

2019 年度 修士論文
MAIKo TPC を用いた $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}(0_2^+)$ の
散乱断面積の測定



京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室
土井 隆暢

概要

ほげほげ

目次

第 1 章	はじめに	1
1.1	宇宙での元素合成過程	1
1.2	高温高密度中でのトリプルアルファ反応	1
1.3	測定を行う中性子のエネルギー	4
1.4	大阪大学 14 MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN)	5
1.5	測定に用いる実験装置	7
1.6	本研究の目的	9
第 2 章	MAIKo TPC	11
2.1	MAIKo TPC とは	11
2.2	検出ガスの候補	14
第 3 章	シミュレーション	21
3.1	各種パラメータの測定	21
3.2	シミュレーションによる線源データの再現	25
3.3	トリプルアルファ反応のシミュレーション	27
第 4 章	解析	33
4.1	解析の概要	33
4.2	eye-scan	33
4.3	検出ガスの決定	40
第 5 章	iso-C₄H₁₀ (10) + H₂ (9) のガス特性	41
5.1	ドリフトスピード	41
5.2	電子増幅率	42
5.3	拡散効果	44
第 6 章	まとめと今後の展望	47
付録 A	中性子検出器	51
A.1	液体シンチレータ	51
A.2	n- γ 弁別	51
A.3	SCINFUL-CG による中性子の検出効率	54

付録 B ドリフトスピード	57
B.1 水分のドリフトスピードへの影響	57
B.2 ガスフローによるガス中の水分の変化	59
参考文献	61

第1章

はじめに

1.1 宇宙での元素合成過程

身の回りには多種多様な物質が存在している。これらの物質は原子が組み合わさることで形成される。現在の地球には水素(原子番号1)からウラン(原子番号92)までの元素が天然で存在している。原子は更に小さい原子核と電子で構成されており原子核は陽子と中性子で構成されている。現在までに天然、人工合わせて118種類の元素が確認されている。しかし、ビッグバン直後には水素とヘリウムと僅かな軽元素しか存在していなかったと考えられている。これは、質量数(A)が5及び8の安定な原子核が存在しないことに由来する。ヘリウム4(α)は安定な原子核である。2つの α が反応し ^8Be が生成されても、2つの α に分裂するほうが安定であるためすぐに崩壊してしまう。同様にA=5の原子核が生成してもすぐに軽い核2つに分裂してしまう。

そのため、宇宙初期では水素を主成分とする恒星しか存在しなかったと考えられる。このような恒星が重力により収縮し中心温度が 10^7 K を超えると、陽子(水素)が反応してより α が合成されるppチェインによって水素の燃焼が行われるようになる。ppチェインでは図1.1に示した3つの系列が重要とされる。どの系列も最終的には4つの陽子から1つの α 粒子を生成している。ppチェインのような陽子が順番に原子核に吸収される反応では、A=5, 8の壁を超えることはできない。

ppチェインにより α が十分に生成された恒星では水素よりも重い α がより恒星の中心に集まりHeコアを生成する。Heコアが重力により圧縮され温度がおよそ 10^8 K に達するとヘリウム燃焼が始まる。Heコアには十分な量の α が存在するため、2つの α が融合し ^8Be が生成し、崩壊するより早くもう1つ α が融合して $^{12}\text{C}^*$ になる。このときに作られる ^{12}C の多くはFred Hoyleが予言した3 α の共鳴状態(Hoyle状態, $\text{Ex} = 7.65\text{ MeV}$, 0_2^+)^[1]となる。Hoyle状態の ^{12}C が γ 線を放出し脱励起することで基底状態(g.s.)になる(図1.2左)。この3つの α 粒子が融合し ^{12}C が生成される反応はトリプルアルファ反応と呼ばれる。トリプルアルファ反応が恒星中で起こることでA=4からA=12へと直接移るため、A=5, 8の壁を乗り越えることができる。生成された ^{12}C が更に α を吸収することでOやSiなどの更に重い核の合成へ進んでいく。

1.2 高温高密度中のトリプルアルファ反応

通常、トリプルアルファ反応で生成された3 α 共鳴状態は図1.2の左のように γ 線を放出することによって脱励起し、安定な ^{12}C の基底状態になる。近年、高温高密度領域では γ 線による脱励起以外に、図1.2(右)のように粒子との散乱による脱励起の崩壊幅が増加することが示唆されている^[2]。これによりg.s.や $2_1^+(Ex = 4.44\text{ MeV})$ への脱励起が増加し、トリプルアルファ反応が加速されると考えられる。粒子の中でも

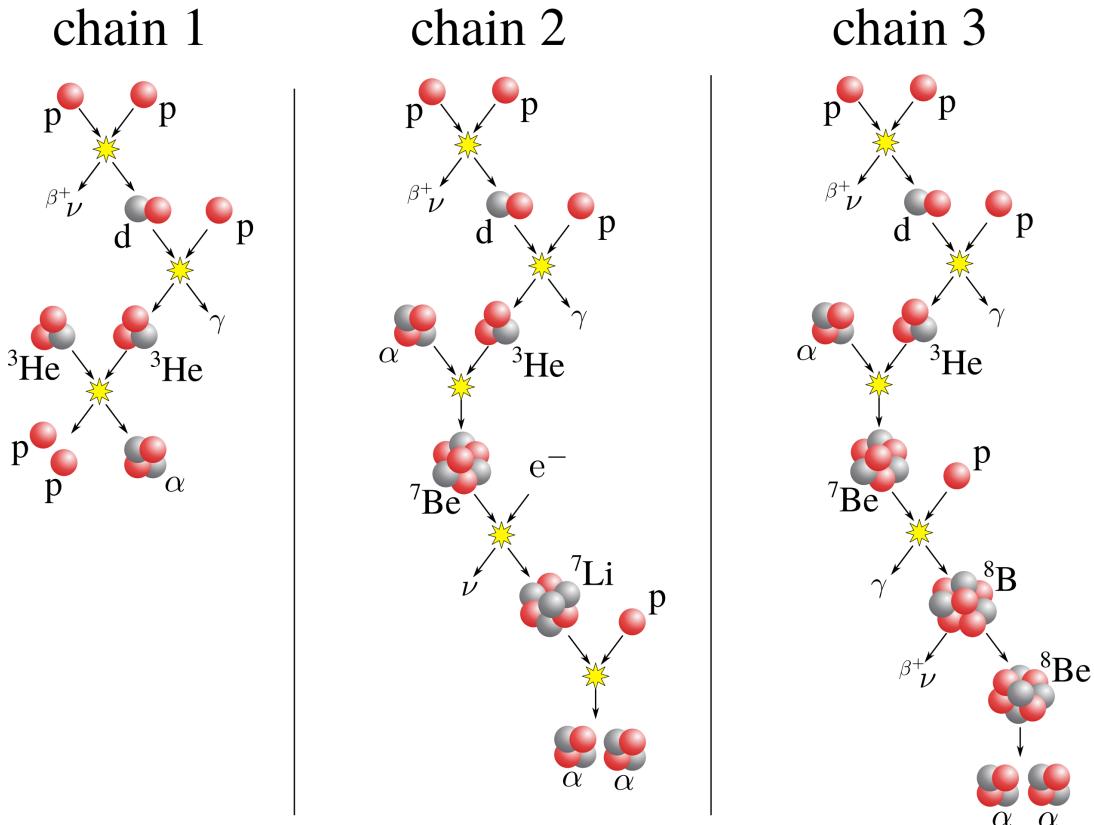


図 1.1: 代表的な pp チェイン. pp チェインでは 4 つの陽子から 1 つの α が生成される.

中性子は電荷を持っておらず、クーロン斥力を受けずに反応することができるため、脱励起の増加への寄与が大きいと考えられる。

^{12}C と中性子の反応レートは

$$r = N_{\text{n}} N_{^{12}\text{C}} \langle \sigma v \rangle \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、 N_{n} は中性子の個数密度、 $N_{^{12}\text{C}}$ は ^{12}C の個数密度を表す。 σ は中性子との散乱により始状態 (g.s. または 2_1^+) から Hoyle 状態へ励起する全断面積であり、 v は中性子と ^{12}C の相対速度である。相対速度が Maxwell 分布に従うとすると、 $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ では

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{nn}'} = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty E' \sigma_{\text{n}, \text{n}'}(E') \exp(-E'/kT) dE' \quad (1.2)$$

となる。 T は温度、 μ は換算質量、 $\sigma_{\text{n}, \text{n}'}$ は ^{12}C の中性子非弾性散乱断面積である。我々が考える反応は上記の逆過程 $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}(\text{n}', \text{n})^{12}\text{C}$ なので、

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{n}' \text{n}} = \left(\frac{2I + 1}{2I' + 1} \right) \exp(-Q/kT) \langle \sigma v \rangle_{\text{nn}'} \quad (1.3)$$

となる。ここで、 I および I' は始状態 (g.s. または 2_1^+) および終状態 (Hoyle 状態) のスピンである。 Q は -7.65 MeV (g.s. の場合) または -3.21 MeV (2_1^+ の場合) となる。 ^{12}C (Hoyle 状態) の中性子非弾性散乱に

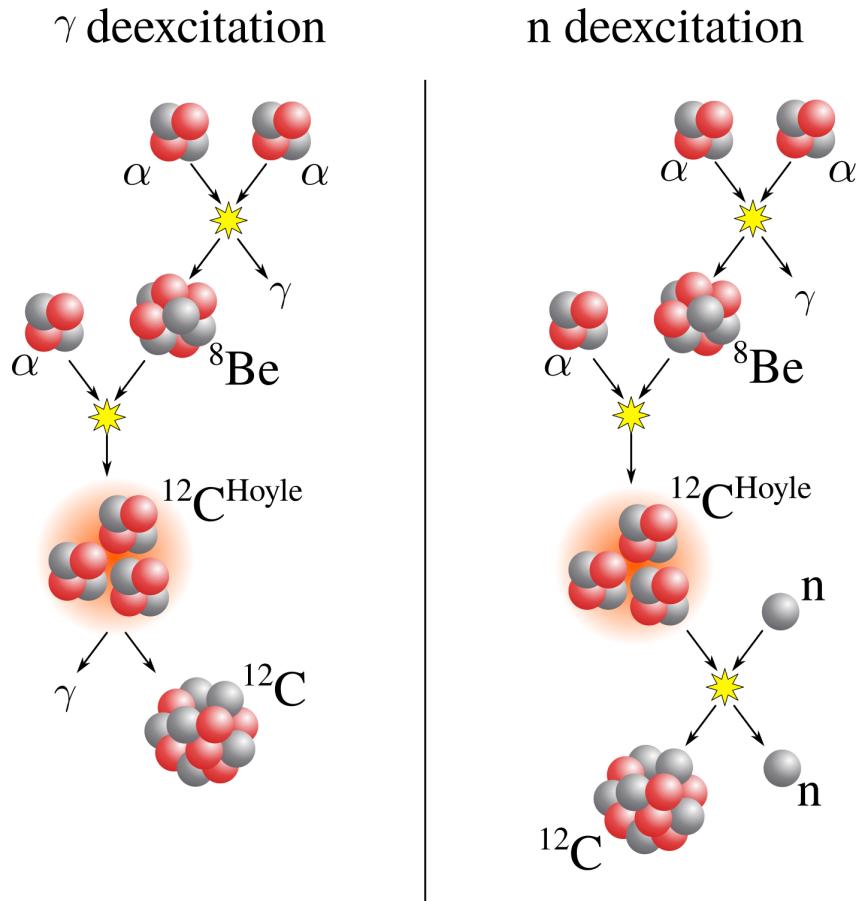


図 1.2: トリプルアルファ反応. 左は γ 線を放出して脱励起するルート, 右は中性子との散乱により脱励起するルートを表す.

による脱励起の寿命は

$$\tau_{n'n}(^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}) = (N_n \langle \sigma v \rangle_{n'n})^{-1} \text{s} \quad (1.4)$$

となる.

中性子比弾性散乱による脱励起の寿命と γ 線による脱励起の寿命 ($\tau_\gamma = 1.710 \times 10^{-13} \text{ s}$) との比を R とすると,

$$R = 6.557 \times 10^{-6} \times \rho_n T_9^{-1.5} C_{\text{spin}} \int_0^\infty \sigma_{nn'}(E)(E - Q) \exp(-11.605E/T_9) dE \quad (1.5)$$

と表される. E は c.m. 系のエネルギー, ρ_n は中性子の質量密度 (g/cm^3), $\sigma_{nn'}(E')$ は断面積 (mb), T_9 は温度 (10^9 K) である. C_{spin} は g.s. からの場合 1, 2_1^+ からの場合 5 となる. 式 (1.5) からわかるように, 中性子によって脱励起する過程は特に温度に大きく依存する. Beard らによる R と温度の依存性の計算結果 [2] を図 1.3 に示す. 図 1.3 は $\rho = 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3$ の場合の結果を示している. $\rho = 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3$ という高密度下では γ 線による脱励起に対して, 粒子による脱励起の寄与が大きくなることが分かる. 特に, 中性子による寄与は γ 線による寄与の 40–100 倍ととても大きい.

$\rho \sim 10^6 \text{ g}/\text{cm}^3, T \sim 10^9 \text{ K}$ のような高温高密度の環境は宇宙の何処にあるだろうか. 一つの候補として超新星爆発が考えられる. $10\text{--}30M_\odot$ 程度の大質量星は, 重力崩壊を起こして星の一生を終える. 重力崩壊の際

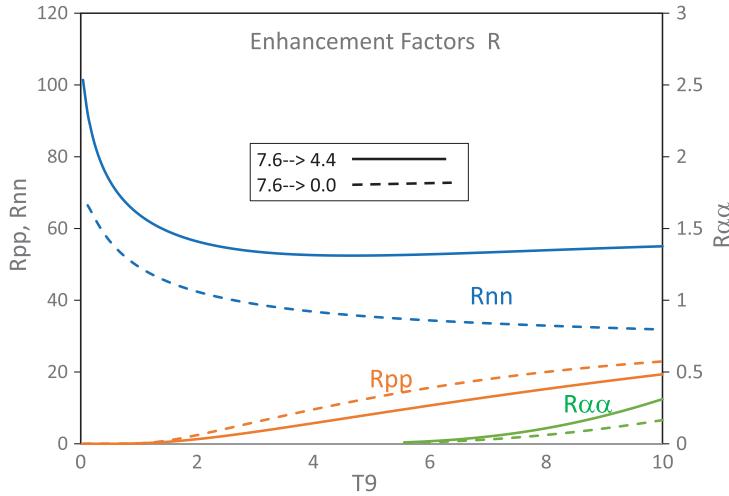


図 1.3: γ 線による脱励起の寿命と粒子散乱による脱励起の寿命の比 [2]. R_{nn} , R_{pp} , $R_{\alpha\alpha}$ はそれぞれ中性子, 陽子, α 粒子と散乱した際の寿命の比を表す.

に恒星の中心にある鉄コアの温度が急激に上昇する. 極めて高い温度では高エネルギーの光子によって鉄コアの原子核が陽子や中性子に分解される(光分解反応). また, 密度が非常に高いため式(1.6)のように陽子が中性子へ変わる電子捕獲が起きる.



すると, 恒星の中心に原始中性子星が形成される. 重力によって中心に降ってくる物質は原始中性子星で跳ね返りが起こる. この物質の跳ね返りが超新星爆発である. 崩壊前の恒星が持っていた重力エネルギーが熱エネルギーに変換されるので, 原始中性子星の表面温度は 10^{10} K に達する. 跳ね返った物質が膨張することで温度が下がっていき, 7×10^9 K ほどになると 2 つの陽子と 2 つの中性子が融合し α 粒子が生成される. このとき, α 粒子と中性子が高密度かつ高温で存在する環境ができるのである.

1.3 測定を行う中性子のエネルギー

式(1.5)から分かるように R を計算するためには, 実験によって断面積($\sigma_{nn'}(E)$)のエネルギー分布が必要となる. 特に, 天体中で ^{12}C と散乱した後に中性子が持つエネルギー領域を狙う必要がある. Beard ら [2] が考えているような $T \sim 10^9$ K では, $k_B T \sim 100$ keV である. このような中性子が Hoyle 状態($E_x = 7.65$ MeV)の ^{12}C と散乱すると, 散乱後の中性子は $E_n \sim 8$ MeV となる. つまり, 式(1.4)に示した脱励起の寿命の計算には数~十数 MeV のエネルギーを持つ中性子と ^{12}C との断面積のエネルギー分布が必要となる. しかし, 図 1.4(上)からも分かるように, 数~十数 MeV の領域における g.s. \rightarrow Hoyle 状態のデータがない. そのため, このエネルギー領域での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ の断面積の測定が必要である. 本研究ではその第一歩として $E_n = 14$ MeV の中性子を用いて断面積の測定を行う. 14 MeV は式(1.7)に示す DT 反応で単色で生成可能なエネルギーである.



単色エネルギーの中性子を用いることで, 中性子のエネルギー測定を行わずに断面積の測定を行うことができる.

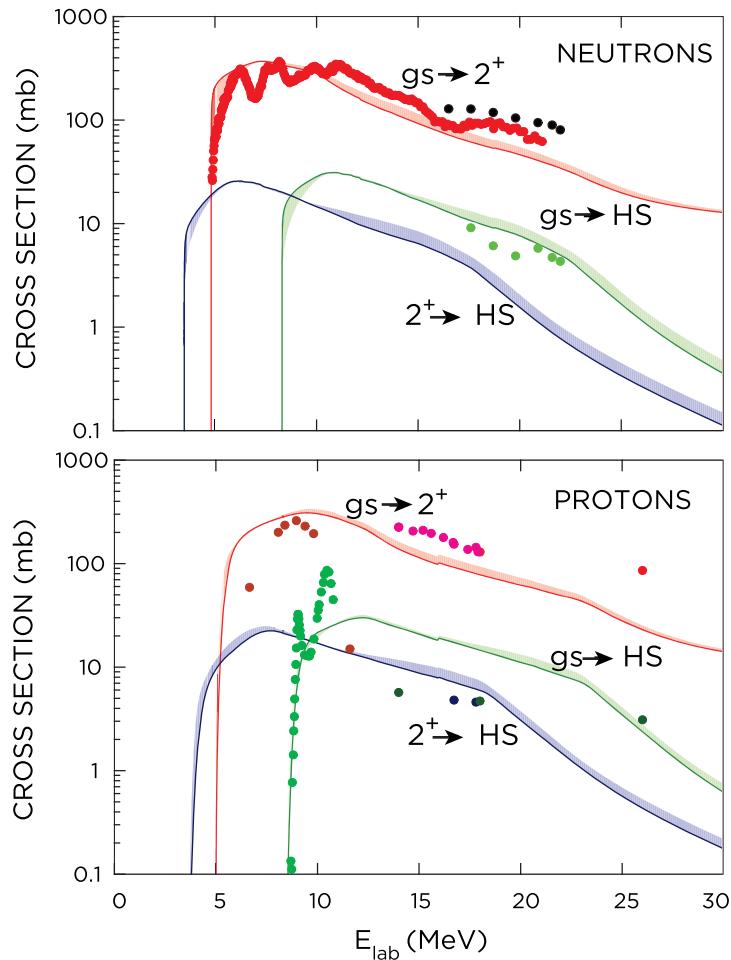


図 1.4: ^{12}C と中性子 (上段) および陽子 (下段) との非弾性散乱断面積 [2]. 実線は TALYS を用いた理論計算、点は測定値を表す。

ITER [3] などの核融合炉ではこの DT 反応を用いて質量エネルギーを取り出す。核融合炉の中で生成される 14 MeV の中性子は構造材の原子核と反応し損傷させるため、構造材の中に多く含まれる炭素との反応が詳しく調べられている。そのため、既知の 14 MeV の中性子と ^{12}C との断面積のデータと、本研究での測定結果を比較することが可能となる。単色エネルギーの中性子を生成可能であること、他データと測定結果の比較が可能であることの 2 点より、測定方法の検証として 14 MeV の中性子で断面積の測定を行う。

$E_n = 14 \text{ MeV}$ での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$ の散乱断面積は Ref. [4, 5] によりすでに測定されている。 $^{12}\text{C}(n, n'+3\alpha)$ 反応の全断面積は 209 mb, 分岐比は表 1.1 の通りである。微分断面積の角度分布は図 1.5 のようである。これらの測定値と比較することによって測定方法の妥当性を確認することが可能となる。

1.4 大阪大学 14 MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN)

大阪大学工学研究科の OKTAVIAN [6] では DT 反応により 14 MeV の中性子を発生させることができる。図 1.6 に OKTAVIAN の施設図を示す。OKTAVIAN は 1981 年から運転を開始し、核融合中性子工学研究

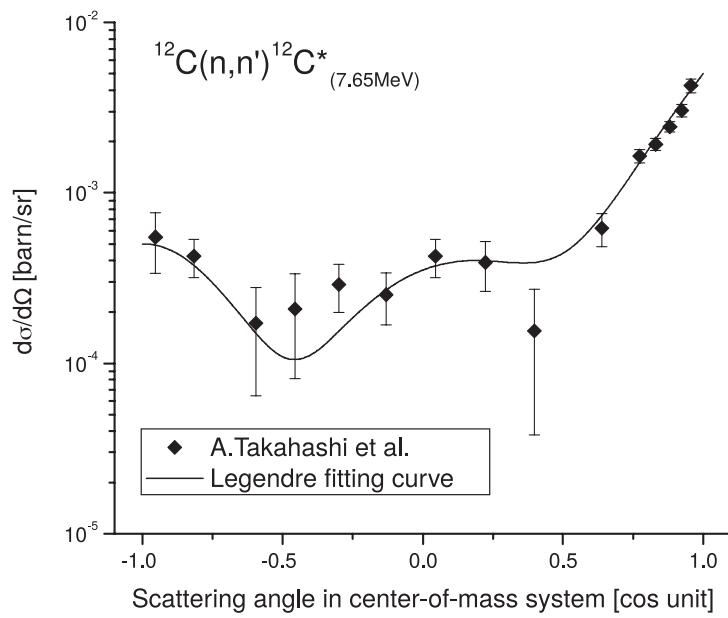


図 1.5: $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ の微分断面積の角度分布 [5].

