

陽子入射反応における障壁エネルギー領域スペクトルに関する研究

山口, 雄司

<https://doi.org/10.15017/4060157>

出版情報 : Kyushu University, 2019, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

令和元年度博士学位論文

陽子入射反応における
障壁エネルギー領域スペクトルに関する研究

九州大学大学院工学府
エネルギー量子工学専攻

山口雄司

令和 元年 12月

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	加速器駆動核変換システム	1
1.1.2	粒子線がん治療	2
1.1.3	粒子輸送計算と核データ	5
1.2	現状と問題点	6
1.2.1	核反応模型	6
1.2.2	二重微分断面積データ	10
1.3	本研究の目的	13
1.4	本論文の構成	14
第2章	検出器の開発	15
2.1	設計	15
2.2	粒子識別法	16
2.3	構造	20
2.4	動作試験	22
2.4.1	入射窓とグリッドによる不均一性の影響	22
2.4.2	エネルギー分解能	25
第3章	実験	28
3.1	放射線医学総合研究所サイクロトロン施設	28
3.2	実験体系と検出器動作条件	30
3.2.1	実験体系	30
3.2.2	検出器動作条件	33
3.3	データ収集系	34
3.4	解析	37
3.4.1	エネルギー較正	37
3.4.2	エネルギースペクトルの作成	44
3.4.3	二重微分断面積の算出	47
3.4.4	系統誤差	50

第 4 章	核反応モデルの改良	53
4.1	核内カスケードモデルと一般化蒸発モデルの概観	53
4.1.1	核内カスケードモデル	53
4.1.2	一般化蒸発モデル	58
4.1.3	二重微分断面積の算出	61
4.2	核内カスケードモデルの改良	63
4.3	一般化蒸発モデルの改良	66
第 5 章	結果と考察	69
5.1	ブラッグカーブカウンターを用いた粒子識別	69
5.2	取得データ	72
5.3	実験データと計算との比較	84
第 6 章	結論	95
	謝辞	97
	参考文献	98

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 加速器駆動核変換システム

わが国において原子力エネルギーは、二酸化炭素の排出がない点や燃料の供給が安定している点で重要な役割を果たすとされ、利用されてきた。しかし、原子力の利用にともなって発生する高レベル放射性廃棄物 (HLW) の処分は、原子力エネルギーの利用において解決すべき大きな課題である。現在、HLW は地層処分によって処分されることになっている。前段処理なしで HLW を地層処分する場合、長寿命の核分裂生成物やマイナーアクチノイド (MA) を含む HLW の潜在的有害度が天然ウランと同等レベル (ウラン基準) まで低下するのに 1 万年程度かかるので、処分場確保や長期リスクといったことが負担となる^[1]。ここで、潜在的有害度とは、放射性核種の人体摂取時の影響を表す指標である。

そこで、HLW の減容化・有害度低減のための技術として加速器駆動核変換システム (ADS)^[2] が考えられている。ADS は HLW から分離した MA を、中性子核反応を利用して短寿命核種に変換するシステムである。このシステムを用いることで、HLW の潜在的有害度がウラン基準まで低下する時間を数百年に短縮できると期待されている。

ADS による MA の核変換の原理を図 1.1 に示す。ADS では超伝導加速器で 1 GeV 程度まで加速した陽子を重金属の核破砕ターゲットに照射することで多数の中性子を生成する。核破砕ターゲットの周りに MA を含む燃料を配置し、生成した中性子を MA に吸収させて核分裂を起こさせることで核変換する。このとき、核分裂で中性子が発生するのでこの中性子も核変換に利用できる。このシステムでは MA 燃料を臨界状態にならないように配置し、加速器中性子源によって連鎖反応を維持する。

これまで基礎的な研究開発が進められてきたが、ADS の実現にはまだ技術開発上の課題がある。ビーム入射領域と炉心領域の境界を形成するビーム窓は大電流陽子ビームの照射をうける。これによってビーム窓材には核発熱や照射損傷が生じるので、これらを適切に把握することがシステムの設計に必要となる。

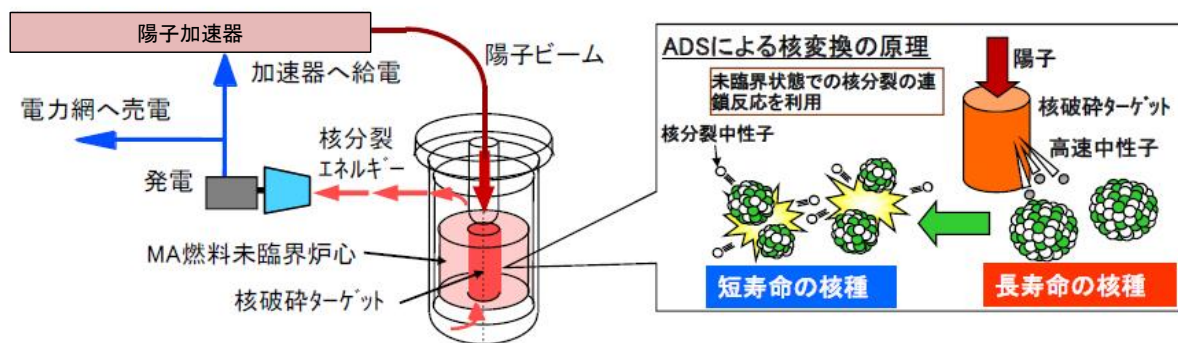


図 1.1 ADS による核変換の原理 [3].

1.1.2 粒子線がん治療

厚生労働省の統計によると、がんは1980年頃以来もっとも多い日本人の死因となっている [4]。図 1.2 と図 1.3 にそれぞれ死因別にみた死亡率（人口10万対）の年次推移と2018年における死因別死亡数の割合を示す。がんによる死亡率は年々増加しており、2018年には人口10万人あたりおよそ300人の死亡率となっている。これは死亡数およそ38万人に相当し、死亡数のおよそ27%を占める。がんの早期発見と適切な治療により治癒率は向上しているが [5]、がんの効果的な治療は重要な課題である。

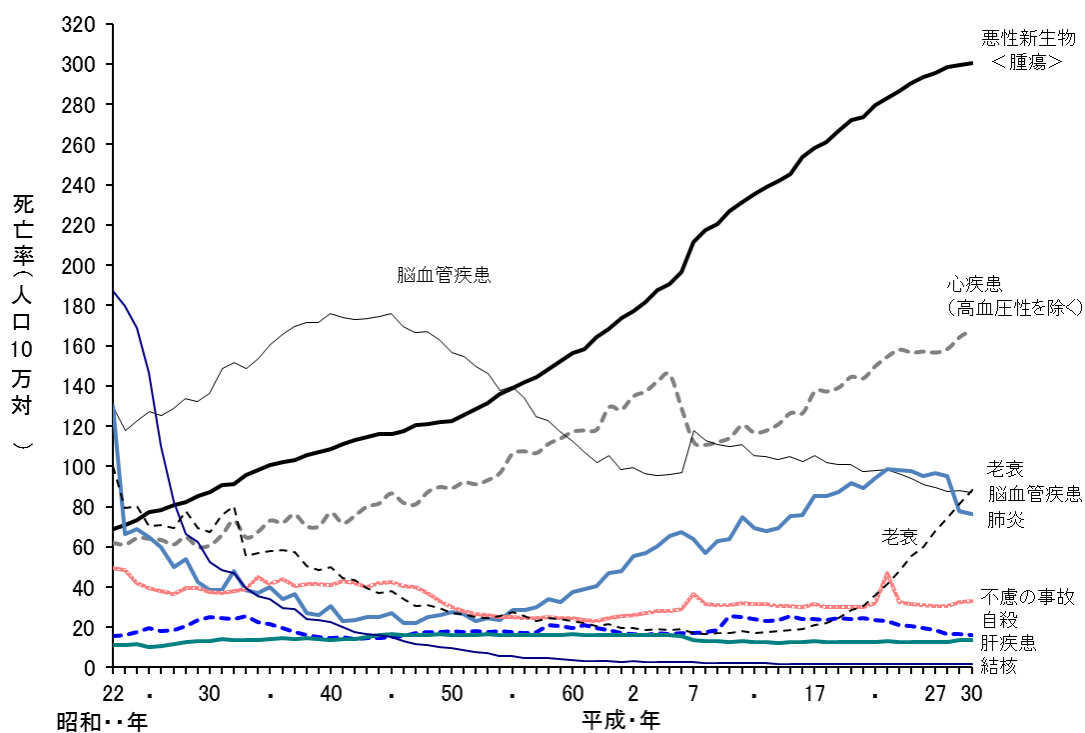


図 1.2 主な死因別にみた死亡率（人口10万対）の年次推移 [4].

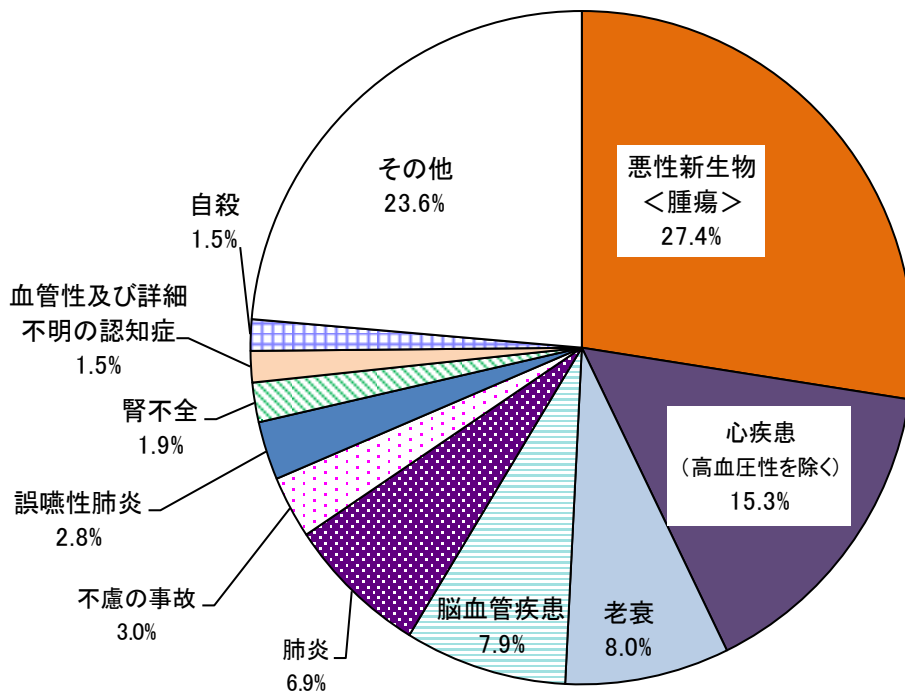


図 1.3 主な死因別死亡数の割合（2018 年）^[4].

