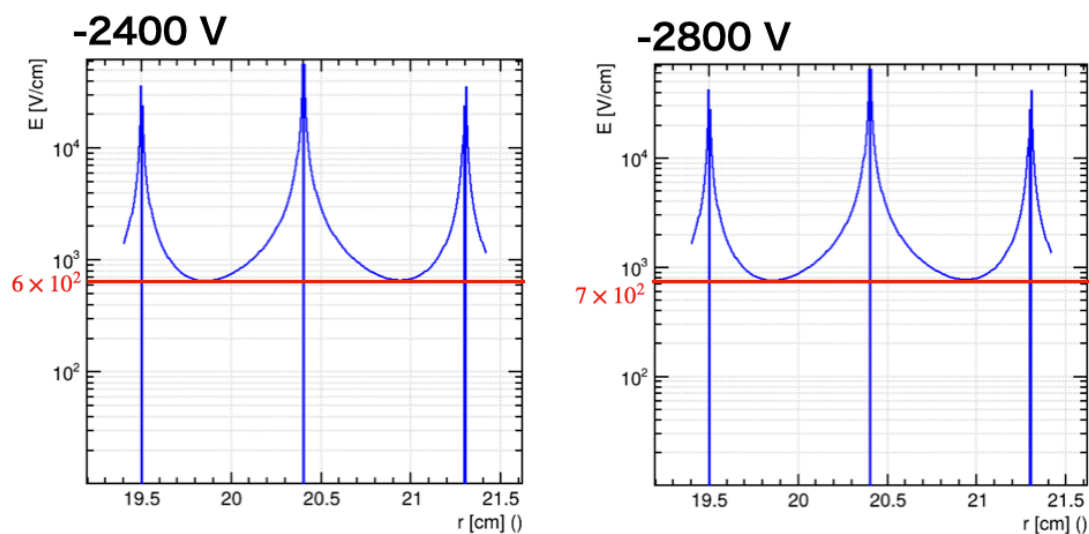
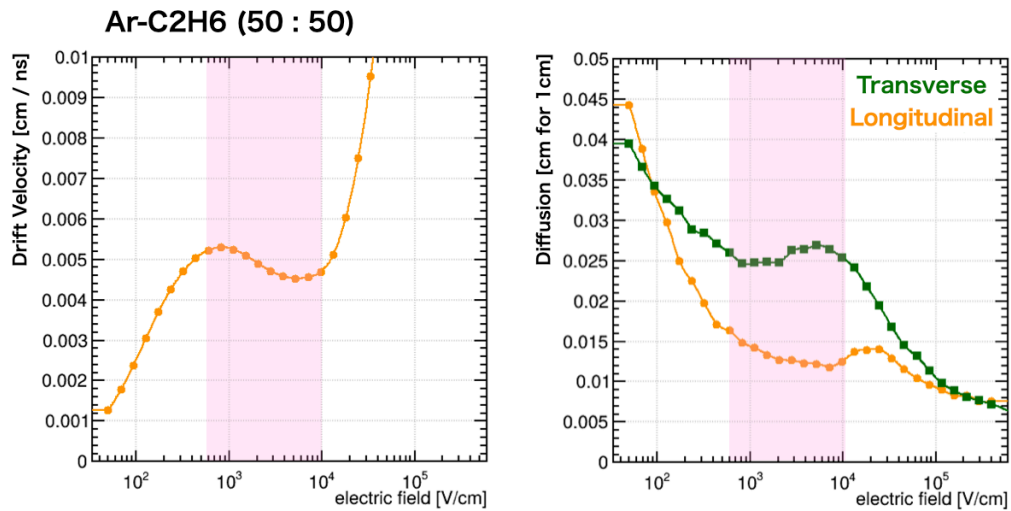
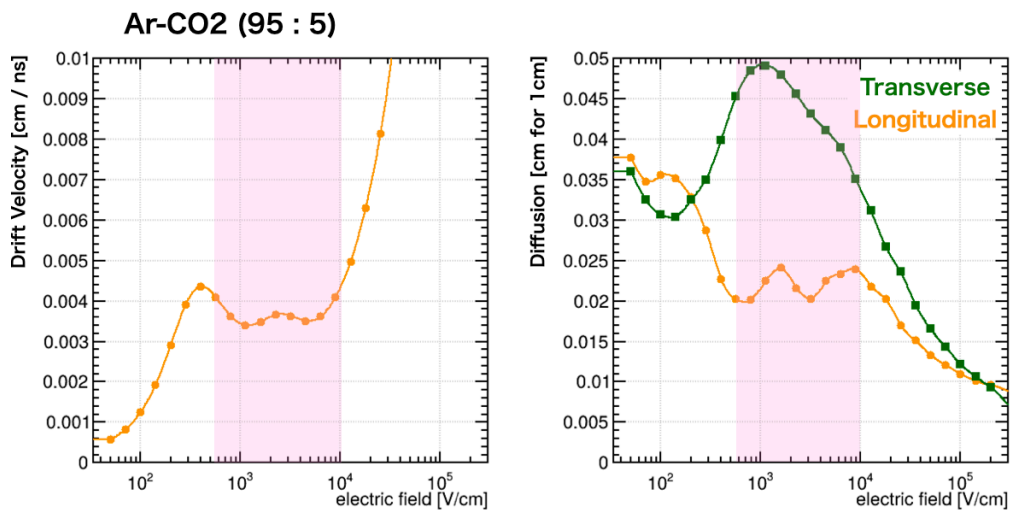
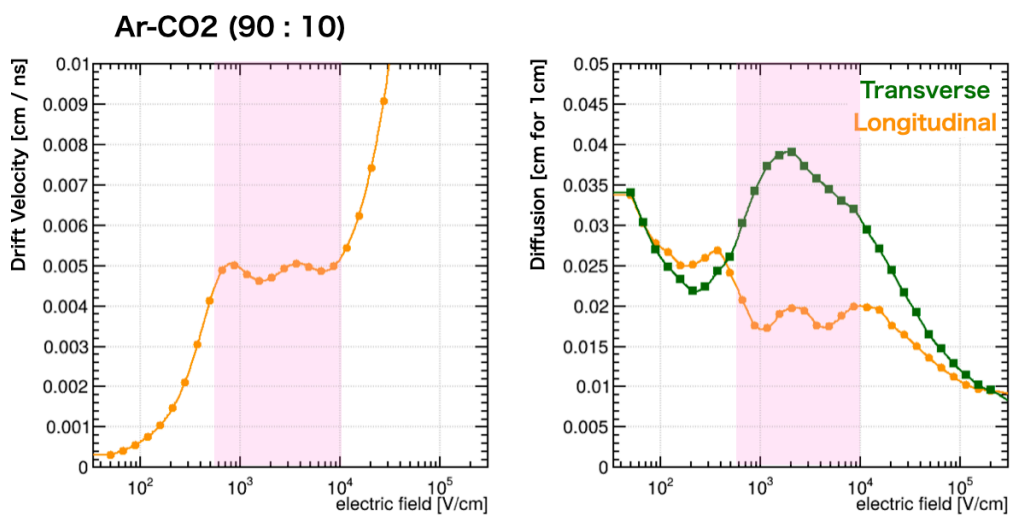
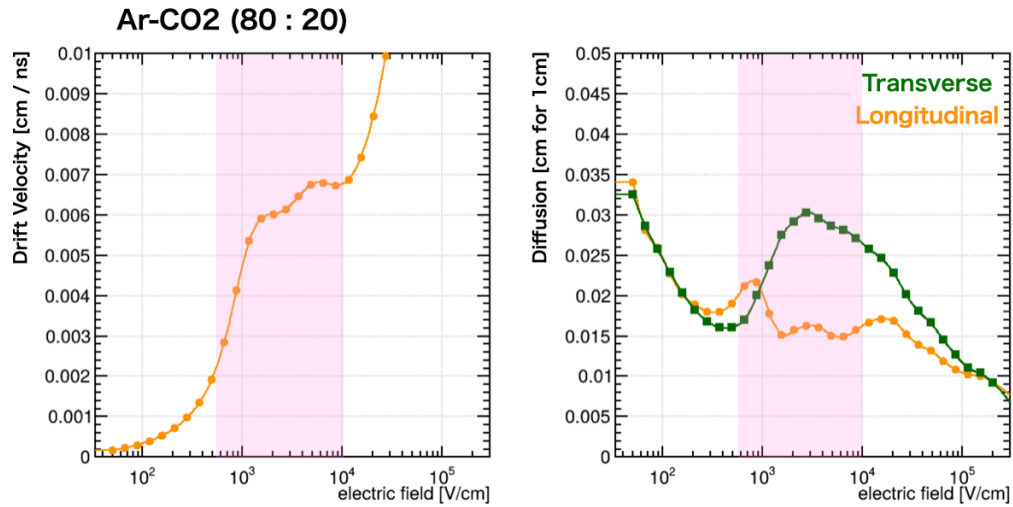
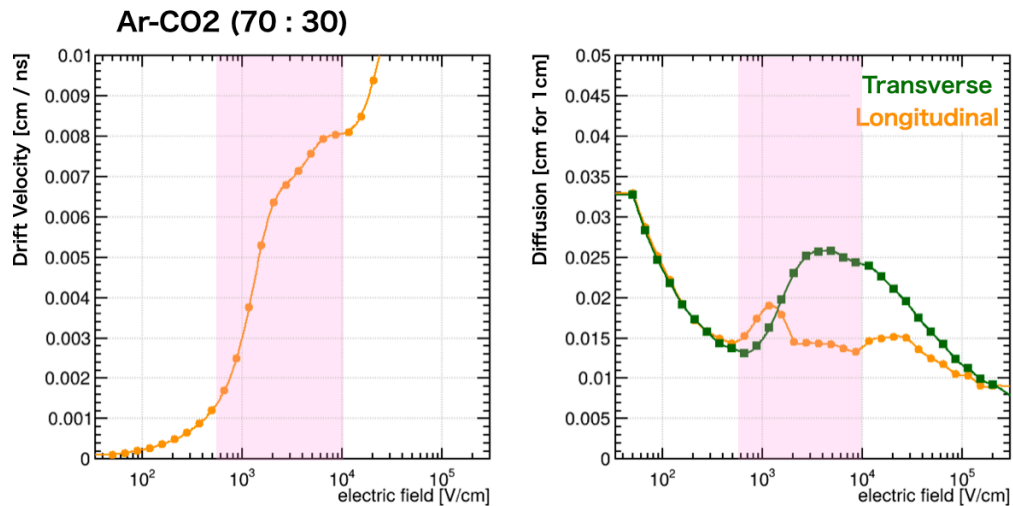


図 4.3: (左) 印加電圧-2400V と (右) 印加電圧-2800V 下でのセル内電場の大きさ。赤線は電場の最小値を示している。

第 4 章 原理で述べたとおり、電子雪崩が生じるのは電場が 10^4 V/cm を超えたあたりの領域からである。すなわち、ドリフト領域は電場の大きさが 10^4 V/cm 以下の領域と考えることができる。図 4.2 と図 4.3 で見たように、印加電圧を変えても電場の最小値は高々数百 V/cm しか変化しない。以下でドリフト速度と拡散係数のシミュレーションの結果を議論するが、考慮する領域は電場が $\sim 6 \times 10^3 \sim 10^4$ V/cm とする。

E15-CDC で用いていた Ar-C₂H₆(50:50) と、E80-CDC での使用候補である Ar-CO₂ のドリフト速度 v_D と拡散 σ_L , σ_T の電場依存性を図 4.4～図 4.8 に示す。Ar-CO₂ に関しては複数の混合比について載せている。ここで拡散とは電子が電場中を 1 cm 進んだ時の確率分布の標準偏差である。

図 4.4: Ar-C₂H₆(50:50) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性図 4.5: Ar-CO₂(95:5) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性図 4.6: Ar-CO₂(90:10) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性

図 4.7: Ar-CO₂(80:20) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性図 4.8: Ar-CO₂(70:30) ドリフト速度と拡散係数の電場依存性

これらの結果から、ドリフト速度に関してはドリフト領域においてほぼ一定となることが望ましいため、混合比 90:10 や 95:5 が良い。ドリフト速度の観点から 95:5 と 90:10 を比較すると、ドリフト領域において 95:5 は $4 \text{ cm}/\mu\text{m}$ で、90:10 は $5 \text{ cm}/\mu\text{m}$ で一定となっていることがわかる。検出器のレート耐性を考えるとドリフト領域の大半を占める $1 \times 10^3 \text{ V/cm}$ 付近でのドリフト速度は速い方が好ましい。2025 年 1 月現在行われているハイパートライトンの直接寿命測定実験 J-PARC E73 実験は基本的な実験条件は E15 実験と同じであり、E15-CDC のシングルレートは約 100 k である。実際の J-PARC E80 実験ではビームラインのアップグレードにより、ビーム強度が約 1.6 倍となるが E80-CDC のシングルレートも高々 1.6 倍より $\sim 200 \text{ k}$ である。最大ドリフト長 1 cm より、電子のドリフト（ここではドリフト速度 $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ の場合を考える）による CDC の Dead 時間は約 $0.2 \mu\text{s}$ ほどであり、レートの点からは余裕がある。しかし将来的に J-PARC のビーム強度が上がる計画もあるため、なるべくドリフト速度は速い方が良い。したがってドリフト速度の観点からは 90:10 が適している。

拡散を見ると位置分解能に直結する進行方向の拡散が Ar の割合が小さい方が良いことがわかる。正確には、位置分解能は $\sigma/\sqrt{n}$ で決まる。ここで n は全一次電子数である。最小電離粒子がセルを通過しエネルギーを落とした時を考えると、式 A.3 より Ar-CO₂ (90:10) の場合 1 cm あたり 91 pairs の一次電子が生じる。1 cm だけセルを通過した時を考えると、図 4.4 から図 4.8 で示した通り、 $\sigma \simeq 150 \sim 200 \mu\text{m}$ より、電子のドリフトからくる位置分解能は $16 \sim 21 \mu\text{m}$ となる。これらは目標としている $200 \mu\text{m}$ に比べ無視できるほど小さな差なので、どのガス比率でも問題ないことがわかる。

シミュレーションから Ar-CO₂ を使う場合、混合比は 90:10 が適していることがわかった。以下で実際に 90:10 で十分な性能が出るかを混合比 90:10 の Ar-CO₂ と参照用としての Ar-C₂H₆ (50:50) をテストチェンバーに充填させ、線源を用いて調査した。また、クエンチガスの割合が少ないと十分なクエンチが得られず、ノイズや放電などが問題となることも考えられるため、本研究において CO₂ の混合率を変えた調査も行った。

4.3 ガス混合率についての調査

ここではテストチェンバーを用いてまず実験的に増幅率を求め、その適切な印加電圧が適切かどうか Ar-C₂H₆ (50:50) を基準に調べた。増幅率は波形解析で計算し求めた。次に TDC 情報から、Ar-CO₂ (90:10) が十分な検出効率を持つかを確かめた。

4.3.1 テストチェンバー

テストチェンバーの構造を図 4.9 に示す。ワイヤーの構造と組成を表 4.1 に示す。

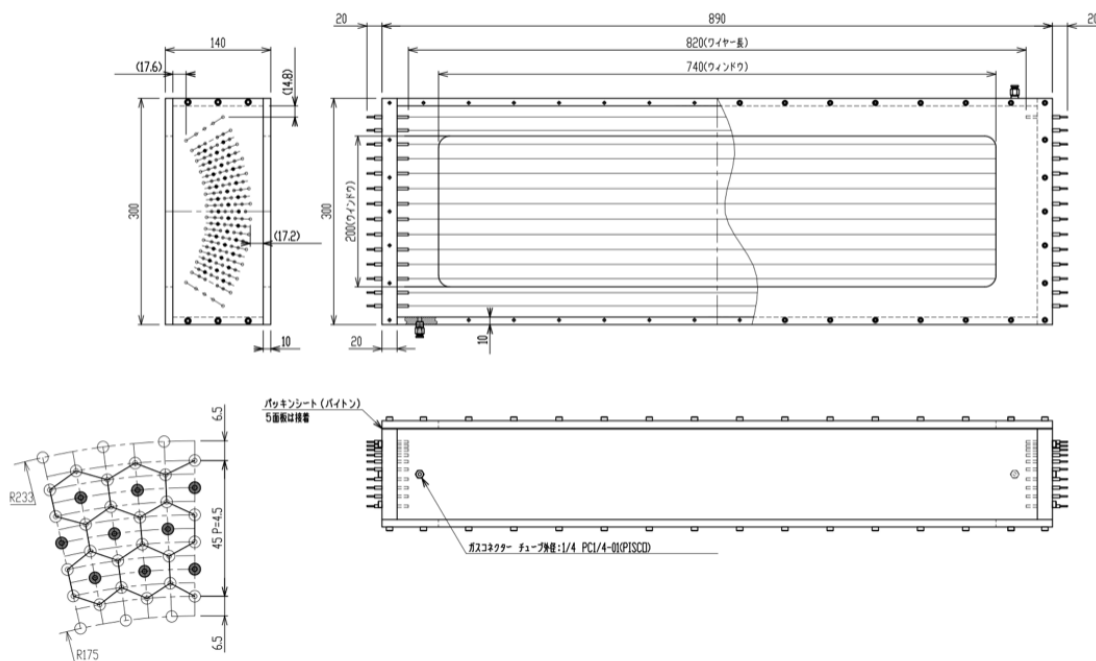


図 4.9: Test Chamber の概念図

種類	直径	材質	本数	張力
センス	30 μm	Au-W	32 本	50 g
フィールド	100 μm	Au-Al	92 本	80 g
ガード	100 μm	Au-Al	34 本	80 g

表 4.1: Test Chamber のワイヤー

4.3.2 生波形解析による増幅率計算

実験セットアップ

まずは増幅率についてのセットアップを述べる。全体像としては図 4.10 に、使用したワイヤーの位置に関しては図 4.11 に示す。ここでは ^{55}Fe 線源を用いた。置いた位置は読み出し方向の chamber 端から 79 cm (HV 供給側のフィードスルー付近) のところである。

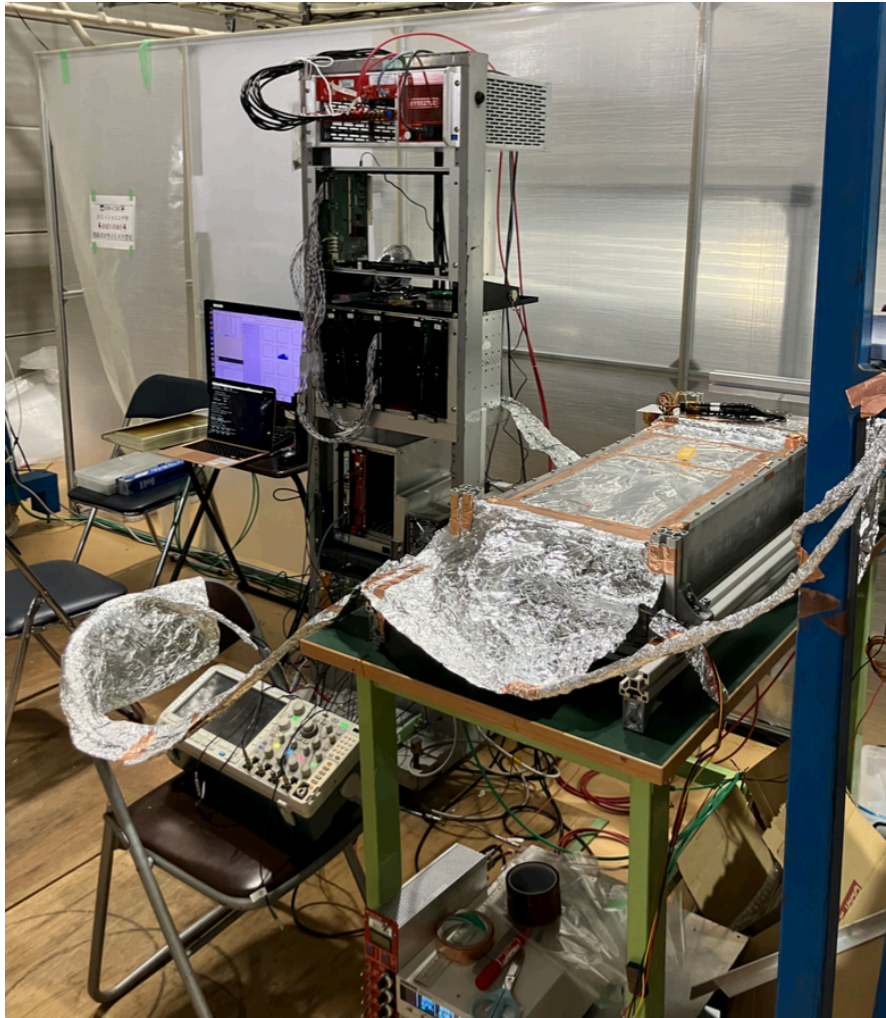


図 4.10: テストチェンバー実験のセットアップ 1

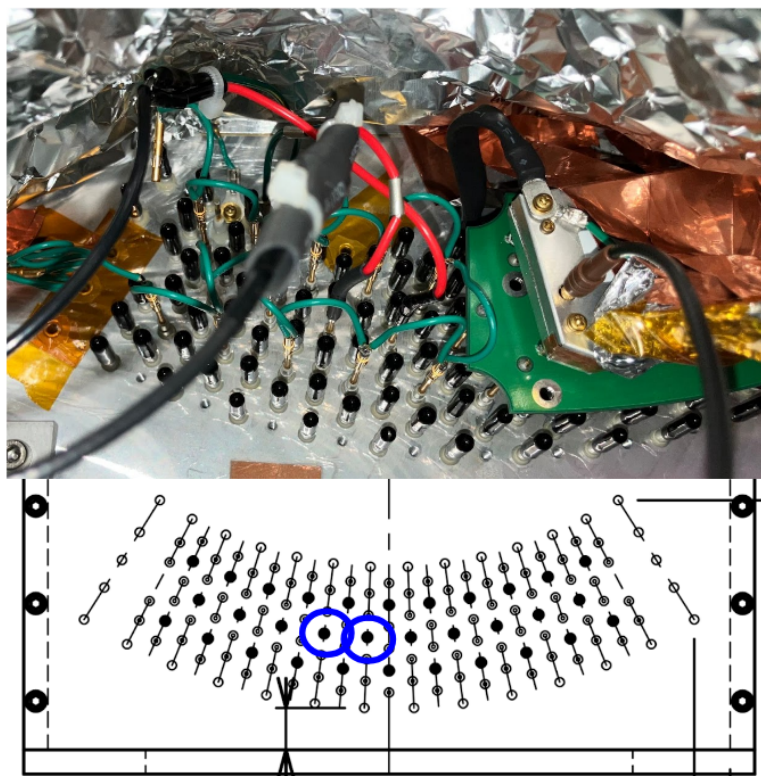


図 4.11: テストチェンバー実験のセットアップ 2

用いたガスは $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$ と $\text{Ar-CO}_2(94:6)$ 、 $(90:10)$ 、 $(87:13)$ 、 $(82:28)$ の合計 5 点である。 $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$ と $\text{Ar-CO}_2(90:10)$ はプレミックスガスを用い、その他の Ar-CO_2 の比率はフローメーターを用いて手動で調節した。

波形はオシロスコープの機能を python で制御して記録した。

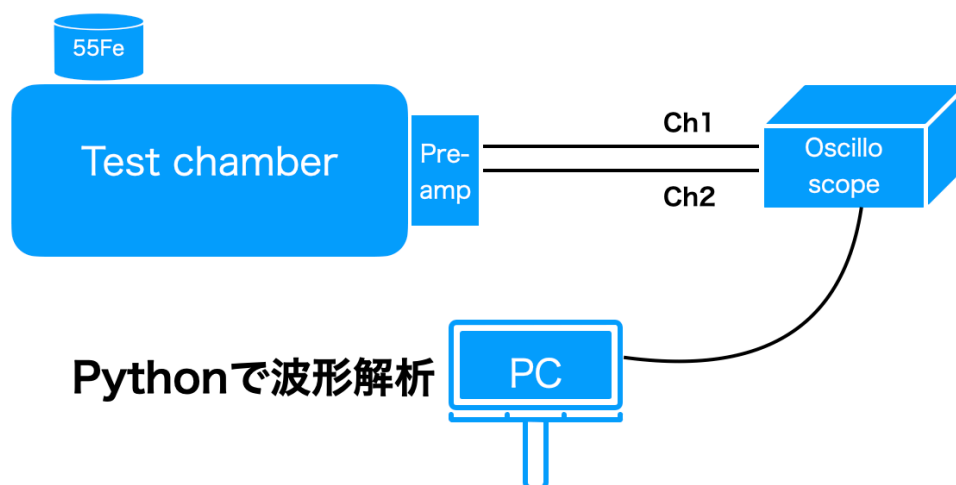


図 4.12: 波形解析セットアップ図

各電圧下で 1,000 個の波形を記録した。ここでの波形とは横軸が時刻、縦軸が電圧の波である。

波形解析コードを独自で作成し、シグナルとノイズを切り分けてオフセットを差し引いて波形を積分することで 1 シグナルの電荷量を計算した。

波形解析による増幅率計算

オシロスコープで取得した典型的な波形を図 4.14 に示す。

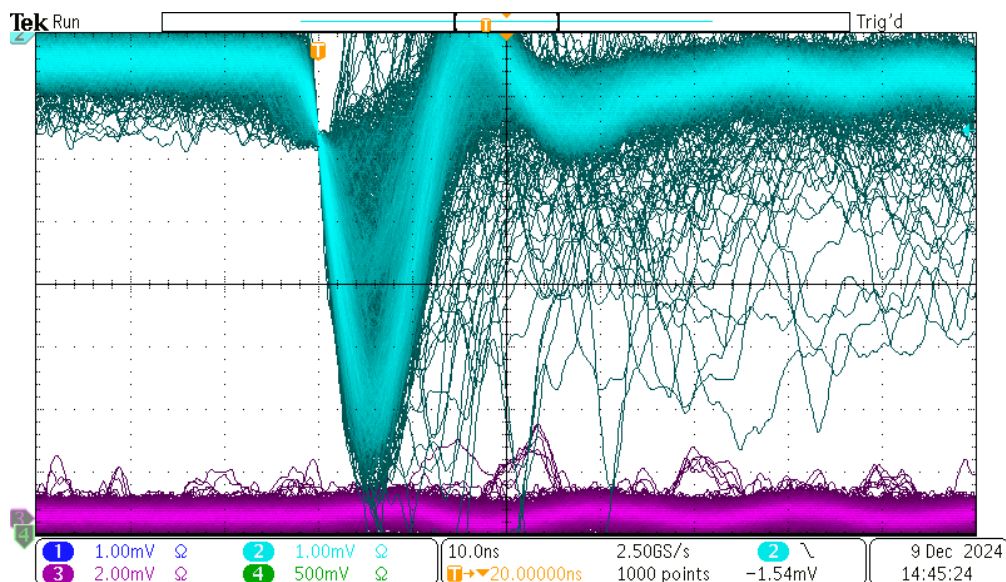


図 4.13: テストチェンバーにおけるワイヤーからの直接信号の典型例。Ar-C₂H₆ (50:50), 2800 V。

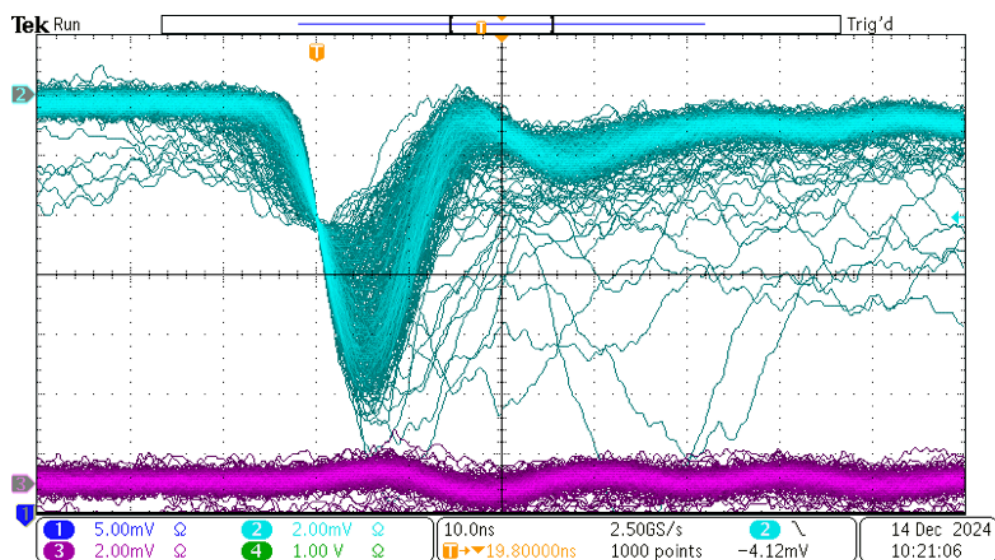


図 4.14: テストチェンバーにおけるワイヤーからの直接信号の典型例。Ar-CO₂ (90:10), 2400 V。

測定した印加電圧の範囲では平均的には波形は歪むことなく相似な形であった。また、上図で示した通り、Ar-C₂H₆ (50:50) と Ar-CO₂ の波形の間に大きな違いは見られなかったが、Ar-CO₂ の方が多少幅が広いことが分かる。(図 5.14 とは縦軸のスケールが異なることに注意。) 波形解析のために電荷計算のためのワイヤーとその隣のワイヤーの波形も同時に取得した。これは、あるワイ

ヤーでノイズが乗るときは他のワイヤーもノイズが乗ることが多いためである。つまり、シグナルの場合は隣のワイヤーは静かである。これを利用して波形解析ではノイズを排除することに成功している。また、オフセットはシグナルの立ち上がりの直前までの平均の電圧値としている。積分時にはこのオフセットを考慮し、総電荷から差し引いた。積分の範囲は信号の幅を基準に図 4.15 に示すような決まりで定めた。

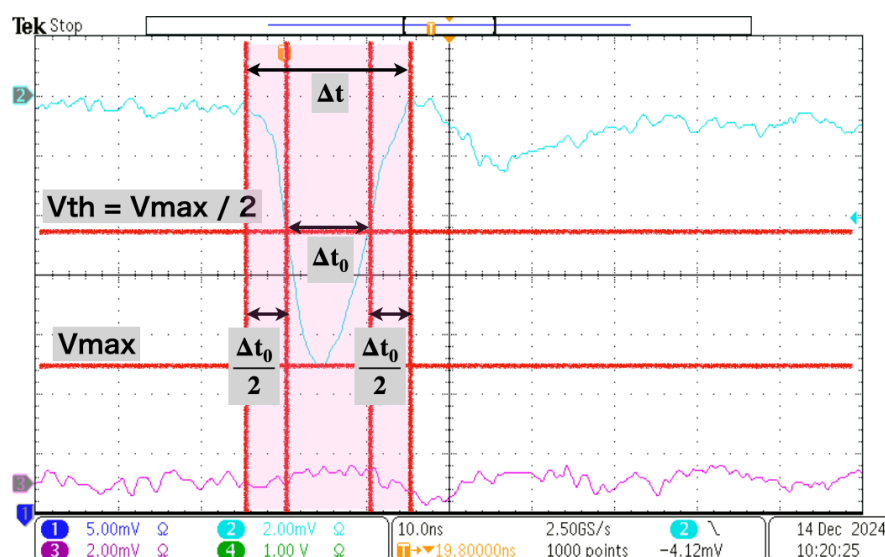


図 4.15: 波形解析における、積分範囲の決め方。

実際にオシロスコープから取得した波形データ (時間と電圧) をもとにシグナルを再構成した波形を図 4.16 に示す。本データは 0.4 ns 間隔で取得した。

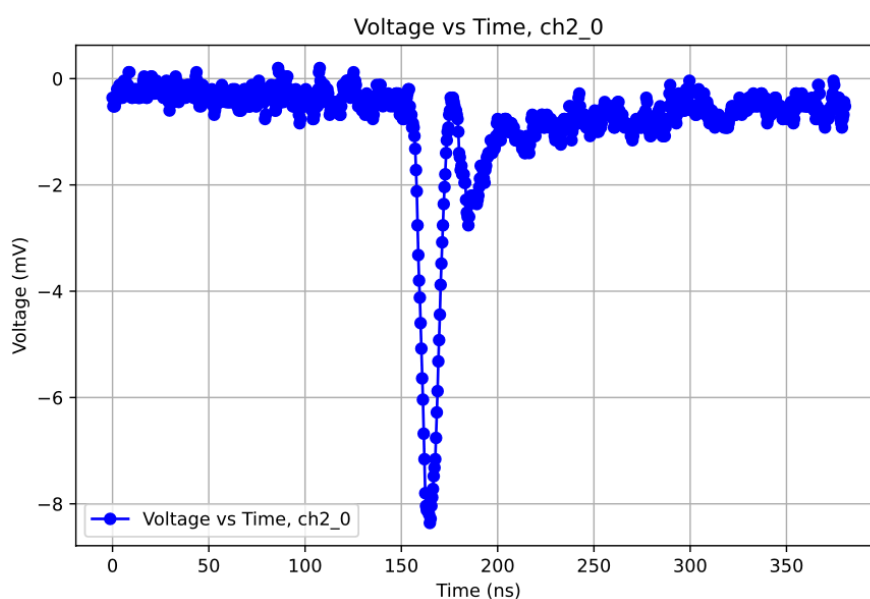


図 4.16: オシロスコープから取得した波形データをもとに再構成したシグナル波形の例

各電圧ごとに、この波形を図 4.15 に示した通りの方法で積分範囲を決め積分し、ヒストグラム

にし、正規分布でフィッティングし、ピーク電荷量の値を得た。増幅率を求めるためには一次電子の数で割る必要がある。 ^{55}Fe 線源から出る 5.9 keV の X 線チェンバーに照射した場合の一次電子の数を計算する。Ar、 CO_2 、 C_2H_6 の平均電離エネルギー W はそれぞれ 26 eV、37 eV、25 eV であるから、Ar- C_2H_6 (50:50) の一次電子数 n_T は

$$n_T = \frac{5.9 \times 10^3}{26} \times 0.50 + \frac{5.9 \times 10^3}{25} \times 0.50 = 2.3 \times 10^2 \quad (4.1)$$

であり、例えば Ar- CO_2 (90:10) の一次電子数は

$$n_T = \frac{5.9 \times 10^3}{26} \times 0.90 + \frac{5.9 \times 10^3}{37} \times 0.10 = 2.2 \times 10^2 \quad (4.2)$$

となる。シグナルの電荷量を Q 、素電荷を e とすると増幅率 G は以下のように計算で求められる。

$$G = \frac{Q}{e \cdot n_T} \quad (4.3)$$

テストチェンバーからの波形解析で得られたシグナルの電荷量 Q 、印加電圧、一次電子数 n_T 、増幅率 G とそのエラーを表 4.2 にまとめた。エラーは図??に示したようなガウシアンで Fit した時の標準偏差としている。

ガス	一次電子数 n_T	印加電圧	電荷量	増幅率	エラー
Ar-C ₂ H ₆ (50:50)	231	2600 V	0.34 pC	9.18×10^3	280
		2700 V	0.57 pC	1.54×10^4	300
		2800 V	0.96 pC	2.59×10^4	300
Ar-CO ₂ (82:18)	215	2400 V	0.55 pC	1.60×10^4	600
		2500 V	0.99 pC	2.88×10^4	600
		2600 V	1.73 pC	5.03×10^4	900
		2700 V	2.73 pC	7.94×10^4	2300
		2800 V	4.38 pC	1.27×10^5	5200
Ar-CO ₂ (87:13)	218	2200 V	0.39 pC	1.12×10^5	300
		2300 V	0.73 pC	2.09×10^4	300
		2400 V	1.44 pC	4.13×10^4	300
		2500 V	2.58 pC	7.39×10^4	300
		2600 V	4.63 pC	1.33×10^5	1000
Ar-CO ₂ (90:10)	220	2100 V	0.25 pC	7.10×10^3	280
		2200 V	0.53 pC	1.50×10^4	300
		2300 V	1.13 pC	3.21×10^4	300
		2400 V	2.23 pC	6.33×10^4	300
Ar-CO ₂ (94:6)	223	2100 V	0.47 pC	1.32×10^4	300
		2200 V	1.11 pC	3.11×10^4	300
		2300 V	2.44 pC	6.84×10^4	300

表 4.2: ⁵⁵Fe 線源を用いた波形解析結果

この結果をプロットしたものが図 4.17 である。また、波高（図 4.15 において $V_{\max}$ ）と FWHM（図 4.15 において Δt_0 ）において、増幅率依存性をそれぞれ図 4.18 と図 4.19 に示す。