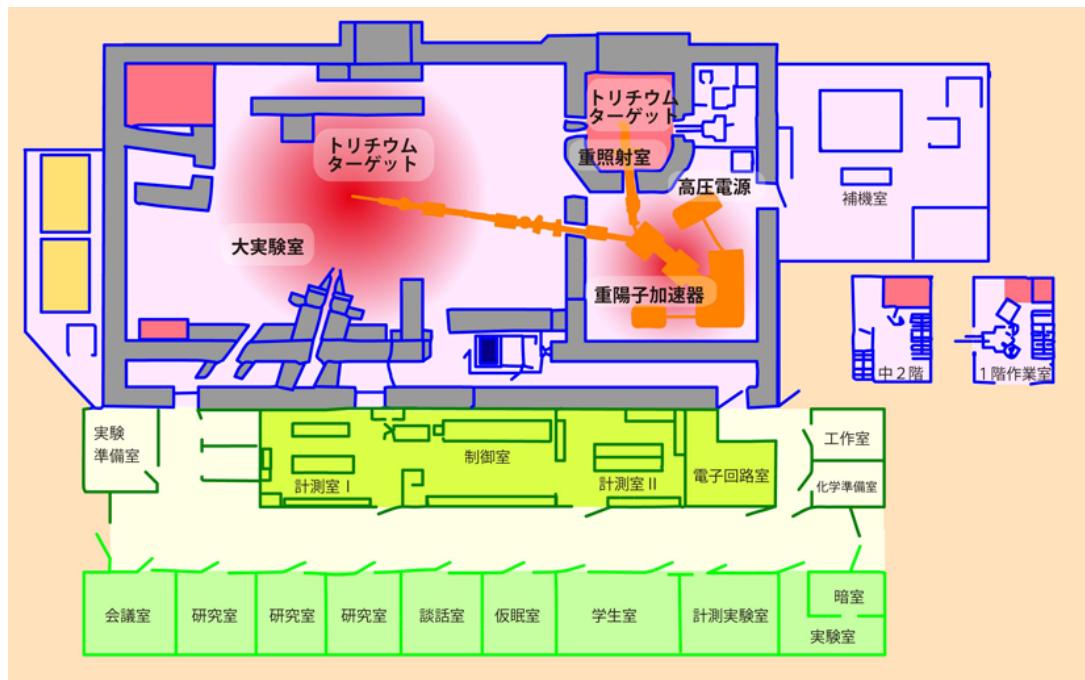


図 1.6: OKTAVIAN の施設図. パルスビームラインと DC ビームラインがそれぞれ大実験室と重照射室に伸びている.

表 1.1: $^{12}\text{C}(n, n' + 3\alpha)$ 反応のチャンネルとその分岐比. ^{12}C の励起状態から 3α に, ^9Be の励起状態から 2α に崩壊する.

Reaction channel	Branching ratio (%)
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(7.65 \text{ MeV})$	4
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(9.64 \text{ MeV})$	33
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(10.3 \text{ MeV})$	16
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(10.84 \text{ MeV})$	6
$^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*(11.83 \text{ MeV})$	4
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}^*(1.68\text{--}3.05 \text{ MeV})$	24
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}^*(4.7 \text{ MeV})$	13

に用いられてきた. コッククロフト・ワルトン型加速器を用いて加速したデューテリウムをトリチウムターゲットに照射することで, 14 MeV の中性子を生成する. OKTAVIAN にはパルスビームラインと DC ビームラインの 2 つのビームラインがある. パルスビームラインは大実験室に設置されたトリチウムターゲットを用いて, DC ビームラインは重照射室に設置されたトリチウムターゲットを用いて中性子を生成する.

DC ビームラインで生成された中性子はトリチウムターゲットを中心に放射状に放出される. この中性子を大実験室側へ取り出すための直径約 100 mm の取り出し穴が重照射室と大実験室を隔てる壁に開いている. この取り出し穴から中性子を取り出すことで直径が約 100 mm にコリメートされた DC 中性子ビームを用いた測定を行うことができる. ただし, DC ビームであるため中性子が入射した時間情報を得ることはできない. パルスビームラインでは大実験室中にトリチウム標的が設置されているため, 中性子をコリメートすることができない. その反面, パルス状に中性子が発生するので, 中性子の時間情報を得ることができる. 本測定では, 実験室内で反射した中性子によるバックグラウンドイベントを低減することや, 中性子の入射領域をコリメートできることから, DC ビームラインを用いる.

1.5 測定に用いる実験装置

本研究では $^{12}\text{CHoyle}$ から崩壊して生成した 3 つの α 粒子の直接測定を行う. $^{12}\text{CHoyle}$ から放出された α 粒子は図 1.7 のような分布を持つ. 図 1.7 の塗りつぶしは全体の 8 割となる領域を示しており, 0–0.6 MeV である. このような低エネルギーの α 粒子を効率よく検出するためには, 標的中で α 粒子が停止しないようにしなければならない. 例えば, 500 keV の α 粒子ではおよそ 350 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の炭素箔標的で停止してしまう. 標的中で止まってしまうような低エネルギー粒子の測定には, 検出器が標的となるアクティブ標的が有効である. 図 1.8 は α 粒子の角度分布である. 図 1.8 の塗りつぶしは全体の 8 割となる領域を示しており, 0.13–1.31 rad. である. そのため, 3 つの α 粒子すべてを効率的に検出するためには大立体角を持つ検出器が必要となる. このような要求を満たす検出器として MAIKo TPC (μ -PIC based active target for inverse kinematics . time projection chamber) [7, 8] がある. MAIKo TPC は TPC の検出ガスを散乱標的として用い, 低エネルギーの荷電粒子を大立体角で検出するために開発された検出器である. MAIKo TPC を用いることで原理的には低エネルギーの α 粒子をほぼ 4π で検出することができる. 本研究ではこれらの要求により MAIKo TPC を用いて $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ 反応を測定する.

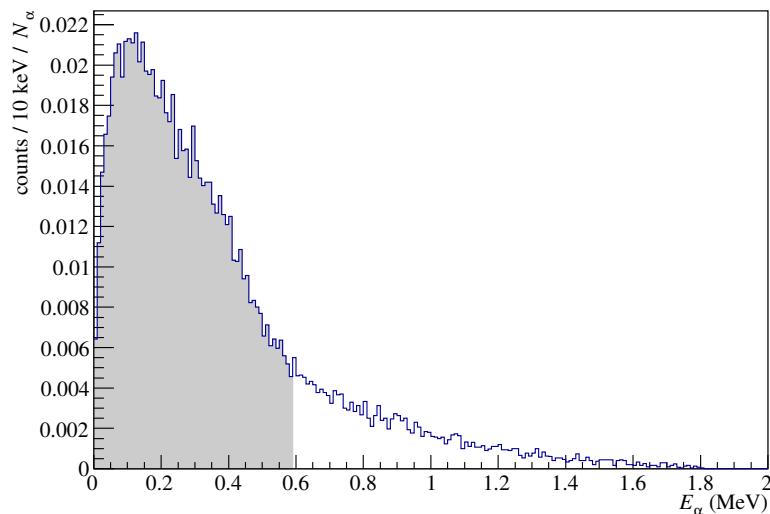


図 1.7: $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子のエネルギー分布. 図は ^{12}C から放出される 3 つの α 粒子すべての分布を表している.

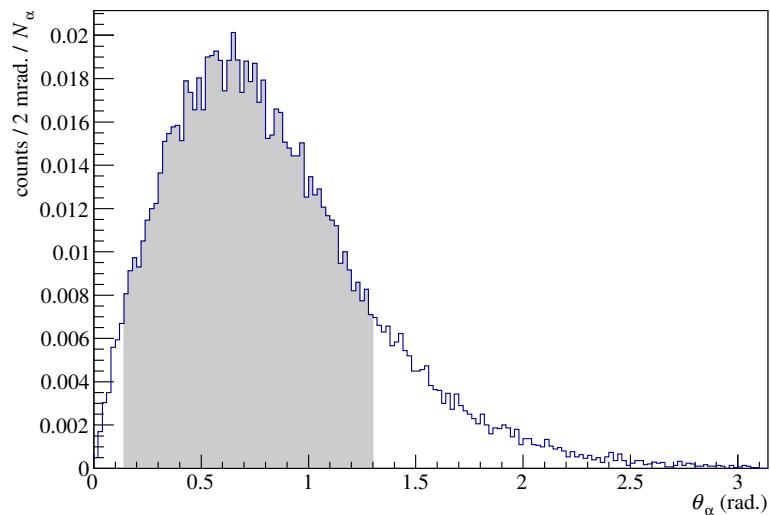


図 1.8: $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子の角度分布. 図は ^{12}C から放出される 3 つの α 粒子すべての分布を表している.

1.6 本研究の目的

MAIKo TPC を用いた $^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ の断面積測定のためには、低エネルギーの α 粒子を検出する必要がある。1.5 節で述べたように、MAIKo TPC を用いることで効率的に 3 つの低エネルギー α 粒子を検出することが可能となる。MAIKo TPC では使用する検出ガスの種類、圧力、電圧等の多くのパラメータを調整することができる。本研究では効率よく α 粒子を検出することができる検出ガスの種類、圧力を検討した。また、安定したに MAIKo TPC をオペレートする条件を検討した。

第 2 章

MAIKo TPC

2.1 MAIKo TPC とは

Time Projection Chamber (TPC) は荷電粒子のトラックを検出するために広く用いられている検出器である。荷電粒子が TPC の検出ガス中を通過するとき、飛跡の周囲の粒子をイオン化させる。イオン化で発生した電子をドリフト電場（図 2.1 中 y 軸方向）により読み出し面にドリフトさせることでトラックを検出する。図 2.1 のように TPC の有感領域中で入射粒子と標的粒子を反応させることで、散乱点の周りを有感領域で覆うことができる。そのため、散乱で放出される低エネルギーの荷電粒子を大立体角で検出することができる。このような検出器として MAIKo TPC が開発された。MAIKo TPC の写真を図 2.2 に示す。

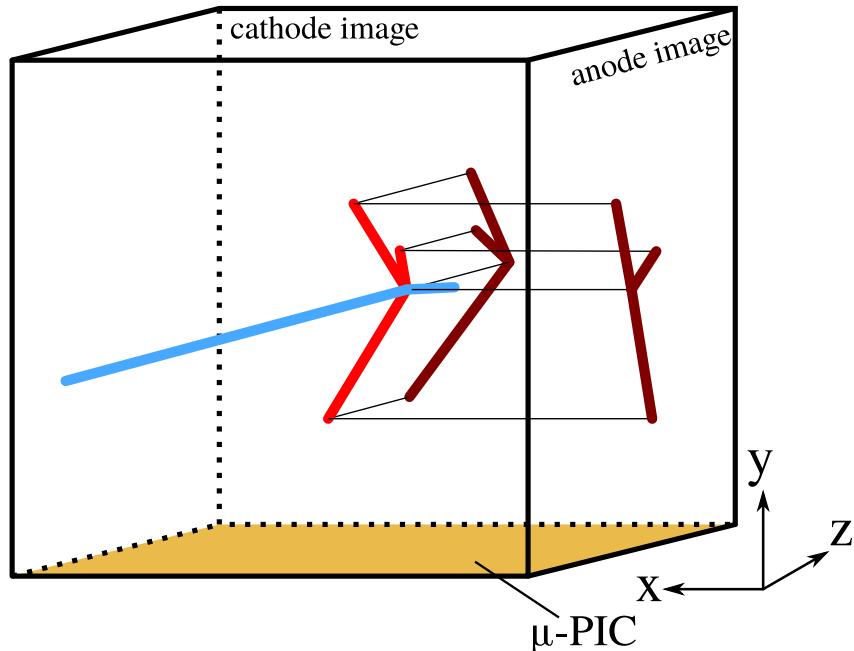


図 2.1: MAIKo TPC の概観図。図では紙面手前から入射した中性子（青）が TPC の中の ^{12}C と散乱して 3 つの α 粒子（赤）に崩壊した事象を表す。anode image (zy 平面) と cathode image (zy 平面) の 2 平面に荷電粒子のトラックが射影される。中性子は電荷を持たないため anode & cathode image にトラックとして検出されない。

図 2.2: MAIKo TPC の概観.

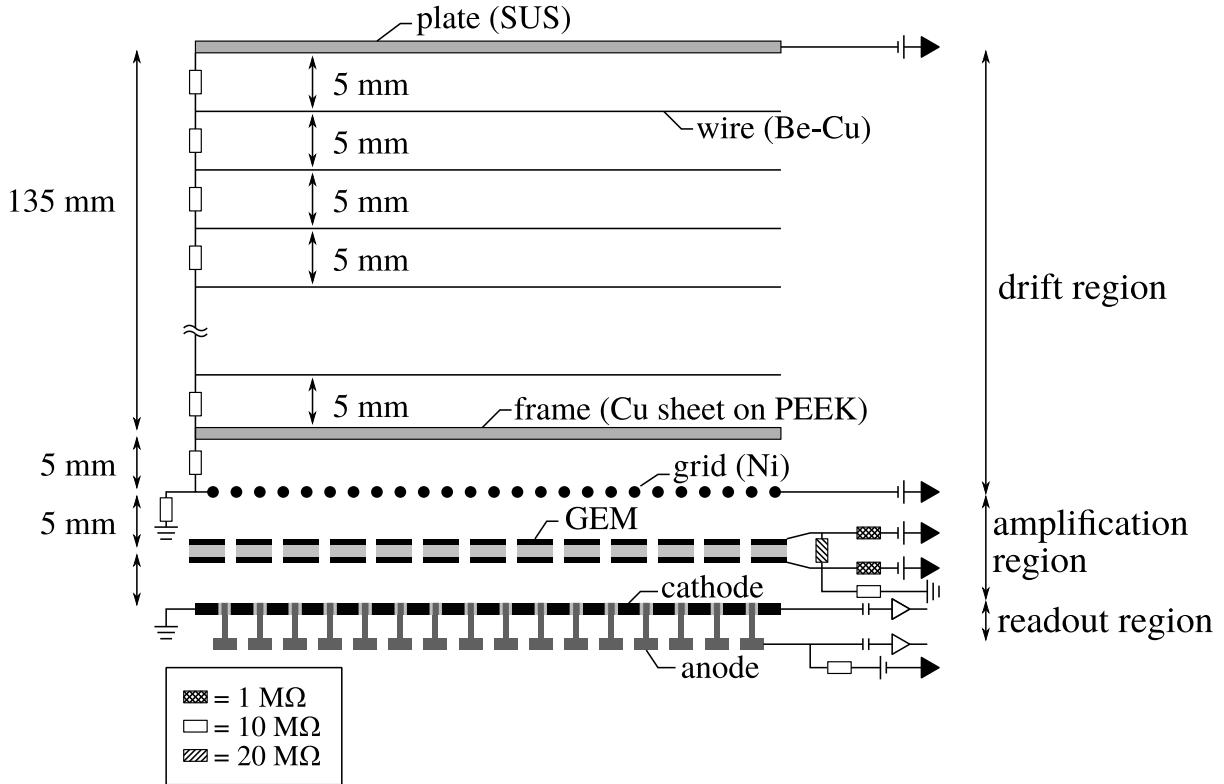


図 2.3: MAIKo TPC の構造.

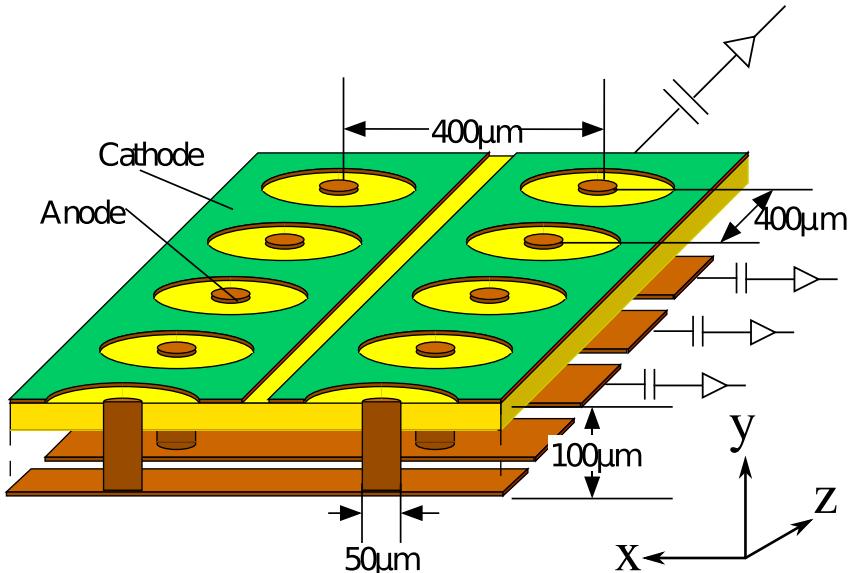
2.1.1 MAIKo TPC の構造

図 2.3 に MAIKo TPC の構造を示す。MAIKo TPC は plate, wire, grid, GEM (gas electron multiplier), μ -PIC からなる。plate, grid, GEM, μ -PIC に HV が接続されている。plate, wire, gird の間は $10 \text{ M}\Omega$ の抵抗で繋がれている。GEM と HV は $1 \text{ M}\Omega$ と $20 \text{ M}\Omega$ の抵抗で繋がれている。plate から grid の間の領域をドリフト領域, grid から μ -PIC の間の領域を増幅領域, μ -PIC の周囲を読み出し領域と呼ぶ。

2.1.2 ドリフト領域

grid から plate の方向 (図 2.3 では上向き) にドリフト電場を作ることでトラックの周りに発生した電子を増幅領域へドリフトさせる。ドリフト電場の一様性が高いほど、電子を均等にドリフトすることができる。ドリフト電場を一様に形成するために wire が 5 mm 間隔で巻かれている [9]。ドリフト領域はドリフト電場の方向に 140 mm である。この領域が MAIKo TPC の有感領域となる。

図 2.4: GEM の拡大図。

図 2.5: μ -PIC の概観図。図中の横方向に anode strip, 奥行き方向に cathode strip が配置されている。

2.1.3 増幅領域

MAIKo TPC では GEM と μ -PIC を用いて電子の増幅を行う。GEM は、図 2.4 のようにポリマーのフィルムの表面を銅で被覆し、直径 $70\text{ }\mu\text{m}$ の穴を $140\text{ }\mu\text{m}$ 間隔で 1 mm^2 あたり 100 個の密度で開けたものである。銅の 2 つの層はポリマーによって絶縁されている。銅の両面に電圧を印加することによって、高電場が形成されドリフトしてきた電子が増幅される。 μ -PIC は図 2.5 のように anode strip と cathode strip が直交するように配置されている。anode strip, cathode strip ともに $400\text{ }\mu\text{m}$ 間隔でそれぞれ 256 ch 分割されている。直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ の円柱状の anode 電極に高電圧をかけることで高電場を形成することができ、 μ -PIC によって信号が読み出される直前に電子が増幅される。

2.1.4 読み出し領域

図 2.1 中で anode strip は z 軸、cathode strip は x 軸と平行になるように μ -PIC が配置されている。ドリフト電場により移動してきた電子を anode strip, cathode strip により読み出し、それぞれ x 軸、 z 軸座標を検出することができる。また、anode strip, cathode strip で検出される信号の時間分布により y 軸座標を決定することができる。

MAIKo TPC からは図 2.6 のようにトラックが anode strip に垂直な面 ($z - y$ 平面) に射影された anode image と cathode strip に垂直な面 ($z - y$ 平面) に射影された cathode image の 2 つの画像が出力される。anode strip と cathode strip はそれぞれ 256 ch で構成され、読み出される信号波高の時間変化は 100 MHz で 1,024 samples 測定されるため、出力される画像の解像度は $256 \times 1,014$ pixels となる。また、anode strip,

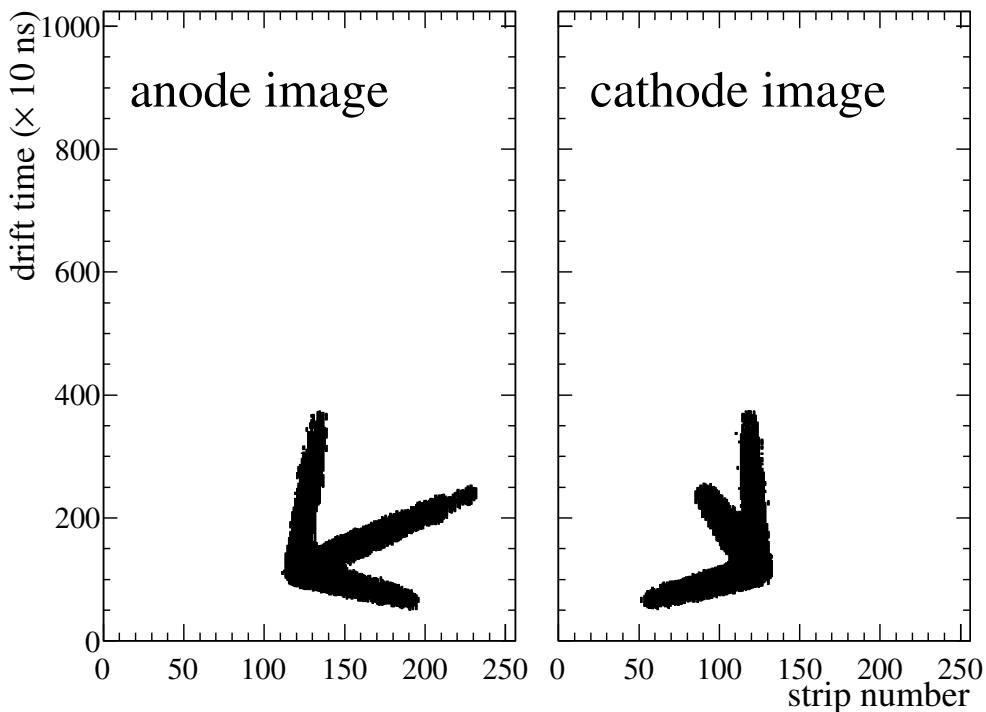


図 2.6: MAIKo TPC から得られず画像データの一例. このイベントは 3 章で述べるシミュレーションによって生成したデータである.