がんの治療方法には基本的に手術療法，化学療法，放射線療法の 3 種類がある．これまで手術療法ががん治療の中心であったが，近年の化学療法，放射線療法の進歩によってより効果的な治療法を提案できるようになってきている．特に放射線療法は根治的な治療法であり，治療後の生活の質を維持できるという長所をもつことから注目されている．

放射線療法では X 線， γ 線のような光子線や陽子，炭素イオンのような粒子線が用いられる．これらのうち後者をを用いる治療が粒子線がん治療である．光子線を用いる治療に対する粒子線がん治療の特徴は，がんの位置に高線量を集中させられることである．図 1.4 に放射線による深部線量分布を示す．X 線の場合，線量は表面近くで最大となり，深度の増加に対して減少するのに対し，粒子線の場合，そのエネルギーで停止する深さで線量は急激に増加して最大となり，さらに深い部分で急激に減少することがわかる．粒子線のエネルギーを調整してこの最大線量を与える深さをがんの位置に設定することで，がんに十分な線量を投与し，かつ，周囲の正常組織への影響を少なくできるのである．

粒子線がん治療施設は，この数年間で治療施設の建設が進み，2019 年現在，日本に 23カ所ある^[7]．国内の粒子線がん治療施設を図 1.5 に示す．これらの施設に加えて山形大学医学部東日本重粒子センターが現在建設中である．粒子線治療施設を建設，運用していくためには遮蔽といった放射線安全管理に関する問題への対策をおこなわなければならないため，放射線量の空間分布を正確に見積もることは粒子線治療施設の設計に必要である．

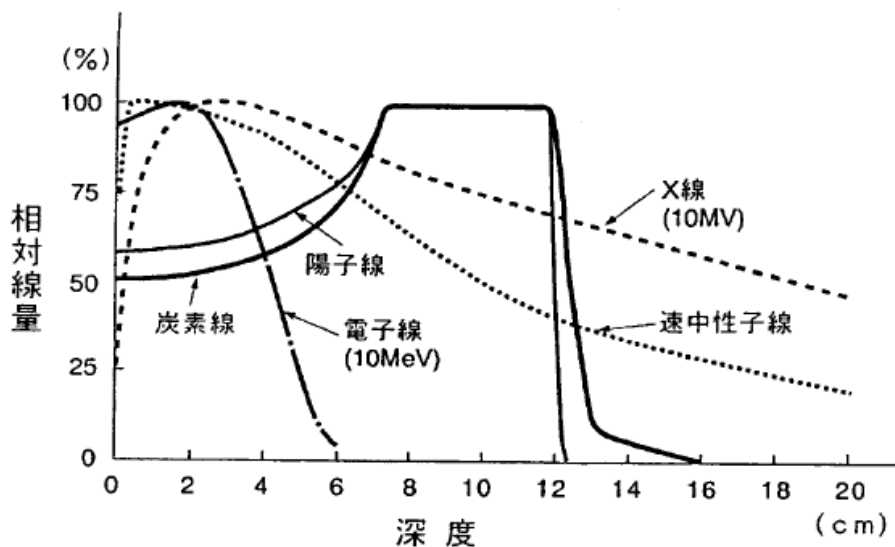


図 1.4 荷電粒子線と他の放射線の深部線量分布^[6].

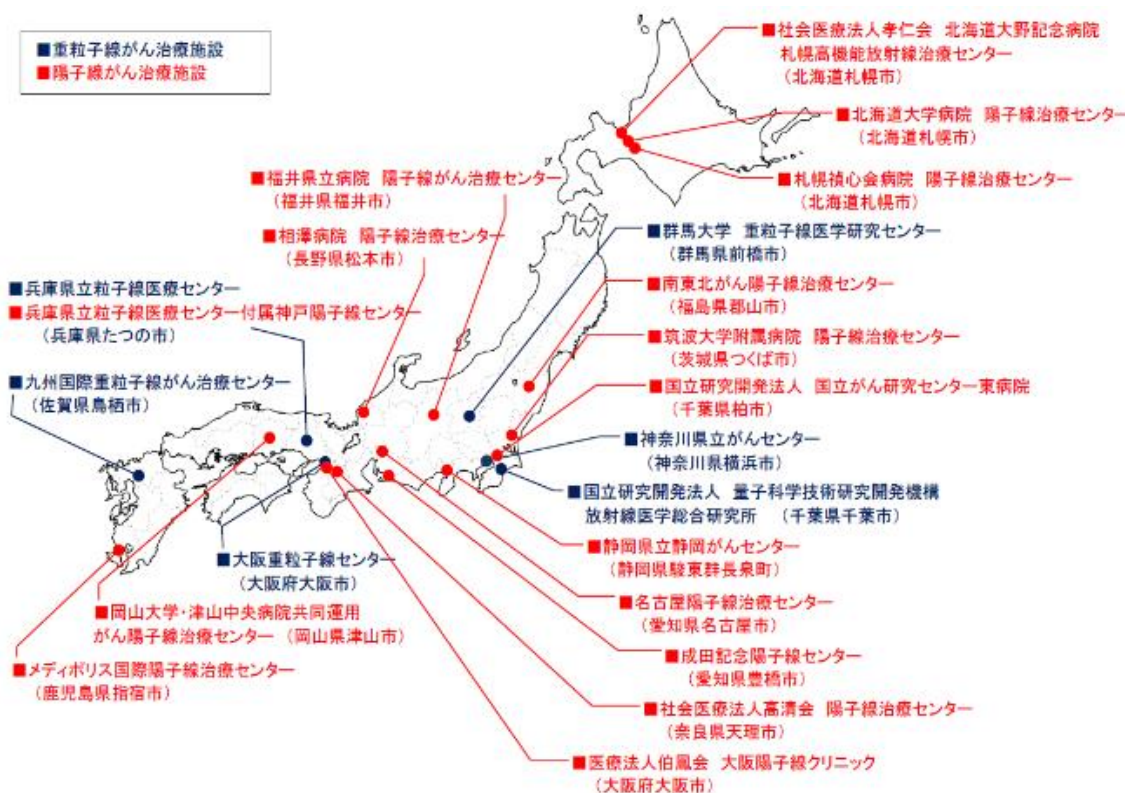


図 1.5 日本の粒子線がん治療施設^[8]. 図中の施設に加えて京都府立医科大学永守記念最先端がん治療研究センター（京都府京都市）が2019年4月に治療を開始している。

1.1.3 粒子輸送計算と核データ

ADS や粒子線がん治療施設の設計に必要な照射損傷や放射線量の空間分布の見積もりには粒子輸送計算が利用される^{[9]–[11]}。粒子輸送計算にはモンテカルロ法を用いた粒子輸送計算コードを使用する。表 1.1 に示すように、世界中でさまざまな計算コードが開発されており、いろいろな分野で利用されている^{[12]–[15]}。日本が中心となって開発している粒子輸送計算コードに PHITS^[15] がある。PHITS は keV 領域から GeV 領域までの広いエネルギー範囲での粒子輸送に対応しており、重イオンの輸送も扱うことができるので、加速器分野や医療分野など広く利用されている。

表 1.1 代表的な粒子輸送計算コード。

コード	開発機関	主な利用分野
MCNPX	Los Alamos National Laboratory	原子力, 医療
GEANT4	CERN など	高エネルギー物理, 医療
FLUKA	CERN, Istituto Nazionale Fisica Nucleare	加速器, 医療, 宇宙
PHITS	日本原子力研究開発機構 など	加速器, 医療, 宇宙

核子や重イオンの輸送計算では核反応模型や核データライブラリーが利用される。図 1.6 に PHITS に利用されている核反応模型や核データライブラリーを示す。エネルギー範囲や輸送する粒子に応じて核反応模型やライブラリーは使い分けられる。核反応模型は一般に 2 段階で組み立てられ、第 1 段階のはやい反応過程（非平衡系の反応）を記述する模型と第 2 段階の遅い反応過程（平衡系の反応）を記述する模型で構成される。この構成は、核反応における反応過程の時間スケールによって反応過程を二分できるという考えに基づいている。第 1 段階（カスケード過程）を記述する模型には核内カスケード (INC) 模型^{[16]–[18]} や量子分子動力学 (QMD) 模型^{[19][20]} などがあり、第 2 段階（蒸発過程）を記述する模型には蒸発模型^{[21][22]} がある。

蒸発過程では陽子、 α 粒子などの軽荷電粒子や中性子が多く放出され、特に中性子の放出量は顕著であることから、蒸発模型によるこれら粒子の放出の記述は材料の放射線損傷や中性子工学において重要な役割をもつ。このように核反応模型が核反応を正確に記述することが、粒子輸送計算による諸量の正確な見積もりにつながるので、核反応模型の信頼性を評価しておくことは重要である。

核反応模型の信頼性評価では、模型による予測と核データとの比較をしばしばおこなう。粒子輸送計算における核反応模型の役割は、さまざまな標的核について核反応で生成する粒子のエネルギーと放出方向を与えることである。したがって核データにはエネルギー角度二

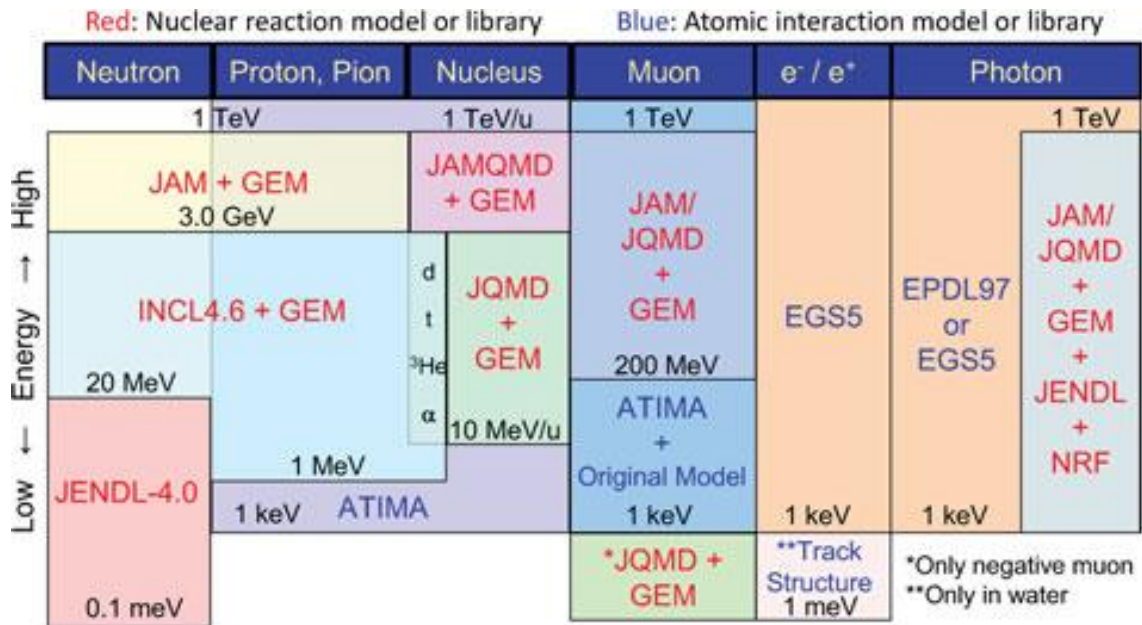


図 1.6 PHITS に利用されている核反応模型や核データライブラリー [15].

重微分断面積 (DDX) データが用いられ, DDX データは軽い核から重い核までの幅広い角度範囲で測定された系統的なデータであることが望まれる.

