

修士論文

AT-TPCを用いた ^{24}Mg における
 α 凝縮状態の探索実験のための
シミュレーション

大阪大学大学院 理学研究科物理学専攻
原子核実験研究室

坂上 宗樹

概要

原子核物理学における究極の目標のひとつは核物質の状態方程式を構築することである。核物質の状態方程式は、核物質の物性はもちろん、中性子星や超新星爆発等、宇宙の様々な現象を支配する方程式であり、天体中心の高密度から表面の低密度までの幅広い密度領域における核物質の性質を記述できる必要がある。しかし、通常の原子核では、核種によらず密度が飽和しているため、高密度または低密度における核物質の物性はほとんど明らかになっていない。理論計算によると、低密度核物質においては、高い束縛エネルギーを持つ α 粒子が α クラスターとして析出し、主要な構成要素になると考えられている。 α クラスターはボーズ粒子であるため、低温領域では最低エネルギー軌道に凝縮し、 α 凝縮相を形成する可能性がある。 α 凝縮相は核物質におけるボーズ・アインシュタイン凝縮であり、核物質の全く新しい存在形態である。

低密度核物質は通常の原子核内部では安定に存在できない。しかし、陽子数と中性子数が等しく、核子数が $A = 4N$ となる核の励起状態には、 N 個の α クラスターからなる $N\alpha$ 凝縮状態が存在する可能性がある。例えば、 ^{12}C 核の励起状態において Hoyle 状態と呼ばれる 0_2^+ 状態では 3 つの α クラスターが最低エネルギー軌道に凝縮した 3α 凝縮状態であり、標準核子密度の 20–25% という低密度状態が実現されている。もし低密度物質が α 凝縮する性質を持つならば、 α 凝縮状態は原子核の低密度状態として普遍的に存在すべきである。現在、確立された α 凝縮状態として ^8Be の基底状態と ^{12}C の 0_2^+ 状態が知られている。理論的には、あらかじめ N 個の α 粒子の析出を仮定したモデルにより、 ^{16}O 、 ^{20}Ne 、 ^{24}Mg 等の ^{12}C よりも重い核における α 凝縮状態が、 $N\alpha$ 崩壊閾値よりも約 $(0.19 N^2 - 1.58)$ MeV 高いエネルギー領域に現れることが予測されている。例えば、 ^{24}Mg であれば 6α 崩壊閾値よりもおよそ 5 MeV 高いエネルギーに 6α 凝縮状態が現れると指摘されている。しかし、実際に $4N$ 個の核子から N 個の α 粒子が析出し、 α 凝縮状態が実現するかは必ずしも自明ではない。

α 凝縮状態では全ての α 粒子が最低エネルギー軌道である $0s$ 軌道に凝縮し、軽い原子核の α 凝縮状態と波動関数の重なりが大きいいため、一度 α 凝縮状態が生成されれば軽い原子核の α 凝縮状態を経由して崩壊すると考えられる。そこで我々は ^{24}Mg の励起状態が、 α 凝縮状態である ^{12}C の 0_2^+ 状態を経由して 6 つの α 粒子に崩壊する事象を測定し、 6α 凝縮状態を探索することを構想した。

探索した状態を 6α 凝縮状態として確立するためには、 ^{24}Mg の励起エネルギーとスピン・パリティを決定する必要がある。既に我々は $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 共鳴散乱により生成された ^{24}Mg の励起状態から放出される 6 つの α 粒子のうち 3 つを測定し、 ^{24}Mg の 6α 凝縮状態の候補となる状態を発見した。その状態の励起エネルギーは、理論的に予測された値に近い、 $E_x = 33.3$ MeV であったが、そのスピン・パリティを決定できず、発見した状態を 6α 凝縮状態であると断定できなかった。

そこで、我々は全立体角にわたって低エネルギーの崩壊粒子を全て測定することで、崩壊粒子の角度分布からスピン・パリティを決定する。この測定を可能にするため、米国ミシガン州立大学 (MSU) で開発された Active Target Time Projection Chamber (AT-TPC) を導入する。本研究では、 6α 凝縮状態のための探索実験に向けてシミュレーションを行い、実験におけるセットアップの最適化を行った。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	核物質の状態方程式と α 凝縮状態	1
1.2	α クラスター状態	1
1.3	α 凝縮状態	2
1.3.1	描像	2
1.3.2	$N \leq 5$ における $N\alpha$ 凝縮状態	3
1.3.3	^{24}Mg の 6α 凝縮状態	3
1.3.4	α 凝縮状態の性質	4
1.4	先行研究	5
1.5	本研究の目的	6
第 2 章	測定方法	7
2.1	概要	7
2.2	AT-TPC	8
2.2.1	構造	8
2.2.2	検出面の構造	10
2.2.3	データ取得	11
2.2.4	本研究における実験の流れ	12
第 3 章	シミュレーション	14
3.1	ATTPCROOT	14
3.2	生成する事象	15
3.2.1	ビームのエネルギー	15
3.2.2	弾性散乱	15
3.2.2.1	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱	15
3.2.2.2	$^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱	16
3.2.3	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ の非弾性散乱	17
3.2.3.1	収量の見積もり	17
3.2.3.2	6α 崩壊の事象生成	19
3.2.4	データ容量	22
第 4 章	実験条件の最適化	23
4.1	Rutherford 散乱の再現	23

4.2	トリガー条件の最適化	26
4.3	ガス圧の最適化	29
4.3.1	ガス圧と 6α 崩壊反応	29
4.3.2	ガス圧と弾性散乱	29
4.3.3	ガス圧の検討	30
第 5 章	実験に向けたデータ処理手法の開発	33
5.1	データの解析手法	33
5.1.1	AT-TPC での解析手法	33
5.1.2	本研究での解析	33
5.2	Hough 変換	34
5.2.1	2 次元の Hough 変換	34
5.2.2	3 次元の Hough 変換	36
第 6 章	まとめと今後の展望	38
	謝辞	39
	参考文献	40

目次

1.1	池田ダイアグラム	2
1.2	$N\alpha$ 崩壊閾値と $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギー	3
1.3	^{12}C の基底状態と 0_2^+ 状態の運動量分布と密度分布	4
1.4	6α 凝縮状態と 3α 凝縮状態	5
2.1	反応の準位図	7
2.2	AT-TPC の概略図	8
2.3	AT-TPC における電場	9
2.4	AT-TPC における Micromegas の模式図	9
2.5	AT-TPC の検出面	10
2.6	pad の形状と信号	11
2.7	データ取得回路の概略図	12
2.8	本研究における実験の流れ	13
3.1	^{12}C のエネルギーとビーム軸に沿った ^{12}C の飛行距離	15
3.2	典型的な $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の事象	16
3.3	典型的な $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱の事象	17
3.4	重心系のエネルギーに対する 6α 凝縮状態の崩壊における推定反応量	19
3.5	代表的な 6α 崩壊反応の事象	20
3.6	図 3.5 における pad の拡大図	20
3.7	図 3.5(c) の時間変化。	21
3.8	図 3.5(d) の時間変化。	21
4.1	ビームの進んだ距離、散乱角度についての分布	24
4.2	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱における角度分布と反応位置の分布	25
4.3	$^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱における角度分布と反応位置の分布	26
4.4	検出面での最大半径	27
4.5	弾性散乱における反応位置と r_{max} の分布	28
4.6	反応量の計算方法。	28
4.7	図 4.5(b) の分布を 50–146 mm の範囲で冪乗関数を用いてフィッティングした 結果。	28
4.8	ガス圧と 6α 崩壊反応の検出効率	29
4.9	ガス圧と弾性散乱における反応量が 100 Hz 以下となる領域の最小半径	30

4.10	0.07 atm における 6α 崩壊の事象	31
4.11	0.10 atm における 6α 崩壊の事象	32
4.12	ガス圧と 6α 崩壊反応の検出効率	32
5.1	2 次元空間内の点 (x, y) と (ρ, θ) の関係	34
5.2	データ点と Hough 空間における曲線	34
5.3	決定した 1 つ目の直線	35
5.4	除去後のデータ点と Hough 空間	35
5.5	決定した 2 本目の直線	36
5.6	データ点と決定した 2 本の直線	36
5.7	オイラー角とその回転	37

表目次

3.1	ビームエネルギーと反応断面積、AT-TPC における微小深さ	18
4.1	計算に使用した各ガス圧における拡散係数	30

第 1 章

序論

1.1 核物質の状態方程式と α 凝縮状態

原子核物理学における究極の目標のひとつは核物質の状態方程式を構築することである。核物質の状態方程式は核物質の物性に限らず、中性子星や超新星爆発等を含む宇宙の様々な現象を支配する方程式であり、天体中心の高密度から表面の低密度までの幅広い密度領域において核物質の性質を記述できる必要がある [1]。しかし、通常の原子核では、標準原子核密度で飽和しているため、高密度または低密度における核物質の物性はほとんど明らかになっていない。

理論計算によれば、低密度核物質において高い束縛エネルギーを持つ α 粒子が α クラスタとして析出し、主要な構成要素となると考えられている [2, 3, 4]。 α クラスタはボーズ粒子であるため、低温領域では最低エネルギー状態に凝縮し、 α 凝縮相を形成する可能性がある。 α 凝縮相は核物質におけるボーズ・アインシュタイン凝縮であり、核物質の全く新しい存在形態である。低密度核物質において α 凝縮相が実際に存在するかを確認するためには、原子核の α 凝縮状態を系統的に探索し、原子核における低密度状態として α 凝縮状態が普遍的に存在していることを示す必要がある。

1.2 α クラスタ状態

原子核では、核子が平均ポテンシャル内部で独立して運動し、単一粒子軌道を占有すると考える殻模型がよく成り立つ。しかしその一方で、複数の核子が強く相関してクラスタ構造を持つ、クラスタ状態が現れると指摘されている。クラスタ状態の構造はクラスタ模型によって良く説明されるが、核子が一粒子軌道を占有すると考える殻模型を用いてこれを記述するのは困難である。原子核において、最も広く認められるクラスタ構造は、2 個ずつの陽子と中性子が強く相関した α クラスタを含む α クラスタ構造である。図 1.1 は池田ダイアグラムと呼び、原子核のクラスタ崩壊の閾値を模式的に示したものである。クラスタ状態では、核子がクラスタ内部において強く相関しているのに対し、クラスタ間での相互作用は比較的弱く、クラスタ状態はクラスタ崩壊閾値の近傍に現れると期待される。陽子数と中性子数が等しく核子数が $A = 4N$ となる核 ($4N$ 核) においては、 α クラスタ構造が α 崩壊の閾値エネルギー近傍に現れると予測されている [5]。例えば、よく知られている ^{12}C 原子核の α クラスタ状態で、Hoyle 状態と呼ばれる 0_2^+ 状態は、7.65 MeV の励起エネルギーを持ち [6]、 ^{12}C における 3α 崩壊の閾値エネルギー (7.27 MeV) のわずか約 400 keV 上に位置している。

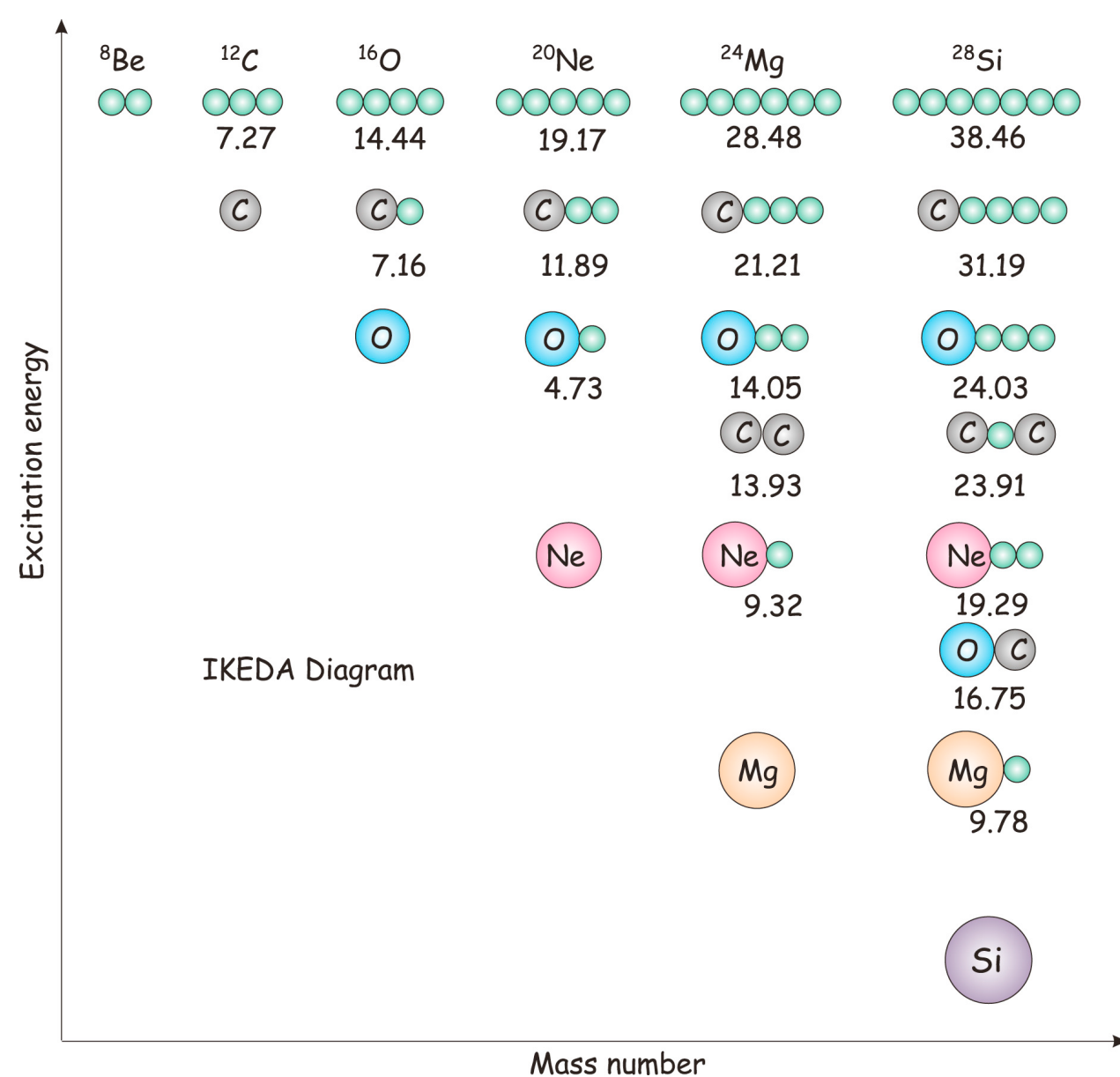


図 1.1 : 池田ダイアグラム [6]。 アルファベットののない小さな円は α 粒子を表す。図中の数値は基底状態から各崩壊モードへの閾値エネルギーを示しており、単位は MeV で表記している。

1.3 α 凝縮状態

1.3.1 描像

α クラスター状態の中でも、全ての α クラスターが最低エネルギー軌道である $0s$ 軌道に凝縮した状態を α 凝縮状態と呼び、1.2 節で述べたように、 α クラスターは $4N$ 核の $N\alpha$ 崩壊の閾値エネルギー近傍に現れると考えられている [7]。図 1.2 は、理論的に予測される $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギーを $N\alpha$ 崩壊閾値を基準として示したものであり、 $N\alpha$ 凝縮状態が $N\alpha$ 崩壊閾値の上方に位置し、 α クラスターの数 N が増加するにしたがって $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギーが増大している [7]。 $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギーが $N\alpha$ 崩壊閾値よりも大きくなっているにもかかわらず、 α 凝縮状態は準安定的に存在できると予測されている。これは α 凝縮状態を構成する α クラスターが核力による短距離の引力と長距離の電磁相互作用による斥力によって形成されるポテンシャルのクーロン障壁に束縛されているためである。しかし、核内における α クラスター数が大きくなると電磁相互作用による斥力が卓越し、 α クラスターが核内に束縛されなくなると考えられている。山田らの計算によると $N = 10$ までの $4N$ 核に α 凝縮状態が存在する可能性が示されている [7]。

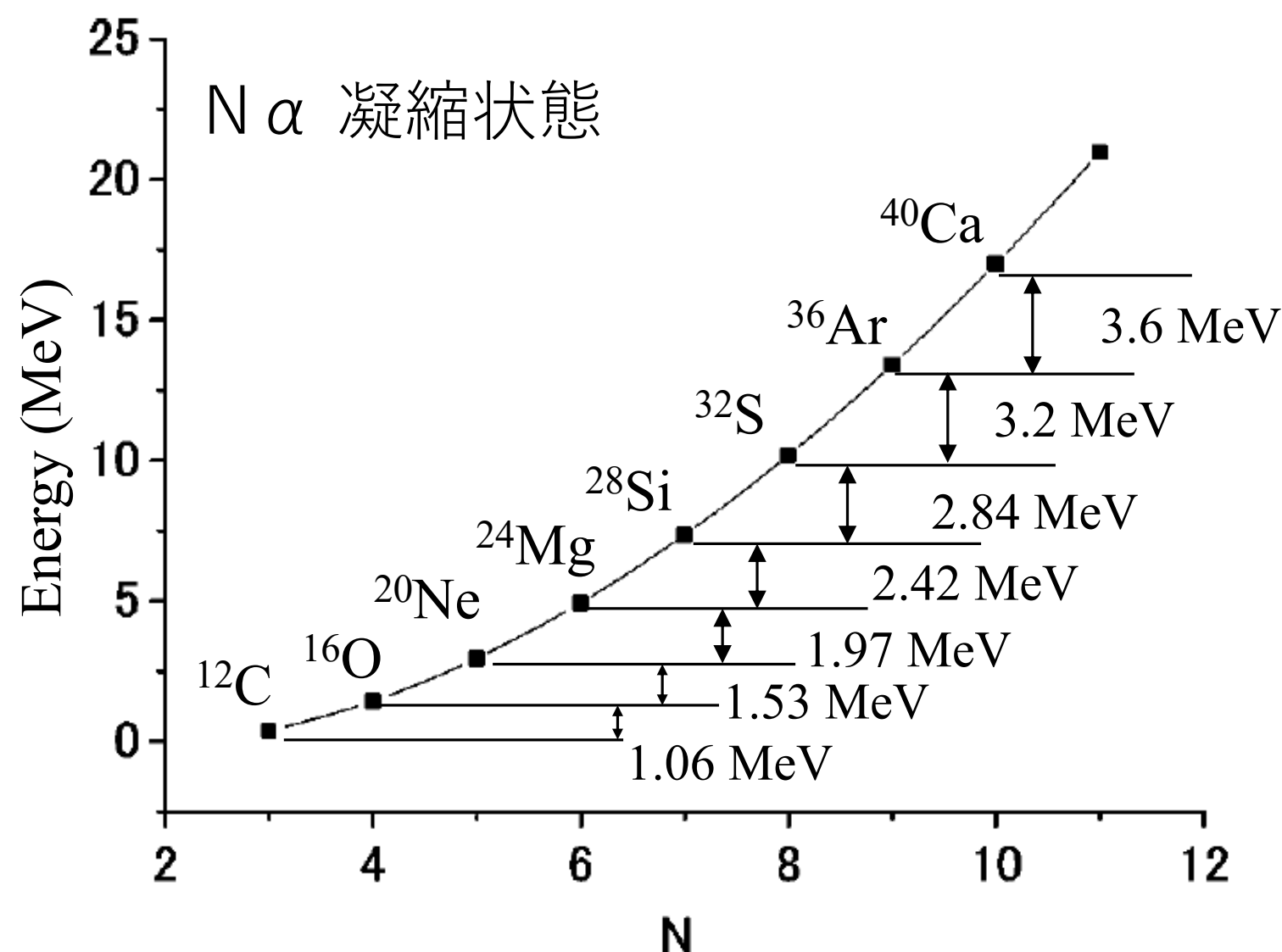


図 1.2： $N\alpha$ 崩壊閾値を基準とした $N\alpha$ 凝縮状態のエネルギー [7] (一部改変)。

1.3.2 $N \leq 5$ における $N\alpha$ 凝縮状態

$N \leq 10$ の $4N$ 核に対して α 凝縮状態の存在が示されているものの、現在、 α 凝縮状態として一定の合意がなされているのは ^8Be の基底状態と ^{12}C の 0_2^+ 状態のみである [6, 8]。 ^{16}O は既に発見された 0_6^+ 状態が α 凝縮状態であると理論的に指摘されている [9, 10, 11] が、実験結果と理論予測の対応が確立されているとは言い難い。 ^{20}Ne は候補となる状態が発見されている [12, 13] もの、実験において状態のスピン・パリティを測定できていない。また、 α クラスターの析出をあらかじめ仮定した山田らの計算を除き、理論的な研究がほとんどなされていなかった。近年、Zhou らにより、初めて微視的な計算による 5α 凝縮状態のエネルギーが報告された [14]。これを実験結果と直接比較するために、 ^{20}Ne における候補状態のスピンとパリティを決定することが強く求められている。このように、 ^{16}O と ^{20}Ne における α 凝縮状態の確立には至っていない。

1.3.3 ^{24}Mg の 6α 凝縮状態

^{24}Mg の 6α 凝縮状態においては、理論的にも実験的にも十分な研究がなされておらず、状態の確立に至っていない。理論的には、Monte Carlo 法を用いて Schuck 波動関数を記述することで、重い核における α 縮合状態を再現できる可能性が指摘されている [15] もの、 6α 凝縮状態について微視的な計算はなされていない。また、実験的には、 6α 凝縮状態の候補となる状態が発見されているものの、 α 凝縮状態としての確証が得られているわけではない [16, 17]。

Baribui らの研究 [16] では $^{20}\text{Ne} + \alpha$ 反応から放出される最大 4 個の α 粒子を同時計測した。Baribui らは、検出された 4 つの α 粒子の事象を分析し、 4α 粒子の不変質量が 4α 凝縮状態の候補に近い事象を選択したのちに、測定されていない 2 つの α 粒子が ^8Be の基底状態であることを仮定して ^{24}Mg の不変質量を再構築すると、 ^{24}Mg における励起エネルギーが 34 MeV に相当するピークが観測されることを報告した。このエネルギーは理論的に予測された 6α 凝縮状態のエネルギーに近い。しかし、検出した 4 つの α 粒子を、 ^{24}Mg の共鳴状態が ^8Be の基底状

態と ^{16}O の励起状態へと崩壊した後に ^{16}O から放出されたと仮定して、データ解析を行っており確実性に欠けていると考えられる。我々のグループによる研究 [17] については 1.4 節で詳しく述べるが、 6α 凝縮状態や 6α 凝縮状態の励起状態となる α クラスター状態の存在を指摘している。しかし、 6α 凝縮状態の確立には至っていない。

このように 6α 凝縮状態と 6α 凝縮状態の励起状態となる α クラスター状態の存在が示唆されているのみで、実験的にも理論的にも確立するほどの情報を得られていない。

1.3.4 α 凝縮状態の性質

α 凝縮状態における全ての α クラスターが最低エネルギー軌道 ($0s$) に凝縮しており、 α 凝縮状態のスピン・パリティは 0^+ であると予測されている。また、凝縮のため α クラスターの運動量分布は広がりを持たず、空間的に α クラスターが大きく広がることで低密度な状態であると考えられている。例として、直交条件模型 (OCM) によって計算された ^{12}C の基底状態 (0_1^+) と 0_2^+ 状態における α クラスターの運動量分布と密度分布を図 1.3 に示す [18]。

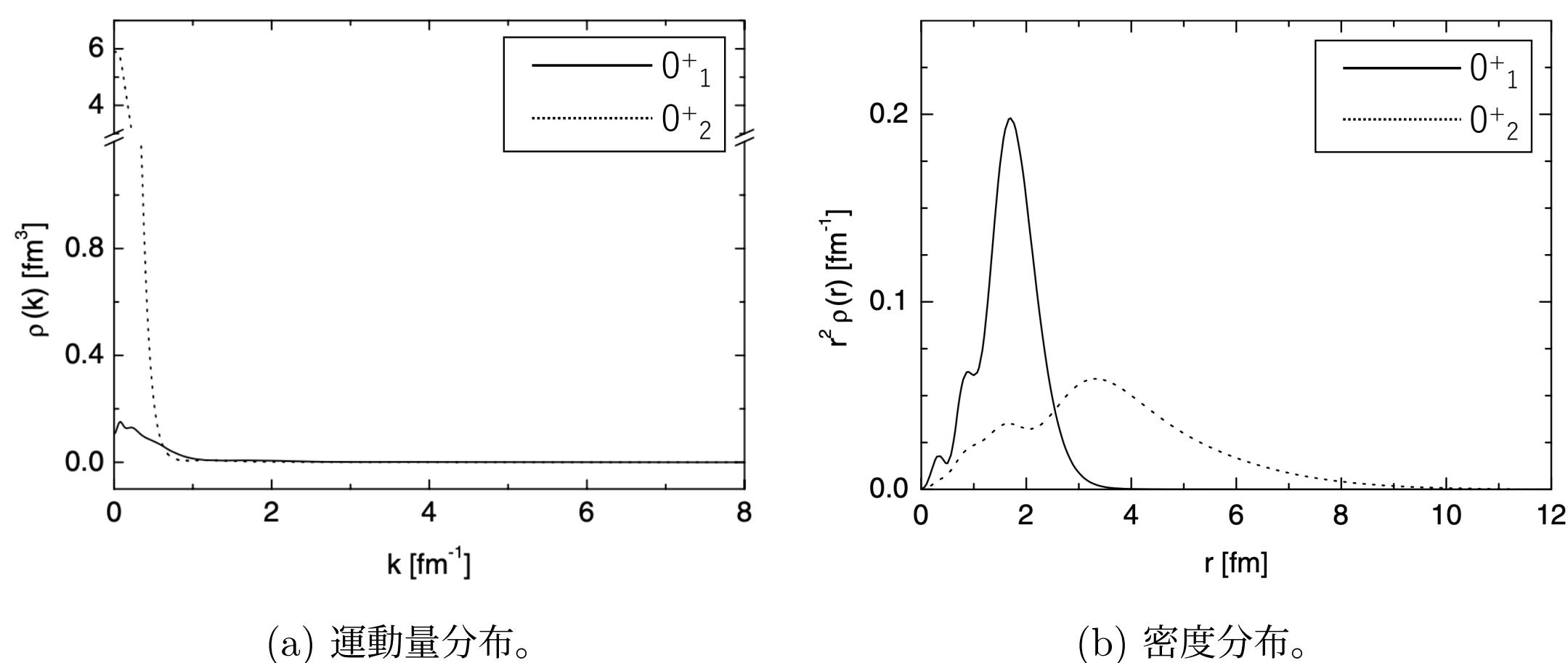


図 1.3 : ^{12}C の基底状態 (0_1^+) と 0_2^+ 状態における (a) 運動量分布 $\rho(k)$ と (b) 密度分布 $r^2\rho(r)$ [18](一部改変)。実線が基底状態、点線が 0_2^+ 状態を表す。

図 1.3 の (a) において、 0_2^+ 状態の α クラスターの運動量は $k < 1 \text{ fm}^{-1}$ の狭い範囲に分布しており、基底状態に比べてかなり鋭いピークを持った δ 関数のような分布になっている。また、運動量分布のフーリエ変換で与えられる密度分布は (b) のようになる。 0_2^+ 状態が基底状態に比べて α クラスターが空間的に大きく広がることで、標準原子核密度である基底状態に比べて、20–25% という低密度な状態になっている。

また、 α クラスターの凝縮により α 凝縮状態は異なる原子核間における α 凝縮状態の波動関数の重なりが大きいと考えられており、図 1.4 のように 6α 凝縮状態が崩壊する過程では軽い α 凝縮状態を経由して崩壊すると予想されている。図では現時点で α 凝縮状態として合意がとれている 0_2^+ 状態に崩壊する事象を例にとっているが、 ^{16}O や ^{20}Ne の α 凝縮状態を経由して崩壊することも考えられる。

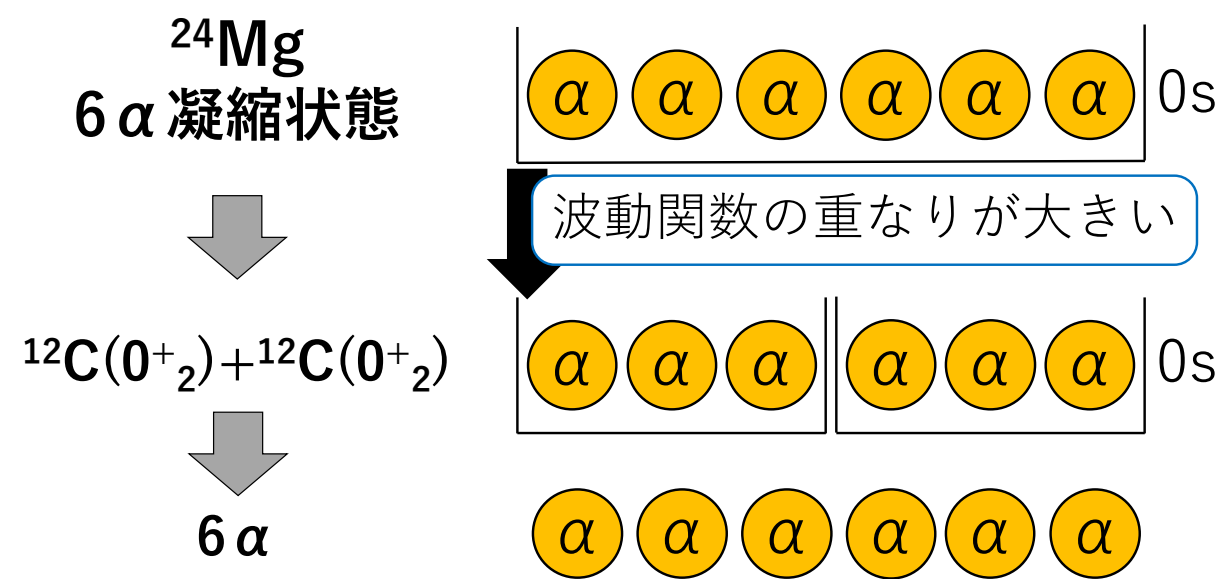


図 1.4： ^{24}Mg における 6α 凝縮状態と ^{12}C における 3α 凝縮状態。

1.3.2 項、1.3.3 項で述べたように α 凝縮状態を探索するための実験が積極的に行われているが、 α 凝縮状態を特定する方法は確立されていない。そこで、崩壊によって放出される α クラスターの角度分布が等方的であることに着目し、 α 凝縮状態を探索する。

1.4 先行研究

我々のグループによる研究 [17] では Si 検出器、SAKRA を用いて $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 散乱を測定し、 ^{24}Mg における 6α 凝縮状態を探索した。 6α 凝縮状態が 3α 凝縮状態に崩壊すると予想し、 ^{12}C の 0_2^+ 状態から放出される 3 つの α 粒子に注目して測定を行い、測定した 3α 粒子を用いて ^{12}C の不変質量を再構築することで、 0_2^+ または 3_1^- 状態から放出された 3α 粒子を同定した。その結果、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+ \text{ or } 3_1^-) + X \rightarrow 3\alpha + X$ 反応の全断面積を得たのち、質量欠損法を用いて $X = ^{12}\text{C}$ となる事象を選択し、その際の励起エネルギーを決定した。それによって $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_1^+)$ 、 $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (2_1^+)$ 、 $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ の各チャンネルにおける断面積を得た。

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+ \text{ or } 3_1^-) + X \rightarrow 3\alpha + X$ 反応の全断面積は ^{24}Mg の励起エネルギーが 33.3 MeV に対応する場所でピークを持っていた。この結果は、励起エネルギー 33.3 MeV にある状態が α クラスター状態であることを示している。また、このエネルギーは 6α 凝縮状態のエネルギーの理論値に近く、この状態は 6α 凝縮状態である可能性がある。 6α 凝縮状態は $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_1^+)$ のチャンネルよりも、 $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ のチャンネルの方が波動関数の重なりが大きいいため、 $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ チャンネルにおいて顕著に観測されることが期待された。しかし、33.3 MeV のピークは $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_1^+)$ では観測されたものの、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ では観測されなかった。これは $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ のチャンネルの崩壊エネルギーが低く、クーロン障壁を越えるエネルギーが不足しているため、このチャンネルへの崩壊が抑制されたと考えられる。 $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ のチャンネルでは、 ^{24}Mg の励起エネルギー 36.4–37.4 MeV 付近には幅広い構造が観測された。この状態は励起エネルギー 33.3 MeV の状態と同様に、 α クラスター状態だと考えられている。

加えて、観測された状態の内部構造を明らかにするために各状態のスピン・パリティの決定を試みた。33.3 MeV に相当する状態のスピン・パリティは統計量不足により決定できなかったものの、36.4–37.4 MeV の状態のスピン・パリティは 4^+ であることが明らかになった。また、この状態の低エネルギー側には 2^+ の成分が含まれることが分かった。この幅広い状態につい