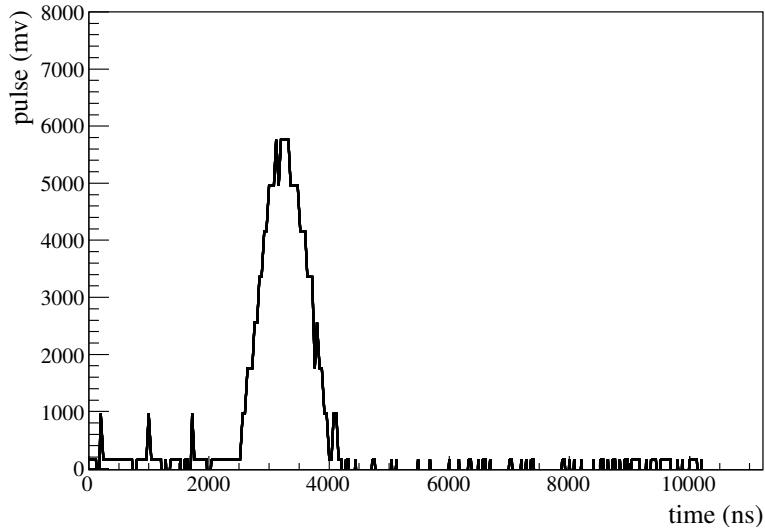
cathode strip とともに 32 ch ごとにまとめて信号を FADC で波形を取得している. FADC で取得した信号の一例を図 2.7 に示す. FADC では 25 MHz で信号波形を取得される.

2.2 検出ガスの候補

標的に ^{12}C を用いるため分子中に炭素を含むガスを検出ガスに用いる. ^{12}C 以外の原子核が含まれるガスを用いると背景事象となるため、水素と炭素以外の原子が含まれない炭化水素を用いる. 陽子, ^4He と 14 MeV の中性子の散乱は複数の荷電粒子に崩壊しないため、トラックの本数から背景事象を取り除くことができる. 炭化水素の代表的なガスは、メタン (CH_4) やエタン (C_2H_6), イソブタン ($\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$) である. また、水素ガスやヘリウムガスとの混合ガスも用いることができる. 検出ガスとして求められる性能には以下のようなものがある.

- 放電しにくい
- 荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) が適切である
- ^{12}C の量が少なくない
- 適切なドリフト速度を達成できる
- 適切なドリフト電場のもとでディフュージョンが小さい

これらの項目を基準に検出ガスの種類と圧力の決定を行う.

図 2.7: FADC で取得された μ -PIC の信号波形の一例.表 2.1: 50 hPa のときの CH_4 のパラメータ.

項目	値
密度	$3.29 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^3$
dE/dx ($E_\alpha = 0.5 \text{ MeV}$, 10 mm)	0.107 MeV
飛距離 ($E_\alpha = 0.5 \text{ MeV}$)	65.6 mm

2.2.1 エネルギー損失

荷電粒子のエネルギー損失 (dE/dx) が大きくなりすぎるとガス中での飛行距離が短くなり、トラックとして認識することが難しくなる。本実験では荷電粒子のエネルギーをトラックの長さから決定する。そのため、 dE/dx が小さくなりすぎるとトラックが有感領域で止まらず、トラックの長さ（エネルギー）を決定することができなくなる。検出する対象である α 粒子の dE/dx が適切な大きさとなるガスの種類と圧力の候補を選出する。

まず、代表的な炭化水素である CH_4 を考える。ガス中で 15 mm 以上飛行し、MAIKo TPC の有感領域中で停止する α 粒子を検出可能な α 粒子と定義する。図 1.7 に示したエネルギー分布の α 粒子のうち、検出できた割合の圧力依存性を図 2.8 に示す。このとき、散乱点がビーム軸上に一様に分布しているとして計算した。図 2.8 から分かるように、50 hPa で最大となっている。50 hPa のときの CH_4 の各種の値は表 2.1 のとおりである。

50 hPa のときの CH_4 の dE/dx と同程度となる、他のガスを考えていく。表 2.2 に示した 6 つを候補とした。混合ガスでは圧力を 100 hPa に固定し混合比をパラメータとして dE/dx を合わせる。括弧内はガスの混合の割合を示す。これらの 6 種類の候補から検出ガスを選ぶ。

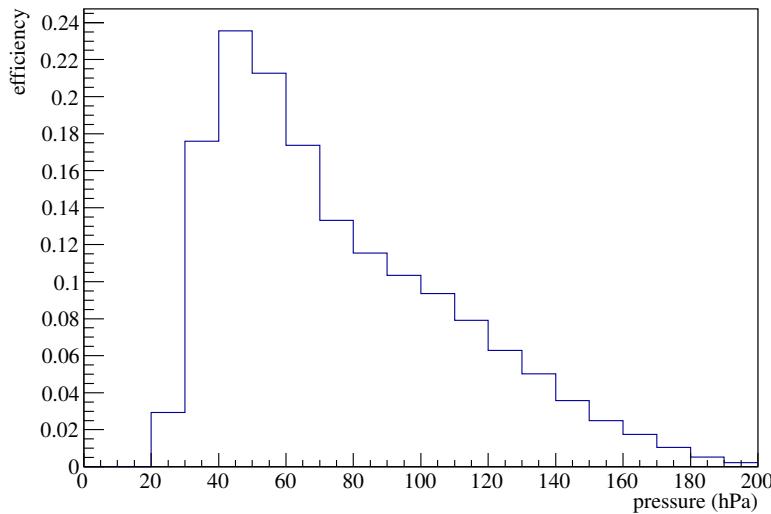


図 2.8: CH_4 の圧力による検出効率の分布. α 粒子は図 1.7 に示したエネルギー分布を仮定した.

表 2.2: ガスの混合パターン, 圧力, dE/dx . 括弧内はガスの混合の割合を示す.

gas	pressure (hPa)	density (g/cm ³)	dE/dx (MeV) $E_\alpha = 0.5 \text{ MeV}$ 10 mm	ドリフト電場 (V/mm) @ 0.014 mm/ns
CH_4	50	3.29×10^{-5}	0.107	0.418
CH_4 (3) + H_2 (7)	100	2.55×10^{-5}	0.107	4.31
CH_4 (4) + He (6)	100	3.62×10^{-5}	0.109	1.89
iso-C ₄ H ₁₀	15	3.58×10^{-5}	0.102	0.644
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + H_2 (9)	100	3.13×10^{-5}	0.122	6.80
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + He (9)	100	3.86×10^{-5}	0.102	3.26

2.2.2 ドリフトスピード

MAIKo TPC では 100 MHz で 1024 samples データを取得するため, ドリフト方向は 10.24 μs のタイムウィンドウが開いている. ドリフトケージの大きさ (140 mm) を可能な限りタイムウィンドウに収めるためには, μs ドリフトスピードを $140 \text{ mm} / 10.24 \mu\text{s} \sim 0.014 \text{ mm/ns}$ に調整する必要がある. Magboltz [10] によって計算したドリフト電場とドリフトスピードの関係を図 2.9 に, ドリフトスピードが 0.014 mm/ns となるドリフト電場の値を表 2.2 に示す. 図 2.9 の横方向の点線は 0.014 mm/ns を表す. 以降, これらのドリフト電場で評価を行う.

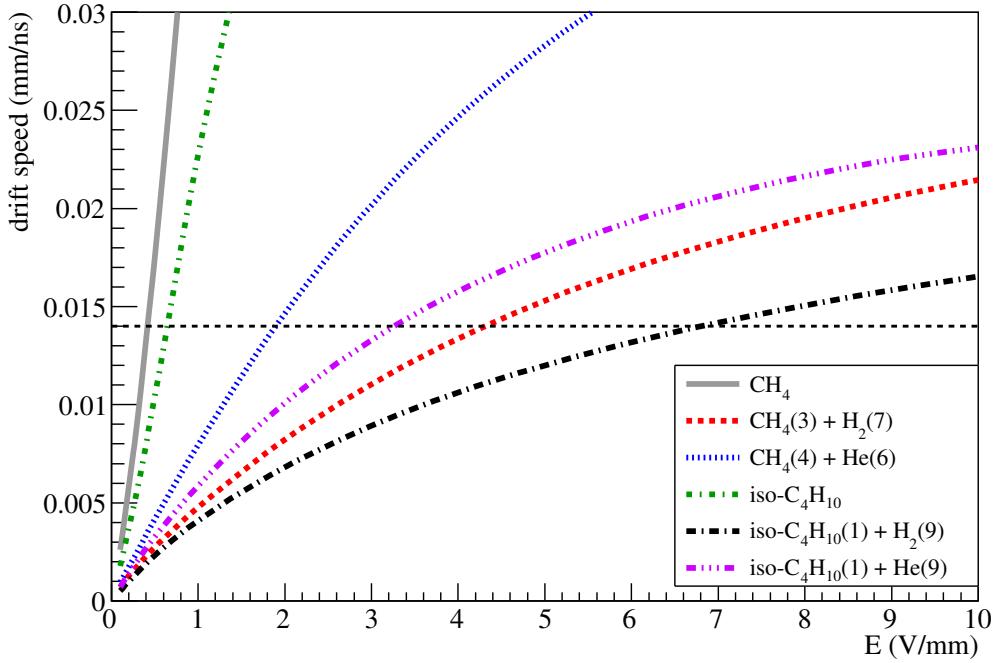


図 2.9: ドリフト電場とドリフトスピードの関係. CH_4 は 50 hPa, $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ は 15 hPa, その他は 100 hPa である. 横方向の点線は 0.014 mm/ns を示す.

2.2.3 ディフュージョン

ドリフト電場によって電子が移動する間に検出ガスとの散乱と電子の熱運動により, 図 2.10 のように広がりながらドリフトする. 電子が広がることをディフュージョンと呼ぶ. この効果が大きくなると, 荷電粒子によって同じ場所に生成された電子が μ -PIC に到達するまでに広がるため, トラックが太く検出される. トラックが太くなると, 複数のトランクを分離することが難しくなる. そのため, ディフュージョンの効果が小さいことが望まれる.

ドリフト電場がない場合のディフュージョンは以下のように理解できる. 電子は熱運動により発生点から拡散する. 熱運動の平均速度 v は Maxwell 分布により

$$v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (2.1)$$

と表せる. ここで k_B はボルツマン定数, T は温度, m は粒子の質量である. 電子が発生した時刻から Δt 後では,

$$\frac{N_0}{\sqrt{4\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (2.2)$$

のガウス分布で電子が広がる. ここで N_0 は全粒子数, x は発生した点からの距離, D はディフュージョン係数を表す. ディフュージョン係数 D は電子の平均自由行程 λ を用いて

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (2.3)$$

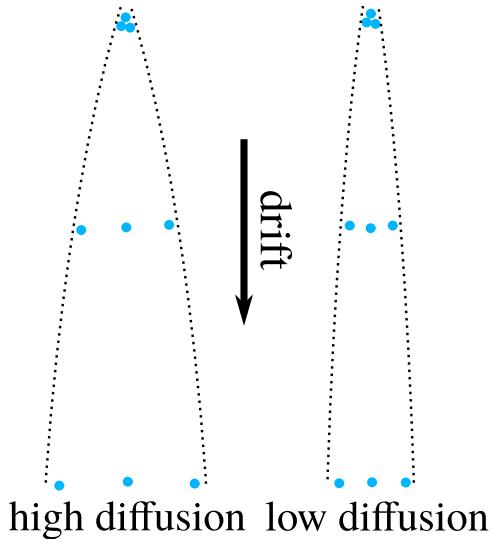


図 2.10: ディフュージョンによって電子が拡散するイメージ. 同じ位置で生成された電子でもドリフトする間に位置が拡散する.

と表せる. 理想気体において平均自由行程 λ は, ガスとの散乱の全断面積 σ_0 , 圧力 p のもとで

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{\sigma_0 p} \quad (2.4)$$

と表される. 式 2.1, 2.3, 2.4 により,

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(k_B T)^3}{m}} \quad (2.5)$$

となる. 式 2.5 より, 同じガスでは圧力が高いほど, 温度が低いほどディフュージョン係数が小さいことが分かる.

ドリフト電場がある場合, 発生点からの距離を L , ドリフトスピードを $drift_v$ とすると,

$$\Delta t = \frac{L}{drift_v} \quad (2.6)$$

となる. 直感的には, 式 2.2 の分散 $\sigma(L)$ は

$$\sigma(L) = \sqrt{2D\Delta t} \quad (2.7)$$

$$= \sqrt{\frac{2D}{drift_v}} \times \sqrt{L} \quad (2.8)$$

$$= D_{\text{Magboltz}} \times \sqrt{L} \quad (2.9)$$

となる. Magboltz によってディフュージョン係数 D_{Magboltz} が得られる. Magboltz によって計算したディフュージョン係数を表 2.3 に示す. 表 2.3 中の D_t はドリフト方向に対して垂直な方向への拡散, D_l は電子の運動方向への拡散の係数を表す. CH₄ および iso-C₄H₁₀ の単体ではディフュージョン係数が大きく, 同じドリフトスピードのとき, ドリフト電場が大きいほどディフュージョン係数が小さいことが分かる.

iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) が最もディフュージョン係数が小さく, 検出ガスの最有力候補である. シミュレーションにより生成した ¹²C(n, n')¹²C^{Hoyle} イベントを解析し, その解析効率により検出ガスを決定する.

表 2.3: Magboltz で計算したディフュージョンの係数. ディフュージョンの大きさはドリフト電場に依存するため, ここではドリフトスピードが 0.014 mm/ns になるドリフト電場での値を示す. D_t , D_l はそれぞれ運動方向に垂直, 平行方向のディフュージョン.

gas	D_t ($\sqrt{\text{mm}}$)	D_l ($\sqrt{\text{mm}}$)	ドリフト電場 (V/mm)
CH_4	0.433	0.547	0.418
CH_4 (3) + H_2 (7)	0.214	0.171	4.31
CH_4 (4) + He (6)	0.270	0.248	1.89
iso- C_4H_{10}	0.357	0.414	0.644
iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9)	0.196	0.145	6.80
iso- C_4H_{10} (1) + He (9)	0.246	0.197	3.26

第3章

シミュレーション

3.1 各種パラメータの測定

[2.2](#) 節で考えた各ガスについて、ドリフトスピード、ガス増幅率、トラックの幅を測定した。測定には ^{241}Am の α 線源を用いた。図 3.1 に α 線源のトラックの一例を示す。図 3.1 では検出ガスに iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) を用いた。[2.2](#) 節では 6 種類の候補を考えたが、ここからは単体の iso-C₄H₁₀ を除いた 5 種類で考えていく。これはディフュージョン係数が大きいことと圧力が低く安定した TPC の動作が難しいと予測されるためである。

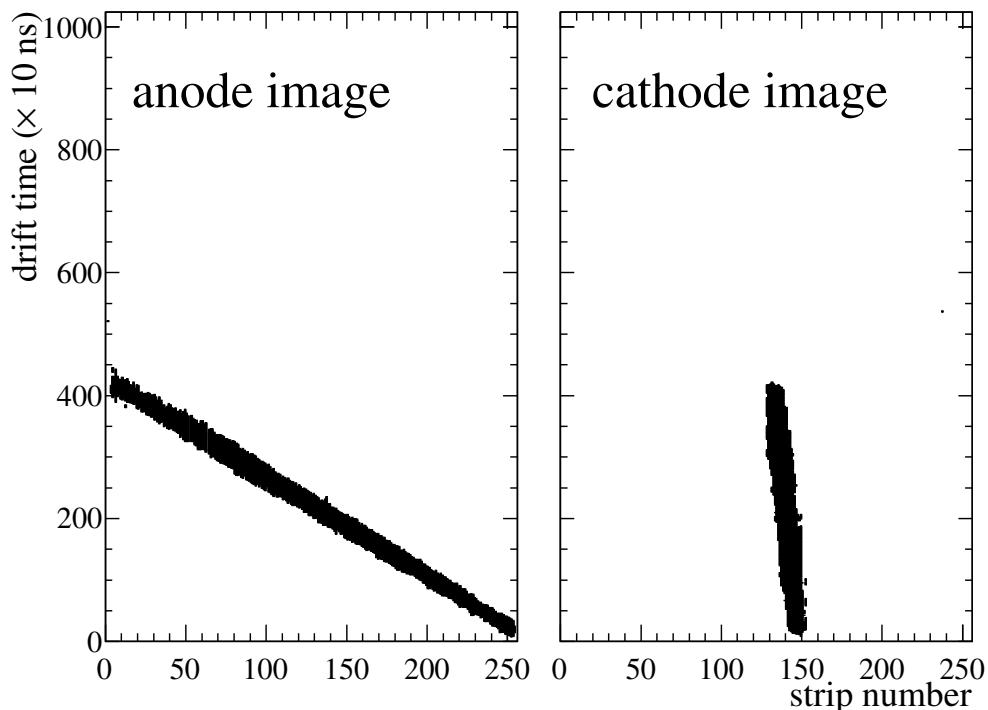


図 3.1: α 線源のトラック。検出ガスは iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) を用いた。

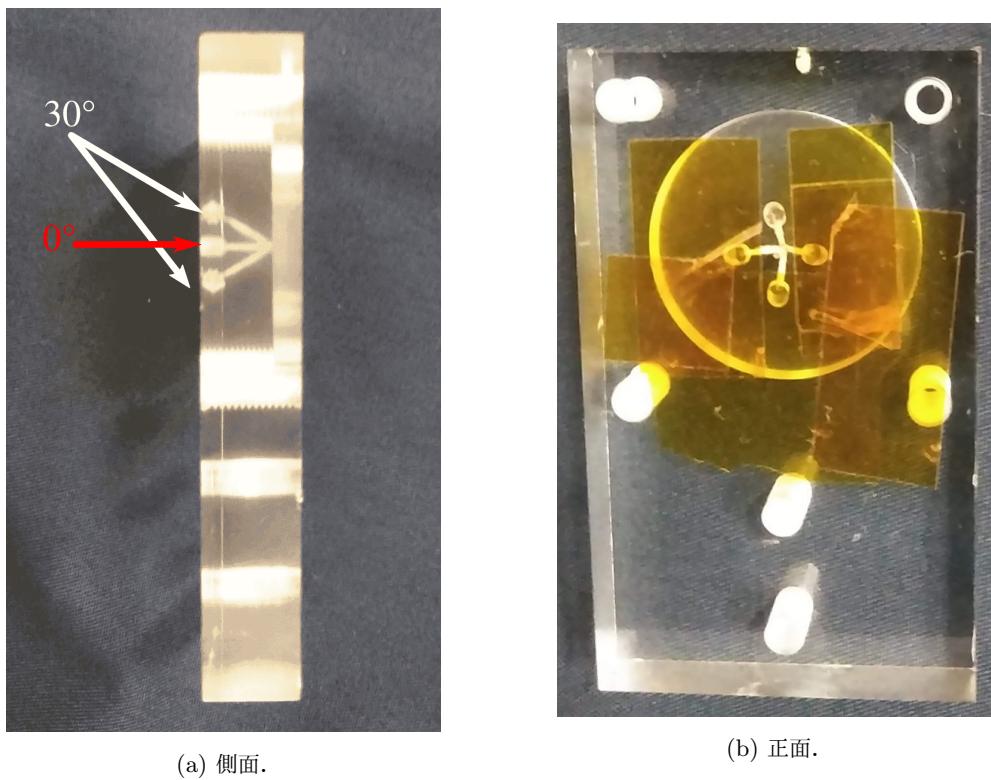


図 3.2: 線源コリメータ. 中央に 0° , 上下左右に 30° の穴が開いている. 0° の穴と 1 つの 30° の穴を除いてカプトンテープで塞ぐことで, 余計な α 線が出ないようにしている.

