

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

目次

第 1 章	はじめに	3
1.1	宇宙での元素合成過程	3
1.2	高温高密度中でのトリプルアルファ反応	3
1.3	測定を行う中性子のエネルギー	6
1.4	測定に用いる実験装置	7
1.5	本研究の目的	10
第 2 章	検出器 (MAIKo TPC)	11
2.1	MAIKo TPC とは	11
2.2	検出ガスの候補	14
2.3	α 線源を用いた測定	15
2.4	検出ガスの決定	15
第 3 章	シミュレーション	17
3.1	garfield++ による TPC データの再現	17
第 4 章	解析	19
4.1	解析の概要	19
4.2	eye-scan	19
4.3	分解能の評価	19
第 5 章	まとめと今後の展望	21
	参考文献	25

目次

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。	4
1.2	トリプルアルファ反応。	5
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。	6
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。	7
1.5	$^{12}\text{C}(\text{n}, \text{n}')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ の微分断面積の角度分布。	8
1.6	$^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子のエネルギー分布。	9
1.7	$^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子の角度分布。	9
2.1	MAIKo TPC の概観図。	11
2.2	MAIKo TPC の概観。	12
2.3	MAIKo TPC の構造。	12
2.4	GEM の拡大図。	13
2.5	μ -PIC の概観図。	13
2.6	MAIKo TPC から得られず画像データの一部。	14

表目次

1.1	$^{12}\text{C}(n, n' + 3\alpha)$ 反応のチャンネルとその分岐比。	8
-----	--	---

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。これは、 A (質量数) 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 (α) は安定な原子核である。2 つの α が反応に ${}^8\text{He}$ が生成されるが、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。

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、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 チェインでは陽子が順番に原子核に吸収されるため、 $A = 5, 8$ の壁を超えることはできない。

pp チェインにより水素燃焼が十分に行われた恒星では水素よりも重いヘリウムがより恒星の中心に集まりヘリウムの核 (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 ${}^8\text{Be}$ となる。恒星中では ${}^8\text{Be}$ が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 ${}^{12}\text{C}$ の励起状態は Fred Hoyle が予言した 3α の共鳴状態 (Hoyle 状態、 $\text{Ex} = 7.65\text{MeV}$, 0_2^+) である [1]。Hoyle 状態の ${}^{12}\text{C}$ 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)。この 3 つの α 粒子が融合し ${}^{12}\text{C}$ 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 $A = 5, 8$ の壁を乗り越えることができる。生成された ${}^{12}\text{C}$ 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 高温高密度中で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 3α 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 ${}^{12}\text{C}$ 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 の右のように粒子との散乱による脱励起で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^+ ($\text{Ex} = 4.44\text{MeV}$) への脱励起が増加し、トリプルアルファ反応が加速されと考えられる。粒子の中でも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