ては、 ^{12}C における Hoyle バンド状態 (2_2^+ 及び 4_1^+ 状態) のような α 凝縮状態の可能性はある。

1.5 本研究の目的

本研究の目的は、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 反応を用いて ^{24}Mg の 6α 凝縮状態を探索し、その候補となる状態を確立させることである。1.4 節でも述べたように、 6α 凝縮状態の励起状態の候補は提案されているが、 6α 凝縮状態の候補となる状態はスピン・パリティが決定されていない。そこで、我々は放出される 6 つの α 粒子の飛跡から 6α 凝縮状態を探索し、その励起エネルギーとスピン・パリティを決定することで、候補となる状態を探索する。先行研究 [17] では $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_1^+)$ を経由して崩壊するチャンネルにおいて ^{24}Mg の励起エネルギーが 33.3 MeV に相当する状態を発見した。そのため、本研究でもこのチャンネルを経由する反応も測定し、 ^{24}Mg の励起エネルギーが 33.3 MeV に相当する状態のスピン・パリティを決定する。また、先行研究では、崩壊チャンネルが ^{12}C の 0_2^+ 状態や 3_1^- 状態を経由するものだけを測定したが、本研究では他の崩壊チャンネルを経由する崩壊も測定し、 ^{16}O や ^{20}Ne における α 凝縮状態の確立にも寄与したい。例えば、3 つの α 粒子が同じ方向に放出された場合、 α 粒子が ^{12}C から放出されたと考えられ、 6α 凝縮状態は 2 つの ^{12}C を経由して崩壊したことが考えられる。4 つの α 粒子が同じ方向に放出された場合であれば、 α 粒子が ^{16}O から放出されたと考えられ、 6α 凝縮状態は ^{16}O と ^8Be を経由して崩壊したことが考えられる。6 つの α 粒子の飛跡を測定することで、それぞれの放出される α 粒子の角度から親核が特定でき、 6α 凝縮状態が崩壊するチャンネルの多くを測定することが可能となる。

第2章

測定方法

2.1 概要

1.3.4 項で述べたように、 α 凝縮状態を特定する方法は確立されていないため、1.4 節で述べた先行研究の手法を元に本研究の実験を行う。本研究では、アメリカの Michigan State University (MSU) が開発した Active Target Time Projection Chamber (AT-TPC) を用いて、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 散乱を測定し、 ^{24}Mg における 6α 凝縮状態を探索する。 6α 凝縮状態が2つの 3α 凝縮状態に崩壊すると予想し、2つの ^{12}C における 0_2^+ 状態から放出される計6つの α 粒子全てを全立体角に渡って測定する。全立体角に渡って6つの α 粒子を測定することで、 ^{12}C 以外の核の軽い α 凝縮状態 (^8Be の基底状態と ^{16}O の 4α 凝縮状態、 α 粒子と ^{20}Ne の 5α 凝縮状態など) を経由して崩壊するチャンネルも測定する。 6α 凝縮状態が2つの ^{12}C における 0_2^+ 状態を経由することを仮定するとその反応の準位図は図 2.1 のようになる。 ^{24}Mg の励起エネルギーを理論値である 33.4 MeV であるとする $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 散乱のエネルギーは重心系で 19.4 MeV つまり、ビームのエネルギーとしては 38.8 MeV が必要である。また、1.4 節で述べた ^{24}Mg の励起エネルギー 36.4–37.4 MeV 付近の状態も測定するためには、最低でもビームエネルギーとして 46.8 MeV が必要である。そこで、本研究の実験では 50 MeV の ^{12}C ビームを用いて実験を行う。

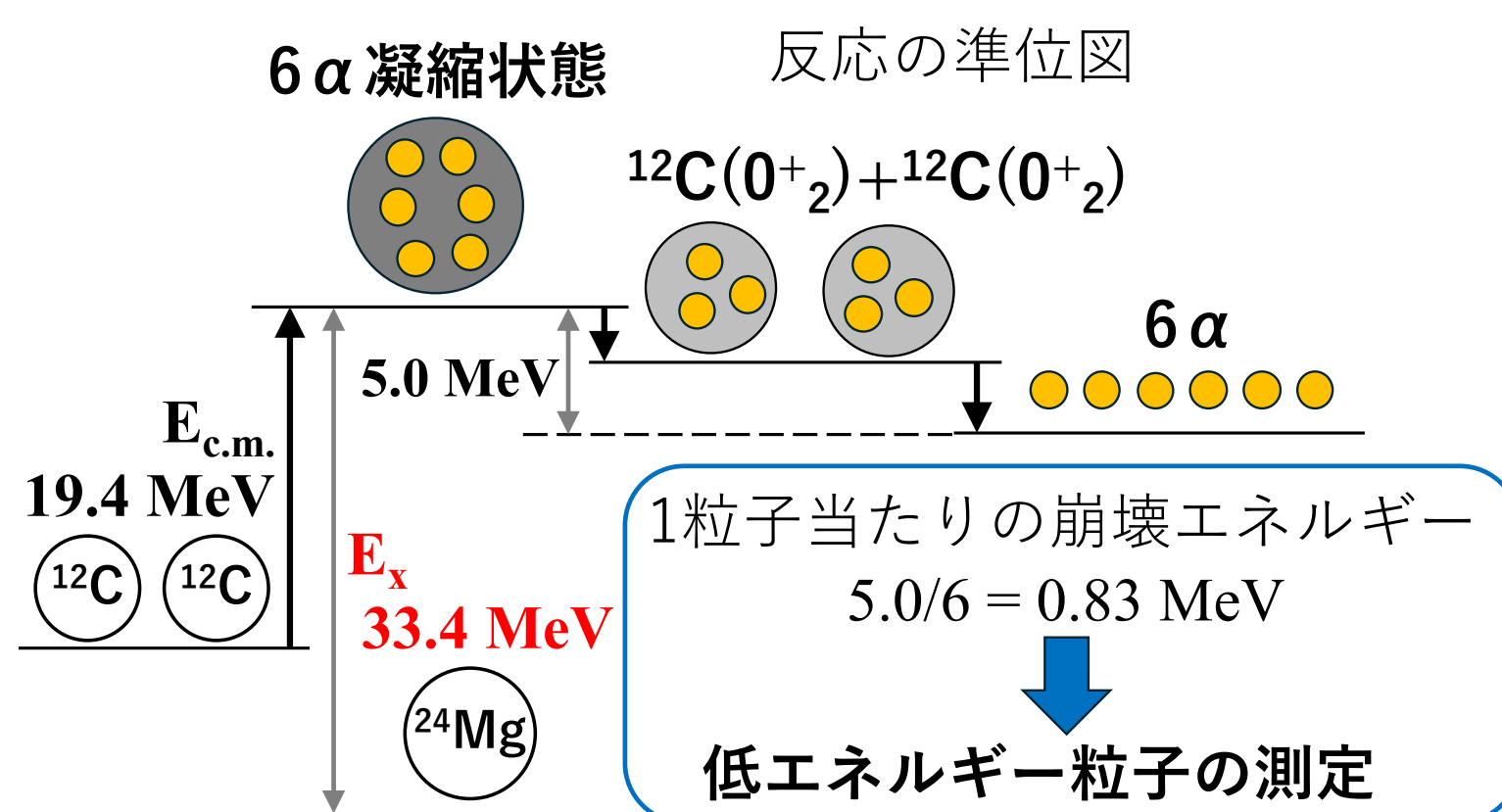


図 2.1 : 反応の準位図。例として 6α 凝縮状態が2つの 0_2^+ 状態を経由して崩壊する場合を示す。

2.2 AT-TPC

2.2.1 構造

AT-TPC は MSU の National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL) で開発された、ガスアクティブ標的の TPC 検出器で [19]、長さが 1 m、半径 292 mm の円筒形の有感領域を持つ。AT-TPC の概略図を図 2.2 に示す。TPC 検出器では荷電粒子の飛跡を測定するために検出器内部にガスを充填させており、これによって荷電粒子の飛跡を 3 次元的に決定することが可能である。加えて、AT-TPC では、検出ガスが散乱標的としての役割も担っているため、AT-TPC 内部で反応が起こる。これにより、低エネルギーの崩壊によって放出される α 粒子を大立体角で検出することができる。ガスの圧力は検出する粒子のエネルギーに応じて調節する必要がある。

AT-TPC にビームを入射すると AT-TPC 内部でビームがエネルギーを失いながら下流に向かって進み、その過程で散乱を起こす。重心系での反応エネルギーは ^{24}Mg における ^{12}C 崩壊閾値からの励起エネルギーに対応する。したがって、加速器からの ^{12}C ビームのエネルギーを変える事なく、 ^{24}Mg における幅広い励起エネルギー範囲での α 凝縮状態の探索が可能である。

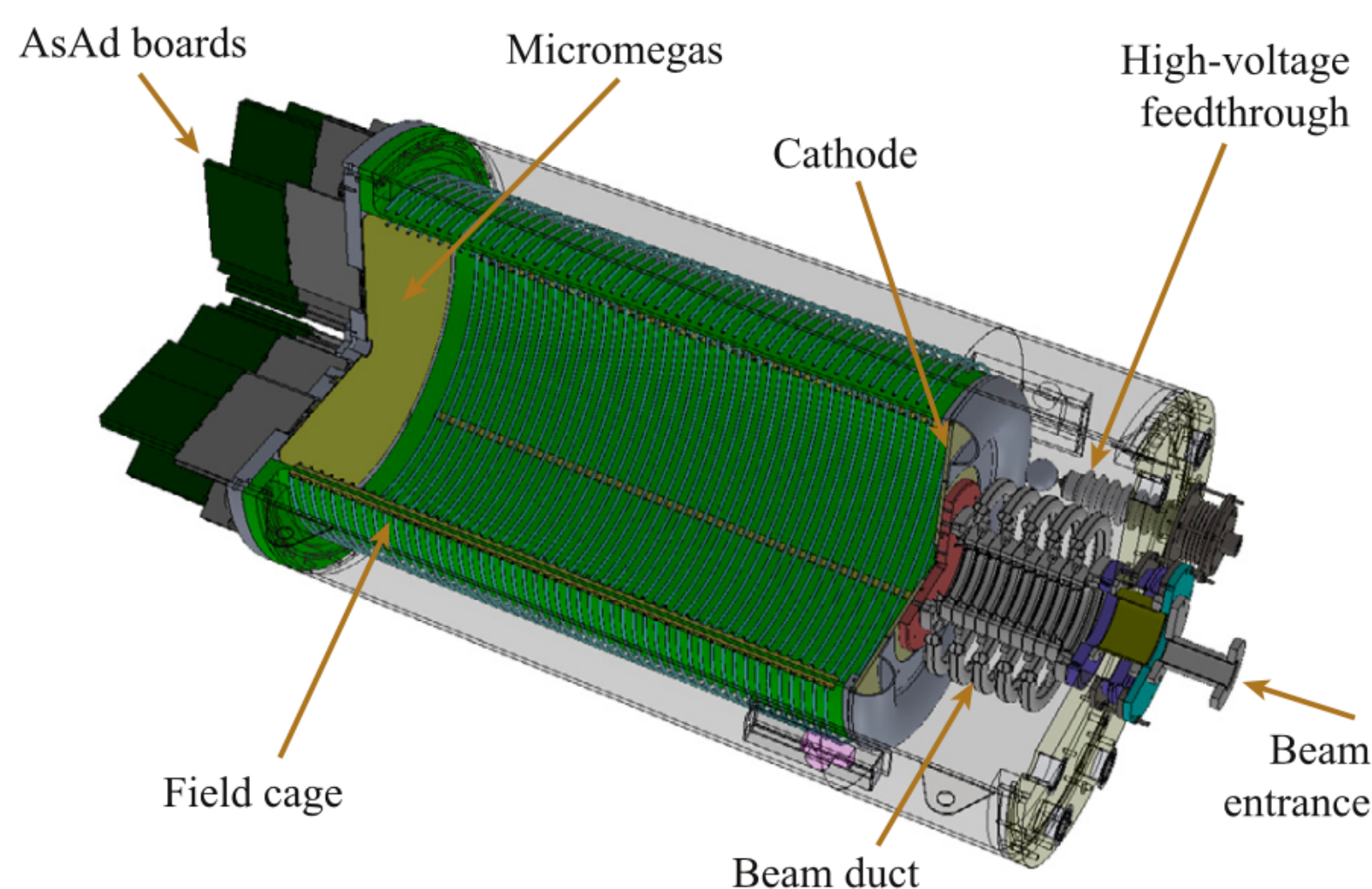


図 2.2 : AT-TPC の概略図 [19]。

AT-TPC では荷電粒子の移動によって放出される電子を検出面まで移動させ、信号として読み出す。読み出しの際にはその電子が到達した位置と時間を測定する。そのため検出面まで同じ速度で移動させる必要があり、有感領域内の電場は均一であることが重要である。AT-TPC では有感領域内外の壁を 50 本の同心円状の電極で構成された Field cage で囲んでいる。Field cage は電極の間隔が 19.05 mm となっており、内側のリングの半径が 281 mm、外側のリングの半径は 311 mm で、また、Field cage よりも外側の遮蔽部分は窒素などの絶縁ガスで満たすことで、外部の真空槽との間の放電を抑制している。これにより、ビーム上流 (図 2.2 の右) 側にある cathode とビーム下流 (図 2.2 の Micromegas) 側にある anode 間で一様な電場をかけることができる。Garfield による計算では図 2.3 のように非常に均一な電場が形成されている。

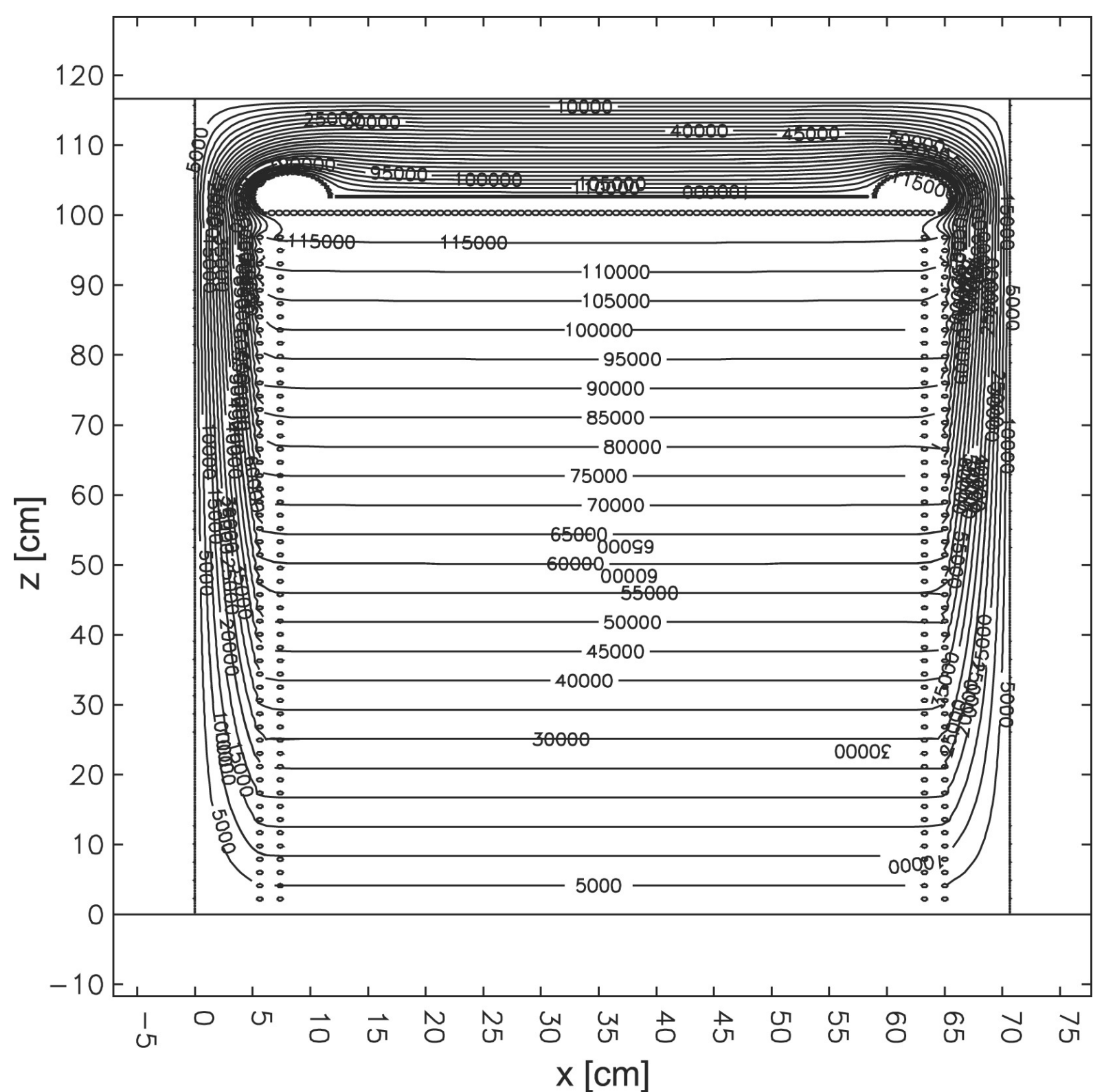


図 2.3 : Garfield による AT-TPC 断面における電場 [19]。cathode 側は図の上部にあり、小さな円は Fild cage の周りにあるコロナリングであり、これによって外側の領域の壁と cathode の放電を抑制している。

Micromegas は電極の $122\ \mu\text{m}$ 上流側に作られたマイクロメッシュで構成されており、電子増幅を起こすための装置である。Micromegas の模式図を図 2.4 に示す。Micromesh と検出面の間に $100\text{--}1000\ \text{V}$ 程度の電圧を印加することで、検出面直上に強い電場領域が形成される。検出ガスから放出され、ドリフトされた電子がこの電場領域に到達すると検出ガスと電子雪崩を起こし、電子が増幅される。

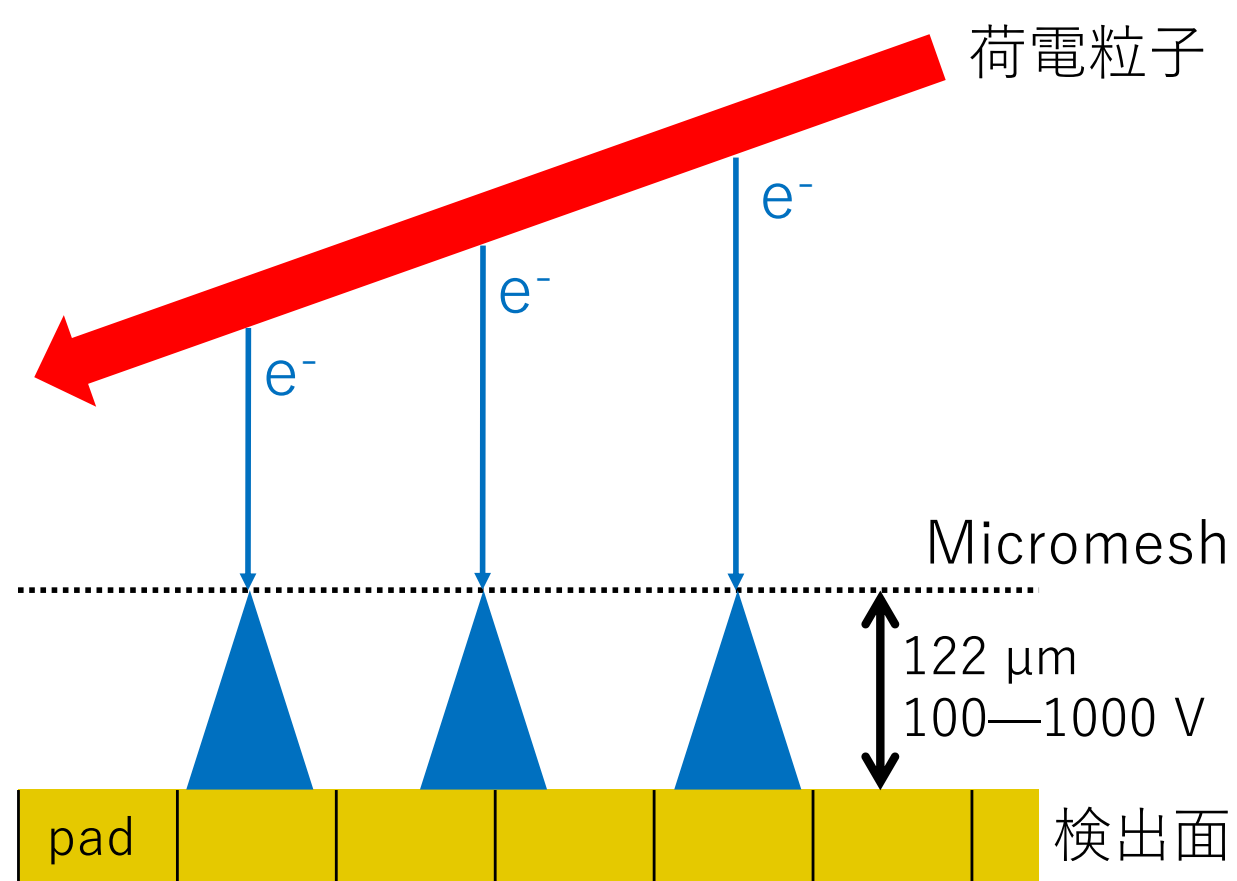


図 2.4 : AT-TPC における Micromegas の模式図

ビームを図 2.2 における右側の Beam duct から検出器に入射すると TPC の有感領域内で反

応が起こり、荷電粒子が放出される。荷電粒子によって AT-TPC 内のガスが電離され、発生した電子は Field cage によって形成された電場によって検出面へ移動する。電子が検出面に到達すると Micromegas によって電子が増幅され、電気信号が誘起される。

2.2.2 検出面の構造

検出面の構造を図 2.5 に示す。半径は 275 mm で、金メッキされた正三角形の電極 (pad) が 10,240 個配置されている。そのうち、半径 140 mm の円に内接する正六角形の内側の領域は高さが 5 mm の pad が 6,144 個敷き詰められており、それ以外の領域は高さが 10 mm の大きい pad が 6,144 個配置されている。AT-TPC 内部で反応が起こる際、ビームダクトが中心にあるため荷電粒子が検出面の中心近くで発生する。検出面の中心付近の飛跡を区別できるように、高解像度なデータを取得できる、電極が小さく分割された pad となっている。しかし、全 pad の高さを 5 mm にしてしまうと電極数が過大になってしまうため、外側では大きな pad が使用されている。また、pad の形状を三角形にすることで、検出器の空間分解能を向上させている。荷電粒子の飛跡が複数の pad を横切った際に各 pad に誘起される電荷量が異なり、飛跡のわずかな変化を検出することができる。

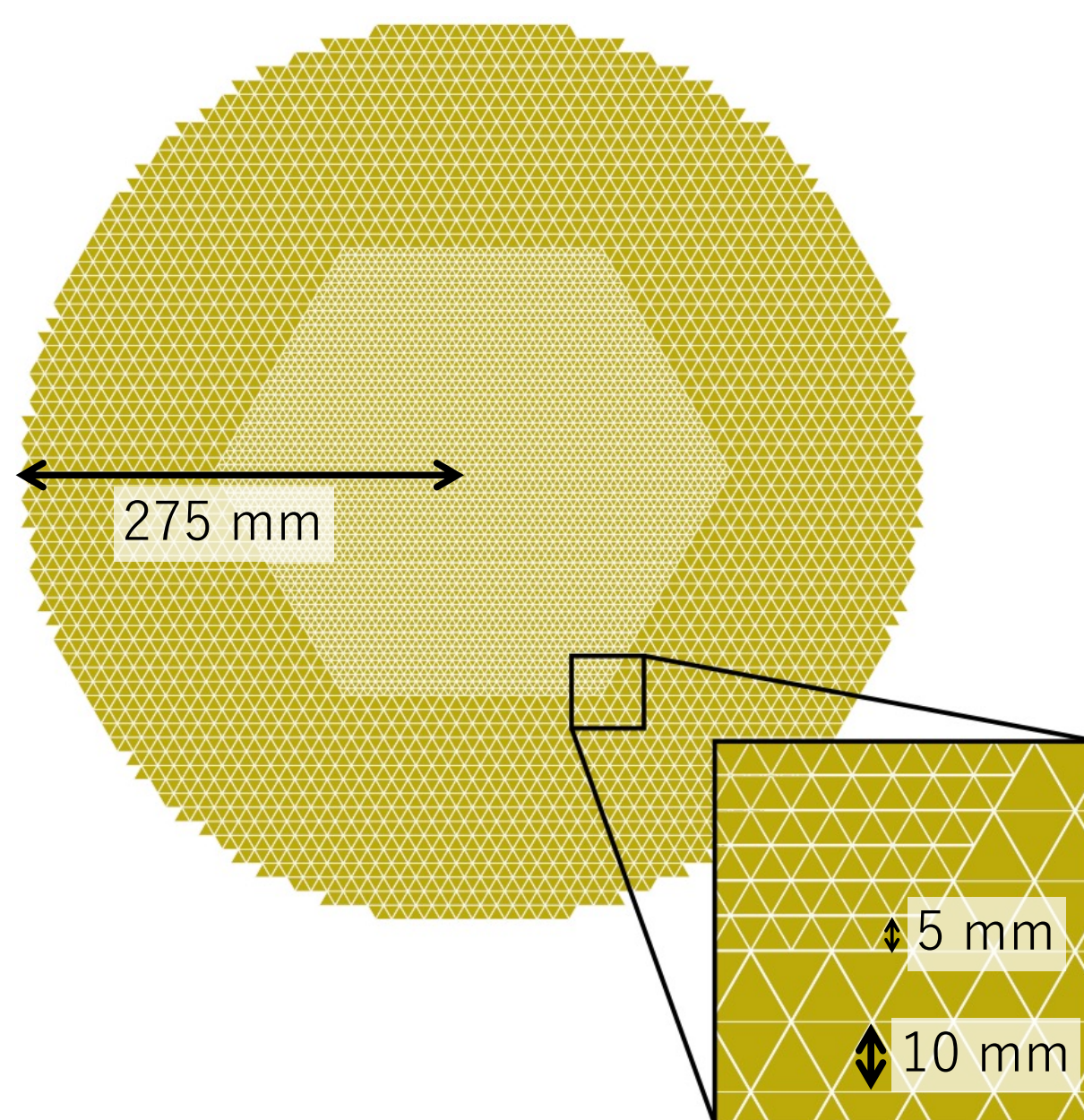


図 2.5 : AT-TPC の検出面 [19]。10,240 個の電極 (pad) で構成されている。

図 2.6 は飛跡が 2 つの pad を横切った際の模式図である。pad の形状が四角であった場合、2 つの隣り合う pad に誘起する電荷が同じになるため両者に信号の違いはない。しかし、pad の形状が三角であった場合、左右の pad に誘起する電荷の比が異なるため、pad の大きさよりも細かく飛跡の位置を決定することが可能となる。そのため、各 pad の信号を読み取った際に電荷量を比較することで、高角度分解能でデータを取得することが可能である。過去の実験データでは、約 1° の角度分解能のデータが得られている [20]。

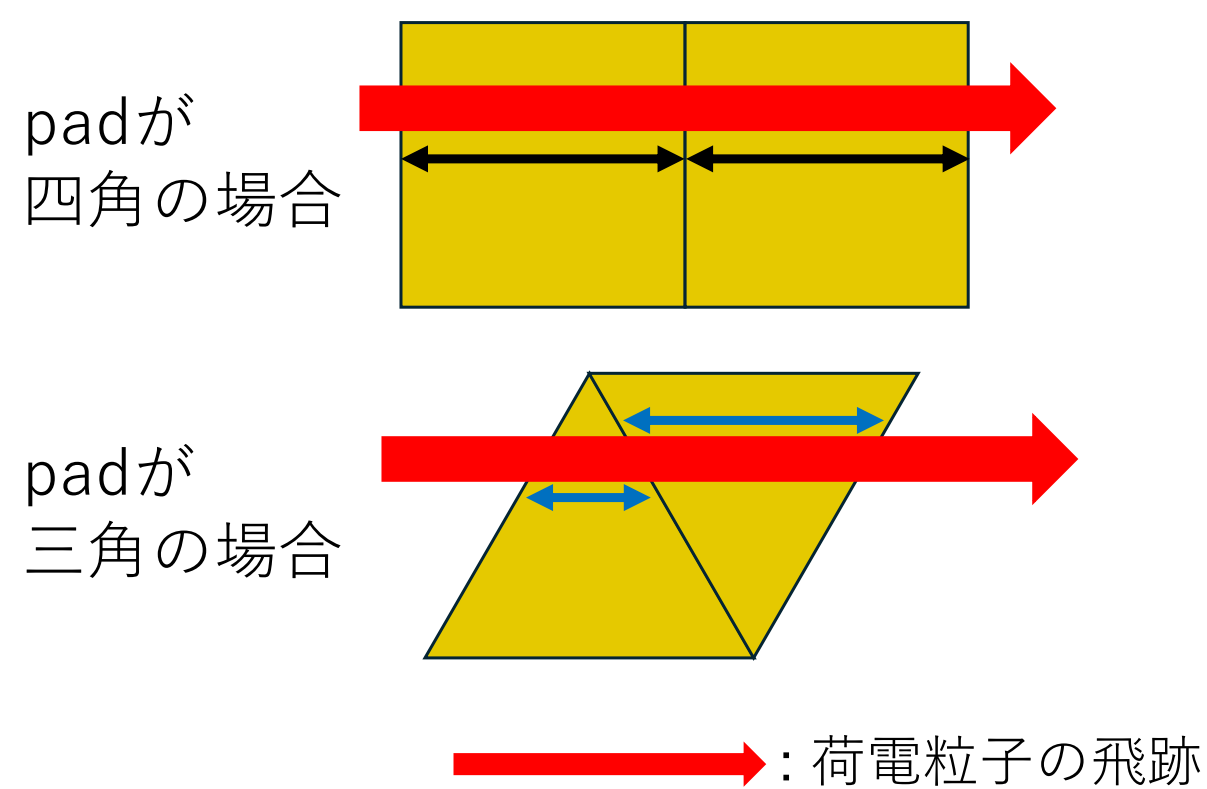


図 2.6：四角形の場合と三角形の場合の pad に飛跡が横切った際の模式図。

2.2.3 データ取得

AT-TPC の検出面から得られる信号を読み出すためのデータ取得回路 [21] の概略図が図 2.7 である。pad で信号を受け取ったのちに複数のモジュールを用いて、10,240 個の pad から出力される全波形をデジタル化して記録する。pad からの信号は ASIC for GET (AGET) のチップで処理される。AGET が受け取った信号の増幅と整形を行ったのち、ADC がアナログ信号の波形をデジタル信号へと変換する。AGET チップ 4 個と ADC チップ 1 個が ASIC Support and Analog to Digital conversion (AsAd) ボードに実装されている。1 枚の AsAd ボードで 256 ch の信号処理を行う。AsAd ボード 4 枚が 1 つの Concentration Board (CoBo) に接続されており、CoBo は 10 台使用する。つまり、AT-TPC 全体では 10 台の CoBo、40 個の ADC、160 個の AGET を使用してデータを取得している。CoBo を同期させるために MuTAnT (Multiplicity, Trigger, And Time) と呼ばれる追加のボードがタイムスタンプを発行している。MuTAnT がトリガーを発行することで、CoBo が AsAd ボードからデータ収集を開始し、ADC が各 AGET の出力をデジタル化してデータ送信され、CoBo はそのデータに対して事象のタイムスタンプを与えることで事象を構築する。これによって構築された事象が 10 Gb/s の光ファイバーリンクを介してネットワークスイッチに送信し、そこからデータ保存用の PC に分配される。また、トリガーはチャンネルごとに閾値を設定することが可能なため、複雑な条件でトリガーを生成することもできる。信号が誘起された pad の数について閾値を設定してトリガーを生成することも可能である。

AT-TPC は検出した信号を全て読み出すと、1 事象あたり最大 11 MB のデータを生成するため、強力なデータ処理能力が必要である。そこで、10 台の CoBo は高速ネットワークを介して 10 台のデスクトップコンピュータに接続されており、各コンピュータが 1 台の CoBo からのデータを記録することでデータを分散させ、システムの処理量を大幅に向上させている。しかし、それを用いていても生成されるデータが莫大なため、イベント取得率の上限は 100 Hz 程度である。