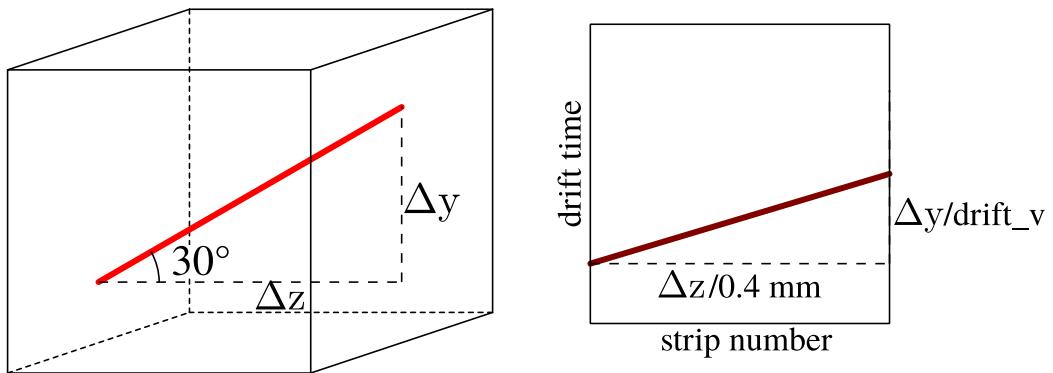


図 3.3: 30° に方向を限定した α 線 (左) と取得される画像データ (右) のイメージ.

3.1.1 ドリフトスピード

電子のドリフトスピードを線源によって得られるトラックから求める. 測定には図 3.2 のような線源コリメータを用いる. このコリメータはアクリルで作られており, 1 つの 0° , 4 つの 30° の穴が開いている. このコリメータを用いることで α 線を 0° と 30° の方向に限定することができる. 図 3.3 の右のようにドリフト方

表 3.1: 実測したドリフトスピードと Magboltz で求めたドリフトスピードの比較。

gas	ドリフト電場 (V/mm)	実測 (mm/ns)	Magboltz (mm/ns)
CH ₄	0.429	0.0126	0.0145
CH ₄ (3) + H ₂ (7)	4.32	0.0140	0.0140
CH ₄ (4) + He (6)	1.89	0.0135	0.0140
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + H ₂ (9)	6.82	0.0137	0.0140
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + He (9)	3.29	0.0139	0.0141

向に Δy , それと垂直な方向に Δz 移動するとき,

$$\Delta y = \tan(30^\circ) \Delta z \quad (3.1)$$

となる. MAIKo TPC で取得したトラックの横方向の変分を $\Delta strip$, 縦方向の変分を Δt , ドリフトスピードを $drift_v$ とすると,

$$\frac{\Delta z}{0.4 \text{ mm}} = \Delta strip \quad (3.2)$$

$$\frac{\Delta y}{drift_v} = \Delta t \quad (3.3)$$

式 (3.1, 3.2, 3.3) より

$$drift_v = \frac{\tan(30^\circ) \Delta strip \times 0.4 \text{ mm}}{\Delta t} \quad (3.4)$$

とドリフトスピードが求まる.

α 線源を用いて測定したドリフトスピードと Magboltz で求めた値を表 3.1 に示す. α 線源を用いて測定したドリフトスピードと Magboltz を用いて計算したドリフトスピードがおおよそ一致していることが分かる. CH₄ は実測と Magboltz とがずれているが, ガスに含まれる水分の影響が考えられる. CH₄ のみ 50 hPa とその他のガスと比較して圧力が半分であるため, 不純物の影響が大きく出ていると考えられる.

3.1.2 電子増幅率

電圧パラメータを変更させたときの増幅率の変化を測定した. 増幅率を計算するためには荷電粒子が検出ガス中を通過した際に発生する電子数 (N_e) と増幅後に μ -PIC によって収集された電子数 (N'_e) の比を取る. N_e はガス中の荷電粒子のエネルギー損失とガスの W 値から求める. N'_e は μ -PIC で収集した電荷から求める. 詳しい計算方法について以下で述べる.

ガス中で荷電粒子がエネルギーを落とすと, W 値あたり平均 1 個の電子を電離する. そのため, 荷電粒子のエネルギー損失を W 値で割ることで N_e が求まる. 各ガスのエネルギー損失と W 値 [11, 12] を表 3.2 に示す. 測定に用いた α 線源からは平均 4.2 MeV の α 粒子が出てることが他の測定によりわかっている. エネルギー損失は 4.2 MeV の α 粒子が μ -PIC 32 strip 分の距離 (12.8 mm) で落とすエネルギーを示している.

μ -PIC からの信号波形は 32 strips まとめて図 2.7 のような FADC 情報として取得している. この信号波形を時間で積分することによって 32 strips で収集した電荷量を計算することができる. μ -PIC で取得した電気信号は読み出し回路内部で 800 倍に増幅され, 入力インピーダンス 50 Ω で電流値を電圧値に変換して取得

表 3.2: 検出ガスの W 値とエネルギー損失と N_e . エネルギー損失は荷電粒子がガス中を 12.8 mm 進んだ時のものである.

gas	W (eV)	energy loss (MeV)	N_e
CH_4	29.1	0.0565	1.94×10^3
CH_4 (3) + H_2 (7)	34.2	0.0534	1.56×10^3
CH_4 (4) + He (6)	39.2	0.0593	1.51×10^3
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + H ₂ (9)	35.4	0.0620	1.75×10^3
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + He (9)	44.0	0.0580	1.32×10^3

表 3.3: 各ガスの電子増幅率.

gas	増幅率 (倍)
CH_4	700
CH_4 (3) + H_2 (7)	354
CH_4 (4) + He (6)	322
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + H ₂ (9)	272
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + He (9)	392

表 3.4: 各ガスのトラックの幅.

gas	トラックの幅 ($\times 10$ ns)
CH_4	91.1
CH_4 (3) + H_2 (7)	42.3
CH_4 (4) + He (6)	62.5
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + H ₂ (9)	35.4
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + He (9)	54.9

している. よって, 式 (3.5) で求めることができる. e は電荷素量である.

$$N'_e = \frac{\int V(t)dt}{50 \times 800 \times e} \quad (3.5)$$

各ガスの増幅率を表 3.3 に示す. ここでは, GEM と μ -PIC の両方による増幅率となっている.

3.1.3 幅

本実験の目的である 3α に崩壊するイベントではトラックが太いと複数のトラックを区別できなくなり, 背景事象と識別できなくなる. 0° の α 粒子によるトラックで幅を測定した. 図 3.4 に示すように, トラッカの幅には anode strip 128 ch の clock 方向の幅を用いる. このようにして決定したトラックの幅を表 3.4, 図 3.5 に示す. 図 3.5 から分かるようにトラックの幅とディフュージョンには相関がある. ディフュージョン係

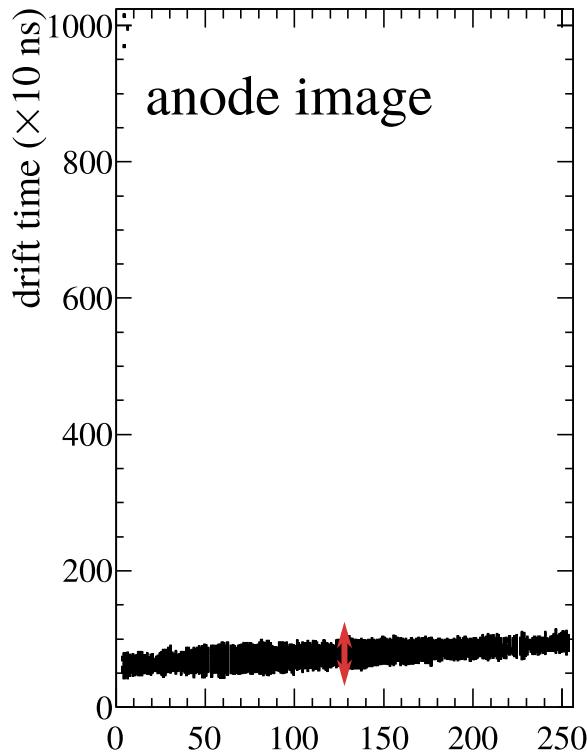


図 3.4: ト ラックの幅. ト ラックの幅は有感領域の中央である anode strip 128 ch の clock 方向の幅を用いる。

数, ト ラックの幅とともに iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) が最も小さいことが分かる。

3.2 シミュレーションによる線源データの再現

MAIKo TPC から得られるト ラックを Garfield++ [13] と Magboltz [10] を用いたシミュレーションにより再現した。シミュレーションでは, ドリフト電場, W 値, 電子増幅率, 密度を fixed parameters, TOT の閾値を free parameter とした。シミュレーションは以下のような手順で行った。

1. ト ラックを生成する荷電粒子のエネルギー, 運動量を決定し, Garfield++ の SrimTrack に登録する。
2. SrimTrack によりト ラックの周囲に電子を生成する。
3. 電子を Magboltz で求めたドリフトスピードで読み出し領域へドリフトさせる。
4. 読み出し領域に到達した電子 1 つにつき図 3.6 にあるような電気信号を各 strip の信号波形に追加する。
5. 設定した閾値により, 信号波形を TOT に変換する。

TOT の閾値は 0.1 mV とした。 α 線源を用いた場合のシミュレーションと測定の比較を図 3.7, 3.8, 3.9, 3.10, 3.11 に示す。 α 線源によるト ラックをシミュレーションで再現できていることが分かる。

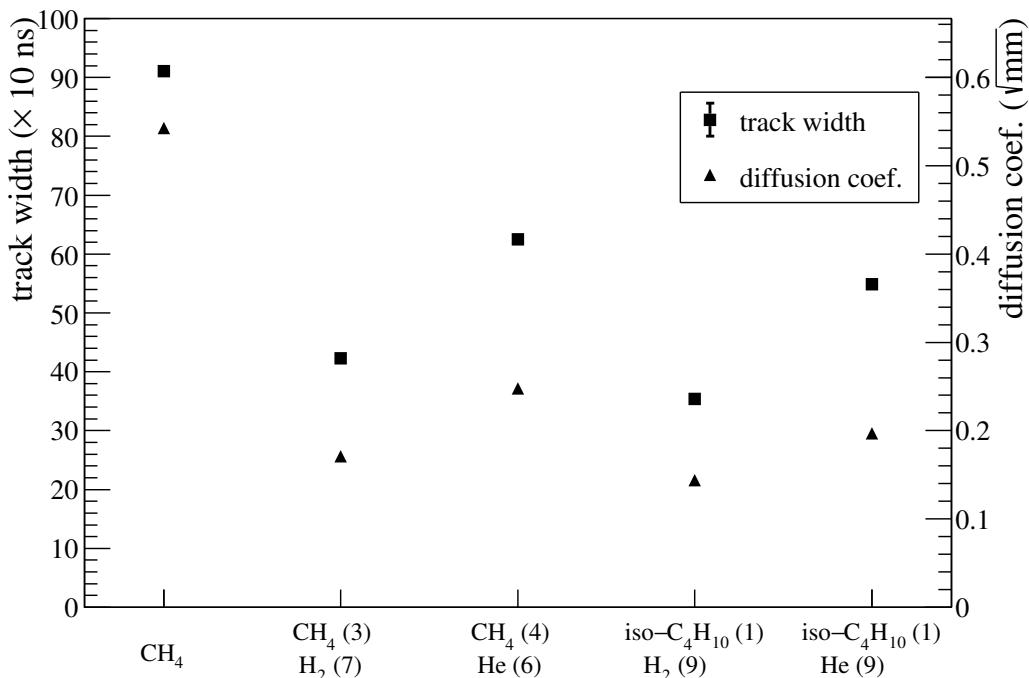
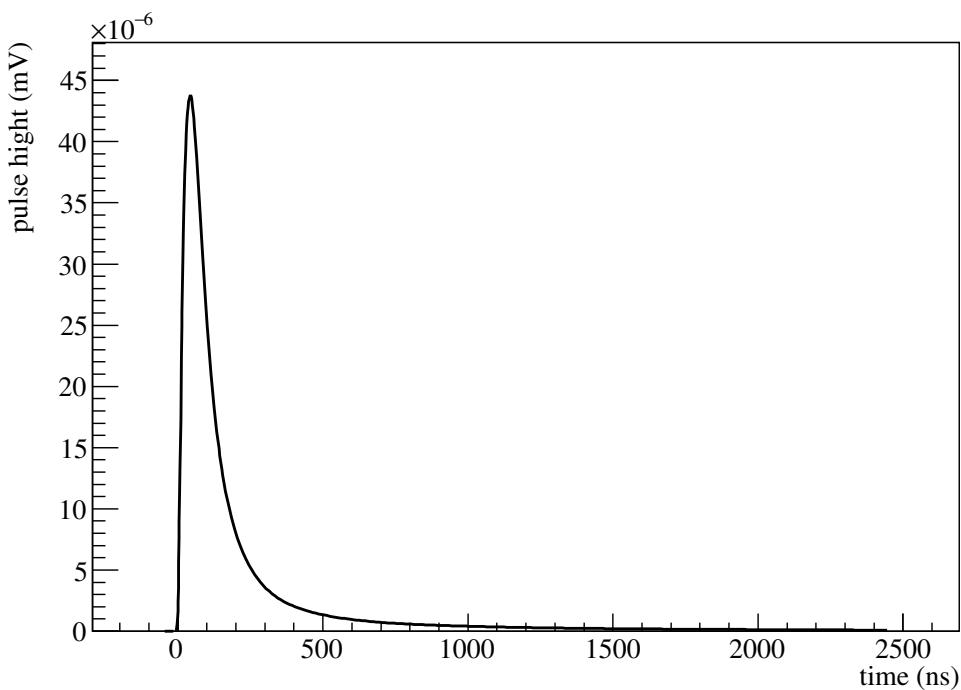
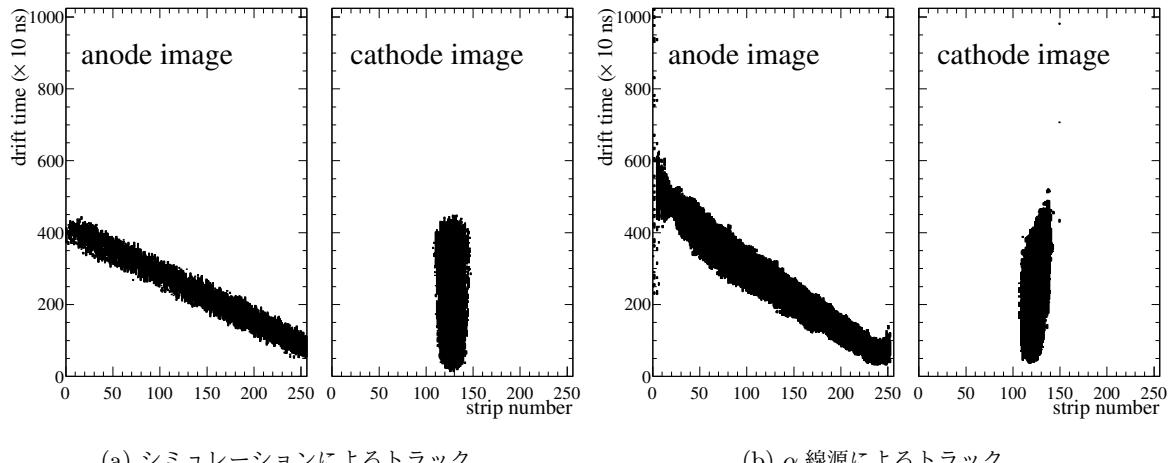
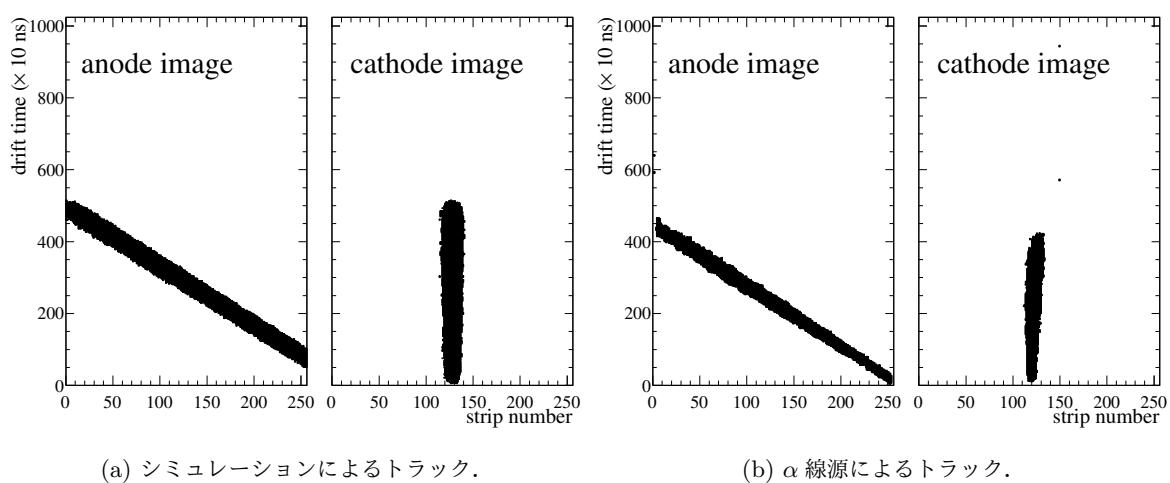


図 3.5: Magboltz で求めたディフュージョン係数とトラックの幅。

図 3.6: 1 電子が μ -PIC に到達した時に読み出される電気信号。

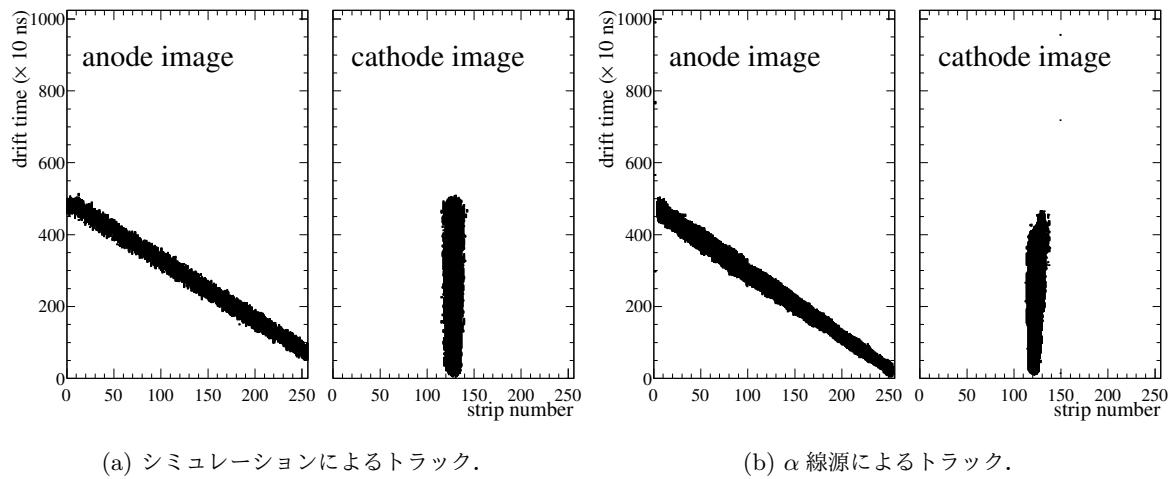
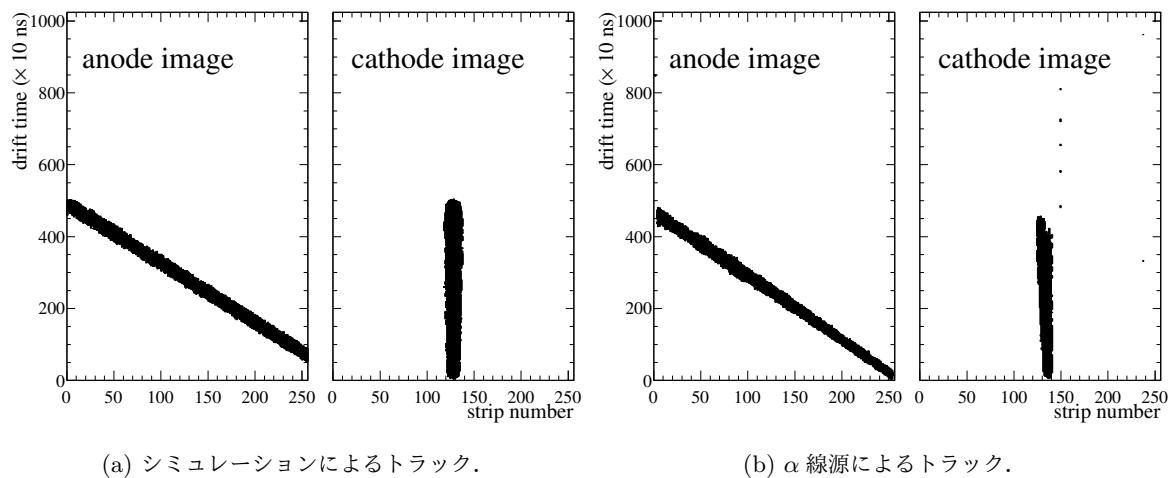
図 3.7: CH_4 の場合.図 3.8: $\text{CH}_4(3) + \text{H}_2(7)$ の場合.