1.2 現状と問題点

1.2.1 核反応模型

INC 模型と一般化蒸発模型 (GEM)^[21] で構成される核反応模型 (INC + GEM) は図 1.6 に示したように, 核子入射反応を記述する代表的な核反応模型である. INC 模型は PHITS の中で入射エネルギー 1 MeV 以上の核反応に利用されるが, 200 MeV 以上の高エネルギー領域で DDX 実験データを再現し, 数十 MeV 領域では再現できていなかった. そのため, INC 模型は一般に 200 MeV 以上において有効と考えられていた. しかし近年, INC 模型に新たな 3 つの物理過程 (A) 放出粒子の軌道偏向, (B) 標的核の集団励起, (C) 放出粒子の障壁透過が導入されたことによって図 1.7 に示すように, 数十 MeV 領域において INC + GEM の $(p, p'x)$ 反応 DDX 実験データの再現性が向上した^{[23][24]}. 計算によるエネルギースペクトルの 30 MeV 以下における改善は物理過程 (C) の導入によるものであり, 30 MeV 以上における改善は後方角においては主に (A) の, 前方角においては主に (B) の導入によるものである. これらの改善によって INC 模型が 50 MeV 領域において適用可能であることが示された.

しかし, INC + GEM の予測は図 1.8 に示すように放出陽子エネルギー 20–30 MeV の範囲と 10 MeV 付近で実験データを最大 2 倍過大評価し, 55 MeV 付近で過小評価するという

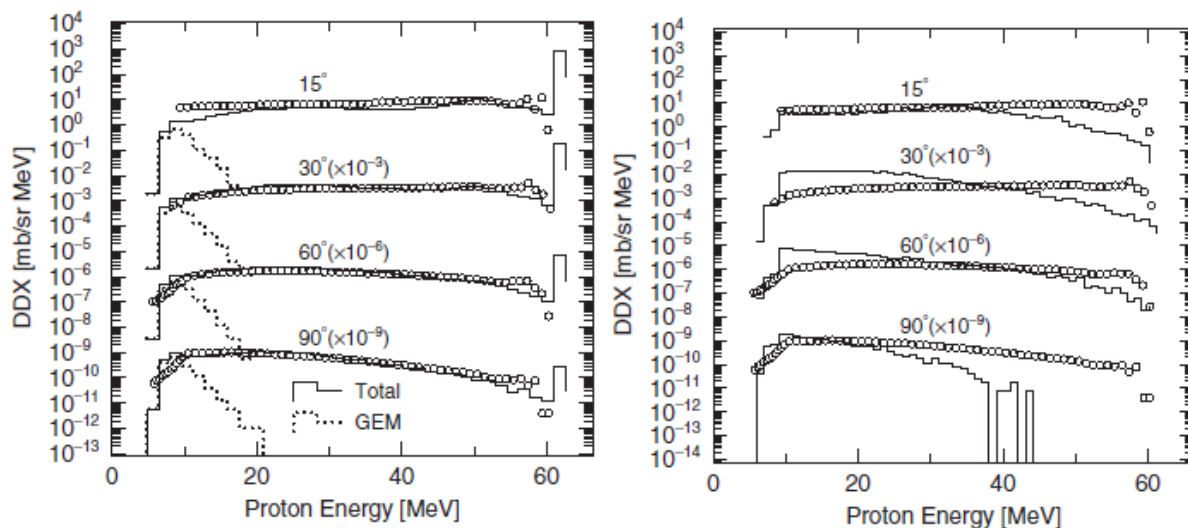


図 1.7 入射エネルギー $E_p = 61.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトル^[24]: (左) 新たな物理過程を導入した計算; (右) 従来 of 計算. 白丸は実験データ, 実線は INC + GEM による計算結果, 点線は GEM による計算結果を表す.

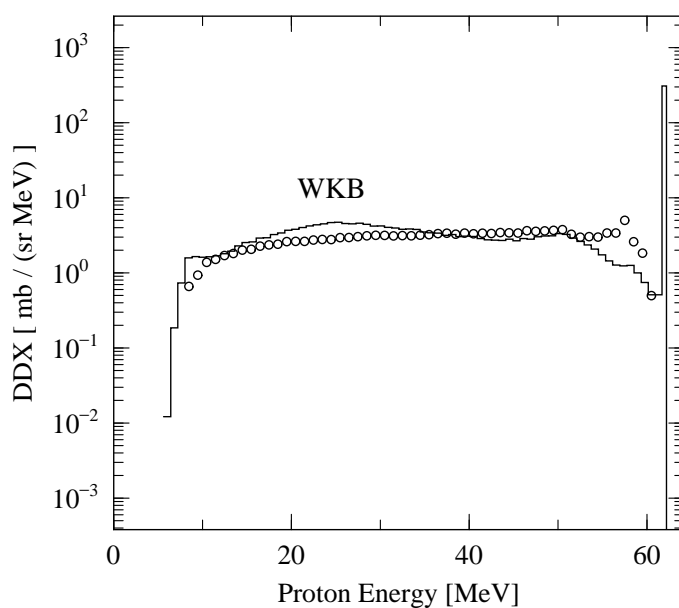


図 1.8 $E_p = 61.7$ MeV における 30° での $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトル. 白丸は実験データ, 実線は INC + GEM による計算結果を表す.

問題が残った。55 MeV 付近での過小評価の要因は集団励起の記述にあると考えることができるが、本研究の範囲をこえる。20–30 MeV と 10 MeV 付近での過大評価はそれぞれ INC 模型と GEM によるものであり、その主要因は障壁透過陽子の記述にあると考えられる。

INC 模型による透過陽子の記述ではクーロン障壁だけでなく、遠心力障壁も扱わなければならないが、遠心力障壁の透過では s 波以外を扱うことから理論構築が難しく、遠心力障壁の透過についての研究例がほとんどない。INC 模型に近年導入された透過係数には、Wentzel-Kramers-Brillouin(WKB) 近似によって得られるクーロン障壁透過係数に遠心力障壁を考慮するためのパラメータを含めた関数が用いられ、パラメータは $(p, p'x)$ 反応 DDX 実験データをもっともよく再現するように決められた。しかし、この方法では 20–30 MeV の範囲で過大評価するため、新しい透過係数の決定方法を考案する必要がある。また、考案した決定方法の検証には実験データが必要である。

GEM による透過陽子の記述ではクーロン障壁だけを扱えばよい。GEM では放出粒子のエネルギーを決定するのに逆反応断面積を使用するが、この逆反応断面積は粒子のエネルギーの関数として与えられ、クーロン障壁エネルギーをしきい値にもつ。このしきい値によって GEM は図 1.9 に示すように、クーロン障壁エネルギー以下の陽子を記述しない。また、GEM の計算結果は 7 MeV で最大値を与えるのに対し、実験データは 10 MeV から低エネルギー側に向かって減少しており、GEM の予測が実験データの傾向と異なる点も問題である。そこで、GEM に使用されている逆反応断面積を修正する必要がある、修正した断面積の検証には実験データが必要となる。

また、GEM には質量数 120 以上の重い標的核からの陽子の角度分布の予測が DDX 実験データを再現しないという問題があることもわかっている。図 1.10 に $E_p = 61.5$ MeV における $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応で放出する 8.4 MeV 陽子の角度分布を示す。GEM の予測は重心系で等方的に粒子が放出するという仮定に基づくので、実験室系での DDX は前方角から後方角にわたりほぼ一定である。これに対して実験値は 15° から 30° へ放出角が大きくなると 0.2 倍に減少し、 120° ではさらに 0.6 倍に減少する。蒸発過程で放出する粒子の角度分布は 90° 対称となることが知られているので、GEM の仮定の検証には 120° より後方角での実験データの分布を調べる必要がある。したがって 120° よりも大きな放出角での実験データを取得することが必要である。

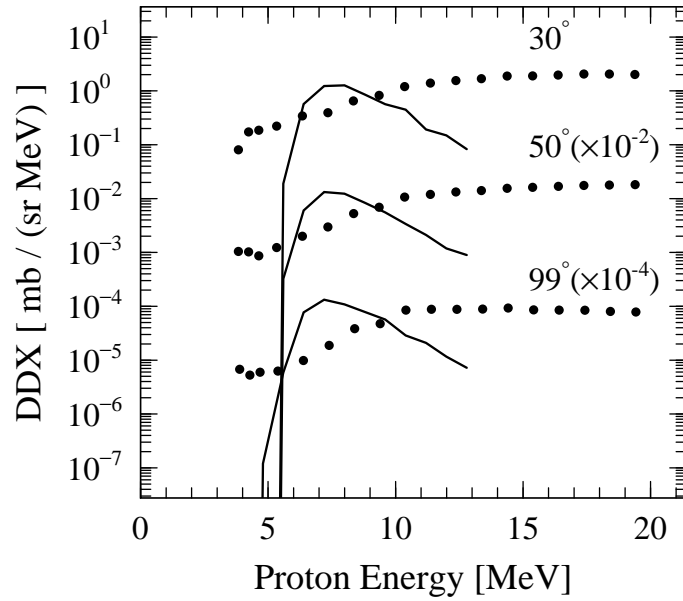


図 1.9 $E_p = 61.5$ MeV における $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトル. 黒丸は実験データ, 実線は GEM による計算結果を表す.

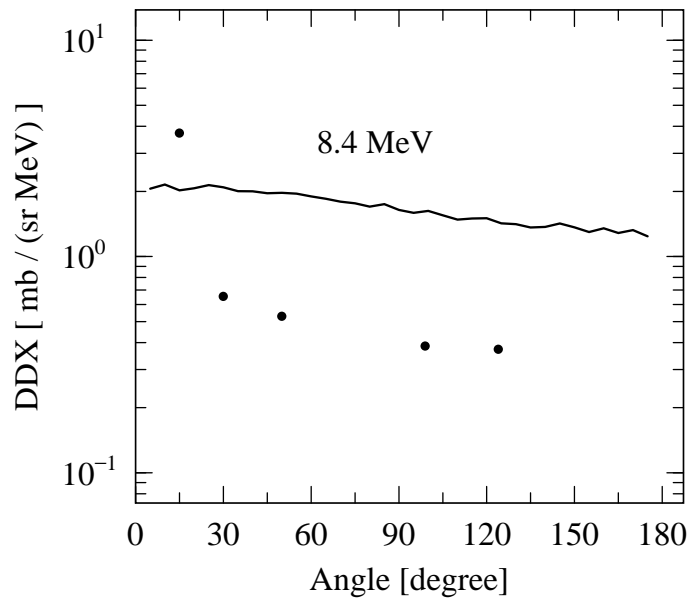


図 1.10 $E_p = 61.5$ MeV における $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応で放出する 8.4 MeV 陽子の角度分布. 黒丸は実験データ, 実線は GEM による計算結果を表す.

1.2.2 二重微分断面積データ

入射エネルギー数十 MeV における軽い核から重い核までの標的核についての $(p, p'x)$ 反応 DDX の実験データは, Bertrand ら^[25] と原田ら^[26] によって報告されている. Bertrand らは $E_p = 29, 39, 62$ MeV において ^{12}C から ^{209}Bi までの 10 核種を用いてデータを取得しており, 原田らは $E_p = 42, 68$ MeV において ^{12}C から ^{209}Bi までの 5 核種を用いてデータを取得している. Bertrand らが用いた標的核と測定した角度を $E_p = 29, 39, 62$ MeV それぞれについて表 1.2-1.4 にまとめる. また, 原田らが取得した実験データについても $E_p = 42, 68$ MeV それぞれに対して同様に表 1.5, 表 1.6 にまとめる. Bertrand らは $E_p = 62$ MeV について 10 核種を用い, 質量数 $A \leq 54$ と $A = 120, 209$ に対して 12° から 160° までの広い角度範囲の実験データを報告している. また, 原田らは $E_p = 42, 68$ MeV について 5 核種を用いて 25° から 150° までの角度範囲の実験データを報告している.