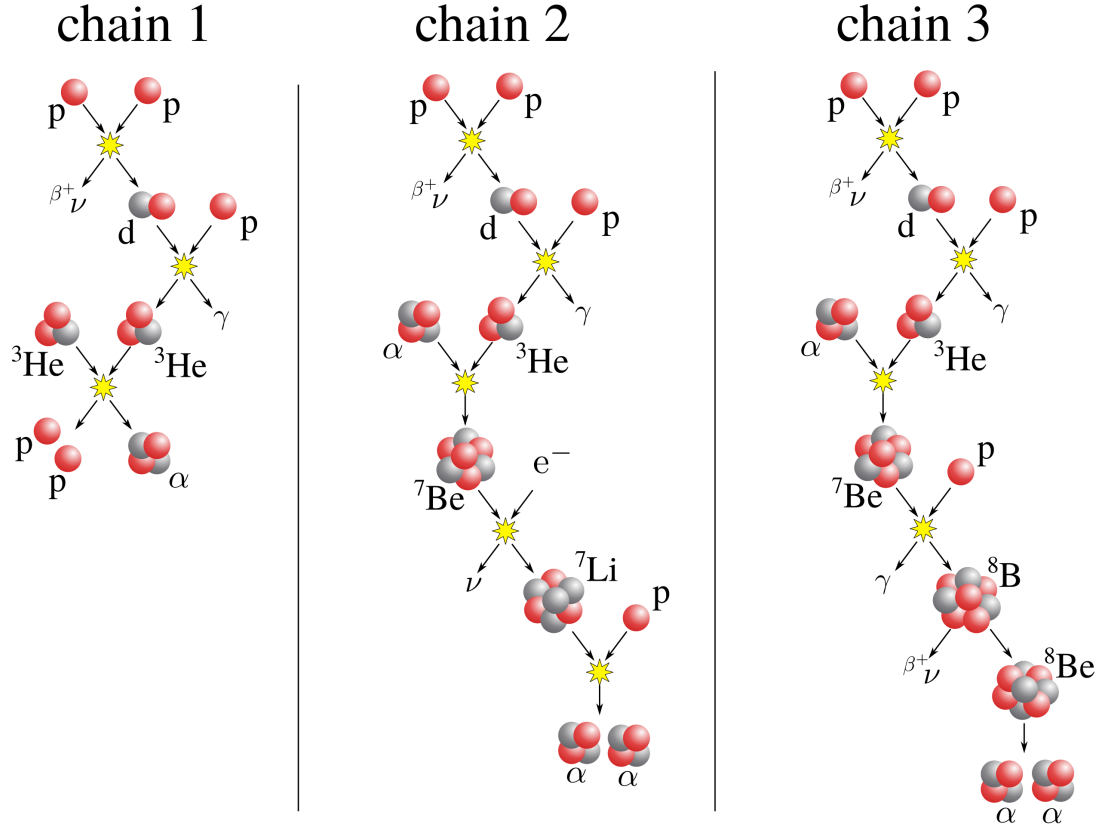


図 1.1: 代表的な pp チェイン。pp チェインでは 4 つの陽子から 1 つの α が生成される。

大きいと考えられる。

^{12}C と中性子の反応レートは

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

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、 $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ では

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

となる。 T は温度、 μ は換算質量、 $\sigma_{n,n'}$ 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 $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}(n', n)^{12}\text{C}$ なので、

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

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 -7.65MeV (g.s. の場合) または -3.21MeV (2_1^+ の場合) となる。 ^{12}C (Hoyle 状態) の中性子非弾性散乱による脱励起の寿命は

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

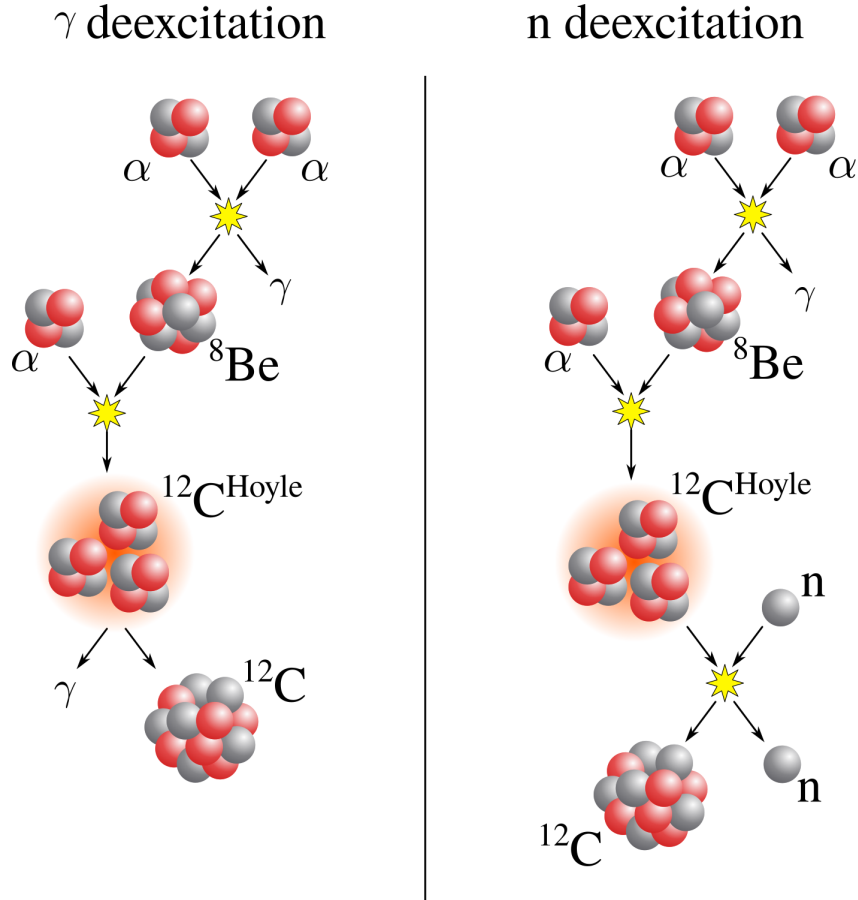


図 1.2: トリプルアルファ反応。左は γ 線を放出して脱励起するルート、右は中性子との散乱により脱励起するルートを表す。

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 ($\times 10^9 \text{K}$) 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 $\rho = 10^6 \text{g cm}^{-3}$ の場合の結果を示している。 $\rho = 10^6 \text{g cm}^{-3}$ 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。