3.3 トリプルアルファ反応のシミュレーション

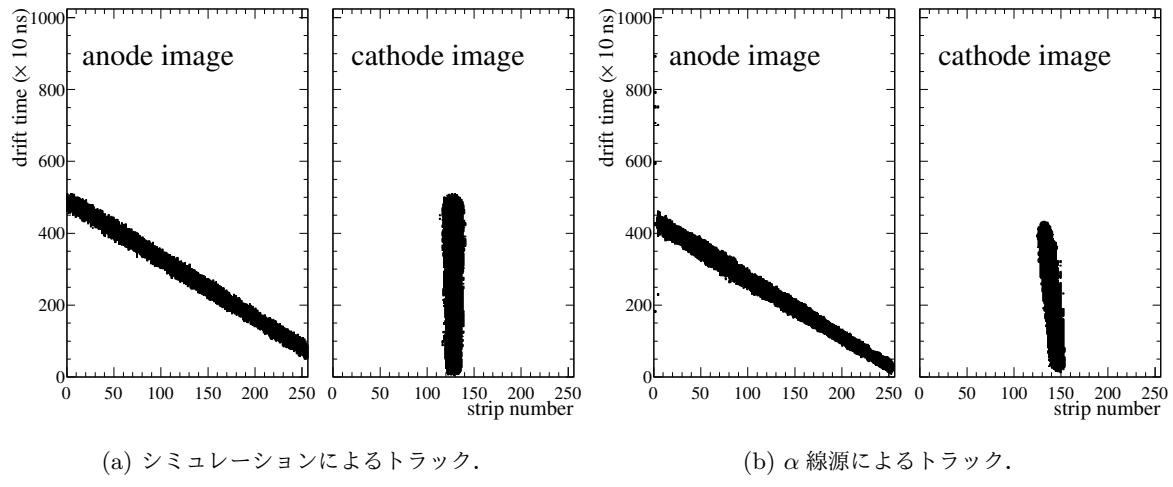
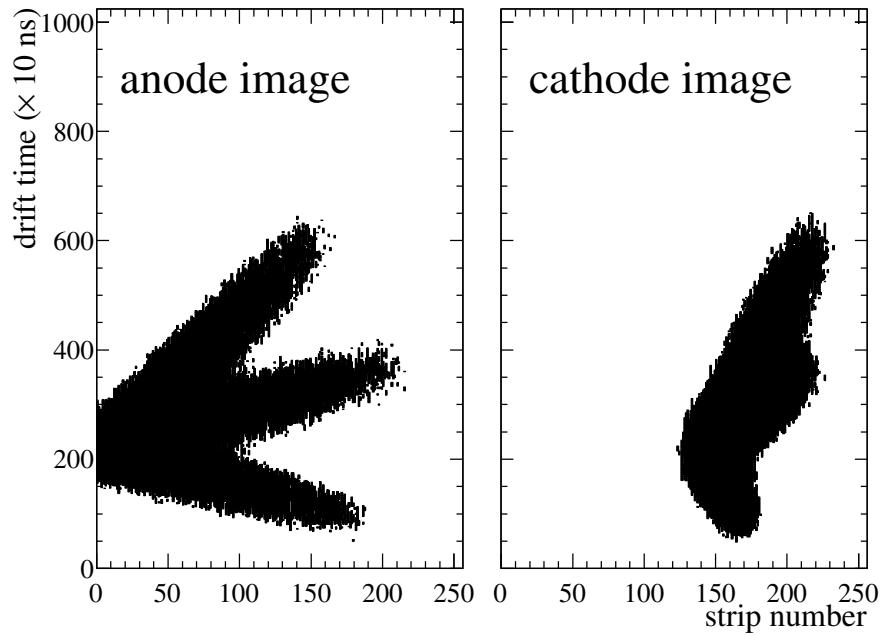
α 線源のトラックを再現することができたので、同じ設定で $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ のシミュレーションを行う。このシミュレーションでは以下のように 3 つの α 粒子を生成した。

1. ^{12}C が 14 MeV の中性子との散乱により Hoyle 状態に励起させる。この際、重心系で一様な散乱角で散乱させる。
2. Hoyle 状態の ^{12}C を α 粒子と ^8Be に位相空間で一様に崩壊させる。
3. ^8Be を 2 つの α 粒子に位相空間で一様に崩壊させる。

このようにして生成した 3 つの α 粒子を元にトラックを生成する。生成したトラックを図 3.12, 3.13, 3.14,

図 3.9: CH_4 (4) + He (6) の場合.図 3.10: iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9) の場合.

[3.15, 3.16](#) に示す.

図 3.11: iso-C₄H₁₀ (1) + He (9) の場合.図 3.12: CH₄ の場合.

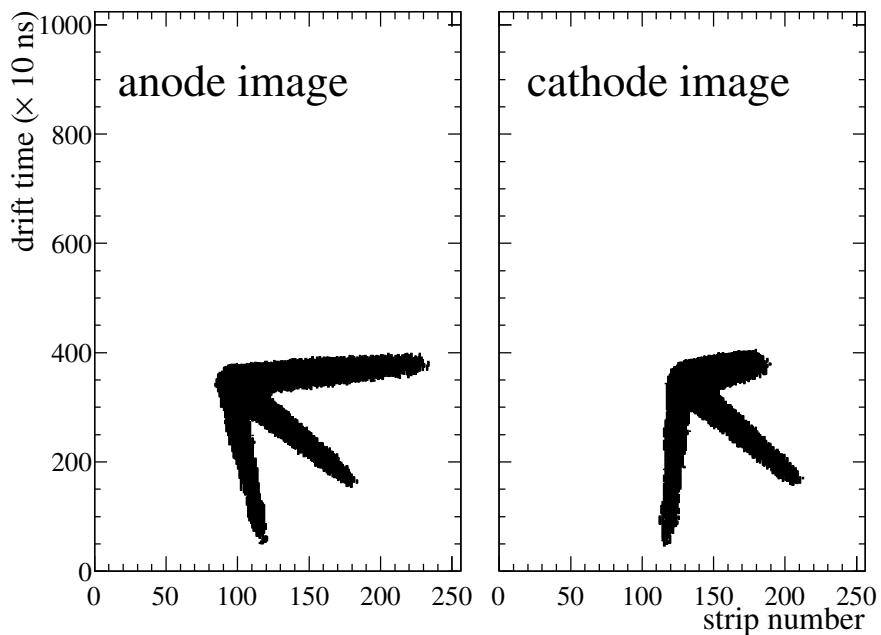


図 3.13: CH_4 (3) + H_2 (7) の場合.

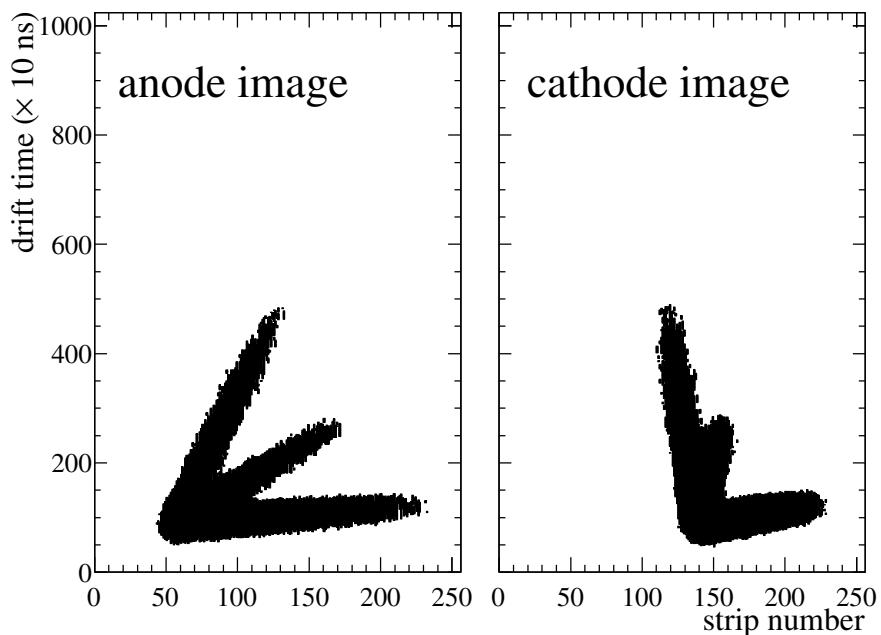
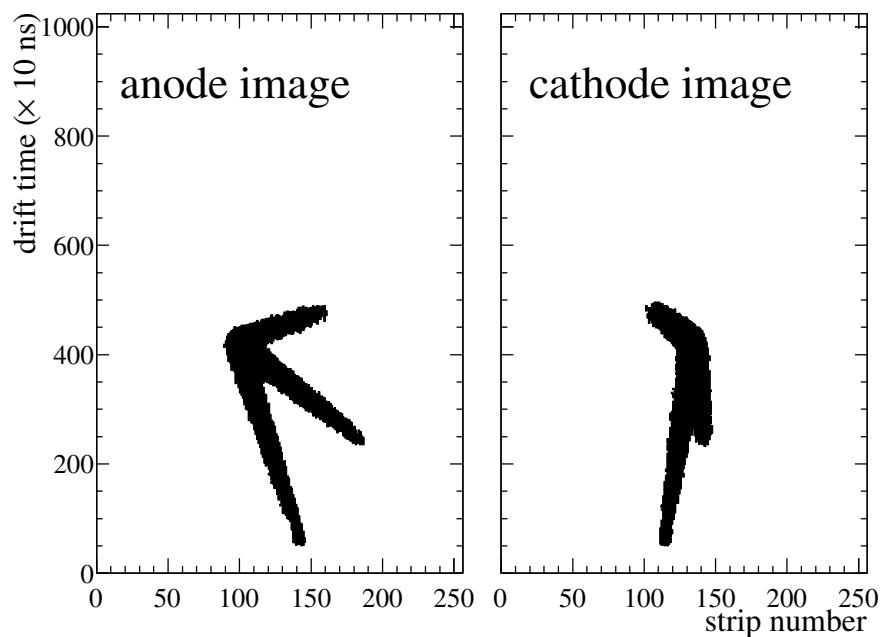
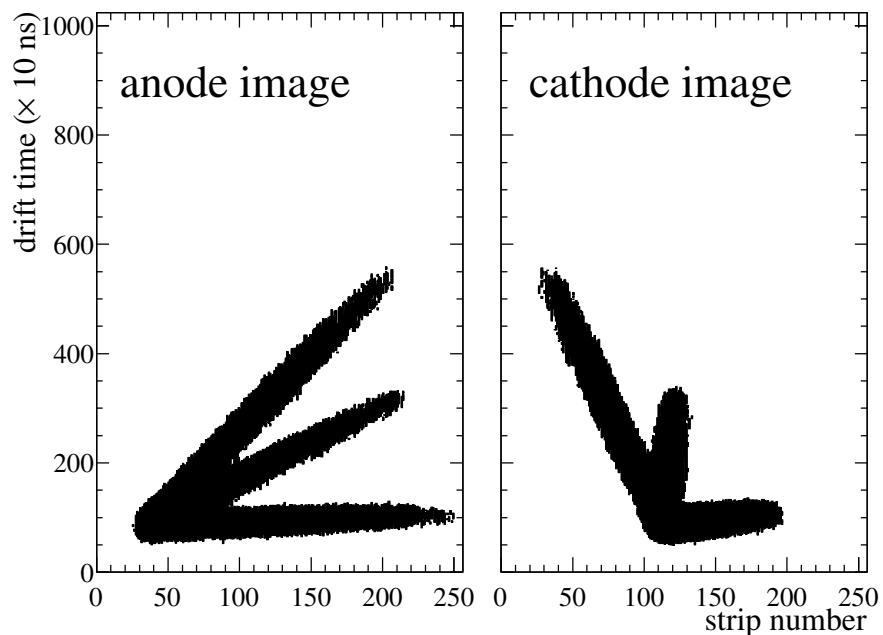


図 3.14: CH_4 (4) + He (6) の場合.

図 3.15: iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) の場合.図 3.16: iso-C₄H₁₀ (1) + He (9) の場合.

第4章

解析

4.1 解析の概要

MAIKo TPC の解析では背景事象の除去とトラック情報の抽出の 2 つが必要となる。検出ガスには ^{12}C だけでなく、陽子や ^4He が含まれる。そのため、中性子と陽子、 ^4He との散乱事象を取り除く必要がある。その後、中性子と ^{12}C との散乱事象に対してトラックの情報を抽出する。トラックの情報は中性子と ^{12}C とが散乱した座標、 α 粒子が停止した座標である。anode image から z, y 座標を、cathode image から x, y 座標を決定することができる。 x, z 座標は μ -PIC の信号を検出した strip のチャンネル番号に $400 \mu\text{m}$ をかけることで求めることができる。TPC では、 y 座標を荷電粒子が通過した位置から読み出し面に到達するまでの時間として測定する。そのため、anode image, cathode image の clock にドリフトスピードをかけて y 座標を求めることができる。このようにして決定した anode image, cathode image の座標を合わせることで、3 次元の座標を求めることができる。

散乱点と停止点の座標から粒子が飛行した方向ベクトルと距離が決定される。粒子が分かれば、飛行距離から運動エネルギーが決まる。図 4.1 に $\text{CH}_4(50 \text{ hPa})$ 中での荷電粒子の飛行距離と運動エネルギーの対応を示す。飛行距離と運動エネルギーの相関は SRIM [14] を用いて求めた。SRIM は、荷電粒子が物質中を通過する際の、イオンの飛程、エネルギーロス等を算出するシミュレーションソフトウェアである。この対応関係から粒子の運動エネルギーを決定する。粒子の運動エネルギーを T 、質量を m 、単位方向ベクトルを (dx, dy, dz) とすると、粒子の 4 元運動量は

$$p = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T + m \\ \sqrt{(T+m)^2 + m^2} dx \\ \sqrt{(T+m)^2 + m^2} dy \\ \sqrt{(T+m)^2 + m^2} dz \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

となる。決定した 3 つの α 粒子の 4 元運動量を足し合わせることで、 ^{12}C の 4 元運動量を再構成できる。このようにして求めた 4 元運動量から、 ^{12}C の運動エネルギー、散乱角度、励起エネルギーを求めることができる。

4.2 eye-scan

本研究では MAIKo TPC から得られたトラックの解析を人間の目 (eye-scan) で行った。eye-scan では、トラックの本数の識別と散乱点、停止点の抽出を行った。ここではトラックの本数が 3 本であるイベントを

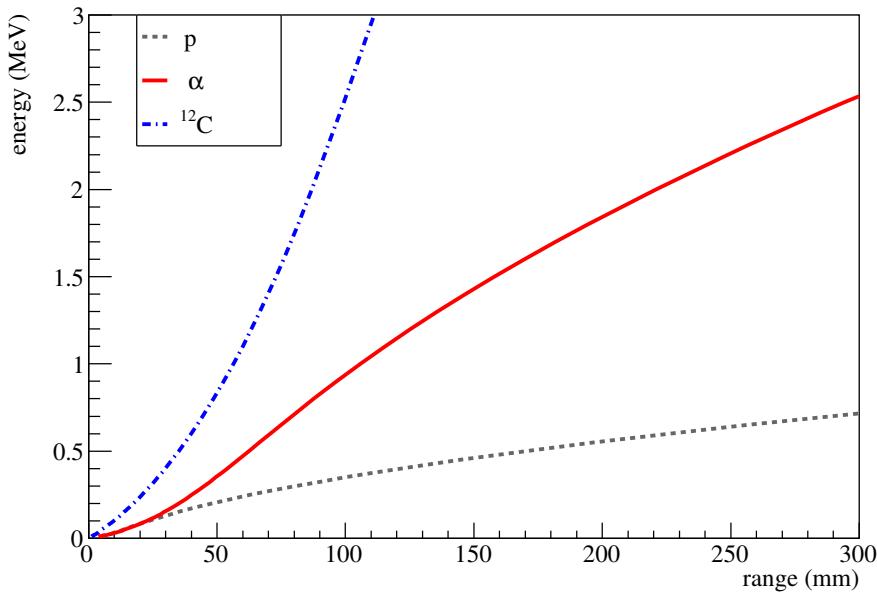


図 4.1: $\text{CH}_4(50 \text{ hPa})$ 中での荷電粒子 (p , α , ^{12}C) の飛行距離と運動エネルギー. この相関は SRIM を用いて求めた.

表 4.1: eye-scan によって決定したトラックの本数の割合.

gas	3 本 (%)	2 本 (%)	1 本 (%)
CH_4	55	37	8
$\text{CH}_4(3) + \text{H}_2(7)$	91	9	0
$\text{CH}_4(4) + \text{He}(6)$	78	22	0
$\text{iso-C}_4\text{H}_{10}(1) + \text{H}_2(9)$	87	11	2
$\text{iso-C}_4\text{H}_{10}(1) + \text{He}(9)$	90	10	0

$^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ イベントとした. 本研究では $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ イベントに対して解析を行った. 検出ガスの決定のために, 3.3 節のシミュレーションで生成したデータに対して解析を行った.

4.2.1 解析効率

実際には $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ イベントであっても, 各 α 粒子のエネルギーや放出角度, トラックの太さによっては 3 つのトラックを区別することができず, $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ イベントとして認識できない場合がある. そこで, eye-scan によって正しくトラックが 3 本と認識できる割合 (解析効率) を評価する. eye-scan は各検出ガスについて 100 events ずつ行った. eye-scan によって決定したトラックの本数を表 4.1 に示す. 表 4.1 の 3 本の割合が解析効率となる. CH_4 単体と $\text{CH}_4(4) + \text{He}(6)$ 以外は約 90 % の解析効率となっている.

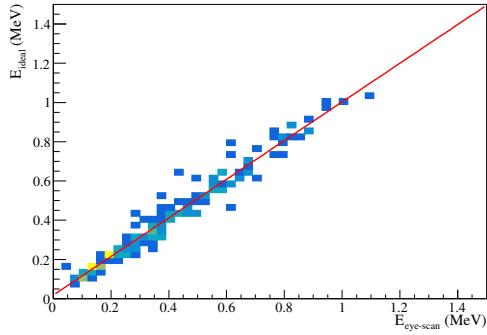


図 4.2: CH_4 の場合の
 $E_{\text{eye-scan}}$ と E_{ideal} の相
関.

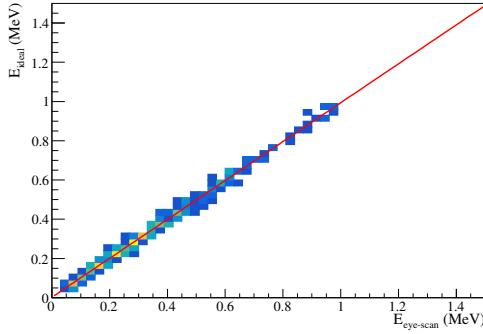


図 4.3: CH_4 (3) + H_2 (7)
の場合の $E_{\text{eye-scan}}$ と
 E_{ideal} の相関.

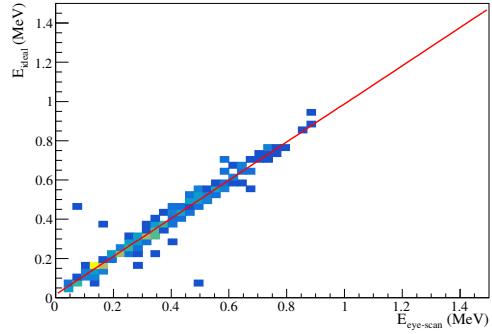


図 4.4: CH_4 (4) + He (6)
の場合の $E_{\text{eye-scan}}$ と
 E_{ideal} の相関.

4.2.2 エネルギー分解能

α 粒子の飛行距離の分解能により、エネルギー分解能が決まる。そこで、eye-scan による α 粒子のエネルギー分解能を評価する。シミュレーションで粒子を生成した時に決定した α 粒子の運動エネルギー (E_{ideal}) と eye-scan によって決定した α 粒子の運動エネルギー ($E_{\text{eye-scan}}$) の相関を図 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6 に示す。縦軸がシミュレーションで決定した運動エネルギー、横軸が eye-scan で決定した運動エネルギーである。この相関に対して 1 次関数 ($E_{\text{ideal}} = p_0 \times E_{\text{eye-scan}} + p_1$) でフィットした結果を表 4.2 にまとめる。どの検出ガスについても、ほぼ $E_{\text{ideal}} = E_{\text{eye-scan}}$ となっている。

$E_{\text{eye-scan}}$ をフィットした 1 次関数 ($f(x)$) で補正したエネルギーと E_{ideal} と差分を dE ($= E_{\text{ideal}} - f(E_{\text{eye-scan}})$) とする。各検出ガスでの dE の分布を図 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11 に、ガウス分布でフィットした中心値と分散を表 4.3 に示す。エネルギー分解能は、 CH_4 (3) + H_2 (7) の場合に最も小さいことが分かる。

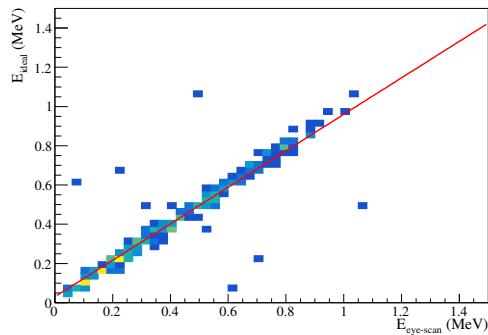


図 4.5: iso-
 C_4H_{10} (1) + H_2 (9)
の場合の $E_{\text{eye-scan}}$ と
 E_{ideal} の相関.