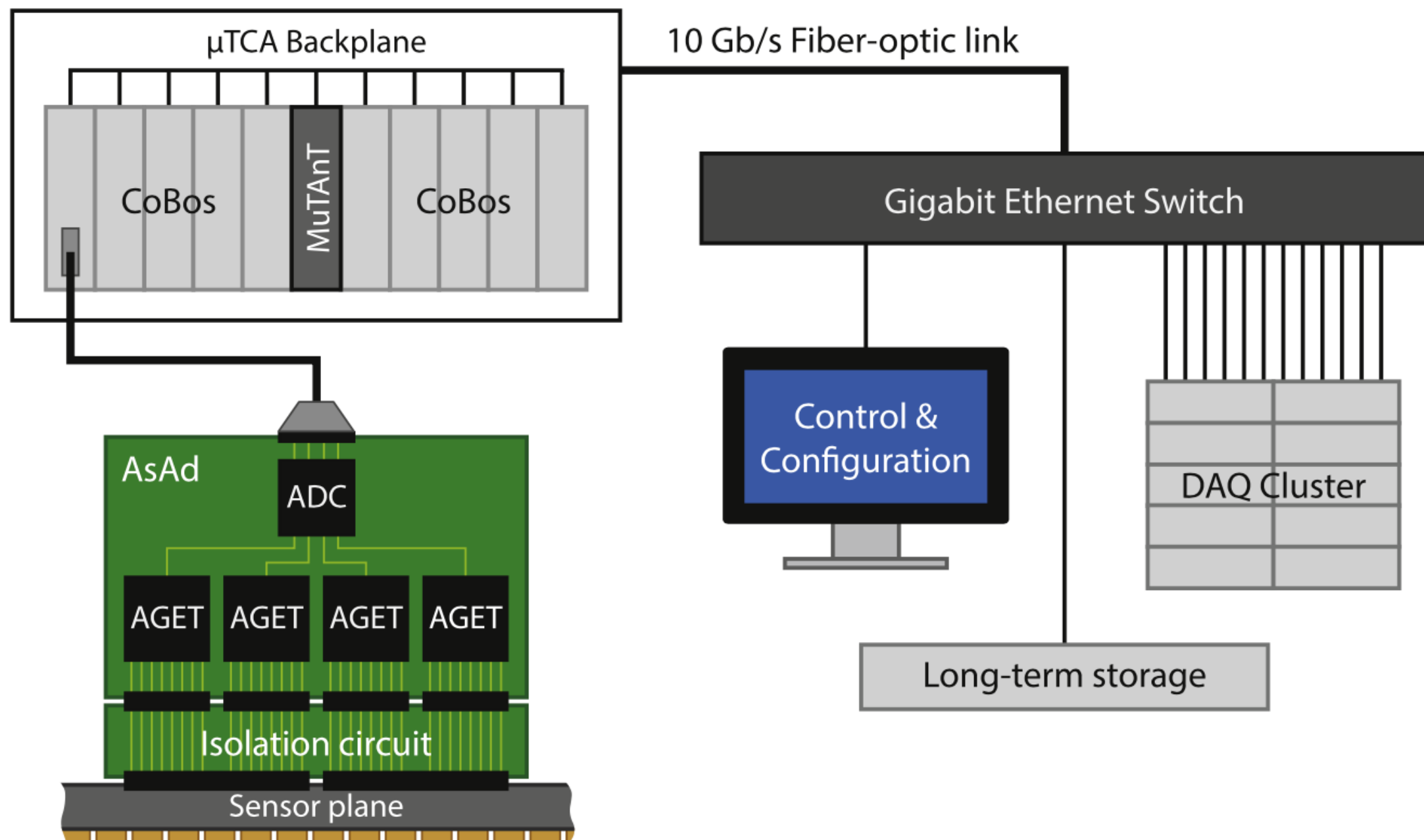


図 2.7：データ取得回路の概略図 [19]。

2.2.4 本研究における実験の流れ

本研究ではイソブタンガスを検出ガスとして用いる。これは標的として用いる ^{12}C を含んでいることに加えて、イソブタンは高い放電耐性を有するためである。放電は原子や分子が励起され、その励起状態から基底状態に戻る際に X 線が放出され、その X 線によってさらに別の原子が電離されて電流が流れ続ける状態のことである。イソブタンガスは直鎖のブタンガスに比べて回転の自由度が多く、X 線の吸収断面積が大きいいため、2 次電子の発生を抑制する。

図 2.8 は本研究において ^{12}C ビームが AT-TPC に入射されてから、反応によって放出される α 粒子を検出するまでの流れを表した模式図である。イソブタンガスを封入した AT-TPC へ 50 MeV の ^{12}C ビームを入射させると、検出ガスに含まれる ^{12}C と散乱する。また先述の通り、AT-TPC 内部でビームがエネルギーを失うので、 ^{24}Mg の幅広い励起エネルギー領域に対して α 凝縮状態を探索することが可能である。この散乱によって放出された荷電粒子が TPC 内の検出ガスを電離させて電子が発生する。その電子は有感領域に印加された電場に沿って検出面へと移動し、pad で検出される。その後、2.2.2 項で述べたように、MuTAnT によってトリガーが発行され、この事象のデータを取得する。この得られたデータから開発予定の飛跡再構築アルゴリズムを用いてその事象における飛跡の特徴をチェックし、不必要な事象を除去する。そしてそのデータから、崩壊によって放出された α 粒子の飛跡を再構築し、その飛跡とその端点から α 粒子のエネルギー損失を計算することで、放出直後の α 粒子のエネルギーと角度を求める。不変質量法を用いることで放出直後の α 粒子のエネルギーと角度から崩壊前の ^{12}C や ^{24}Mg の励起エネルギーを求める。まず、1 つの α 粒子の情報に対して以下の式 (2.1) を用いて α 粒子の全運動量 p_α を求め、放出角度から運動量ベクトルを求める。

$$|\vec{p}_\alpha| = \frac{\sqrt{E_\alpha^2 - (M_\alpha c^2)^2}}{c}. \quad (2.1)$$

ここで、 E_α は α 粒子の全エネルギー、 M_α は α 粒子の質量、 c は光速である。次に、全エネ

ルギーと求めた運動量から 3 つの α 粒子ずつの全エネルギー和 E_C 、運動量 $\vec{p}_C$ を用いて式 (2.2) のように ^{12}C の励起エネルギー $E_{x\text{C}}$ と運動エネルギー K_C を求める。

$$\begin{aligned} E_{x\text{C}} &= \sqrt{E_C^2 - |\vec{p}_C|^2} - M_C c^2, \\ K_C &= E_C - \sqrt{E_C^2 - |\vec{p}_C|^2}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

また、全ての α 粒子についても同様に全エネルギー和 E_C 、運動量 $\vec{p}_C$ を用いて式 (2.3) のように ^{24}Mg の励起エネルギー $E_{x\text{Mg}}$ と運動エネルギー K_{Mg} を同定する。 ^{12}C の散乱角度については、運動量 $\vec{p}_C$ の各 xyz 成分から角度を決定する。

$$\begin{aligned} E_{x\text{Mg}} &= \sqrt{E_{\text{Mg}}^2 - |\vec{p}_{\text{Mg}}|^2} - M_{\text{Mg}} c^2, \\ K_{\text{Mg}} &= E_{\text{Mg}} - \sqrt{E_{\text{Mg}}^2 - |\vec{p}_{\text{Mg}}|^2}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

本研究ではビームを 10^5 cps の強度で AT-TPC へ入射する。ビーム粒子を全て検出すると、2.2.3 項で述べた、100 Hz 程のデータ取得条件を大幅に超えてしまう。そのため、事象を適切に取捨選択できるようトリガー条件を工夫する必要がある。これについては 4.2 節で詳しく述べる。

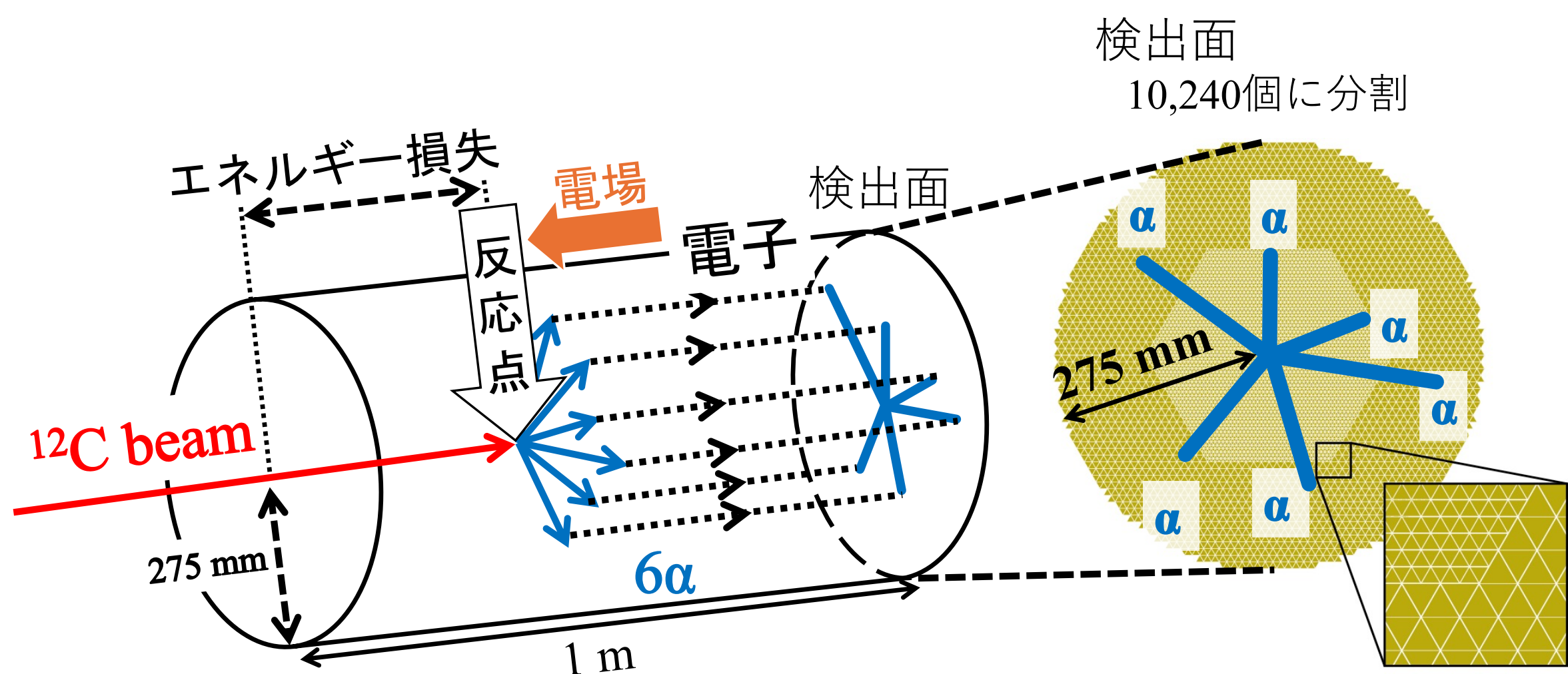


図 2.8：本研究における実験の流れ。

第3章

シミュレーション

1.5 節や 2.2.4 項で述べたように、本研究では AT-TPC の検出面における pad の信号で 6 つの α 粒子の飛跡を判別できる必要がある。また、 ^{12}C ビームを 10^5 cps の強度で AT-TPC に入射するため、弾性散乱をはじめとするバックグラウンド事象を除去し、必要な事象である 6α 崩壊の事象を取得できるトリガー条件の最適化を行わなければならない。加えて、実験条件に対して各事象がどのような飛跡が生成されるかを確認し、適切な実験条件を設定する必要がある。そこで、AT-TPC 内部での反応や、その際の検出面の pad に誘起される信号についてシミュレーションを行った。

3.1 ATTPCROOT

ATTPCROOT は AT-TPC 検出器やそのプロトタイプなどのアクティブ標的の検出器データを生成・解析するためのフレームワークである [22]。CERN で開発された解析ソフトウェア ROOT [23] および、モンテカルロ・シミュレーションツール Geant4 [24] をベースに開発された。AT-TPC にビームを入射すると AT-TPC 内部でビームがエネルギーを失いながら下流に向かって進む。ATTPCROOT ではビームがエネルギーを損失する効果とストラグリングや多重散乱の効果も考慮されており、AT-TPC の検出器の構造や様々な反応やガスの圧力、ビームエネルギーなど、実験条件を細かく設定することができる。事象を生成する際には反応エネルギーをランダムに決定したのち、ビームがエネルギーを損失して、決定した反応エネルギーに相当する値となる深さまで進み、反応位置が決定される。反応位置が確定したのち、散乱角度をランダムに決定し、運動学計算に基づいて散乱粒子と反跳粒子が生成される。生成された粒子が AT-TPC の有感領域内で静止するまたは有感領域内から出るまでの飛跡が決定され、荷電粒子が飛跡に沿って検出ガスを電離することで電子が生成される。生成された電子を AT-TPC の検出面までドリフトさせる。電子がドリフトする際は検出ガスとの散乱による拡散の効果も考慮されており、次の式 (3.1) のように標準偏差 $\sigma(L)$ を計算することでその拡散を再現している。

$$\sigma(L) = \sqrt{2D \frac{L}{v}}. \quad (3.1)$$

ここで、 D は拡散係数、 L は電子がドリフトした距離、 v はガス中での電子のドリフト速度である。このように拡散が再現された電子を検出面で信号に変換し、生成された信号の波高を pad の位置情報と時間情報、荷電情報に変換して出力する。

3.2 生成する事象

本研究では測定したい $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+) \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha + ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 6\alpha$ 反応 (6α 崩壊反応) だけでなく、バックグラウンド事象である $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 弾性散乱や $^{12}\text{C} + \text{p}$ 弾性散乱の事象を生成して各事象の特徴や飛跡を確認した。この章ではイソブタンガスの圧力が 0.13 atm の場合を例にして述べる。

3.2.1 ビームのエネルギー

本研究では、AT-TPC 内部にビームを入射するとエネルギーを落としながら進み、AT-TPC 内部でビームが停止する。50 MeV の ^{12}C を 0.13 atm のイソブタンガスで満たした AT-TPC へ入射させた時の ^{12}C のエネルギーの変化をビーム軸に沿った AT-TPC 内部での飛行距離の関数として図 3.1 に示す。この計算では 300 万個の ^{12}C を AT-TPC へ入射させた。 ^{12}C は AT-TPC 内部を約 350 mm 進んだのち、完全に停止する。ビーム粒子がガス中を進む際はエネルギー損失のストラグリングを考慮しているため、同じ深さにおいてもエネルギーに幅がある。また、多重散乱によるビームの位置広がりの効果も取り入れている。この計算結果から、AT-TPC 内部の反応点の位置から反応エネルギーを決定することができる。

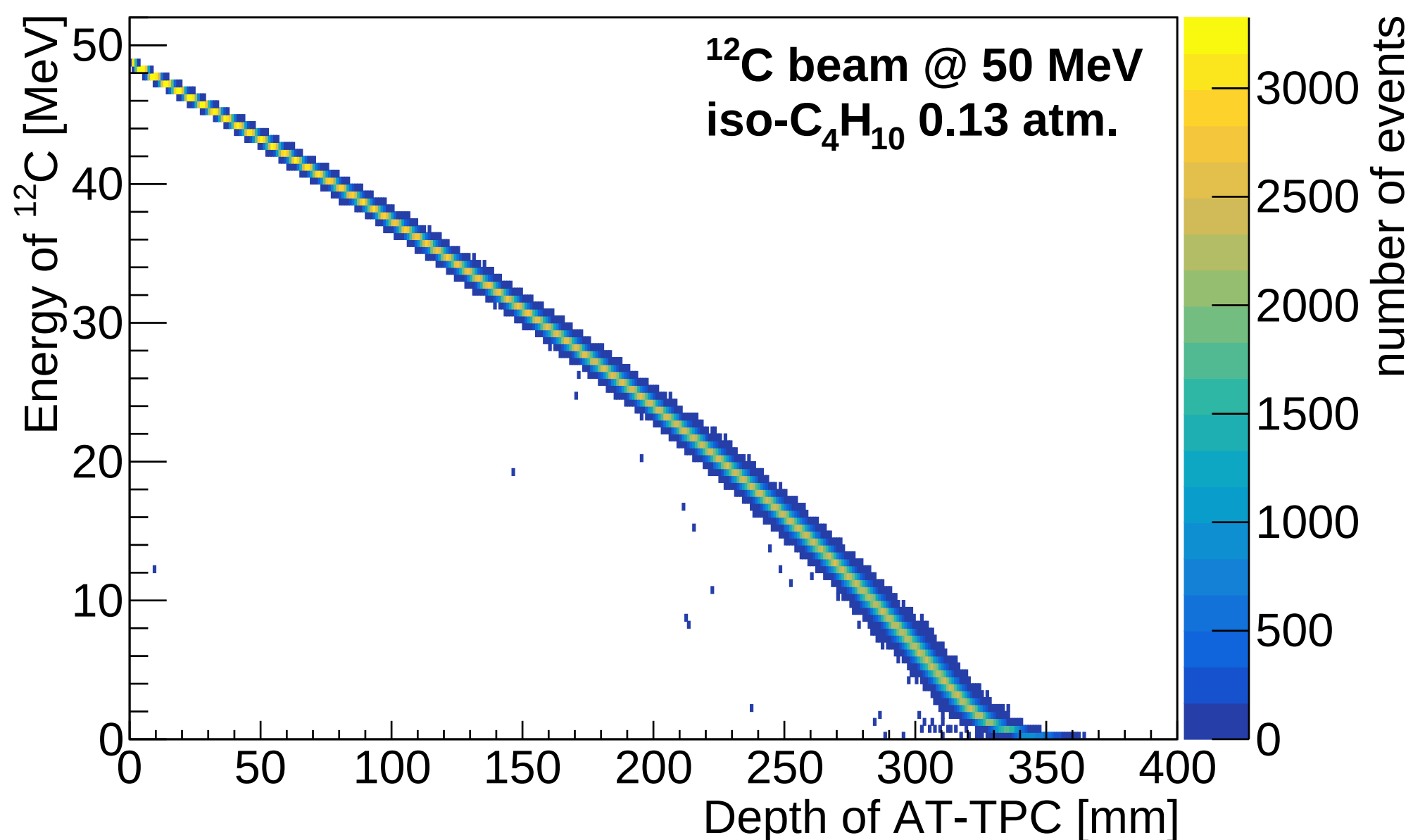


図 3.1 : ^{12}C のエネルギーとビーム軸に沿った ^{12}C の飛行距離。

3.2.2 弾性散乱

3.2.2.1 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 弾性散乱

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 弾性散乱の事象を生成し、その事象において生成された電子の検出面における分布を確認した。図 3.2 に 2 つの典型的な事象を示す。左側の図 (a) と (c) は AT-TPC 内部の $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 弾性散乱後の散乱粒子と反跳粒子の飛跡を示しており、右側の図 (b) と (d) にはその事象における各 pad での電荷量の分布を示している。この電荷量は pad で誘起される信号の波高に比例する。また ATTPCROOT では、事象を反応エネルギーが 0–50 MeV、重心系での散乱

角度が 0–180 度の範囲でランダムに生成するため、図 3.2 の (a) と (c) は反応点の位置と実験系における散乱角度が異なっており、それに伴って図 3.2(b)(d) に示した検出面での電荷分布も異なっている。

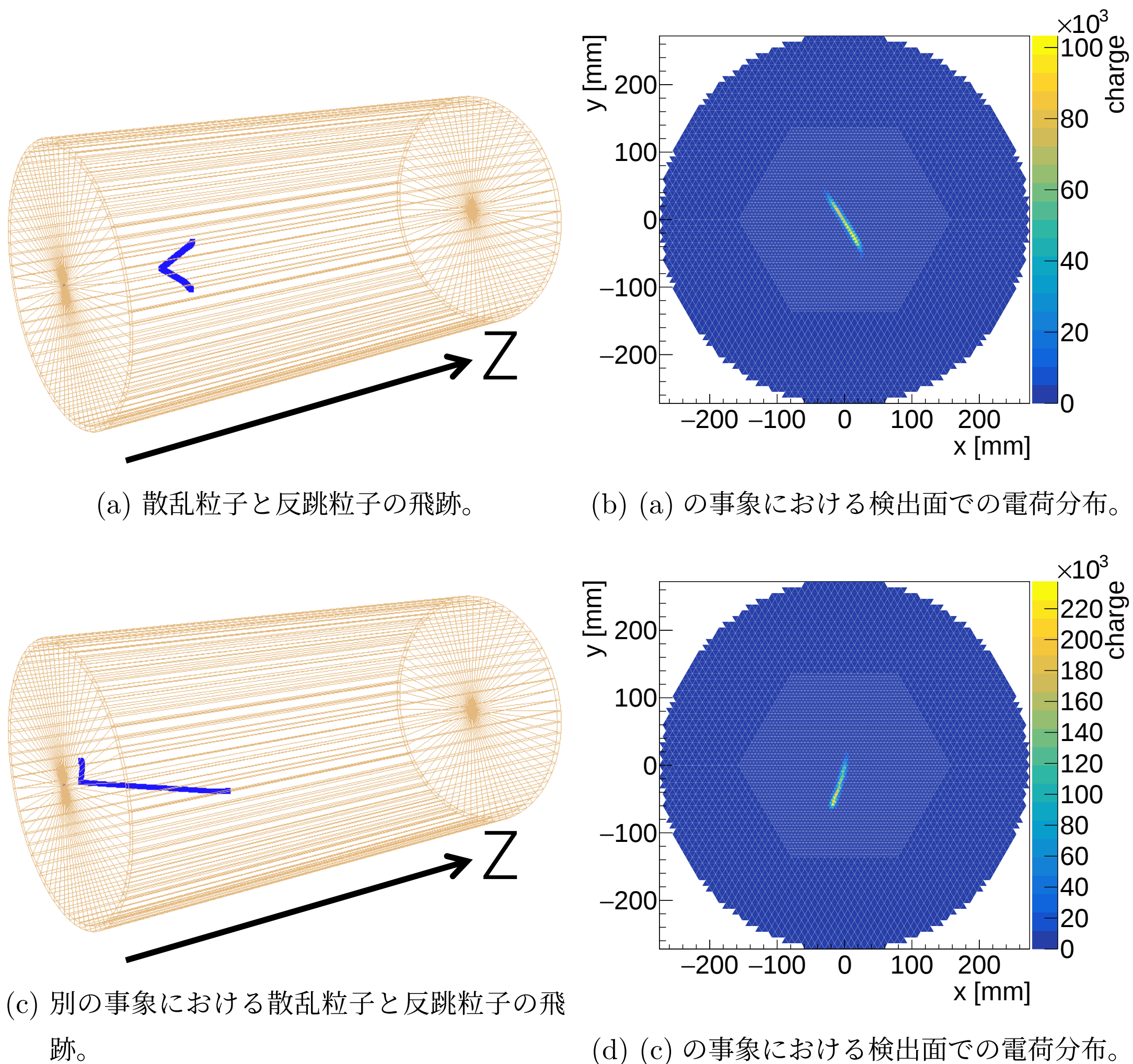


図 3.2：代表的な $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の事象。

3.2.2.2 $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の場合と同様に、 $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱の事象を生成し、その事象における散乱後の ^{12}C と陽子の飛跡と検出面での電荷分布を確認した。典型的な 2 つの事象を図 3.3 に示す。 ^{12}C と反跳陽子の質量が異なるため、生成される事象の特徴も $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱とは異なっている。反跳陽子の飛跡は ^{12}C よりも長くなり、 ^{12}C は大きく進路を変えることなく、AT-TPC の中心付近を移動し続けている。しかし、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の事象も $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱の事象も 2 体散乱のため、検出面上では散乱粒子と反跳粒子が 180 度反対方向に運動しているように見える。そのため、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱も $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱も 1 つの事象に対して 1 本の直線的な飛跡が見られる。

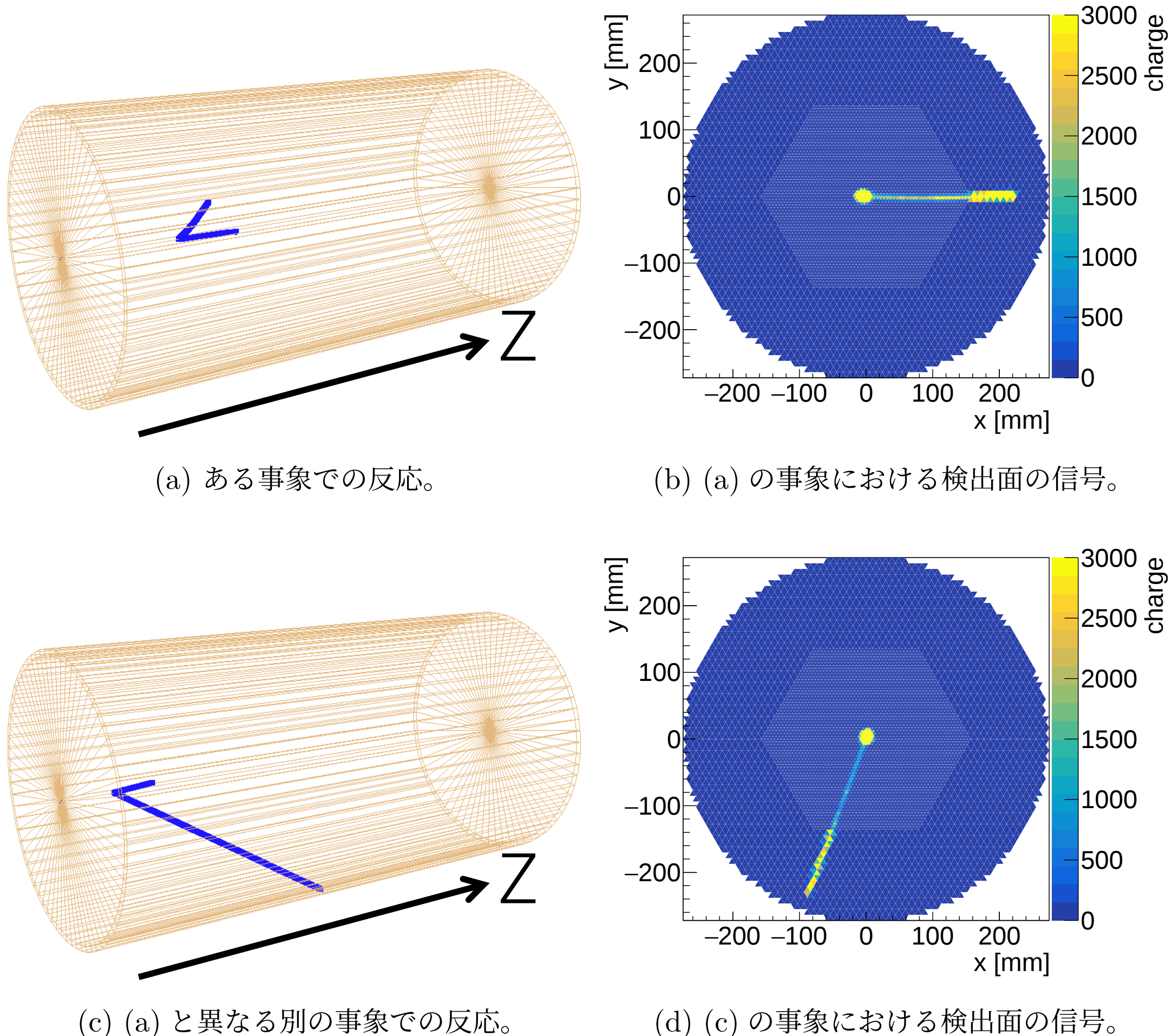


図 3.3：代表的な $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱の事象。

3.2.3 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ の非弾性散乱

3.2.3.1 収量の見積もり

反応の収量は入射ビーム粒子数 N_{beam} と標的粒子数 N_{target} 、反応断面積 $\sigma(E)$ に比例するため、先行研究 [17] で得られた断面積の値と式 (3.2) を用いることで、実験で測定される $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+) \rightarrow 6\alpha$ 反応と $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_1^+) \rightarrow 6\alpha$ 反応の反応率 $Y(E)$ を推定した。なお、前述の通り、イソブタンガスの圧力を 0.13 atm として計算した。

$$\begin{aligned}
 Y(E) &= \sigma(E) N_{\text{target}} N_{\text{beam}} \\
 &= \sigma(E) \rho dz N_{\text{beam}}.
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

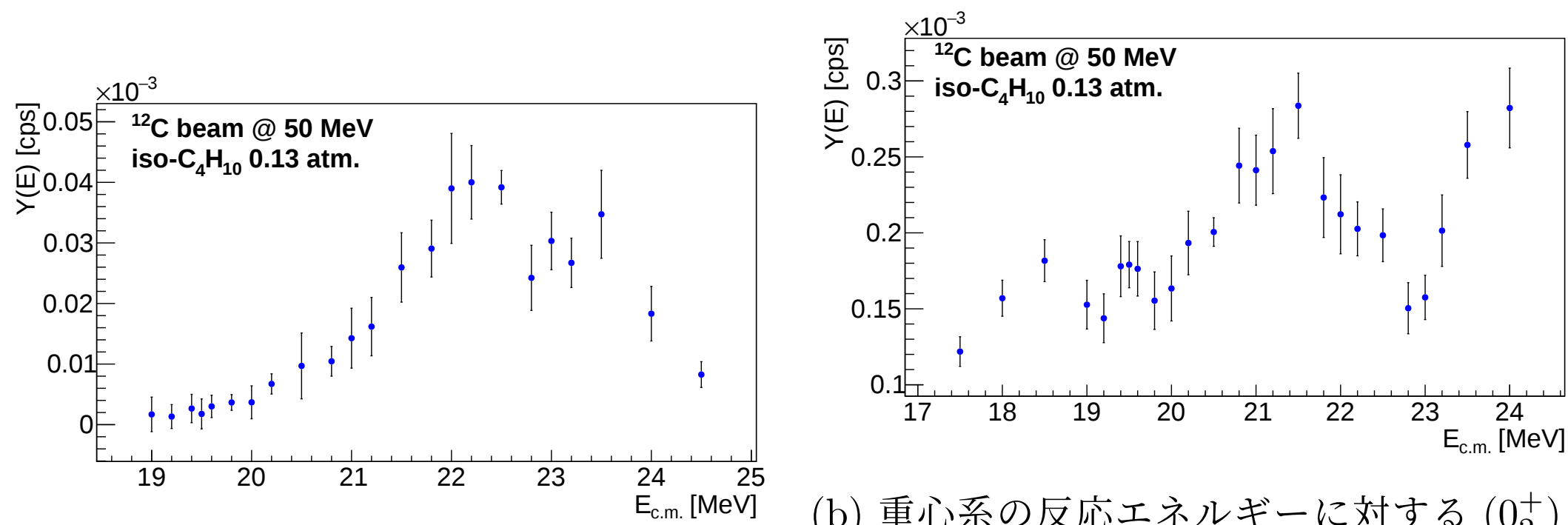
ここで、 ρ は標的の原子核数密度 $1.27 \times 10^{25} / \text{m}^3$ 、 dz は AT-TPC 内部におけるビーム軸に沿った微小長さ、 N_{beam} はビーム粒子数 10^5 cps である。先行研究 [17] では、重心系の反応エネルギーが 19.0–25.0 MeV つまり、38.0–50.0 MeV の範囲でビームエネルギーを断続的に変化させて測定を行った。本研究では、AT-TPC 内部でエネルギーを損失し、連続的なビームエネルギーでデータが取得できるため、本測定では反応エネルギーを bin に区切って解析を行うため、反応エネルギーの bin 幅に対応する AT-TPC 中でのビームの飛行距離を dz とする。先行研究において $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ の断面積 $\sigma_{22}(E)$ とその誤差、 $^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_1^+)$ のチャンネル

の断面積 $\sigma_{21}(E)$ とその誤差が報告されている重心系の反応エネルギーごとに bin を設定し、その bin 幅 0.2 MeV に相当する微小深さ dz の値を表 3.1 に示す。

表 3.1 : 先行研究 [17] による反応断面積と AT-TPC における各々のビームエネルギーに相当する微小深さ。

重心系の反応エネルギー [MeV]	$\sigma_{22}(E)$ [μb]	$\sigma_{21}(E)$ [$10^2 \mu\text{b}$]	dz [mm]
17.5	—	6.14 ± 0.491	1.64
18.0	—	7.81 ± 0.589	1.64
18.5	—	8.87 ± 0.674	1.64
19.0	1.90 ± 3.21	7.32 ± 0.768	1.64
19.2	1.75 ± 2.59	6.85 ± 0.765	1.65
19.4	3.49 ± 3.07	8.43 ± 0.947	1.66
19.5	2.32 ± 3.23	8.48 ± 0.720	1.66
19.6	3.38 ± 2.07	8.30 ± 0.844	1.67
19.8	4.80 ± 1.70	7.27 ± 0.885	1.68
20.0	7.24 ± 5.34	7.60 ± 0.994	1.69
20.2	8.81 ± 2.18	8.94 ± 0.967	1.70
20.5	12.7 ± 7.12	9.22 ± 0.432	1.71
20.8	13.7 ± 3.21	11.1 ± 1.12	1.73
21.0	18.7 ± 6.48	10.9 ± 1.04	1.74
21.2	21.2 ± 6.31	11.4 ± 1.26	1.75
21.5	34.0 ± 7.50	12.6 ± 0.952	1.77
21.8	45.7 ± 7.37	9.86 ± 1.16	1.78
22.0	51.1 ± 11.9	9.32 ± 1.14	1.79
22.2	62.9 ± 9.54	8.55 ± 0.775	1.80
22.5	61.6 ± 4.35	8.57 ± 0.750	1.82
22.8	63.5 ± 14.1	6.46 ± 0.723	1.83
23.0	59.6 ± 9.33	6.73 ± 0.625	1.84
23.2	52.5 ± 8.00	8.56 ± 0.999	1.85
23.5	54.6 ± 11.4	10.9 ± 0.927	1.86
24.0	36.0 ± 8.86	11.8 ± 1.10	1.88