$\rho \sim 10^6 \text{g cm}^{-3}$, $T \sim 10^9 \text{K}$ 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。10–30 M_\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

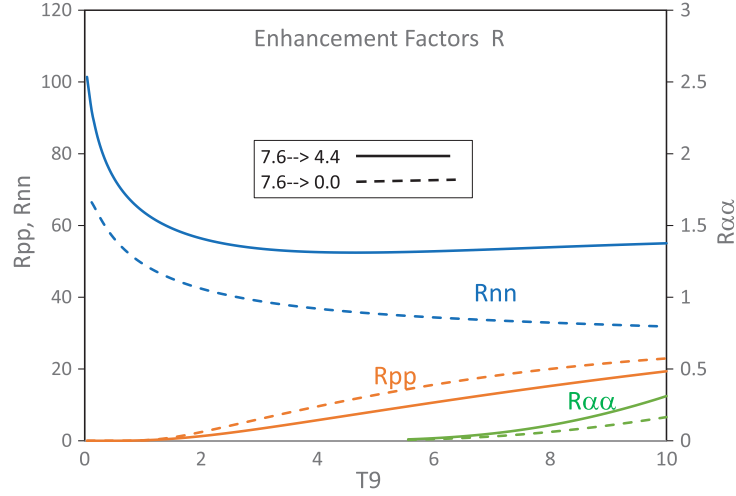


図 1.3: γ 線による脱励起の寿命と粒子散乱による脱励起の寿命の比 [2]。Rnn、Rpp、 $R\alpha\alpha$ はそれぞれ中性子、陽子、 α 粒子と散乱した際の寿命の比を表す。

性子へ変わる。

$$p + e^- \rightarrow p + \nu_e \quad (1.6)$$

すると、恒星の中心に原子中性子星が形成され、中心に振ってくる物質の跳ね返りが起こる。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、原子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 粒子ができる。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

R を計算するためには、実験によって断面積 ($\sigma_{nn'}$) 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。天体中の中性子の持つエネルギーはおおよそ $k_B T$ で表すことができる。Beard ら [2] が考えているような $T \sim 10^9$ K では、中性子は $E_n \sim 100$ keV で運動している。このような中性子が Hoyle 状態の ^{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 から分かるように、数～十数 MeV の領域のデータがない。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 $E_n = 14.1$ MeV の中性子を用いて断面積の測定を行う。式 (1.7) に示す DT 反応で 14.1 MeV の単色中性子が生成可能である。

$$d + t \rightarrow \alpha(3.5 \text{ MeV}) + n(14.1 \text{ MeV}) \quad (1.7)$$

この DT 反応で生成される 14.1 MeV の中性子と炭素との反応は核融合炉の開発で重要である。ITER などの核融合炉では 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 14.1 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、すでに 14.1 MeV の中性子と ^{12}C との断面積のデータがあり、本研究での測定結果との比較