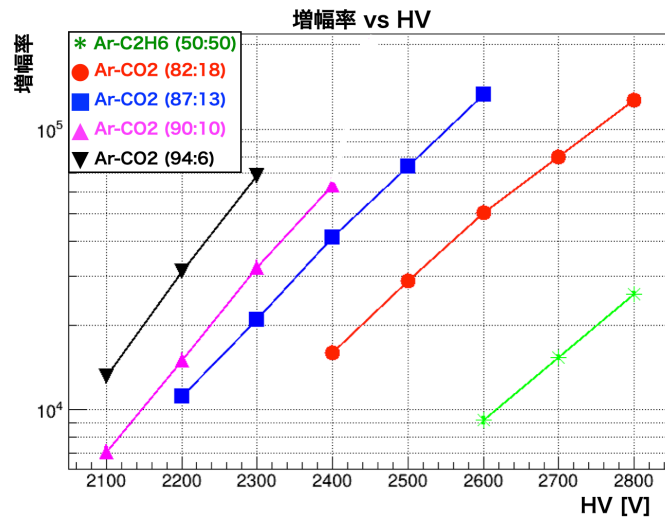


図 4.17: それぞれのガスのもとでの増幅率の印加電圧依存性

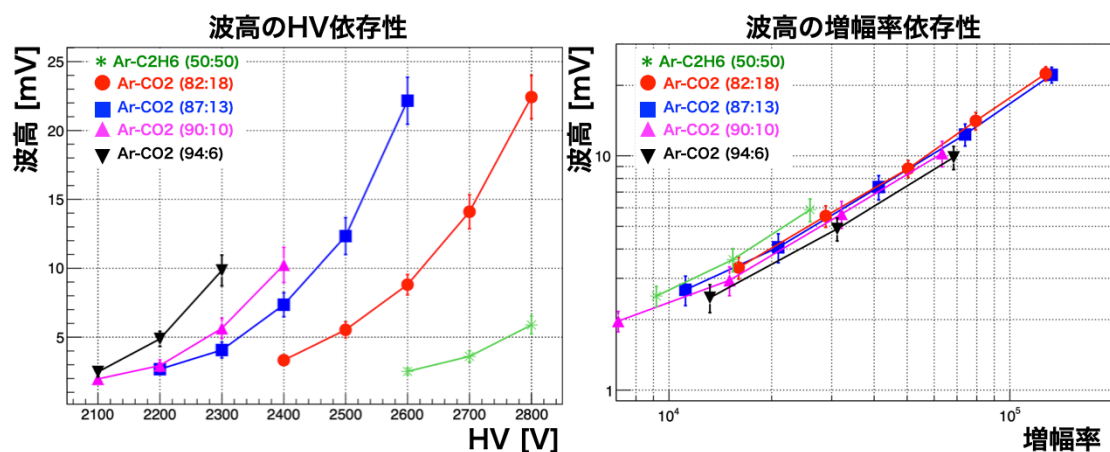


図 4.18: 波高の HV 依存性と増幅率依存性 (プロット点が標本の平均値であり、誤差は標本の標準偏差としている。)

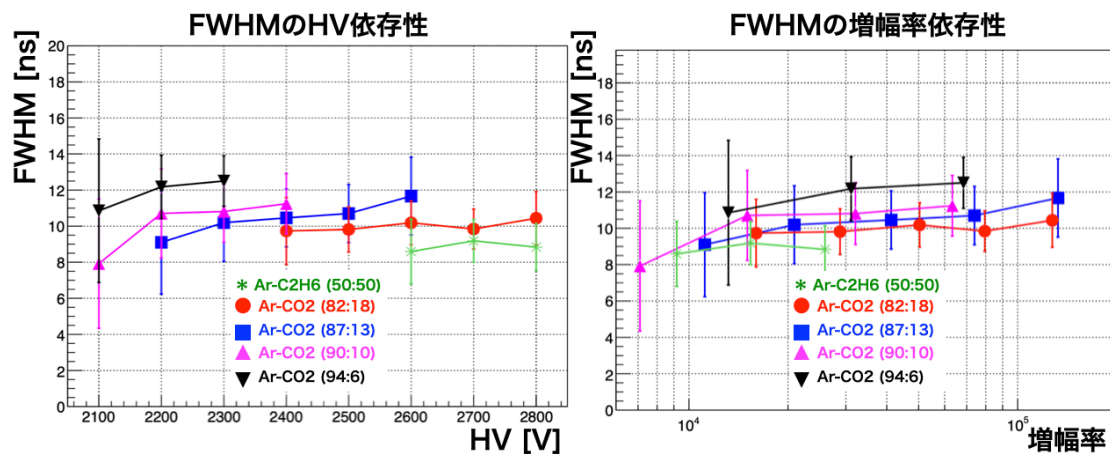


図 4.19: FWHM の HV 依存性と増幅率依存性 (プロット点が標本の平均値であり、誤差は標本の標準偏差としている。)

波高と FWHM の増幅率依存性のグラフから、同じ増幅率で比較すると Ar の割合が多いほど波高は低く、FWHM が大きいことがわかる。

4.3.3 ワイヤー 1 本の検出効率

ここでは multi-hit TDC を用い、TDC 情報から同じ増幅率である印加電圧値において、Multiplicity とワイヤーの検出効率の比較をする。Multiplicity は CO₂ がしっかりとクエンチの役割を果たしているのかの指標となる。図 4.20～4.22 に実験のセットアップの写真を載せる。テストチェンバーの上下に薄いプラスチックシンチレーターを設置し、その上方から ⁹⁰Sr 線源より放出されるベータ線を照射する。2つのシンチレーターのコインシデンスをトリガーとして、テストチェンバーの応答を見積もった。

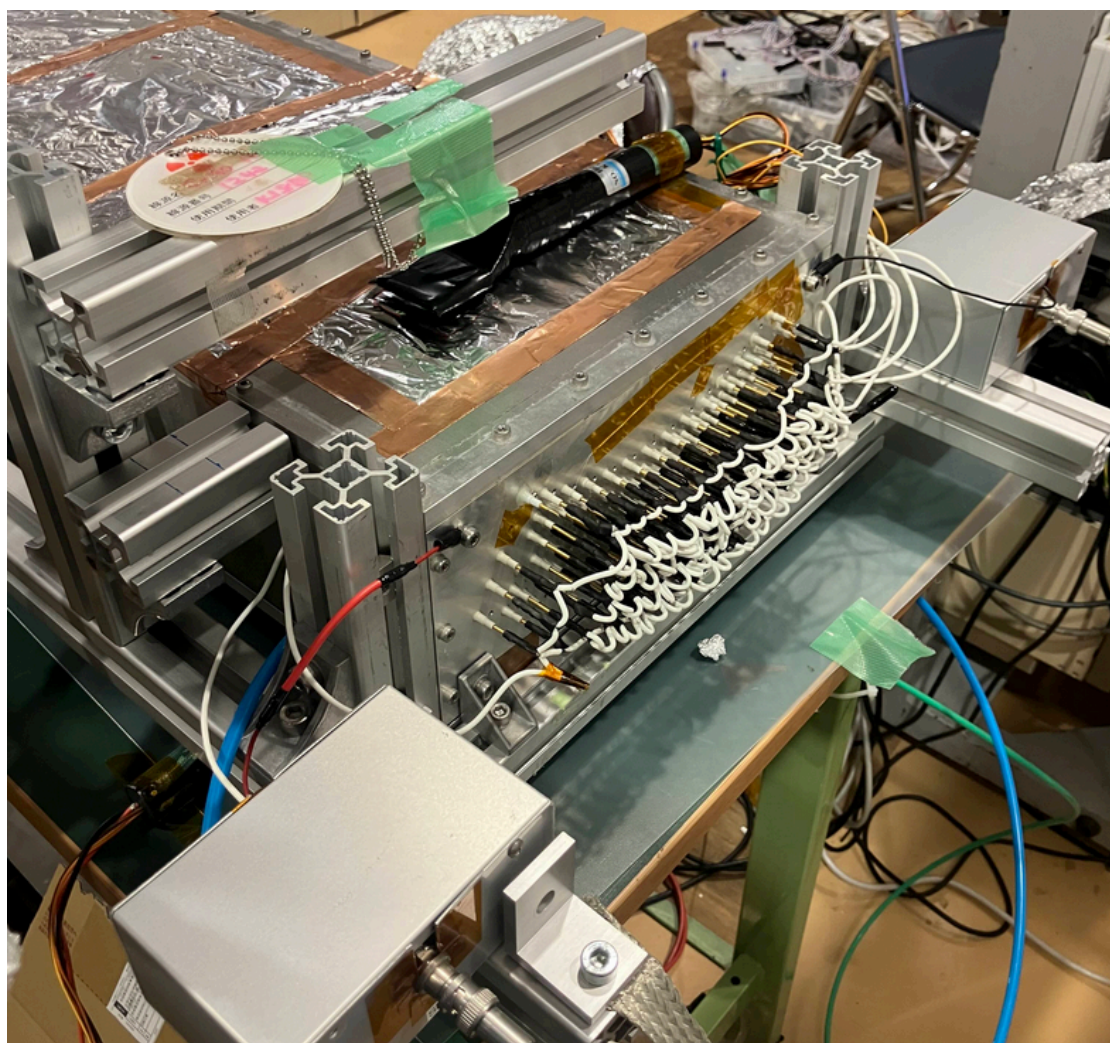


図 4.20: テストチェンバー TDC 取得時のセットアップ。⁹⁰Sr と HV 側。

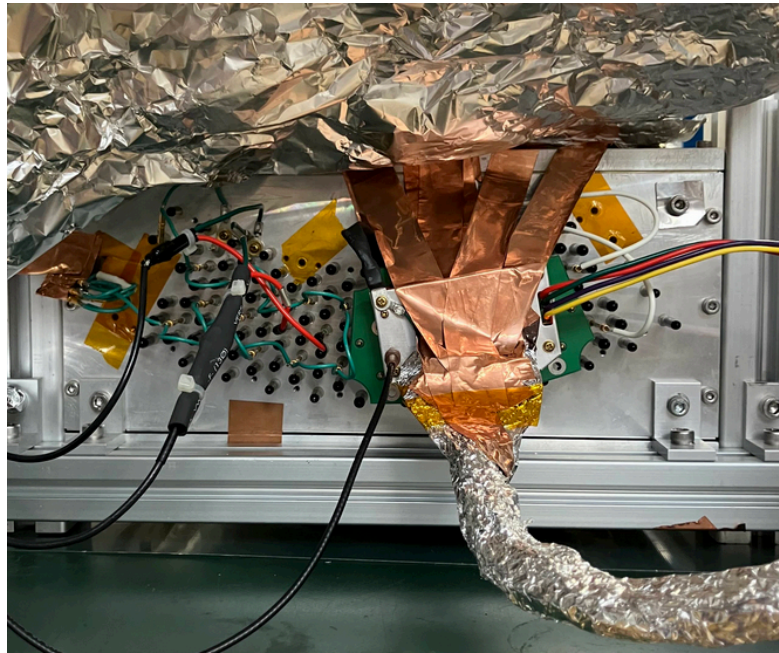


図 4.21: テストチェンバー TDC 取得時のセットアップ。信号読み出し側。

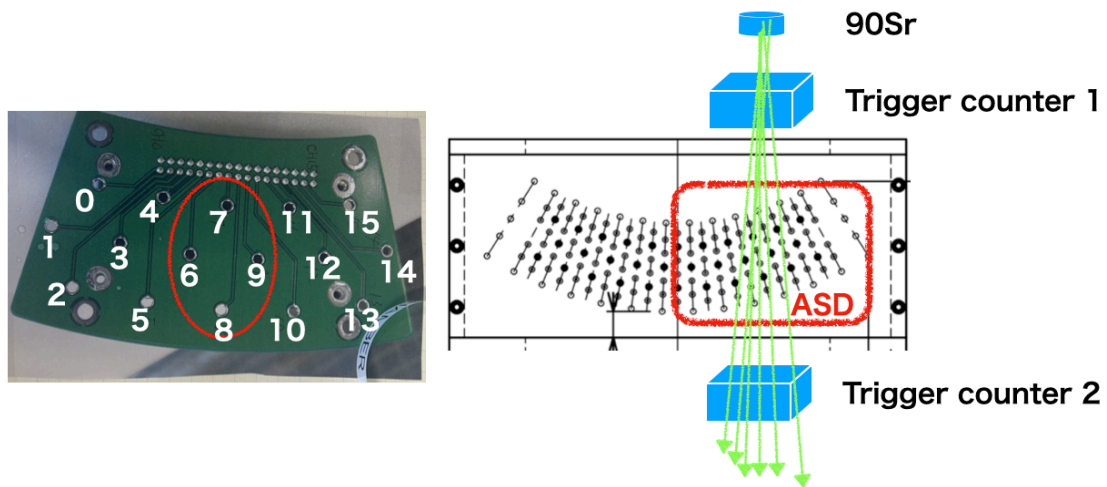


図 4.22: テストチェンバー TDC 取得時のセットアップの概念図とチャンネル対応

ワイヤーがつながっているフィードスルーと変換基板(裏)を取り付け、変換基板(表)に Ampere-Shape-Discriminator 基板回路(以下 ASD)を装着した。シグナルは ASD から約 8 m の twisted-pair cable を経て Repeater に入力した。この Repeater はインピーダンスマッチングのために経由させている。また、信号を LVDS 規格から ECL 規格に変換している。Repeater から twisted-pair cable を経て HUL Multi Hit TDC モジュールに信号を入力した。また、図 4.22 の通り、テストチェンバーは 3 層構造をしており、Layer0,1,2 はそれぞれ (0,4,7,11,15), (1,3,6,9,12,14), (2,5,8,10,13) というチャンネルからなる。取得したデータセットを表 4.3 にまとめた。それぞれ約 100,000 イベントずつ取得した。

ガス	印加電圧
Ar-C ₂ H ₆ (50:50)	2500, 2600, 2700, 2800 V
Ar-CO ₂ (82:18)	2400, 2500, 2600, 2700 V
Ar-CO ₂ (87:13)	2200, 2300, 2400, 2500 V
Ar-CO ₂ (90:10)	2200, 2300, 2400 V
Ar-CO ₂ (94:6)	2100, 2200, 2300 V

表 4.3: TDC 取得データのまとめ

まず検出効率についての比較をした。この実験セットアップでは ^{90}Sr 線源とトリガーカウンターは ASD の中央に置き、 β 線がチャンネル 6,7,8,9 を通るようにした。ここでは検出効率 (ワイヤー検出効率) を以下のように定義した。

$$\text{Wire Efficiency} = \frac{\text{Hit7 and Hit8 and !Hit(4,5,10,11) and (Hit6 or Hit9)}}{\text{Hit7 and Hit8 and !(Hit4,5,10,11)}} \quad (4.4)$$

測定結果を図 4.23 に示す。

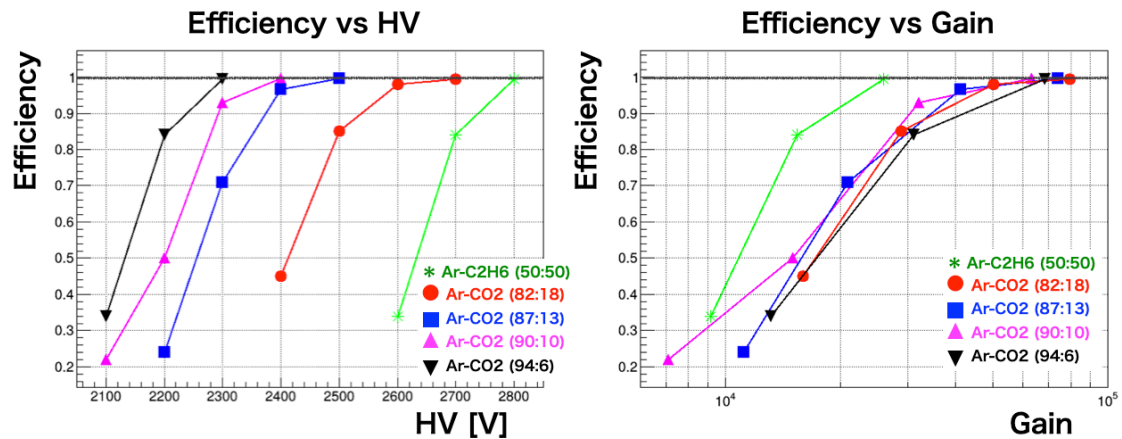


図 4.23: Wire Efficiency の HV と増幅率依存性

ガス比率がいずれの場合も十分な増幅率の元 (例えば Ar-C₂H₆ (50:50) では増幅率 $\sim 2.6 \times 10^4$ 、Ar-CO₂ (90:10) では増幅率 $\sim 6.3 \times 10^4$) でワイヤー検出効率 $\sim 100\%$ が実現できていた。

次に Multiplicity、ひいてはノイズレベルのガス比率-増幅率依存性について述べる。Multiplicity はノイズ量と正の相関がある。すなわち Multiplicity が小さいほどノイズは少なく、望ましい性能であると言える。ここでは Multiplicity の定義を以下のように定義する。

$$\text{Layer Mul}_i = \sum_{j=(\text{channels in Layer } i)} \text{Wire Mul}_j \quad (4.5)$$

Wire Mul_j は 1 イベントでチャンネル j のワイヤーが鳴った回数である。イベント選択はしていない。図 4.24 に各増幅率における Layer Multiplicity とガス比率の関係を示す。

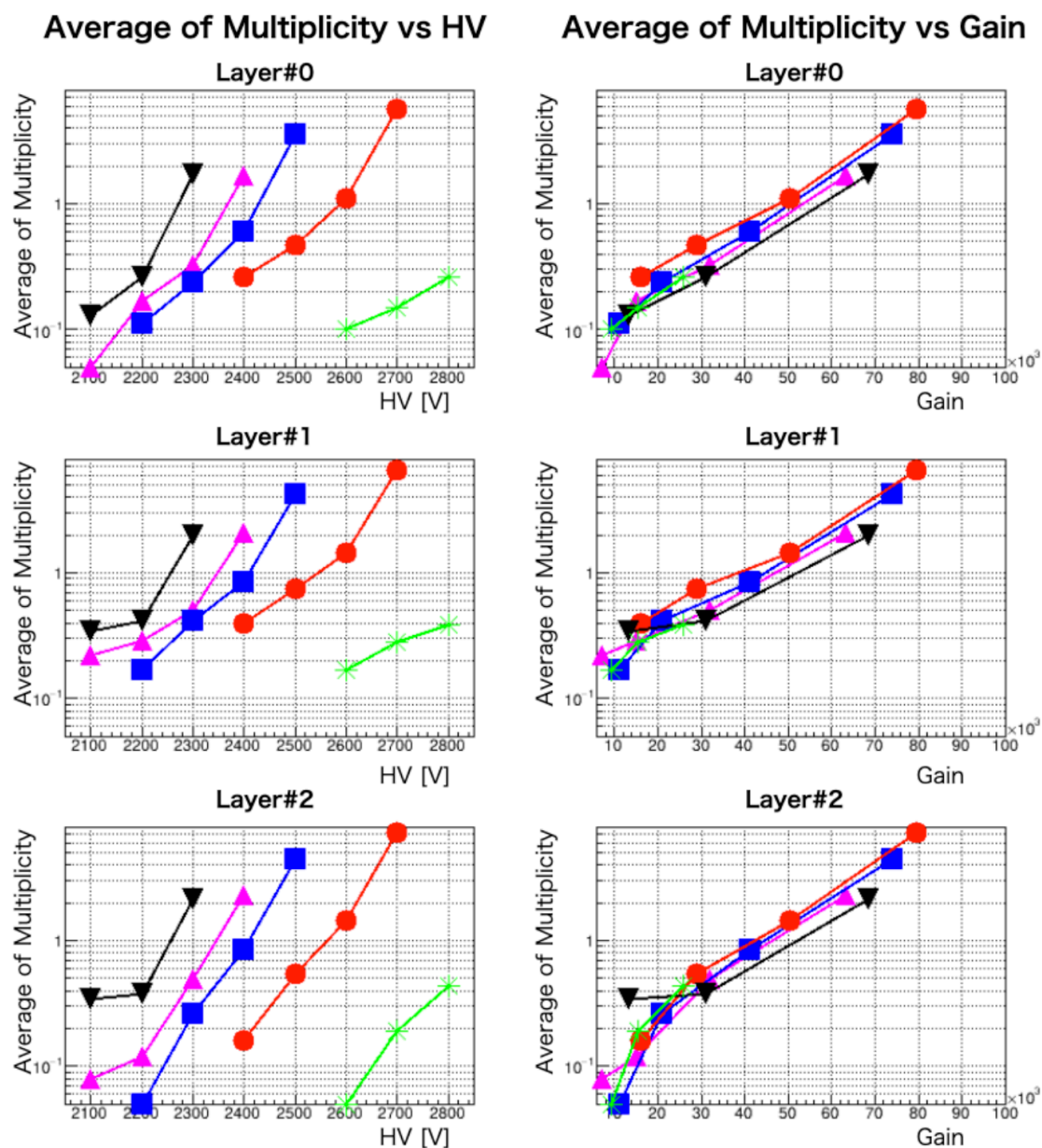


図 4.24: Layer Multiplicity の増幅率および HV 依存性

上図から増幅率が大きくなると指数関数的に（すなわち印加電圧を上げると線形で）Layer Multiplicity が増加することがわかった。いずれのガスにおいても Layer Multiplicity の増幅率依存性に大きな差異は見られなかった。

図 4.23 と図 4.24 から、Ar-C₂H₆ (50:50) では比較的低い増幅率において検出効率が～100%に達し、その分小さな Multiplicity すなわち低ノイズで使いだることがわかった。一方の Ar-CO₂ においては、検出効率～100%にするには高 Multiplicity（つまり比較的高ノイズが多い）状況下で、Ar-C₂H₆ (50:50) の 2～3 倍の増幅率を必要とすることが明らかになった。このガスによる応答の違いについては、4.5.1 節で議論を行う。

4.3.4 ガス混合率まとめ

シミュレーションではドリフト速度と拡散について調査した。Ar-CO₂ において、CO₂ の割合が $\sim \pm 20\%$ の範囲では位置分解能に影響を与えるのは高々 $5\ \mu\text{m}$ であり、位置分解能の目標値 $\sim 200\ \mu\text{m}$ に比べて十分小さいことが明らかになった。一方、ドリフト速度に関しては混合比が Ar:CO₂ = 90:10 が適していることがわかった。したがってシミュレーションからは Ar-CO₂ が使用に適しているだろうと推測した。

その上で、テストチェンバーによる実験結果から Ar-CO₂ においては、いずれの混合比でも検出効率 $\sim 100\%$ にするには Ar-C₂H₆ よりも高 Multiplicity (つまり比較的ノイズが多い) 状況下で、Ar-C₂H₆ (50:50) の 2 $\sim$ 3 倍の増幅率を必要とすることが明らかになった。

次節 4.4 ではこれまでの議論で決定した Ar-CO₂ における最適な混合比 Ar-CD₂ (90:10) と参照用としての Ar-C₂H₆ (50:50) を E15-CDC に充填させ、実際の CDC において両者の性能を比較した。

4.4 E15-CDC を用いた宇宙線テスト

本小節では、E15-CDC を用いて行った、ArC₂H₆ (50:50) および ArCO₂ (90:10) の性能比較について述べる。ここではすでに反 K 中間子原子核探索実験に関して十分な性能を有している ArC₂H₆ (50:50) を基準とし Layer Efficiency、Tracking Efficiency、位置分解能を比較することで ArCO₂ (90:10) の性能を調べた。

4.4.1 実験セットアップ

測定は宇宙線を用いて行い、以下の条件で実施した。

- トリガー: CDH 2 コインシデンス (ただし、以下の解析においては、オフラインレベルで上下 4 本の CDH を用い、上下にそれぞれ 1hit あるコインシデンスイベントを選んだ。)
- ArC₂H₆ を用いた時、各レイヤー印加電圧: 2500 $\sim$ 2800 V
- ArCO₂ を用いた時、各レイヤー印加電圧: 2150 $\sim$ 2400 V
- 読み出し: E15 と同様 (時定数 16 ns の Amplifier Shaper Discriminator (SONY-CXA3183Q) (第 3 章参照))

実験のセットアップを図 4.25 に示した。

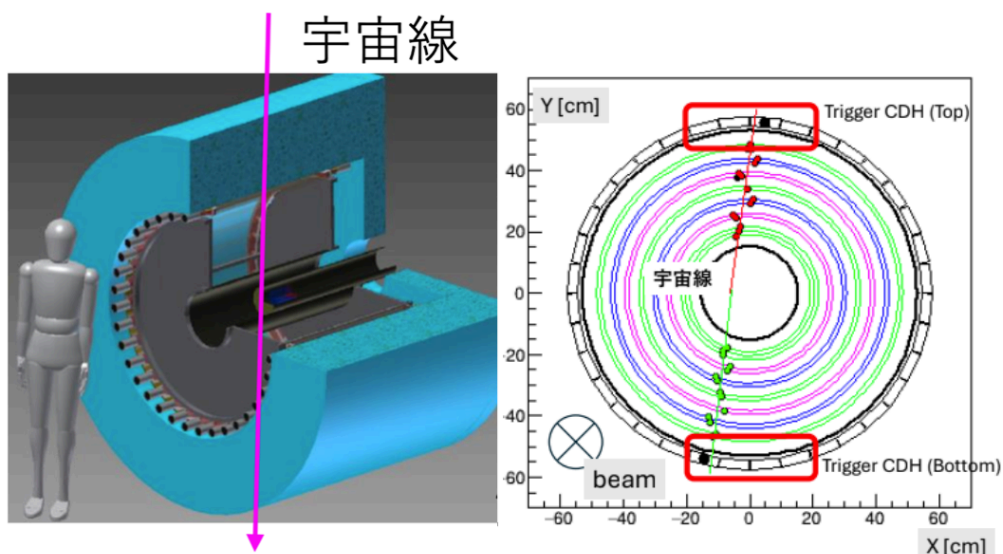


図 4.25: 実験セットアップの概要

解析の流れは以下である。まず、性能評価に用いるイベントとして、前述のように宇宙線が CDC を真上から真下に突き抜けたことが明確に分かるイベントを選択した。これらのイベントを用いて、multiplicity や TDC、TOT などについてガスの違いを見た。次に、一番初めに用いる XT-curve を作成した。ここでは、CDC の各レイヤーごとの Multiplicity が 2、かつそれらのヒットの TOT が想定する Threshold を超える綺麗なイベントを用い、ヒット位置は一樣であるという仮定から実際のデータを用いて求めた。得られた XT-curve を元に tracking を行い、XT-curve の補正をしていく。本解析ではドリフト長さとトラッキングより得た残差（ヒットとトラッキングから得た位置の差分）の相関を消すように 10 回補正を繰り返した。こうして決定した XT パラメータの下で Tracking をし、その情報から Layer Efficiency、Tracking Efficiency、位置分解能を得た。

4.4.2 TDC 情報

Hit Pattern、Multiplicity、Hit Rate

まず代表的な Hit Pattern を図 4.26 に示す。ここではテストチェンバーを用いた実験にて Efficiency が $\sim 100\%$ の電圧値、すなわち $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$: 2800 V (増幅率 $\sim 2.6 \times 10^4$) と、 $\text{Ar-CO}_2(90:10)$: 2400 V (増幅率 $\sim 6.3 \times 10^4$) における Layer#0 の図を載せる。使用した総イベント数は 100,000 イベントである（ただし、オフラインレベルで上下の CDH のコインシデンスイベントを選んでおり、そうすると総イベント数は 4,500 イベント程度まで減少する）。他の Layer に関しては Appendix に載せてある。

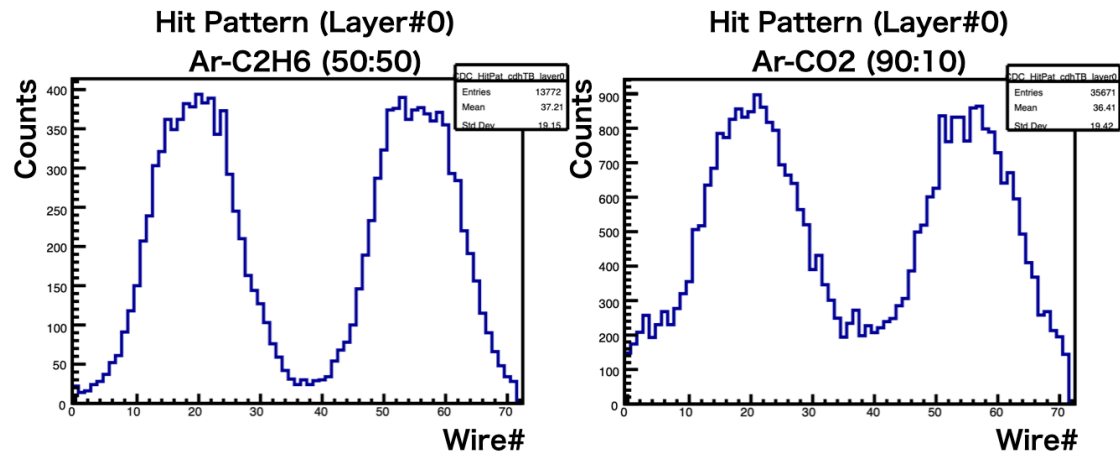


図 4.26: E15-CDC Hit Pattern(Layer# 0)

これらから上下の CDH に当たった宇宙線は CDC においても然るべき位置でガスを電離させていることがわかる。また、Ar-CO₂(90:10) の方がノイズが多いことがわかる。

Multiplicity には Layer Multiplicity と Wire Multiplicity の 2 種類がある。前者はその Layer 内で何本の Wire にヒットがあるか、後者は 1 本の Wire に対して何ヒットあるかを示している。ノイズの乗っていない理想的なイベントは、そのトリガー構成から、宇宙線が円筒の中心付近を通るイベントを選択しているため (4.25 右参照) Layer Multiplicity が 2 で、Wire Multiplicity が 1 である。Layer Multiplicity、Wire Multiplicity をそれぞれ図 4.27 と 4.28 に示す。これらの図においても、Ar-CO₂(90:10) の方がノイズが多いことがわかる。

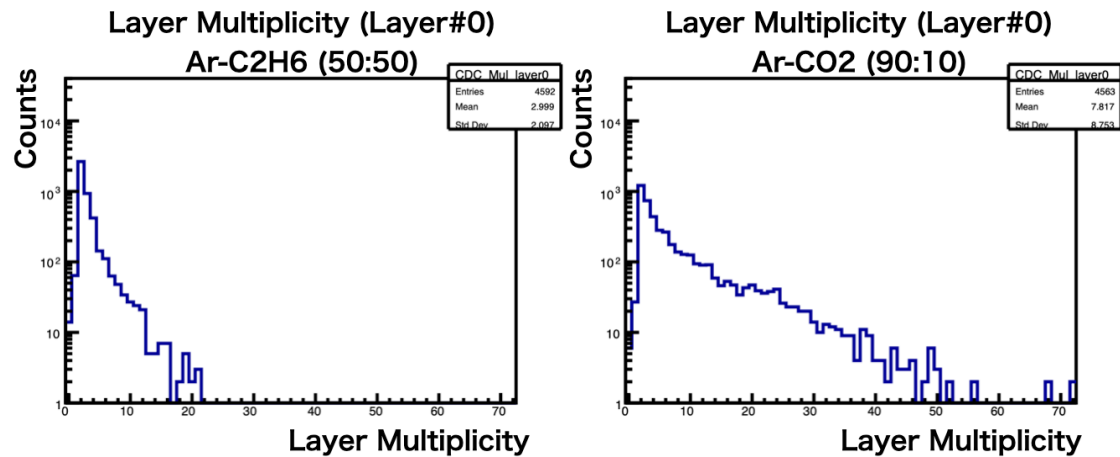


図 4.27: E15-CDC Layer Multiplicity (Layer# 0)

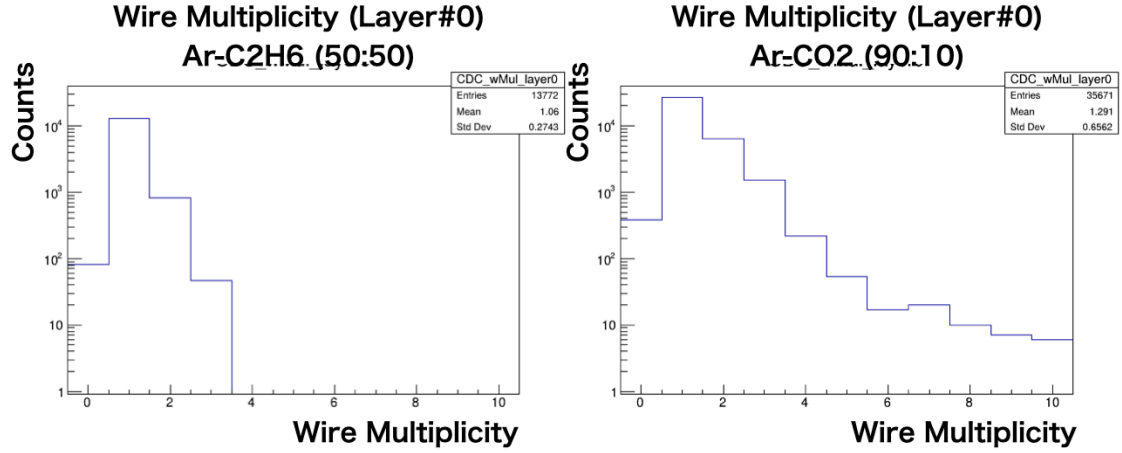
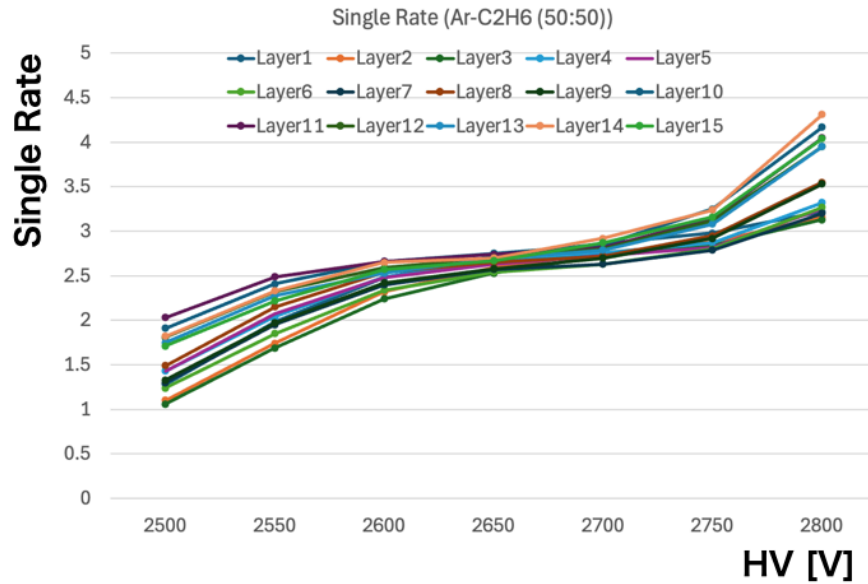


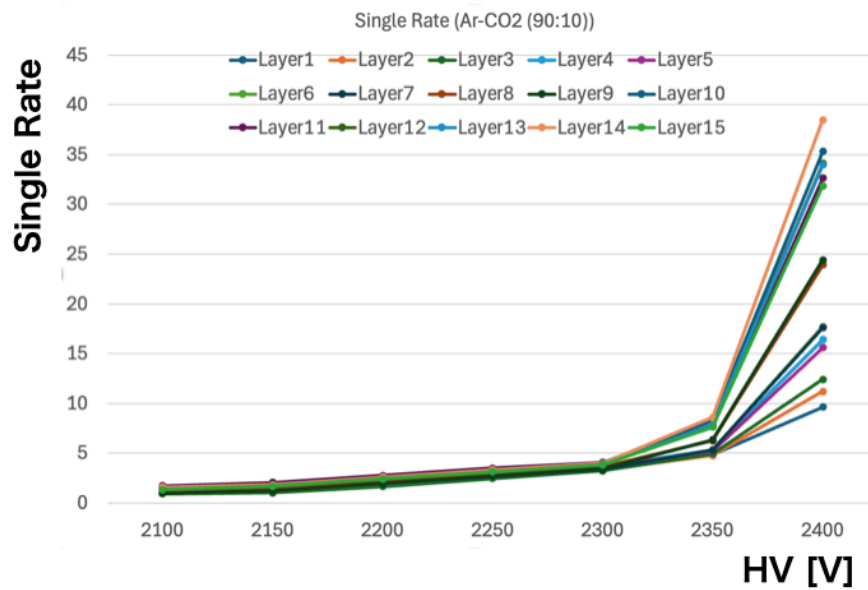
図 4.28: E15-CDC Wire Multiplicity (Layer#0)