表 1.2 Bertrand らが用いた標的核と測定した角度 ($E_p = 29$ MeV).

標的核	測定角度 [degree]
^{12}C	11, 30
^{16}O	30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 90, 110, 135, 160
^{27}Al	11, 30, 60, 65, 70, 75, 82, 90, 110, 160
^{54}Fe	15, 30, 60, 90, 125
^{120}Sn	15, 30, 125
^{197}Au	30, 60, 90, 130

表 1.3 Bertrand らが用いた標的核と測定した角度 ($E_p = 39$ MeV).

標的核	測定角度 [degree]
^{12}C	20, 30, 45, 60, 90, 110, 135, 160
^{16}O	20, 45, 60, 90
^{54}Fe	15, 20, 30, 47, 60, 90, 120
^{209}Bi	20, 30, 45, 90

表 1.4 Bertrand らが用いた標的核と測定した角度 ($E_p = 62$ MeV).

標的核	測定角度 [degree]
^{12}C	12, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 90, 110, 135, 160
^{16}O	12, 15, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 90, 110, 135, 160
^{27}Al	12, 15, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 82, 90, 110, 160
^{54}Fe	12, 15, 27, 30, 35, 45, 47, 55, 60, 65, 70, 75, 80, 90, 100, 110, 120, 135, 160
^{56}Fe	20, 30, 37, 45, 52, 60, 75, 90, 120, 135
^{60}Ni	15, 20, 25, 40
^{89}Y	30, 50, 75, 99, 124
^{120}Sn	12, 15, 20, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70, 75, 82, 90, 99, 110, 135, 160
^{197}Au	15, 30, 50, 75, 99, 124
^{209}Bi	15, 20, 25, 30, 35, 37, 40, 45, 50, 55, 60, 70, 75, 90, 110, 120, 135, 160

表 1.5 原田ら が用いた標的核と測定した角度 ($E_p = 42$ MeV).

標的核	測定角度 [degree]
^{12}C	25, 30, 35, 40, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 130, 140, 150
^{27}Al	25, 30, 35, 40, 45, 60, 75, 90, 105, 120, 150
^{58}Ni	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150
^{90}Zr	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150
^{209}Bi	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150

表 1.6 原田らが用いた標的核と測定した角度 ($E_p = 68$ MeV).

標的核	測定角度 [degree]
^{12}C	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150
^{27}Al	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150
^{58}Ni	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150
^{90}Zr	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150
^{197}Au	25, 30, 35, 45, 60, 75, 90, 120, 150

しかし、これらのデータを用いて 1.2.1 に示した問題を解決するには以下の 3 点が問題となる。

(A) $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトルが 2–6 MeV の範囲で異なる傾向を示す。

図 1.11 に Bertrand らと原田らが取得した $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトルを示す。前方角でのエネルギースペクトルを比較すると、エネルギーの減少に対して Bertrand らのデータは原田らのデータよりも急に減少する傾向を示す。また、後方角でのエネルギースペクトルを比較すると、Bertrand らのデータは 3 MeV から 5 MeV まで減少、5 MeV から増加の傾向を示すのに対し、原田らのデータの傾向は少ない統計量によって明確でない。

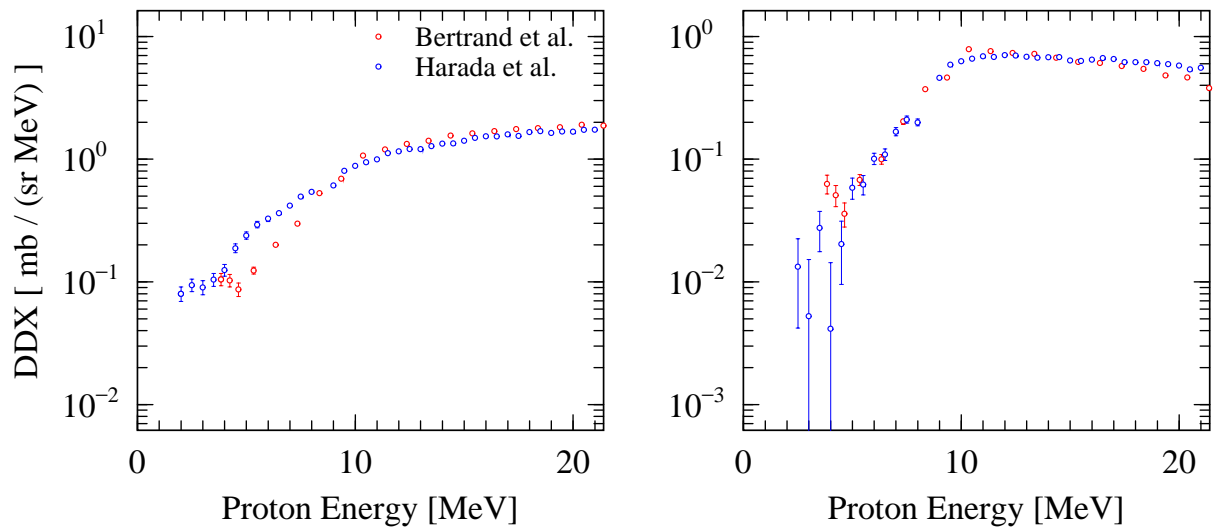


図 1.11 $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトル：(左) 前方角 ($\sim 60^\circ$)；(右) 後方角 ($\sim 120^\circ$)。赤丸は Bertrand らの実験データ ($E_p = 61.5$ MeV)、青丸は原田らの実験データ ($E_p = 68$ MeV) を表す。

(B) 入射エネルギー 40 MeV 領域で 10 MeV 以下の系統的なデータが得られていない。

Bertrand らは表 1.2 と表 1.3 からわかるように質量数 $54 < A < 120$ についてデータを得ておらず、軽い核以外のデータを 130° より前方角で測定するにとどめている。原田らは表 1.5 に示すとおり、 $12 < A < 209$ について 25° から 150° までの角度範囲のデータを報告しているが、そのエネルギー範囲は 10 MeV 以上に限られている。

(C) 重い標的核について 10° 近傍から 120° より後方角までの広い角度範囲でデータが得られていない。

Bertrand らは表 1.4 に示すとおり、重い標的核 $120 < A < 209$ についてのデータを報告しているが、 ^{197}Au については 124° より前方角での測定にとどめており、 ^{209}Bi については $15\text{--}30^\circ$ 、 160° において 9 MeV 以下の放出陽子データを報告していない。原田らは表 1.6 に示すとおり、 $12 < A < 209$ について 25° から 150° までの角度範囲のデータを報告しているが、 10° 近傍でのデータは報告されていない。

1.3 本研究の目的

以上のように INC 模型、GEM にはそれぞれ問題点があるため、粒子輸送計算に用いられるこれらの実験データ再現性を向上させることは重要である。そこで本研究では INC + GEM の $(p, p'x)$ 反応 DDX 実験データ再現性を向上させることを目的とする。1.2.1 で述べたように INC 模型に対しては新たな透過係数の決定方法を考案する。新たな決定方法を INC 模型に適用し、INC + GEM の計算結果と実験データとを比較することで模型を検証する。

GEM に対しては逆反応断面積を修正するが、1.2.2 で示したように GEM が記述するエネルギー範囲で実験データに問題があるため、改良した GEM の検証をおこなえない。そこで 2 MeV 以上の放出陽子のエネルギースペクトルを測定できる検出器を開発し、開発した検出器を用いて $E_p = 40, 70$ MeV に対する系統的な実験データを取得する。取得データを用いて改良した GEM を検証する。また、蒸発過程で放出する陽子の角度分布を調べる。

1.4 本論文の構成

本論文は次の6章で構成される。

本章では研究背景として ADS と粒子線がん治療について説明し、それらの設計において利用される粒子輸送計算コードを紹介した。粒子輸送計算で利用される核反応模型と核データの重要性を示し、INC 模型と GEM の現状と問題点および DDX 実験データの現状と問題点を説明した。これら現状と問題点をふまえて本研究の目的を示した。

第2章では検出器の開発について説明する。まず検出器の構成を示し、前段検出器の選定について説明する。次に粒子識別法と粒子識別における検出器の動作を説明する。最後に検出器の詳細な構造を記述し、動作試験で得た検出器の特性を説明する。

第3章ではまず $(p, p'x)$ 反応 DDX 測定実験について述べる。実験施設の簡単な説明を与え、実験体系と検出器の動作条件を詳述する。また、データ収集系について説明する。その後、測定データの解析について、解析手順にしたがって詳しく説明する。

第4章では核反応模型の改良について述べる。まず、INC 模型と GEM を概観する。次に INC 模型に導入する新しい透過係数の決定方法を説明する。最後に GEM の逆反応断面積の修正方法について説明する。

第5章ではまず第2章で示す検出器を用いた粒子識別の2次元図を示し、水素同位体の識別能力を議論する。次に $(p, p'x)$ 反応 DDX 取得データとすでに報告されているデータとを比較して取得データの妥当性を確かめ、取得データを用いて DDX のエネルギー、角度依存性について考察する。その後、改良した核反応模型による計算と実験データとを比較して改良した模型を検証する。最後に取得データと核データライブラリーを用いた計算とを比較して計算の実験データ再現性を評価する。

第6章では結論を述べる。

第2章 検出器の開発

2.1 設計

2 MeV以上の放出陽子のエネルギースペクトル測定に使用する検出器の概略図を図2.1に示す。この検出器はブラッグカーブカウンター (BCC)^{[27][28]} と2つのSi表面障壁型検出器 (SSD), BGOシンチレータで構成される。測定下限のエネルギーを下げるために、この検出器ではSSDからなる従来の $\Delta E - E$ 検出器にかえてグリッド付きの平行平板気体電離箱であるBCCを前段検出器として採用した。BCCを前段検出器として採用したのは、従来の $\Delta E - E$ 検出器と比べてBCCに次のような利点があるからである。

- (A) BCC単体で粒子識別できる点
- (B) 検出ガスの圧力を調整することでBCCの厚さを変えることができる点
- (C) $\Delta E - E$ SSDより大きな立体角を得られる点

(A)については2.2で説明する。(B)の利点は、検出器の不感層や測定機器のしきい値によってエネルギースペクトルに生じる隙間の補間に役立つ。(C)の利点はより短時間で十分な統計量の確保に役立つ。 $\Delta E - E$ SSDを用いる場合、 ΔE SSDの静電容量を小さくするために有感面積を小さくしなければならないが、BCCを用いる場合にはそのような制約を受けない。