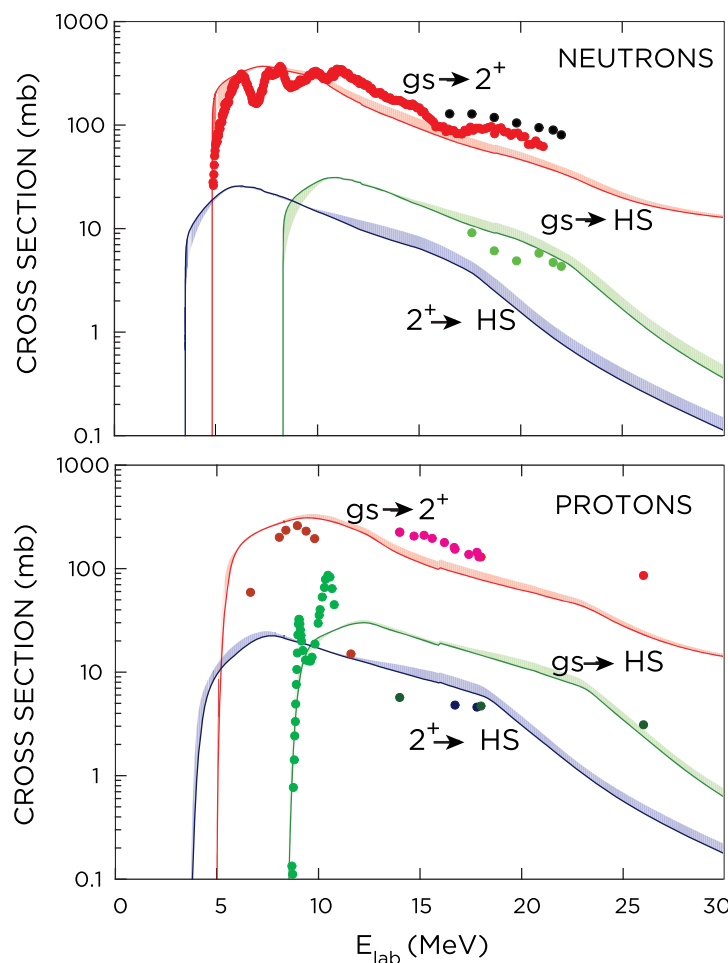


図 1.4: ^{12}C と中性子 (上段) および陽子 (下段) との非弾性散乱断面積 [2]。実線は TALYS を用いた理論計算、点は測定値を表す。

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 14.1 MeV の中性子で断面積の測定を行う。

$E_n = 14.1$ MeV での $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$ の散乱断面積は Ref. [3, 4] 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 となっている。 $E_x = 7.65, 9.64$, および 10.3 MeV へ励起する反応が大部分を占めている。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 測定に用いる実験装置

本研究では ^{12}C の Hoyle 状態から崩壊して生成した 3 つの α 粒子を直接測定を行う。 $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子は図 1.6 のような分布を持つ。図 1.6 から分かるように、多くの α 粒子の運動エネルギーは数百 keV と小さい。このようなエネルギーの 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

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
$^{12}\text{C}(n, n')^9\text{Be}^*(1.68\text{--}3.05 \text{ MeV})$	24
$^{12}\text{C}(n, n')^9\text{Be}^*(4.7 \text{ MeV})$	13

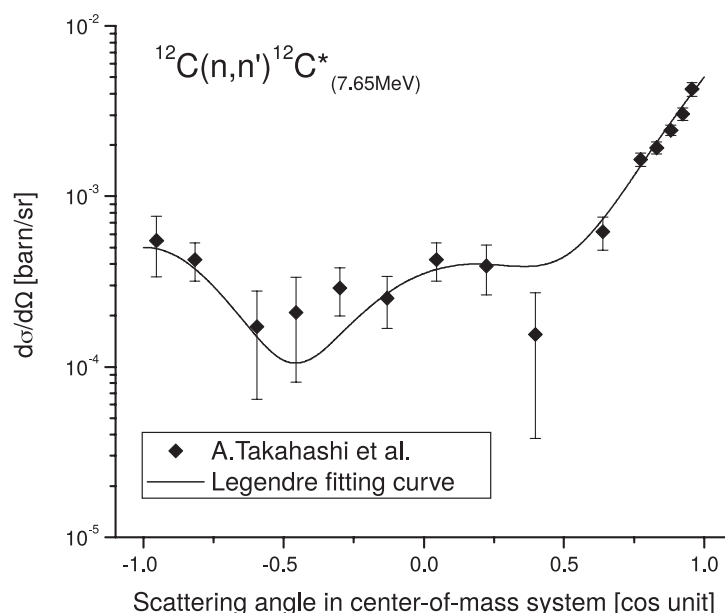


図 1.5: $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ の微分断面積の角度分布 [4]。

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 1.7 は α 粒子の角度分布である。この図からもわかるように広い角度領域に α 粒子は崩壊する。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) [5, 6] 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。