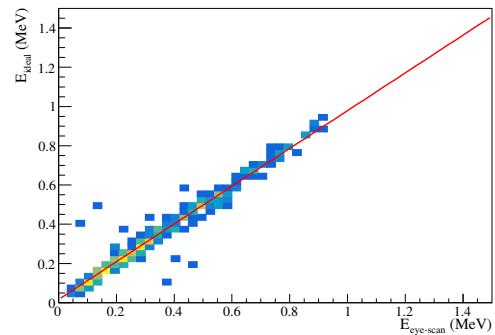


図 4.6: iso-
 C_4H_{10} (1) + He (9)
の場合の $E_{\text{eye-scan}}$ と
 E_{ideal} の相関.

表 4.2

gas	p_0	p_1
CH_4	0.985	0.0179
CH_4 (3) + H_2 (7)	0.991	0.00260
CH_4 (4) + He (6)	0.972	0.0157
iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9)	0.929	0.0309
iso- C_4H_{10} (1) + He (9)	0.962	0.0166

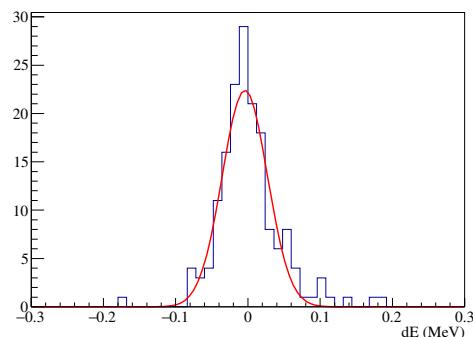


図 4.7: CH_4 の場合の
 dE .

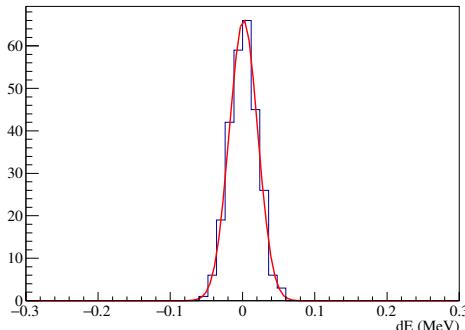


図 4.8: CH_4 (3) + H_2 (7)
の場合の dE .

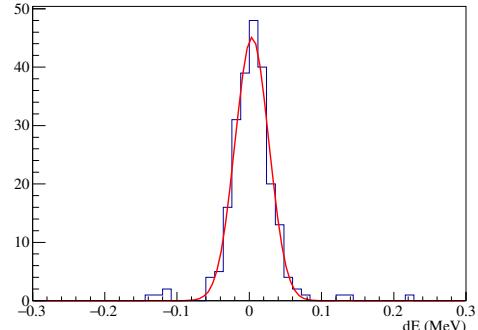


図 4.9: CH_4 (4) + He (6)
の場合の dE .

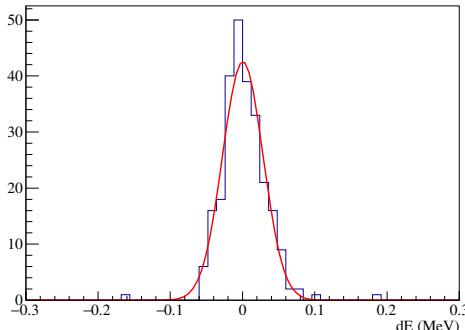


図 4.10: iso- C_4H_{10} (1) +
 H_2 (9) の場合の dE .

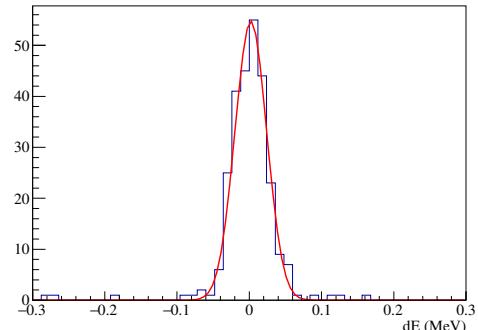


図 4.11: iso- C_4H_{10} (1) +
He (9) の場合の dE .

4.2.3 角度分解能

シミュレーションで決定した α 粒子の角度と eye-scan での角度の差分を $d\theta$ とする。各検出ガスでの $d\theta$ の分布を図 4.12, 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 に、ガウス分布でフィットした中心値と分散を表 4.3 に示す。角度分解能は、 CH_4 単体の場合に大きいことが分かる。

4.2.4 励起エネルギー分解能

測定で ^{12}C 、励起エネルギーの分解能が悪ければ各励起状態を特定することができない。シミュレーションでは 0_2^+ 状態経由での崩壊を考えているので、 ^{12}C の励起エネルギーは 7.65 MeV となっている。eye-scan で決定した ^{12}C の不变質量から基底状態の ^{12}C の質量を引くことで励起エネルギーを求め、7.65 MeV を再構築できるか評価する。各検出ガスで再構成した励起エネルギーを図 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21、表 4.3 に示す。どの検出ガスにおいても 0_2^+ 状態を再構成できていることが分かる。 0_2^+ 状態と隣り合う ^{12}C の励起状態は 2_1^+ の 4.44 MeV と 3_1^- の 9.64 MeV であるので、分解能も隣り合う励起状態と分けるのに十分良いことも分かる。

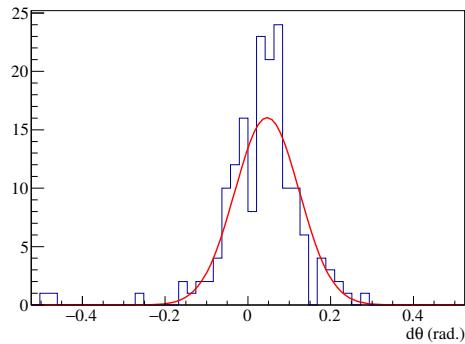


図 4.12: CH_4 の場合の角
度差.

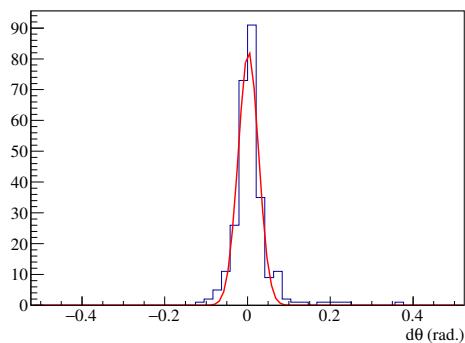


図 4.13: CH_4 (3) +
 H_2 (7) の場合の角度差.

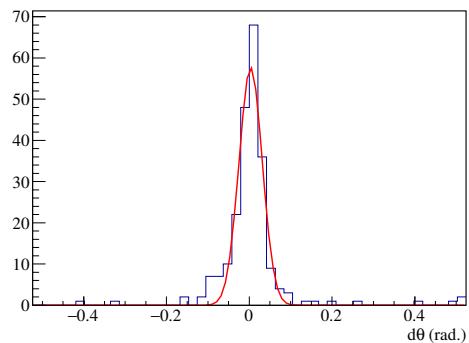


図 4.14: CH_4 (4) +
He (6) の場合の角度差.

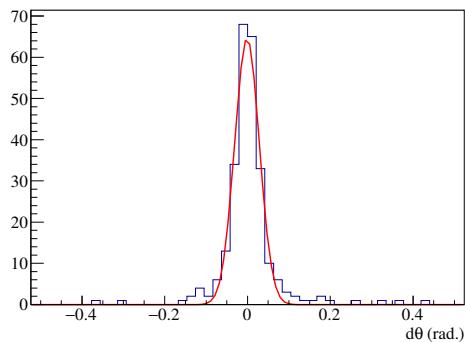


図 4.15: iso- C_4H_{10} (1) +
 H_2 (9) の場合の角度差.

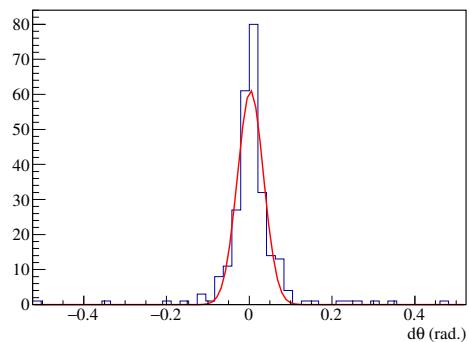


図 4.16: iso- C_4H_{10} (1) +
He (9) の場合の角度差.

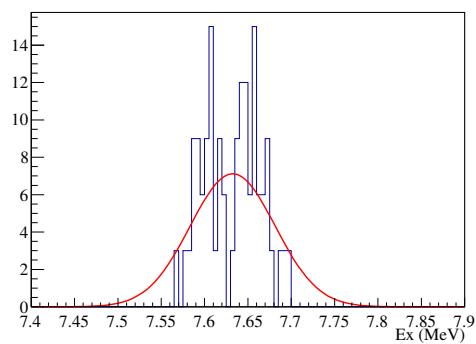


図 4.17: CH_4 の場合の
 ^{12}C の励起エネルギー.

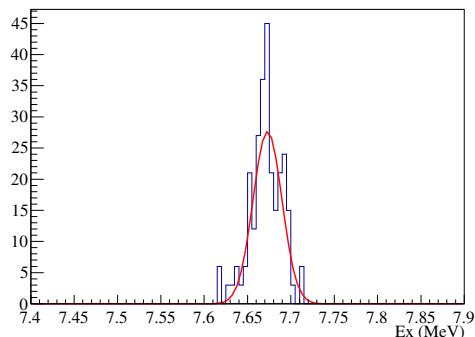


図 4.18: CH_4 (3) +
 H_2 (7) の場合の ^{12}C の
励起エネルギー.

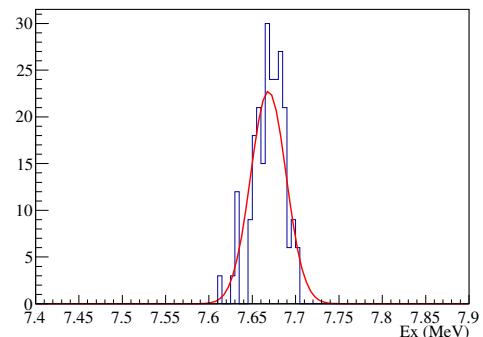


図 4.19: CH_4 (4) +
 He (6) の場合の ^{12}C の
励起エネルギー.

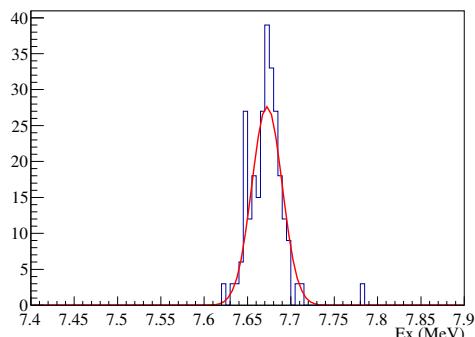


図 4.20: $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ (1) +
 H_2 (9) の場合の ^{12}C の
励起エネルギー.

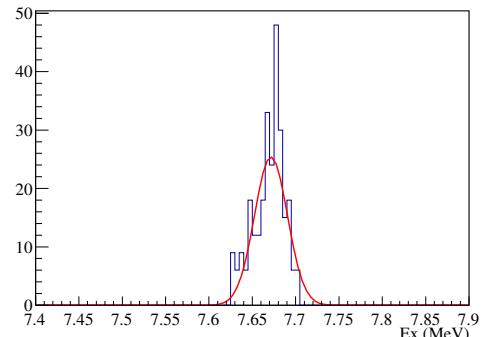


図 4.21: $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ (1) +
 He (9) の場合の ^{12}C の
励起エネルギー.

表 4.3: 各ガスの解析効率と分解能. それぞれ 100 events ずつ eye-scan によって解析を行った.

gas	解析効率 (%)	$dE \pm \sigma$ (keV)	$d\theta \pm \sigma$ (mrad)	$E \pm \sigma$ (MeV)
CH ₄	55	$-4.21 \times 10^{-3} \pm 3.13 \times 10^{-2}$	46.4 ± 77.9	$7.63 \pm 4.91 \times 10^{-2}$
CH ₄ (3) + H ₂ (7)	91	$1.36 \times 10^{-3} \pm 1.97 \times 10^{-2}$	2.10 ± 24.6	$7.67 \pm 1.66 \times 10^{-2}$
CH ₄ (4) + He (6)	78	$3.75 \times 10^{-3} \pm 2.34 \times 10^{-2}$	3.34 ± 28.2	$7.67 \pm 2.05 \times 10^{-2}$
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + H ₂ (9)	87	$3.75 \times 10^{-4} \pm 2.80 \times 10^{-2}$	-1.27 ± 29.8	$7.67 \pm 1.75 \times 10^{-2}$
iso-C ₄ H ₁₀ (1) + He (9)	90	$2.14 \times 10^{-3} \pm 2.20 \times 10^{-2}$	3.05 ± 31.4	$7.67 \pm 1.90 \times 10^{-2}$

4.3 検出ガスの決定

ディフュージョンとトラックの幅の観点では CH₄ (3) + H₂ (7), iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) が良い. 解析効率は CH₄ (3) + H₂ (7), iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9), iso-C₄H₁₀ (1) + He (9) が良い. α 粒子のエネルギー分解能の観点では CH₄ (3) + H₂ (7) が良い. 角度分解能の観点では CH₄ (3) + H₂ (7), iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) が良い. これらから考えると, CH₄ (3) + H₂ (7) または iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) が適すると判断できる. CH₄ (3) + H₂ (7) と iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) とで含まれる ¹²C の量を比較すると, iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9) の方が 4/3 倍多い. よって, 検出ガスには iso-C₄H₁₀ (1) + H₂ (9)(100 hPa) を用いる.

第 5 章

$\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ (10) + H_2 (9) のガス特性

本章では検出ガスとして用いる $\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ (1) + H_2 (9) の特性について述べる。

5.1 ドリフトスピード

ドリフトスピードのドリフト電場依存性を調べた。Magboltz でドリフトスピードが 0.014 mm/ns となるドリフト電場は 6.80 V/mm である。ドリフト領域の長さは 140 mm であるので、plate と grid の電位差は 952 V となる。調整の行いやすさを考え 955 V を中心に 100 V 間隔で 455 – 1455 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。線源を用いて測定したドリフトスピードと Magboltz により求めたドリフトスピードを図 5.1 に示す。線源を用いて測定したドリフトスピードと Magboltz で求めたドリフトスピードがおよそ一致していることが分かる。ただ、全体的に測定値のドリフトスピードの方が小さくなっている。これは測定で用いた検出

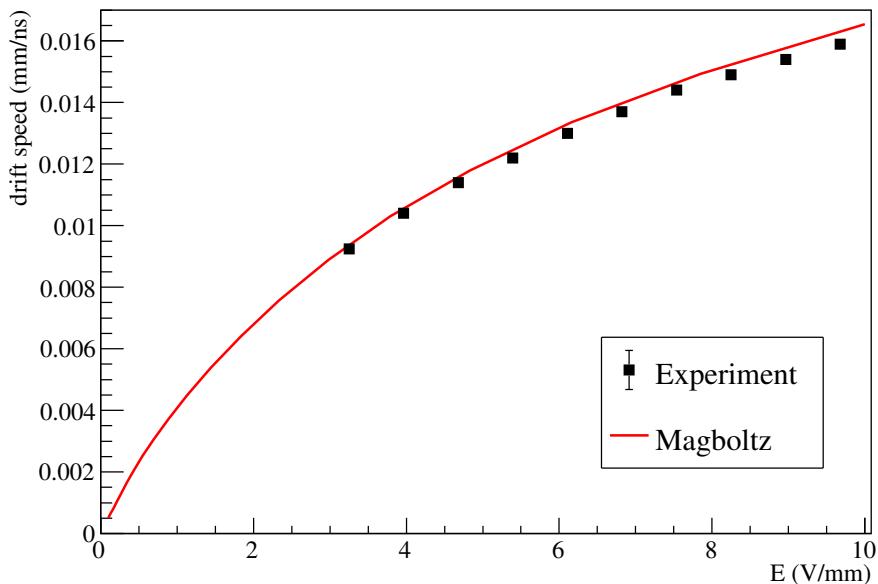


図 5.1: ドリフトスピードの電場依存性。点は測定したドリフトスピード、実線は Magboltz で求めたドリフトスピードを示す。

表 5.1: 基準となる電圧構成.

項目	電位差 (V)
$\Delta V_{\text{grid-GEM}}$	700
ΔV_{GEM}	350
$\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$	650
$V_{\mu\text{-PIC}}$	400

ガスに水分などの不純物が含まれていることが原因と考えられる。水分によるドリフトスピードの変化は付録 ??で述べる。

5.2 電子増幅率

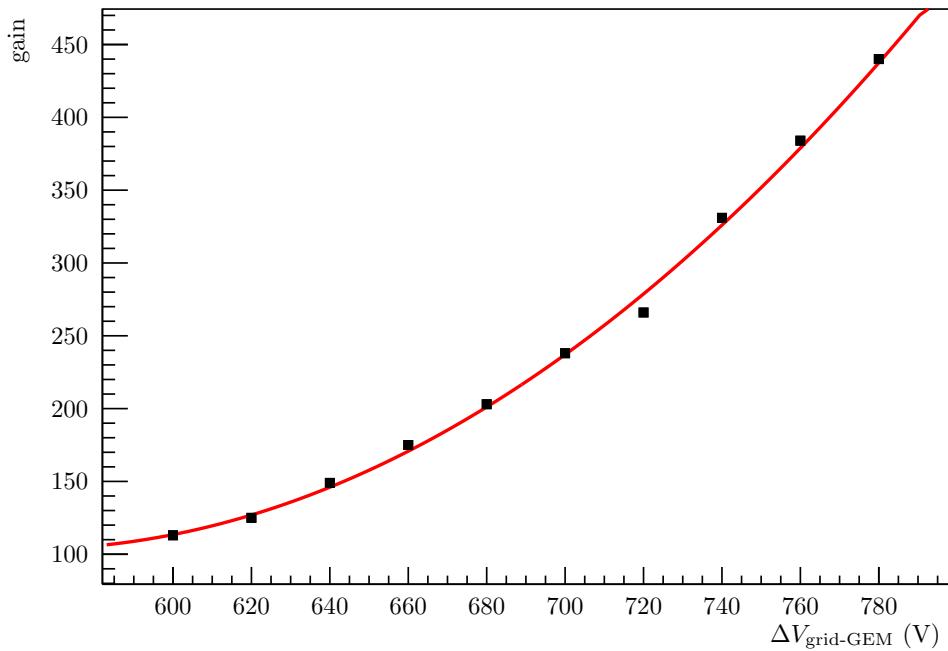
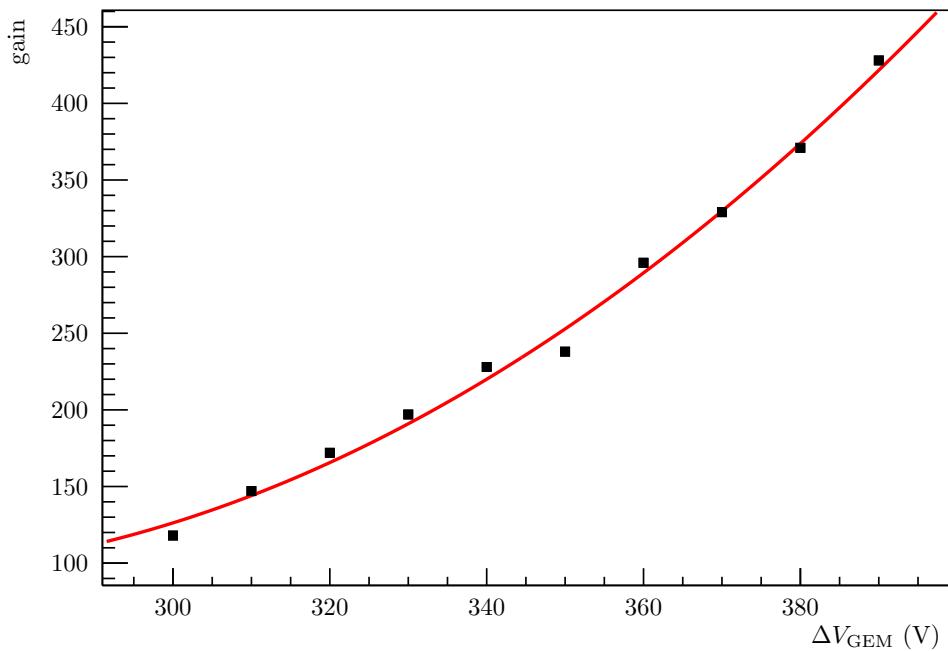
電子の増幅率は GEM, μ -PIC の電圧によって変化する。また, grid や GEM を通過する際に電子の一部が増幅されずに吸収されてしまう。そこで、電子増幅率の電位差依存性を調べる。grid と GEM との電位差を $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$, GEM の両面間の電位差を ΔV_{GEM} , GEM の μ -PIC 側と μ -PIC との電位差を $\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$, μ -PIC の anode 電極の電圧を $V_{\mu\text{-PIC}}$ とする。 μ -PIC の cathode 電極は接地されている。表 5.1 にあるような電位差を基準として、各項目の電位差依存性を調べた。表 5.1 は 3 章でドリフトスピードを測定したときの構成である。増幅率の測定方法は 3 章で述べた通りである。本測定では GEM, μ -PIC の増幅率や電子の収集効率をそれぞれ求めることができないので、それらを畳み込んだ増幅率として求める。

5.2.1 grid と GEM との電位差による電子の増幅率

grid と GEM の間の電位差によって電子がドリフト領域から増幅領域へ移動する効率が変化することがわかっている [9]。 $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$ を 20 V 間隔で 600–780 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。電子の増幅率の $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$ による変化を図 5.2 に示す。増幅率の変化は $gain = 0.00704 \times \Delta V_{\text{grid-GEM}}^2 - 7.92 \times \Delta V_{\text{grid-GEM}} + 2330$ と表すことができる。ドリフト電場に対して増幅領域の電場を強くすることで、電子をより強く増幅領域へ吸い出すことができるため、増幅率が増加したと考えられる。 $\Delta V_{\text{grid-GEM}} = 700$ V のとき, 140 V/mm であり、ドリフト電場の約 20 倍となっている。

5.2.2 GEM による電子増幅率

GEM は絶縁体のフィルムの両面を銅で被覆し、微細な穴を開けたものである。GEM の各面に電圧をかけることで高電場を形成し、電子のアバランシェ増幅を起こす。 ΔV_{GEM} を 10 V 間隔で 300–390 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。電子の増幅率の ΔV_{GEM} による変化を図 5.3 に示す。増幅率の変化は $gain = 0.0188 \times \Delta V_{\text{GEM}}^2 - 0.67 \times \Delta V_{\text{GEM}} + 1340$ と表すことができる。 ΔV_{GEM} を大きくして、GEM の穴の中に生成される電場を強くすることにより強く増幅されることが確認された。

図 5.2: 電子増幅率の $\Delta V_{\text{grid-GEM}}$ 依存性.図 5.3: 電子増幅率の ΔV_{GEM} 依存性.