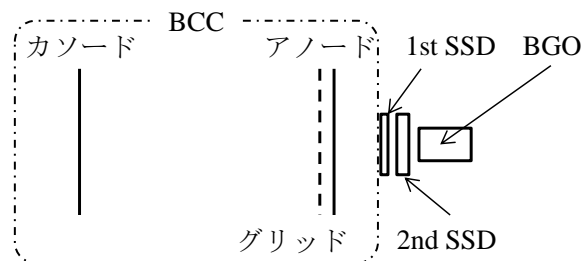


図 2.1 開発した検出器の概略図。2次粒子は図の左側からカソード中央の入射窓を通過して検出器に入る。

2.2 粒子識別法

開発した検出器を用いた粒子識別には2次粒子のエネルギーに応じて、BCC単体での粒子識別法または $\Delta E - E$ 法を使用する。

2次粒子のエネルギーが低く、2次粒子がBCCのグリッド手前で止まる場合、BCC単体での粒子識別法を用いる。2次粒子がBCCに入射すると、BCC内部の検出ガスを経路に沿って電離する。電離で生じる電子-イオン対の個数は2次粒子の付与エネルギーに比例するので、電子-イオン対の個数分布は図2.2の左図に示すようにブラッグ曲線で表される分布に相当する。生成した電子はBCC内部の電場によってその分布を保ちながらグリッドの方へ移動する。厳密には電子の個数分布は電子の拡散によって変化するが、 μs 程度の移動時間での電子の拡散は1 mm以下であり^[29]、拡散による分布の変化は問題にならない。また、検出ガスには2.3節で述べるようにAr + 10% CH₄を使用するため電子付着が起こりにくく、個数分布は保たれる。すべての電子がグリッドを通過してアノードにたどり着くと図2.2の右図のようなアノード信号を得ることができる。図2.2からわかるように、アノード信号の時間分布の形はもとの電子の分布の形と逆になる。このアノード信号の積分とピークの高さからそれぞれ2次粒子のエネルギーとブラッグピークの高さを推定できる。アノード信号の積分とピークの高さは、波形データを取得した後に波形解析する方法や時定数の異なる増幅器を用いる方法で得られる。本研究では測定中に粒子識別を確認できる後者の方法を用いる。図2.3、図2.4に示すように、ブラッグピークの高さは2次粒子の原子番号と質量によるので、原子番号の異なる2次粒子を同位体ごとに識別できる。

BCC単体での粒子識別法はこれまで1 MeV/u以上の α 粒子や重イオンの識別に利用されてきたが、水素同位体の識別に利用された前例はない。重イオンの例から1 MeV以上の陽子の識別を期待できるが、水素同位体は重イオンより線エネルギー付与が小さいので識別に必要なエネルギー分解能を確保する工夫が必要となる。

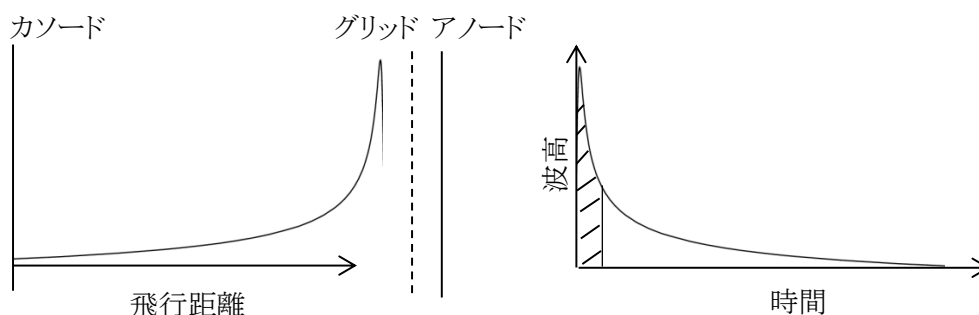


図 2.2 BCC 内で生じる電子の分布 (左) とアノード信号の時間分布 (右)。ブラッグピークの高さは右図の斜線部分を積分することで得られる。図中のアノード信号の極性は反転されている。

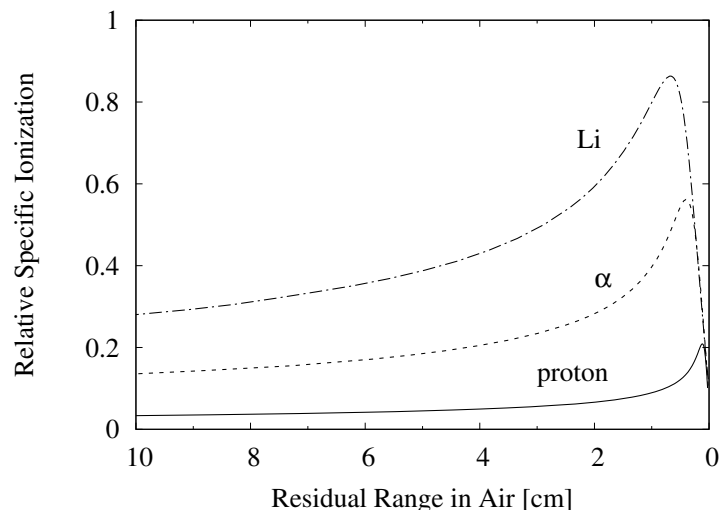


図 2.3 陽子, α 粒子, Li に対するブラッグ曲線. 実線は陽子, 破線は α 粒子, 一点鎖線は Li の空気中でのブラッグ曲線である.

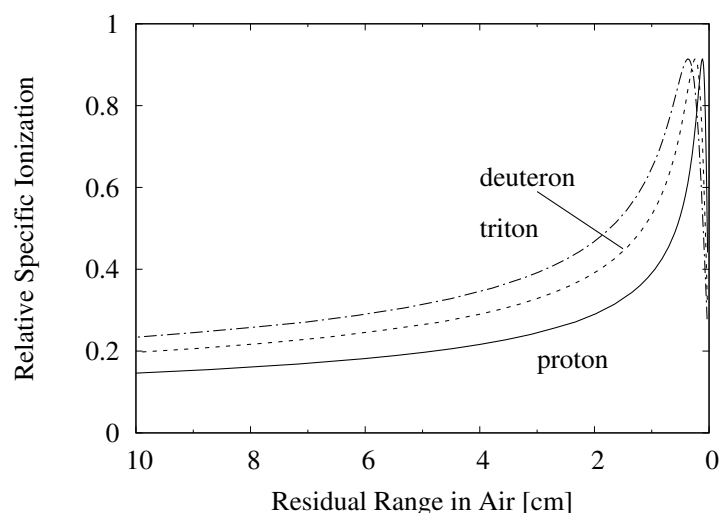


図 2.4 陽子, 重陽子, 三重陽子に対するブラッグ曲線. 実線は陽子, 破線は重陽子, 一点鎖線は三重陽子の空気中でのブラッグ曲線である.

2次粒子のエネルギーが高く, 2次粒子が BCC のアノードを貫通する場合, $\Delta E - E$ 法を用いる. $\Delta E - E$ 法では, ΔE 検出器への付与エネルギーと E 検出器への付与エネルギーとの関係が粒子の質量と電荷によることを利用して粒子を識別する. 速さ v の粒子が物質中の経路に沿った単位長さあたりに付与するエネルギー $-dE/dx$ はベーテの式 (2.1) で表される.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left(\ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 \right) \quad (2.1)$$

ここに、 N_a はアボガドロ数、 r_e は古典的電子半径、 m_e は電子の質量、 c は光速、 ρ は物質の密度、 Z は物質の原子番号、 A は物質の質量数、 z は粒子の電荷、 W_{\max} は衝突あたりに付与される最大エネルギー、 I は平均励起ポテンシャルであり、 $\beta = v/c$ 、 $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。式 (2.1) の $(\ln(2m_e\gamma^2v^2W_{\max}/I^2) - 2\beta^2)$ は図 2.5 に示すように β が非常に小さいときまたは非常に大きいときを除いてあまり変化しないので、これを定数とみなし、粒子の運動エネルギー T を、粒子の質量 m を用いて

$$T \sim \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.2)$$

と表せば、式 (2.1) は次式のように表される。

$$-\frac{dE}{dx} \sim k' \frac{mz^2}{T} \quad (2.3)$$

ここに、 k' は定数である。したがって厚さ Δx の ΔE 検出器への付与エネルギー ΔE と E 検出器への付与エネルギー E との関係は $k = k'\Delta x$ として式 (2.4) のように書ける。

$$\Delta E \sim k \frac{mz^2}{E + \Delta E} \quad (2.4)$$

図 2.6 に式 (2.4) の関係を用いた粒子識別のようすを示す。図 2.6 において、 $E = 0$ として得られる直線は ΔE 検出器で停止する粒子を表しており、識別できない粒子である。 $\Delta E - E$ 法による粒子識別では一般に図 2.7 に示すように識別できない粒子を縦軸上に表示する ΔE vs E の 2 次元図を用いる。開発した検出器における $\Delta E - E$ 検出器の組み合わせは BCC - 1st SSD, 1st SSD - 2nd SSD, 2nd SSD - BGO シンチレータの 3 通りである。

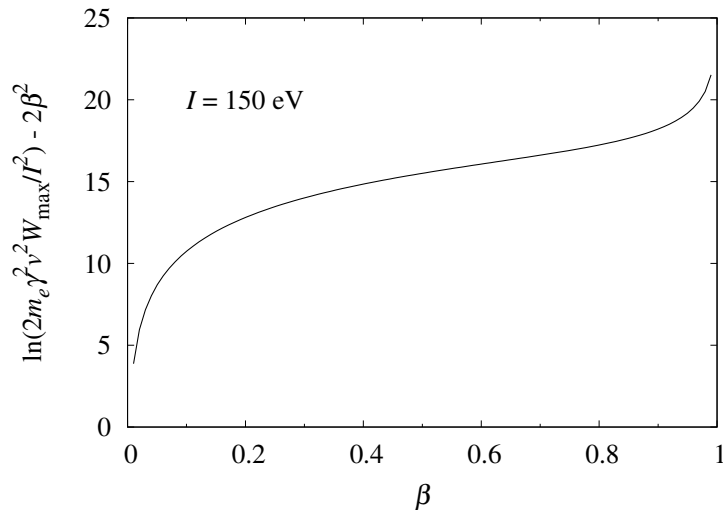


図 2.5 $(\ln(2m_e\gamma^2v^2W_{\max}/I^2) - 2\beta^2)$ の β 依存性。平均励起ポテンシャル I にはアルミニウムに対する値を用いてある [30]。

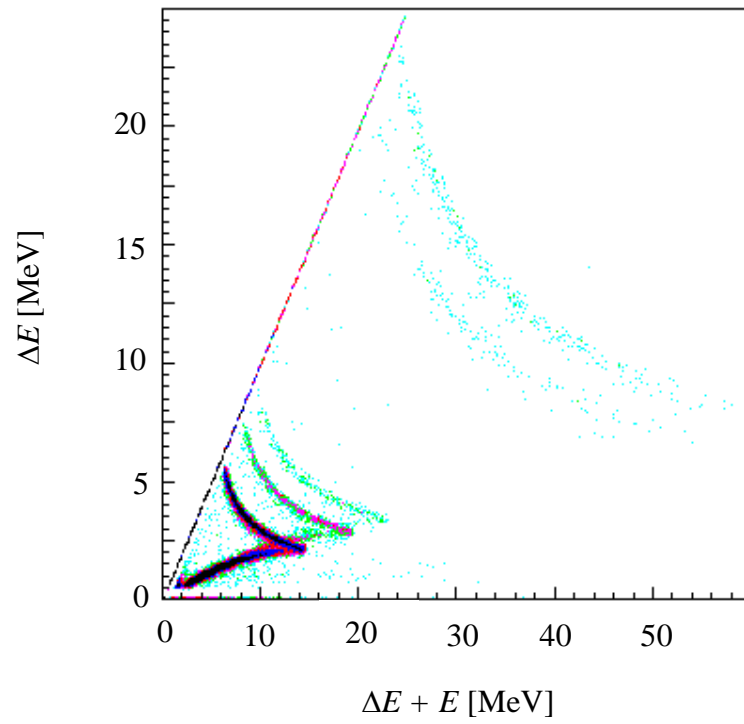


図 2.6 ΔE vs $E + \Delta E$ の 2 次元図.