これらの値を式 (3.2) に代入することで反応率を求め、反応率の値を図 3.4 に示す。現時点ではビームタイムは 5 日間の予定であり、全ビームタイムにおける全反応エネルギー範囲での積分値を計算すると $(0_2^+) + {}^{12}\text{C} (0_2^+)$ のチャンネルが 63.2 事象、 $(0_2^+) + {}^{12}\text{C} (0_1^+)$ のチャンネルが 2122 事象となった。この計算はイソブタンガス 0.13 atm の条件で行ったが、他のガスの圧力においても同じ結果が得られると考えられる。ガスの圧力が低くなった場合、表 3.1 と同じ dz の値を用いて計算すると物質圧が減るため反応率が減少する。しかし、ガスの圧力が低くなるとビームエネルギーに対応する dz が大きくなるため、計算を行う際の物質量がほぼ変化せず、収量にはほとんど影響がないと考えられる。

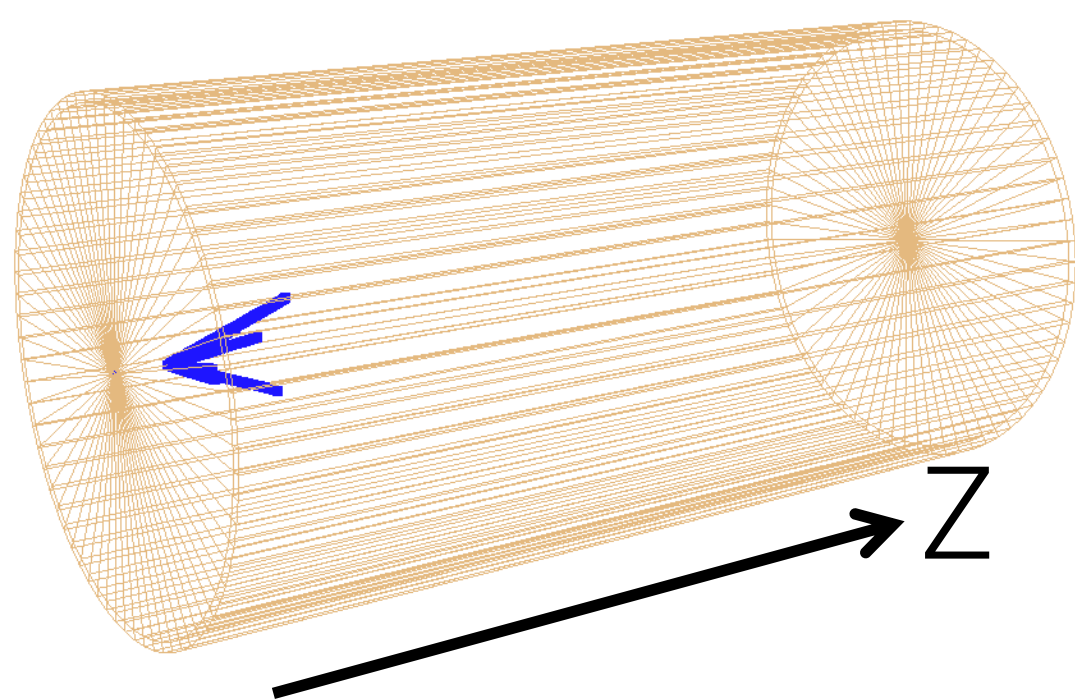


(a) 重心系の反応エネルギーに対する 6α 崩壊反応の推定反応量。
(b) 重心系の反応エネルギーに対する $(0_2^+) + {}^{12}\text{C} (0_1^+)$ のチャンネルにおける推定反応量。

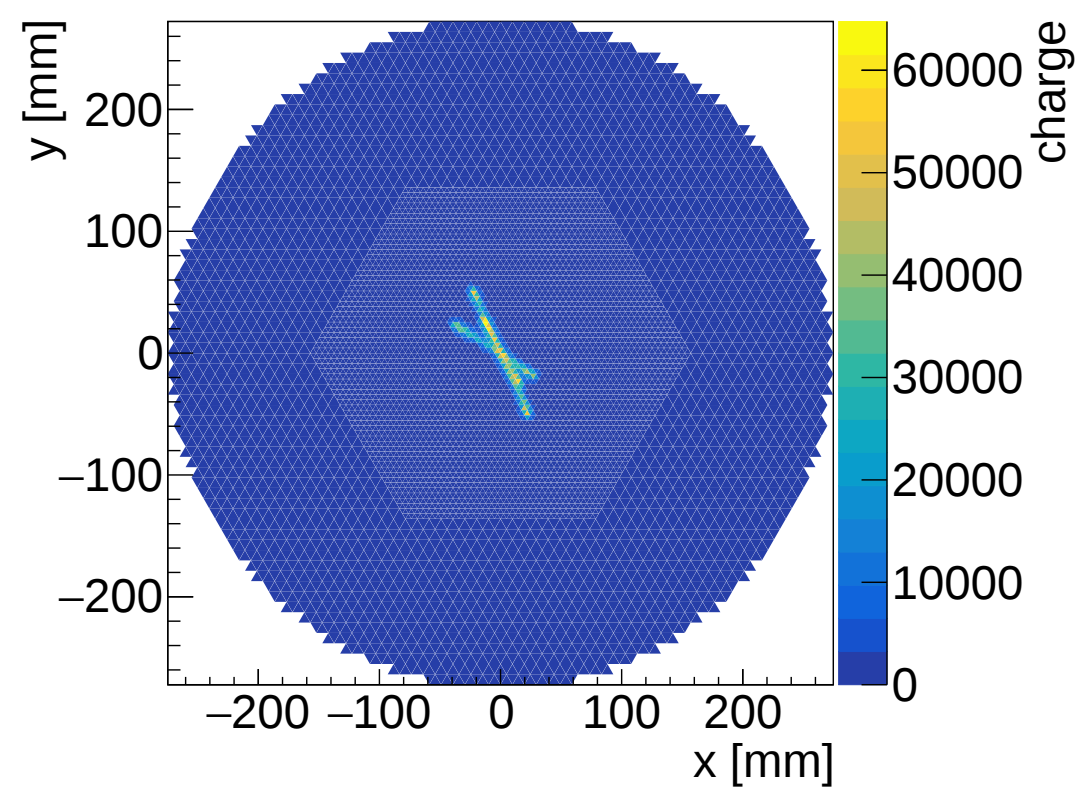
図 3.4：重心系の反応エネルギーに対する 6α 凝縮状態の崩壊における推定反応量。

3.2.3.2 6α 崩壊の事象生成

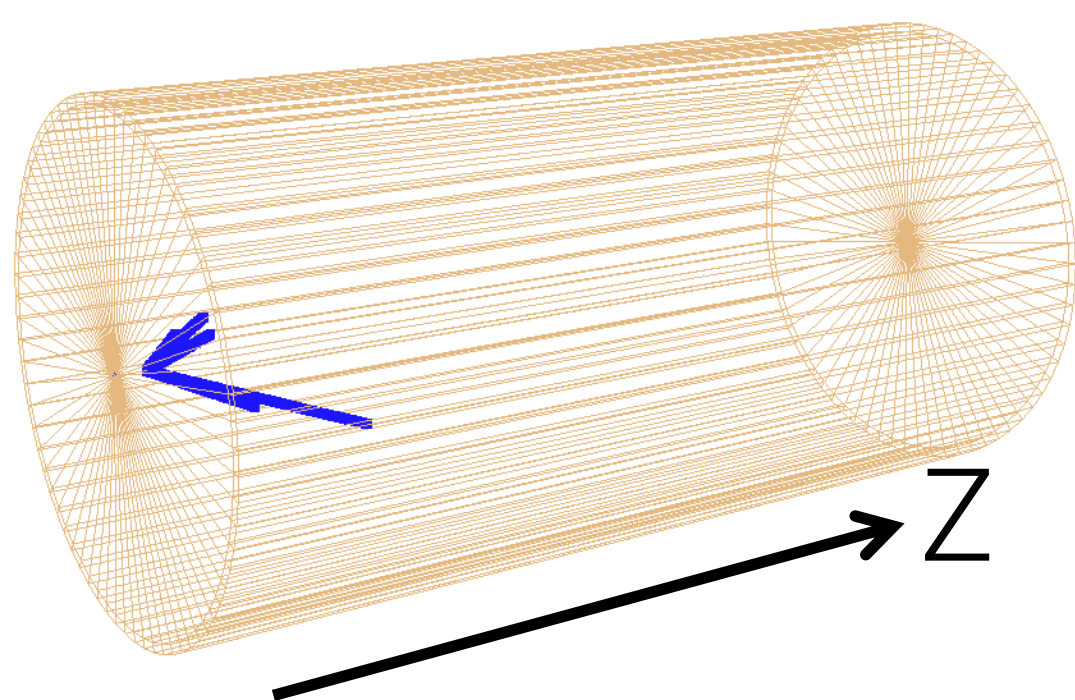
ATTPCROOT を用いて 6α 崩壊反応の事象を生成し、その事象における検出面での信号を確認した。代表的な事象を図 3.5 に示す。左側の図 (a) と (c) は AT-TPC 内部の 6α 崩壊反応後の α 粒子の飛跡を示しており、右側の図 (b) と (d) にはその事象における各 pad での電荷量の分布を示している。(a) と (c) では合計 6 本の飛跡が生成されており、事象によって反応位置と散乱角度が異なっている。(b) と (c) においても、図 3.2 と図 3.3 に示した ${}^{12}\text{C}+{}^{12}\text{C}$ 弾性散乱と ${}^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱とは異なり、これら事象では明らかに 2 つ以上の飛跡を確認できる。しかし、3.1 節で述べたように電子の拡散効果によって検出面では 6 つの飛跡がぼやけてしまうため、pad のヒットパターンだけでは 6 本の飛跡を抽出することは難しい。例えば、計算コード Magbobolz [25] を使って計算した結果、ガス圧 0.13 atm においてドリフト速度が $5.0 \text{ cm}/\mu\text{s}$ となる電場は $3000 \text{ V}/\text{m}$ であり、この時のビーム軸方向の拡散係数 D_l が $0.0023 \text{ cm}^2/\mu\text{s}$ 、横方向の拡散係数 D_t が $0.0051 \text{ cm}^2/\mu\text{s}$ であった。なお、ドリフト速度は AT-TPC のデータ取得の時間窓が $20 \mu\text{s}$ であり、電子が最大 100 cm 移動することを考慮した。電子のドリフト距離が 80 cm であるとする、式 (3.1) を用いて電子の空間的な拡がり $\sigma_l = 0.27 \text{ cm}$ 、 $\sigma_t = 0.40 \text{ cm}$ 程度となり、おおよそ pad 1 個分の広がりを持つことがわかる。そこで、各 pad における電荷情報に注目する。図 3.6 は図 3.5 における検出面の拡大図である。この図のように飛跡が重なっている部分では、pad の荷電量が多い場所に注目することで α 粒子の停止した位置を特定することができる。これは α 粒子が停止する直前に急速にエネルギーを落とすためである。また、事象生成を行った際には pad の荷電量だけでなく、pad の時間情報が z 座標の情報に変換されて出力される。図 3.5 における pad の z 座標について 3 つに分けた検出面を図 3.7 と図 3.8 に示す。図 3.7 では (a)0–60 mm、(b)60–80 mm、(c)80–150 mm、図 3.8 では (a)0–40 mm、(b)40–80 mm、(c)80–250 mm と z 座標について 3 分割して、左から z 座標が大きい順に検出面を示した。 z が小さい領域 (a) ではその事象におけるビームの飛跡と反応直後の飛跡によって中央付近に信号が誘起されており、(b) では各粒子が 4 方向に飛跡を描いている。(c) では全ての粒子が有感領域内で止まっていることがわかる。



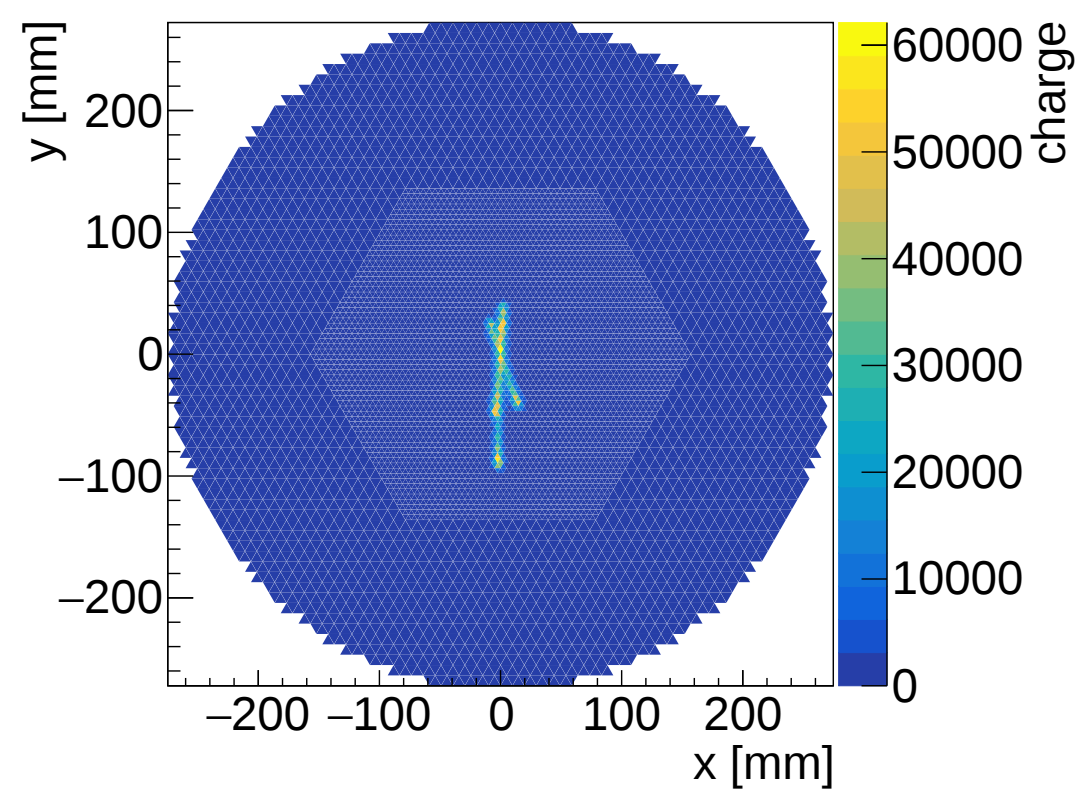
(a) ある事象での反応。



(b) (a) の事象における検出面での信号。

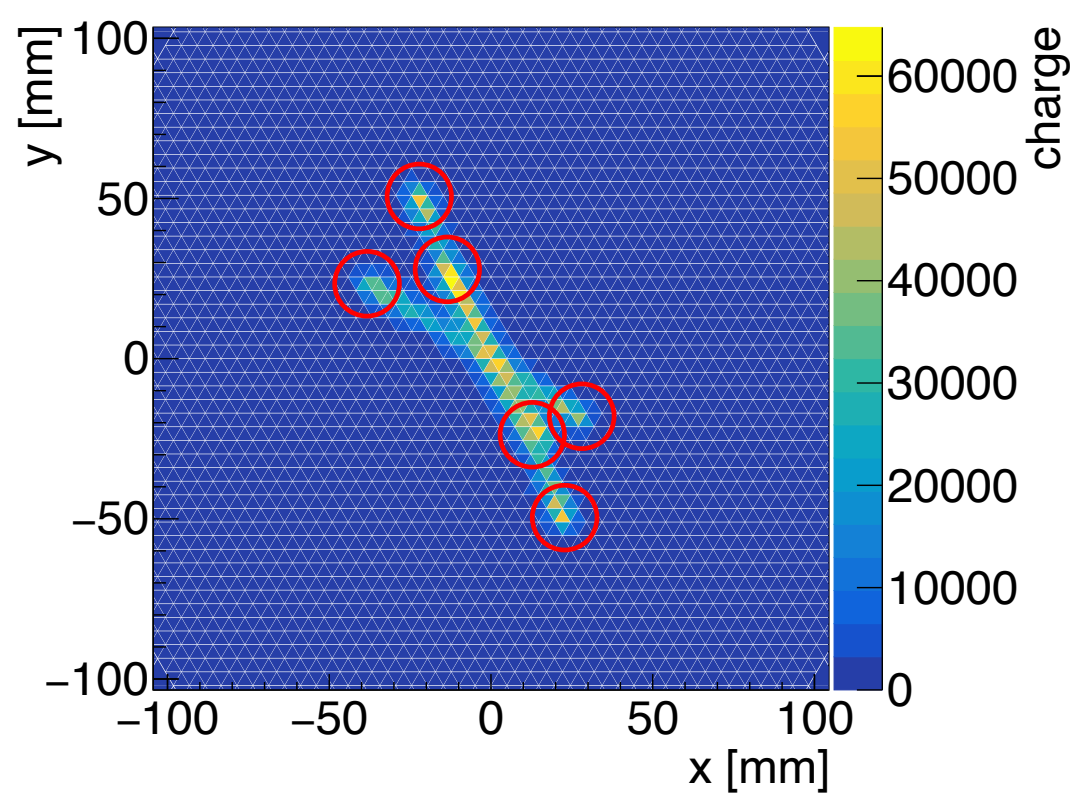


(c) (a) と異なる事象での反応。

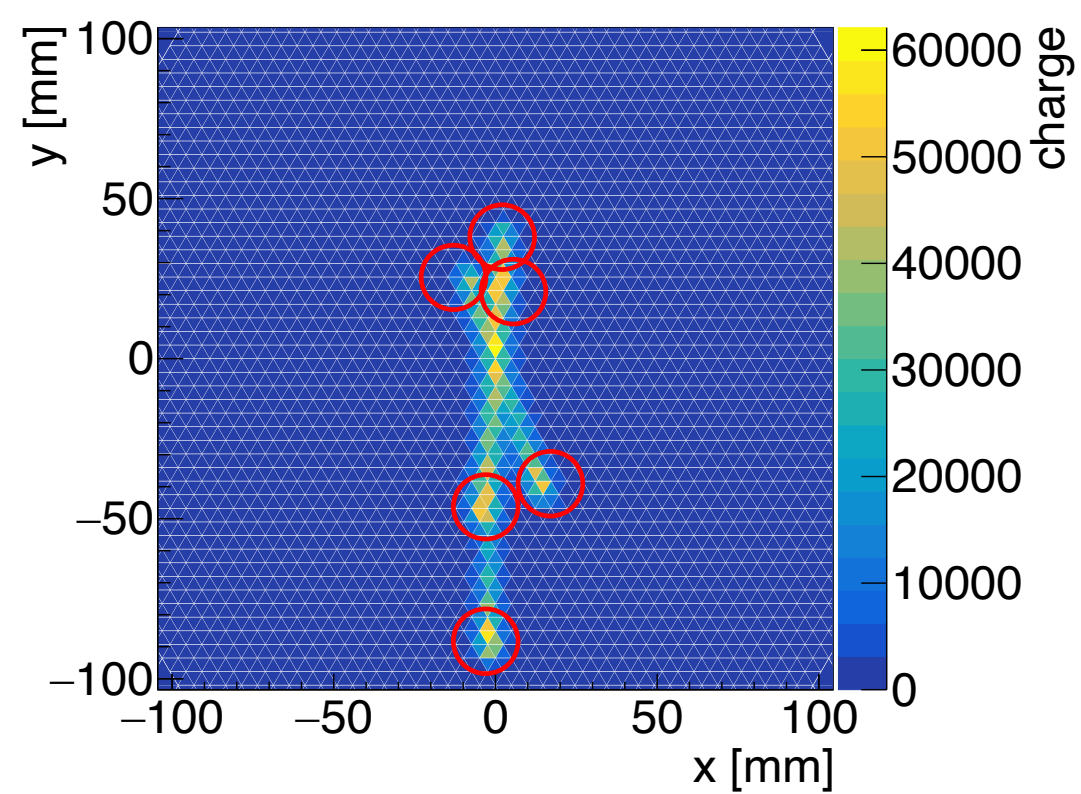


(d) (c) の事象における検出面での信号。

図 3.5 : 代表的な 6α 崩壊の事象。いずれも弾性散乱よりも生成された飛跡の本数が多い。



(a) 図 3.5(b) の拡大図。赤丸で α 粒子の止まった位置を示している。



(b) 図 3.5(d) の拡大図。赤丸で α 粒子の止まった位置を示している。

図 3.6 : 図 3.5 の事象における pad の拡大図。

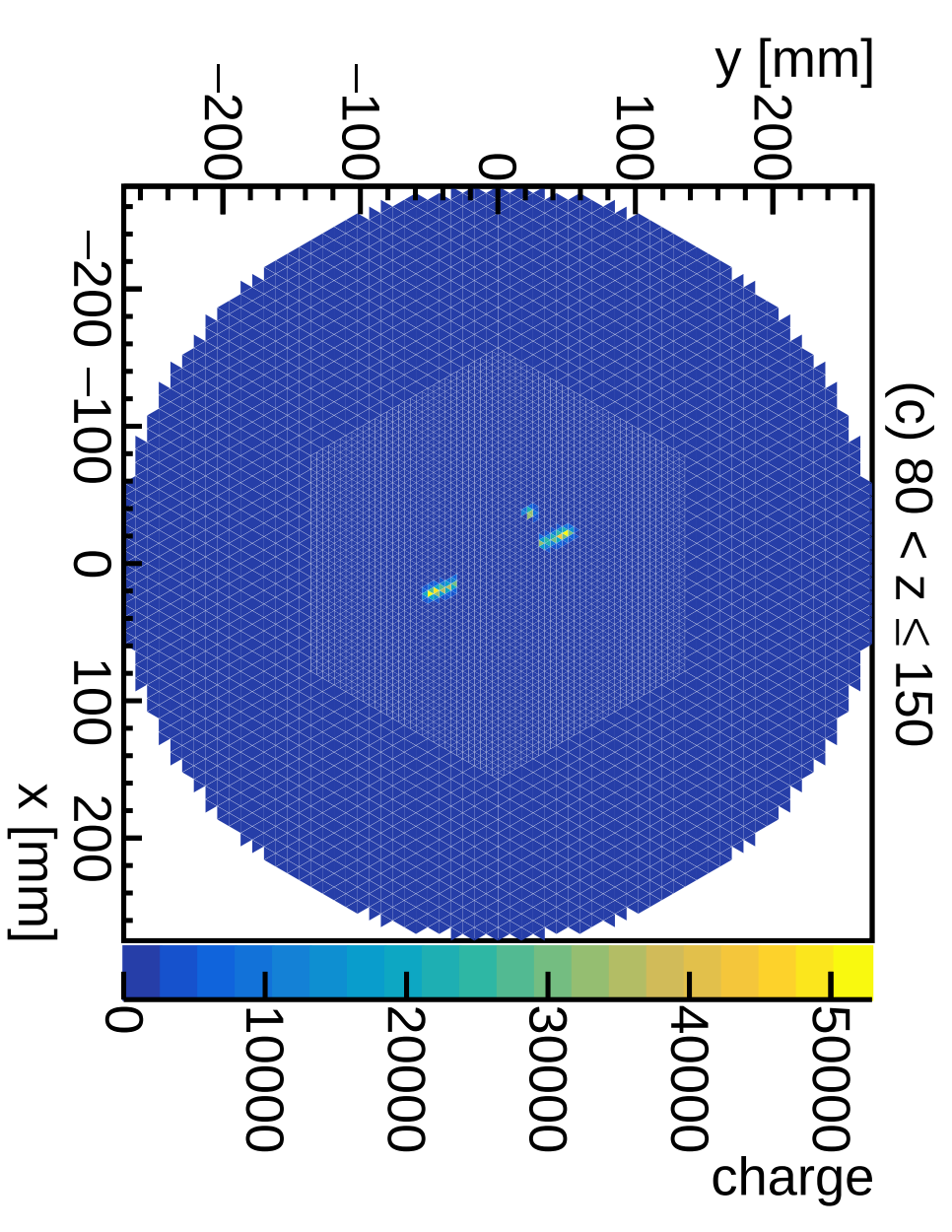
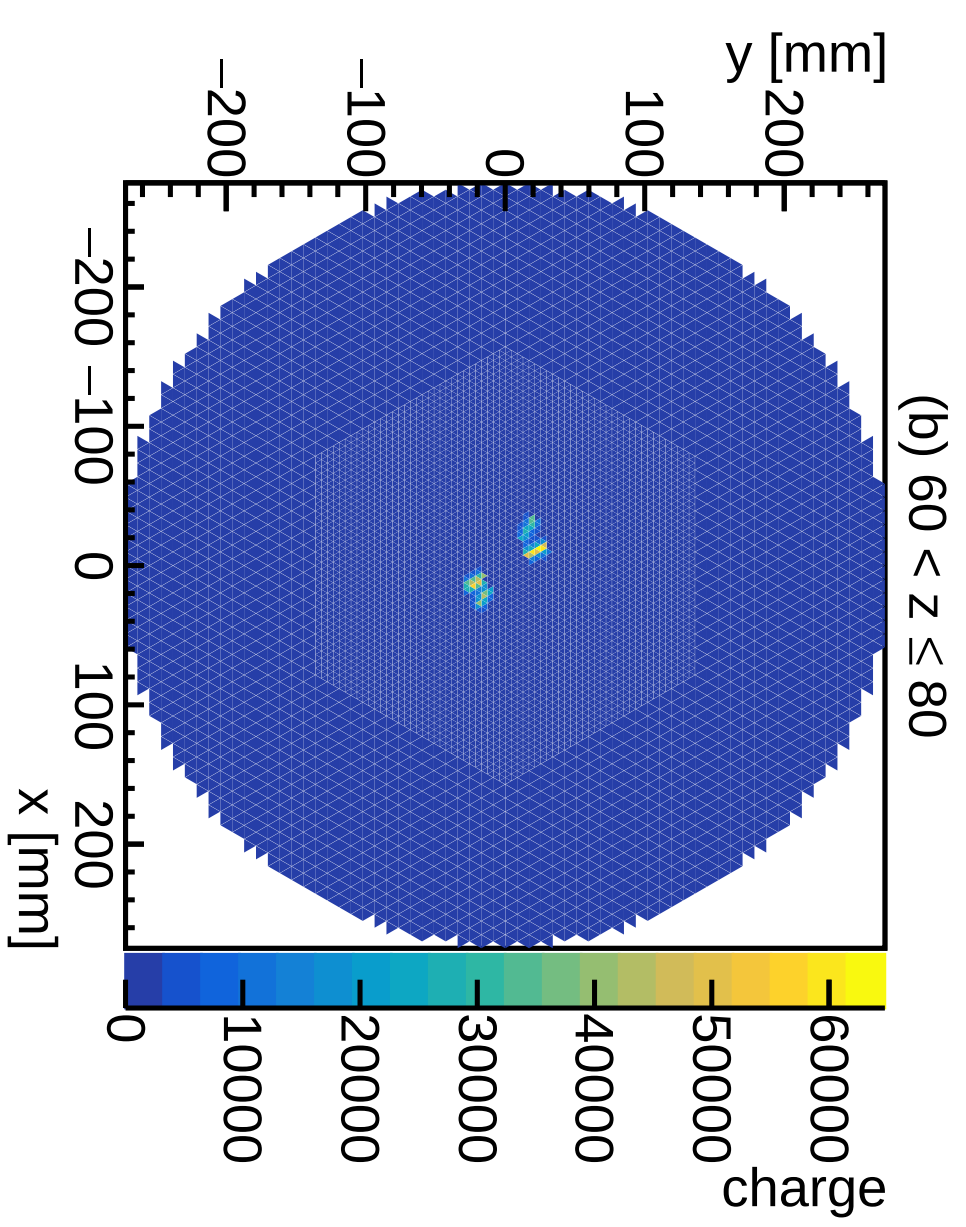
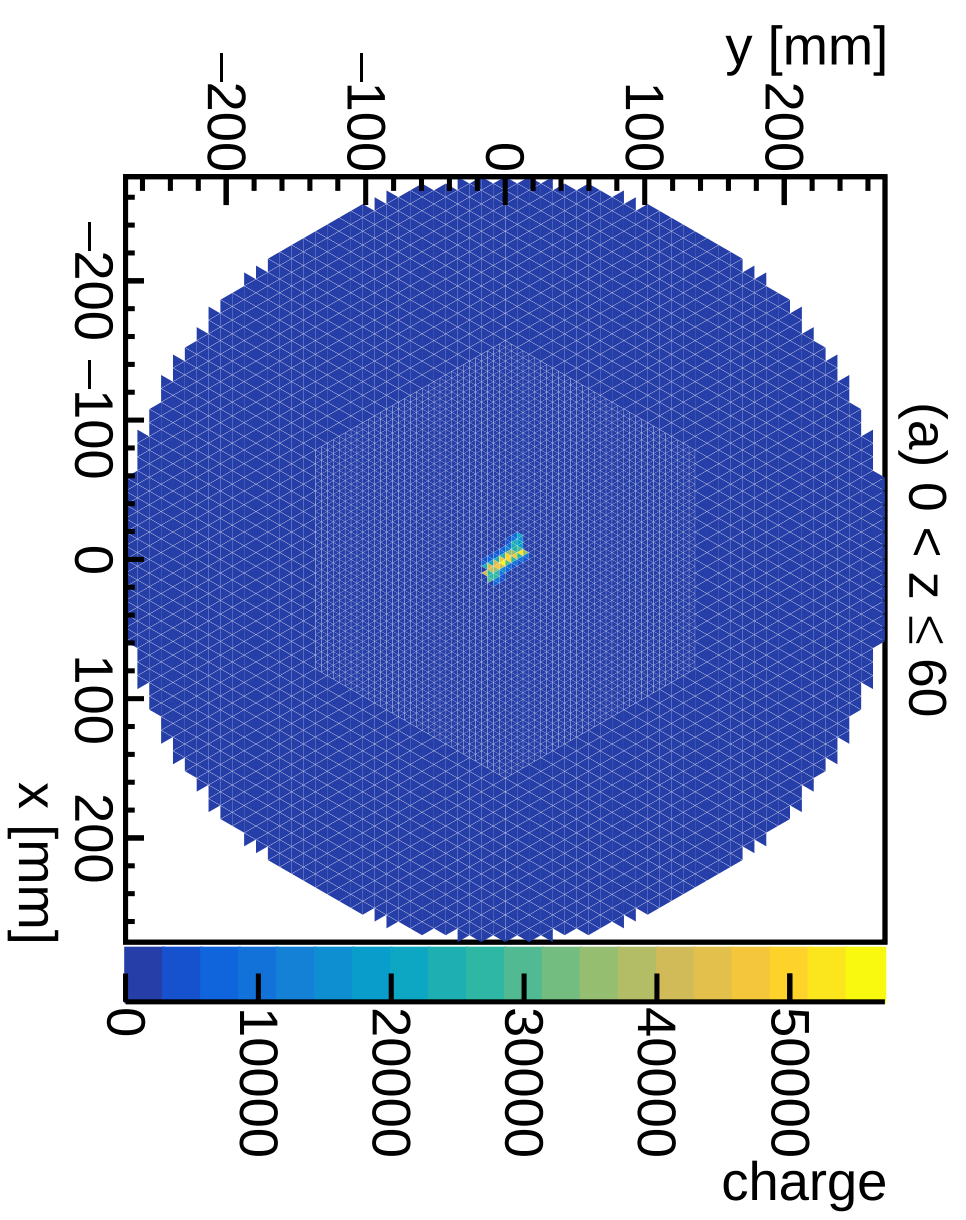