次に Wire Multiplicity と Layer Multiplicity を元にイベント毎の Total Multiplicity (Mul_T) (1 イベントでの合計ヒット数) を導出した。計算式は以下の通りである。

$$Mul_T = \frac{\sum_{i=0}^{Events} \sum_{j=0}^{Mul_i^L} Mul_{ij}^W}{Events} \quad (4.6)$$

ここで、 Mul^L は Layer Multiplicity、 Mul^W は Wire Multiplicity、Events は全イベント数である。この式のもと、Layer ごとに Mul_T を求めた。理想的には Mul_T は 2 である。 Mul_T の大きさをノイズレベルを評価できる。図 4.29 と 4.30 に ArC₂H₆(50:50) と ArCO₂(90:10) の各場合の Mul_T の HV 依存性を示す。

図 4.29: ArC₂H₆(50:50) 充填時のイベント毎の Total Multiplicity、 Mul_T

図 4.30: ArCO₂(90:10) 充填時のイベント毎の Total Multiplicity、Mul_T

ArC₂H₆(50:50) の場合は～2750 V からノイズが増加しているのがわかる。一方 ArCO₂(90:10) の場合は 2350 V から急激にノイズが増加していることがわかる。このように Ar-CO₂ (90:10) においては 2400 V よりさらに印加電圧を上げるとノイズが爆発に増えるため、印加電圧の上限を 2400 V とした。

TDC, TOT

取得した TDC には Leading Edge と Trailing Edge の 2 種類があるが、ここでは TDC といった場合、Leading Edge を指すことにする。ここでは代表として ArC₂H₆(50:50): 2800 V (4.3.2 章にて増幅率 2.6×10^4 、4.3.3 章にて検出効率 100%)、ArCO₂(90:10): 2400 V (4.3.2 章にて増幅率 6.3×10^4 、4.3.3 章にて検出効率 100%) の時の Layer#0 の TDC のスペクトルを図 4.31 に示す。

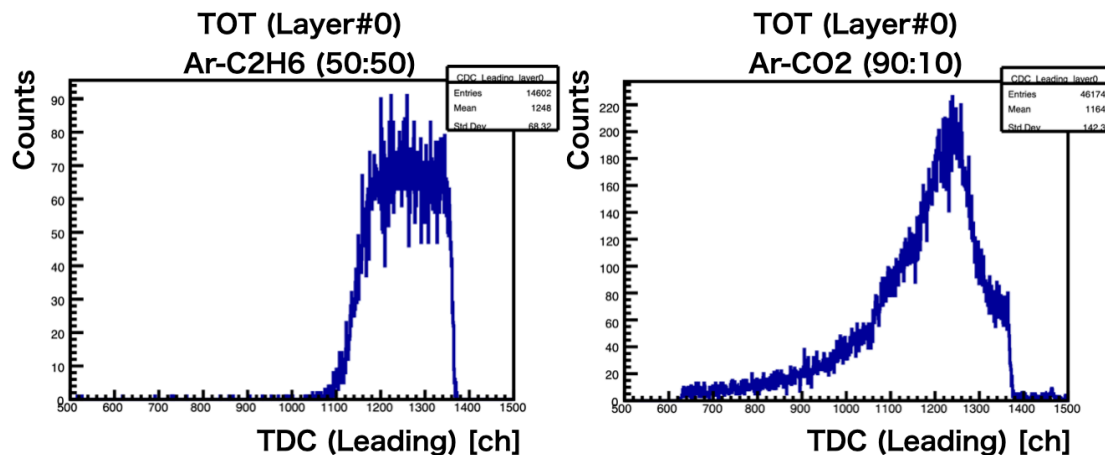


図 4.31: TDC 分布 (Layer#0)

続いて Layer#0 の TOT のスペクトルを図 4.32 に示す。TOT とは Time Over the Threshold

の略称であり、

$$\text{TOT} = \text{Leading Edge} - \text{Trailing Edge} \quad (4.7)$$

として計算で求める。信号の電荷量が多いと信号の波の振幅が大きくなり、同時に波の幅も大きくなる。したがって TOT はその信号の電荷量 (エネルギー) と正の相関を持つ量である。

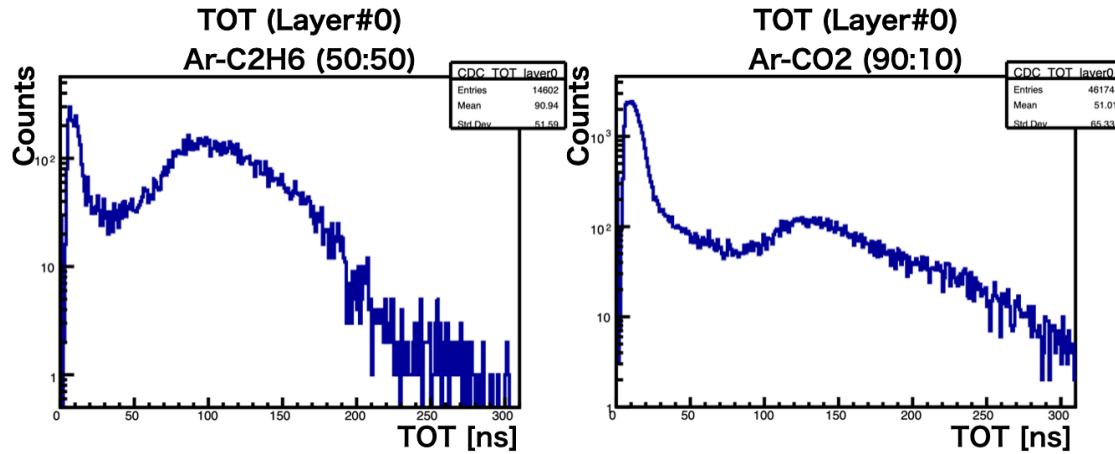


図 4.32: TOT 分布 (Layer#0)

以下では TOT の値によるイベント選択もしているが、その際はガスの種類に関わらず、 $30 < \text{TOT} < 500$ をシグナル領域として、解析を進めた。

4.4.3 トラッキングのための XT パラメータ決定

XT パラメータ、Residual 分布

XT パラメータは信号の時間情報から位置情報に変換するために必要である。また、設計精度上、CDC のワイヤーの位置は設計値と多少ずれる (センスワイヤーの位置精度はエンドプレートの工作精度とフィードスルーのワイヤー固定精度より最大 50μm 程度と見積もれる)。さらに、ドリフト時間の電場依存性から必ずしも簡単な仮定と理論から導いた XT パラメータが正しいとは限らない。このため、XT パラメータは何らかの方法によって数回補正を繰り返さねばならない。原始の XT パラメータは次のような思想の元に得られる。

- 宇宙線がガスを電離させる位置は一様分布に従う。
- ドリフト長さ X はドリフト時間 T と以下の関係がある。

$$X = \int_0^T v(t) dt \quad (4.8)$$

$$= X_{\max} \frac{\int_0^T \text{Counts}(t_D) dt_D}{\int_0^{T_{\max}} \text{Counts}(t_D) dt_D} \quad (4.9)$$

ここで $X_{\max}$ はドリフト長さの最大値、すなわちセル幅/2、 $T_{\max}$ はドリフト時間の最大値である。cell 幅である ~ 0.9 cm を進むのにかかる時間は動作電圧によってさほど変化せず、典型的

には $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ では ~ 180 ns、 $\text{ArCO}_2(90:10)$ では ~ 230 ns である。これは Garfield++ シミュレーションから得られた値である (図 4.33、図 4.34 参照)。

まず、TDC 情報からドリフト時間に変換する。TDC は 1 ch あたり 0.833 ns である。ドリフト時間のゼロを決める必要があるが、後に補正するのでここでは厳密には決めず、E15-CDC のパラメータをそのまま使用した。ドリフト時間の最大値はシミュレーションを元に決めた。図 4.33 と図 4.34 に 1 つのセルに注目した時のドリフト時間の等時線を、 $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ は 2800 V、 $\text{ArCO}_2(90:10)$ は 2350 V の場合を示す。(ここでは J-PARC E80 本実験での想定磁場 (0.7 T) の元でのドリフト時間の等時線の図も載せているが、後の議論には関係しない。)

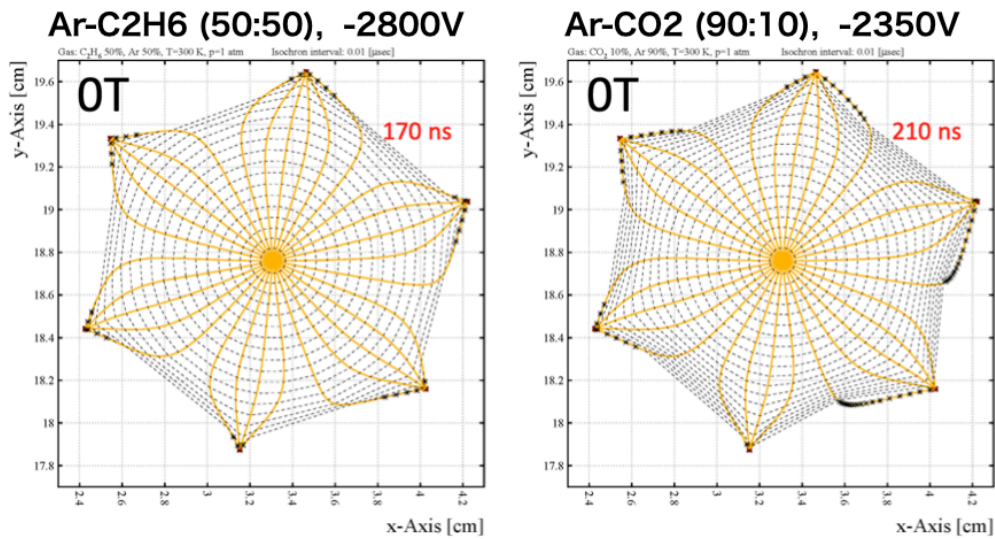


図 4.33: 磁場 0 T におけるドリフト時間の等時線

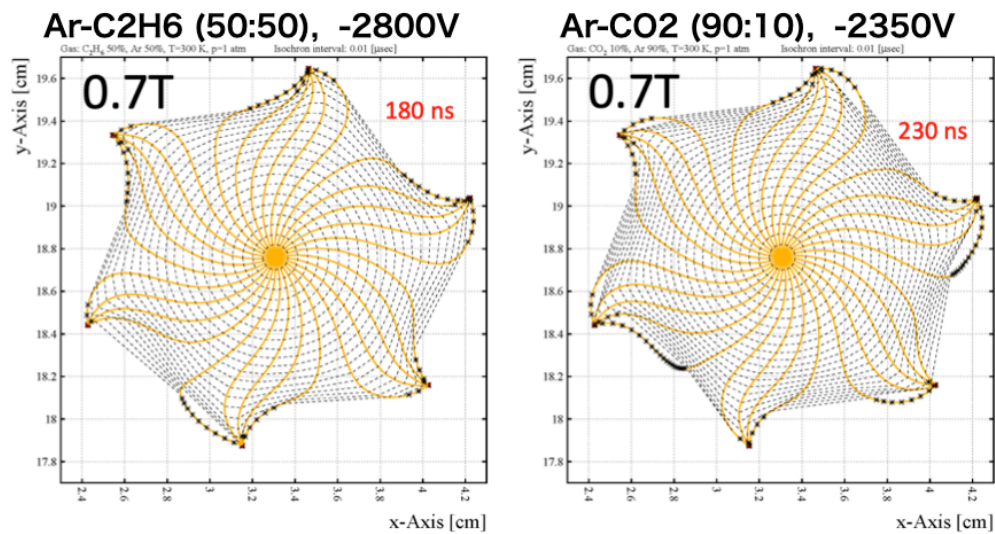


図 4.34: 磁場 0.7 T におけるドリフト時間の等時線

$\text{ArCO}_2(90:10)$ は $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$ に比べて、 ~ 50 ns ほどドリフト時間の最大値が大きいことがわかる。また、磁場によって多少ドリフト時間のセルの外側付近は歪むが大勢に影響は無いほどと

言える。

代表して $\text{ArC}_2\text{H}_6(50:50)$: 2800 V、 $\text{ArCO}_2(90:10)$: 2400 V の時のドリフト時間のスペクトルを図 4.35 として示す。XT パラメータを作る際はなるべく綺麗なヒットのみを（すなわちなるべく本物の信号のみを）用いるべきである。したがって、ここでは $30 < \text{TOT} < 500$ かつ Wire 上での First Hit（wire-multiplicity が 2 以上の場合、時間的に一番初めに検出された hit）のみを選択した場合のドリフト時間を示している。 $\text{ArCO}_2(90:10)$ では、理論上（シミュレーション） $\text{ArCO}_2(90:10)$ の場合のドリフト時間の最大値は 220 ns 程度であるにも関わらず、1 つのワイヤー上の最初のヒットのみを選んでも 220 ns より遅いタイミングのヒットが残ることがわかる。これについても 4.5 章で再考する。解析時にこの遅いタイミングのテール部分を含めてしまうと、本来の位置からずれてしまうので注意が必要である。

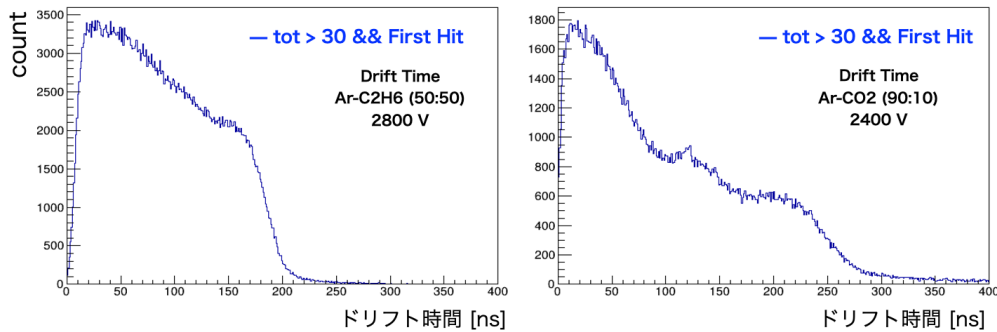


図 4.35: ドリフト時間分布 (Layer#0)

上図の赤で示したドリフト時間をドリフト長に変換する。上の仮定ではあくまで離散的なドリフト時間の値から離散的なドリフト長への変換を規定するだけである。XT カーブの補正をするにはこの離散的な XT カーブを連続的な関数で補完すると便利である。本解析では E15-CDC かつ $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$ で慣例的に使っていた五次関数を $\text{Ar-CO}_2(90:10)$ にも適用させた。これらを元に作成した原始 XT カーブを図 4.36 に示す。

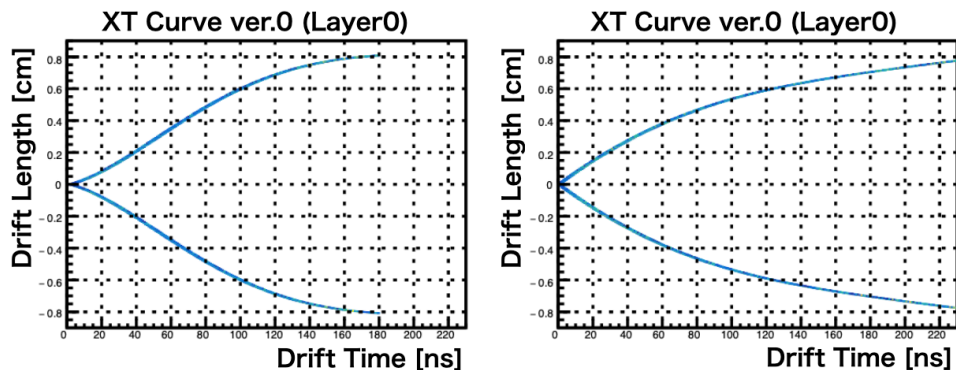


図 4.36: 原始 XT カーブ (Layer#0) (左: $\text{Ar-C}_2\text{H}_6(50:50)$ 、右: $\text{Ar-CO}_2(90:10)$)

まずこの原始 XT カーブを用いてトラッキングをする。以下にトラッキングの方法を要約する。

1. スーパーレイヤーごとにクラスターを作る。ここではスーパーレイヤー上で異なるレイヤー

間で近接ワイヤーにヒットがあれば、そのヒット群を 1 クラスターと定義する。この時、近接のヒットが無くともそれは単独のクラスター（クラスターサイズ 1）と定義する。

2. まずは Axial レイヤーのクラスター情報からトラッキングをする。
3. クラスター数に応じてトラックを引くかどうか決める。本解析においては 1 トラックを引く時、まず各 Axial スーパーレイヤーすなわちスーパーレイヤー 0,3,6 に 1 クラスターが 1 個以上 100 未満を要求した。各スーパーレイヤーのクラスター数の積が 10,000 未満も要求してある。
4. 各イベントにおいて、全ての組み合わせのクラスターについて考慮する。そのクラスターの組み合わせにおいて、全てのヒットの組み合わせを考慮し、最も χ^2/ndf が良いトラックをそのクラスターの組み合わせにおけるトラックとした。
5. 次に Axial レイヤーのみで引いたトラック周辺の Stereo レイヤーにおけるクラスターを探す。条件を満たすクラスターがあれば、そのクラスターに含まれる全てのヒットを考慮し Axial レイヤーと合わせてトラッキングを行う。Stereo レイヤーにおいても Axial レイヤーと同様のクラスター数による取捨選択をする。また、Axial と Stereo 全てで合計のクラスター数が 10 個未満の場合はトラックは引かないこととした。最終的に最も良い χ^2/ndf を持つトラックを採用する。

トラッキングは XT パラメータの補正に使った。補正の仕方は一通りではないが、本研究では以下のような手順で補正を行った。

1. 残差 vs ドリフト時間を五次関数でフィッティングし、それを新たな XT パラメータとする。残差 R は以下式 4.10 と図のように定義した。

$$R = l_D - d \text{ (or) } d - l_D, \quad \text{トラックとヒットの位置によって符号が決まる} \quad (4.10)$$

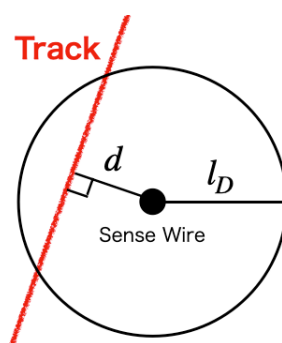


図 4.37: 残差の計算

2. 再度トラッキングをし、トラックの χ^2/ndf 分布を確認する。
3. χ^2/ndf 分布が収束するまで繰り返す。

1 回目と 10 回目の残差 vs ドリフト時間とそれをフィットして得られた五次関数を図 4.38 と図 4.39 に示した。

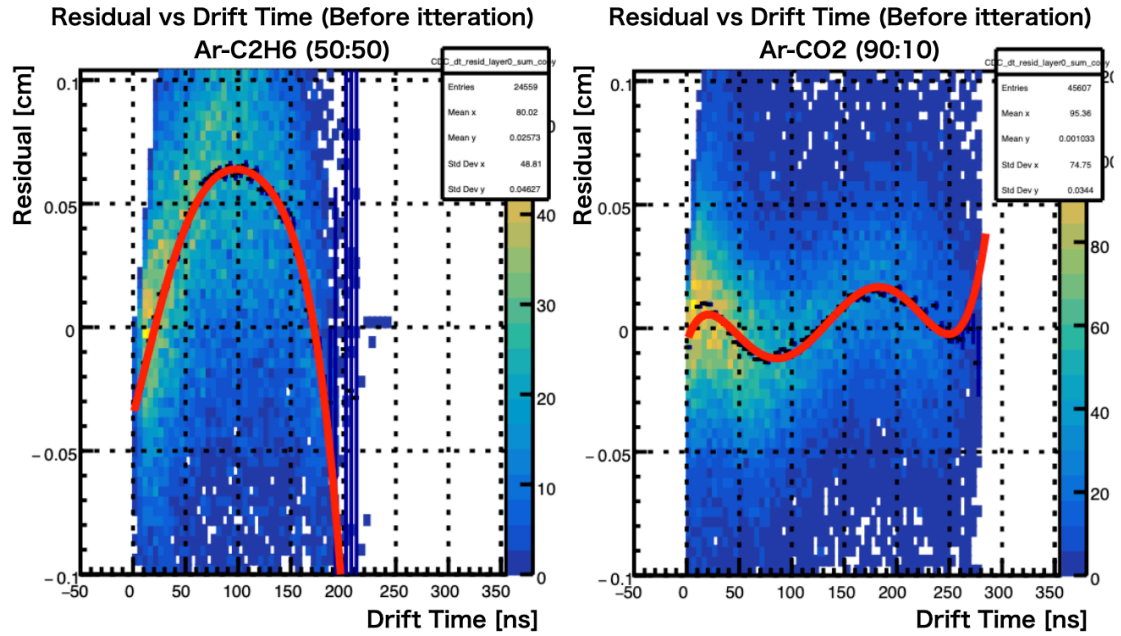


図 4.38: XT パラメータの補正のための残差 vs ドリフト時間とその五次関数フィット (Layer#0) (1 回目)

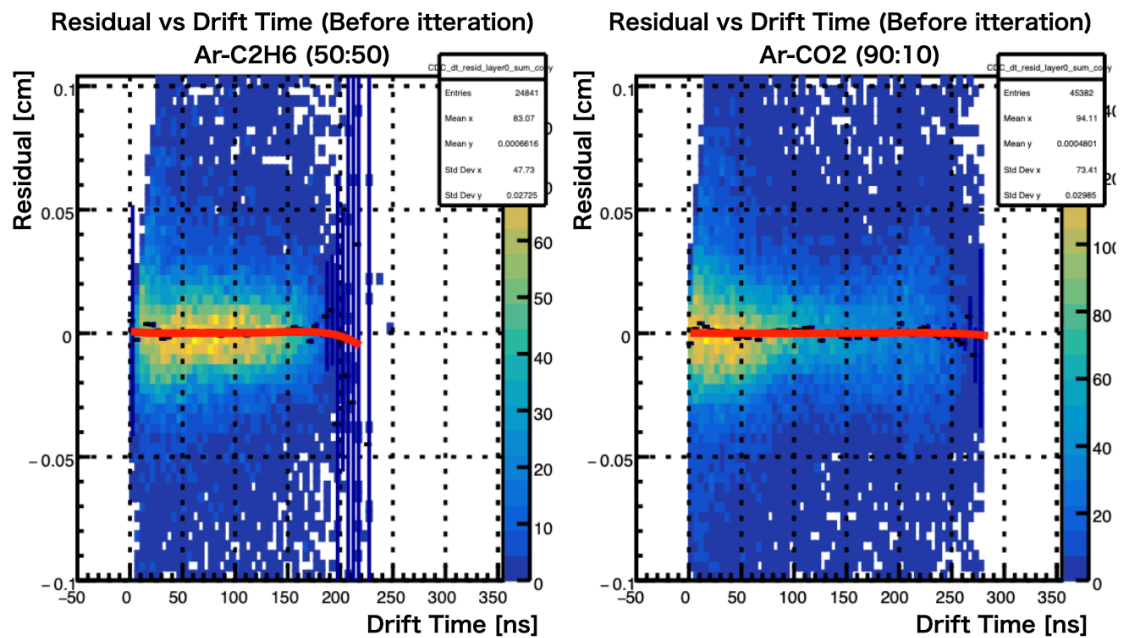


図 4.39: XT パラメータの補正のための残差 vs ドリフト時間とその五次関数フィット (Layer#0) (10 回目)

残差とドリフト時間の相関を減らしていることがわかる。また、補正に伴う χ^2/ndf 分布の変化を図 4.40 に示した。今回はトラックが直線すなわちパラメーターは”2”つであり、トラックに使

われるヒット数は最低で 10、最大で 15 であるため、自由度は $8 < ndf < 13$ である。

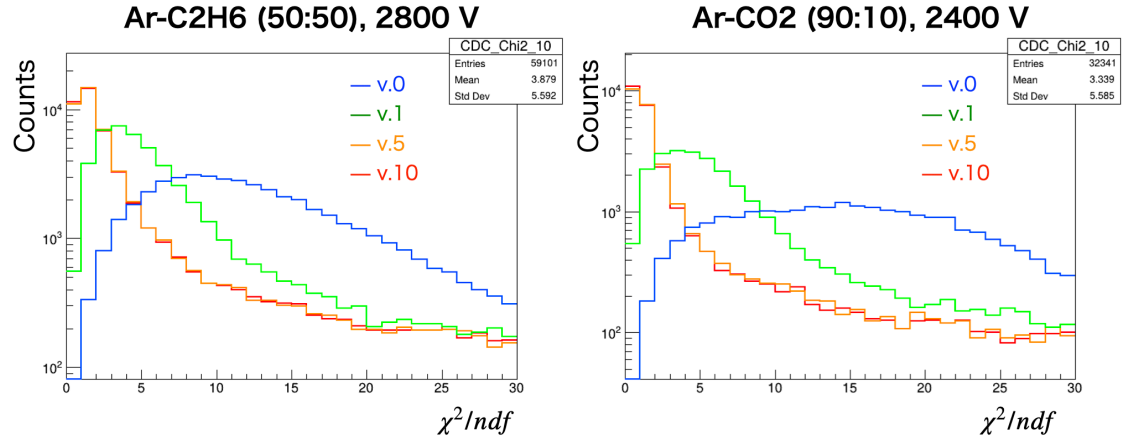


図 4.40: 両ガスにおける、補正に伴う χ^2/ndf 分布の変化

上図の通り 5 回程度補正を繰り返すと図のように χ^2/ndf 分布が収束することがわかる。以下、この補正した XT パラメータを用いて検出効率、トラッキング効率、位置分解能を求めた。

4.4.4 検出効率

本節では検出効率、ここではレイヤーの検出効率の評価について結果を述べる。レイヤー # i 検出効率 E_i は以下のように定義した。また、ヒットのカット条件としては $30 < TOT < 500$ 、 $0 < Drift Time < 300$ とした。First Hit、Second Hit... に関しては特にカットをかけていない。トラックの χ^2/ndf については特に条件を課していない。

$$E_i = \frac{N_{15}^{track}}{N_{15}^{track} + N_{14,i}^{track}} \quad (4.11)$$

図 4.41 にレイヤー # i の検出効率の定義式概念図を示す。

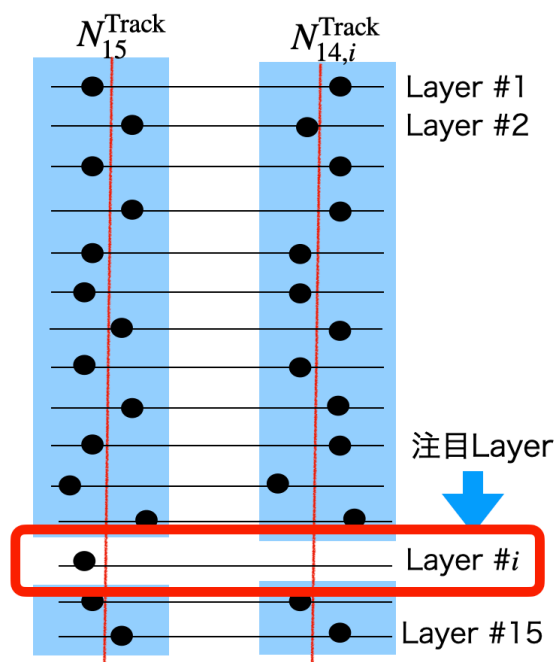


図 4.41: 検出効率の定義に用いる値

ここで、 N_{15}^{track} は全 15 レイヤーを使って引けたトラック数、 $N_{14,i}^{\text{track}}$ はレイヤー # i 以外の全 14 レイヤーを使って引けたトラック数である。このように定義した検出効率の印加電圧依存性を図 4.42 に載せる。ここでは比較のため全 Layer を重ねたプロットを載せるが、各々のレイヤーについては Appendix に載せる。

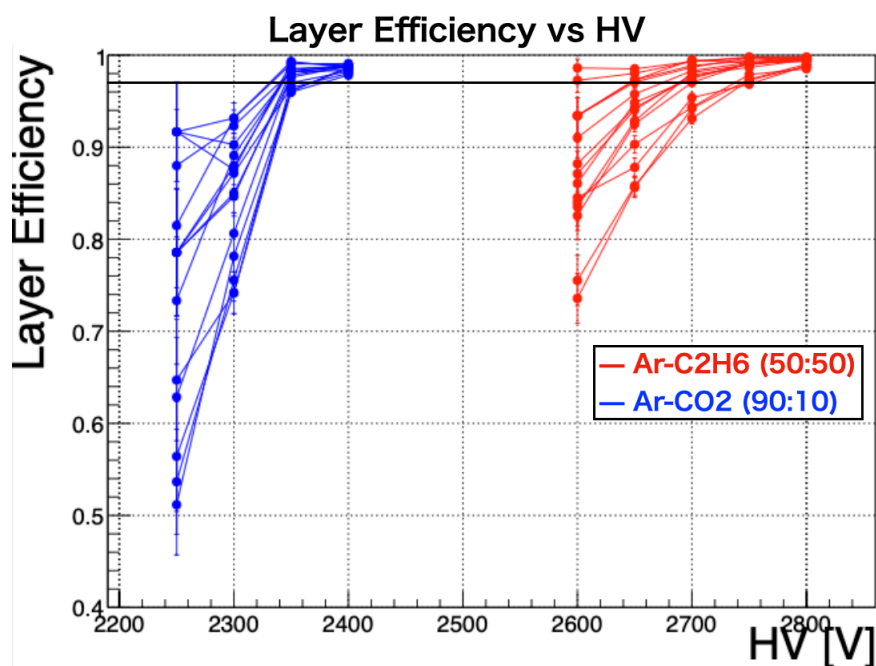


図 4.42: 検出効率の HV 依存性

この図から Ar-CO₂ (90:10) において Ar-C₂H₆ (50:50) の 2800 V と同等の検出効率 (～97 %) を得る。

は、印加電圧 2350 V 以上程度で達成されていることがわかる。次に検出効率のレイヤー # 依存性を図 4.43 に示す。Ar-CO₂ において 2350～2400 V で Ar-C₂H₆ と同等の値が得られた。

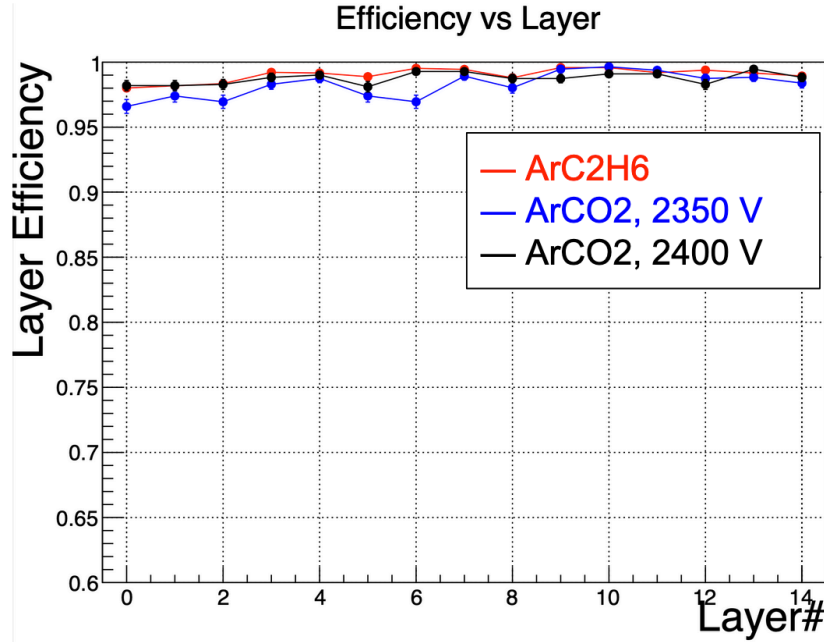


図 4.43: Layer Efficiency の Layer 依存性

レイヤー # 依存性はほとんど無く、Ar-CO₂ において 2350～2400 V で要求性能である～97 %が達成できることがわかった。

4.4.5 トラッキング効率

トラッキング効率 E_{Tr} は以下のように定義した。

$$E_{Tr} = \frac{N_{Tr}}{2N_{CDH}} \quad (4.12)$$

ここで、 N_{Tr} は各イベントにおける全トラック数 N_{Tr0} から

$$N_{tr} = \begin{cases} 2, & (\text{if } 2 \leq N_{Tr0}) \\ n, & (\text{if } N_{Tr0} = n \leq 1) \end{cases}$$

として求める。 N_{CDH} はトリガー数（上下の CDH で上下でコインシデンスが取れたイベント数）である。分母の因子 2 は 1 イベントあたり 2 個のトラックが引かれることが望ましいセットアップにしているために存在している。また、ヒットのカット条件としては $30 < TOT < 500$ 、 $0 < \text{Drift Time} < 300$ とした。First Hit、Second Hit... に関しては特にカットをかけていない。トラックの χ^2/ndf については特に条件を課していない。トラッキング効率の印加電圧依存性の結果を図 4.44 に示す。

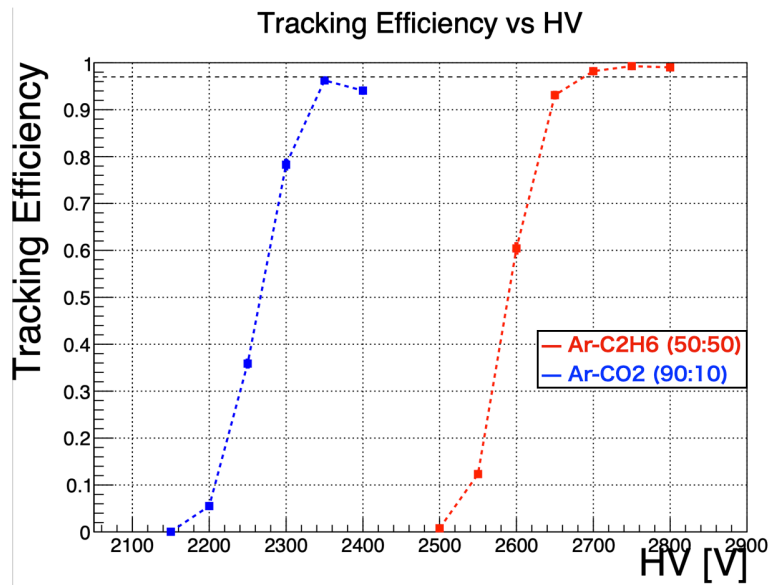


図 4.44: Tracking Efficiency の HV 依存性

上図の通り、本解析においては Ar-CO₂ では期待される効率 (～97%) が 2350 V で達成された。しかしながら、2400 V まで印可すると、効率が下がることが見える。これは図 32 で示したノイズの影響であると考えられるが、その詳細については次節で議論する。

4.4.6 位置分解能

ここでは位置分解能を残差分布を正規分布と考えた時のその標準偏差 σ と定義した。位置分解能の印加電圧依存性を全 Layer について図 4.45 に示す。

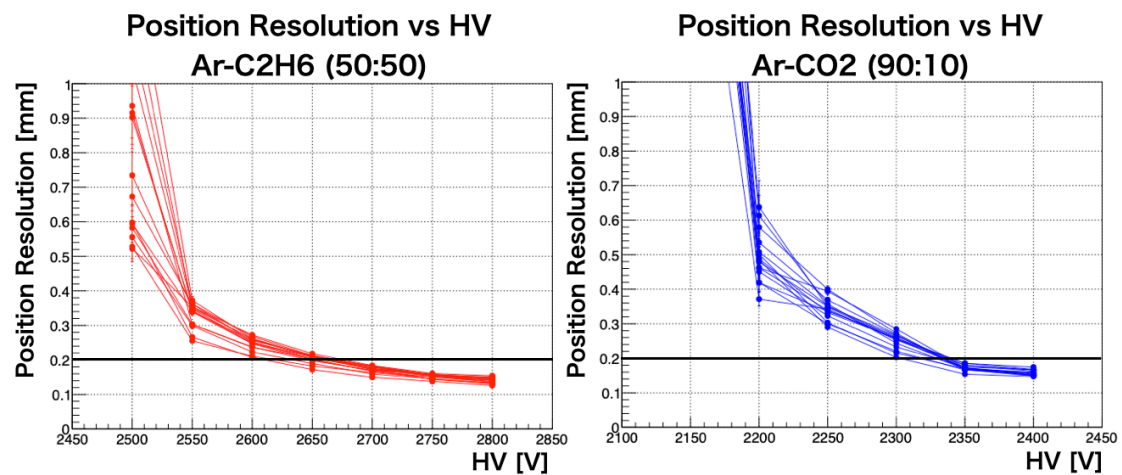


図 4.45: 位置分解能の印加電圧依存性

上図が示す通り、位置分解能は印加電圧が高いほど良くなった。今回測定した範囲内では要求性能である $\sigma \sim 200 \mu\text{m}$ を達成したのは印加電圧が 2350 V～2400 V の時であった。ただし、図 46