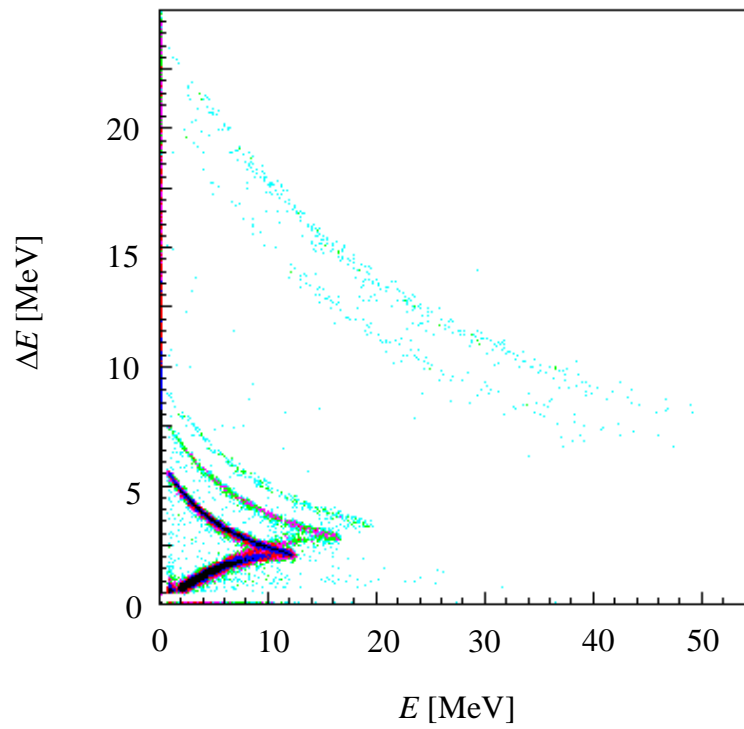


図 2.7 ΔE vs E の 2 次元図.

2.3 構造

開発した検出器の立面図を図 2.8 に示す。円筒形の容器内部は検出ガスの Ar + 10 % CH₄ で満たされている。検出ガスの圧力は最大 106.6 kPa まで使用できる。この最大圧力は主に入射窓の耐圧によって制限される。BCC の電極はカソード、リング電極、グリッド、アノードからなる。カソード-グリッド間、グリッド-アノード間の距離はそれぞれ 150 mm, 5 mm である。

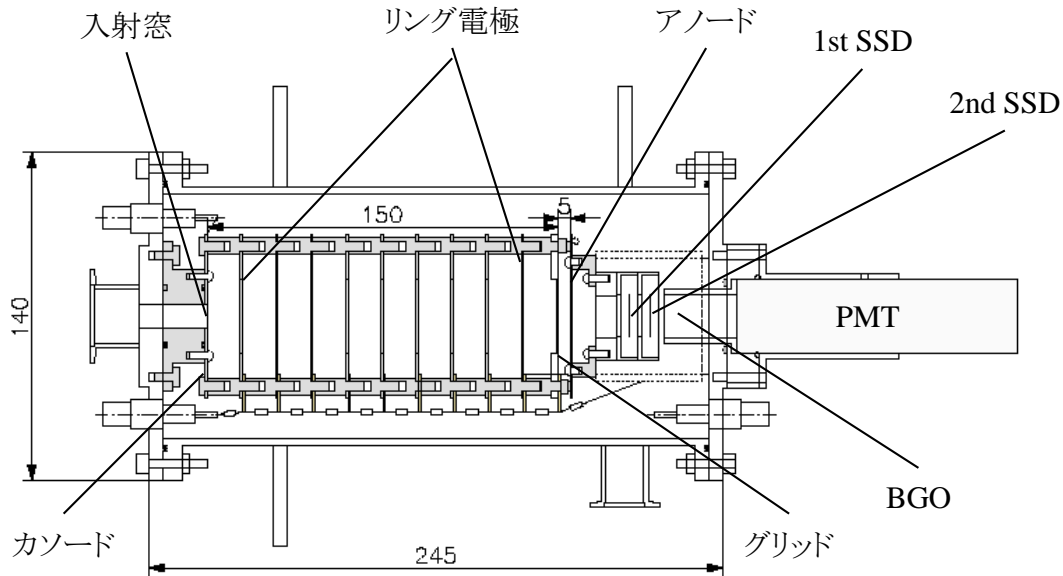


図 2.8 開発した検出器の立面図。

カソードは直径 70 mm, 厚さ 1 mm のステンレス板であり, 厚さ 18 mm のテフロン絶縁物に固定されている。カソードの中心には直径 10 mm の穴があいており, 穴にはエポキシ系接着剤によって厚さ 2.17 μm のアルミナイズドマイラー箔が接着されている。このアルミナイズドマイラー箔は直径 0.1 mm のタングステンワイヤーからなるタングステンメッシュ (12 meshes/cm) によって支持されている。ステンレス板とアルミナイズドマイラー箔は電氣的に接続しているので, カソードは電極としてだけでなく薄い入射窓としても機能する。

リング電極は内径 32 mm, 外径 70 mm, 厚さ 1 mm のステンレス板であり, 9 枚のリング電極がカソード側から並べられている。カソード-グリッド間に一様電場を形成するために, リング電極を PEEK スペースャによって等間隔で並べ, リング電極間およびリング電極-グリッド間を 1 M Ω の抵抗で接続してある。

グリッドは内径 32 mm, 外径 70 mm, 厚さ 3 mm のステンレス板に張られた直径 0.1 mm の金メッキタングステンワイヤーである。ワイヤーの間隔は 1 mm としてある。グリッド電極は 1 M Ω の抵抗を用いてグラウンドに接続してある。

アノードは直径 70 mm, 厚さ 0.5 mm のステンレス板であり, 中心に直径 32 mm の穴が

あいている。穴には厚さ $5.7 \mu\text{m}$ のアルミニウム箔がはられている。このアルミニウム箔によって、アノードを貫通する2次粒子のアノードでのエネルギー損失を小さくすることができる。アノードは厚さ 10 mm のテフロン絶縁物に取りつけられ、前置増幅器と接続される。この前置増幅器は、アノード信号の信号対雑音比を向上させるためにアノードのそばに取り付けられている。

アノードの後段には、2つのSSDとBGOシンチレータを取りつけてある。2つのSSDはORTECの表面障壁型全空乏層検出器であり、1st SSDは厚さ $400 \mu\text{m}$ 、有感面積 450 mm^2 のTB-023-450-400、2nd SSDは厚さ 1 mm 、有感面積 300 mm^2 のTB-019-300-1000である。1st SSDはBCC-1st SSDの組み合わせで $\Delta E - E$ 検出器に用いられるので、BCCのエネルギー分解能で粒子識別できる1st SSDの厚さを選定した。BGOシンチレータは直径 18 mm 、厚さ 31 mm の円柱状結晶であり、 70 MeV 以下の陽子を停止させることができるほど十分に厚い。シンチレータの上面と光電子増倍管(PMT)とを光学グリスを介して接続し、シンチレータ側面には光を効率よくPMTに入れるために白色テフロンを反射材として設置してある。PMTは浜松ホトニクス社のR4993である。

2.4 動作試験

2.4.1 入射窓とグリッドによる不均一性の影響

BCCの入射窓に使用されているアルミナイズドマイラー箔は2.3で説明したように、タングステンメッシュによって支持されているので、BCCの入射窓は均一ではない。また、グリッドはアノード後段の検出器で検出する粒子が通過する不均一な領域である。これらの不均一性は測定する粒子のエネルギースペクトルに影響を与える。そこで、2次粒子が通過する範囲に対してタングステンメッシュおよびグリッドが占める割合をそれぞれ調べた。以下で説明する調査では、 ^{241}Am から放出する 5.5 MeV の α 粒子が厚さ 0.1 mm のタングステンを停止することを利用している。

まず、タングステンメッシュが占める割合を次の手順で得た。

- 1) 3.03 MBq の ^{241}Am α 線源からの α 粒子を BCC で計数し、計数率を得た
- 2) 線源-入射窓間の距離を 373 mm としたこと、入射窓の直径が 10 mm であることから、入射窓の均一性を仮定した場合の計数率を計算した
- 3) 2) で計算した計数率に対する 1) で得た計数率の割合を用いてタングステンメッシュが占める割合を計算した

手順 1) で得た計数率を表 2.1 に示す。

表 2.1 BCC による α 粒子計数の計数率。

計数	測定時間 [s]	計数率 [s^{-1}]
66668	604.18	110.3

手順 2) において均一性を仮定した場合の計数率 C [s^{-1}] は次のように計算される。

$$C = \frac{\pi \cdot 5^2}{4\pi \cdot 373^2} \cdot 3.03 \times 10^6 \sim 136.1 \quad (2.5)$$

表 2.1 と式 (2.5) の計数率からタングステンメッシュが占める割合として $(1 - 110.3/136.1) \times 100 = 19\%$ を得た。この割合は次のように画像解析ソフト ImageJ^[31] を用いることによって得られる。

BCC の入射窓の写真を図 2.9 に示す。黄線の内側の面積を S 、緑線と青線の長さの和を l 、タングステンメッシュの交点の数を n とすると、 α 粒子が通過できる面積 S_α は次式で計算される。

$$S_\alpha = S - 0.1l + 0.1^2n \quad (2.6)$$

画像解析により $S = 78.529 \text{ mm}^2$, $l = 169.523 \text{ mm}$ を得るので, $n = 91$ を用いて $S_\alpha = 62.487 \text{ mm}^2$ が得られる. したがってタングステンメッシュが占める割合として $(1 - S_\alpha/S) \times 100 = 20 \%$ を得ることができる. 以上の計数測定と画像解析の結果から, タングステンメッシュが占める割合は 20 % 程度であることがわかった.

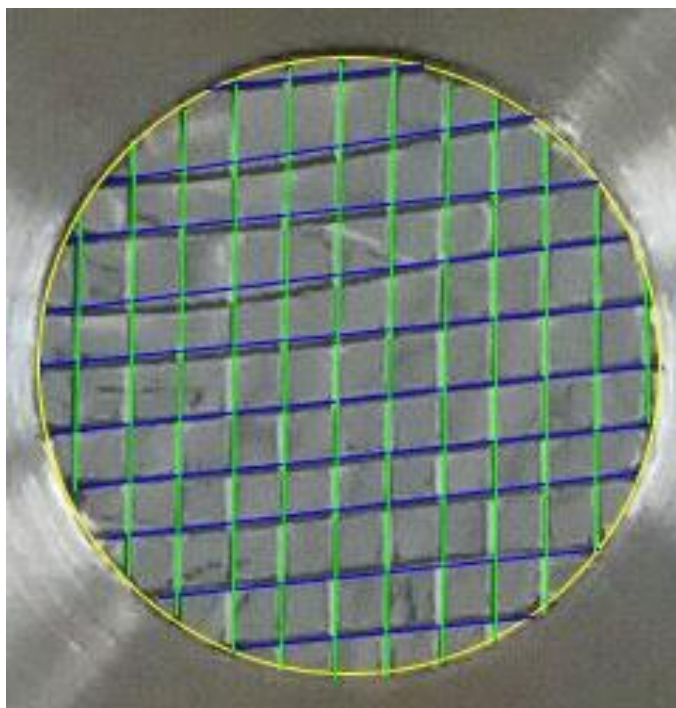


図 2.9 BCC の入射窓. 黄線は入射窓の縁, 緑線と青線はタングステンメッシュを表す.