図 3.7 : 図 3.5(c) の時間変化。

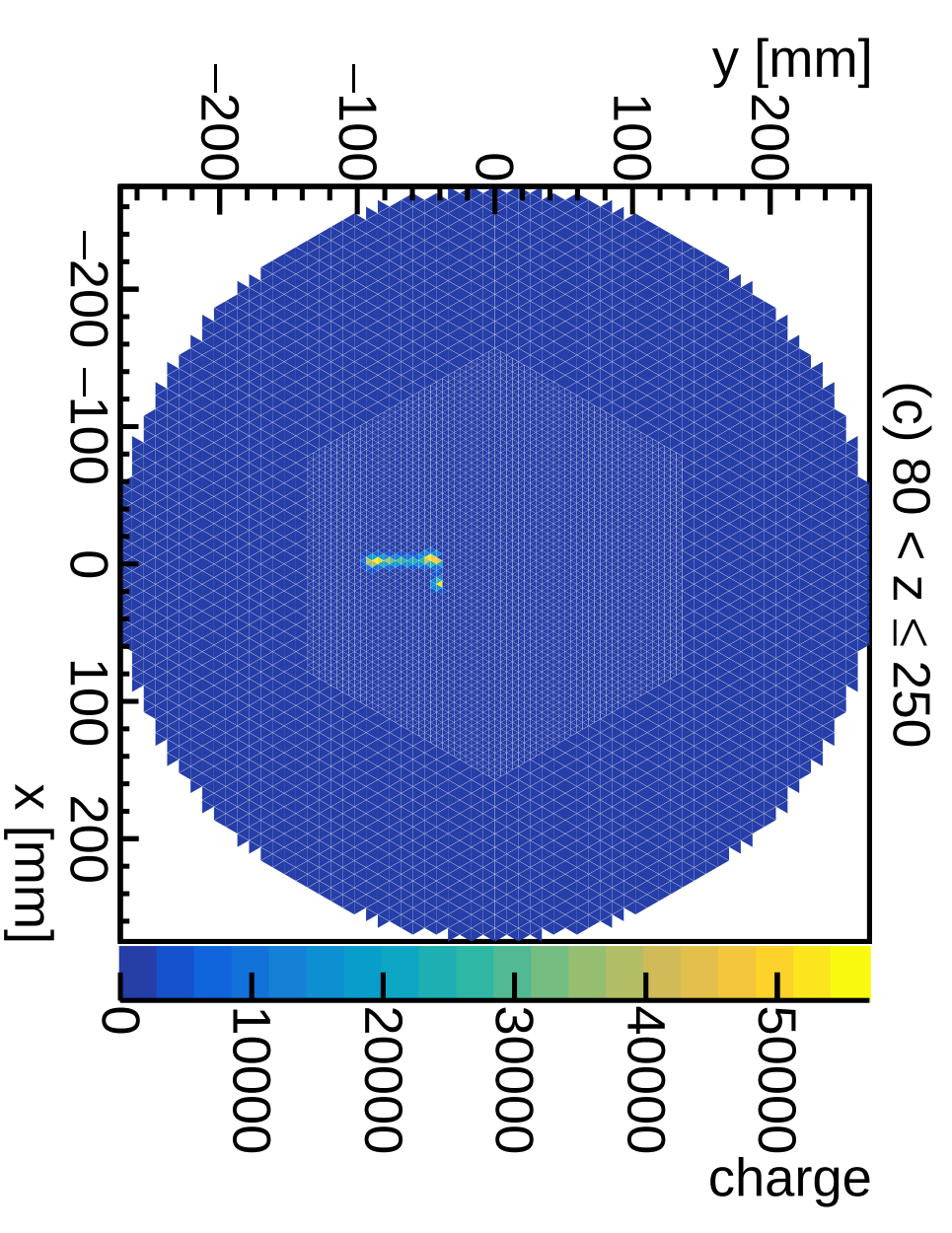
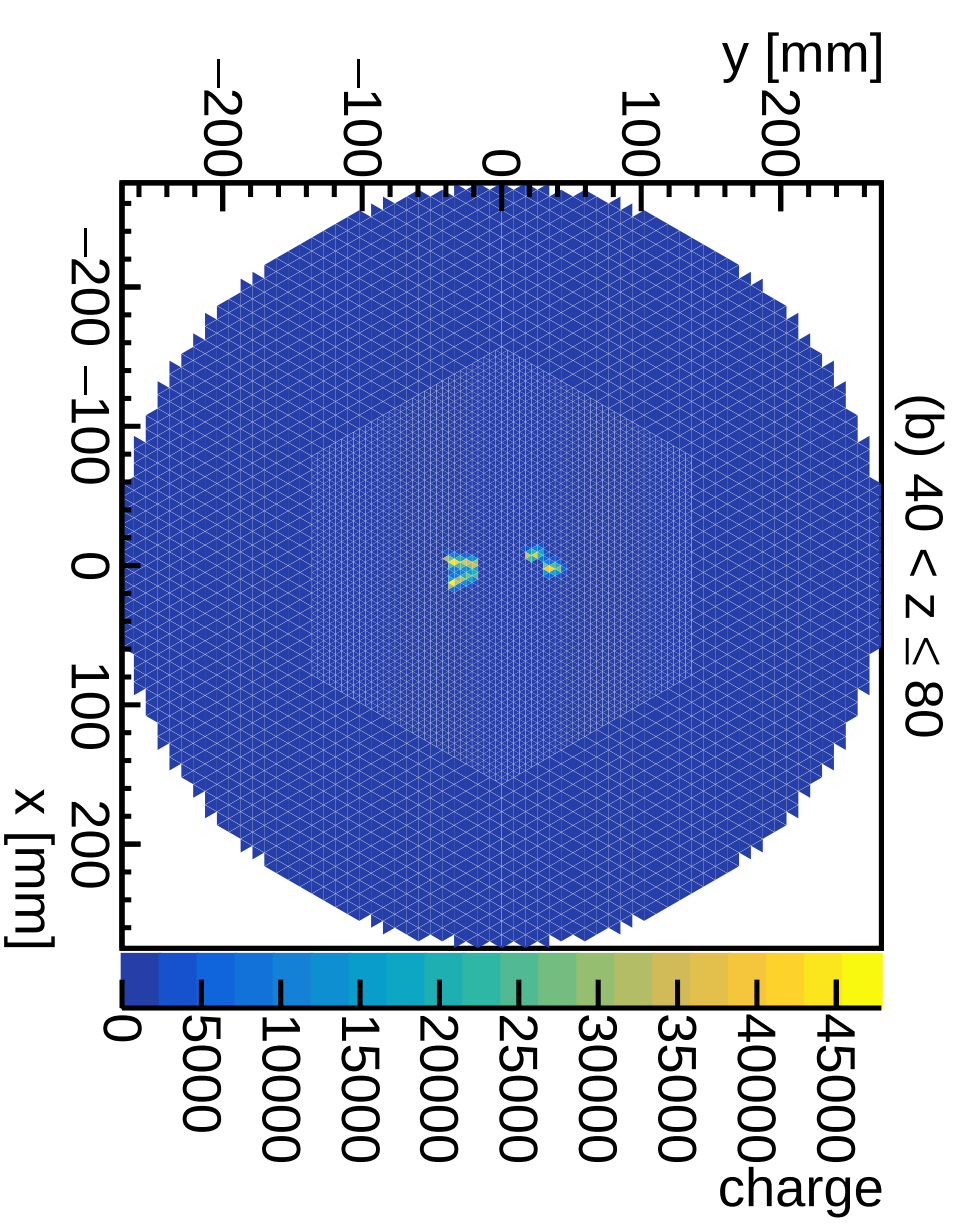
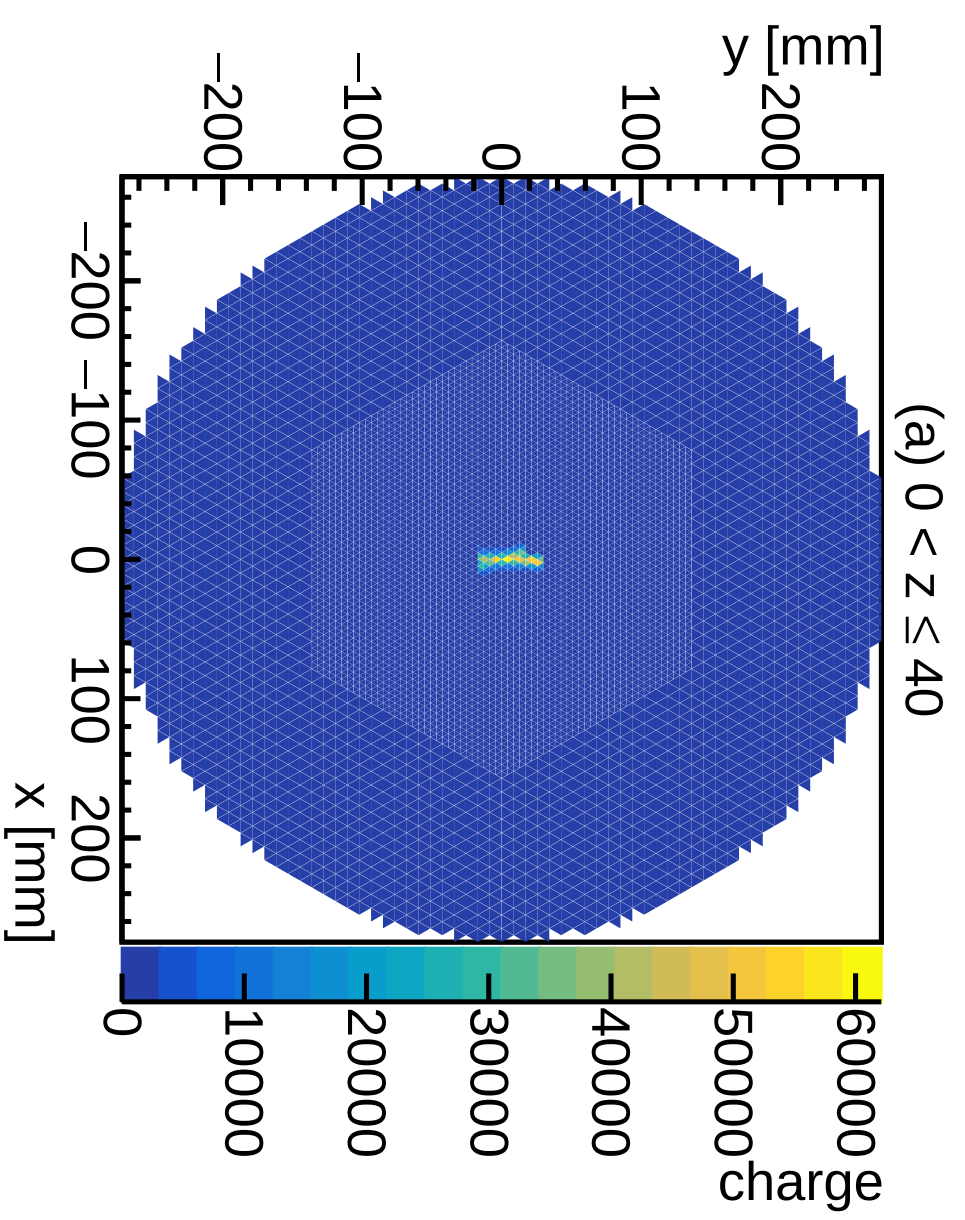


図 3.8 : 図 3.5(d) の時間変化。

3.2.4 データ容量

ATTPCROOT においても生成されるデータ量は多く、0.13 atm の $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の 10 万事象に対して約 30 GB の出力が得られる。他の反応においても同様に、 $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱は 10 万事象に対して約 30 GB、 6α 崩壊の 1 万事象に対しては約 3.5 GB の出力が得られる。事象の再現そのものではそれぞれ、1 GB 程度の出力であるが、検出面での信号を再現するとデータ量がかなり大きくなる。これは、1 つの事象において検出面での pad の位置情報、時間情報、荷電情報を全ての飛跡に対して出力するためである。このような大量のデータを保存するためにデータ容量の大きいストレージが必要である。本研究では合計 3000 万を超える事象を生成しており、合計 25 TB の HDD を用いてデータの保存を行っている。また、100 万を超える事象を再現する際は一度に生成を行うと計算時間が非常にかかるため、各ファイルを 10 万事象ごとに分割し、複数の CPU を用いて並列処理を行うことで計算時間を短縮した。

第 4 章

実験条件の最適化

3 章で述べたように、ATTPCROOT では様々な実験条件を設定することが可能であるが、散乱角度が一様分布で生成されるため現実に即したシミュレーションであるとは言い難い。そこで様々な機能を追加することでより現実に近いシミュレーションを行い、それらを用いることで最適な実験条件を模索した。

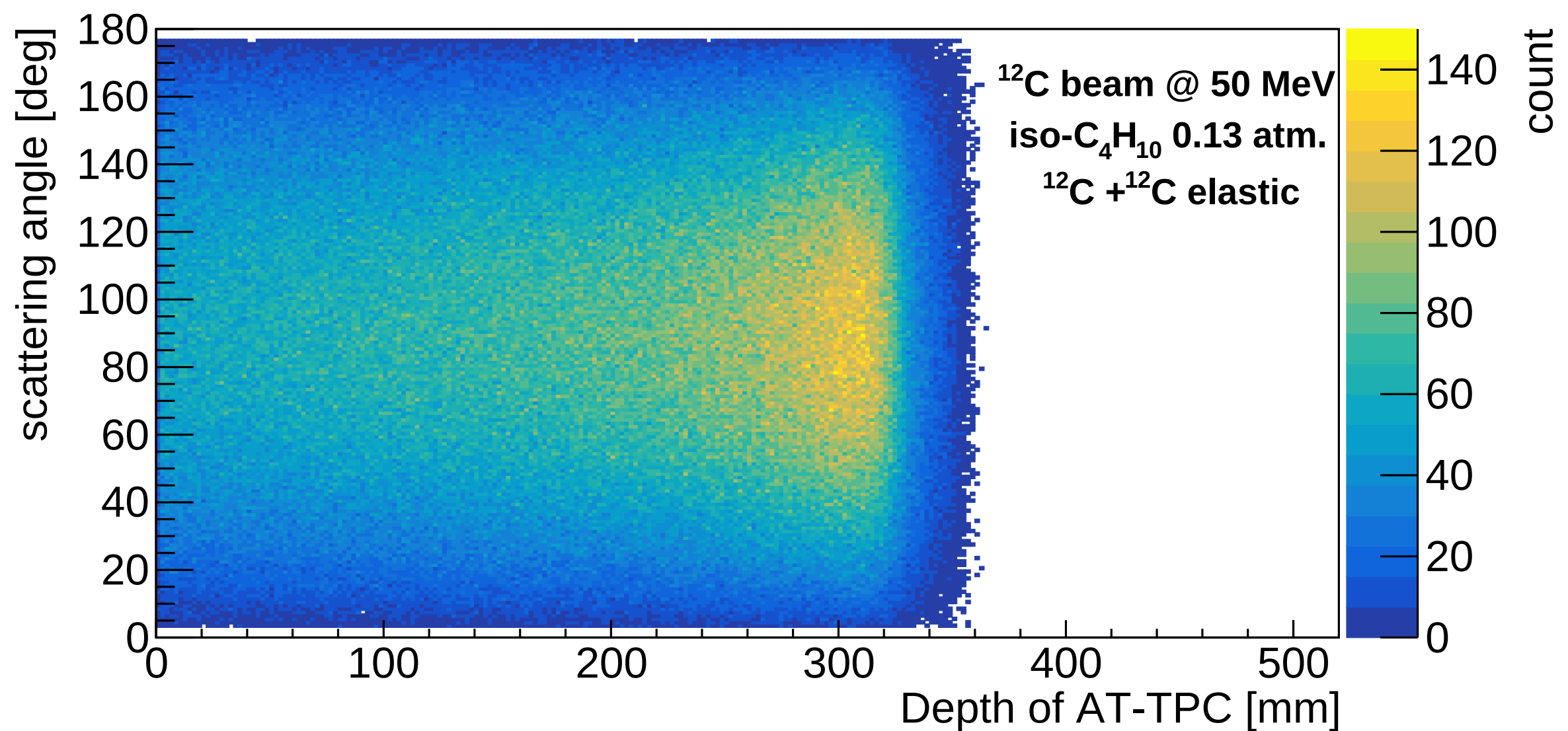
4.1 Rutherford 散乱の再現

3 章で述べたが、ATTPCROOT では反応エネルギーが一様に、散乱角度は等方的に事象が生成されているため、反応量は現実に即したものではない。そこで、Rutherford 散乱を仮定して、エネルギー依存性や散乱角度依存性、反応が起こることによる入射ビーム粒子数の減少効果も考慮し、現実的な反応量を見積もった。3.2.3.1 目の式 (3.2) と同様に考えることで Rutherford 散乱の反応量を見積もることができる。AT-TPC 内部の微小深さ dz における反応量 dY は入射ビーム粒子数 N_{beam} と微小長さにおける標的粒子数 dN_{target} 、微小範囲の断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ に比例するため、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱において AT-TPC の深さ z 、角度 θ における Rutherford 散乱の反応量 $dY(z, \theta)$ は以下の式 (4.1) のようになる。

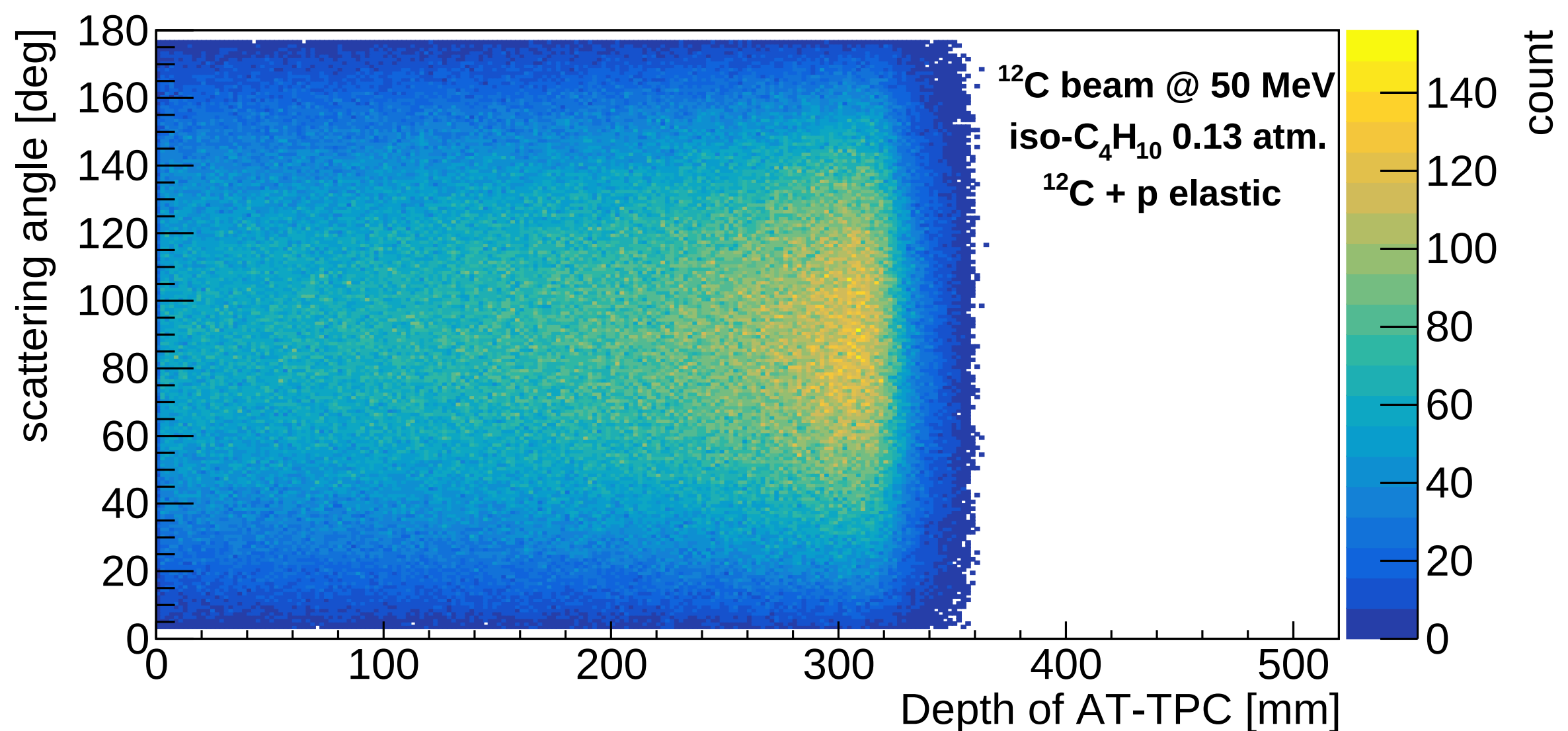
$$\begin{aligned} dY(z, \theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega dN_{\text{target}} N_{\text{beam}}(z) \\ &= \left(\frac{\alpha \hbar c Z_C Z_1}{4 E_z} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{\sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \rho dz N_{\text{beam}}(z). \end{aligned} \quad (4.1)$$

ここで、 α は微細構造定数、 $\hbar$ はディラック定数、 c は光速、 Z_C は ^{12}C の原子番号、 Z_1 は標的 (^{12}C または陽子) の原子番号、 $d\phi$ は微小角度、 dz は微小深さ、 E_z は深さ z から $z + dz$ におけるビーム粒子の平均エネルギー、 ρ は標的の原子核数密度 $1.27 \times 10^{25} / \text{m}^3$ である。なお、以下の計算例ではガス圧を 0.13 atm、 $d\phi = \frac{\pi}{180}$ 、 $dz = 2 \text{ mm}$ とした。これによって ATTPCROOT で生成された事象の等方的な反応量を修正し、Rutherford 散乱の角度分布を反映させた反応量を得ることができる。3.2.1 項でも述べたように AT-TPC 内部の進んだ距離に応じてビームのエネルギーが変化するが、エネルギーストラグリングがあるため、ビームエネルギーが同じであっても反応点の位置は事象ごとに異なる深さとなる。また、反応量の計算には原子核数密度が必要なため、標的厚を考慮する必要がある。そこで、AT-TPC 内部の深さを dz ごとに分け、その深さにおける平均エネルギーを求めることでエネルギー依存性を組み込み、角度依存性は

生成された事象の散乱角度を 1 度ごとに分類し、反応量の計算を行った。 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱を等方的な散乱を仮定して計算した合計 600 万事象を $dz = 2 \text{ mm}$ 、 $d\phi = \frac{\pi}{180}$ ごとに分割した。その事象全てをビームの進んだ距離と散乱角度の分布を図 4.1 に示す。



(a) 等方的に生成された、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の 300 万事象におけるビームの進んだ距離と散乱角度の分布。

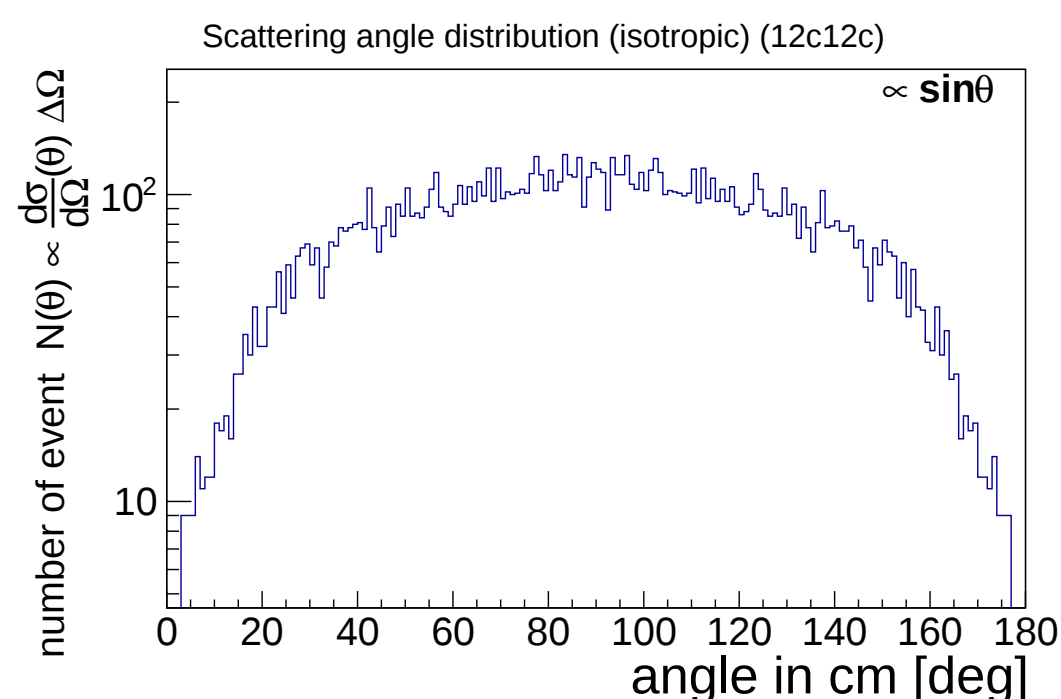


(b) 等方的に生成された、 $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱の 300 万事象におけるビームの進んだ距離と散乱角度の分布。

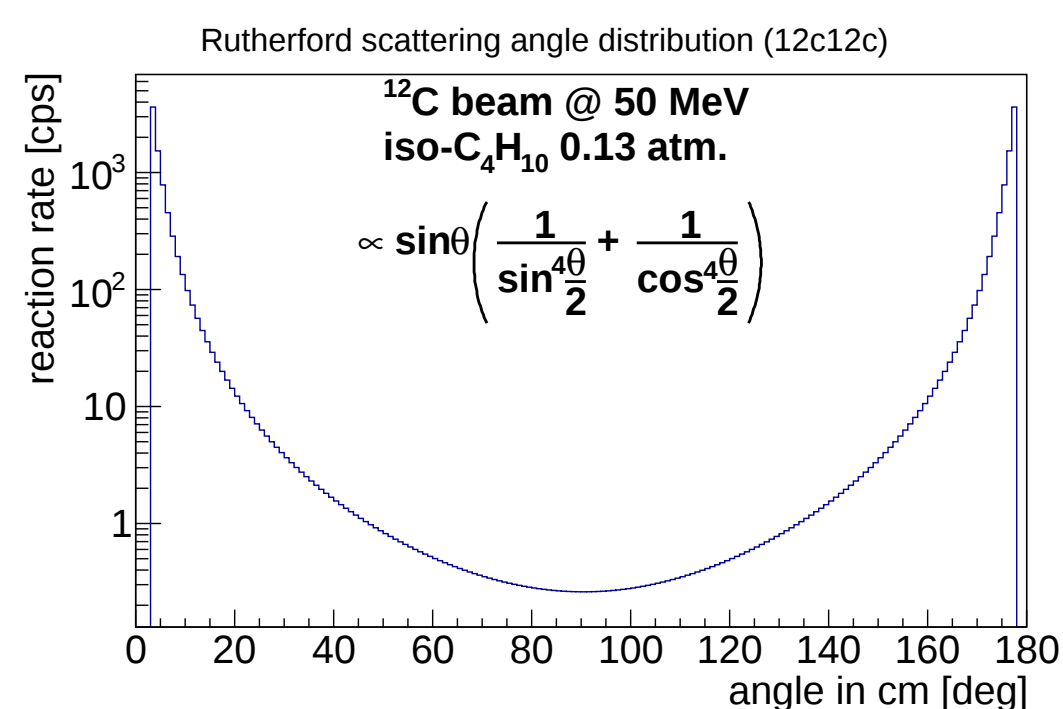
図 4.1 : 等方的に生成された 300 万事象におけるビームの進んだ距離と散乱角度の分布。

ビーム粒子数の減少効果は反応量を計算するたびにビーム粒子数から反応量を差し引くことで考慮した。等方的に生成した事象と Rutherford 散乱を仮定した計算によって得た結果を図 4.2 に示す。図の (a) は $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱の 300 万事象を用いて、深さ 10–12 mm における等方的に生成された事象に対し、立体角による $\sin \theta$ の重み付けを行った角度分布を示している。(b) は (a) を用いて Rutherford 散乱の微分断面積で重み付けした角度分布を示している。(b)

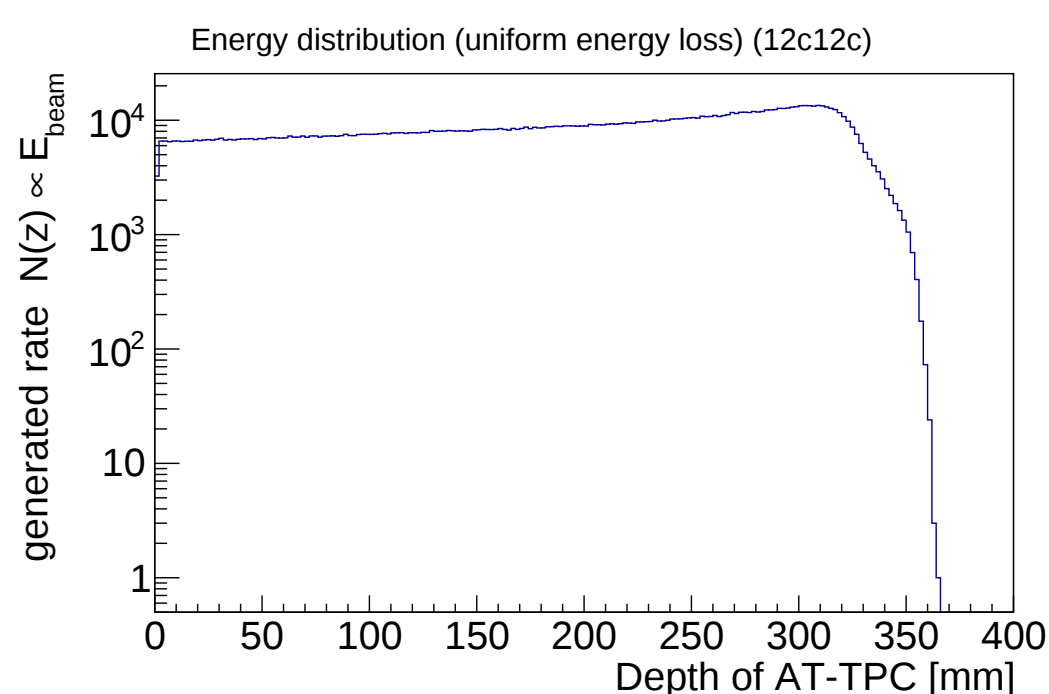
では $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱が同種粒子による散乱のため、後方である 90–180 度の部分においてもピークがみられる。(c) は ^{12}C ビームのエネルギー損失が一様となるように生成した事象の反応点の位置分布を示している。(d) は全ての深さにおいて Rutherford 散乱に基づいた角度分布を計算し、各深さにおける反応率を求めた反応位置分布で、エネルギー依存性、角度依存性、ビーム粒子数の減少効果を考慮した反応率を示しており、積分値はビーム強度と同じ 10^5 cps になっている。



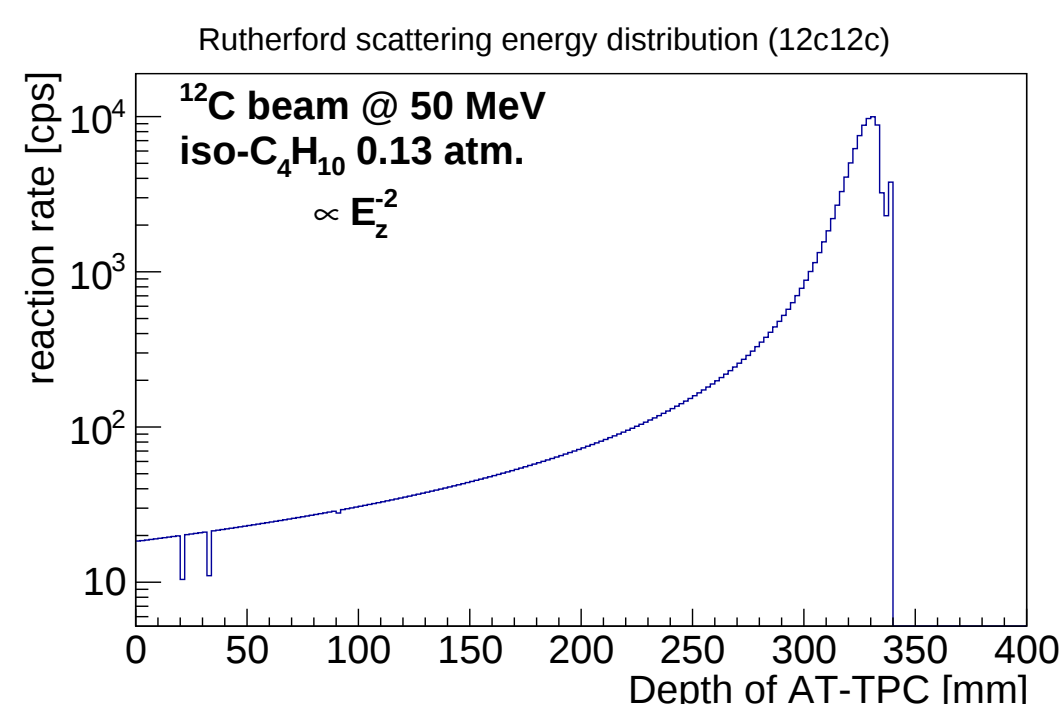
(a) 等方的な散乱を仮定して計算した、反応点の位置が深さ 10–12 mm において散乱された粒子の角度分布。