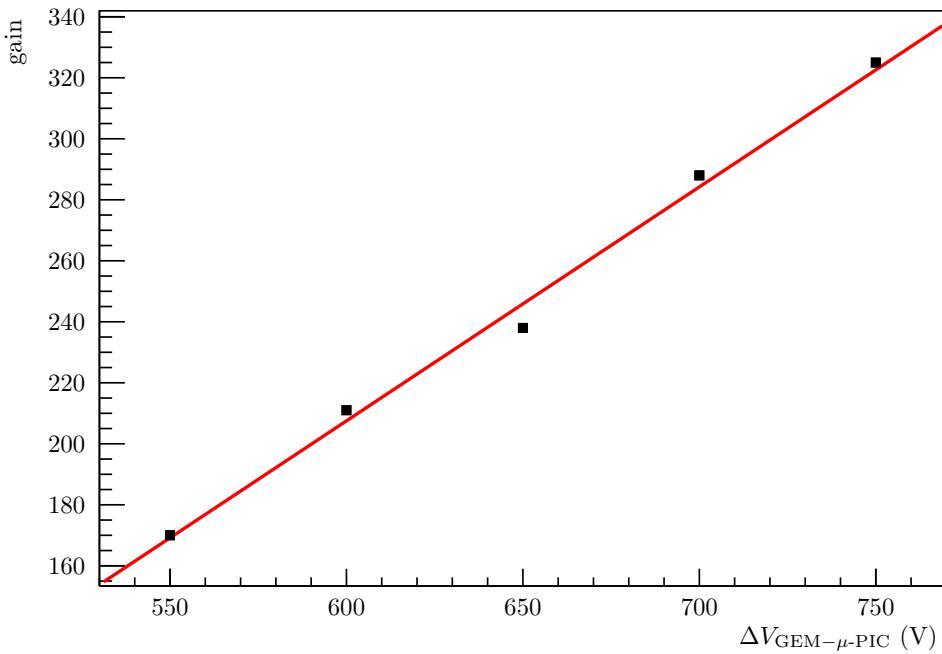


図 5.4: 電子増幅率の $\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$ 依存性.

5.2.3 GEM と μ -PIC との電位差による電子の増幅率

$\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$ によって GEM で増幅された電子の μ -PIC による収集率が変化する。 $\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$ を 50 V 間隔で 550–750 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。電子の増幅率の $\Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$ による変化を図 5.4 に示す。増幅率の変化は $gain = 0.767 \times \Delta V_{\text{GEM-}\mu\text{-PIC}}$ と表すことができる。GEM で増幅された電子をより強い電場で移動させることで、効率よく μ -PIC に電子が輸送されたと考えられる。

5.2.4 μ -PIC による電子増幅率

電子は μ -PIC で読み出される直前に、 μ -PIC によって作られた高電場によって増幅される。 $V_{\mu\text{-PIC}}$ を 10 V 間隔で 350–440 V の範囲で変化させて計 10 点測定した。電子の増幅率の $V_{\mu\text{-PIC}}$ による変化を図 5.5 に示す。増幅率の変化は $gain = 2.06 \times V_{\mu\text{-PIC}} - 253$ と表すことができる。 μ -PIC の anode 電極の周りにより強い電場が形成されることで、より強く電子が増幅されることが確認された。

5.3 拡散効果

ドリフトスピードが一定である場合は、電子の拡散は \sqrt{L} に比例する。線源は線源導入機によって、チェンバーの気密性を保持したまま電子のドリフト方向に移動可能である。線源導入機は 2016 年度の森本修論 [15] で開発された。図 5.6 に線源導入機の先に線源を取り付けた様子を示す。図 5.6 中の矢印の方向に線源を移動させることができる。線源導入機によって線源の位置を変化させることで、拡散効果の L 依存性を調べるこ

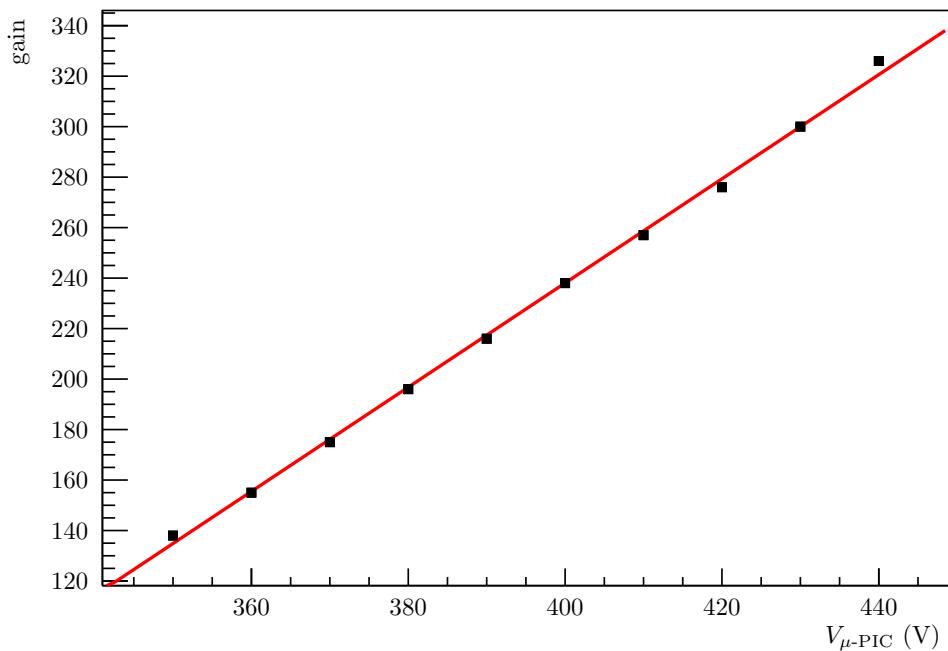
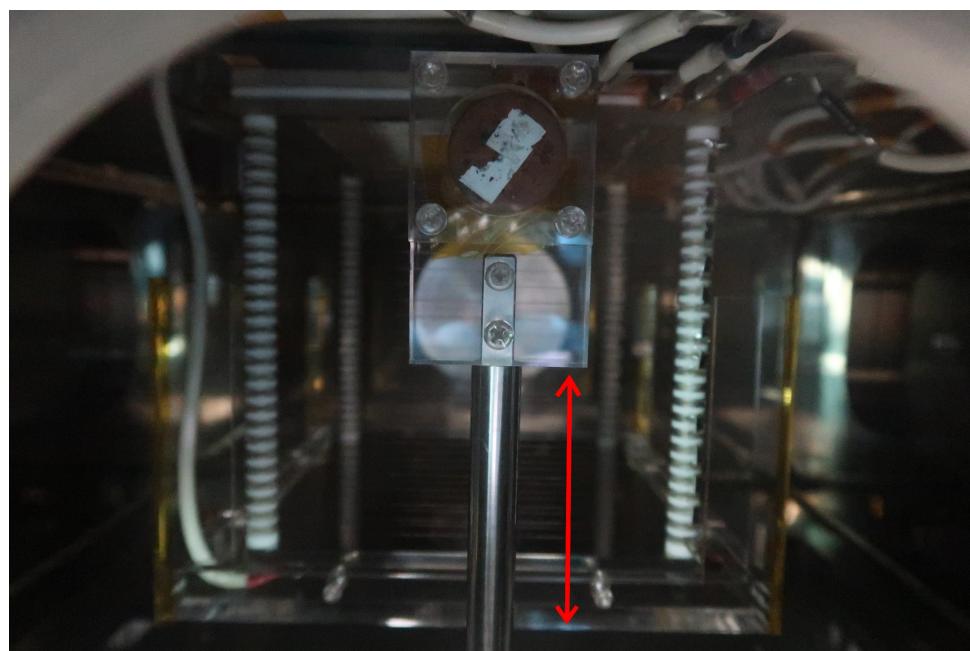
図 5.5: 電子増幅率の $V_{\mu\text{-PIC}}$ 依存性。

図 5.6: 線源導入機に取り付けたれた線源。矢印の方向に移動させることができる。

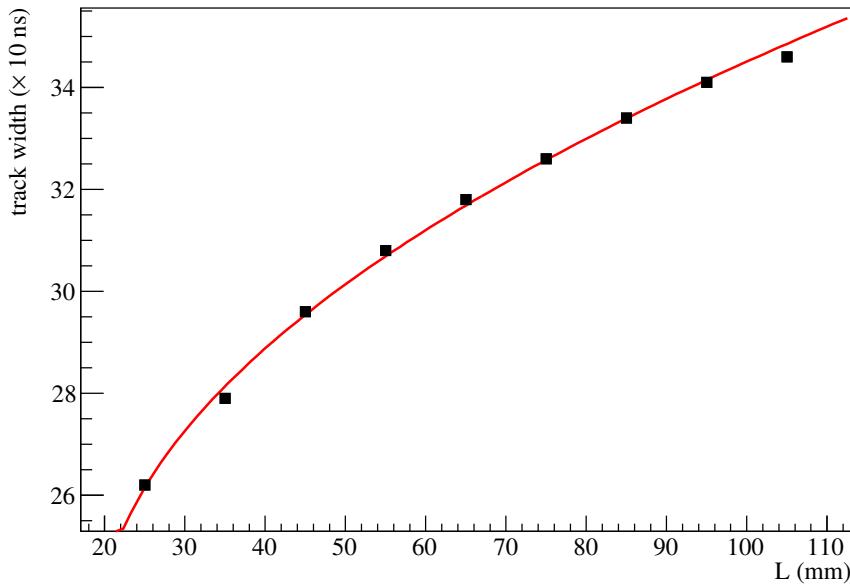


図 5.7: ト ラックの太さの位置依存性。

とができる。拡散効果とト ラックの太さが比例していると仮定すると、track width $\sim \sqrt{L}$ にとなる。ト ラックの太さと線源の位置との依存性を図 5.7 に示す。図 5.7 の L は線源コリメータの 0° 穴と grid とのドリフト方向の距離である。track width = $1.27 \times \sqrt{L - 19.2} + 23.1$ となり、 \sqrt{L} に比例していることが確認された。

第 6 章

まとめと今後の展望

本研究では $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ 反応の断面積測定のための MAIKo TPC の検出ガスの選定を行った。測定では $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出される 3 つの α 粒子を検出しなければならない。 α 粒子のエネルギーの決定は MAIKo TPC で取得されたトラックの長さから行うため、 α 粒子が MAIKo TPC の有感領域で停止する必要となる。また、トラックが短くなるとトラックを識別できなくなるため、物質厚が大きすぎないことが必要となる。トラックが太いと複数のトラックを識別できなくなるため、電子の拡散効果が小さいガスが必要となる。このような要求を満たす検出ガスを決定した。

α 粒子が適当な飛距離で効率的に停止する観点から、 CH_4 (50 hPa), CH_4 (3) + H_2 (7) (100 hPa), CH_4 (4) + He (6) (100 hPa), iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9) (100 hPa), iso- C_4H_{10} (1) + He (9) (100 hPa) の 5 種類が検出ガスの候補として選出された。MAIKo TPC がタイムウィンドウは 10 μs , ドリフト方向の長さが 140 mm であるため、ドリフトスピードが 0.014 mm/ns となる必要がある。このドリフトスピードを実現するドリフト電場で測定を行う。

α 線源を用いてトラックを測定し、そのトラックを再現するようなシミュレーションを作成した。シミュレーションで $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ 反応のトラックを生成し、eye-scan による解析を行った。解析の結果より、検出効率、エネルギー分解能などの観点で CH_4 (3) + H_2 (7) と iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9) が適していることが分かった。 CH_4 (3) + H_2 (7) と iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9) を比較すると ^{12}C の含まれる量が iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9) の方が 4/3 多い。そのため、検出ガスは iso- C_4H_{10} (1) + H_2 (9) に決定した。

2/25–2/28 の 4 日間で OKTAVIAN で 14 MeV の中性子を用いた測定を行う予定である。本研究で決定した検出ガスを用いて測定を行う。

謝辞

付録 A

中性子検出器

A.1 液体シンチレータ

$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ 反応の断面積の測定には MAIKo TPC に入射した中性子の数を測定する必要がある。中性子は電荷をもっておらず検出器内でエネルギーを落とさないため、直接検出することができない。そのため、中性子と散乱した検出器中の陽子を検出することによって間接的に中性子を検出する。より効率的に中性子と陽子が散乱するように、中性子検出器には水素が多く含まれる有機シンチレータが用いられる。OKTAVIAN での測定では NE213/BC501 液体シンチレータを用いる。図 A.1 に中性子検出器の模式図を示す。液体シンチレータの有感体積は、直径 200 mm, 厚さ 50 mm の円柱である。容器はアルミニウム製であり、シンチレーション光の反射率を高めるために酸化マグネシウムで容器の内側はコーティングされている。シンチレーション光は光電子増倍管で電気信号に変換されて読み出される。

A.2 n- γ 弁別

液体シンチレータを用いた測定では中性子だけでなく背景 γ 線も検出される。そのため、中性子と γ 線の識別が必要となる。中性子と γ 線では液体シンチレータの発光の波形が異なることが知られている。図 A.2

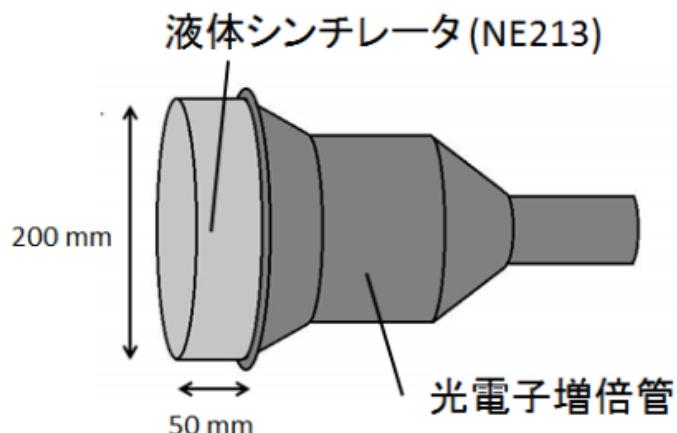


図 A.1: 中性子検出器の模式図。

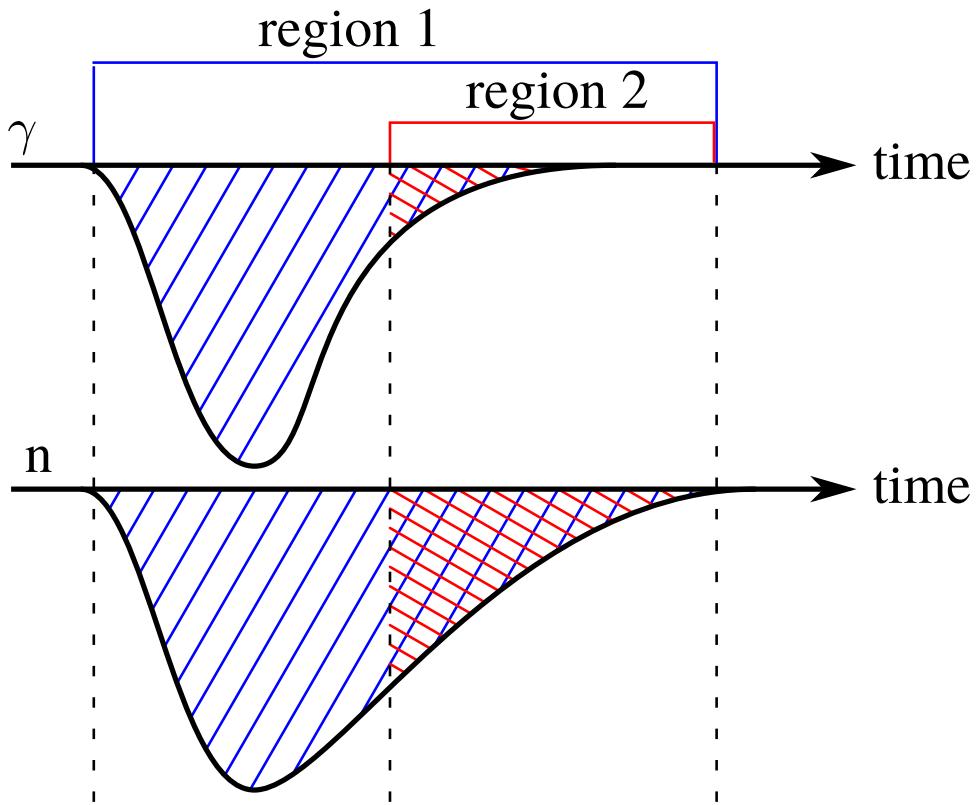


図 A.2: 液体シンチレータから得られる中性子および γ 線の波形の違いと 2 つの積分区間。全体を覆う区間 (region 1) とテール部分を覆う区間 (region 2) とにより波形を識別する。

に中性子と γ 線の波形の違いの模式図を示す。中性子の方がテールが長く引いた波形となる。図 A.2 に示すように、波形全体を覆う区間 (region 1) とテール部分を覆う区間 (region 2) の 2 つの積分区間を用いて波形を積分することで、中性子と γ 線とを区別する。

中性子検出器から得られる信号は CAEN V1742 を用いて取得した。CAEN V1742 は入力信号の波形をそのまま取得することができるモジュールである。信号の取得周波数は 5 GHz から 750 MHz である。CAEN V1742 で取得した波形の 1 例を図 A.3 に示す。図 A.3 は AmBe 中性子線源を用いて測定をした。取得周波数は 5 GHz である。

V1742 によって取得した波形のピーク位置に対して $-15\text{--}45\text{ ns}$ (region 1) と $10\text{--}45\text{ ns}$ (region 2) の 2 つの区間で波形を積分した。AmBe 中性子線源で取得した region 1 と region 2 の相関を図 A.4 に示す。図 A.4 中、上が中性子、下が γ 線である。中性子の中心となる位置を直線近似し (図 A.4 中の赤線)，region 2 との差分を取ったものが図 A.5 である。図 A.5 において、中性子側のピーク (0 付近のピーク) をガウス分布でフィットすることで中性子の検出数を決定する。

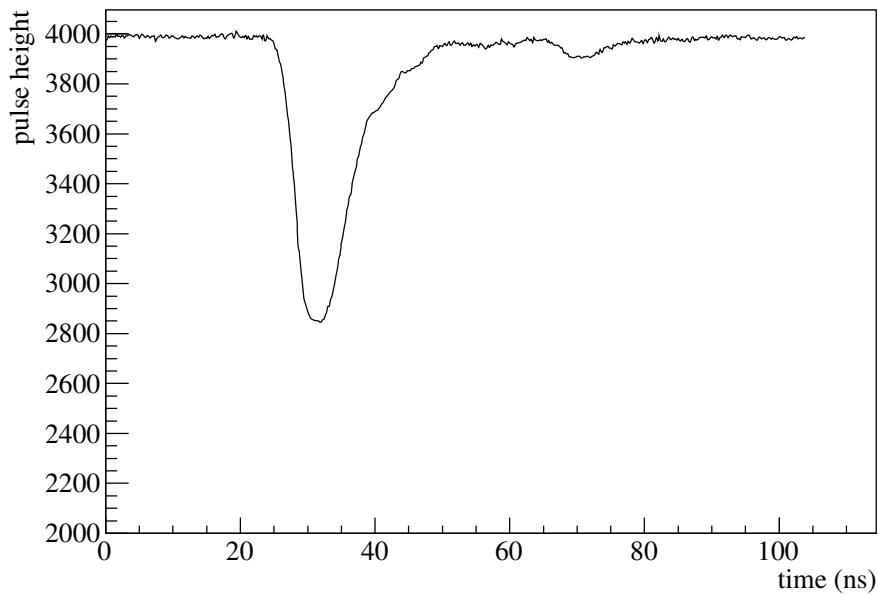


図 A.3: V1742 で取得した波形の 1 例.