次にグリッドが占める割合を次の手順で得た.

- 1) 次の 2 条件 (a), (b) それぞれにおいて, 3.03 MBq の ^{241}Am 線源からの α 粒子を 1st SSD で計数し, 計数率を得た
 - (a) カソード, グリッドを設置
 - (b) カソードを設置し, グリッドを除去
- 2) 条件 (b) での計数率に対する条件 (a) での計数率の割合を用いてグリッドが占める割合を計算した

手順 1) で得た計数率を表 2.2 に示す. 条件 (b) での計数率に対する条件 (a) での計数率の割合はグリッドによる α 粒子計数の減少量を表すので, グリッドによって停止する α 粒子の割合は $(1 - 55.98/62.80) \times 100 = 10.9 \%$ と得られる. この割合はタングステンメッシュの場合と同様に ImageJ を用いても得られる.

表 2.2 1st SSD による α 粒子計数の計数率.

条件	(a)	(b)
計数	33911	38043
測定時間 [s]	605.75	605.82
計数率 [s^{-1}]	55.98	62.80

グリッドの写真を図 2.10 に示す. 黄線の内側の面積を S , 緑線の長さの和を l とすると, α 粒子が通過できる面積 S_α は次式で計算される.

$$S_\alpha = S - 0.1l \quad (2.7)$$

画像解析により $S = 154.644 \text{ mm}^2$, $l = 149.936 \text{ mm}$ を得るので, $S_\alpha = 139.650 \text{ mm}^2$ が得られる. したがってグリッドが占める割合として $(1 - S_\alpha/S) \times 100 = 9.7\%$ を得ることができる. 以上の計数測定と画像解析の結果から, グリッドが占める割合は 10% 程度であることがわかった.

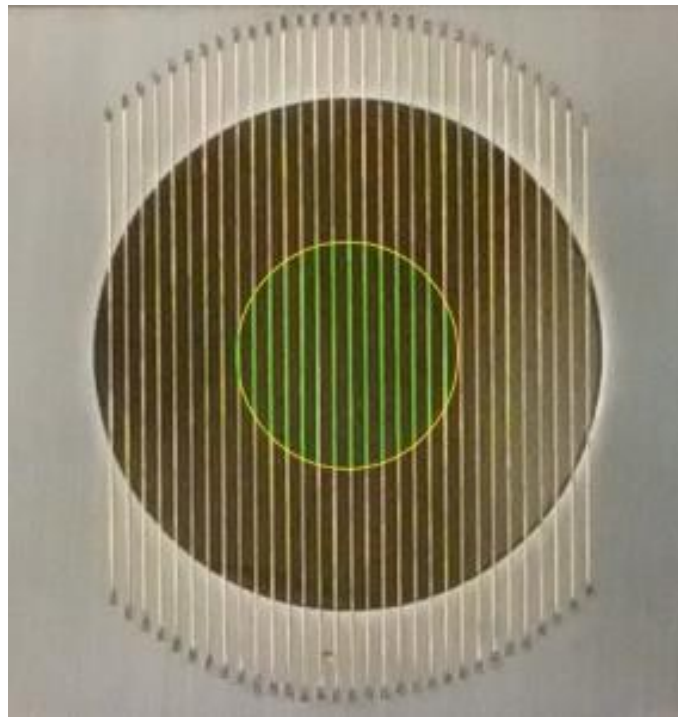


図 2.10 グリッド. 2次粒子は黄線の内側を通過する. 緑線は黄線の内側のグリッドを表す.

2.4.2 エネルギー分解能

粒子識別やエネルギースペクトルに現れるピークの分解をより明確におこなうためには、高いエネルギー分解能が必要である。本研究においては特に低エネルギー粒子を明確に識別することが重要なので、BCCやSSDのエネルギー分解能を把握しておく必要がある。また、データ解析や取得データの信頼性の観点から弾性散乱ピークを観測することも重要であり、BGOシンチレータのエネルギー分解能の測定も必要である。

エネルギー分解能の測定には、十分に薄い ^{241}Am α 線源を使用した。薄い線源を用いるのは、より単色に近い α 粒子を得るためである。図2.11–2.13にそれぞれBCC, 1st SSD, BGOシンチレータを用いて取得した α 粒子の波高スペクトルを示す。取得した波高スペクトルから表2.3に示すように、ピークチャンネル H とピークの半値幅 ΔH を得ることができるので、エネルギー分解能 R [%]を次式から計算できる。

$$R = \frac{\Delta H}{H} \times 100 \quad (2.8)$$

式(2.8)からBCC, SSD, BGOシンチレータの5.5 MeV α 粒子に対するエネルギー分解能はそれぞれ7.8, 0.49, 11 %であることがわかった。

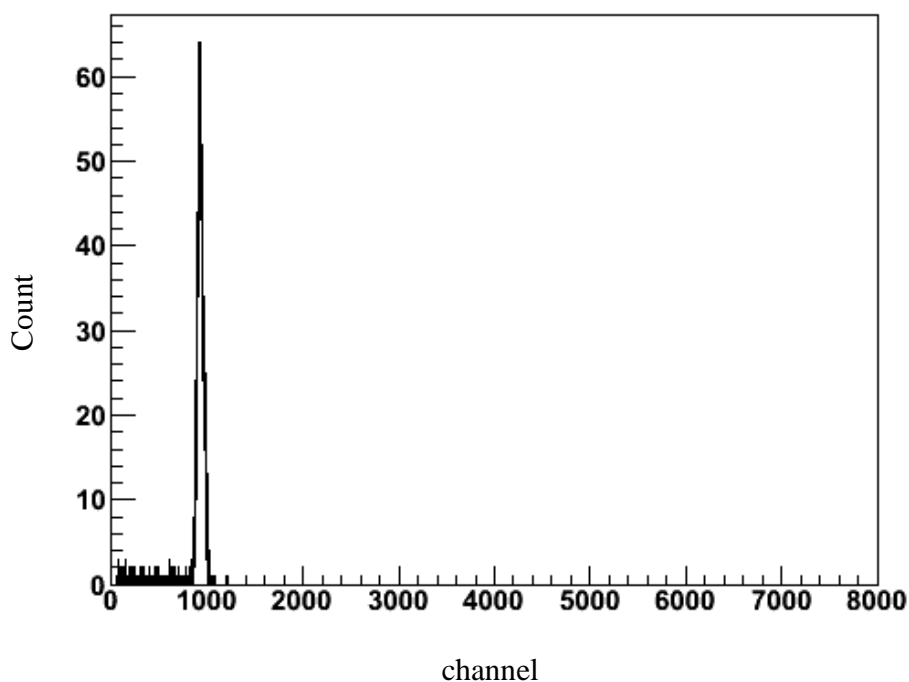


図 2.11 BCC を用いて取得した α 粒子の波高スペクトル。

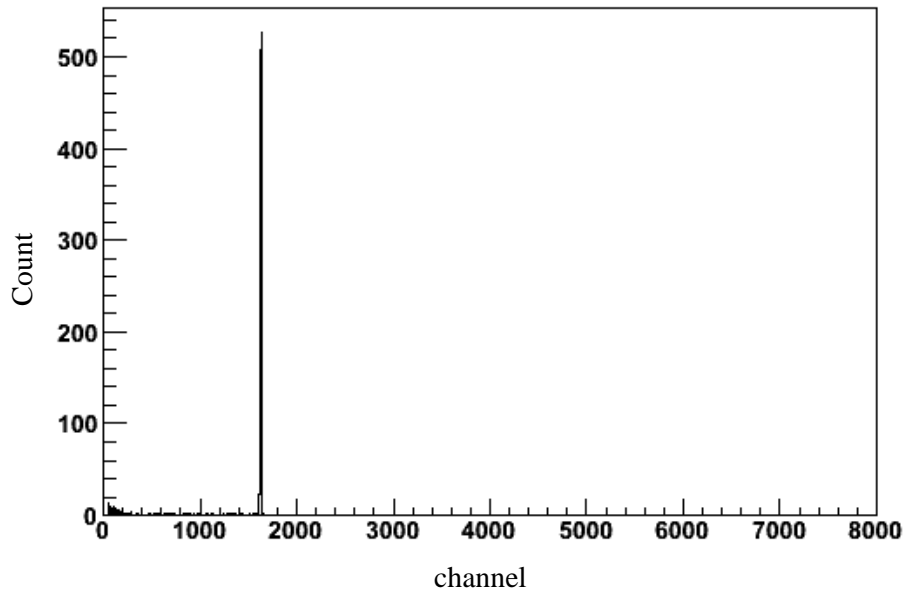


図 2.12 1st SSD を用いて取得した α 粒子の波高スペクトル.

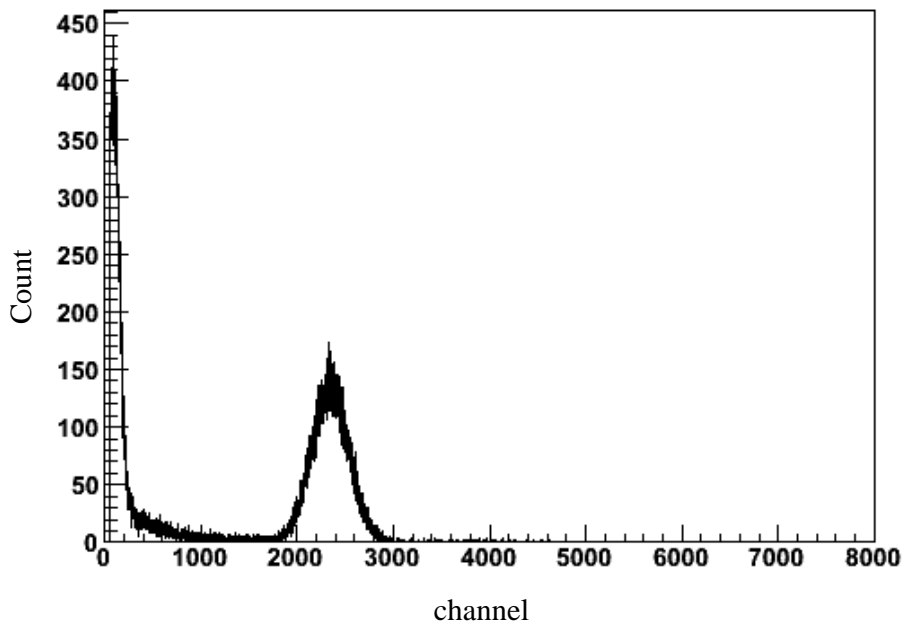


図 2.13 BGO シンチレータを用いて取得した波高スペクトル. 2300 ch にあるピークが α 粒子によるピークである.

表 2.3 ピークチャンネルとピークの半値幅.