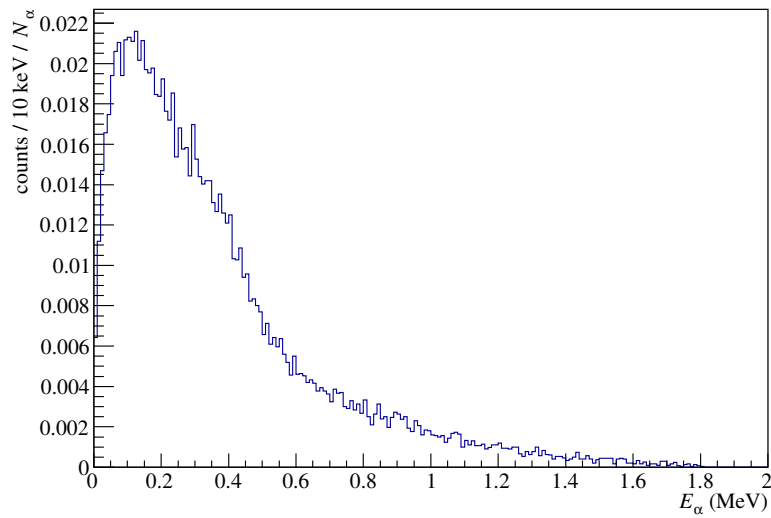


図 1.6: $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子のエネルギー分布。 α 粒子を位相空間で位置分布させた場合に、図のようなエネルギー分布を持って崩壊する。図は ^{12}C から放出される 3 つの α 粒子すべての分布を表している。

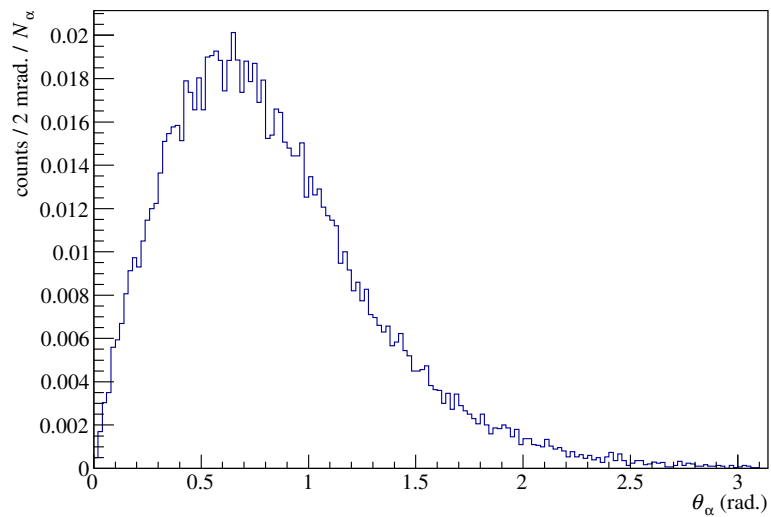


図 1.7: $^{12}\text{C}^{\text{Hoyle}}$ から放出された α 粒子の角度分布。 α 粒子を位相空間で位置分布させた場合に、図のような角度分布を持って崩壊する。図は ^{12}C から放出される 3 つの α 粒子すべての分布を表している。

1.5 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、効率的に α 粒子を検出する条件を検討する。また、安定した MAIKo TPC のオペレートの条件を決定する。

第 2 章

検出器 (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 MAIKo TPC のガス中を通過するときに電子を発生させる。この電子をドリフト電場 (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。MAIKo TPC では 3 次元のトラックを図 2.1 の