に示したとおり、現在の解析条件においては、2400 V で Tracking Efficiency の悪化が見えるため、解析条件の精査が必要である。

4.5 考察

ここでは Ar-C₂H₆ (50:50) と Ar-CO₂ (90:10) の間に見られた大きな違いについて、なぜそのような違いが生じるのかを考察する。次にその違いによって生じる解析上の注意点について述べる。また、4.4.5 章で求めたトラッキング効率率は 2350 V で最大となったが、位置分解能は 2400 V で最良の値となった。これは実際の実験で使うにあたって、好ましくない状況である。本考察で述べる注意点を遵守した場合、このトラッキング効率と位置分解能の最良値を出す印加電圧の大きなズレはどう改善されるのかについて言及する。

4.5.1 ガス違いによる検出効率の違い

まず、Ar-C₂H₆ (50:50) と Ar-CO₂ (90:10) の間に存在する大きな差異として、例えば同じ増幅率を生じさせる印加電圧のもとで図 4.23 のように検出効率が異なることである。例えば Ar-C₂H₆ (50:50) の 2700 V (増幅率 $\sim 2.0 \times 10^4$) と Ar-CO₂ (90:10) の 2200 V (増幅率 $\sim 2.2 \times 10^4$) の ASD 経由前の生信号と、テストチェンバーにおける ASD のプリアンプ経由後のアナログ信号を図 4.46 に示した。

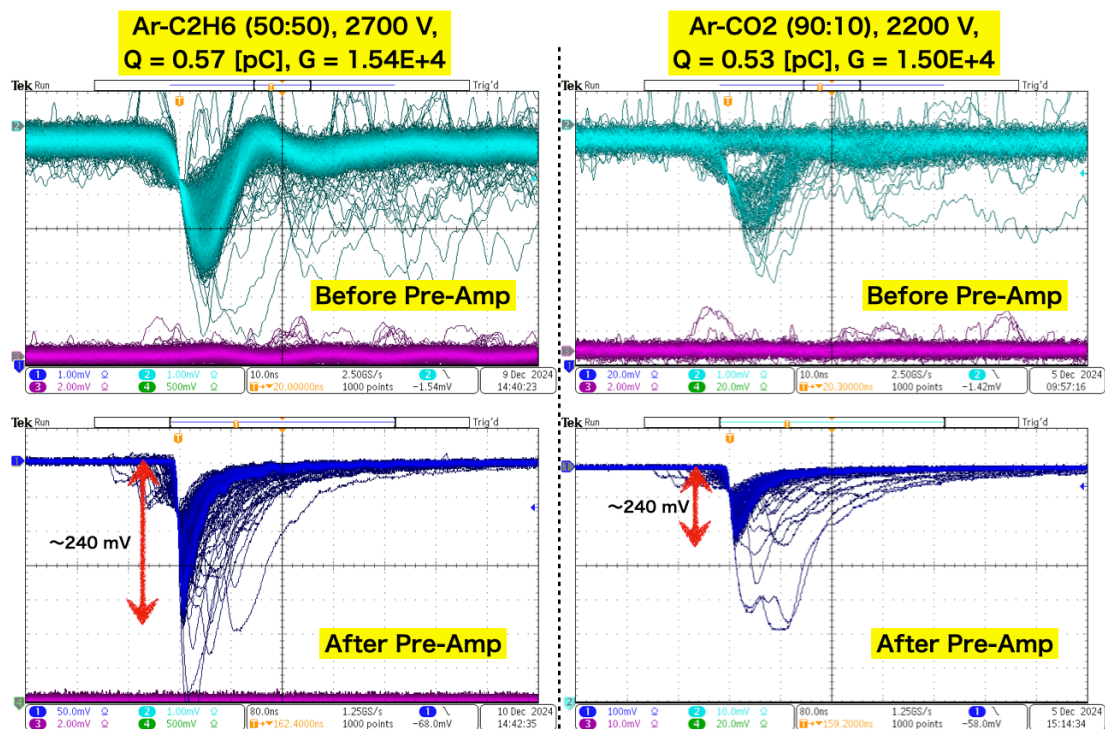


図 4.46: (左) Ar-C₂H₆ (50:50), 2700 V、(右) Ar-CO₂ (90:10), 2200 V、(上) Before Pre-Amp, (下) After Pre-Amp

この図より (4.3.2 でも示したように) Pre-Amp 前の生信号は同じ電荷量の中では Ar-CO₂ (90:10) は Ar-C₂H₆ (50:50) に比べて幅が広く、波高が低いという特徴がある。幅が広いことは各ガスの拡散係数から説明ができる。Ar-CO₂ (90:10) は Ar-C₂H₆ (50:50) に比べて 1~2 ns ほど信号の幅が広いが、ドリフト速度が 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$ で 1 cm ドリフトあたり 50 μm ほど拡散するというシミュレーションから得られた結果と良く合う。また、電荷量が同程度なので、Pre-Amp 後の信号は同じ波形をしている。ここで、この Pre-Amp 後の信号を QDC モジュールを使用してその電荷情報を取得した。⁵⁵Fe 線源は X 線線源であり、基本的に光電吸収で突き抜けイベントはないためトリガーは信号自分自身と Clock (10 Hz) とした。取得した QDC スペクトルを図 4.47 に示す。比較参照用に Ar-C₂H₆ (50:50), 2600 V、Ar-CO₂ (90:10), 2100 V も載せている。

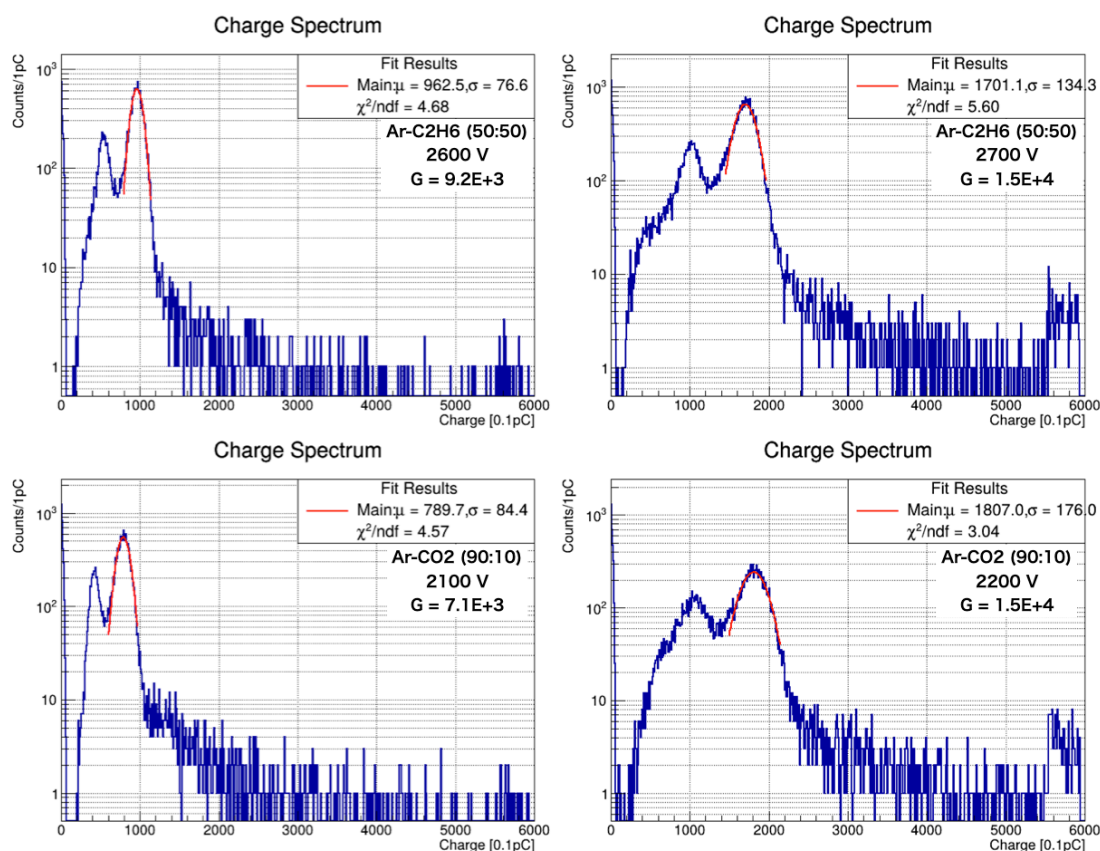


図 4.47: (左) Ar-C₂H₆ (50:50)、(右) Ar-CO₂ (90:10) の After Pre-Amp の QDC スペクトル

まず、生信号で見えていた「電荷量がおおよそ等しい」というのは QDC スペクトルのピークからも理解できる。また、エスケープピークも見えた¹。特徴的な違いとしては、Ar-CO₂ (90:10) は Ar-CO₂ (90:10) は Ar-C₂H₆ (50:50) に比べて電荷量の幅が広いことである。

次に「電荷量 (増幅率) がおおよそ等しい」Ar-C₂H₆ (50:50) 2700 V と Ar-CO₂ (90:10) 2200 V の TOT スペクトルを図 4.49 に示す。

¹ エスケープピークについては付録 A 章に記述した。

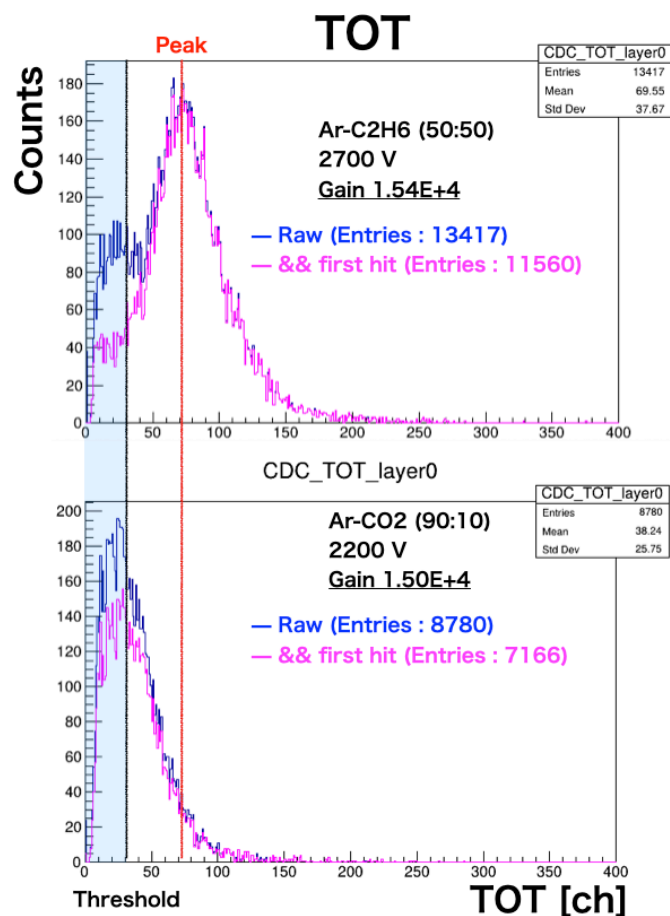


図 4.48: (上) Ar-C₂H₆ (50:50) 2700 V、(下) Ar-CO₂ (90:10) 2200 V の TOT スペクトル

オシロスコープで取得した波形や QDC スペクトル上ではおよそ等しい電荷量を示していたが、TOT ではそのピーク位置が明らかにシフト (Ar-CO₂ (90:10) の方が低い) していることがわかる。値にして約 30～40 ch (1 ch:0.833 ns) ほどずれている。また、テストチェンバーと ⁹⁰Sr を用いて導いた検出効率において Ar-C₂H₆ (50:50) 2700 V では～80%、Ar-CO₂ (90:10) 2200 V では～50%ということも図 4.48 から説明ができる。²

しかしながら、なぜ TOT ピークがシフトするかについては調査できていない。

4.5.2 Ar-CO₂ (90:10) における TDC の副ピークとドリフト時間の長いテール

次に、Ar-CO₂ (90:10) に特徴的なこととして、TDC スペクトルに 2 個のピークが見られることである。図 4.34 を見る限り、TDC スペクトルに第二のピークを作るような特殊な構造は存在しない。また、図 4.35 からわかる通り、各イベントにおいて各ワイヤーの最初のヒット (以下、First Hit) のみを選べば第二のピークがほとんど消えることから、やはり After Pulse が主に第二のピークを作っていると考えられる。実際、Ar-C₂H₆ (50:50) の 2800 V (増幅率～ 2.6×10^4) と Ar-CO₂

² テストチェンバーと E15-CDC の両解析において TOT 閾値を 30 ch に設定している。

(90:10) の 2400 V (増幅率 $\sim 6.3 \times 10^4$) とで、ASD 経由前と ASD のプリアンプ経由後のアナログ信号の比較を図 4.49 と図 4.50 に示した。

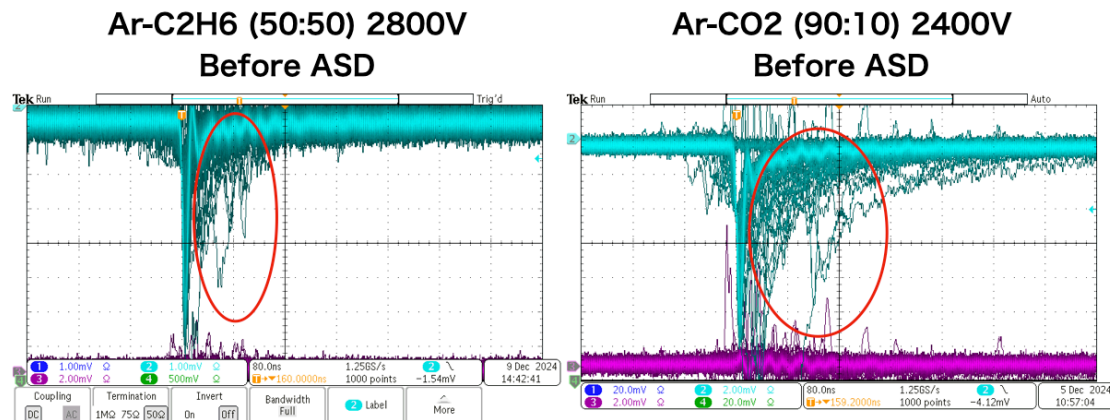


図 4.49: Ar-C₂H₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO₂ (90:10) の 2400 V とで、ASD 経由前のアナログ信号の比較

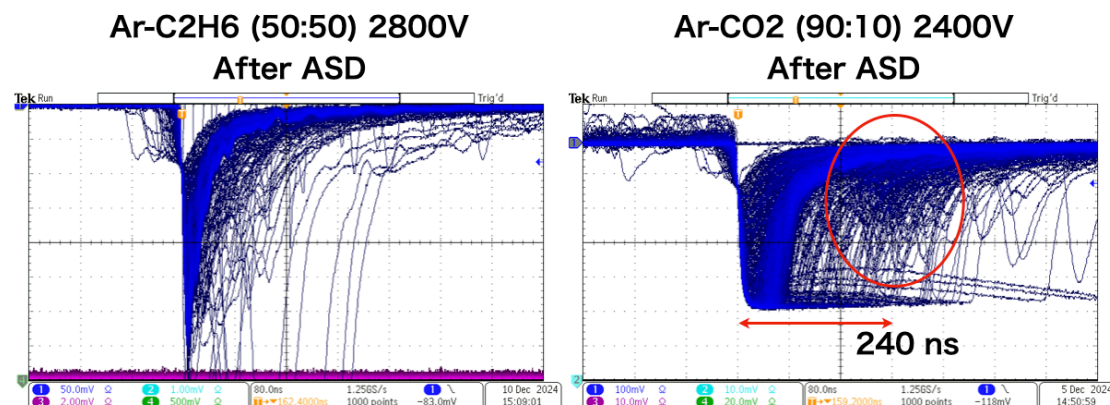
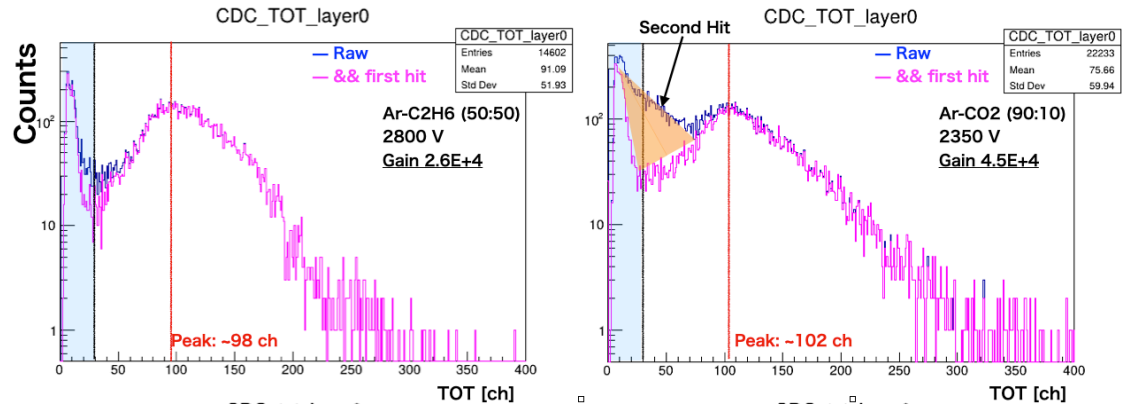


図 4.50: Ar-C₂H₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO₂ (90:10) の 2400 V とで、ASD 経由後のアナログ信号の比較

ASD 前の信号を比較すると、主信号に遅れてくる第 2 の信号 (以下、第 2 信号) の量が Ar-CO₂ (90:10) の方が多く、加えて Ar-C₂H₆ (50:50) よりも 80 ns ほど遅いタイミング領域でも第 2 信号が生じていることがわかる。そして ASD 後の信号を見ると明らかに Ar-C₂H₆ (50:50) には見られない約 240 ns 後の第 2 信号が Ar-CO₂ (90:10) で見られた。この 240 ns という時間間隔は図 4.35 で見られた主ピークと副ピークの時間間隔と一致している。

Ar-CO₂ (90:10) 2350 V における、First Hit カットをかけた時の TOT 分布の変化を図 4.51 に示す。TOT ピーク値が同様の HV で両ガスを比較すると Second Hit の量は明らかに Ar-CO₂ (90:10) が多いが、これは増幅率の観点から自明なことである。

図 4.51: Ar-C₂H₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO₂ (90:10) の 2350 V の TOT スペクトル

次に First Hit カットをかけた時の TOT vs ドリフト時間の 2 次元図を図 4.52 に示す。

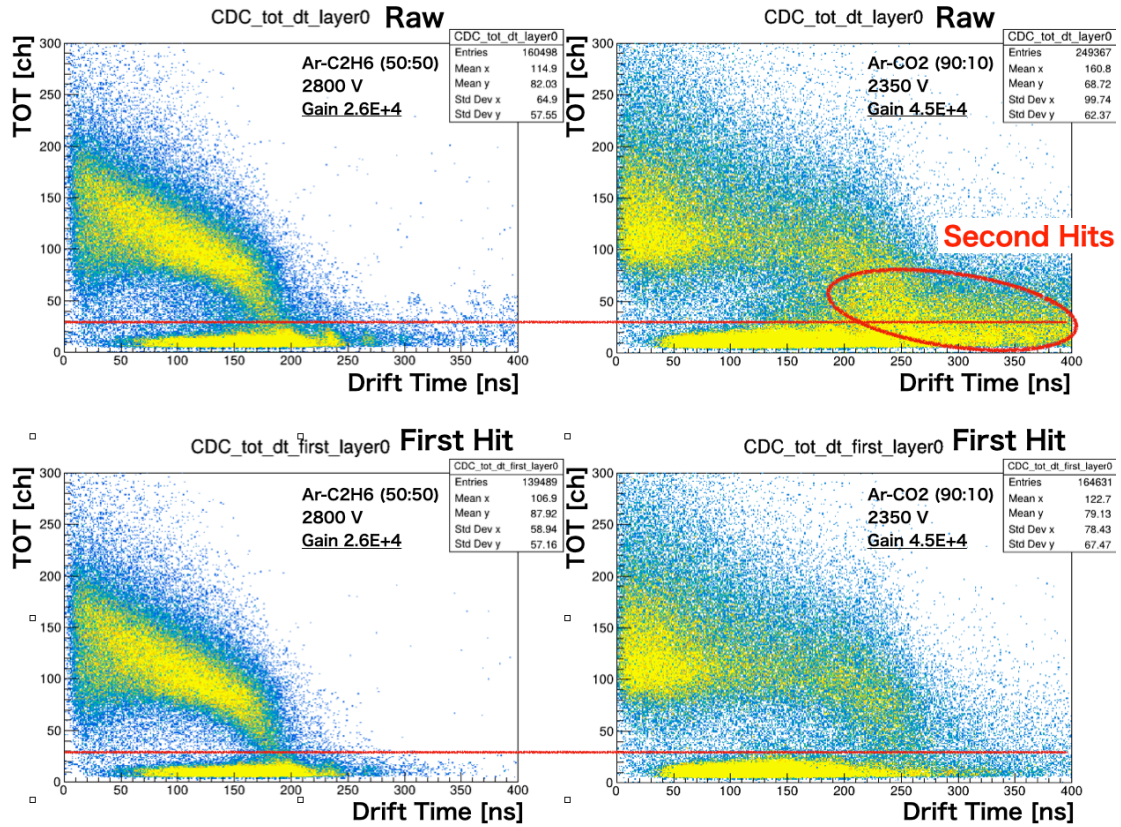
図 4.52: Ar-C₂H₆ (50:50) の 2800 V と Ar-CO₂ (90:10) の 2350 V の TOT スペクトル

図 4.52 の右図 2 つから Second Hit は低い TOT かつドリフト時間の遅い成分（テール）であることがわかる。Ar-C₂H₆ (50:50) ではこのような成分がほとんど無く、Ar-CO₂ (90:10) で顕著に見られる原因は、1. 増幅率が高い条件であること、2. クエンチガスである CO₂ の割合が 10%と少ないこと、と考えられる。

4.5.3 TOT 閾値を変えた時のトラッキング効率と位置分解能の変化

4.4.5 章で導出したトラッキング効率は Ar-C₂H₆ (50:50) と Ar-CO₂ (90:10) の両方で固定の TOT 閾値 (30 ch) によって解析をしていた。しかし、トラッキングの手順で説明した通り、トラッキングをするかしないかはまずクラスターの数で決定される。クラスターが多すぎるとその時点でそのイベントは棄却される。したがって、トラッキング効率には、いかにノイズを落とせるかが重要となる。また、シグナルを落としてもトラッキング効率は悪化するので、適切な TOT 閾値のもとで解析を進めることが重要である。ここで図 4.53 に Ar-C₂H₆ (50:50) 2800 V と Ar-CO₂ (90:10) 2400 V の TOT スペクトル (Layer#0) を示す。

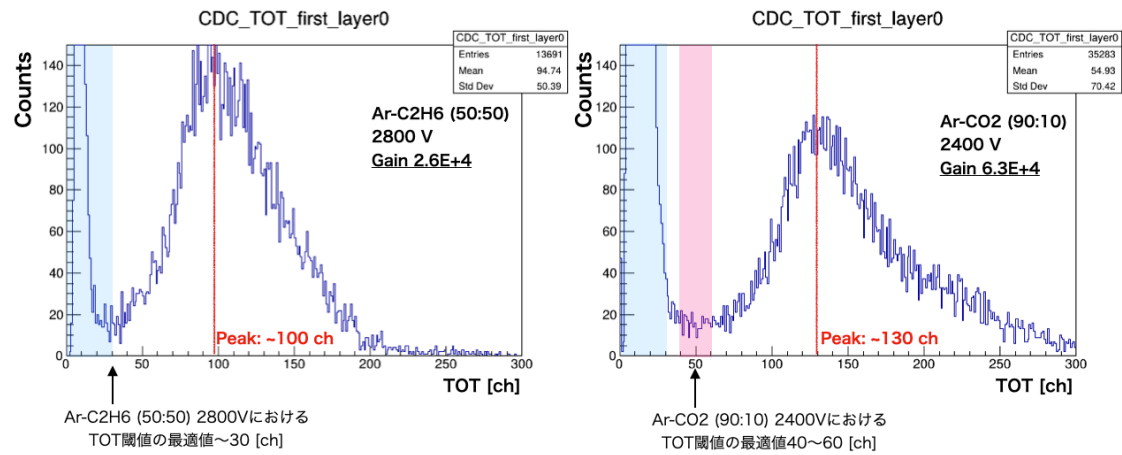


図 4.53: 両ガスについての TOT スペクトル再考 (Layer#0)

TOT の大きさは信号の大きさつまり dE に比例すると思って良い。したがって同じ運動量で比べると、 $\pi/K/p/d$ の順で dE が大きくなっていき、TOT 閾値を過度に上げると例えば π を切ってしまう可能性がある。宇宙線 (Muon) は MIP 粒子であり、その質量的に Muon $\sim$ Pion である。本測定は宇宙線であるため、図 4.53 のスペクトルで信号の低 TOT 側のテールを切ってしまうことは避けたい。したがって図 4.53 中のピンクの領域 ($40 < \text{TOT} < 60$) が (例えば) Ar-CO₂ (90:10) 2400 V における最適な TOT 閾値だと考えることができる。

これを踏まえ、TOT 閾値を変化させた時、トラッキング効率と位置分解能がどうなるかを調べた。まず図 4.54 にトラッキング効率の TOT 閾値依存性を示す。

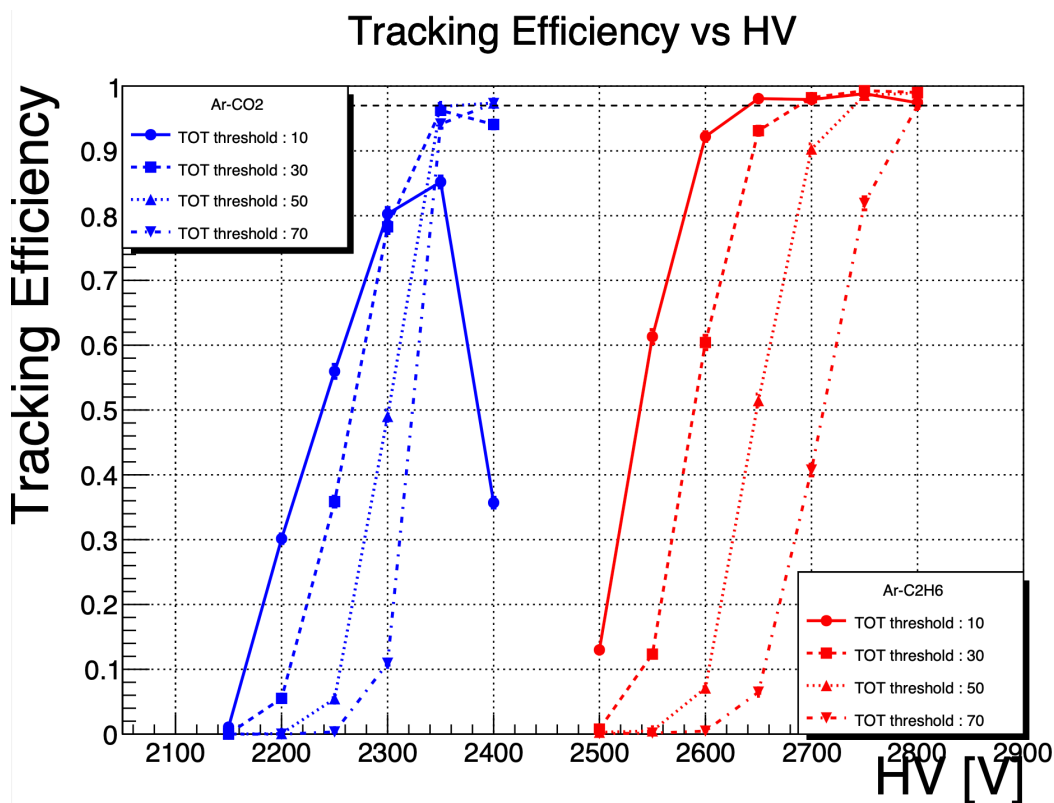
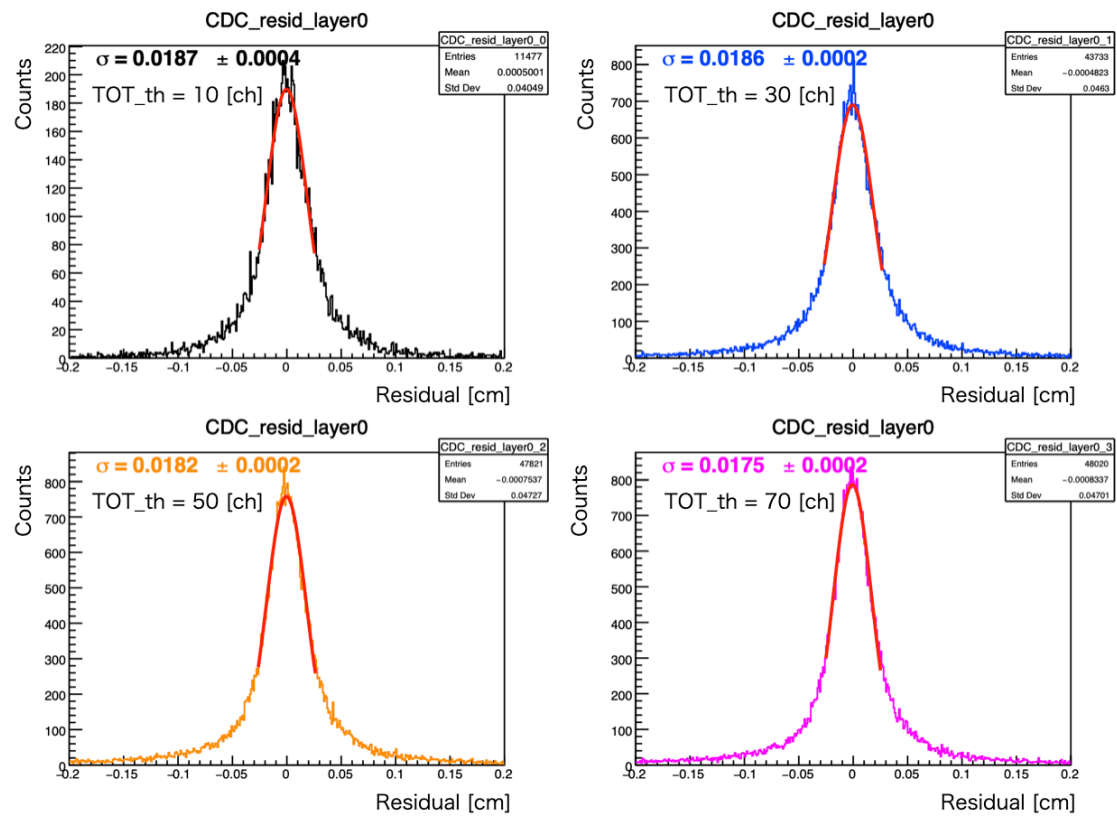


図 4.54: トラッキング効率の TOT 閾値依存性

この図から位置分解能の最良値を出す 2400 V においては TOT 閾値を 50 ch ほどに設定すると要求性能である～97 %を達成できることがわかった。

また、Ar-CO₂ (90:10) 2400 V における位置分解能の TOT 閾値依存性を図 4.55 に示す³。TOT 閾値を高く設定すると位置分解能は良くなる。これは図 4.52 右図からわかる通り、TOT 閾値を高くすると Second Hit 領域のノイズが減少するからだと考えられる。

³例として Layer#0 のみを示す

図 4.55: Ar-CO₂ (90:10) 2400 V における位置分解能の TOT 閾値依存性 (Layer#0)

第 5 章

E80-CDC の製作及びコミッショニングの現状

ここでは CDC の製作過程と、完成した CDC を実際にデータを取れるまでに調整した様子を説明し、選定したガスと宇宙線を用いて実際にトラックを引けたことを示す。

5.1 製作

ワイヤーの張力を考慮した構造計算は、Autodesk Inventor 3D CAD アプリケーションを使用した有限要素法 (FEM) により行った。ワイヤーの張力による総荷重は 2 つのエンドプレートに均等に分配され、総荷重の半分がそれぞれのエンドプレートの表面に均一にかかる。CFRP（炭素繊維強化プラスチック）製の内側円筒のヤング率が軸方向では 120 GPa、半径方向では 50 GPa であり、総荷重に十分耐えるだけの強度を有している。エンドプレートの端部間で最大 2.5 mm の変形が生じることが分かった。ワイヤー張り作業中のエンドプレートの変形によるワイヤー張力の変化を防ぐために、ステンレス棒とバネから構成されるプリテンションバーを用いた。プリテンションバーのバネを縮めることによりテンションを与え、センスワイヤー、フィールドワイヤー、およびガードワイヤー計 67 層のうち、適切な 6 層にそれぞれ 6 本（計 36 本）のバーを設置し、ワイヤー張り作業中の総荷重が一定になるようにした（図 5.1）。

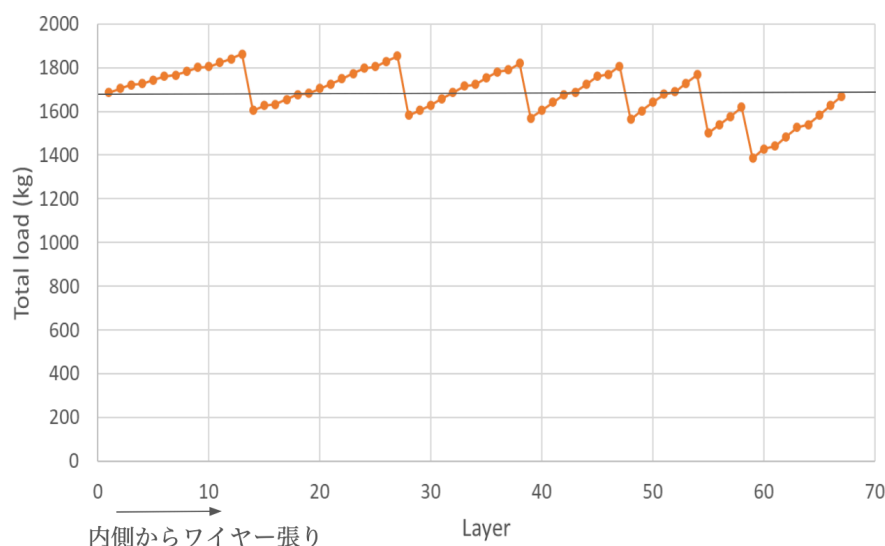


図 5.1: 計算上のワイヤー張り作業中の総荷重の推移

初めから終わりまで、設計値である総荷重 1.67 t 前後を維持できていることがわかる。

CDC の建設は 2022 年度に開始され、2024 年 6 月に完了した。ここでは企業に委託した建設過程と私が中心となって遂行した作業について説明する。

- **2022 年度: フィードスルーの製造およびワイヤーの購入**

17,500 本のフィードスルーが HAYASHI-REPIC CO., LTD. により製造され、7,500 m の金メッキタングステンワイヤーが LUMA-METALL AB から、28,000 m のベリリウム銅線が NGK INSULATORS, LTD. から購入された。