(b) 式 (4.1) に基づいた深さ 10–12 mm において散乱された粒子の角度分布。



(c) 生成された事象のエネルギー分布に相当する反応位置の分布。

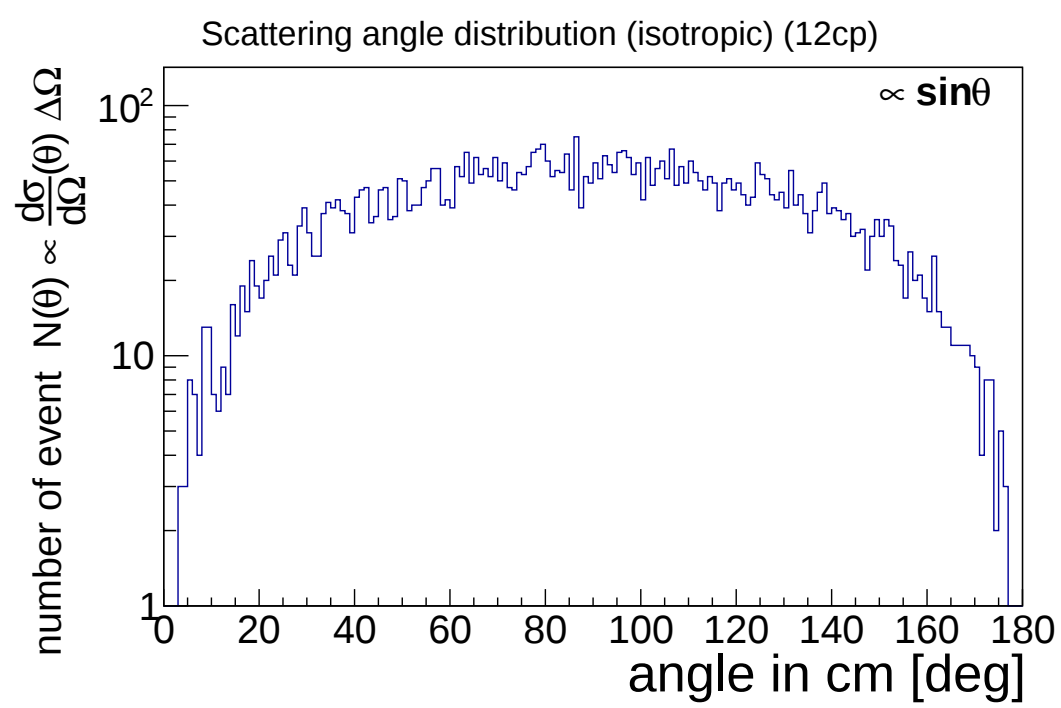


(d) 式 (4.1) に基づいたエネルギー分布に相当する反応位置の分布。

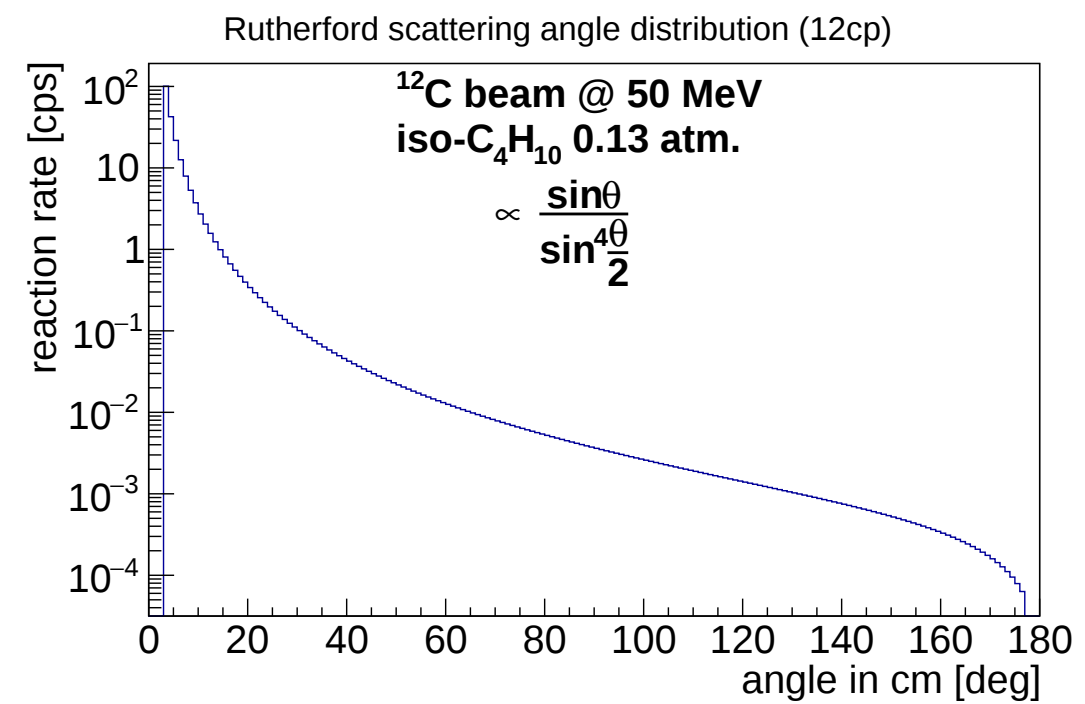
図 4.2 : $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱における角度分布と反応位置の分布。

同様に $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱においても 300 万事象を生成し、Rutherford 散乱の反応量を見積もった。 $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱における AT-TPC の深さ z 、角度 θ における Rutherford 散乱の反応量 $dY(z, \theta)$ は $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と同様に式 (4.1) のようになる。ATTPCROOT で生成した際と Rutherford 散乱の重み付けを行った後の角度分布とエネルギー分布を図 4.3 に示す。生成した事象の数が十分でないため、図 4.2 や図 4.3 の (d) においてグラフに凹凸が見られる。3.1 節で述べたように ATTPCROOT では事象の生成をランダムに行っており、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱を各々 300 万事象の生成した場合では図 4.1 をみるように起こりうる全ての反応を再現できていない。そのため、角度やエネルギーの分布が滑らかにならず凹凸が生じ、Rutherford 散乱に基づいた反応量の計算が正確に行えていない。特に図 4.2(d) や図 4.3(d) において、ビームのエネルギーが低い、330 mm よりも深い場所の反応量は滑らかに再現できて

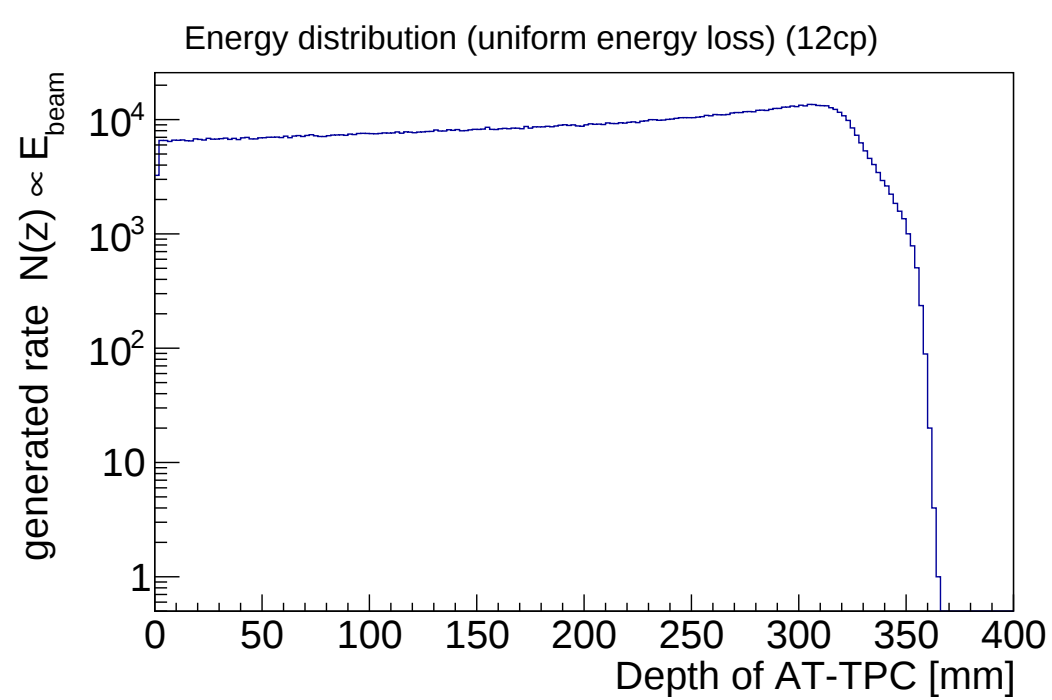
いない。



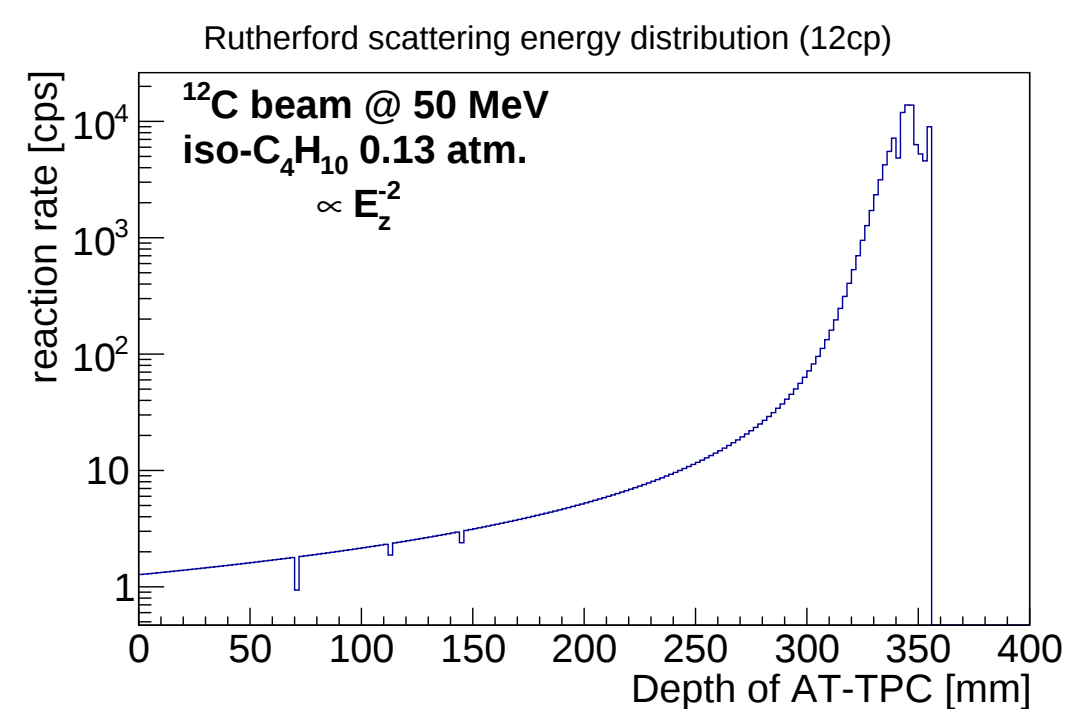
(a) 等方的な散乱を仮定して計算した、反応点の位置が深さ 10–12 mm において散乱された粒子の角度分布。



(b) 式 (4.1) に基づいた深さ 10–12 mm において散乱された粒子の角度分布。



(c) 生成された事象のエネルギー分布に相当する反応位置の分布。



(d) 式 (4.1) に基づいたエネルギー分布に相当する反応位置の分布。

図 4.3： $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱における角度分布と反応位置の分布。

4.2 トリガー条件の最適化

2.2 節で述べたように AT-TPC の検出面で読み出されるデータ量は膨大なため、100 Hz 程のデータ取得しかできない。しかし、本研究では AT-TPC 内部で完全に止まるビームを 10^5 cps の強度で入射するため、AT-TPC のデータ取得限界である 100 cps を大幅に超える信号が生成されることが考えられ、トリガー条件を工夫することで事象を適切に取捨選択する必要がある。そこで、弾性散乱と 6α 崩壊の事象を比較し、その特徴からトリガー条件を最適化する。弾性散乱の飛跡である図 3.2 と図 3.3、 6α の飛跡である図 3.5 を比較すると、図 4.4 に示すように、 6α の飛跡は弾性散乱の飛跡に比べて長い。このように、飛跡の長さをトリガー条件に加えることで 6α の飛跡を選択することができる。信号が誘起された pad のうち、検出面中心から最も離れたものの半径 r_{max} とし、その r_{max} を用いてトリガー条件を決定することで、弾性散乱と 6α 崩壊反応を区別することを検討した。

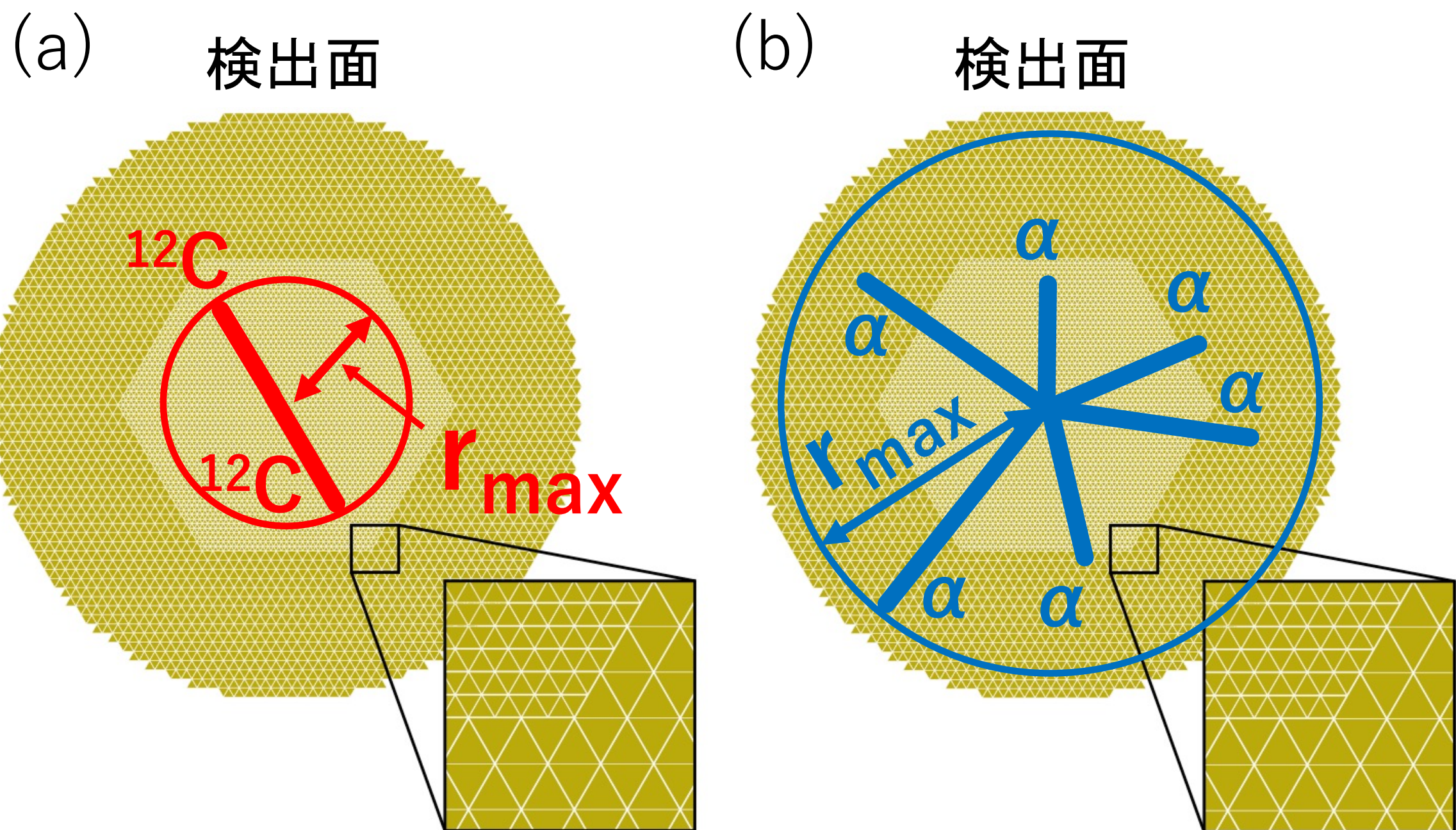


図 4.4： $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と 6α 崩壊反応における検出面での最大半径 r_{max} 。

4.1 節の Rutherford 散乱の反応量の推定値と ATTPCROOT で生成された事象の飛跡の最大半径 r_{max} を用いて、弾性散乱の反応位置と反応率の関係と r_{max} と反応率の関係をそれぞれ図 4.5(a) と (b) に示す。この図では $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱を各々 300 万事象生成してこれらを合計した結果を用いた。また、(b) では反応率が 0 となる r_{max} が存在している。これは r_{max} を pad の重心位置と検出面中心の距離から求めており、その r_{max} の値となる pad の重心が存在しないためである。(b) の結果から、 r_{max} のとりうる最大値である 275 mm 側から反応率を積分することで、反応量が 100 Hz 以下となる領域とその時の最小半径 r_{sig} を求めた結果、 $r_{\text{sig}} = 55$ mm で、検出面においてこの値よりも外側の領域でトリガーを生成すると、データ取得限界である 100 cps を超えない。この結果から、0.13 atm のガス圧下ではトリガー条件を「飛跡の最大半径が 55 mm 以上」とすることで、データ取得が可能である。しかし、現在の計算方法は図 4.6 の (a) に示すように、式 (4.1) を用いて $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱を全ての深さ、角度で反応量を求め、その後、 $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱を全ての深さ、角度で反応量を求め、それらの和をとることで図 4.5 の結果を得ている。つまり、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱の計算を別々に行っているため、この計算方法では $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱の全反応量が 2×10^5 cps となり、 2×10^5 cps のビーム強度で計算を行っていることに等しく、 r_{sig} の値が過大評価されている可能性がある。そこで、計算方法を図の (b) のように、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱を同時に計算することで、 r_{sig} の値をより正確に求める必要がある。具体的には同じ AT-TPC の深さ、同じ角度において $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+p$ 弾性散乱の反応量を求め、その和をとり、その反応量をビーム粒子数から差し引いて次の角度で同様の計算を行うという手法を用いる。これにより、弾性散乱全体で全反応量が 10^5 cps となるように計算を行うことができる。また事象数が十分でないため、先述の通り、図 4.5(a) の 330 mm より深い領域では凹凸が見られる。この領域ではビームのエネルギーが低く、散乱粒子や反跳粒子のエネルギーも小さくなり、 r_{max} が小さくなる。そのため、図 4.5(a) の 330 mm より深い領域での凹凸

によって (b) の 50 mm 付近において凹凸が生じていると考えられる。0.13 atm における r_{sig} は 55 mm であり、 r_{sig} はこの凹凸による影響を受けている可能性が高い。そこで、50–146 mm の範囲を冪乗関数でフィッティングし、そのフィッティング関数を用いて r_{sig} の値を求め直した結果、 $r_{\text{sig}} = 48$ mm となった。フィッティングの結果を図 4.7 に示す。

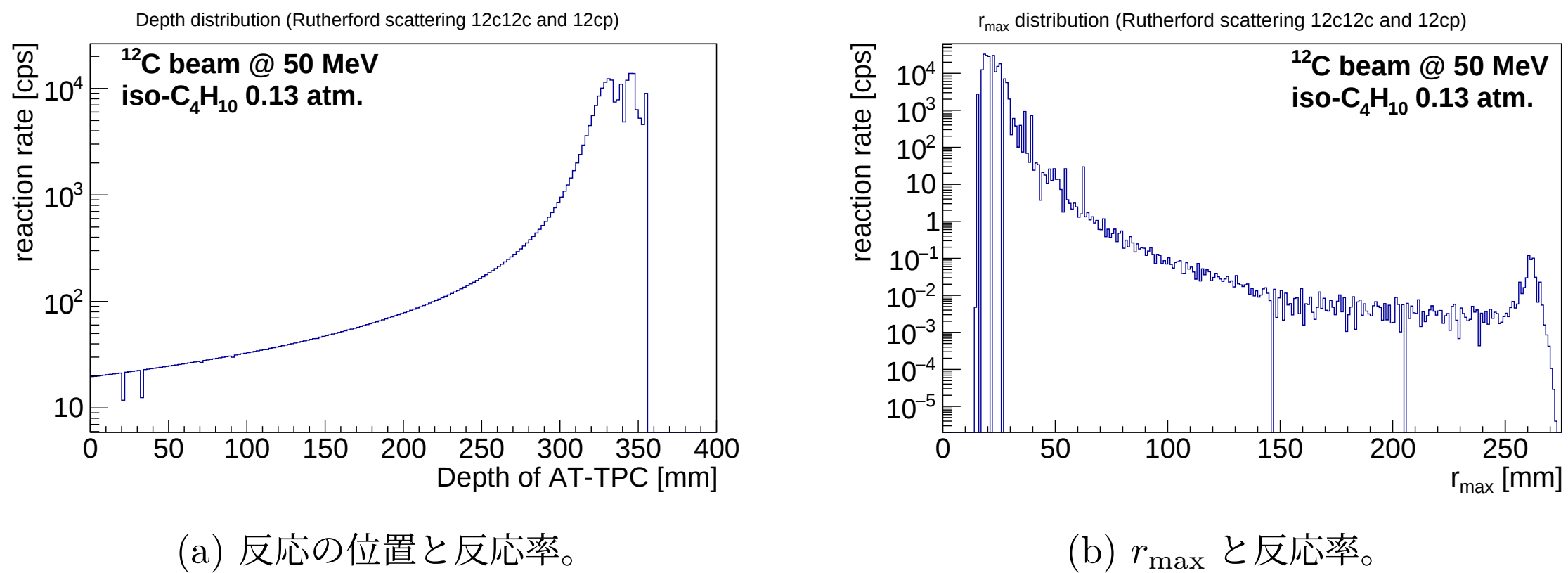
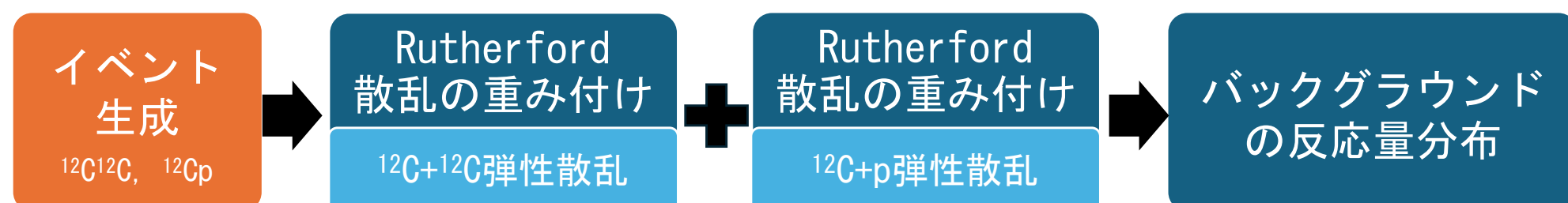


図 4.5：弾性散乱における反応位置と r_{max} の反応量についての分布。

(a) 現在の計算方法



(b) 将来の計算方法

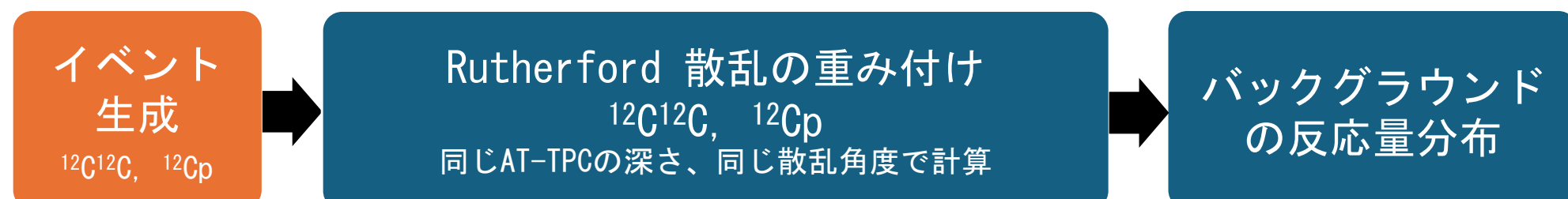


図 4.6：反応量の計算方法。

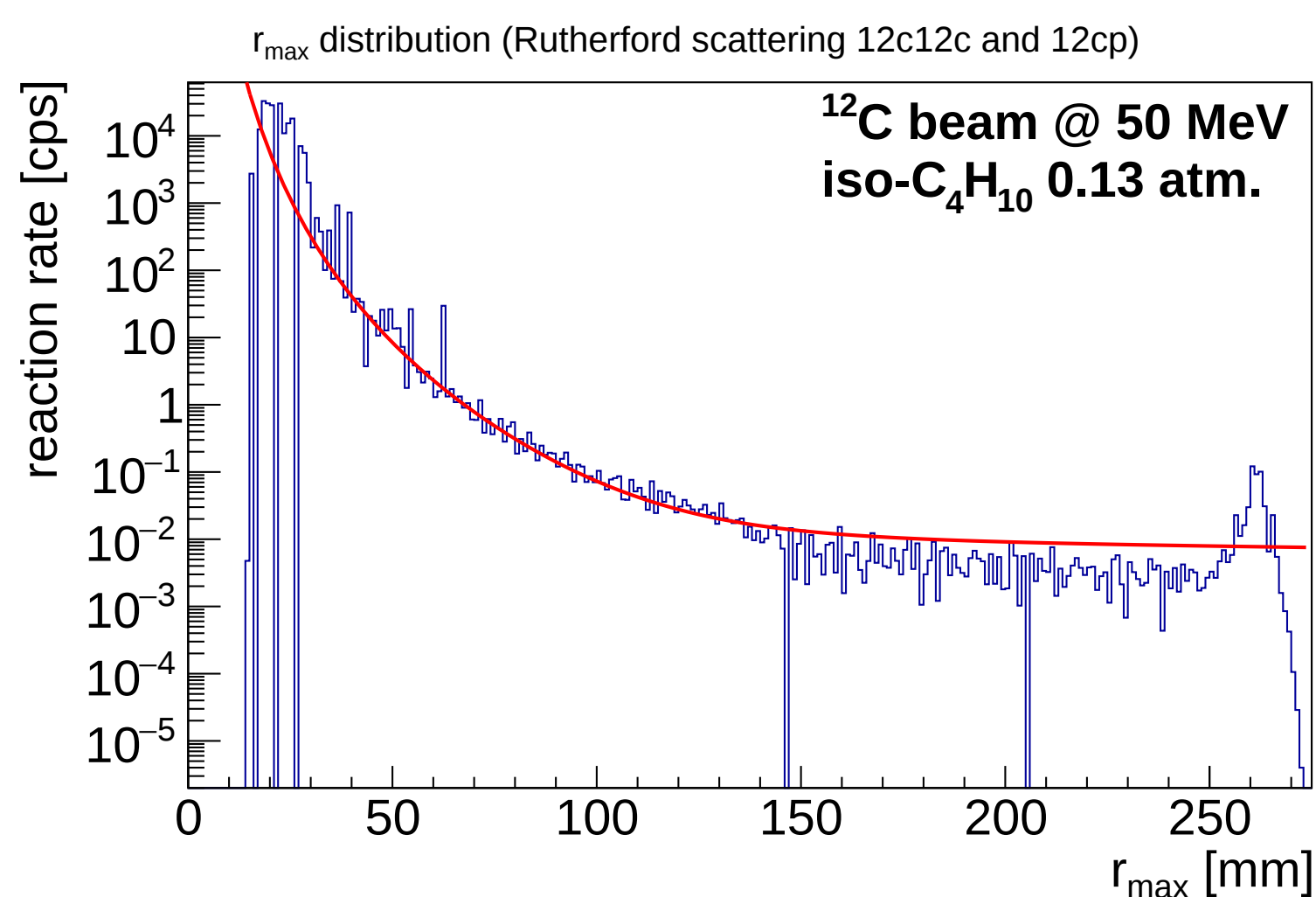


図 4.7：図 4.5(b) の分布を 50–146 mm の範囲で冪乗関数を用いてフィッティングした結果。

4.3 ガス圧の最適化

AT-TPC でのガス圧は各反応に対して様々な影響を与える。そこで、ATTPCROOT と追加した Rutherford 散乱の重み付けを用いてガス圧と検出効率の関係を調べた。

4.3.1 ガス圧と 6α 崩壊反応

ガス圧を 0.01–0.13 atm の範囲で 0.01 atm ずつ変化させて 6α 崩壊反応の事象を生成し、それぞれの飛跡の最大半径 $r_{\max}$ を求め、各ガス圧条件下で 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が検出面中心から 250 mm 以下となる事象の確率 P について調べた。0.01–0.08 atm での結果は図 4.8 の通りとなった。ガス圧が 0.08 atm 以上の条件下では P が 100% となっており、以降の項ではガス圧の最適化を 0.07 atm 以上の条件で行う。

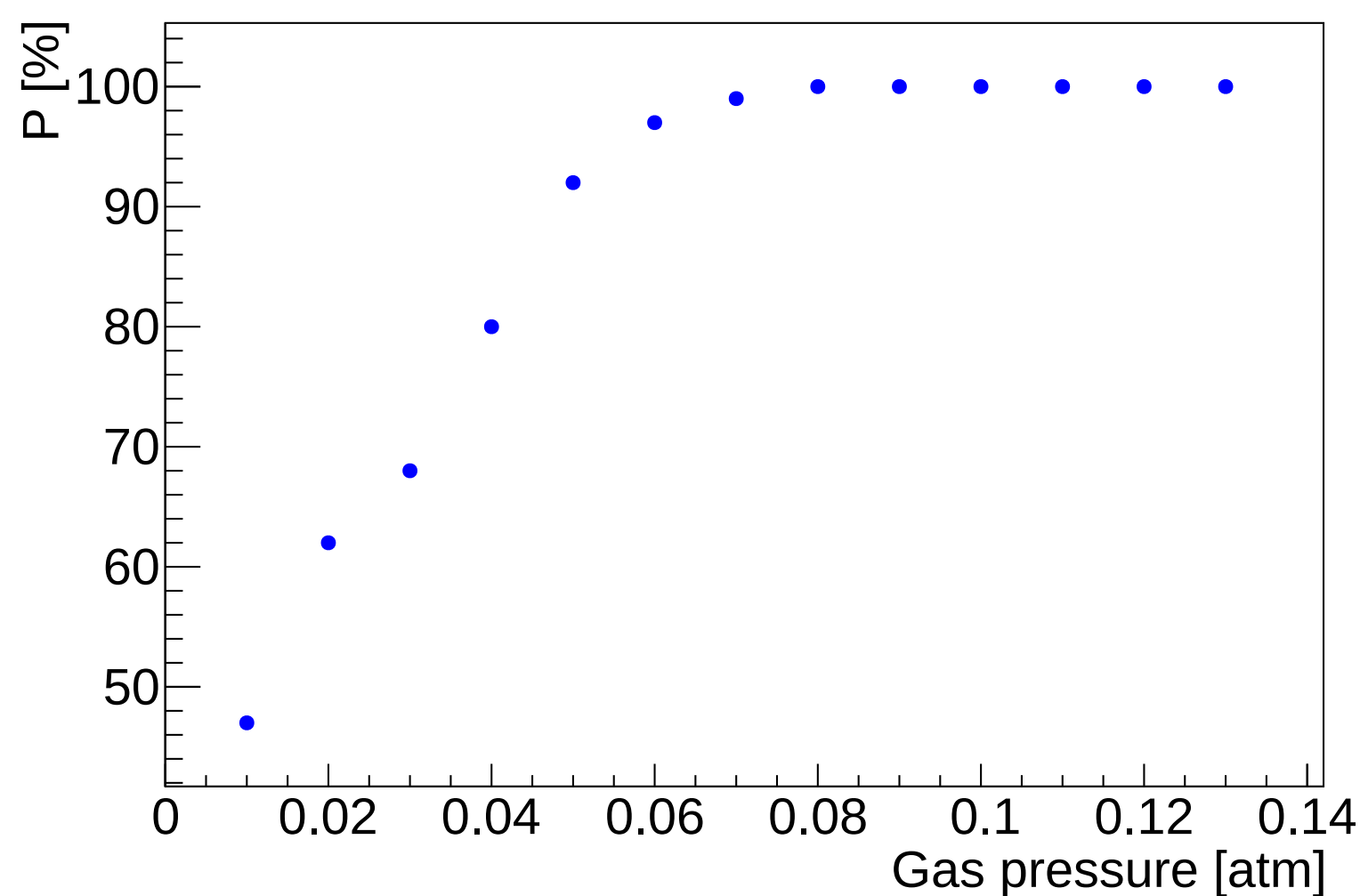


図 4.8 : 各ガス圧条件下で 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が 250 mm 以下となる事象の確率 P 。

4.3.2 ガス圧と弾性散乱

ガス圧を 0.07–0.13 atm の範囲で 0.01 atm ずつ変化させて、 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ 弾性散乱と $^{12}\text{C}+\text{p}$ 弾性散乱をそれぞれ 300 万事象ずつ生成した。この際には Magboltz を用いてドリフト速度がおよそ $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ となる電子のガス中における拡散係数を使用した。いずれも電場の大きさは 3000 V/m 程度であった。電子のドリフト速度や拡散係数は、ガス検出器のシミュレーションツール Garfield++ [26]、及び Magboltz [25] を用いて評価した。使用した拡散係数の値を表 4.1 に示す。

表 4.1：計算に使用した各ガス圧における拡散係数。

ガス圧 [atm]	横方向の拡散係数 [$10^{-3} \text{ cm}^2/\mu\text{s}$]	縦方向の拡散係数 [$10^{-3} \text{ cm}^2/\mu\text{s}$]
0.07	9.45	4.67
0.08	8.45	3.87
0.09	7.57	3.41
0.10	6.86	3.18
0.11	6.13	2.68
0.12	5.53	2.63
0.13	5.10	2.27

生成した事象をガス圧ごとに Rutherford 散乱の重み付けを行い、反応量が 100 cps 以下となる領域の最小半径 r_{sig} を求めた結果を図 4.9 に示す。ガス圧が増加すると散乱粒子と反跳粒子がより検出器の内側で停止するため、ガス圧が高いほど r_{sig} が小さくなる傾向があり、 r_{sig} は 0.07 atm の際に最も大きく、0.13 atm の際に最も小さくなる。