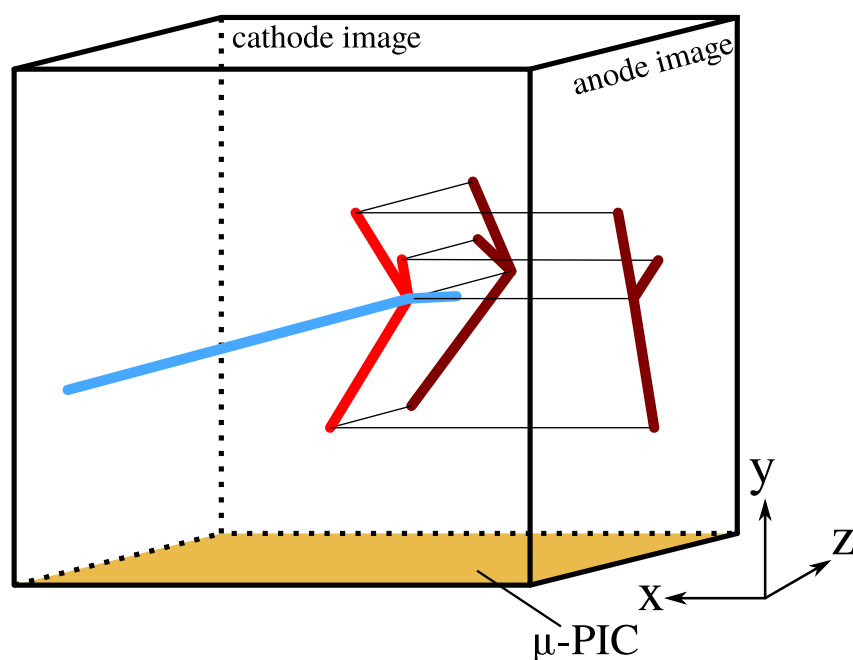


図 2.1: MAIKo TPC の概観図。図では紙面手前から入射した中性子 (青) が TPC の中の ^{12}C と散乱して 3 つの α 粒子 (赤) に崩壊した事象を表す。anode image (zy 平面) と cathode image (zy 平面) の 2 平面に荷電粒子のトラックが射影される。中性子は電荷を持たないため anode & cathode image にトラックとして検出されない。

図 2.2: MAIKo TPC の概観。

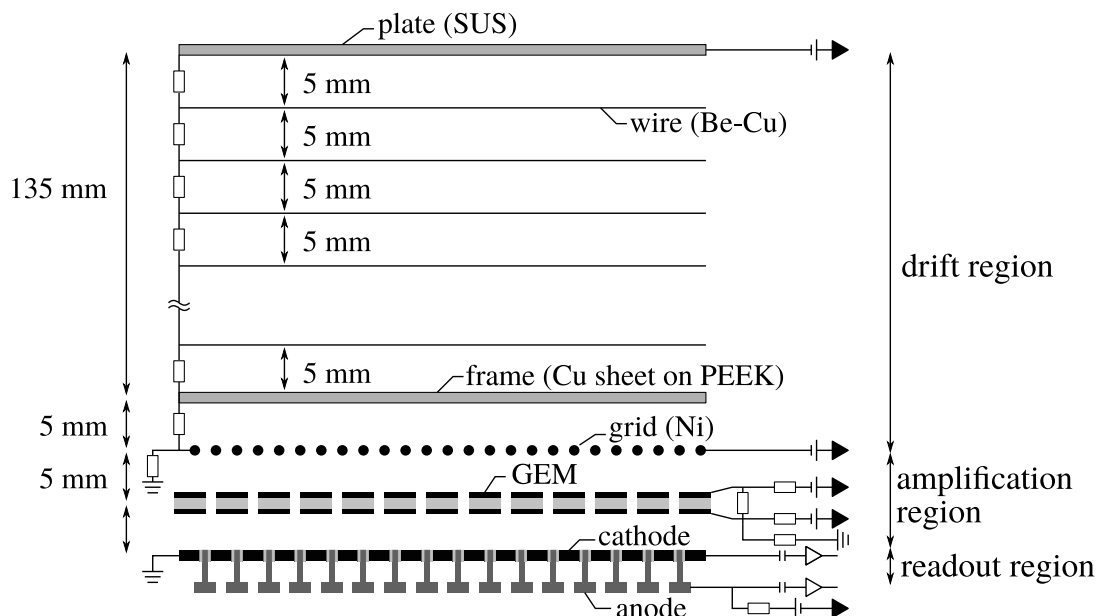


図 2.3: MAIKo TPC の構造。

ように 2 つの平面 (zy, xy 平面) に射影された画像として取得される。

2.1.1 MAIKo TPC の構造

図 2.1 に MAIKo TPC の概観図、図 2.3 に MAIKo TPC の構造を示す。plate と grid の間のドリフト領域に電圧をかけることでドリフト電場を形成する。ドリフト領域を荷電粒子が通過する際に生成された電子が増幅領域へ移動する。MAIKo TPC では GEM (gas electron multiplier) と μ -PIC によってドリフト領域からドリフトしてきた電子を増幅する。増幅した電子およびイオンによって μ -PIC の anode と cathode に誘起される信号を読み出す。

2.1.2 ドリフト領域

plate と wire、grid によって囲まれた領域をドリフト領域と呼ぶ。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荷電粒子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。plate と grid のそれぞれに高電圧をかけることによってドリフト電場を調整する。