- **2023 年 6 月: エンドプレートの完成**

図 5.2 に示される 2 枚のエンドプレートが SEIRITSU CO., LTD. によって加工された。

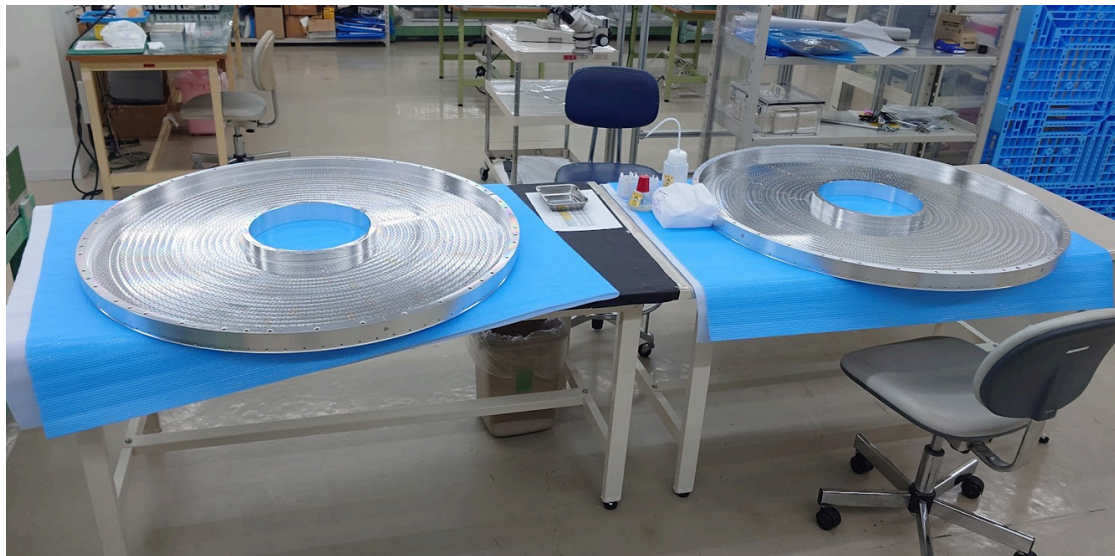


図 5.2: E80-CDC の 2 枚のエンドプレート

- **2023 年 12 月: 内部円筒の完成**

$\phi 302 \times \phi 304 \times L2580$ の CFRP 円筒が ASUKA CO., LTD. によって製造された。

- **2024 年 1 月: 組み立ての完了およびワイヤー張り作業の開始**

2 枚のエンドプレートと CFRP 円筒が HAYASHI-REPIC CO., LTD. において組み立て治具を用いて接着された。構造強度を確認した後、36 本のプリテンションバーおよび 6 本の CFRP パイプが設置された (図 5.3 参照)。

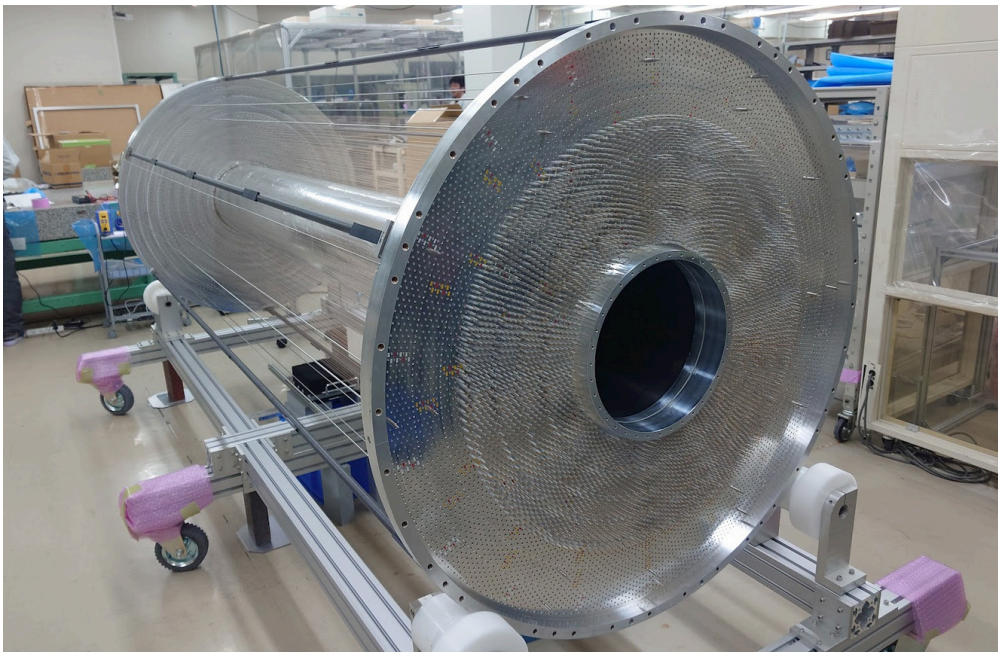


図 5.3: ワイヤー張り途中の E80-CDC

- 2024 年 5 月: ワイヤー張り作業の完了

合計 8,244 本のワイヤーがフィードスルーを通じて張られ、実際の張力は設計値の 10%以内に収まった。張られたワイヤーの総数の変遷は図 5.4 に示した。最終的な全ワイヤーの張力は図 5.5 と 5.6 に示した。

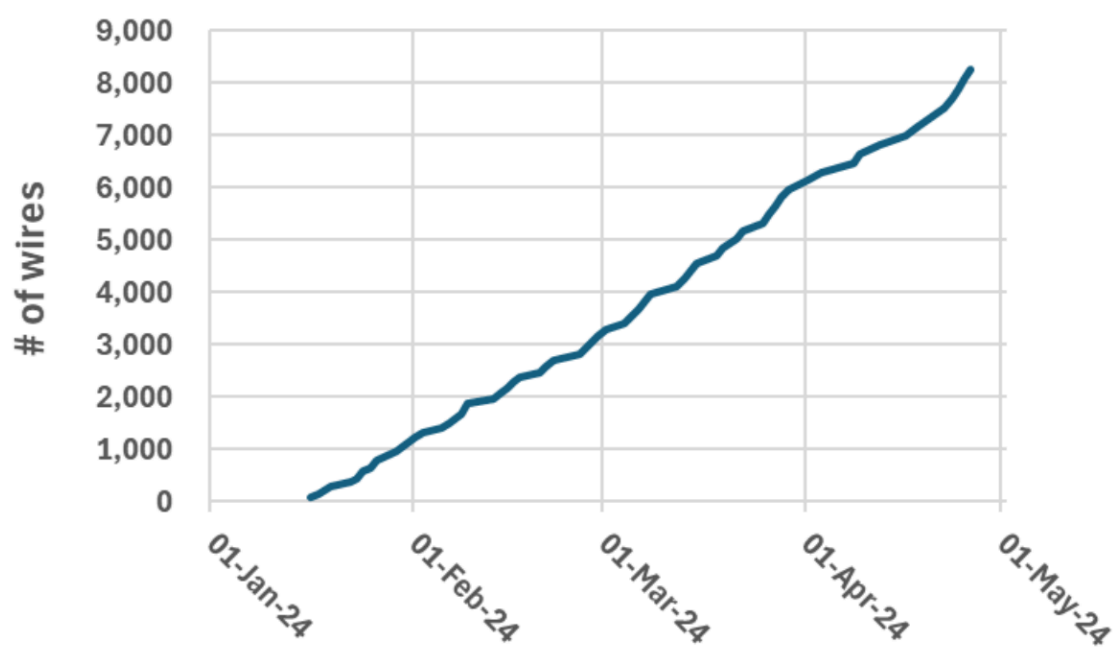


図 5.4: 張られたワイヤーの数の変遷

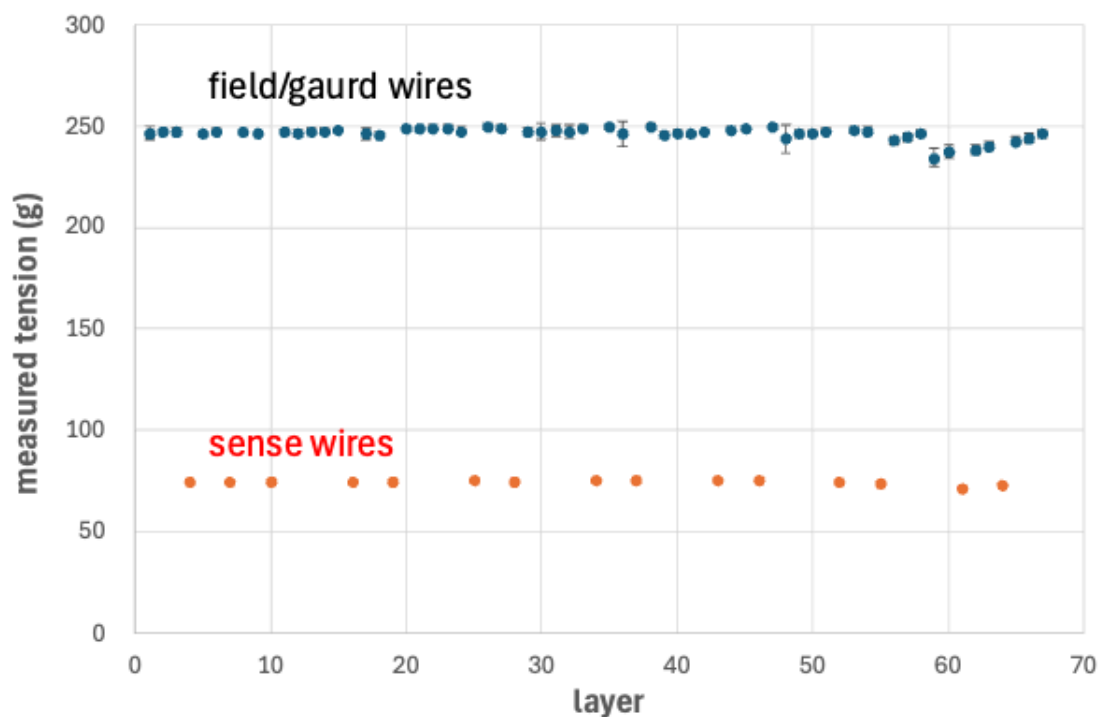


図 5.5: 各レイヤーのワイヤーの張力

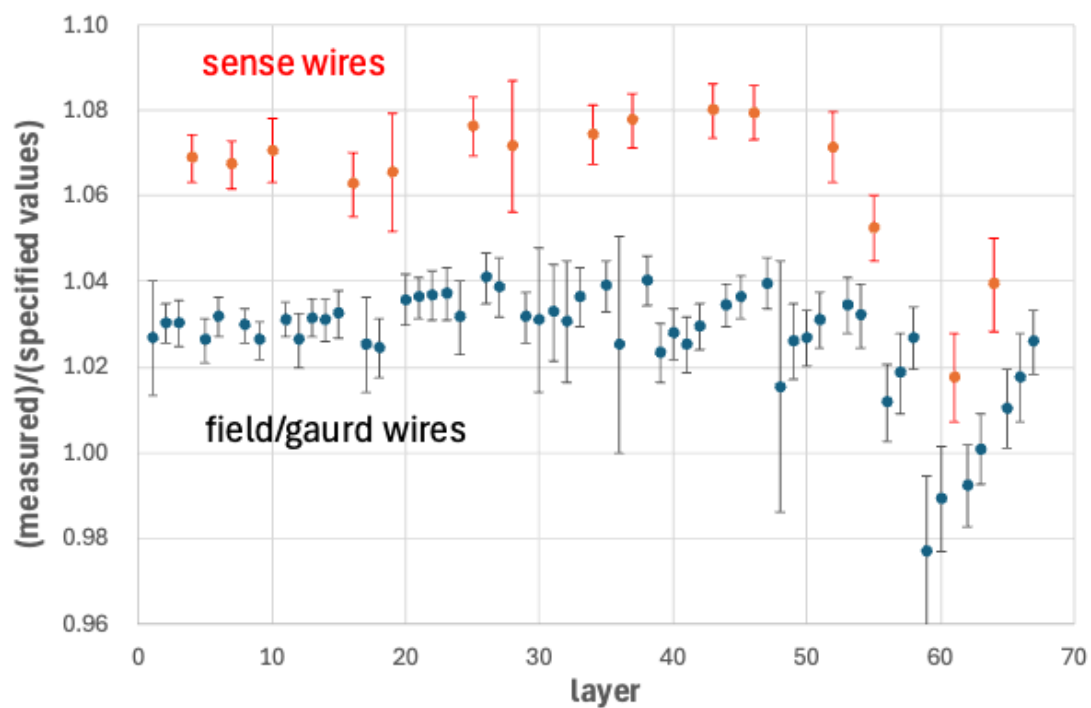


図 5.6: 各レイヤーのワイヤーの張力の設計値からのずれ

- 2024 年 6 月: J-PARC への移送

CDC はアルミ蒸着マイラーで密閉され、製造が完了した。その後、CDC は工場から J-PARC の実験準備棟に移送された。

ここまでの作業が企業に委託した作業である。次からが私が中心的に J-PARC E80 実験グループメンバーと共に行なった手作業である。

- 2024 年 7 月～8 月: 高電圧印加のためのケーブル作成と高電圧印加側・信号読み出し側の準備

電圧をかけるべきワイヤーが全部で 6,428 本ある。1 本ずつに独立の電圧をかけるのは明らかに効率が悪いので、我々は各スーパーレイヤーごとにまとめて電圧をかけることにしている。そのためにはデ이지ーチェーンと呼ばれる、数珠状のケーブルを作成する必要がある。作成したものを図 5.7 と 5.8 に示す。全て作成するのに、約 1ヶ月費やした。



図 5.7: デ이지ーチェーンの材料



図 5.8: 完成したデージーチェーン

作成したデージーチェーンを E80-CDC のフィードスルーに装着した。

- 2024 年 9 月～10 月: コミッショニングの準備

高電圧印加に伴い、電源系統から来る高周波のノイズを軽減するために高電圧電源と E80-CDC フィールドワイヤー間にローパスフィルター回路を挟んだ。図 5.9 に作成したローパスフィルター回路を示した。抵抗の抵抗値は $1\text{ M}\Omega$ 、キャパシタの静電容量が 2200 pF よりカットオフ周波数 f_c は $f_c = 1/2\pi CR = 72\text{ Hz}$ である。

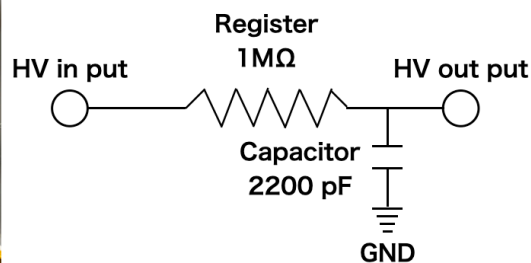
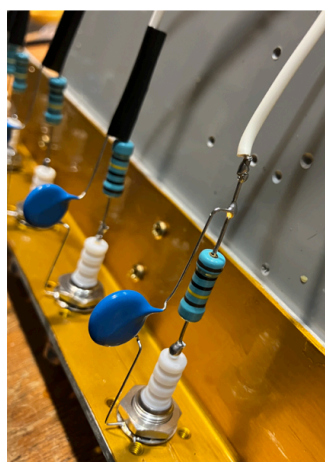


図 5.9: ローパスフィルターの概念図と実際の写真

デジタイゼーションとローパスフィルター取り付け後の完成形の高電圧側の外観を図 5.10 に示す。

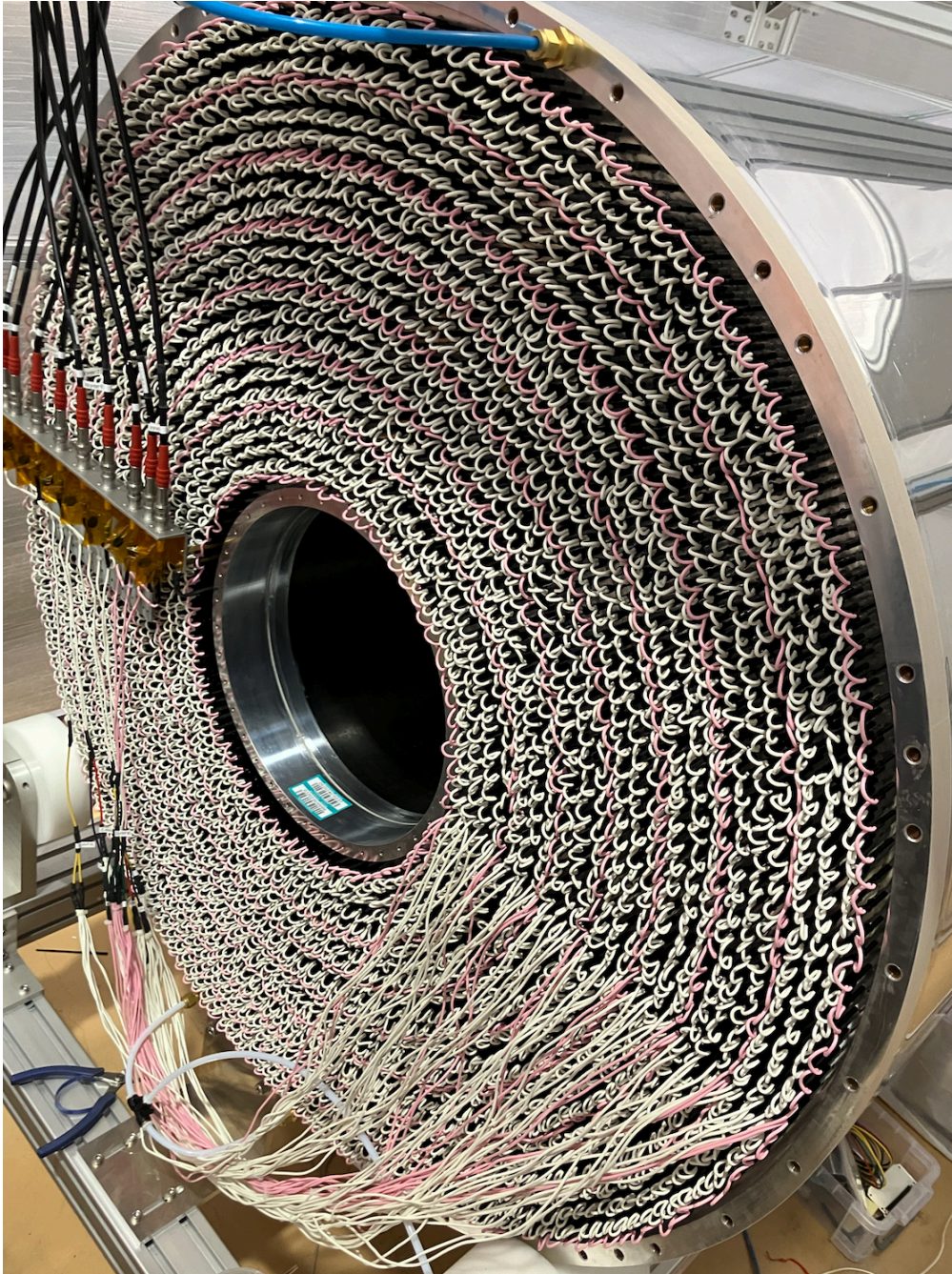


図 5.10: 高電圧側の完成形

コミッショニングを開始するには信号読み出し側の整備も必要である。というのも、フィールドワイヤーに高電圧をかけると宇宙線によって電離された電子がセンスワイヤーに流れ込む。センスワイヤーをグラウンドに落とさなければセンスワイヤーに電荷が溜まる。長時間この状態が継続すると、センスワイヤーが溜まった電荷に耐えられなくなり最悪の場合ワイヤーの破損につながる。そのため、コミッショニングを開始する前にセンスワイヤーを全てグラン

ドに落とす必要がある。信号読み出し側の構成は図 5.11 に示す通りである。

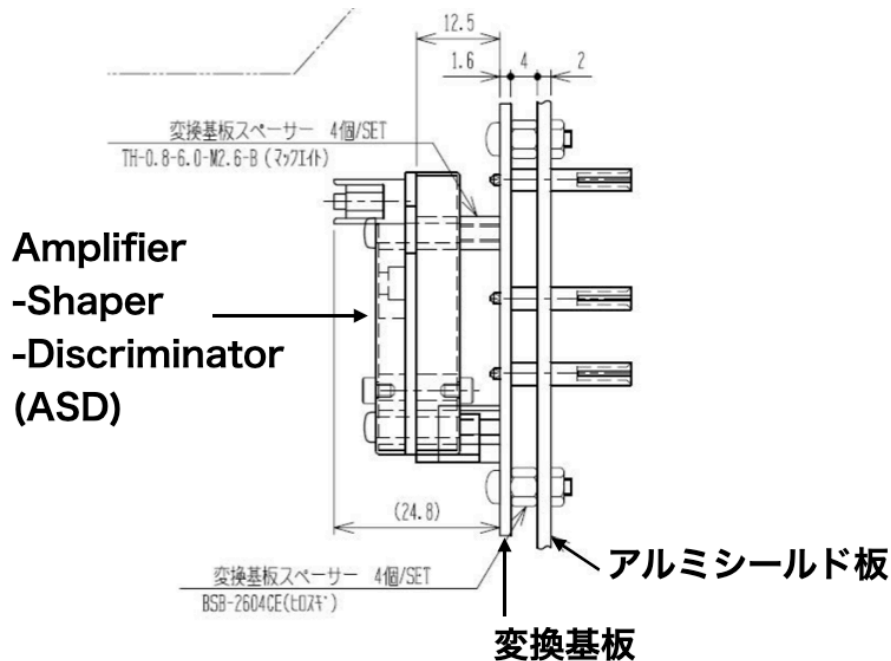


図 5.11: 信号読み出し側の構成

信号読み出し側に関して、まずフィールドワイヤーのフィードスルーを保護するためにキャップをつける。加えて、変換基板の土台としてアルミのシールド板を装着する。これはグランド強化の役割も同時にになっている。その上から変換基板とセンスワイヤーのフィードスルーを接続する。この作業中の外観を図 5.12 と図 5.13 に示す。

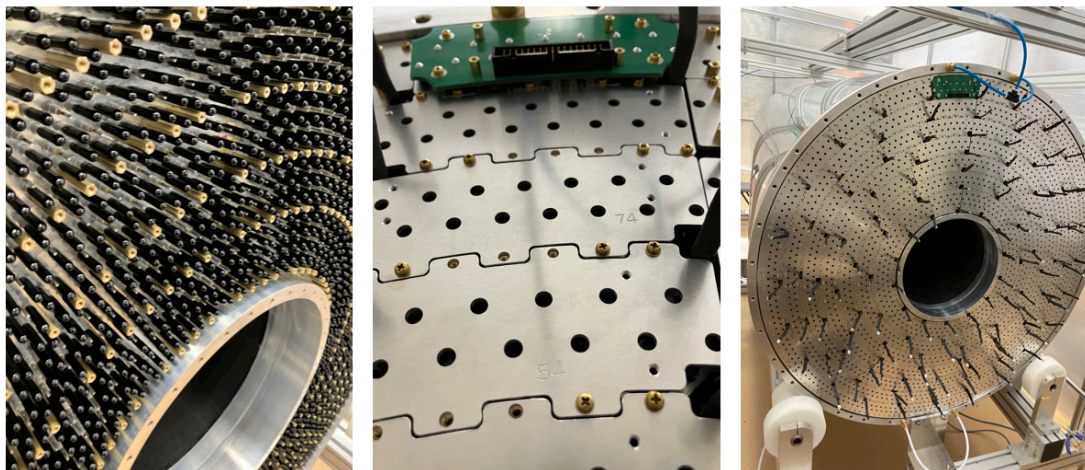


図 5.12: 信号読み出し側の外観。(左) フィールドワイヤーのフィードスルー保護のためのキャップとアルミシールド板固定のための真鍮製のスペーサーが見える。(中央) アルミシールド板のクローズアップ写真。(右) アルミシールド板取り付け完了時の写真。

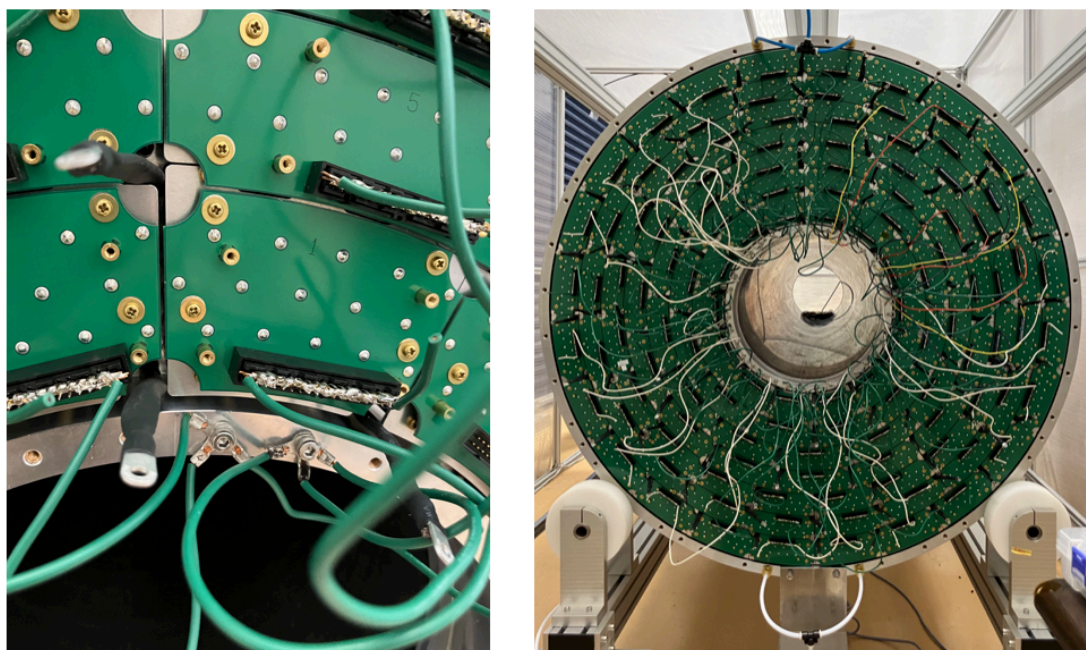


図 5.13: (左) 変換基板とセンスワイヤーをグランドに落とすためのケーブルのクローズアップ写真。(右) コミッショニングの準備完了時の写真。

これで高電圧を印加する準備が整った。また、充填ガスとして 4 章で議論した Ar-CO₂ (90:10) を選択した。流量は E80-CDC 入口時点で 80 ml/min とした。E80-CDC の容積は 4.4×10^6 ml より、この流量で 1 置換にかかる時間は約 38 日である。全体を均一に置換するためにあえてゆっくりと置換した。

5.2 コミッショニング

新品のワイヤードリフトチェンバー内部には製作の過程で埃が入っている可能性があり、高電圧をワイヤーにかけている時に埃がワイヤーに触れると急激に電流が流れ、最悪の場合ワイヤーが切れることもある。したがって、いきなり高電圧をかけるのではなく、数百 V ほどから徐々に電圧を上げていく必要がある。E80-CDC には 500 V ほどからかけていき、目標の 2400 V までかけるのに 1ヶ月以上かかった。この期間における、記録された各レイヤーの電流値と電圧値の遷移プロットを図 5.14 に示す。2024 年 10 月 30 日から高電圧をかけ始め、2024 年 12 月中旬に目標の 2400 V までかかるようになった。ただし、スーパーレイヤー # 1 の一部が比較的不安定であったため、今回は高電圧印加の対象から除外してコミッショニングを進めた。この部分に関しては現在調査中である。

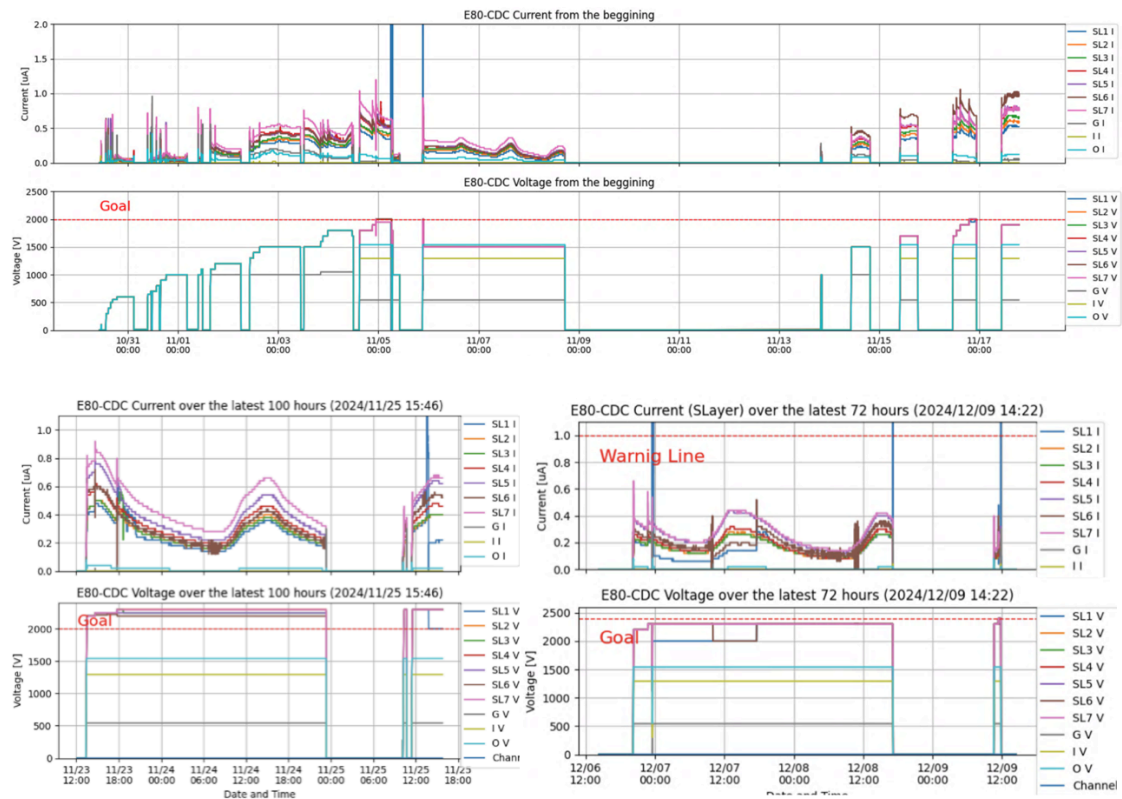


図 5.14: 各スーパーレイヤーの「合計の電流値」と「電圧値」の遷移プロット

2024 年 12 月 13 日、一部の ASD を取り付け、信号読出しの準備を開始した。印加電圧値を上げるとそれに応じて図 5.15 に示すような特徴的なノイズが見られるようになったため、HV 側・信号読み出し側両方にシールドカバーを取り付けるなどをしてシールドを強化した。また、HV ケーブルやシグナルケーブルを床に置かないようにした。この後の宇宙線測定においては、プリアンプの閾値を調整することによりシグナルとノイズをある程度分離させ、宇宙線の再構成を行った。

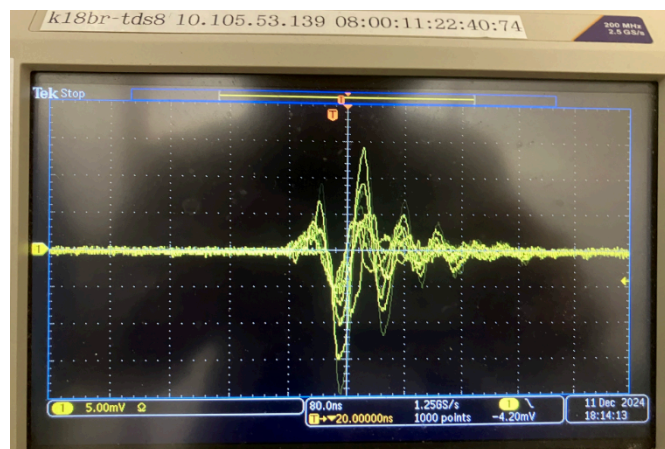


図 5.15: E80-CDC で見られた特徴的なノイズ (2200 V 印加時)。結局このノイズを取り除くことができなかった。

図 5.16 に宇宙線測定時の E80-CDC の外観を示す。

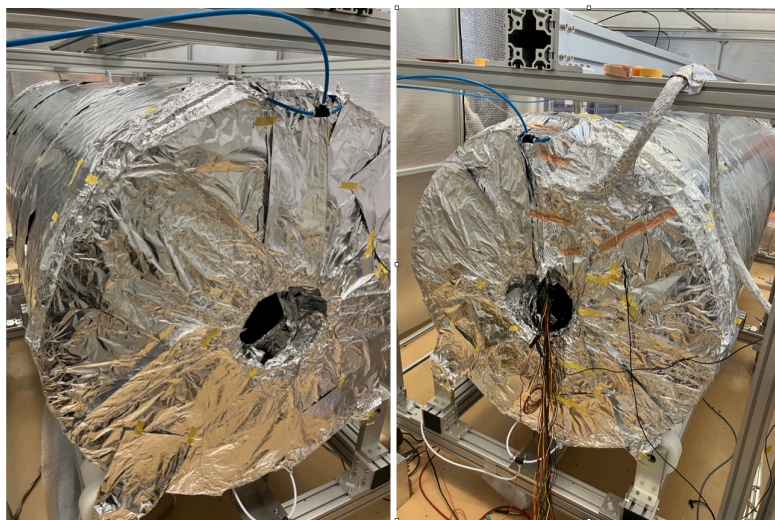


図 5.16: 宇宙線測定時の E80-CDC の外観。(左) HV 側。(右) 信号読み出し側。

5.3 実験セットアップ

基本的には E15-CDC と同様である。ASD には電源モジュールから +3V、-3V の供給が必要である。また、ASD 内の Discriminator のための電圧閾値を決める必要もあり、今回の測定ではこれも電源モジュールから供給している。典型的には $\sim 1.0\text{V}$ だが、今回はまだノイズを落としきれていないということもあり 1.5V に設定した。tot によりノイズと信号を分離するために、HV は 2400V に設定した。トリガーカウンターは図 5.17 のように設置した。取り付けた ASD の位置を図 5.18 に示す。

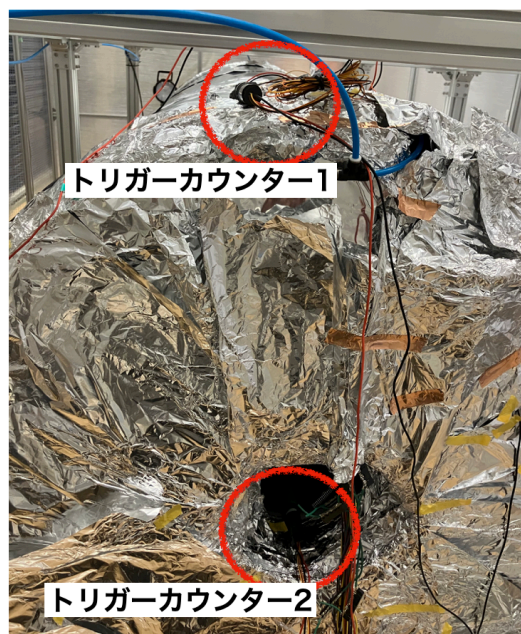


図 5.17: 宇宙線測定時の E80-CDC とトリガーカウンターの配置

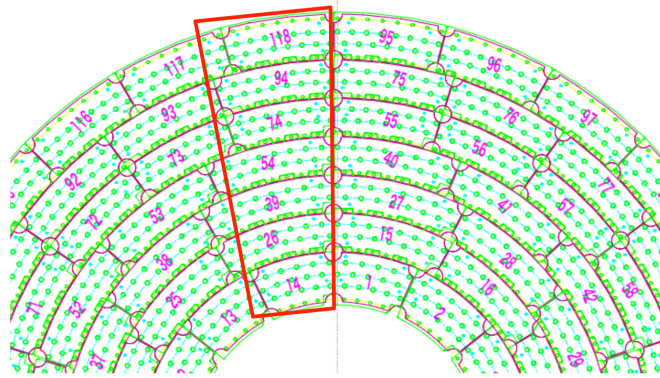


図 5.18: 宇宙線測定時に取り付けた ASD の位置

TDC 取得のトリガーは上下のトリガーカウンターの or とした。トリガーカウンターの面積は(上) 約 6×6 cm、(下) 約 3×3 cm で厚さは 5 mm 程度である。トリガーレートは ~ 1 Hz で、データ取得期間は 2024 年 12 月 25 日 14:46 $\sim$ 23:33 である。総イベント数は 48,497 であった。