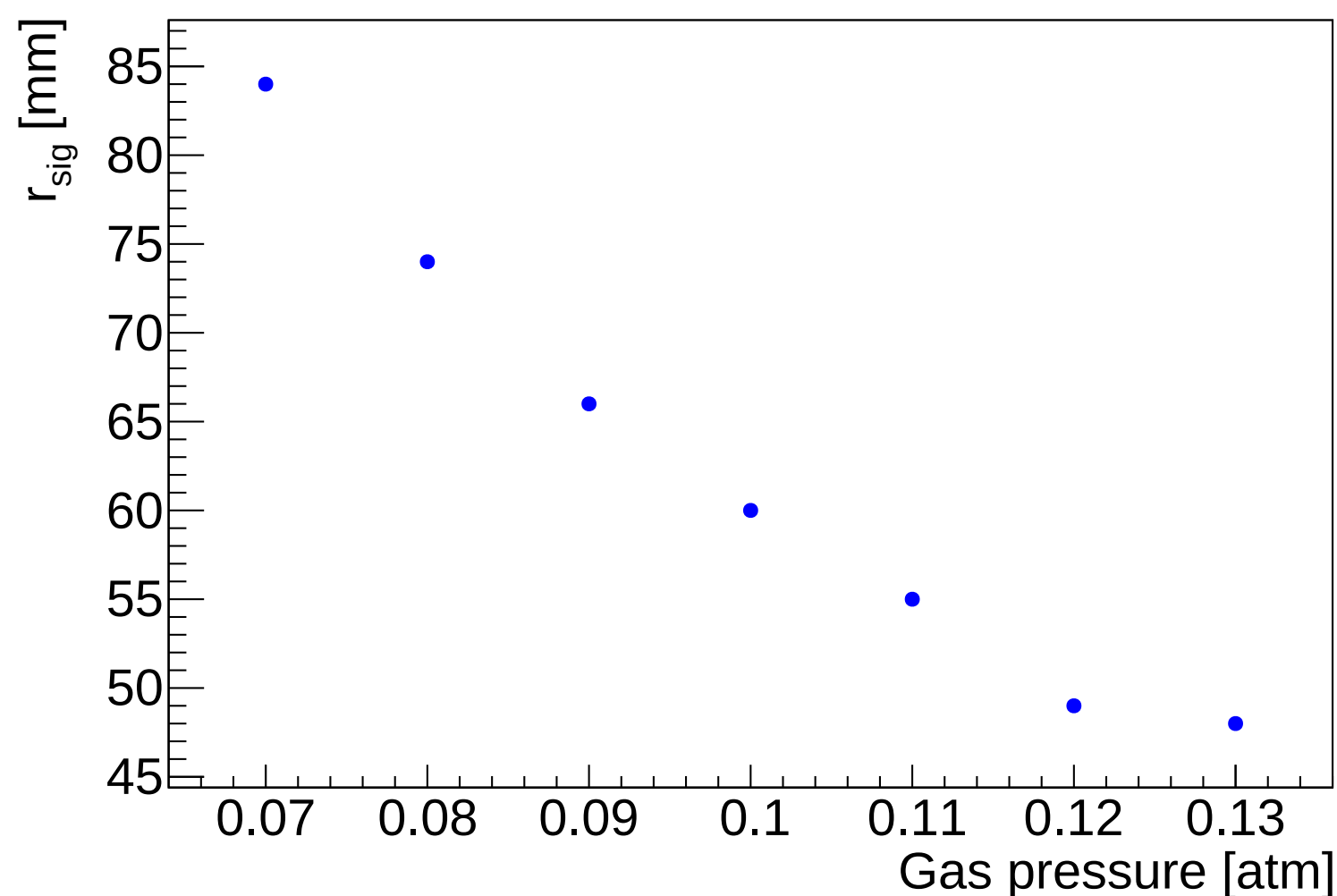


図 4.9：各ガス圧条件下での Rutherford 散乱の信号が 100 Hz 以下となる領域の最小半径 r_{sig} 。

4.3.3 ガス圧の検討

0.07–0.13 atm の範囲で 0.01 atm ずつ変化させて 6α 崩壊反応の事象をそれぞれ 1 万事象生成し、それぞれの飛跡の最大半径 r_{max} を求めた。そして、4.3.2 項で求めた r_{sig} の値よりも大きいことを条件として 6α 崩壊反応の検出効率を求めた。具体的には、 r_{sig} から 250 mm の範囲内に、 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が収まる事象の確率 $P_{6\alpha}$ を求めた。それらの事象のうち、典型的な事象を図 4.10 と図 4.11 に 4 つ、得られた結果を図 4.12 に示す。0.07 atm における $P_{6\alpha}$ の減少は図 4.8 で示した通り、0.07 atm 以下のガス圧において 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が検出面中心から 250 mm 以上となる事象が存在しているためである。0.12 atm においてピーク構造が見られるが、ガス圧や散乱断面積は連続的に変化しているため、0.12 atm においてピーク構造が現れることは考えにくい。現在、0.12 atm 近くのガス圧における検出効

率の変化を調査している。しかし、0.08–0.13 atm における検出効率の変化は数 % の違いであり、ガス圧や散乱断面積の連続性から、大差はないと考えられる。加えて、ガス圧が低い方が α 粒子の飛跡を分離しやすいと考えられるため、0.08–0.13 atm 以上の圧力を用いて α 粒子の飛跡から最適な圧力を探す必要がある。 α 粒子の飛跡の分離は現在開発中の Hough 変換を用いた飛跡再構築アルゴリズムを用いて行う予定である。

また、現段階では AT-TPC 内部に封入するガスをイソブタンのみでシミュレーションを行っている。しかし、3.2.3.2 目で述べたようにイソブタンガスによる拡散効果が大きく、検出面において6つの α 粒子の飛跡が6つに分かれているわけではない。そこで6つの飛跡をより正確に分離する方法として、荷電情報を用いる他にイソブタンガスと他の物質との混合ガスを用いることや、AT-TPC の検出面を上流側に移動し、電子の移動距離を小さくすることで拡散効果を抑える必要がある。我々のグループの研究 [27, 28] ではイソブタンガスにヘリウムまたは水素を混合することで拡散効果を抑えることができることが示されている。

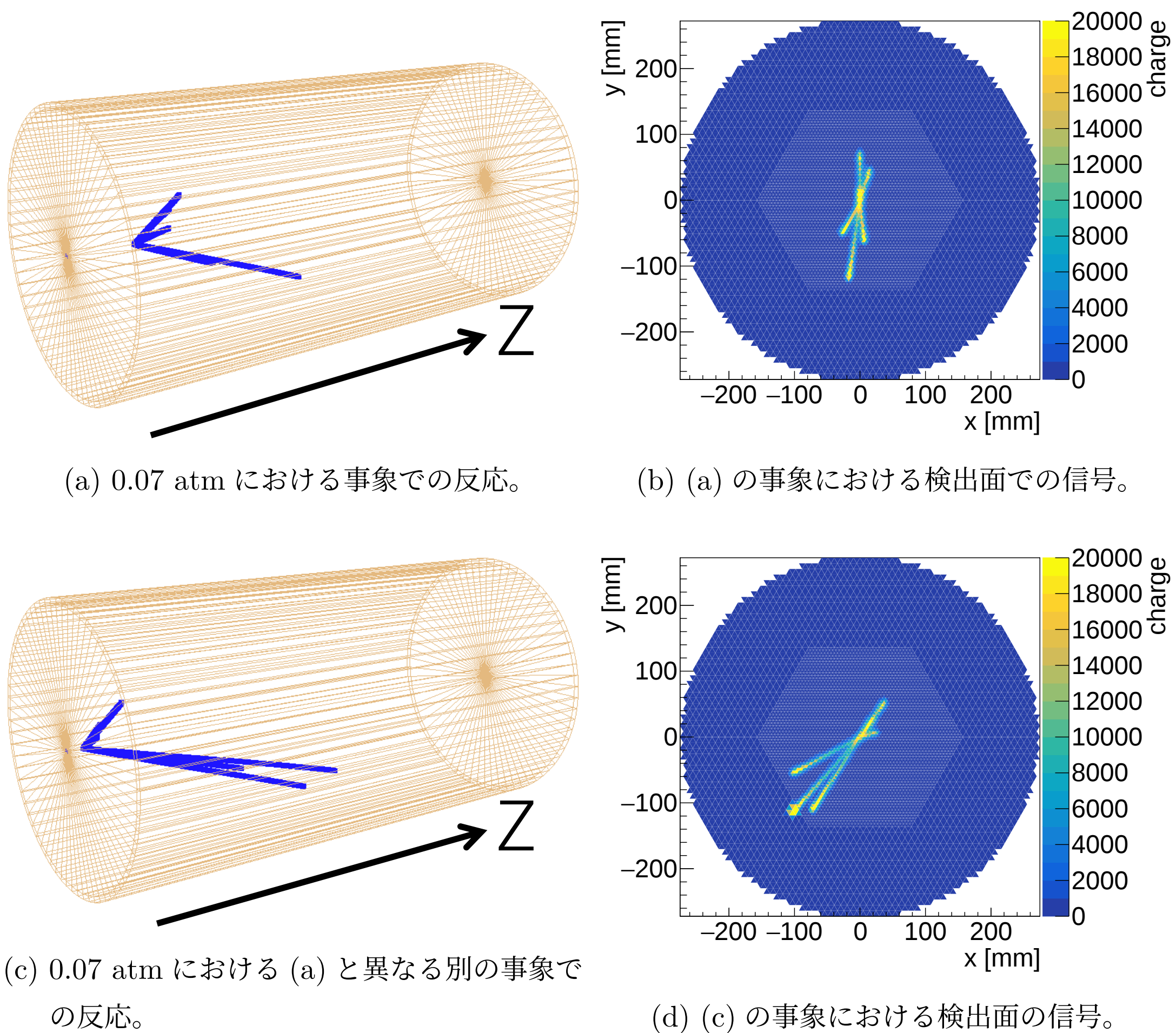
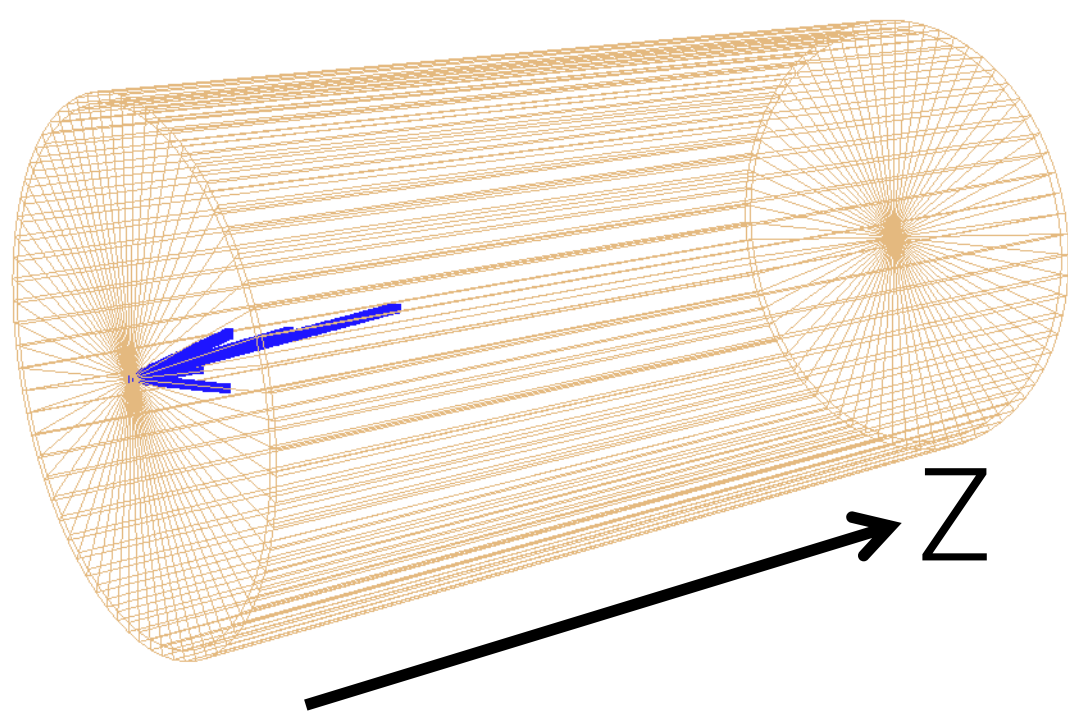
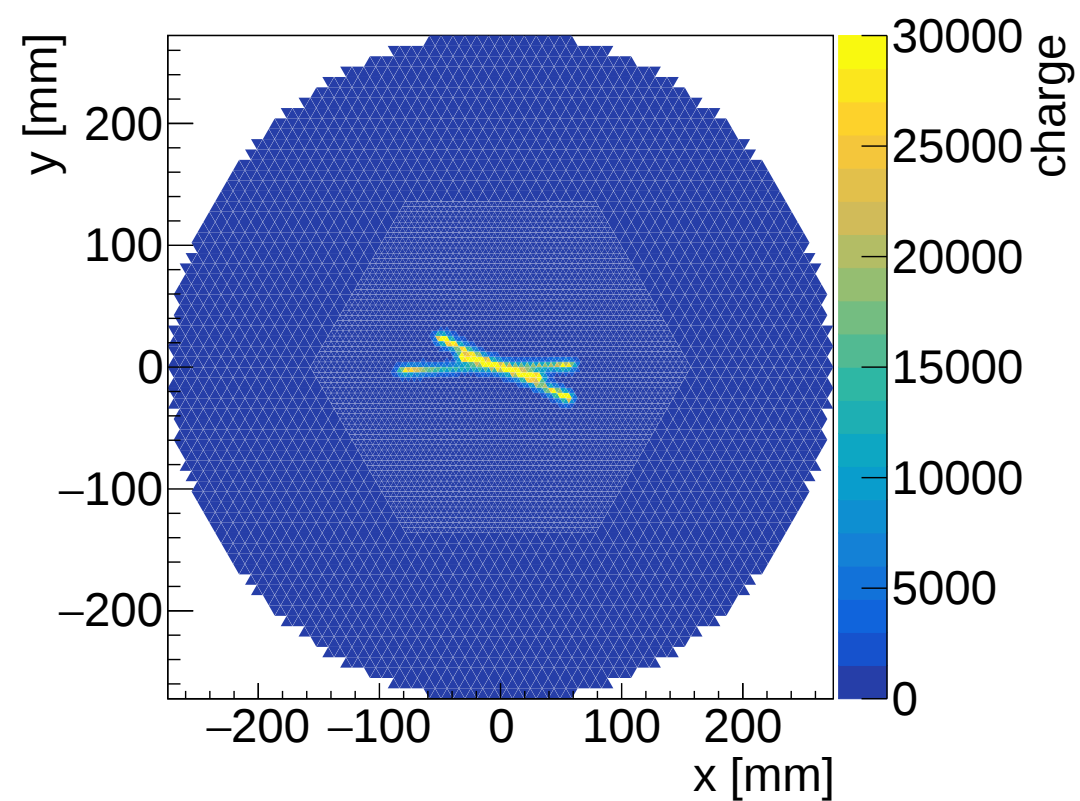


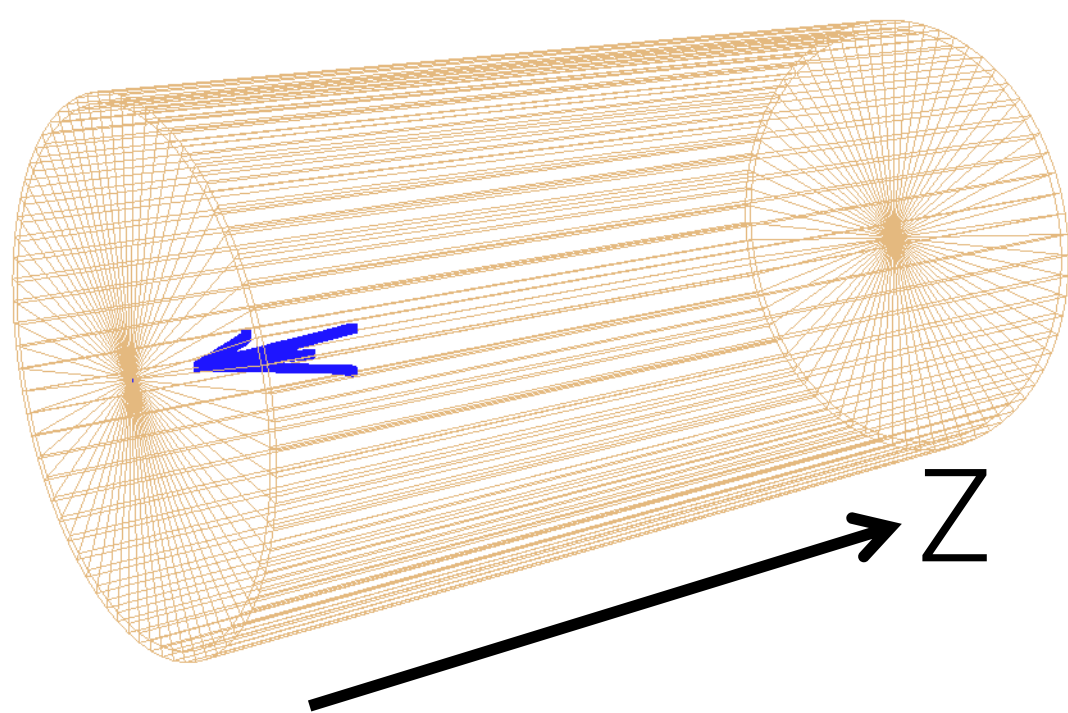
図 4.10 : 0.07 atm における r_{sig} から 250 mm の範囲内に、 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が収まる事象。



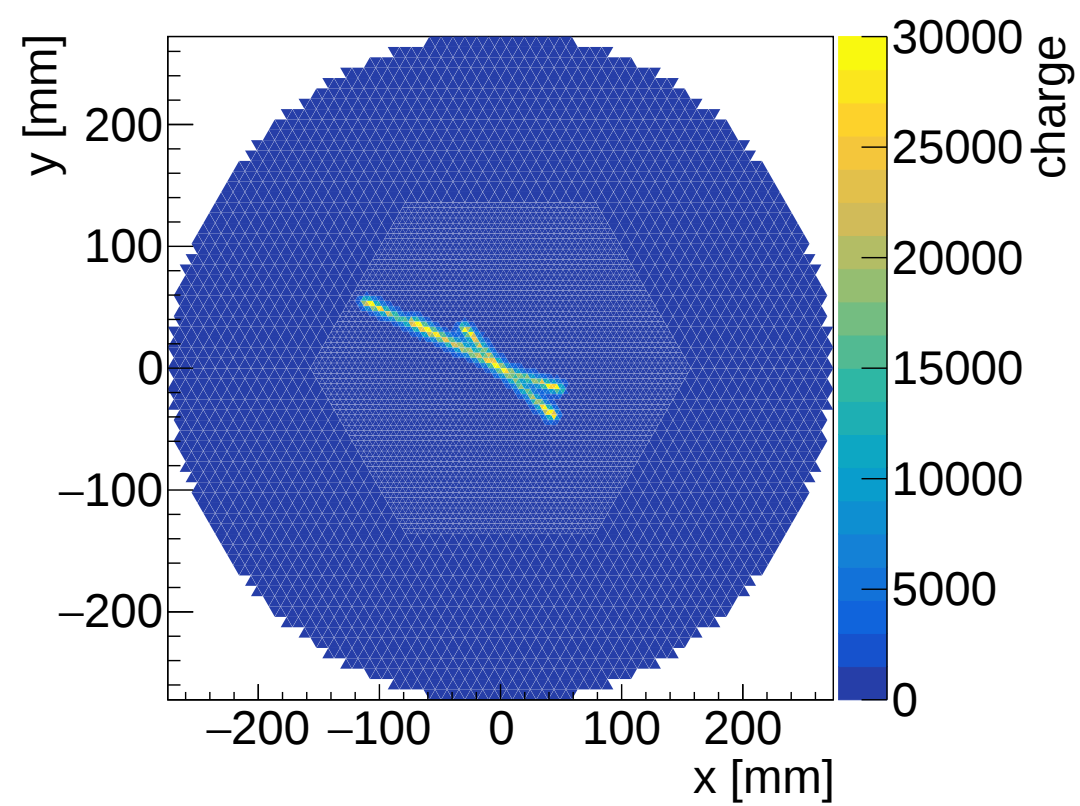
(a) 0.10 atm における事象での反応。



(b) (a) の事象における検出面の信号。



(c) 0.10 atm における (a) と異なる別の事象での反応。



(d) (c) の事象における検出面の信号。

図 4.11 : 0.10 atm における r_{sig} から 250 mm の範囲内に、 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が収まる事象。

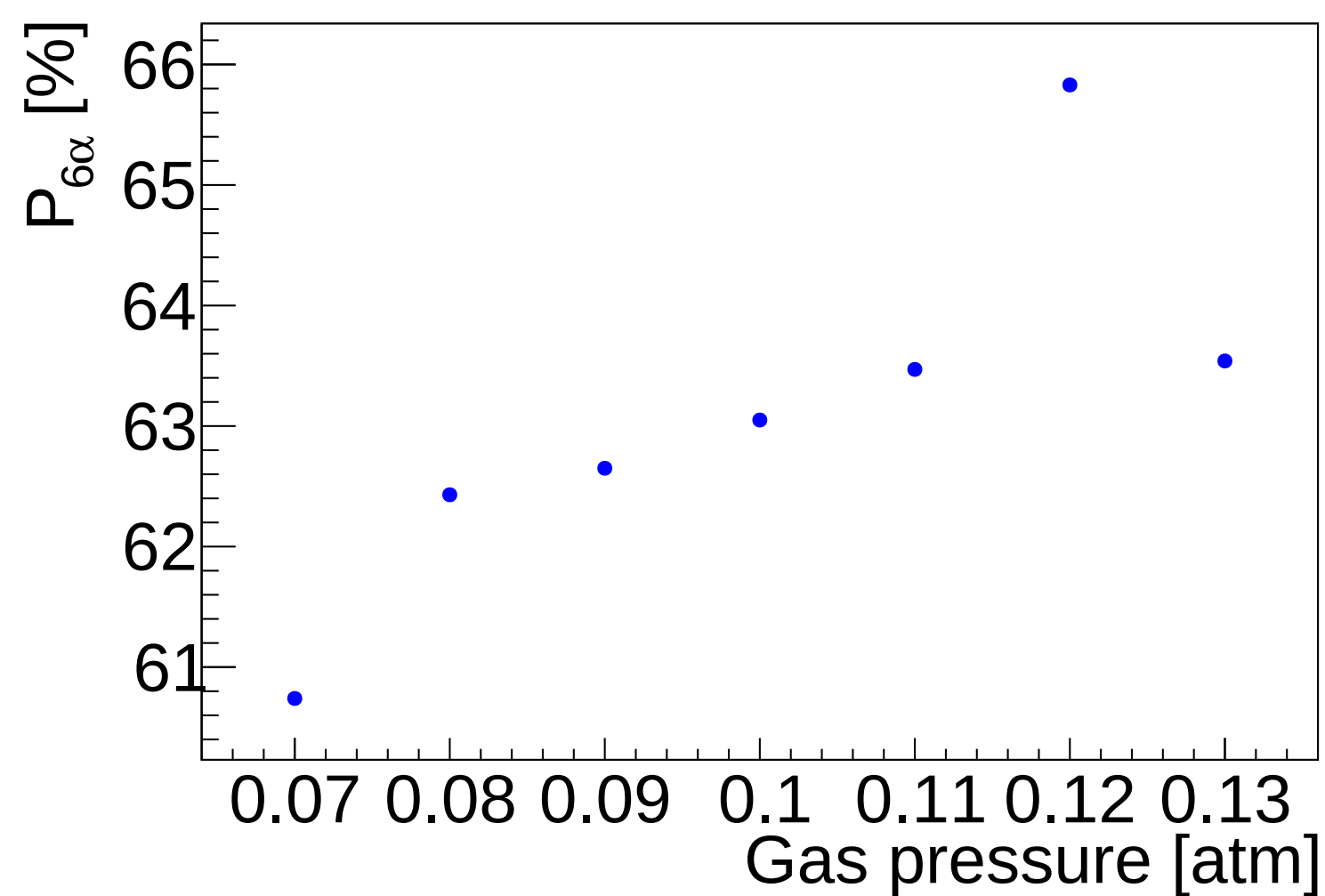


図 4.12 : 6α 崩壊反応における飛跡の最大半径が r_{sig} 以上かつ検出面の 250 mm 以内となる事象の確率 $P_{6\alpha}$ 。

第 5 章

実験に向けたデータ処理手法の開発

5.1 データの解析手法

2.2 節で述べたように、AT-TPC によって得られるデータは信号を受け取った pad の位置情報と時間、電荷量である。そのため、解析する際はこれらの情報から α 粒子の飛跡を再構築する必要がある。

5.1.1 AT-TPC での解析手法

テスト実験 [19] では AT-TPC をソレノイド磁場中で動作しているため、荷電粒子の飛跡は螺旋状になる。そのため、飛跡を再構築する解析ではより複雑なもので、大きく分けて 3 段階に分かれている。はじめに、取得したデータを AT-TPC 内部の plot 点に変換する。実際の測定では波形が取得されるため、信号におけるピークの時刻から深さ方向を決定し、その深さと pad の重心を plot 点としている。次に粒子の飛跡が螺旋状になるため、特殊な Hough 変換を用いてノイズ除去を行う。再現した plot 点から螺旋の曲率中心を見つけるために、円形の構造を発見する Hough 変換を行って、弧長と z 座標の情報から必要な飛跡とノイズを判別する。最後にモンテカルロフィットを用いて事象における反応点の 3 次元位置座標、その際の粒子の運動エネルギー、ビーム軸に対する粒子が放出された 2 つの角度を求めている。飛跡を解析的な関数で記述できないため、モンテカルロフィットを用いることで解析を容易にしている。

5.1.2 本研究での解析

本研究の解析では、AT-TPC に磁場をかけずに測定を行うため、直線状の飛跡が 6 本観測されるはずであり、その飛跡を再構築することで α 粒子の放出角度とエネルギーを決定することが可能である。そのため、AT-TPC の検出面における信号を受け取った pad の位置情報と時間情報から、Hough 変換を用いて AT-TPC 内部における直線を同定する必要がある。直線の同定後、 α 粒子の放出角度とエネルギーを決定し、2.2.4 項で述べたように、不変質量法を用いて ^{12}C や ^{24}Mg の励起エネルギーと運動量を決定する。

5.2 Hough 変換

5.2.1 2次元の Hough 変換

Hough 変換は画像処理において画像から直線を抽出するための手法である [29]。式 (5.1) を用いて 2 次元空間内の点 (x, y) を (ρ, θ) で表される 2 次元 Hough 空間における曲線へと変換する。 ρ と θ はそれぞれ、図 5.1 のように直線 l と原点の距離、直線 l の法線と x 軸のなす角度に対応している。

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (0 \leq \theta \leq \pi). \quad (5.1)$$

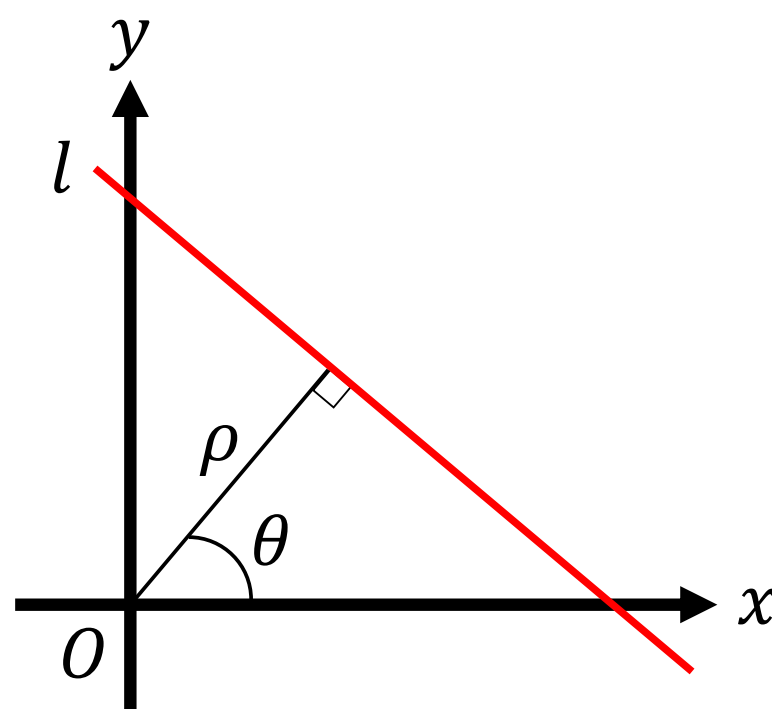
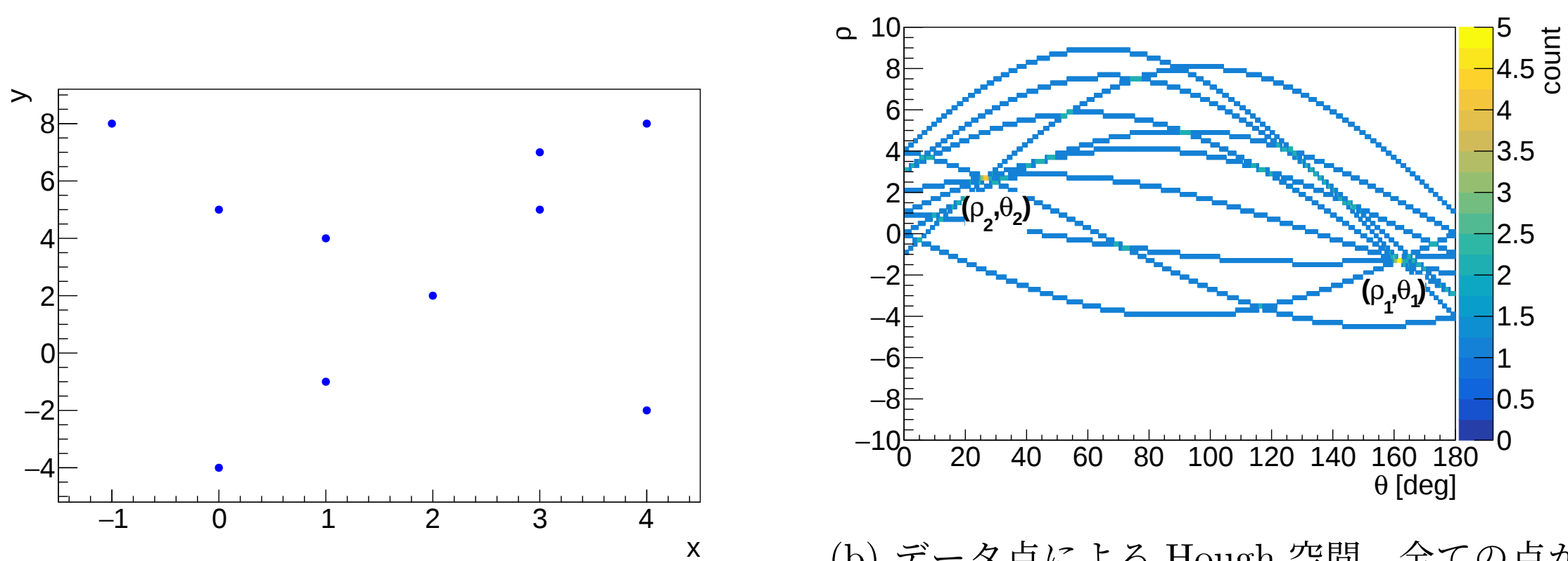


図 5.1：2 次元空間内の点 (x, y) と (ρ, θ) の関係。

例えば、図 5.2(a) のような 2 次元平面内に分布する飛跡点を得られたとする。それぞれの点について式 (5.1) の変換を行うことで、Hough 空間内の曲線を求め、曲線状の点を Hough 空間内の 2 次元ヒストグラムに詰める。その Hough 空間のヒストグラムを表したものが図 5.2(b) である。