図 2.4: GEM の拡大図。

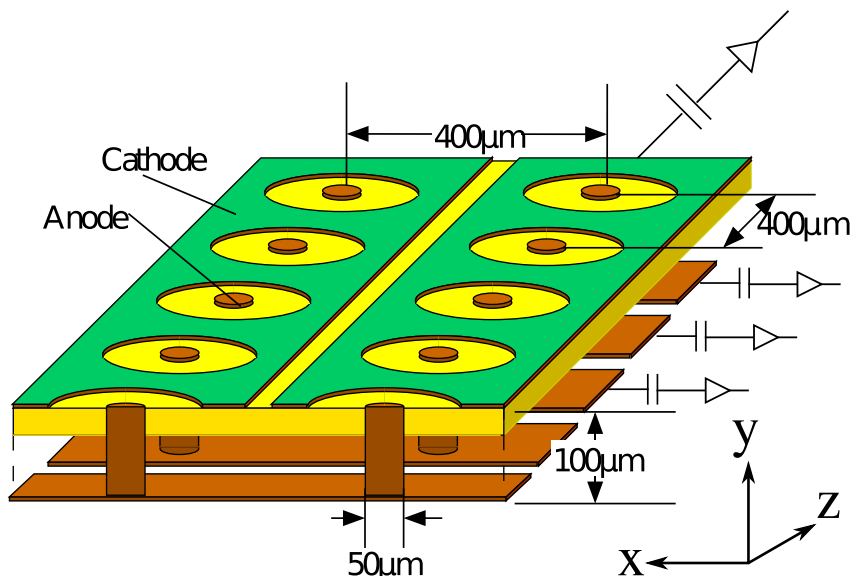


図 2.5: μ -PIC の概観図。図中の横方向に anode strip、奥行き方向に cathode strip が配置されている。

2.1.3 GEM

μ -PIC にも増幅機構があるが、より大きく増幅するために GEM を用いた増幅機構を設けている。GEM は、図 2.4 のようにポリマーのフルムの表面を銅で被覆し、直径 $70 \mu\text{m}$ の穴を $140 \mu\text{m}$ 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、高電場が形成されてドリフトしてきた種電子が増幅される。

2.1.4 μ -PIC

読み出しパッドである μ -PIC は図 2.5 のように anode strip と cathode strip が垂直に配置されている。anode strip、cathode strip ともに $400 \mu\text{m}$ 間隔で 256 ch に分割されており、合計 512 ch で信号を読み出している。図 2.1 中で anode strip は z 軸、cathode strip は x 軸と平行に配置されている。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 anode strip に垂直な面 ($z-y$ 平面) に射影されたトラックと cathode strip に垂直な面 ($x-y$ 平面) に射影されたトラックの 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。そのため、出力される画像の解像度は $256 \times 1,014$ pixels となる。