5.4 1トラックの検出

各レイヤーごとの TDC スペクトルと TOT スペクトル、TDC vs TOT スペクトルを図 5.19, 5.20, 5.21 に示す。

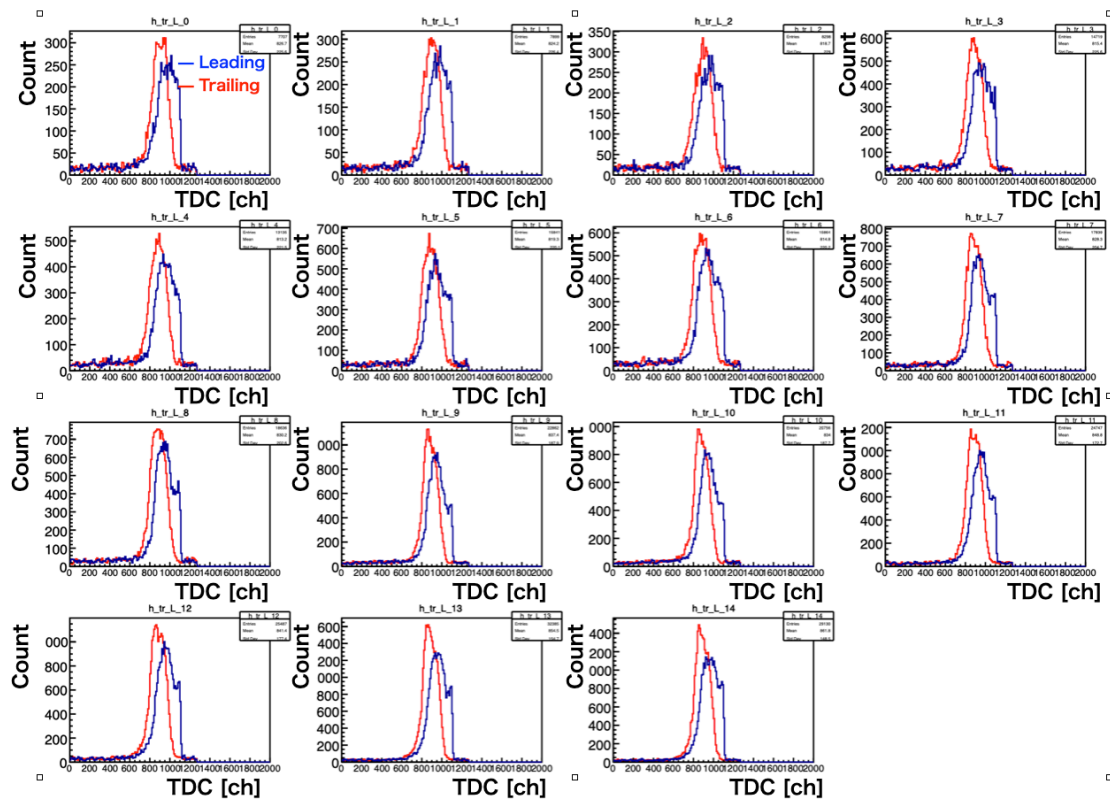


図 5.19: E80-CDC で取得した宇宙線の TDC スペクトル

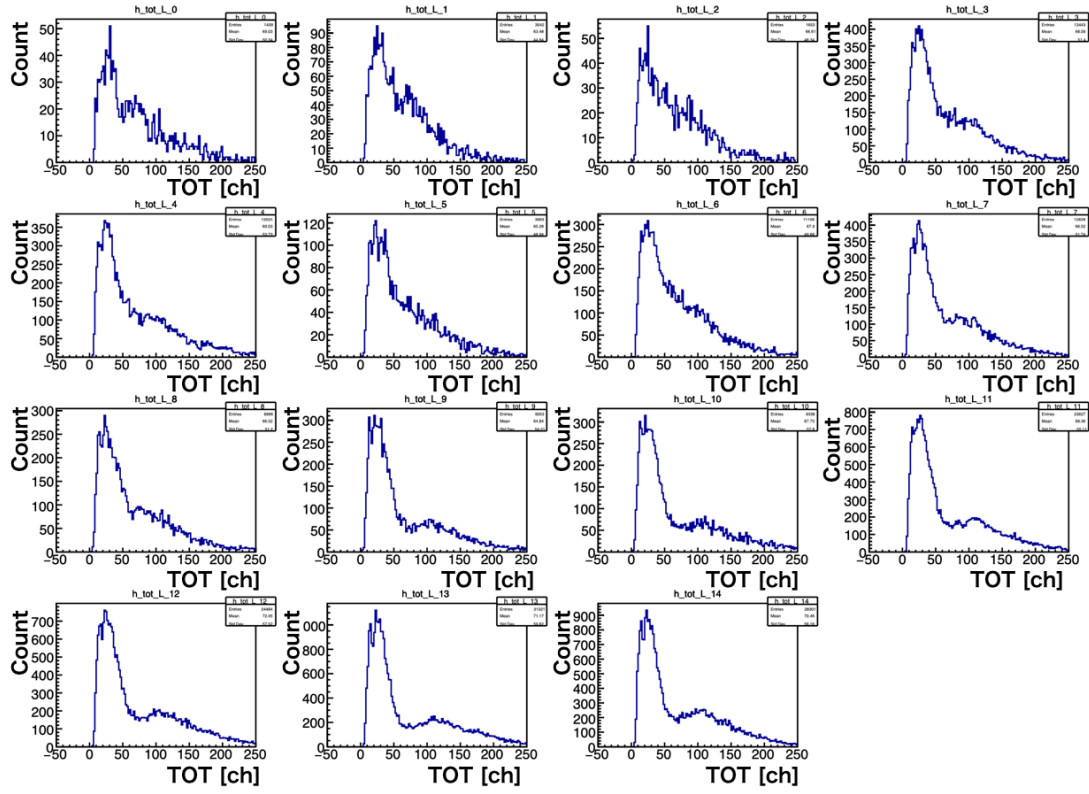


図 5.20: E80-CDC で取得した宇宙線の TOT スペクトル

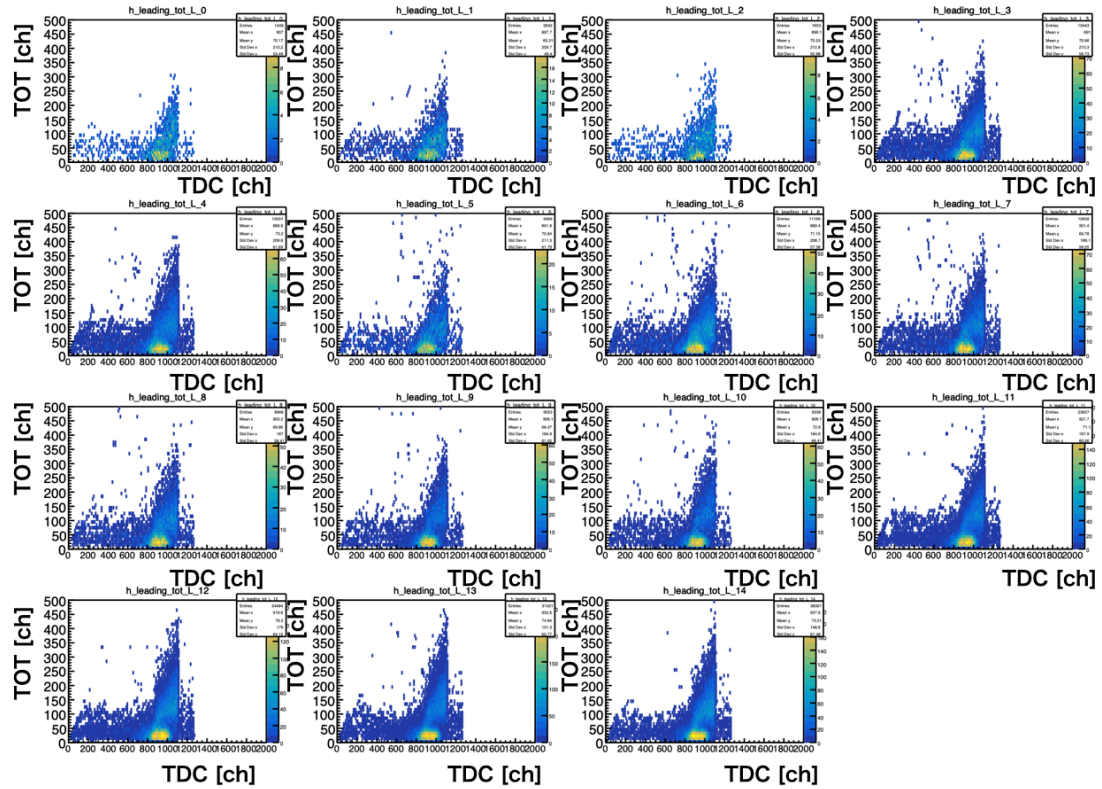


図 5.21: E80-CDC で取得した宇宙線の TDC vs TOT の 2 次元スペクトル

トラックを引けそうなイベントを選択する。ここではまず「 $50 < \text{TOT}$ 」というヒットのみ取り出し、かつ「各スーパーレイヤーのヒット数 N が $0 < N < 3$ 」という条件を課した。この条件のもと再構成した宇宙線トラックの例を図 5.22 に示す。

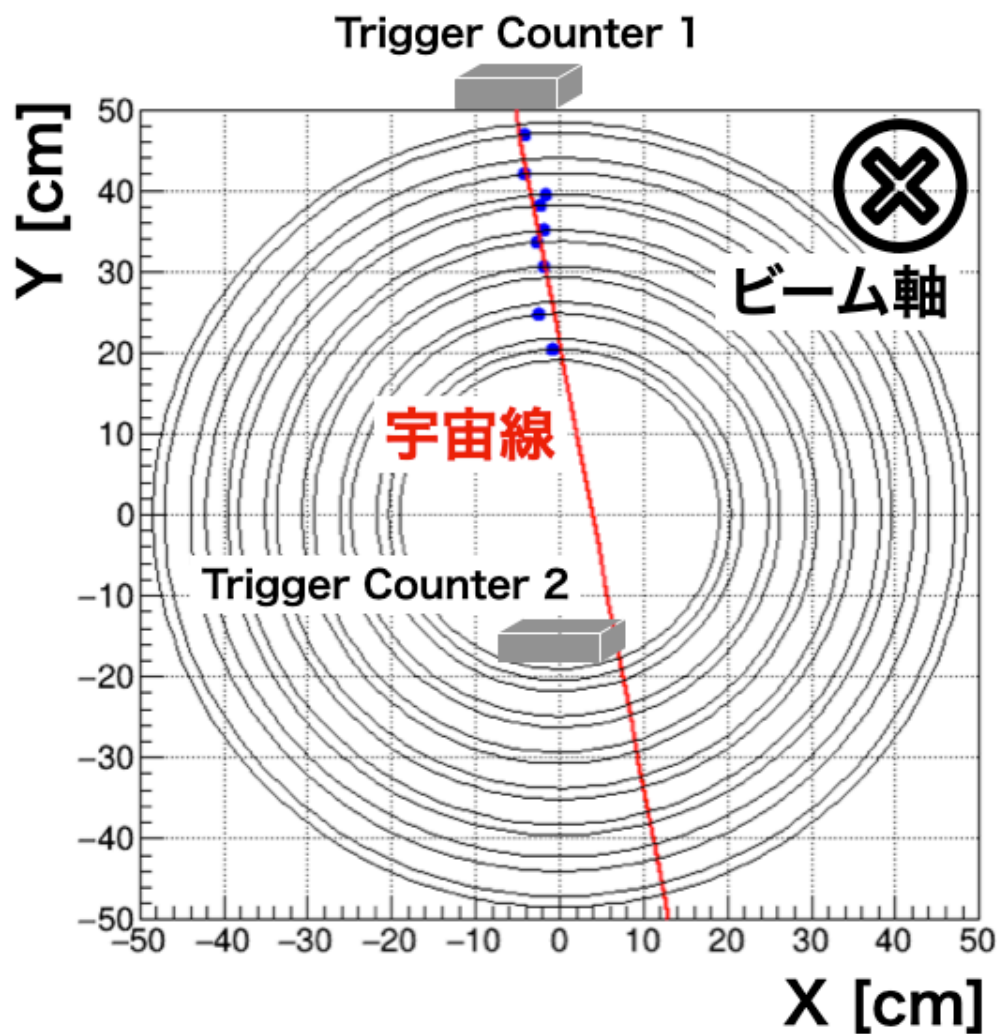


図 5.22: 再構成した宇宙線トラックの例

このように、4 章で決定した充填ガス Ar-CO₂ (90:10) を用いて、完成した E80-CDC にて宇宙線トラックを再構成することに成功したことによって、E80-CDC が問題なく動作することが確認できた。

全ての ASD を取り付け、ノイズを最大限まで落とし、フルコミッショニングにて本論文 4 章と同様にレイヤー検出効率とトラッキング効率と位置分解能を評価することが今後の第一の課題である。

第 6 章

結論

6.1 まとめ

我々は、J-PARC K1.8BR ビームラインにおいて $\bar{K}NNN$, $\bar{K}NNNN$, $\bar{K}\bar{K}NN$ 探索実験及び、 $\bar{K}NN$ 束縛状態のスピン・パリティの測定を目的とした実験を計画している。現在その第一段階として K^-ppn の束縛状態の探索実験である J-PARC E80 実験の準備を進めている。この J-PARC E80 実験では反 K 中間子原子核の崩壊粒子の飛跡検出のために新たに開発したビーム軸方向約 2.8 m の大型円筒型ドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber, E80-CDC) を建設する。この E80-CDC は反 K 中間子原子核の崩壊粒子の全運動学の測定における、運動量同定に直結する重要な検出器である。

E80-CDC は先行研究である E15 実験で使った CDC (以下, E15-CDC) の約 3 倍の体積がある。したがって、これまで使っていた可燃性の充填ガス $\text{Ar-C}_2\text{H}_6$ の使用について安全面からの懸念がある。そこで、E80-CDC ではその代替として不燃性の Ar-CO_2 の混合ガスを用いることを検討している。本論文では、E80-CDC の充填ガスとして使用を検討している Ar-CO_2 の基本的ガス特性を確認するとともに、これまで使用してきた ArC_2H_6 との性能比較を行い、その使用可能性について議論した。

ガス増幅シミュレーションである GarField を用いて E80-CDC のセル構造における Ar-CO_2 混合ガス比の変化によるガス増幅率、ドリフト速度、拡散について検討を行った。その結果、 Ar-CO_2 混合ガス比 90:10 の場合がドリフトチェンバーとしての可動域が大きいこと、ドリフト速度が速いことにより E80-CDC の充填ガスとして最適であるということがわかった。一方で、信号の拡散については、 Ar-CO_2 混合ガス比 95:5 $\sim$ 70:30 まで変化させたが大きな変化がないことを確認した。この結果と小型のテストチェンバーによる放射線源を用いた試験を実施して得られた、 Ar-CO_2 混合ガス比 94:6 $\sim$ 82:18 と変化させても十分な検出効率が実現できることを総合的に判断し、E80-CDC の Ar-CO_2 の複数のガス混合比として 90:10 を用いることが最適であると判断した。

飛跡検出器としての性能を判断するために、すでに稼働中で E80-CDC と同じセル構造を持つ E15-CDC に Ar-CO_2 混合ガス比 90:10 を充填して宇宙線の測定を行った。その結果 Ar-CO_2 (90:10) は要求性能である検出効率 $\sim$ 97 %、トラッキング効率 $\sim$ 97 %、位置分解能 $\sim$ 200 μm を満たすこ

とを明らかにした。したがって、E80-CDC において Ar-CO₂ (90:10) が使用可能であると結論づけた。

しかしながら改善すべきことが残っている。本来、CDC の各 Layer 毎で最適の HV 値と閾値 (ASD の V_{th} とオフライン解析時の TOT 閾値) を探索すべきところであるが、本研究では全ての Layer に対して同じ HV 値と閾値を適用し解析を行っていた。したがってかく Layer ごとに最適なパラメーターを決定する必要がある。また、位置分解能が先行研究で使ってきた Ar-C₂H₆ (50:50) を使用した場合と比べ若干悪かった。これは解析手順により改善可能であると考ええる。具体的には今回の解析では XT カーブの補完関数 (とその補正関数) として五次関数を用いたが、早いドリフト時間の領域にまだ補正しきれない成分があることが明らかになった。より正確に補正をするには、単純にはより高次の関数 (例えば七次関数) を用いるか、物理的に適切な関数を特定し使用することである。これらを改善することで十分本実験に耐える性能が出せるであろうと考える。

最後に製作が完了した E80-CDC の宇宙線による試験を実施した。本研究で決定したガス ArCO₂(90:10) を完成した E80-CDC に充填させ、50 日かけて目標の印加電圧 (-2400 V) まで昇圧した。その後、部分的に ASD をつけ、宇宙線により E80-CDC の First Data を取得した。そのデータから宇宙線のトラックを再構築できた。まだノイズを落としきれないこともあり定量的な評価が難しいが、充填ガス Ar-CO₂ (90:10) で E80-CDC が問題なく動作することが確かめられた。

6.2 今後の課題

本研究により、Ar-CO₂ (90:10) が E80-CDC に適した混合比であることが明らかになった。しかしながら上記の通り、HV 値、ASD の V_{th} 、オフライン解析時の TOT 閾値をより詳細に決定する必要がある。これらの決定が喫緊の課題である。また、今回は CDC 読み出し回路の一部を実装した試験のみを実施した。今後 E80-CDC 全体に CDC 読み出し回路を実装したフルコミッションを実行する予定である。これらの課題を解決し、2026 年度に予定されている反 K 中間子原子核 K^-ppn 探索実験 (J-PARC E80) におけるデータ収集を実現する。

第 7 章

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々にご指導、ご協力をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

指導教官である大西宏明教授には、学部 4 年時からお世話になりました。僕から教授室に行って質問をするのが当たり前なところを、毎日のように大西教授の方から私の部屋に来てくれて「進んだか?」といった進捗確認や、「元気?」といった普段の会話、もちろん原子核ハドロン物理に関するお話をしに来てくれました。本当に恵まれた 3 年間だったと感じています。また、GPPU の試験や学振の書類、学会発表の資料、そしてこの修士論文についてセンター長として多忙である中、長時間ご指導していただきました。3 年間本当にお世話になりました、ありがとうございました。

理研の佐久間史典氏、橋本直氏には J-PARC にてこの上なくお世話になりました。E80-CDC の設計者である佐久間氏には CDC を製作していた工場にも連れて行ってもらいました。初めて E80-CDC を見た時の感動は忘れられません。一番の思い出は、いざ E80-CDC に高電圧をかけようとしてもかからず、ワイヤーが切れていることが発覚した頃のことです。J-PARC ハドロン実験施設準備棟 2 階にて、二人で「はいっ!はいっ!...」と声を掛け合いながら、1 本 1 本切れているワイヤーを探しました。佐久間氏は次の日も予定があるにも関わらず、深夜まで付き合ってくださいました。思い出深いです。また、本論文について誰よりも私のことを気にかけてくださいました。細部までコメントもいただきました。普段の生活においては勝手ながら、まるで父親のような存在だと感じておりました。J-PARC では毎日送り迎えをしていただいたり、私の金銭感覚についてのアドバイスまでしてくださりました。また、E80 実験についてもお教授していただきました。佐久間氏がいてくれたおかげで本論文を書き切ることができました。約 1 年半、ありがとうございました。また、橋本氏には解析の面でお世話になりました。私があらぬ解析の方向へ行ってしまった時も正しい方向に軌道修正してくれました。また、J-PARC では時にまるで年の離れたお兄さんのようであり、度重なる私のミスに対しても寛容に接していただきました。また、時には私の身勝手・世間知らずな主張に対しては真剣に橋本氏の意見を私にぶつけていただきました。ありがとうございました。

さらに、この 1 年間は半分以上を J-PARC にて生活していたわけですが、東北大助教の七村拓野氏、大阪大 RCNP 特任研究員の赤石貴也氏の存在は非常に大きなものでした。七村氏、赤石氏

は比較的私と歳も近く話しかけやすく頼りになりました。七村氏には特に、J-PARC に行ってもないころ、ビームライン検出器の動かし方、ガスの管理、データ取得の方法、解析の流れなど、丁寧に説明していただきました。また、CDC に関するデータ取得や、充填ガスの監視、CDC 設置のテント製作等大変お世話になりました。赤石氏とは 2024 年 3 月 (J-PARC E73 実験) のビームタイム前の準備にて DEF、BPC1、BPC2 という検出機を E15-CDS に入れて固定する作業を夜通しで行い、シグナル確認してはおかしな箇所を見つけ取り外し、などを数回繰り返したことを覚えています。大変でした。また赤石氏は E73 実験 (第一ステージ) で博士号を取得していることもあり、ビームタイム期間中は実験の話、解析のアドバイス等を非常に丁寧にいただきました。ありがとうございました。

同室の時安敦史助教には、特に検出器や解析に関する一般的なことをご指導いただきました。各研究グループで解析の方法は十色だからということで、共通して言えることをご教授してくれました。また、私は一晩中研究室に籠る時も多々あったのですが、時安氏も朝までいることが多く、深夜でも独りで怖くなるということが無く非常に助かりました。宮部助教はよく研究室でのイベント等を企画していただき、楽しい時間を過ごすことができました。本論文で頭がいっぱいの中、気分転換ということで年越しそばを、そば粉から作って M2 同期と宮部さんと食べたことは非常に良い思い出です。

理研の馬越氏、KEK の山我拓巳氏にはミーティングの際によくご指摘いただき、本研究を進めるにあたって大変助かりました。馬越氏はいつも笑顔で接していただき、馬越氏の鋭い物理的な洞察力による仮説を聞くことは非常に刺激になりました。また、私の拙い波形解析に関して、「波形解析によって時間分解能の限界を越えることができる、興味があれば！」とお声がけしていただきました。ありがとうございました。山我氏は特にミーティングにて私にとって怖い存在でした。普段お会いする時はコミカルで楽しく接していただいていたのですが、ミーティングになると痛い質問を毎回のようにつけてきてくれました。また、修論発表会直前にはビームタイム中であるにも関わらず、つきっきりで位置分解能とトラッキング分解能と運動量分解能の関係と要求性能について指導していただきました。山我氏は K 中間子原子核で博士号を取得し、その後も K 中間子の Mesonic Decay についても論文を書いている K 中間子原子核の 1 番のエキスパートだと感じています。いつもクリティカルなおっしゃっていただき、その度に自分は何て甘い考えをしていたんだと反省させられました。ありがとうございました。

同研究センターの先輩である東方海露氏、郷家大雅氏は家の方向が一緒のこともあり、しばしば自転車で共に帰宅しました。お二人とも普段はふざけていて非常識です。郷家氏は、グループが異なるにも関わらずよく気にかけていただきました。東方氏、郷家氏は宮部助教と共にイベントの企画もたくさんしていただき、3 人のおかげで研究室生活がとても充実していました。他の先輩の皆さんにも大変感謝しております。ありがとうございました。

そして何より、同期の工藤氏、堀田氏とは研究室が異なるのにも関わらず、研究の話からくだらない話までできる仲で、研究室生活を楽しく過ごすことができました。こんなに毎日研究所にコンスタントに来て、夜飯も一緒に食べに行き、コミュニケーションをとってきた世代は私たち以外

にいないのではないのでしょうか。修論の締切の時期は2人がいたから励まし合いながら乗り越えられました。本当に感謝しております。二人とも今後のご活躍を期待しております。

最後に、大学院修了まで金銭的、精神的に支えてくださった母に最大限の感謝を表します。1年間の浪人時代、大学と大学院の6年間で健康に過ごすことができたのも、母のおかげです。この6年間で大変色々なことを学ばせていただきました。ここで学んだことを活かして今後とも精進していきたいと思います。本当にありがとうございました。

第 A 章

ワイヤードリフトチェンバーの動作原理

本章ではワイヤードリフトチェンバー（以下、ドリフトチェンバー）に入射した粒子が信号となりワイヤーに伝わるまでの原理を記す。加えて、ドリフトチェンバーによって位置情報を得る際の原理も記す。

一般に、ドリフトチェンバー等の、ワイヤーの周りに高電場をかけて信号を得るタイプの検出器では 1. 一次電子の発生、2. 一次電子のドリフト、3. 電子雪崩による増幅という 3 つの段階を経る。以下にこの 3 つの段階について、個々に簡単に説明する。ここでは本研究で主に扱った Ar-C₂H₆ 混合ガスと Ar-CO₂ 混合ガスに主に注目して説明する。

A.1 一次電子の発生

ドリフトチェンバーに入ってきた荷電粒子はチェンバーに充填してあるガスと電磁相互作用をする。それによってガス中の原子、分子にエネルギーを渡すことで電離させ、一次電子を発生させる。入射荷電粒子が媒質中で X cm 進んだ時に生ずる、平均的な電磁相互作用（クーロン相互作用）によるエネルギー損失は Bethe-Bloch の式から得られる。

$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} \right) - 2\beta^2 \right], \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{mc^2} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 N はアボガドロ数、 m と e は電子の質量と素電荷、 Z , A , ρ はそれぞれ原子番号、原子量、媒質の物質密度である。 I は平均電離ポテンシャルと呼ばれる物理量である。 z , β は入射粒子の電荷と速度である。単位電荷あたりでは、 $K = 0.154 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ である。この式をいくつかの媒質に当てはめたのが図 A.1 である。

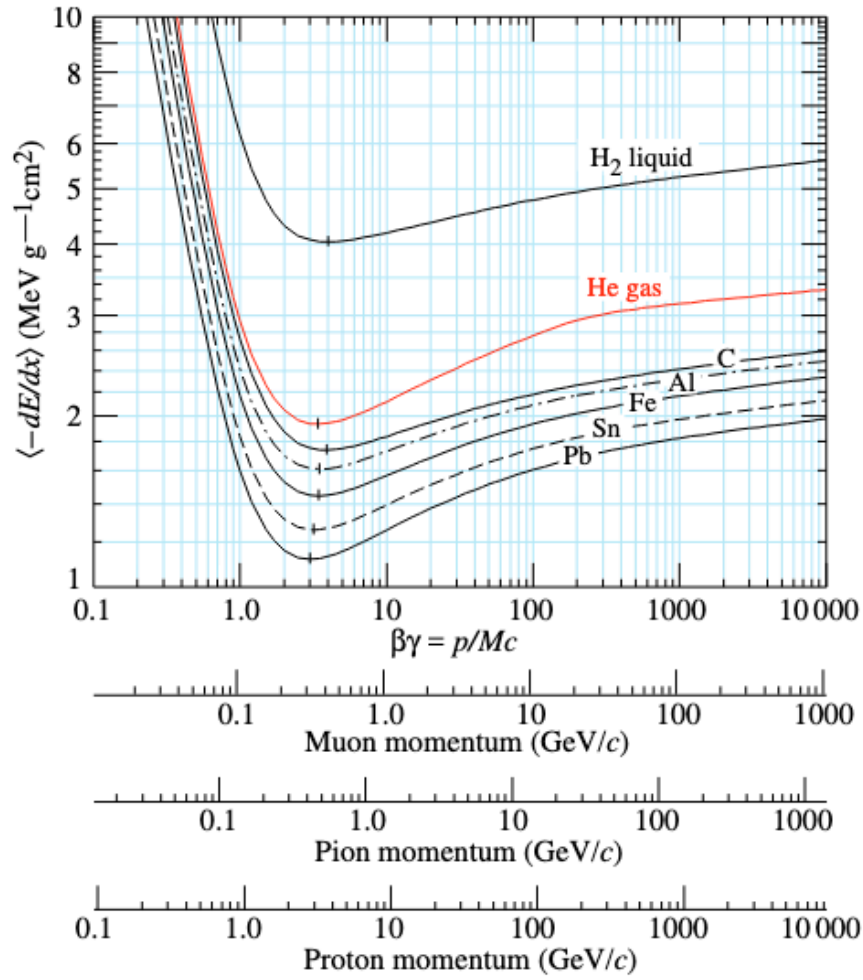


図 A.1: 電磁相互作用によるエネルギー損失 [1]

ここで、表 A.1 に標準状態における気体の諸特性を示す。ここで、 E_{ex} は最小励起エネルギー、 E_i は最小電離エネルギー、 I_0 は 1 電子あたりの平均有効電離ポテンシャル ($I_0 = I/Z$)、 W_1 は 1 イオン対あたりのエネルギー損失、 $(dE/dx)_0$ は最小エネルギー損失、最小エネルギー損失におけるエネルギーでの 1 cm の飛行あたりに生成される第一イオン対の数が n_p 、最小エネルギー損失におけるエネルギーでの 1 cm の飛行あたりに生成されるイオン対総数が n_T である。電離で生じた電子のエネルギーが 100 eV 以上ある場合、その電子はさらに原子や分子を電離させることができる。一般に n_T は n_p の 2 倍から 7 倍となる。

表 A.1: 気体の物理特性 [43]

Gas	Z	A	ρ (g/cm ³)	E_{ex} (eV)	E_i (eV)	I_0 (eV)	W_1 (eV)	$\frac{dE}{dx}_0$ (keV/cm)	n_p (cm ⁻¹)	n_T (cm ⁻¹)
H ₂	2	2	8.38×10^{-5}	10.8	15.9	15.4	37	0.34	5.2	9.2
He	2	4	1.66×10^{-4}	19.8	24.5	24.6	41	0.32	5.9	7.8
N ₂	14	28	1.17×10^{-3}	8.1	16.7	15.5	35	1.96	(10)	56
O ₂	16	32	1.33×10^{-3}	7.9	12.8	12.2	31	2.26	22	73
Ne	10	20.2	8.39×10^{-4}	16.6	21.5	21.6	36	1.41	12	39
Ar	18	39.9	1.66×10^{-3}	11.6	15.7	15.8	26	2.44	29.4	94
Kr	36	83.8	3.49×10^{-3}	10.0	13.9	14.0	24	4.60	(22)	192
Xe	54	131.3	5.49×10^{-3}	8.4	12.1	12.1	22	6.76	44	307
CO ₂	22	44	1.86×10^{-3}	5.2	13.7	13.7	37	3.01	(34)	91
CH ₄	10	16	6.70×10^{-4}	15.2	15.2	13.1	28	1.48	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58	2.42×10^{-3}	10.6	10.8	10.8	23	4.50	(46)	195

第一のイオン化衝突が発生し、媒質内で電子-イオン対を生成する。このとき、放出された電子が十分なエネルギー（媒質のイオン化電位より大きい）を持つ場合、更なるイオン化を引き起こし、二次イオン対を生成する。この二つの寄与の合計が全イオン化と呼ばれる。全イオン対数は次式で表現できる。

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (\text{A.2})$$

ここで、 ΔE は考慮するガス体積内の総エネルギー損失である。気体混合物に対しては、単純な組成法則を適用できる。例として、最小電離粒子が Ar-CO₂ の 90:10 混合物の厚さが 1 cm の場合における第一イオン対および全イオン対の数を計算する。

$$n_T = \frac{2440}{26} \cdot 0.9 + \frac{3010}{37} \cdot 0.1 = 91 \text{ pairs/cm}, \quad (\text{A.3})$$

$$n_p = 29.4 \cdot 0.9 + 34 \cdot 0.1 = 30 \text{ pairs/cm}. \quad (\text{A.4})$$

また、Ar-C₂H₆ (50:50) に関しては [44] に 1 大気圧下での W_i が測定されており、約 25.1 eV である。ここまで荷電粒子の電磁相互作用を考えてきたが、例えば光子 (γ 線や X 線) も物質と相互作用する。相互作用の種類は 3 つで、光電吸収、コンプトン散乱、電子陽電子対生成である。光電吸

収は数 keV～100 keV の領域で主である。それ以上になる光電吸収の割合は小さくなり、ほとんどコンプトン散乱となる。1.02 MeV を超えると電子陽電子対生成も生じ始める。光電吸収時は光子のエネルギーが媒質原子に全て渡される。ここで、よく検出器の動作確認用に用いられる ^{55}Fe 線源を考える。 ^{55}Fe は半減期 2.737 年で 5.9 keV の X 線を放出する。このエネルギー帯の光子は媒質中原子に一定の確率で光電吸収され 5.9 keV をその原子に渡す。媒質中でこの 5.9 keV は基本的に全て電離に使われる。Ar- CO_2 の 90:10 混合ガスに 5.9 keV を渡した時、生じる全イオン対は

$$n_T = \frac{5900}{26} \cdot 0.9 + \frac{5900}{37} \cdot 0.1 = 220 \text{ pairs/cm}, \quad (\text{A.5})$$

となる。5.9 keV 全て使われた場合は上式のように計算できるが、実際には 5.9 keV の光子が最も相互作用する確率が高いのは K 殻電子であり、この光電効果の際に出てくる電子のエネルギーは K 殻の束縛エネルギー 3.2 keV 分を差し引いた 2.7 keV である。この 2.9 keV の電子がさらに電磁相互作用によってエネルギーを他の電子に移行していくことを繰り返す。5.9 keV 全て使われる場合というのは、光電効果の際に原子に渡した 2.9 keV が原子自身の電子にエネルギーを与え、その電子（オージェ電子）が飛び出し、他の原子の電子にエネルギーを移行ししていく場合と、空いた K 殻に外殻（最も高確率なのは L 殻）の電子が脱励起し、特性 X 線（L 殻からの場合、 KX 線（2.94 keV））を出し、その X 線が光電効果をしてさらに電子を出していく場合がある。 KX 線が生じた場合、原子に余ったエネルギー $3.2 - 2.94 = 0.24$ keV によってさらにオージェ電子が生じてその電子がさらに電離に寄与する。この KX 線がこれ以上相互作用せずに検出器から逃げていく場合がある。その際、5.9 keV 中電離に使われるエネルギーは 2.94 keV であり、 n_T も逃げた KX 線のエネルギー分減少する。エネルギースペクトルを測定した場合は 5.9 keV と 2.94 keV にピークが現れる（エスケープピーク）。

A.2 一次電子のドリフトと拡散

電場がない場合、生じた一次電子のエネルギー分布は以下のように表せる：

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon}e^{-\frac{\epsilon}{2kT}} \quad (\text{A.6})$$

電子が分子に衝突し熱平衡化する。初めに N 個の電子があったとき、時間 t 後に距離 x から $x+dx$ のあいだに見つかる電子の数 dN は、

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (\text{A.7})$$

ここで D は拡散係数であり、電子の熱運動による速度と平均自由行程に比例する量である。この分布の分散 σ は

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad (\text{A.8})$$

であり、ドリフトチェンバーの位置分解能の限界を決める要因の一つである。実際には検出器本来の位置分解能 R_{pos} は一次電子数 n_T も考慮した以下の量に比例する：

$$R_{\text{pos}} \propto \frac{\sigma}{\sqrt{n_T}} = \sqrt{\frac{2Dt}{n_T}} \quad (\text{A.9})$$

電場がある場合、電子は電場 E によって加速され運動エネルギーが熱平衡エネルギーより大きくなる。電子の自由行程は短いため、すぐに分子と衝突しエネルギーを失う。よって、電場が弱いときは電子のエネルギーは高くない。電子のドリフト速度 v は運動量変化と力積 $\Delta p = \int F dt$ より、以下の式が成り立つ。 τ は電子が分子と衝突したあと、次の衝突をするまでの時間である。

$$v = \frac{e}{m} E \tau \quad (\text{A.10})$$

衝突の断面積は、電場とガスの種類によって大きく変わる。そのため、他のガスが少量混入すると電子のドリフト速度 v は大きく変わる。イオン化を伴う衝突がほとんど無視できる場合、電子のエネルギー分布は

$$F(\epsilon) = C \sqrt{\epsilon} \exp \left(- \int \frac{3\Lambda(\epsilon) d\epsilon}{[eE\lambda(\epsilon)]^2 + 3kT\Lambda(\epsilon)} \right) \quad (\text{A.11})$$

$\Lambda(\epsilon)$: 衝突で電子が失うエネルギー

$\lambda(\epsilon)$: 平均自由行程

N : 単位体積あたりのガスの分子量

$\sigma(\epsilon)$: 衝突断面積と表せる。弾性散乱および非弾性散乱の断面積がわかると、 $F(\epsilon)$ が計算できる。これにより、ドリフト速度 v と拡散係数 D は、 u をエネルギー ϵ のときの電子の瞬間速度としたときそれぞれ以下のようになる。

$$v(E) = - \frac{2eE}{3m} E \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial (F(\epsilon) u^{-1})}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (\text{A.12})$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{A.13})$$

一般にこれらを手計算で求めるのは難しいため、ガスシミュレーションツール「Garfield」等を用いて計算する。

A.3 電子雪崩による増幅

電子がドリフトしてワイヤーのごく近傍領域に到達し、電場が $10^4 \sim 10^5$ V/cm を超えると、多くの電子が衝突間で十分なエネルギーを得ることができ、非弾性現象、様々な種類の励起、そしてイオン化を引き起こす。イオン化の確率は、閾値を超えると急激に増加し、ほとんどの気体で約 100 eV (図 A.2 参照) で最大値に達する。