(a) データ点の具体例。

(b) データ点による Hough 空間。全ての点が曲線に変換されている。

図 5.2：データ点とそれらを式 (5.1) を用いて Hough 空間へ変換した曲線。

図 5.2(b) では投票数が多い bin が 2 つみられるが、これは直線が 2 つ存在することを示している。また、この図における右側の交点 (ρ_1, θ_1) を抽出し、式 (5.2) を用いて直線の方程式を決定する。

$$y = -\frac{x}{\tan \theta_1} + \frac{\rho_1}{\sin \theta_1}. \quad (5.2)$$

この直線を図 5.2(a) に重ねると図 5.3 の赤線となる。

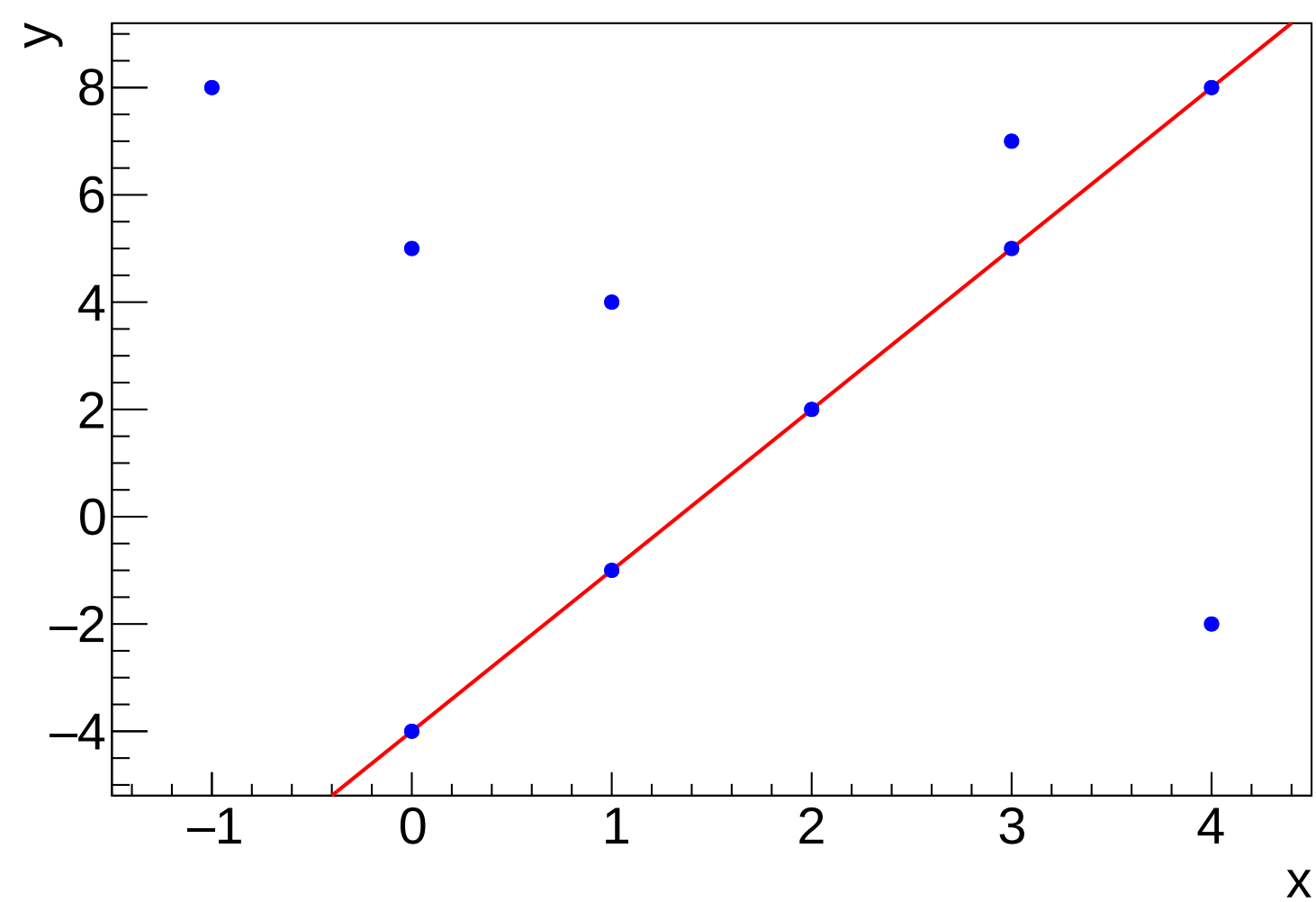
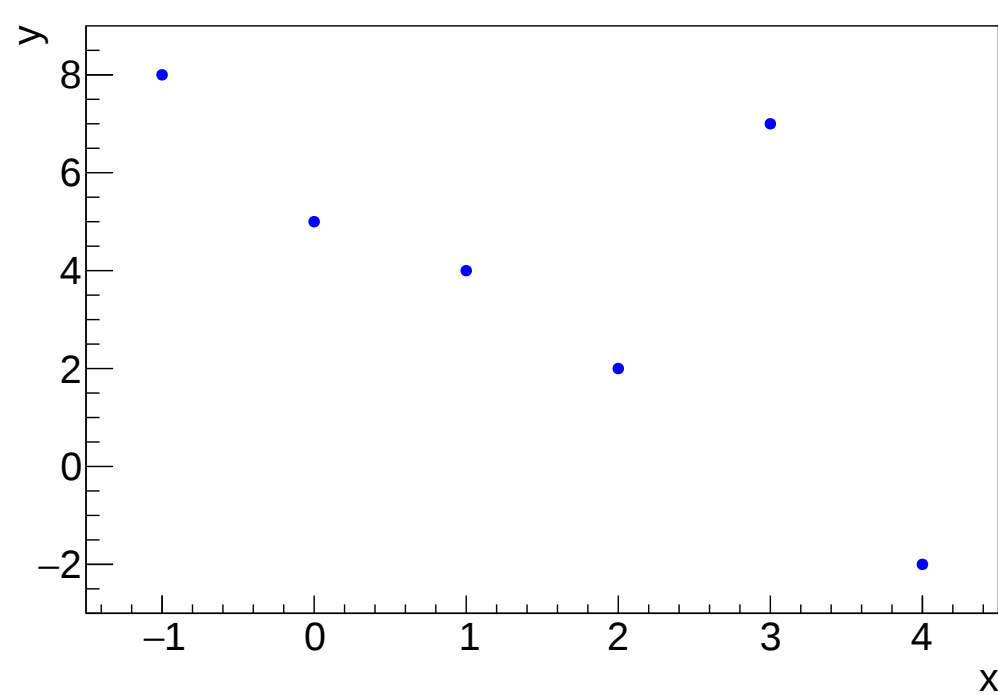
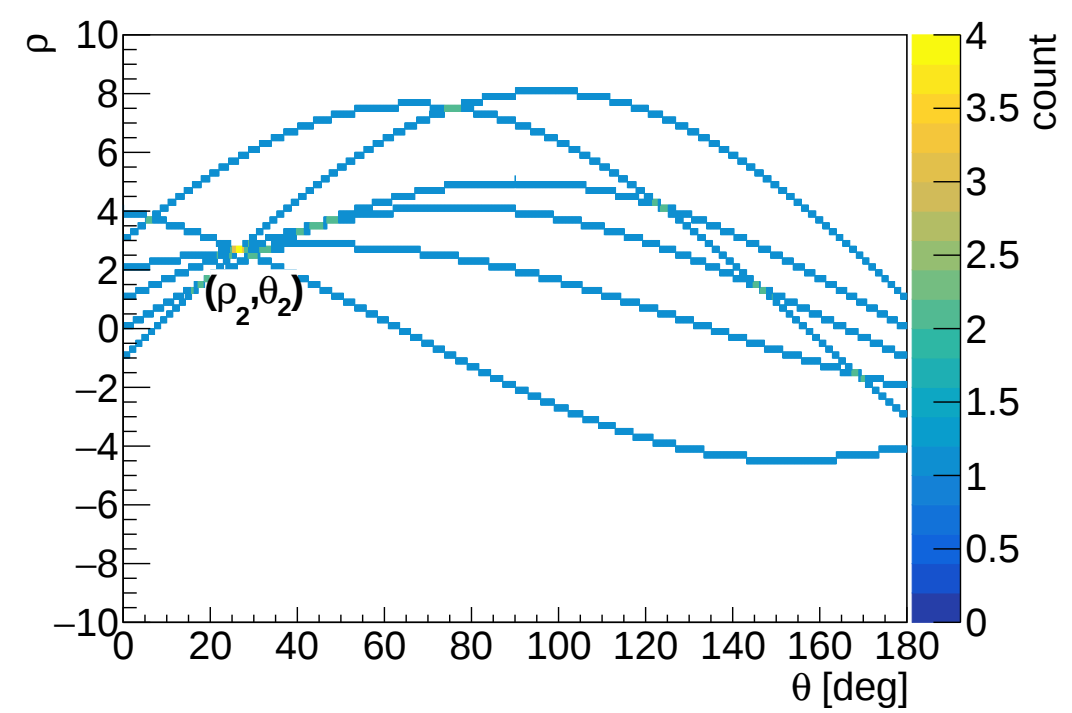


図 5.3：1 つの直線を決定した xy 空間。

図 5.3 における直線上にある点を除去すると、図 5.4(a) のように図 5.2(a) のデータ点を減らすことができる。図 5.4(a) に残ったデータ点を再び Hough 変換することで、図 5.4(b) のような Hough 空間内のヒストグラムが得られる。



(a) 図 5.3 の直線上のデータ点を除去した後のデータ点。



(b) (a) のデータ点による Hough 空間。残った点が全て曲線に変換されている。

図 5.4：図 5.3 で得られた直線付近のデータ点を削除した後のデータ点とそれらを式 (5.1) を用いて Hough 空間へ変換した曲線。

再びこの Hough 空間内の交点 (ρ_1, θ_1) から式 (5.2) を用いて直線の式を求めることで、図 5.5 のように 2 本目の直線を決定できる。

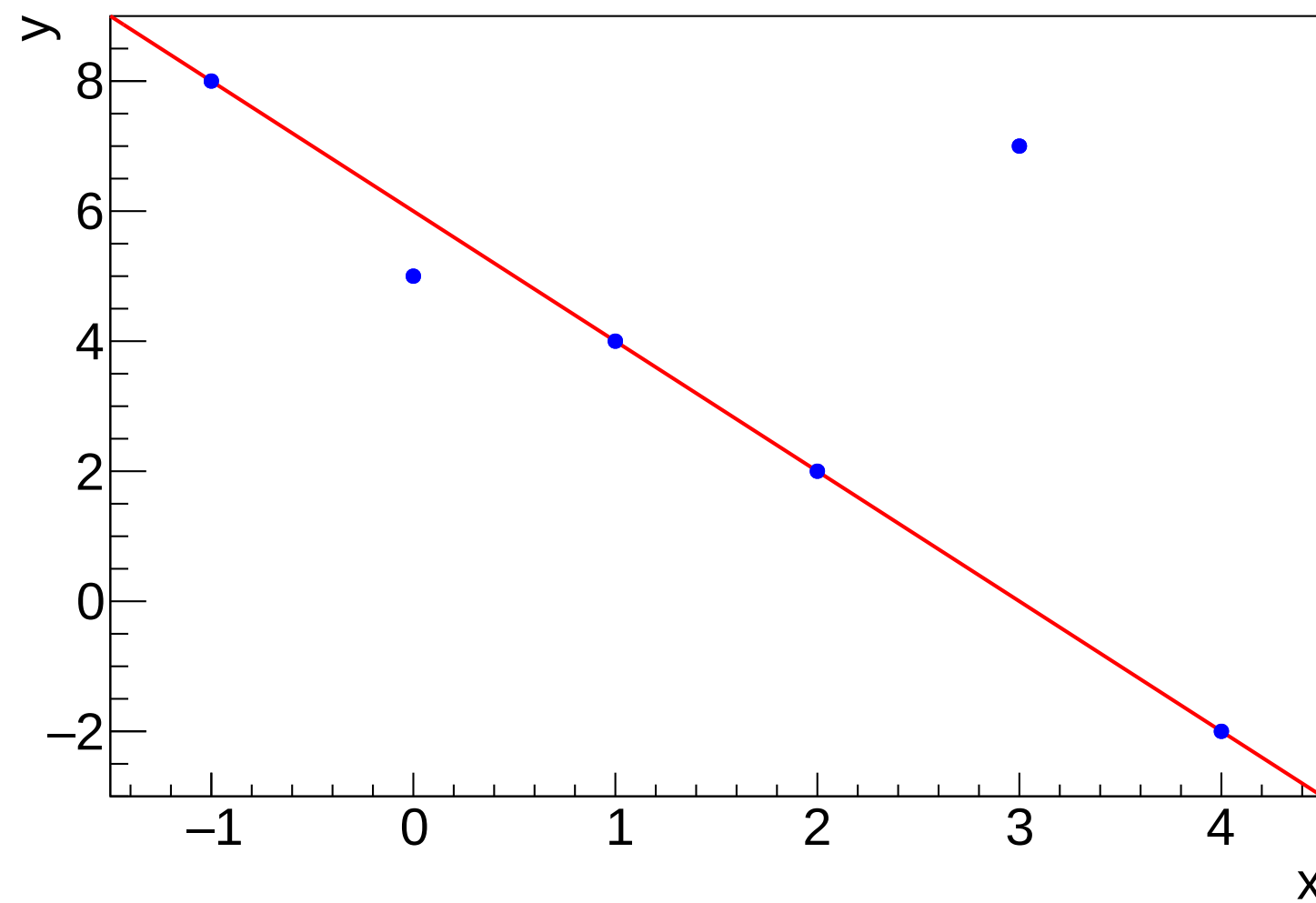


図 5.5：図 5.4(a) におけるデータ点と Hough 変換で決定した直線。

このように、最終的には図 5.2(a) のデータ点から図 5.6 のように直線を 2 本同定することができる。

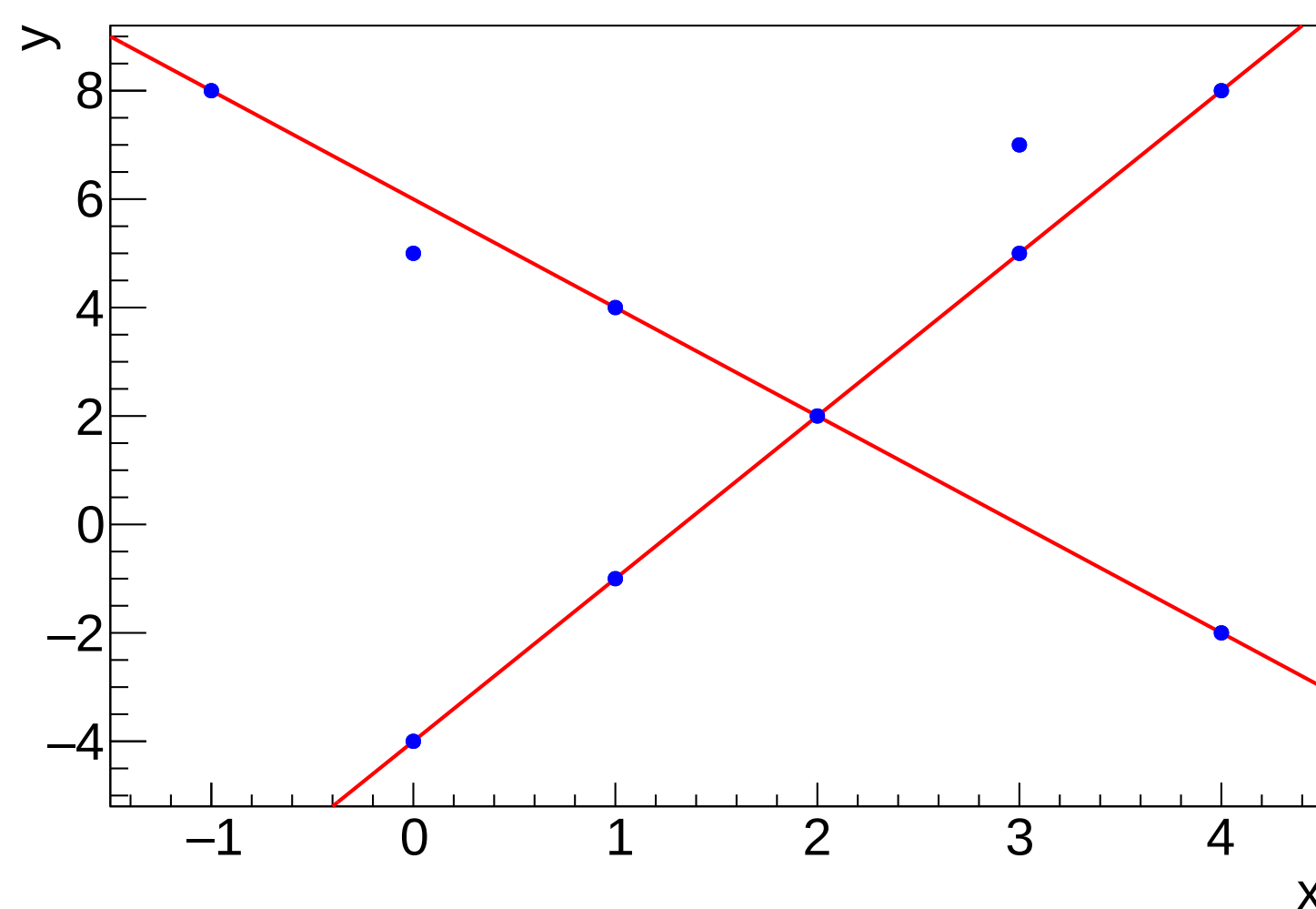


図 5.6：図 5.2(a) のデータ点と Hough 変換によって決定した 2 本の直線。

5.2.2 3 次元の Hough 変換

Hough 変換を用いて検出面から得られたデータから AT-TPC 内部の 3 次元空間における直線を決定し、飛跡を同定する。具体的には信号の位置情報と時間情報による点 (x, y, z) を $(\rho, \phi, \theta, \psi)$ で表される 4 次元の Hough 空間内で曲面として表し、それらの交点を求めることで 6 本の直線を決定する。3 次元座標から Hough 空間への変換は式 (5.1) を 3 次元に置き換えた次の式 (5.3) を用いて行う [30]。

$$\begin{aligned} \rho \cos \phi &= x \cos \psi + y \sin \psi \\ \rho \sin \phi &= -x \sin \psi \cos \theta + y \cos \psi \cos \theta + z \sin \theta \\ (0 \leq \phi, \psi &\leq 2\pi, 0 \leq \theta \leq \pi/2). \end{aligned} \quad (5.3)$$

式 (5.3) は z 軸に平行な直線を、原点周りにオイラー角で回転させた直線の方程式で、 xyz 座標における任意の直線を表すことができる。 ρ は 2 次元における Hough 変換と同様に、直線 l と原点の距離を表している。 ϕ, θ, ψ はそれぞれ、 z 軸、 x 軸、 z 軸周りの回転角であり、それを図 5.7(a) に示す。図 5.7(b) はそれぞれ、 z 軸周りに ϕ 、 x 軸周りに θ 、 z 軸周りに ψ だけ回転させることで、線分 l が線分 L となる。

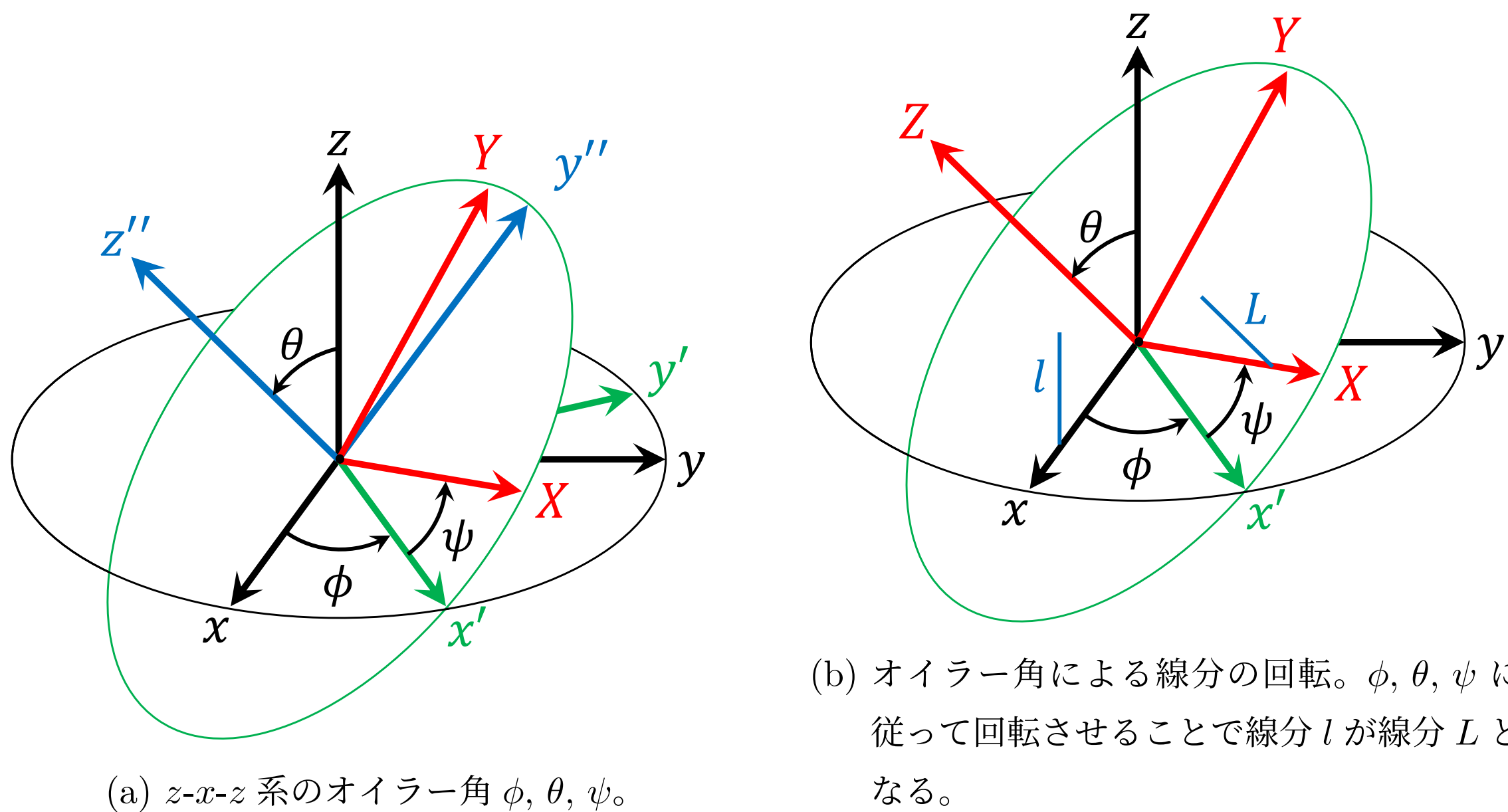


図 5.7： z - x - z 系のオイラー角 ϕ, θ, ψ とそれらによる線分 l の回転。

(x, y, z) は AT-TPC の有感領域内の範囲しか値を取れないため、 $-280 < x, y < 280, 0 \leq z \leq 1000$ となり、 $-107 \text{ mm} < \rho < 1076 \text{ mm}$ である。よって、Hough 空間が有限な空間になるため、コンピュータを用いて計算することが可能である。2 次元の Hough 変換と同様に飛跡全ての点を 4 次元空間の曲面に変換し、その空間内で最も頻度の多い交点の座標を取得する。そしてその座標から式 (5.4) を用いることで AT-TPC の有感領域である 3 次元空間に戻し、直線を決定する。

$$\vec{r} = \rho \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \phi - \sin \psi \cos \theta \sin \phi \\ \sin \psi \cos \phi + \cos \psi \cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \sin \phi \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} \sin \psi \sin \theta \\ -\cos \psi \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

なお、 t は任意の媒介変数である。5.2.1 項と同様に飛跡全ての点から決定した直線上にある点を除き、再度 Hough 変換を行うことで、2 本目の直線を同定する。この操作を 1 つの事象に対して 6 回行うことで、6 本の直線を同定することができる。現在、このアルゴリズムを開発中であり、AT-TPC の検出面における信号を受け取った pad の位置情報と時間情報から、飛跡を再構築を目指している。この飛跡についての直線の式 (5.4) から α 粒子の放出された角度を決定する。

第 6 章

まとめと今後の展望

本研究では、AT-TPC を用いた 6α 凝縮状態の探索実験に向けて、ATTPCROOT を用いてシミュレーションを行った。ATTPCROOT に様々な機能を追加することでより現実に近いシミュレーションを行い、それらを用いることで最適な実験条件を最適化した。

生成した弾性散乱の事象を用いて反応エネルギーの一様性や散乱角度の等方性、ビーム粒子数の減少を考慮した Rutherford 散乱の重み付けを行い、反応量が 100 Hz 以下となる領域の最小半径 r_{sig} を 0.07–0.13 atm の範囲で求め、弾性散乱よりも 6α 崩壊事象における飛跡の最大半径 r_{max} が大きいことを用いて各ガス圧での検出効率を求めた。その結果、0.08–0.13 atm の範囲であれば 6α 崩壊事象の検出効率にあまり変化がないことがわかった。検出面において 6 つの α 粒子の飛跡が 6 つに分かれていないため、6 つの飛跡を分離可能な実験条件を模索し、適切なガス圧を決定しなければならない。特にイソブタンガスと他の物質との混合ガスを用いることや AT-TPC の検出面を上流側に移動することなどの実験条件を考慮してシミュレーションを行う必要がある。また、各事象の生成数を 300 万事象から 500 万事象に増加させ、統計量を増やすことでより正確なトリガー条件を求める必要がある。さらに、 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (0_2^+)$ の崩壊チャンネルのシミュレーションだけでなく、他の $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} (0_2^+) + ^{12}\text{C} (\text{g.s.})$ や $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} (4\alpha \text{ 凝縮状態}) + ^8\text{Be} (\text{g.s.})$ などの崩壊チャンネルについてもシミュレーションを行い、検出面での信号を確認しなければならない。

そして、実験の解析に向けて、AT-TPC の検出面における信号を受け取った pad の位置情報と時間情報から、6 本の直線状の飛跡を同定する飛跡の再構築アルゴリズムを開発する必要がある。そのアルゴリズムによって得た直線から α 粒子のエネルギー、放出角度を求め、 ^{12}C のエネルギーや放出角度から ^{24}Mg の励起エネルギーとスピン・パリティを決定する。

謝辞

本研究を行うにあたって、多くの方々にご指導・ご協力をいただきました。

指導教員である川畑貴裕教授には、他分野から来た私に原子核の基礎や研究、発表資料への向き合い方、考え方を一から丁寧に何度もご指導、ご助言をいただき、本論文の添削もしてくださいました。心から感謝申し上げます。

古野達也助教にもシミュレーションコードの作成方法やそれに伴う知識・知恵、発表資料の創意工夫などの数多くのご助言、ご指導をいただきました。心から感謝申し上げます。

川畑教授、古野助教にはお忙しい中、研究における助言だけでなく、何度も発表資料の添削や練習にお付き合いいただき、本当にありがとうございました。安心感や信頼よりも迷惑や心配をかけることの方が多かったと思います。しかし、これからはその量を減らせるよう、励んでいきたいと考えております。これからも宜しくお願い致します。

研究室の皆様にも多くのご助言、ご指導をいただきました。

同研究室の福田光順教授、小田原厚子准教授、吉田斉准教授、清水俊助教、三原基嗣助教には学会の発表練習において助言をいただきました。ありがとうございました。

また、先輩の坂梨公亮様、本多祐也様には日常の些細なことから研究の根底に関わるようなことまで、多岐にわたる知識や知恵を分けていただきました。ありがとうございました。

さらに、同研究室の学生の皆様には、日頃から些細なことにも助言をいただきました。私が他大学、他分野から入学し、研究生活に不安を感じていましたが、教員の方々や研究室の皆様が暖かくコミュニケーションやサポートを行なってくださり、研究生活を支えてくださった結果、大きな不安を感じる事なく日常生活を送ることができました。ありがとうございます。これからも宜しくお願い致します。

一時でも私に関わっていただいた方々、私をこのような人生に導いてくださったご先祖様、また、このご縁に感謝申し上げたく存じます。そして最も私を支えてくれた家族に感謝申し上げます。ありがとうございます。そして、どうかこれからも宜しくお願い致します。

改めて、この修士論文の執筆までに関わっていただいた全ての方々に心より感謝申し上げます。ありがとうございます。これからも皆様にご迷惑をおかけするかもしれませんが、これからも宜しくお願い致します。

参考文献

- [1] M. Oertel, M. Hempel, T. Klähn, and S. Typel, Equations of state for supernovae and compact stars, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015007 (2017).
- [2] S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke, and H. Wolter, Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters, *Physical Review C—Nuclear Physics* **81**, 015803 (2010).
- [3] S. Typel, H. Wolter, G. Röpke, and D. Blaschke, Effects of the liquid-gas phase transition and cluster formation on the symmetry energy, *The European Physical Journal A* **50**, 1 (2014).
- [4] Z.-W. Zhang and L.-W. Chen, Cold dilute nuclear matter with α -particle condensation in a generalized nonlinear relativistic mean-field model, *Physical Review C* **100**, 054304 (2019).
- [5] K. Ikeda, N. Takigawa, and H. Horiuchi, The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate $4n$ nuclei, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **68**, 464 (1968).
- [6] M. Freer and H. O. U. Fynbo, The Hoyle state in ^{12}C , *Progress in Particle and Nuclear Physics* **78**, 1 (2014).
- [7] T. Yamada and P. Schuck, Dilute multi- α cluster states in nuclei, *Physical Review C—Nuclear Physics* **69**, 024309 (2004).
- [8] Y. Funaki, H. Horiuchi, A. Tohsaki, P. Schuck, and G. Röpke, Description of ^8Be as deformed gas-like two-alpha-particle states, *Progress of theoretical physics* **108**, 297 (2002).
- [9] A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O , *Physical Review Letters* **87**, 192501 (2001).
- [10] Y. Funaki, “Container” evolution for cluster structures in ^{16}O , *Physical Review C* **97**, 021304 (2018).
- [11] W. Zimmerman, M. Ahmed, B. Bromberger, S. Stave, A. Breskin, V. Dangendorf, T. Delbar,

- M. Gai, S. Henshaw, J. Mueller *et al.*, Unambiguous Identification of the Second 2^+ State in ^{12}C and the Structure of the Hoyle State, *Physical review letters* **110**, 152502 (2013).
- [12] S. Adachi, Y. Fujikawa, T. Kawabata, H. Akimune, T. Doi, T. Furuno, T. Harada, K. Inaba, S. Ishida, M. Itoh *et al.*, Candidates for the 5α condensed state in ^{20}Ne , *Physics Letters B* **819**, 136411 (2021).
- [13] J. Swartz, B. Brown, P. Papka, F. Smit, R. Neveling, E. Buthelezi, S. Förtsch, M. Freer, T. Kokalova, J. Mira *et al.*, Spectroscopy of narrow, high-lying, low-spin states in ^{20}Ne , *Physical Review C* **91**, 034317 (2015).
- [14] B. Zhou, Y. Funaki, H. Horiuchi, Y.-G. Ma, G. Röpke, P. Schuck, A. Tohsaki, and T. Yamada, The 5α condensate state in ^{20}Ne , *Nature Communications* **14**, 8206 (2023).
- [15] N. Itagaki, M. Kimura, C. Kurokawa, M. Ito, and W. v. Oertzen, α -condensed state with a core nucleus, *Physical Review C—Nuclear Physics* **75**, 037303 (2007).
- [16] M. Barbui, K. Hagel, J. Gauthier, S. Wuenschel, R. Wada, V. Z. Goldberg, R. T. deSouza, S. Hudan, D. Fang, X.-G. Cao *et al.*, Searching for states analogous to the ^{12}C Hoyle state in heavier nuclei using the thick target inverse kinematics technique, *Physical Review C* **98**, 044601 (2018).
- [17] Y. Fujikawa, T. Kawabata, S. Adachi, S. Enyo, T. Furuno, Y. Hijikata, K. Himi, K. Hirose, Y. Honda, K. Inaba *et al.*, Search for the 6α condensed state in ^{24}Mg using the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ scattering, *Physics Letters B* **848**, 138384 (2024).
- [18] T. Yamada and P. Schuck, Single α -particle orbits and Bose-Einstein condensation in ^{12}C , *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* **26**, 185 (2005).
- [19] J. Bradt, D. Bazin, F. Abu-Nimeh, T. Ahn, Y. Ayyad, S. B. Novo, L. Carpenter, M. Cortesi, M. Kuchera, W. Lynch *et al.*, Commissioning of the active-target time projection chamber, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **875**, 65 (2017).
- [20] Y. Ayyad, W. Mittig, D. Bazin, S. Beceiro-Novo, and M. Cortesi, Novel particle tracking algorithm based on the random sample consensus model for the active target time projection chamber (at-tpc), *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **880**, 166 (2018).

- [21] E. Pollacco, G. Grinyer, F. Abu-Nimeh, T. Ahn, S. Anvar, A. Arokiaraj, Y. Ayyad, H. Baba, M. Babo, P. Baron *et al.*, Get: A generic electronics system for tpcs and nuclear physics instrumentation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **887**, 81 (2018).
- [22] ATTPCROOT analysis framework, Tech. rep. <https://github.com/ATTPC/ATTPCROOTv2> .
- [23] CERN ROOT, <https://root.cern/> .
- [24] CERN GEANT4, <https://geant4.web.cern.ch/> .
- [25] S. Biagi, Magboltz, <https://magboltz.web.cern.ch/> (2023).
- [26] CERN Garfield, <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/> .
- [27] T. Doi, Master Theses, Kyoto University, https://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/articles/thesis/mron/doi_master.pdf (2020).
- [28] K. Himi, Master Theses, Osaka University, https://nucl.phys.sci.osaka-u.ac.jp/pdfs/FY2022/Himi_M.pdf (2023).
- [29] R. O. Duda and P. E. Hart, Use of the hough transformation to detect lines and curves in pictures, Communications of the ACM **15**, 11 (1972).
- [30] 森井幹雄, Hough 変換による 3 次元空間上の直線検出の方法, https://datumstudio.jp/blog/0830_hough_converting_by_3d_space_on_line_detection_method/ (2023).