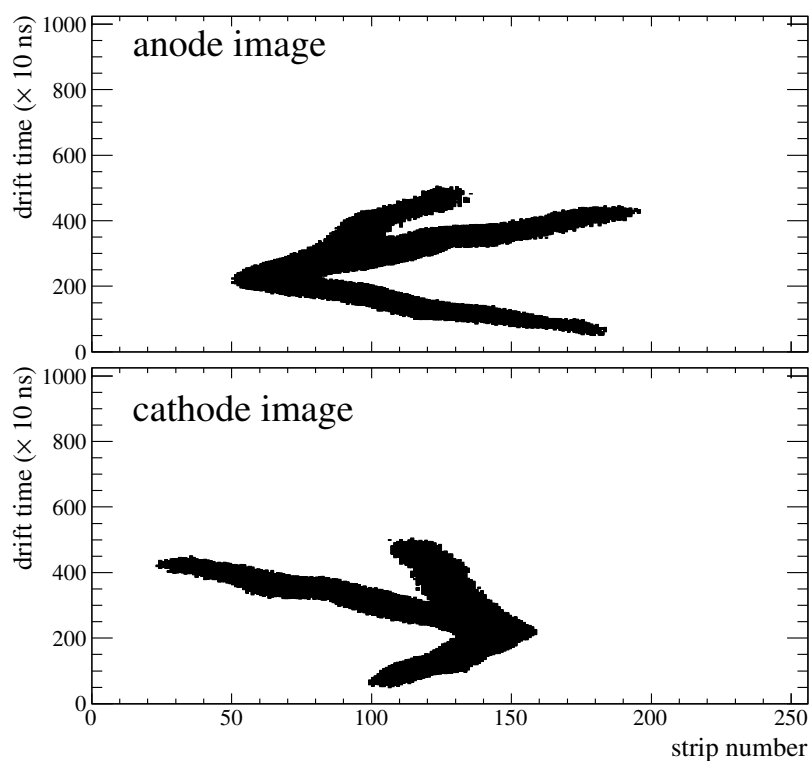


図 2.6: MAIKo TPC から得られず画像データの一例。このイベントは 3 章で述べるシミュレーションによって生成したデータである。

2.2 検出ガスの候補

標的には炭素の含まれる炭化水素を用いる。この実験では低エネルギーの荷電粒子のトラックを検出するため、トラックが比較的長くなるエネルギーロスが小さいガスが適する。そこで、質量数が最も小さいメタン (CH_4) を用いた。また、ガスの圧力によってトラックの長さが変化する。そこで、 α 粒子の検出効率がよくなるガス圧を求めた。

ガス圧はシミュレーションによって決定した。 ^{12}C と中性子との散乱を Kondo らの実験で求められた微分断面積の角度分布を用いて再現し、散乱後に ^{12}C が $E_x = 7.65\text{MeV}$ に励起し、 $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^4\text{He} \times 3$ と崩壊する過程を考えた。この時、 α 粒子が持つエネルギーの分布は図??のようになる。このような粒子に対して

1. MAIKo の有感領域内 ($102.4\text{mm} \times 102.4\text{mm} \times 140\text{mm}$) で停止する
2. トラックの長さが 20mm 以上である

という条件の時に検出可能とすると、検出効率の圧力依存は図??のようになる。

2.2.1 ドリフトスピード

TPC の特性上、ドリフト電場方向の有感領域は電子のドリフト速度に依存する。ドリフトケージの大きさ (140mm) を可能な限り使用するためには、MAIKo TPC のタイムウィンドウ ($10.24\mu\text{s}$) で 140mm となるようなドリフトスピード ($140\text{mm}/10.24\mu\text{s} \sim 0.0135\text{mm/ns}$) に調整する必要がある。

2.2.2 拡散効果

2.2.3 ガスの種類及び圧力の決定

2.3 α 線源を用いた測定

2.3.1 HV 系

2.3.2 ガス系

2.3.3 回路系

2.3.4 電子のドリフト速度

2.3.5 電子の増幅率

2.4 検出ガスの決定

第 3 章

シミュレーション

3.1 garfield++ による TPC データの再現

3.1.1 線源データとの比較

3.1.2 トリプルアルファ反応のシミュレーション

第 4 章

解析

4.1 解析の概要

4.2 eye-scan

4.3 分解能の評価

4.3.1 エネルギー分解能

4.3.2 角度分解能

4.3.3 励起エネルギー分解能

第 5 章

まとめと今後の展望

謝辭

参考文献

- [1] On nuclear reactions occurring in very hot stars. i. the synthesis of elements from carbon to nickel. *Astrophysical Journal Supplement*, Vol. 1, No. 9, pp. 121–146, 1954.
- [2] Mary Beard, Sam M. Austin, and Richard Cyburt. Enhancement of the triple alpha rate in a hot dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, No. 112701, p. 5, 2017.
- [3] Akito Takahashi, Eiichi Ichimura, Yasuhiro Sasaki, and Hisashi Sugimoto. Measurement of double differential neutron emission cross sections for incident neutrons of 14 mev. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 25, No. 3, pp. 215–232, 1988.
- [4] Keitaro Kondo, Isao Murata, Kentaro Ochiai, Naoyoshi Kubota, Hiroyuki Miyamura, Chikara Konno, and Takeo Nishitani. Measurement and analysis of neutron-induced alpha particle emission double-differential cross section of carbon at 14.2mev. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 45, No. 2, pp. 103–115, 2008.
- [5] T. Furuno, T. Kawabata, H. 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. Performance test of the MAIKo active target. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol. 908, pp. 215–224, 2018.
- [6] Atsuhiko Ochi, Tsutomu Nagayoshi, Toru Tanimori, Tomofumi Nagae, and Mirei Nakamura. A new design of the gaseous imaging detector: Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 471, pp. 264–267, 2001.