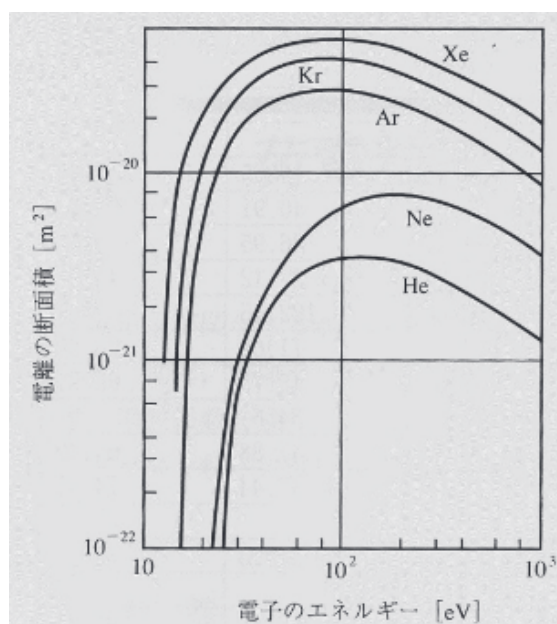


図 A.2: 各原子に対する電子衝突電離の反応断面積 [2]

イオン化の平均自由行程は、電子がイオン化衝突するまでに移動する平均距離として定義される。イオン化の平均自由行程の逆数は、第一次タウンゼント係数と呼ばれ、慣例的に α と書き、単位ドリフト長あたりに生成されるイオン対の数を表す。実効電場 E/P の関数としての α/P の値が図 A.3 に、電子のエネルギー ϵ に対する α/P の依存性が図 A.4 に示されている。

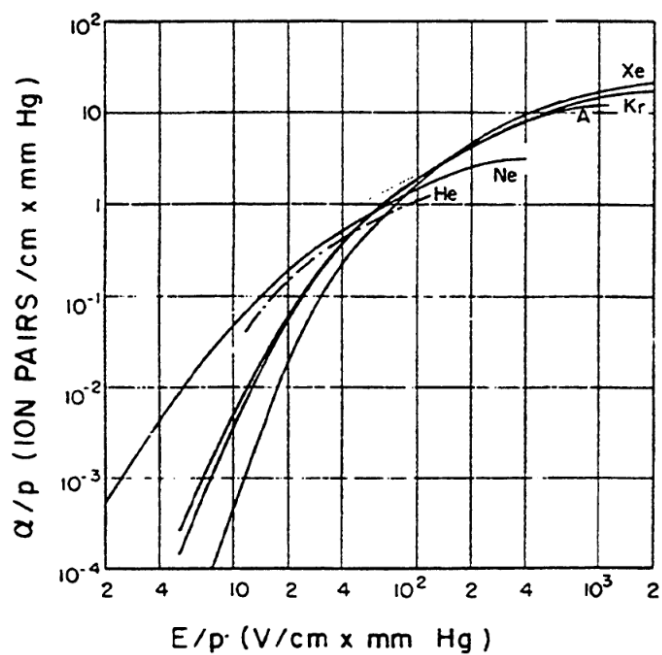


図 A.3: 第一タウンゼント係数の電場依存 [43]

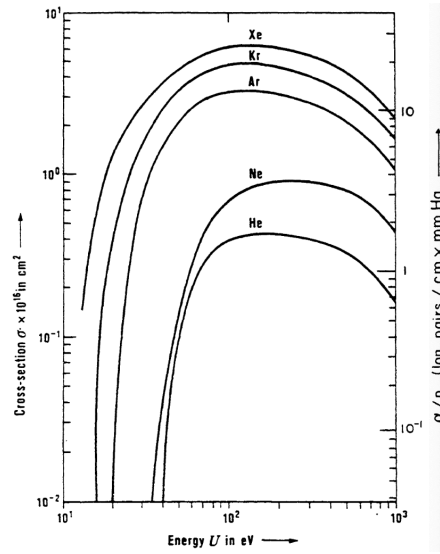


図 A.4: 電離断面積と第一タウンゼント係数の電子のエネルギー依存 [43]

平均自由行程 α^{-1} の後、1つの電子-イオン対が生成され第一のイオン化で生じた電子と合わせて電子は2個になる。2つの電子が再びドリフトを続け、さらに1つの平均自由行程の後に2つのイオン対を生成し、この過程が続く。これが電子雪崩である。位置 x において n 個の電子が存在するとすると、路程 dx における増加数 dn は $dn = n\alpha dx$ で与えられる。積分により、次式を得る：

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad \text{または} \quad M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (\text{A.14})$$

ここで M は増幅率を表す。不均一な電場の場合、 $\alpha(x)$ として、式 (3.) は次のように修正される：

$$M = \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (\text{A.15})$$

イオンと電子のドリフト速度の大きな差（約 1000 倍）および気体中の移動電荷の拡散を考慮すると、電子雪崩の形が得られる（図 A.5）。すべての電子は滴状の電荷分布の先端部分に集中し、正イオンは後部に位置する。正イオンは数を減少させながら後方に広がる。

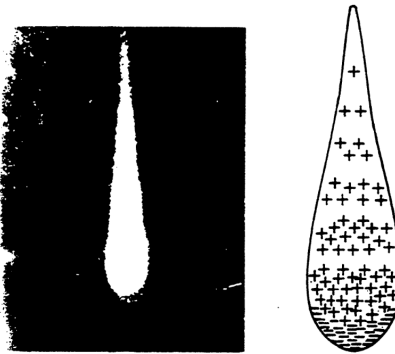


図 A.5: 電子雪崩の形 [45]

また、一般に比例計数管やドリフトチェンバーでは増幅率は $M = 10^4 \sim 10^5$ のオーダーで動作させる。これについては次の小節で述べる。

A.4 クエンチガスの必要性

ここではなぜ希ガス以外のガス、特に分子構造を持つガスを混ぜる必要があるのかを説明する。

A.4.1 紫外光子の発生と Penning Transfer

これまで、一次電子は高電場領域で十分にエネルギーを得るとガス原子と相互作用した際に電離(イオン化)を引き起こし、二次電子を生じさせ、さらにその二次電子がエネルギーを得て三次電子を、、、というように電子雪崩を述べてきた。しかし、実際は相互作用の結果生じるのは電離だけではない。ガス原子・分子を励起させることもある。すなわち、 $e^- + A \rightarrow A^+ + 2e^-$ で表される電離に加えて $e^- + A \rightarrow A^*$ という励起もあるのである。希ガス A とガス B の混合ガスを仮定した時、励起された A^* は以下の電離を引き起こすと考えられる。

$$A^* + A \rightarrow A_2^+ + e^- \quad (\text{A.16})$$

$$A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^- \quad (\text{A.17})$$

$$A^* \rightarrow A + \gamma \quad (\text{A.18})$$

$$A^* \rightarrow A + \gamma, \quad \gamma + B \rightarrow B^+ + e^- \quad (\text{A.19})$$

ただし、式 (A.19) が起こるのは A の発する光子のエネルギーよりも B のイオン化エネルギーが小さい時のみである。これらを Penning Transfer と呼ぶ。このように、混合ガスの場合には実際の増幅率は単なるタウンゼント係数 α だけでは説明できず、この penning transfer の効果を考慮しなければならない。

A.4.2 紫外光子による放電

先の議論の中の式 (A.18) において励起されたガス原子が光子を発することを見た。この光子は波長が紫外光領域(数 10 nm～200 nm)である。一般にエネルギー帯は数 eV から 2～30 eV である。この紫外光がチェンバー内に広がり、他のガス原子やカソードなどの物質と相互作用し光電子が生じると、この光電子が一次電子となって一つの事象において二度目の電子雪崩が起きて意図しない、不要な信号を検出してしまうことになる。これは望ましくない。また、一般に増幅率が 10^6 を超えるとそれは比例計数管やドリフトチェンバーの期待する増幅領域から外れる。というのも、比例計数管やドリフトチェンバーは位置を正確に知るための検出器である。にもかかわらず、増幅率が 10^6 を超えた頃から紫外光がもはやあたり一面に広がり、電子雪崩も空間的に広がってしまう。

その結果、欲しい位置の情報が消え失せ、最悪の場合際限無く電子雪崩が起き放電し検出器を痛める。

このような事態を避けるために、紫外光による 2 度目の電子雪崩は防ぐことが必要である。このために希ガスの他に高分子ガスを混ぜる。このような目的のために加えられるガスをクエンチガスと呼び、 $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ 、 CH_4 、 C_2H_6 、 $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ 、メチラール $(\text{OCH}_3)_2\text{CH}_2$ 、 CO_2 等の有機ガスがよく用いられる。このような分子は紫外光子として $100 \text{ nm} \leq \lambda \leq 200 \text{ nm}$ ほどの波長のものを吸収する。吸収したエネルギーはその分子の回転エネルギーや振動エネルギーになる。

A.5 ドリフトチェンバーについての基礎的事項

A.5.1 時間情報から位置情報へ

ドリフトチェンバーの指導原理は、入射粒子の通過時刻と検出信号の時間差 Δt が一次電子の発生点とアノードワイヤーとの距離との間に正確な相関関係があることである。荷電粒子によって時間 t_0 に生成された電子は、電場に対して速度 w で移動し、陽極ワイヤーに到達し、そこで電子雪崩の増幅が時間 t_1 に発生する。陽極ワイヤーに対する軌跡の座標 x は、次のように与えられる：

$$x = \int_{t_0}^{t_1} w \, dt, \quad (\text{A.20})$$

ドリフト速度 w が一定の場合、この式は $x = (t_1 - t_0)w$ に簡略化される。空間と時間の線形関係が得られることは非常に便利であり、解析が単純になる。これは一様な電場を持つ構造で実現可能である。このように全ての検出領域で一様な電場を作るために、ドリフトチェンバーでは単位区間すなわち「セル」と呼ばれる構造を並べる。衝突型ビーム加速機実験や、ビームを固定標的に衝突させてその後の事象を追うという目的のために、円筒型のドリフトチェンバーがよく使われる。円筒の軸はビーム軸と一致させる。基本的にはカソードワイヤーとアノードワイヤーはビーム軸と並行に張る。ビーム軸方向に対する位置の情報を得たい場合、これに加えてやや傾けたワイヤー (ステレオワイヤー) の層も作る。

A.5.2 運動量解析法

粒子の運動量を導出するために、ビーム軸方向に磁場をかける。円筒型ドリフトチェンバーから得られる飛跡の曲率半径から運動量が得られる。今、電場ゼロでビーム軸方向に並行な向きに大きさ B の磁場の下での電荷 q で磁場に垂直方向に運動量 p_T を持つ荷電粒子の運動を考える。この粒子の磁場に垂直な平面内の運動は円運動である。円運動の半径を r とすると、運動方程式は

$$\frac{p_T^2}{mr} = q \frac{p_T}{m} B \quad (\text{A.21})$$

と書けるので、すなわちビーム軸方向の運動量 p_T は

$$p_T [\text{kg} \cdot \text{m/s}] = qBr [\text{C} \cdot \text{T} \cdot \text{m}] \quad (\text{A.22})$$

となる。 p_T の単位を GeV/c にしたいので式 A.22 において単位を明示的に示した。 $p_T [\text{kg} \cdot \text{m/s}] \rightarrow p'_T [\text{GeV}/c]$ という変換をする。ここで p_T, p'_T は無次元量であり、

$$\begin{aligned} p'_T &= p_T [\text{kg} \cdot (\text{m/s}) \cdot c/\text{GeV}] \\ &= p_T [\text{kg} \cdot (\text{m/s}) \cdot 3 \times 10^8 (\text{m/s}) / (10^9 \times [\text{C} \cdot \text{V}])] \\ &= p_T \frac{0.3}{e} [\text{kg} \cdot (\text{m/s})^2 / (\text{C} \cdot \text{V})] \\ &= p_T \frac{0.3}{e} [\text{J/J}] \\ &= p_T \frac{0.3}{e} \end{aligned}$$

と変換できる。式 A.22 において q を素電荷 e とすると、

$$p_T [\text{kg} \cdot \text{m/s}] = \frac{e}{0.3} \times p'_T [\text{GeV}/c] = eBr [\text{C} \cdot \text{T} \cdot \text{m}] \quad (\text{A.23})$$

となり、 p'_T を改めて p_T と表記すると

$$p_T [\text{GeV}/c] = 0.3 \cdot Br [\text{T} \cdot \text{m}] \quad (\text{A.24})$$

となる。すなわち磁場の大きさが既知であれば (E80-CDS 内の磁場は 0.7 T) ドリフトチェンバーで再構成した飛跡の曲率半径 r を解析で求めることで運動量がわかる。

A.5.3 運動量分解能

運動量は飛跡の曲率半径から求める。すなわち運動量分解能はドリフトチェンバーの位置分解能と直結している。また、運動量分解能は運動量自身にも依存する。これは図 A.1 に見られる通り、荷電粒子が検出器に落とすエネルギーはその荷電粒子の運動量に依存することが原因である。荷電粒子の落とすエネルギーが小さければ一次電子数 n_T が減少し、結果的に式 A.9 に示す通り位置分解能 R_{pos} が悪くなる (例えば図 2.16 参照)。逆も然りである。

第 B 章

全 15Layer の図

本章では本文に載せることができなかった全 15Layer の図を載せる。

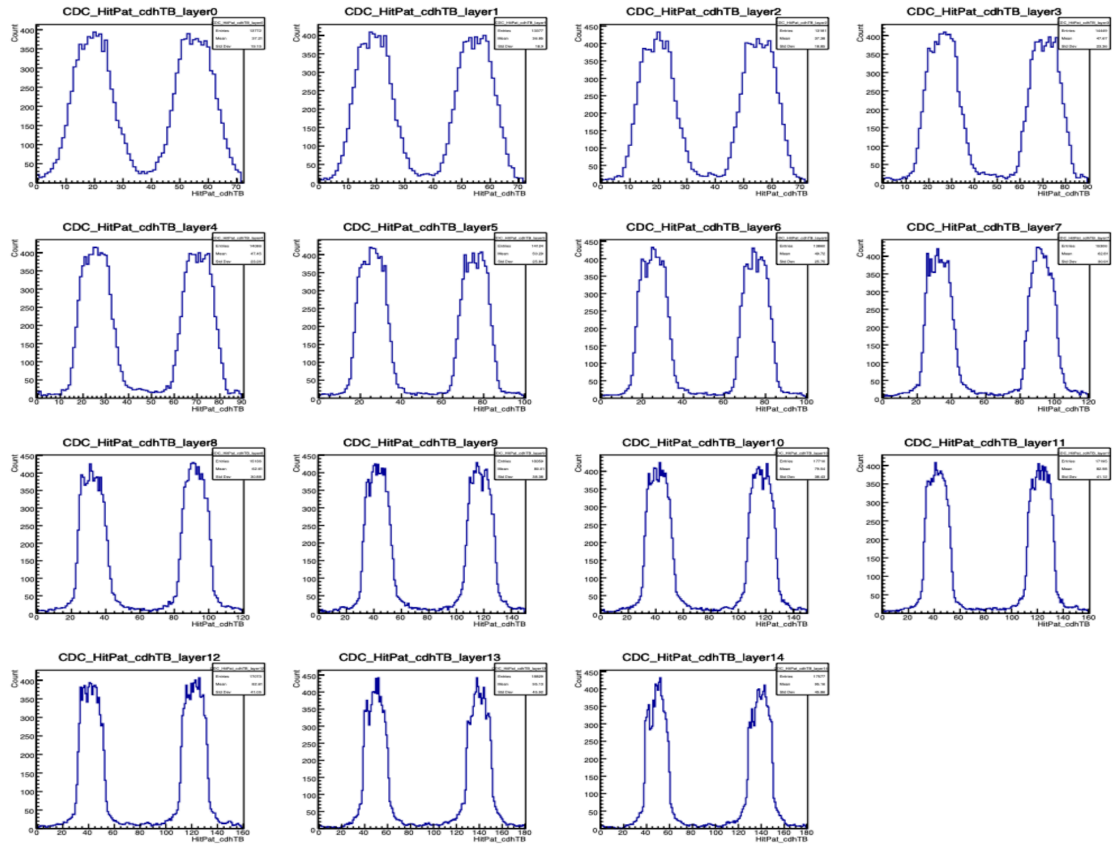
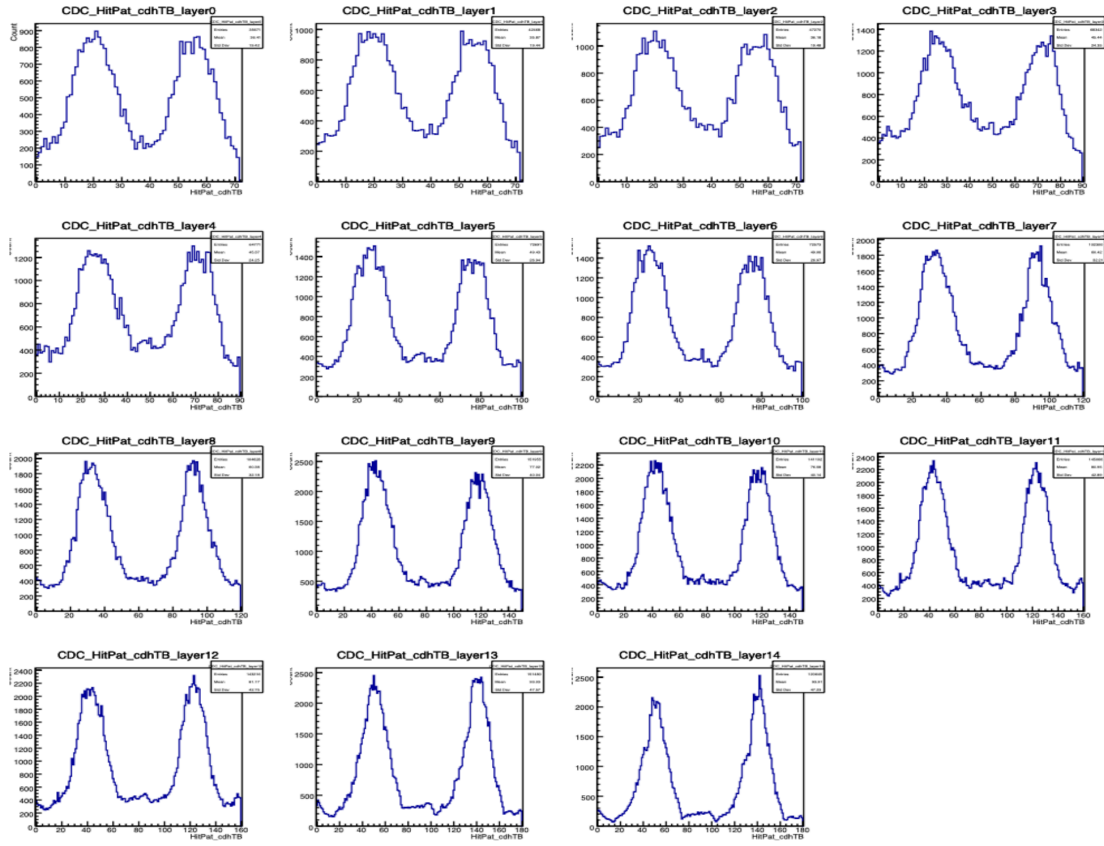
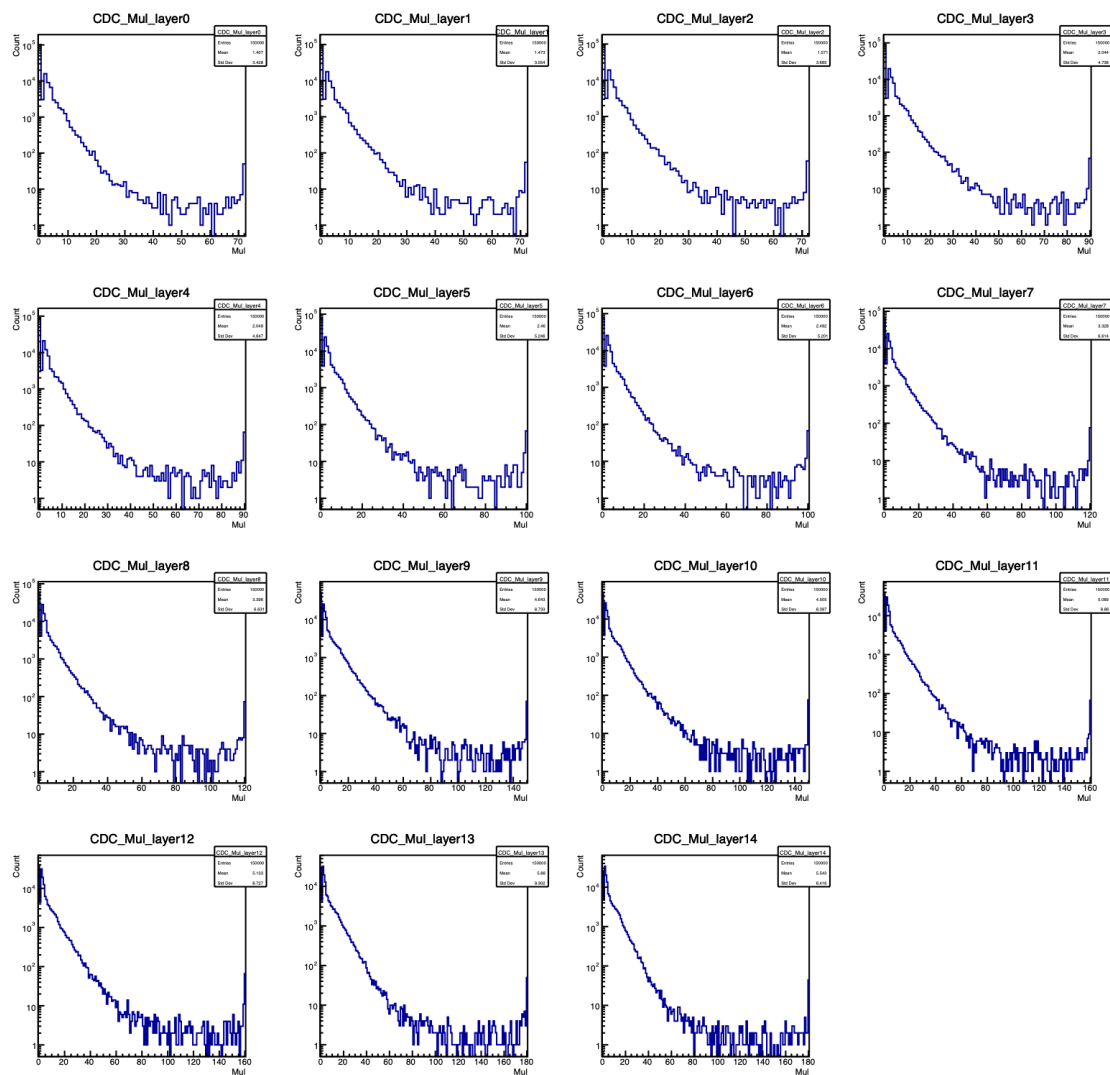
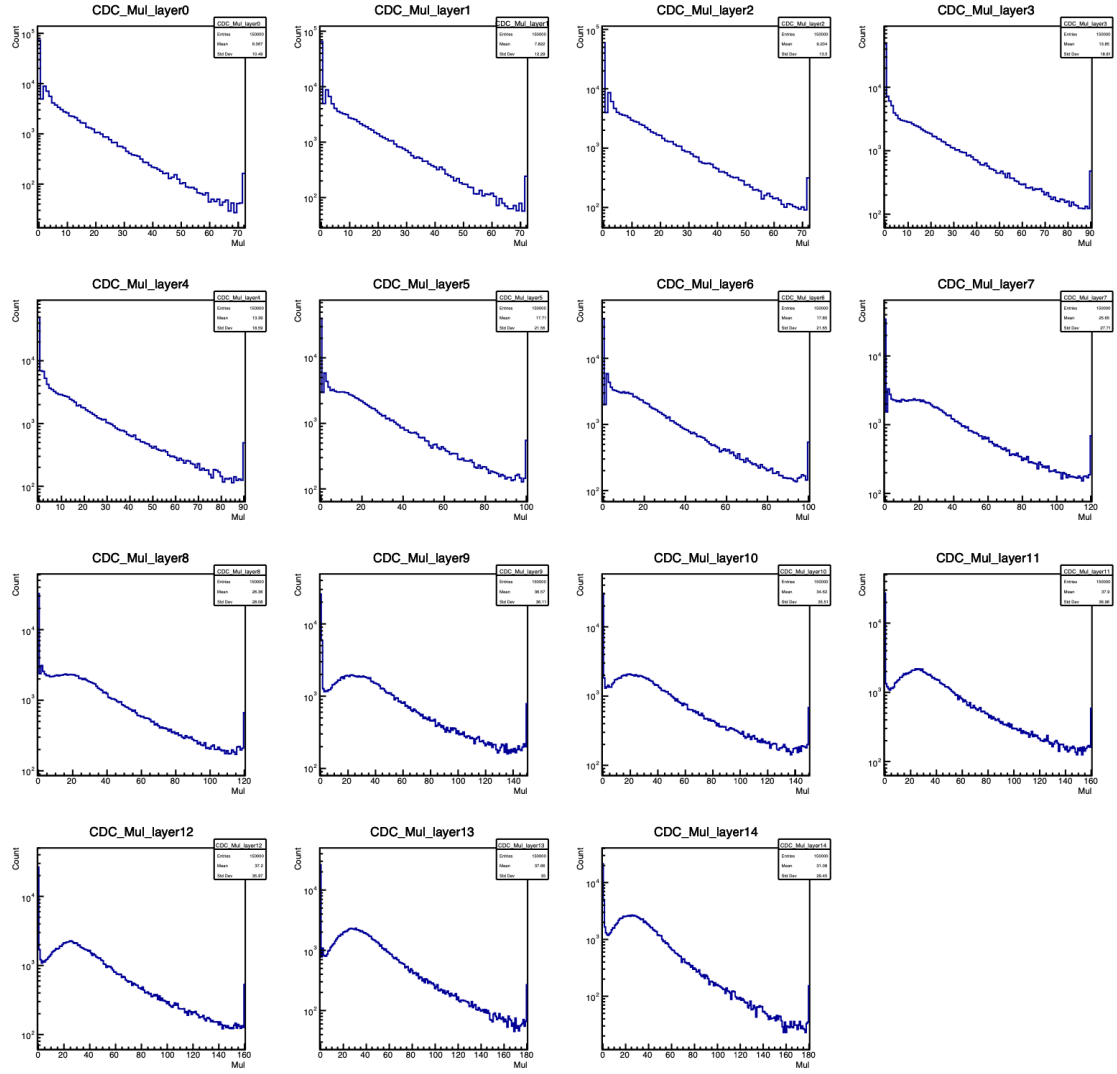
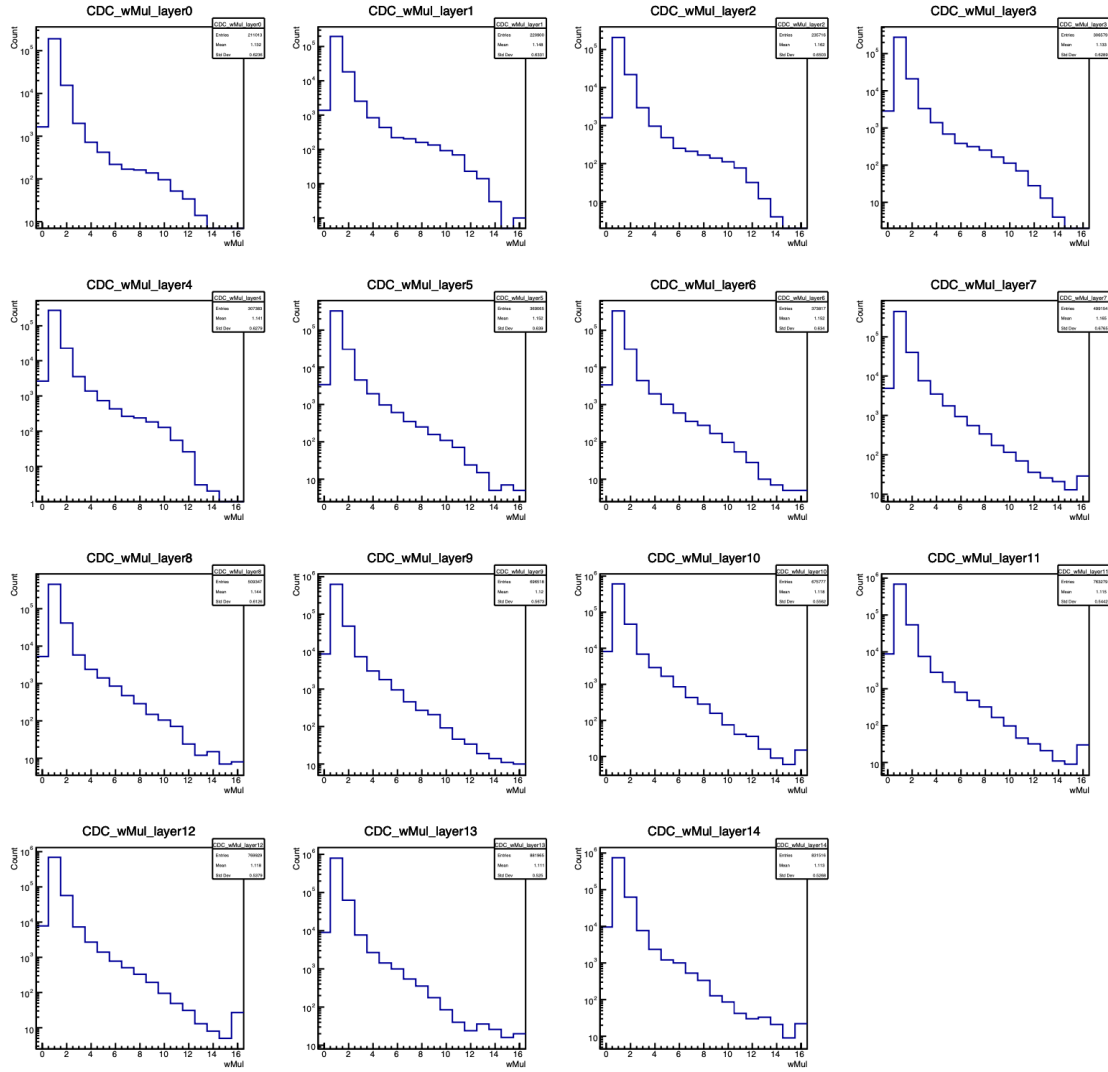


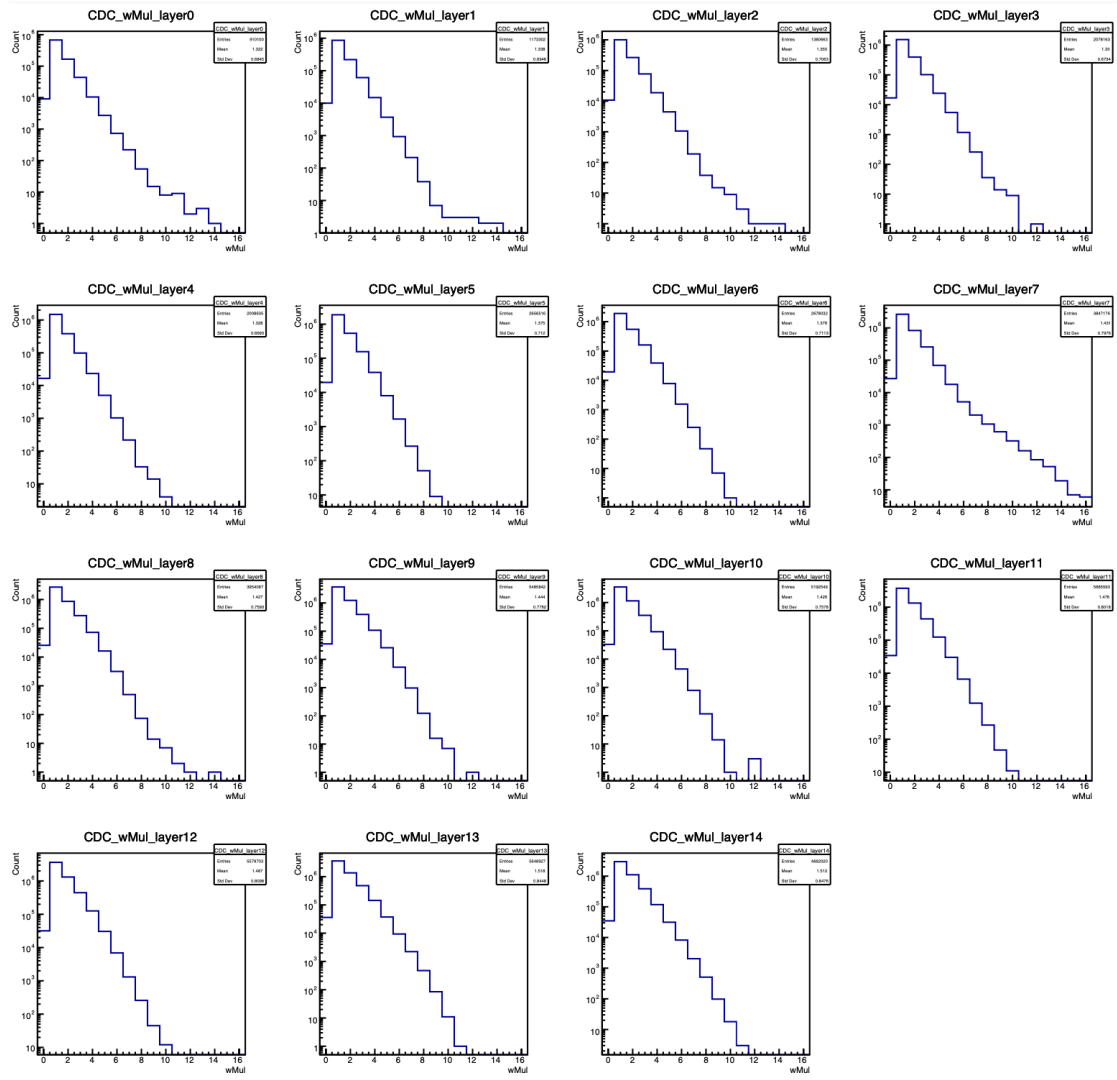
図 B.1: Hit Pattern (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)

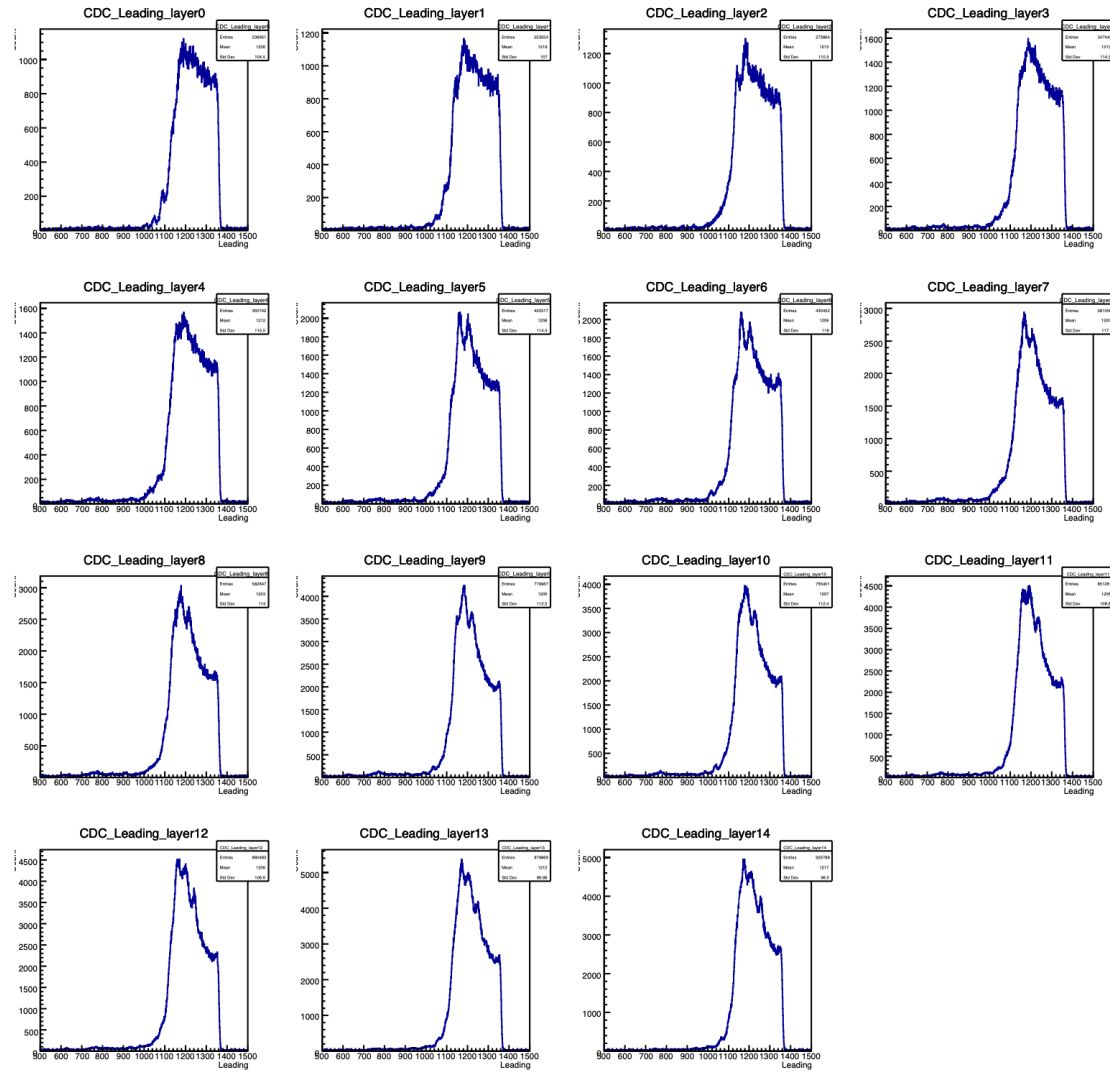
図 B.2: Hit Pattern (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