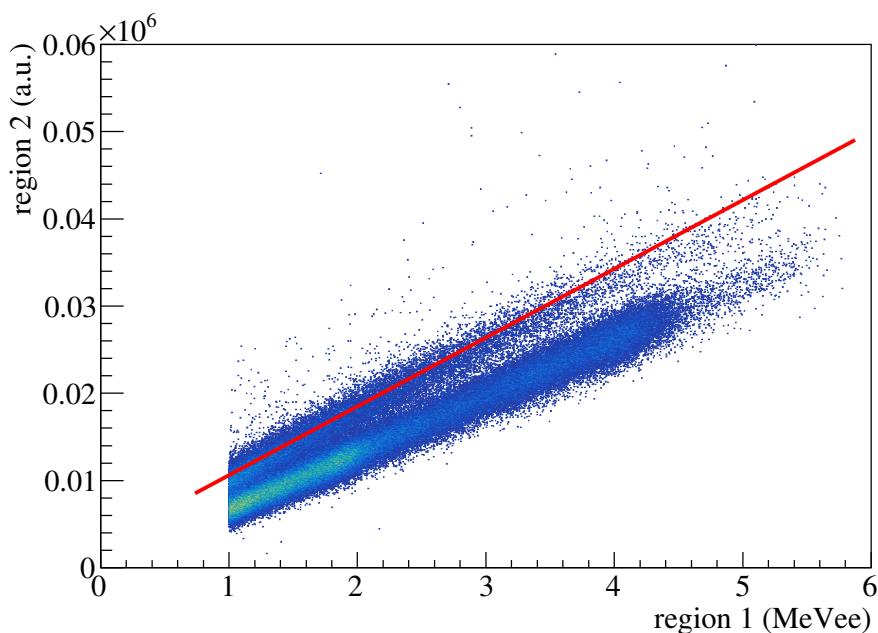


図 A.4: region 1 と region 2 の区間での積分値の相関. AmBe 中性子線源を用いて測定した. 1 MeVee 以下は取り除いた. また, 信号が V1742 のダイナミックレンジを超えたものは取り除いた.

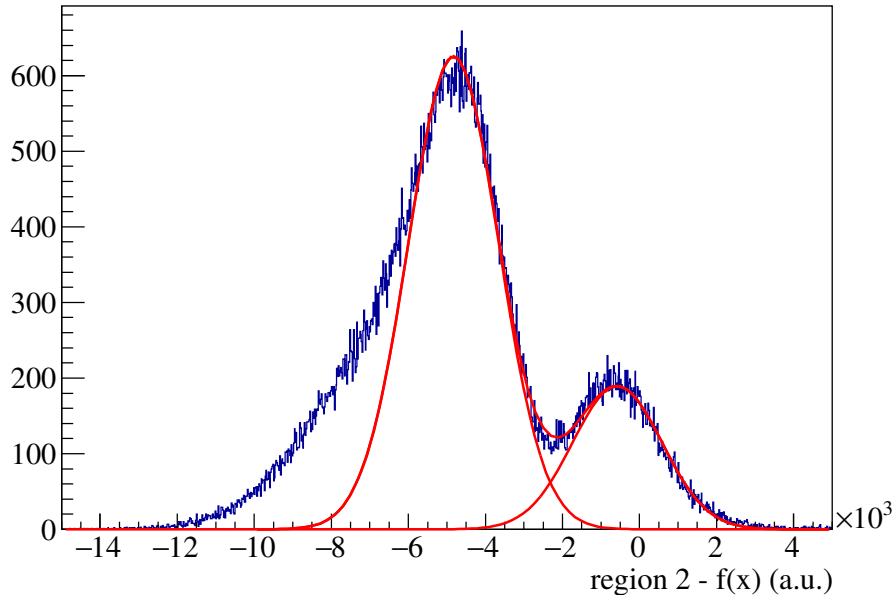


図 A.5: region 2 と中性子の近似直線との差分.

A.3 SCINFUL-CG による中性子の検出効率

検出器中に入射した中性子が陽子と反応しない場合は検出されない。そのため、検出器に入射した中性子の絶対数を求めるためには検出効率が必要である。液体シンチレータの検出効率 SCINFUL-CG [16] を用いる。SCINFUL-CG は任意形状の中性子用シンチレータに対する応答関数を計算するコードである。中性子の検出効率は発光量の閾値により変化する。図 A.6 に閾値が 0.5, 1.0, 1.5 MeVee のときの検出効率を示す。ここでは単色の中性子が入射しているとして計算した。図 A.6 から分かるように閾値を高くすると検出効率が低下する。また、高エネルギーの中性子ほど検出効率が低下する。

中性子検出器で測定した中性子数 (N_{detect}) を SCINFUL-CG で求めた検出効率 (ε) で式 A.1 のように補正することで、実際に入射した中性子数 (N_{in}) を求めることができる。

$$N_{\text{in}} = \frac{N_{\text{detect}}}{\varepsilon} \quad (\text{A.1})$$

実際の測定で用いる 14 MeV の単色中性子に対する検出効率は表 A.1 の通りとなる。

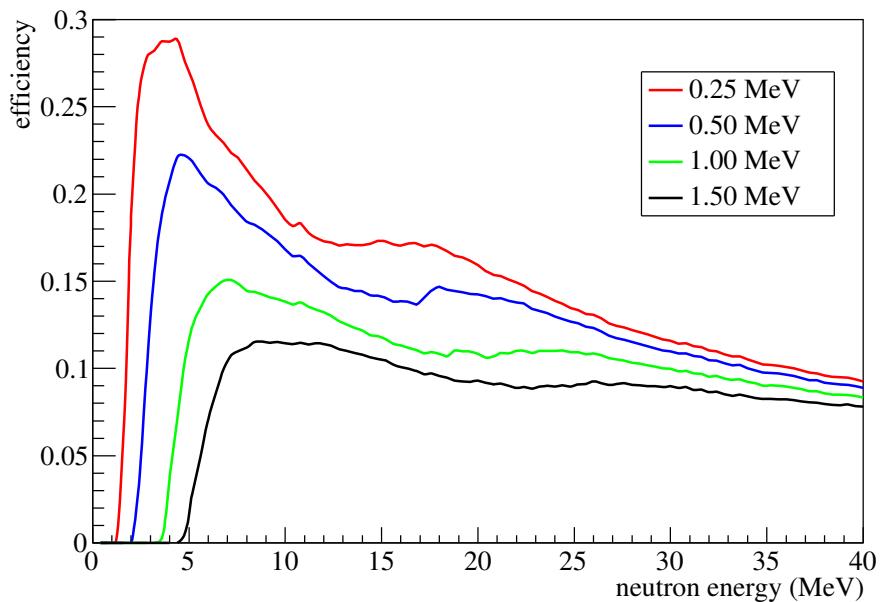


図 A.6: SCINFUL-CG で求めた中性子の検出効率. 閾値が高いほど, 中性子のエネルギーが大きいほど検出効率は小さくなる.

表 A.1: 14 MeV の単色中性子に対する検出効率.

閾値 (MeV)	検出効率
0.25	0.171
0.50	0.144
1.00	0.122
1.50	0.108

付録 B

ドリフトスピード

B.1 水分のドリフトスピードへの影響

本研究では用いた検出ガスは低圧であるため、水分などの不純物からの影響が大きいと考えられる。そこで、チェンバー中の水分をモニターしながらドリフトスピードの変化を測定した。水分は露点計で測定した。露点温度と水分濃度と蒸気密度の対応を表 B.1 に示す。露点温度は水が凝結を始める温度であるので、高いほど含まれる水分が多いことを示す。測定には本文で検討した 5 種類の検出ガスのうち CH_4 を用いた。これは、候補とした検出ガスのうち最も圧力が低く、堆積あたりの分子数が少ないので、不純物による影響が現れやすいと考えたためである。この測定での各部の電圧は表 B.2 の通りである。測定時は、検出ガスにを入れる前に可能な限り検出器中の水分を取るために、半日ほど真空ポンプで真空引きを行った。

時間経過によって、MAIKo TPC を入れているチェンバー表面に吸着されていた水分が検出ガス中に放出される。それによって、検出ガスの露点温度が上昇する。また、露点温度の上昇に伴ってドリフトスピードが減少する。露点温度とドリフトスピードの時間経過を図 B.1 に示す。表 B.2 に示したドリフト電場のとき、Magboltz によるドリフトスピードは 0.0208 mm/ns である。また、露点温度とドリフトスピードの相関を図 B.2 に示す。

表 B.1: 露点温度と水分濃度と蒸気密度の対応。ppm は parts per million の略であり、 $10,000 \text{ ppm} = 1\%$ となる。

露点温度 °C	水分濃度 (ppm)	蒸気密度 g/m ³
-80	0.540	0.000613
-70	2.581	0.00279
-60	10.67	0.0109
-50	38.84	0.0382
-40	126.7	0.1199
-30	375.0	0.339
-20	1019	0.884
-10	2565	2.14
0	6032	4.85

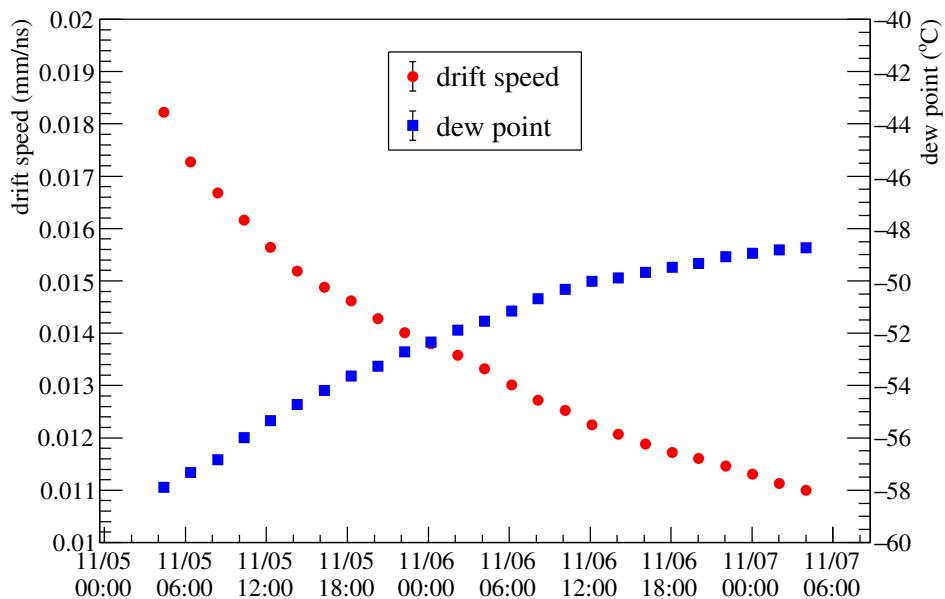


図 B.1: ドリフトスピードと露点温度の時間変化. 横軸は日時を表す.

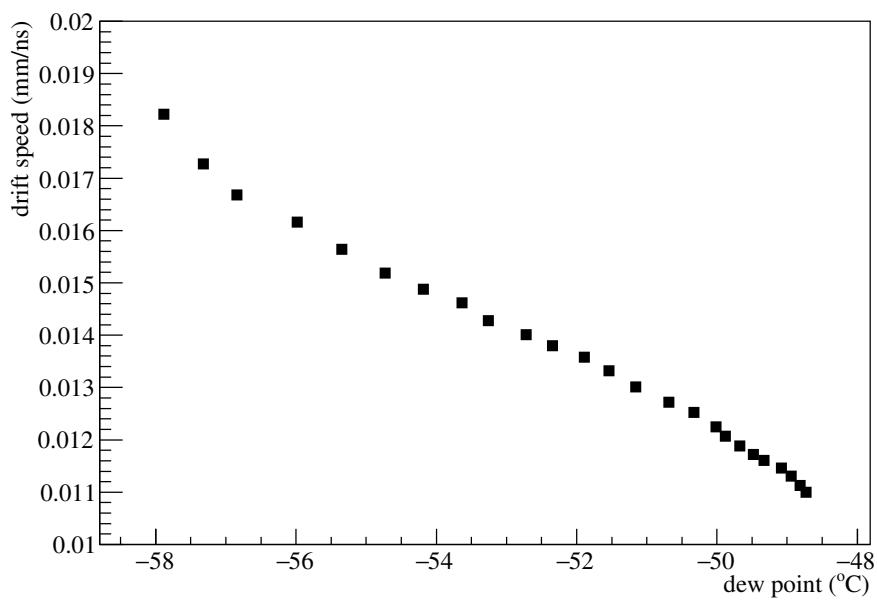


図 B.2: ドリフトスピードの露点温度依存性.

表 B.2: 測定で用いた電圧の構成.

	電位差 (volt)
$\Delta V_{\text{plate-grid}}$	80
$\Delta V_{\text{grid-GEM}}$	710
ΔV_{GEM}	410
$\Delta V_{\text{GEM}-\mu-\text{PIC}}$	325
$V_{\mu-\text{PIC}}$	175

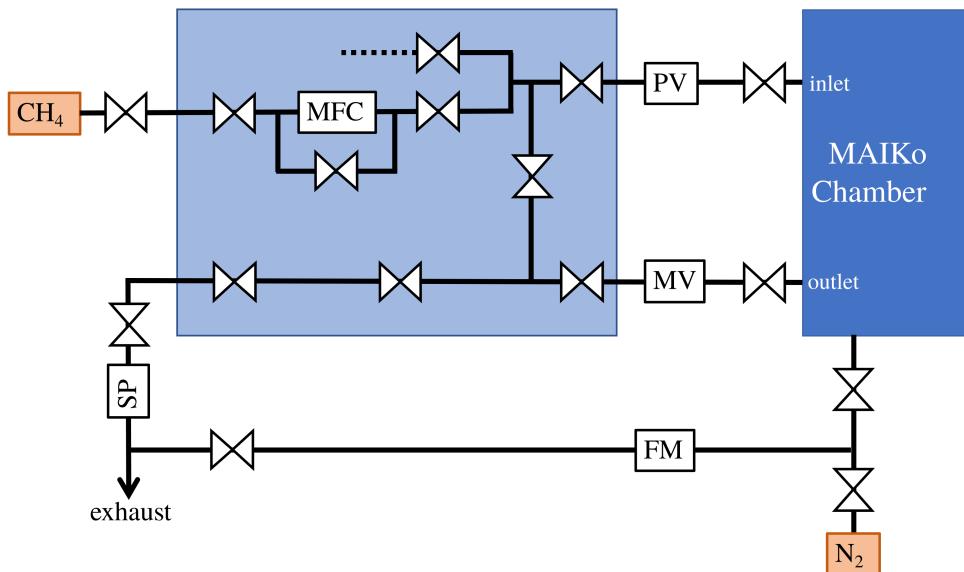


図 B.3: ガス配管の概観図.

B.2 ガスフローによるガス中の水分の変化

前節で述べたように時間経過とともにチェンバー表面から水分が放出される。検出ガスをフローさせて測定、この影響を低減を試みた。図 B.3 に示すように、チェンバーにガスの入口と出口を付け、ガスが長時間チェンバー中に留まらないようにした。図 B.3 中の“MFC”, “PV”, “MV”, “FM”, “SP”はそれぞれ、マスフローコントローラ、ピエゾバルブ、メータリングバルブ、フローメータ、スクロールポンプを表す。ピエゾバルブとメータリングバルブで検出ガスの流量を調整してスクロールポンプで引くことで、チェンバー内の圧力を一定に保ったまま検出ガスを循環させた。図 B.4 にドリフトスピードと露点温度の時間経過を示す。点線より右側では検出ガスを循環させて、左側では循環させずに測定した。検出ガスを循環させることで露点温度、ドリフトスピードともに変化が小さいことが分かる。

連続した測定で検出ガスの循環の有無で露点温度とドリフトスピードの変化の違いが分かった。このことより、チェンバー表面から多くの水分が検出ガスに放出されていることが確認された。また、ドリフトスピード

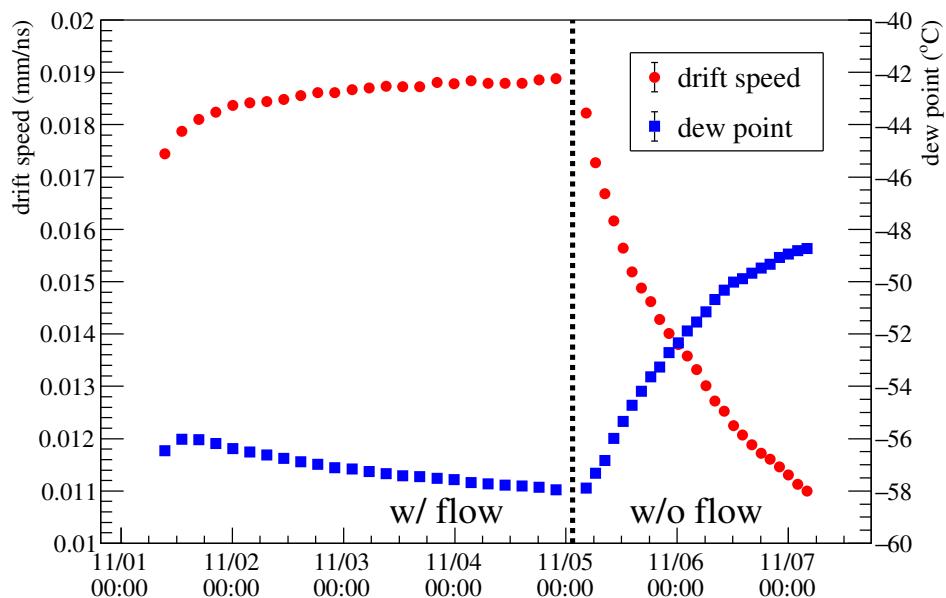


図 B.4: ドリフトスピードと露点温度の時間経過。

が Magboltz で求めた値より小さくなる主な原因が検出ガス中に含まれる水分であることが分かった。この影響を抑える方法として、今回行ったガスを循環させる方法が有効である。他の方法として、チェンバー中の水分を長時間に渡ってポンプで引くことで、チェンバー表面の水分量を減らすことも有効であると考えられる。さらに、この 2 つの方法のどちらも行うことで、低い露点温度で安定して測定を行うことができるを考える。

参考文献

- [1] F. Hoyle: Astrophysical Journal Supplement **1** (1954) 121.
- [2] M. Beard, S. M. Austin, and R. Cyburt: Physical Review Letters **119** (2017) 1.
- [3] ITER 計画. www.fusion.qst.go.jp/ITER/index.html (available: 2020/1/3).
- [4] A. Takahashi, E. Ichimura, Y. Sasaki, and H. Sugemoto: Journal of Nuclear Science and Technology **25** (1988) 215.
- [5] K. Kondo, I. Murata, K. Ochiai, N. Kubota, H. Miyamaru, C. Konno, and T. Nishitani: Journal of Nuclear Science and Technology **45** (2008) 103.
- [6] オクタビアン (OKTAVIAN) の紹介. www.see.eng.osaka-u.ac.jp/seeqr/seeqr/facility.html (available: 2020/1/3).
- [7] T. Furuno, T. Kawabata, H. J. Ong, S. Adachi, Y. Ayyad, T. Baba, Y. Fujikawa, T. Hashimoto, K. Inaba, Y. Ishii, S. Kabuki, H. Kubo, Y. Matsuda, Y. Matsuoka, T. Mizumoto, T. Morimoto, M. Murata, T. Sawano, T. Suzuki, A. Takada, J. Tanaka, I. Tanihata, T. Tanimori, D. T. Tran, M. Tsumura, and H. D. Watanabe: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **908** (2018) 215.
- [8] A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, and M. Nakamura: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **471** (2001) 264.
- [9] 古野達也: Master's Thesis, 京都大学 (2013).
- [10] S. Biagi. Magboltz. <https://habboltz.web.cern.ch/> (available: 2020/1/3).
- [11] W. Binks: Acta Radiologica **41** (1954) 85.
- [12] C. Patrignani et al.: Chinese Physics C **40** (2016).
- [13] K. Baraka, A. Folkestad, E. Frolov, K. Heijhoff, P. M. Vila, J. Mott, D. Pfeiffer, J. Renner, H. Chindler, A. Sheharyar, N. Shiell, R. Veenhof, and K. Zenker. Garfield++. <https://garfieldpp.web.cern.ch/> (available: 2020/1/3).
- [14] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **268** (2010) 1818.
- [15] 森本貴博: Master's Thesis, 京都大学 (2016).
- [16] 遠藤章, E. Kim, and 山口恭弘: JAERI-Data/Code 2001-027 (2001).