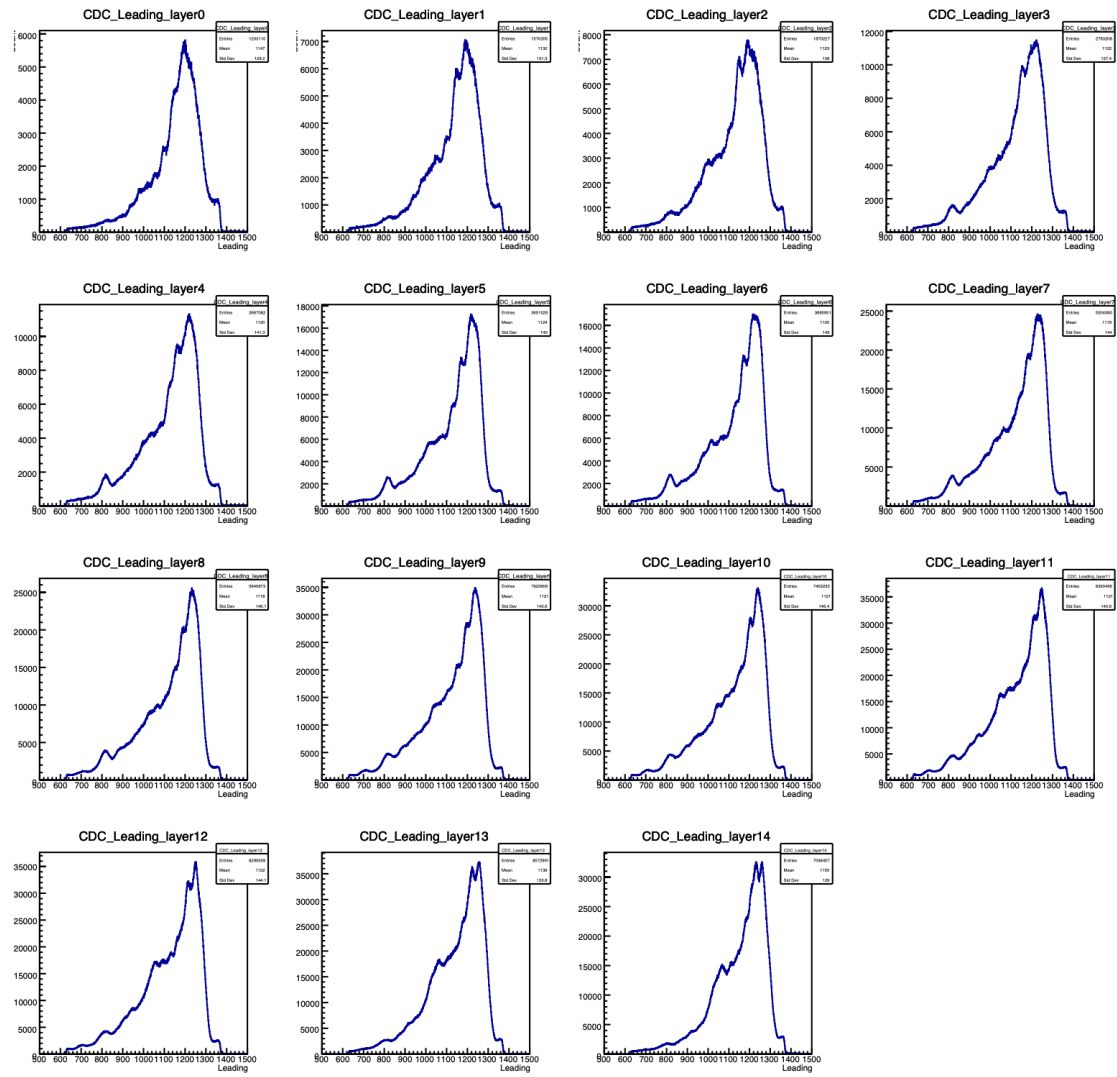
図 B.3: Layer Multiplicity (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)

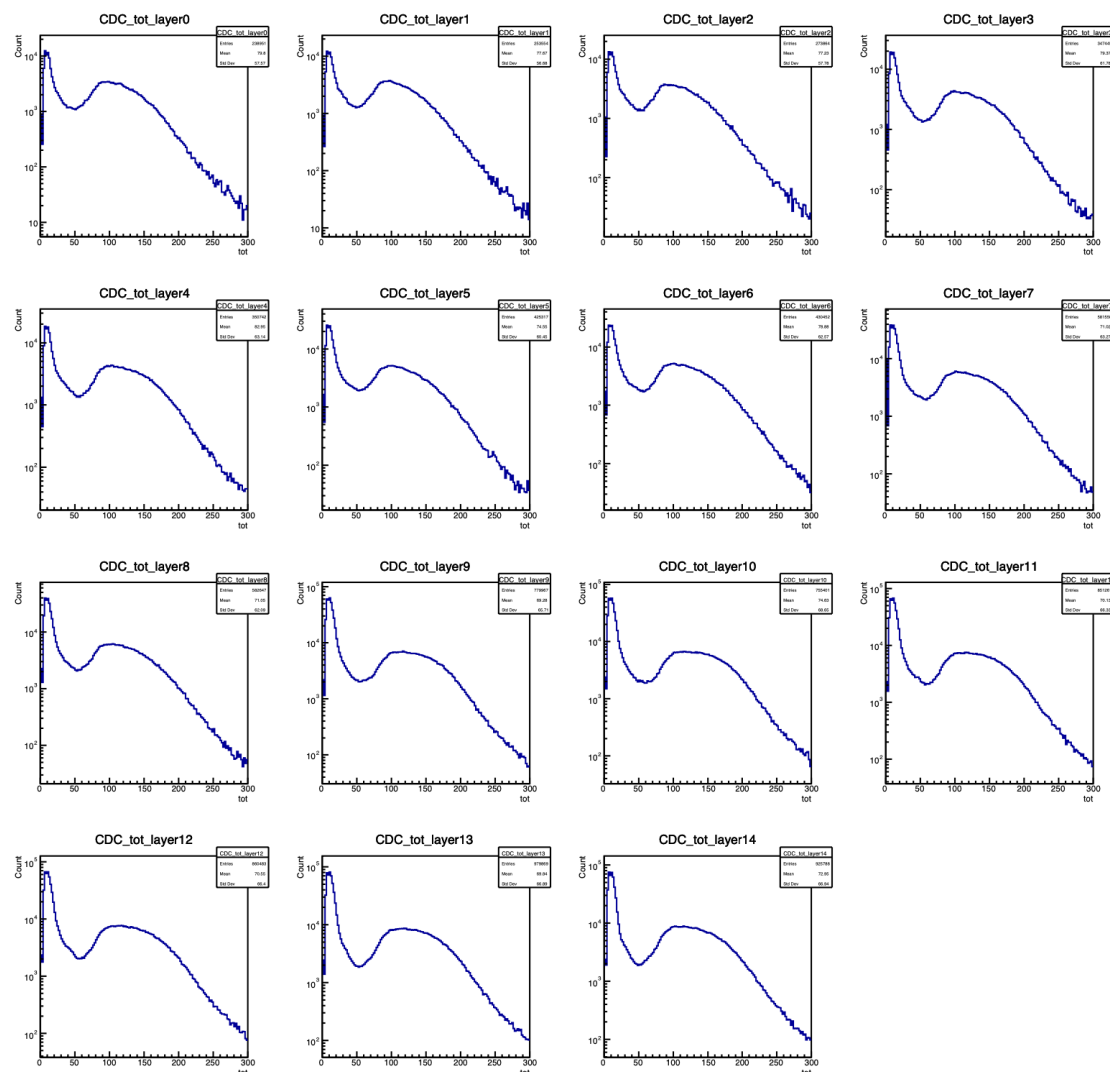
図 B.4: Layer Multiplicity (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

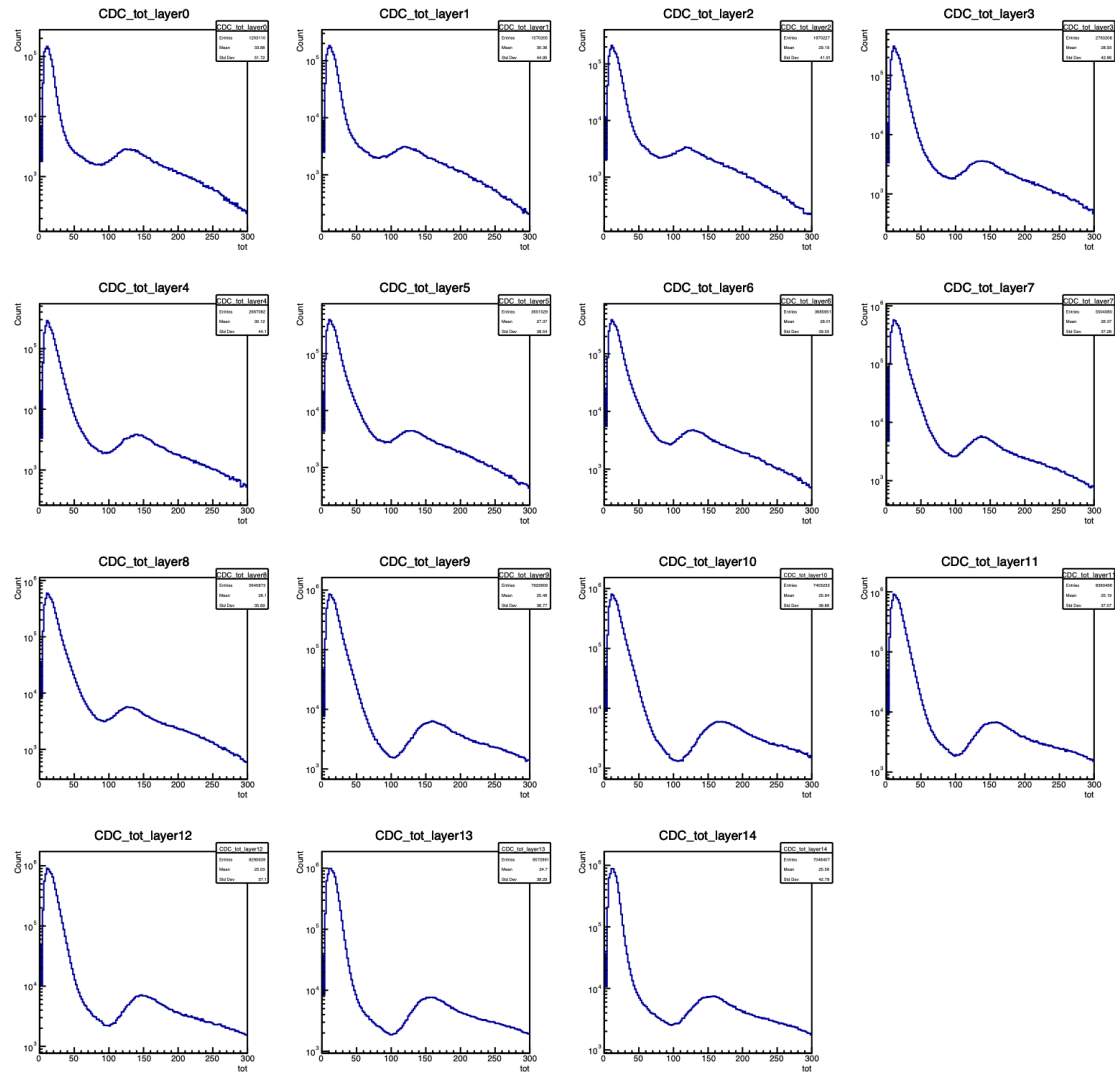
図 B.5: Wire Multiplicity (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)

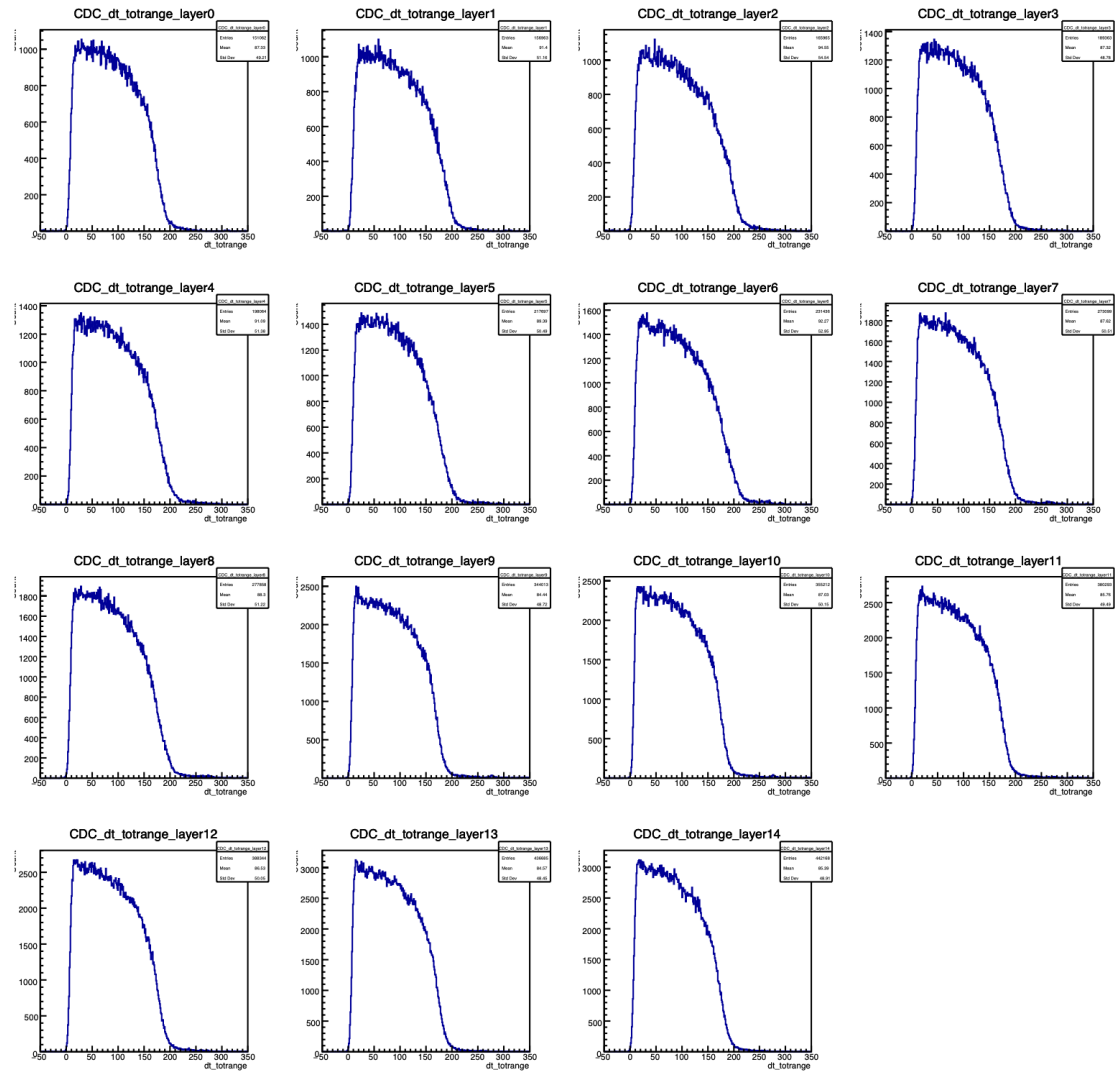
図 B.6: Wire Multiplicity (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

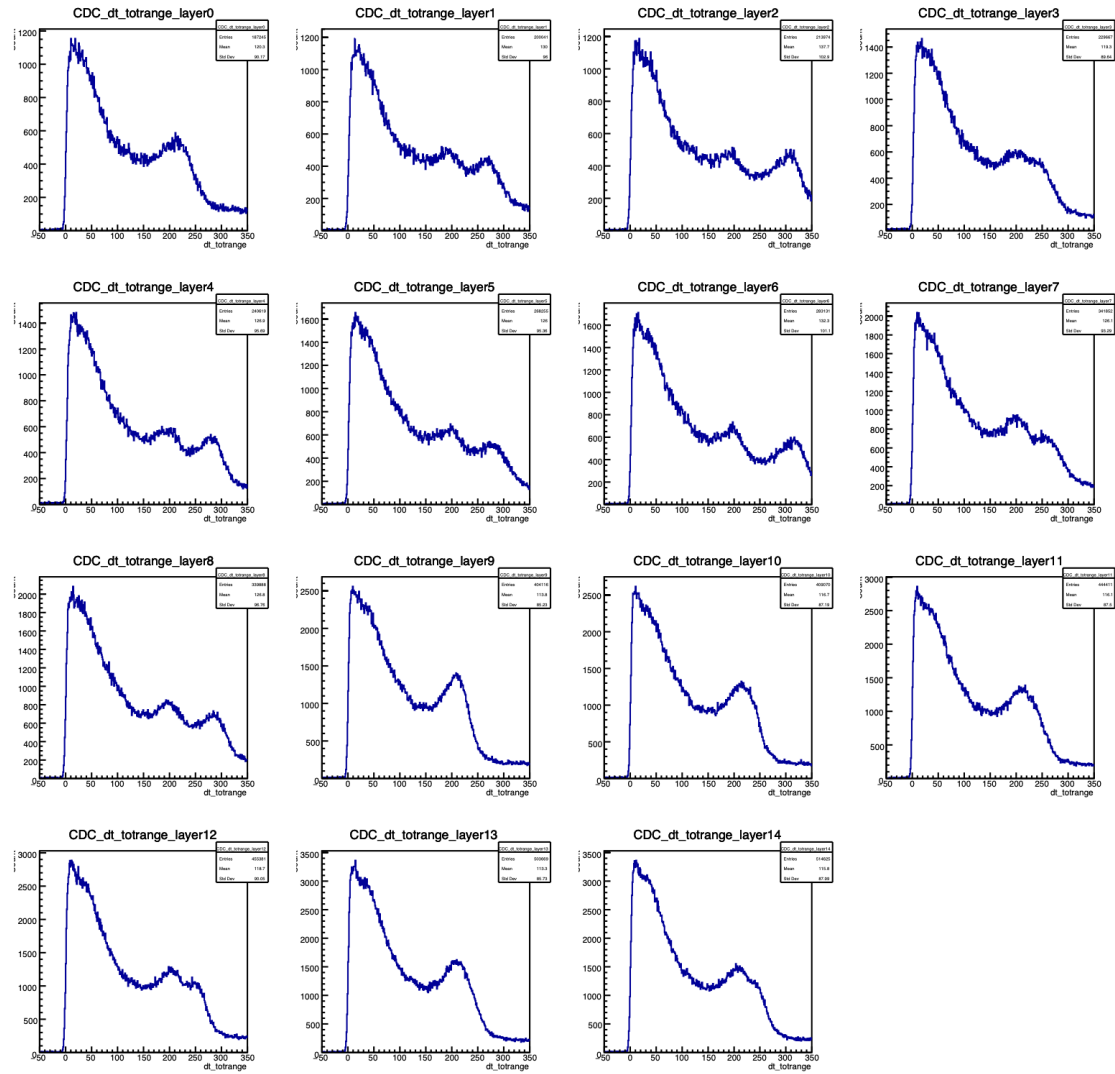
図 B.7: TDC (Leading) スペクトル (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)

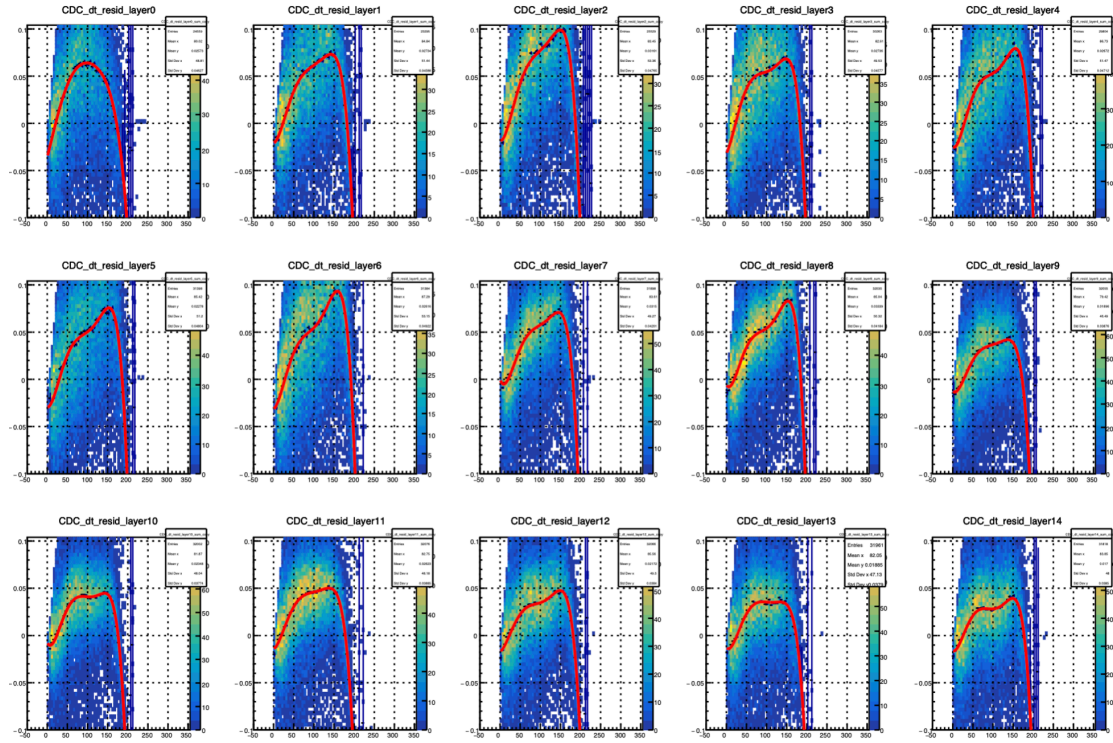
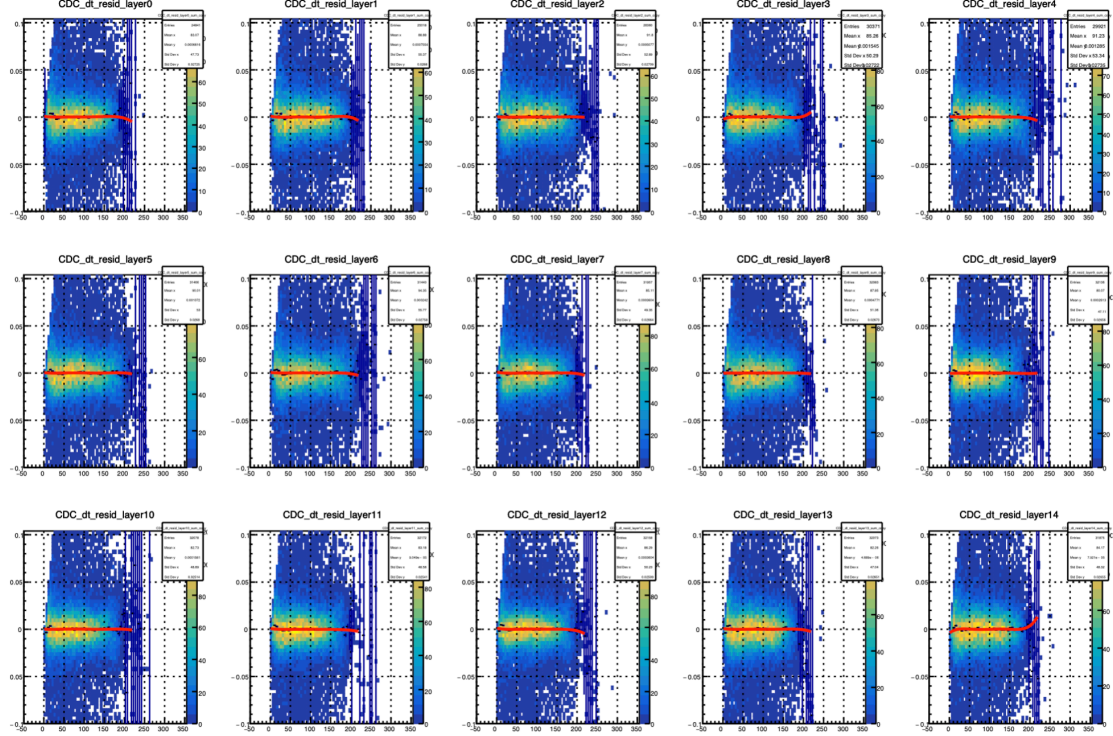
図 B.8: TDC (Leading) スペクトル (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

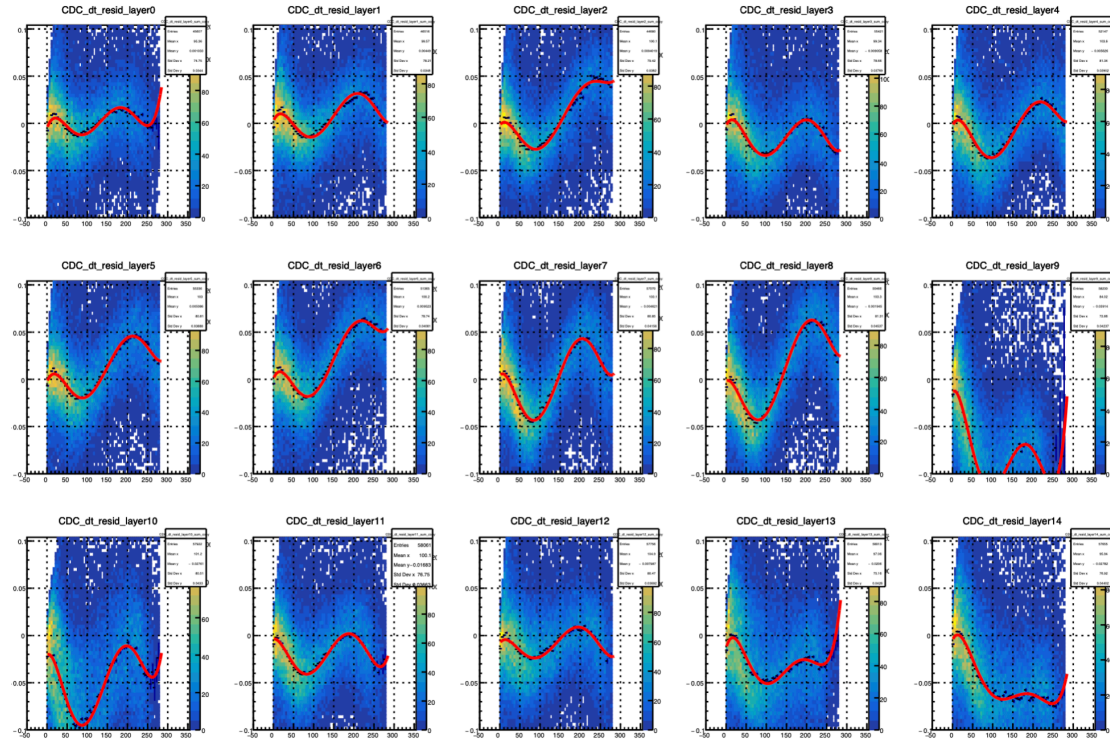
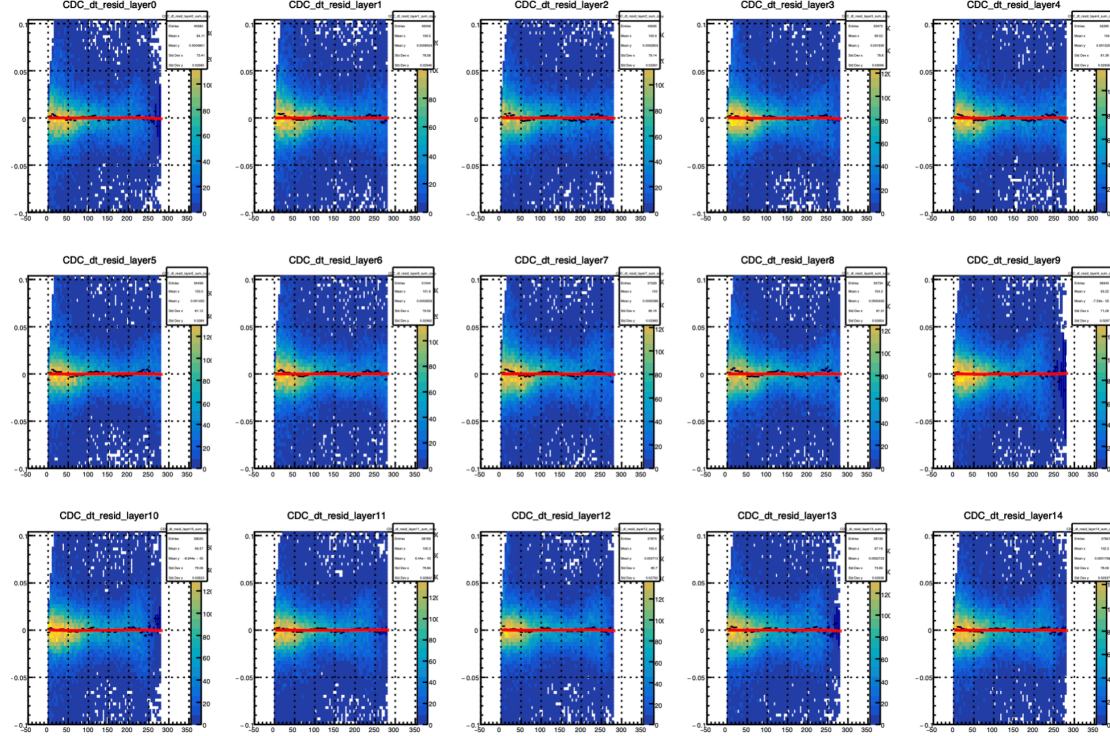
図 B.9: TOT スペクトル (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)

図 B.10: TOT スペクトル (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

図 B.11: ドリフト時間 (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)

図 B.12: ドリフト時間 (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

図 B.13: ドリフト時間と Residual 相関 (補正前) (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)図 B.14: ドリフト時間と Residual 相関 (補正前) (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

図 B.15: ドリフト時間と Residual 相関 (補正後) (Ar-C₂H₆(50:50) 2800 V)図 B.16: ドリフト時間と Residual 相関 (補正後) (Ar-CO₂(90:10) 2400 V)

参考文献

- [1] S. Navas et al. (Particle Data Group). Phys. Rev. D, 110, 2024.
- [2] 高村秀一. プラズマ理工学入門. 森北出版株式会社, 1997.
- [3] M. Bazzi et al. Phys. Lett., B704:113, 2011.
- [4] A. Doté, T. Hyodo, and W. Weise. Phys. Rev., C79:014003, 2009.
- [5] Y. Nogami. Phys. Lett., 7:288, 1963.
- [6] Y. Akaishi and T. Yamazaki. Phys. Rev., C65:044005, 2002.
- [7] T. Yamazaki and Y. Akaishi. Phys. Lett., B535:70, 2002.
- [8] S. Wycech and A. M. Green. Phys. Rev., C79:014001, 2009.
- [9] N. Barnea, A. Gal, and E. Z. Liverts. Phys. Lett., B712:132, 2012.
- [10] S. Ohnishi, W. Horiuchi, T. Hoshino, K. Miyahara, and T. Hyodo. Phys. Rev., C95:065202, 2017.
- [11] M. Bayar and E. Oset. Phys. Rev., C88:044003, 2013.
- [12] T. Hashimoto et al. Prog. Theor. Exp. Phys., 2015:061D01, 2015.
- [13] Y. Sada et al. Prog. Theor. Exp. Phys., 2016:051D01, 2016.
- [14] S. Ajimura et al. Phys. Lett., B789:620, 2019.
- [15] T. Yamaga et al. Phys. Rev. C, 102:044002, 2020.
- [16] M. Sato et al. Phys. Lett. B, 659:107, 2008.
- [17] H. Yim et al. Phys. Lett. B, 688:43, 2010.
- [18] T. Suzuki et al. Modern Phys. Lett. A, 23:2520–2523, 2008.
- [19] G. Bendiscioli. and other. Nucl. Phys. A, 789:222–242, 2007.
- [20] M. Agnello et al. Phys. Rev. Lett., 94:212303, 2005.

-
- [21] M. Agnello et al. Phys. Lett. B, 654:80–86, 2007.
- [22] M. Iliescu et al. J. Phys.: Conf. Ser., 770:012034, 2016.
- [23] Tadafumi Kishimoto. Nuclear Physics A, 754:383–390, 2005.
- [24] Tadafumi Kishimoto. Progress of Theoretical Physics, 118(1):181–186, 2007.
- [25] A Ramos. et al. Nuclear Physics A, 835:382–385, 2010.
- [26] Yudai Ichikawa, Junko Yamagata-Sekihara, Jung Keun Ahn, Yuya Akazawa, Kanae Aoki, Elena Botta, Hiroyuki Ekawa, Petr Evtoukhovitch, Alessandro Feliciello, Manami Fujita, et al. An event excess observed in the deeply bound region of the ^{12}C (k -, p) missing-mass spectrum. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2020(12):123D01, 2020.
- [27] T. Yamazaki et al. Phys. Rev. Lett., 104:132502, 2010.
- [28] G. Agakishiev et al. Phys. Lett., B742:242, 2015.
- [29] Y. Ichikawa et al. Prog. Theor. Exp. Phys., 2015(2):021D01, 2015.
- [30] A. O. Tokiyasu et al. Phys. Lett., B728:616, 2014.
- [31] T Yamaga. Doctor thesis, Osaka University, 2018.
- [32] T. Yamaga et al. Phys. Rev. C, 110:014002, 2024.
- [33] http://j-parc.jp/c/OPEN_HOUSE/2020/about.html.
- [34] Tadafumi Kishimoto. Phys. Rev. Lett., 83:4701, 1999.
- [35] 康 澤文. 修士論文. 東北大学, 2023.
- [36] E. Hodota. Performance evaluation of the Vertex Fiber Tracker for precise measurement of Kaonic nuclei at J-PARC. Master thesis, Tohoku University, 2024.
- [37] 木村 佑斗 for the J-PARC E80 collaboration. 反 K 中間子束縛原子核探索のための中性子カウンターの性能評価. JPS Meeting 2024.3 19aV2.
- [38] The COMET Collaboration. Prog. Theor. Exp. Phys., page 033C01, 2020.
- [39] The J-PARC E80 Collaboration. 2024.
- [40] 林栄精器株式会社. P R E A M P C A R D R P A - 2 2 0 (C X A 3 1 8 3 Q) 仕様書.
- [41] O. Sasaki and M. Yoshida. IEEE Transactions on Nuclear Science, 46:1871, 1999.
- [42] https://chemicalsafety.ilo.org/dyn/icsc/showcard.display?p_lang=ja&p_card_id=0283&p_version=2.

-
- [43] K. クラインクネヒト 著 and 吉城肇 共訳 ; 高橋嘉右. 粒子線検出器：放射線計測の基礎と応用. 培風館, 1987.
- [44] K. Matsuda and T. Takagaki. International Journal of Applied Radiation and Isotopes, 32(4):233–237, 1981.
- [45] F. Sauli. PRINCIPLES OF OPERATION OF MULTIWIRED PROPORTIONAL AND DRIFT CHAMBERS. ORGANISATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE CERN EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH, 1977.