検出器	BCC	SSD	BGO
H	934	1631	2331
ΔH	73.2	7.98	257

第3章 実験

3.1 放射線医学総合研究所サイクロトロン施設

二重微分断面積 (DDX) の測定実験をおこなった施設は、国立研究開発法人量子科学技術研究開発機構の放射線医学総合研究所 (NIRS) にあるサイクロトロン施設である。この施設には大型サイクロトロン NIRS-930 と小型サイクロトロン HM-18 がある^[32]。表 3.1 にこれらサイクロトロンの主な用途と供給可能な粒子を示す。HM-18 は短寿命放射性薬剤の製造、開発専用なので、実験では NIRS-930 を利用した。

表 3.1 NIRS のサイクロトロンの主な用途と供給可能な粒子。

サイクロトロン	供給可能粒子	用途
NIRS-930	陽子, 重陽子, He, C など	放射性薬剤の製造, 物理研究など
HM-18	陽子, 重陽子	短寿命放射性薬剤の製造

大型サイクロトロン NIRS-930 は軽い粒子から重粒子までさまざまな粒子を供給でき、これらの粒子を表 3.2 に示す範囲のエネルギーに加速できる。NIRS-930 で加速した粒子は施設内の照射コースに供給される。照射コースは C1-C4, C6-C10 の 9 つであり、RI 生産コースの C1, C2, C4, C9, 中性子照射コースの C3, 汎用照射コースの C6-C8, C10 からなる。図 3.1 に汎用照射コースがある汎用照射室の平面図を示す。本実験では汎用照射コースの C6 コースを利用した。

表 3.2 NIRS-930 の性能.

加速粒子	エネルギー [MeV]
陽子	5-90
重陽子	10-55
^3He	18-147
α 粒子	20-110
重粒子	$110 \times (\text{電荷})^2 / (\text{質量数})$ (最大値)

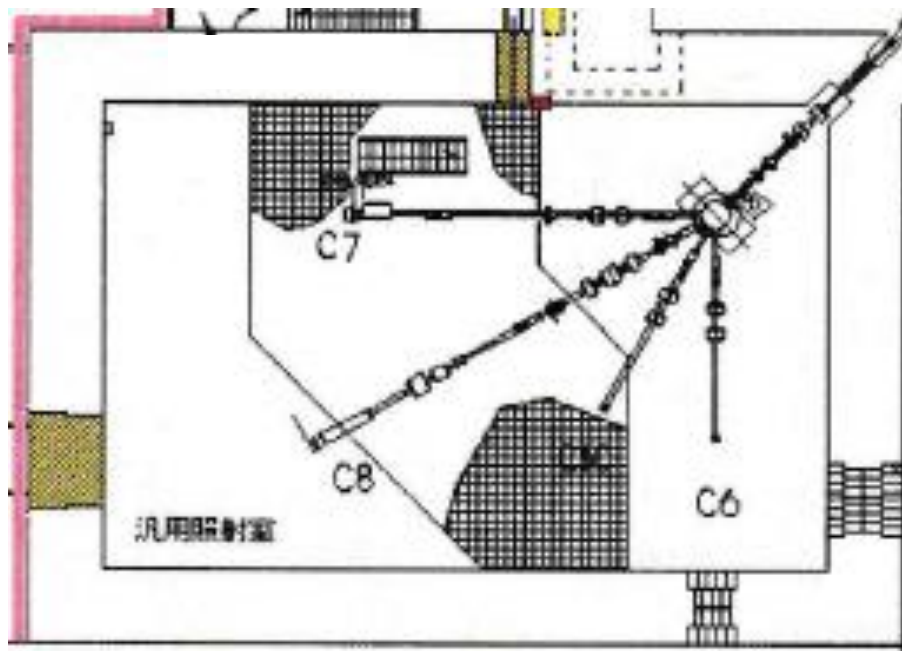


図 3.1 汎用照射室の平面図. 図の右上にのびる粒子輸送ラインはサイクロトロン本体につながっている.

3.2 実験体系と検出器動作条件

3.2.1 実験体系

図 3.2 に C6 コースに構築した実験体系の平面図を示す。C6 コースのビームラインに散乱槽を直接接続し、さらに下流にビームダンプを設置した配管を接続してある。散乱槽内は後述する真空ポンプによって 10^{-3} Pa 以下の真空状態に保たれる。40 MeV または 70 MeV に加速された入射陽子は散乱槽内にある標的試料を通過してビームダンプに吸収される。標的試料からの 2 次粒子は散乱槽の 15° , 60° , 120° , 150° のポートに接続した検出器によって検出される。

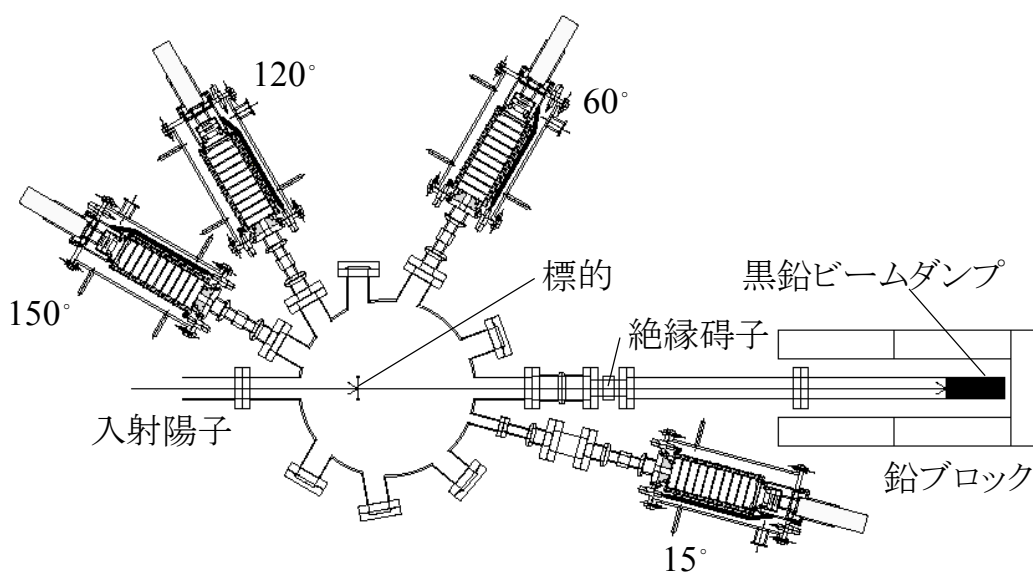


図 3.2 実験体系の平面図.

散乱槽内部には図 3.3 に示す試料取り付け具が設置してある。試料取り付け具は長さ 292 mm, 幅 30 mm, 厚さ 2 mm のステンレス板であり、直径 20 mm の穴が 25 mm 間隔で 11 か所あいている。試料取り付け具はターゲットチェンジャーと接続されているので、真空状態を保ったまま標的試料を変更できる。図 3.3 に示す試料取り付け具には標的試料と蛍光板 (ZnS), α 線源 (^{241}Am) をとりつけてある。表 3.3 に標的試料とその厚さを示す。標的試料の厚さの選定では、

(A) 0.5 MeV 以上の生成陽子が標的試料から放出できる厚さとすること、

(B) 各標的での測定において、1 時間以内に十分な統計量を得られる厚さとすること

を考慮した。 $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的に対しては、ポリエチレン試料に含まれる水素によって散乱した陽子の成分を除去するために黒鉛試料も用いた。蛍光板はビームモニターであり、 α 線源は検出器の動作確認および 3.4 節で述べる立体角測定で用いられる。



図 3.3 試料取り付け具にセットした標的試料, α 線源, 蛍光板 (ZnS).

表 3.3 標的試料とその厚さ.

標的試料	厚さ [μm]
黒鉛	134
ポリエチレン	10.62
アルミニウム	5.36
銅	2.98
銀	2.83
タンタル	3.01
金	0.54

散乱槽下部にはターボ分子ポンプ (TMP) を取り付けてあり, TMP にはドライ真空ポンプを接続してある. TMP は EDWARDS の STP-400 であり, ドライ真空ポンプは檜山工業社の NeoDry15E である. これらのポンプを用いることで測定中, 散乱槽内部を 10^{-3} Pa 以下の真空状態に保つことができる. 散乱槽内の真空度は, 散乱槽下部に取り付けた真空計によって知ることができる. 真空計には東京電子社の CC-10 を用いた.

散乱槽のビーム上流側には標的試料から 325 mm の位置にビームコリメータを設置してある. ビームコリメータは内径 15 mm の穴をもつ厚さ 10 mm のステンレス板であり, 穴の中心とビーム軸が一致するように設置されている. ビームコリメータの役割は, ビームのハローと試料取り付け具との散乱によって生じるバックグラウンド成分の抑制である. このバックグラウンド成分は主に 15° での測定において問題となる. 図 3.4 に BGO シンチレータを用いて 15° で測定した $E_p = 70$ MeV でのバックグラウンドスペクトルを示す. 標的試料からの成分と同程度の強度である 500 ch のピークをビームコリメータによって抑制できている.

散乱槽のビーム下流側にはビームダンプを設置した配管を接続してある. ビームによる放射化での生成核種を少なくするために, ビームダンプには円柱形の黒鉛を用いてある. ビームダンプとステンレスの真空配管はファラデーカップを構成し, 電流計に接続される. これによってビーム電流を知ることができる. ファラデーカップにはポリエチレンの緩衝材を巻いて絶縁し, その周囲に鉛ブロックを積んで γ 線を遮蔽した.

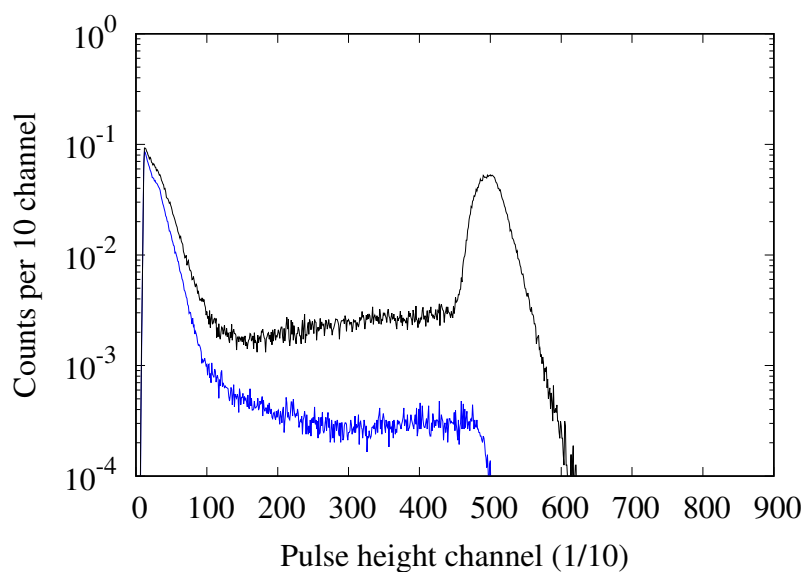


図 3.4 15°でのバックグラウンドスペクトル。黒線はコリメータなし，青線はコリメータありでのスペクトルを表す。これらは同一のビーム粒子数に対するスペクトルである。

3.2.2 検出器動作条件

検出器内部には検出ガスとして Ar + 10 % CH₄を導入してあり，ガス圧を 53.3 kPa (400 Torr) と 106.6 kPa (800 Torr) とした。これら 2 種類のガス圧を使用することで，不感層や信号処理機器のしきい値によって生じるエネルギースペクトル中のすきまの補間を図った。検出ガスの純度を保つために測定中，流量 10 sccm でガスを流した状態にした。ガス圧や流量は日本エム・ケー・エス社の圧力計 (722A) やコントロールバルブ (248A)，マスフローコントローラ (M100B) を用いて制御した。

BCC のカソードおよびカソードにもっとも近いリング電極には高電圧を印加してある。高電圧は RC ローパス・フィルタを通して印加される。検出器内に生成した全電荷を収集できるように，ガス圧 53.3 kPa (400 Torr)，106.6 kPa (800 Torr) において，カソードへの印加電圧をそれぞれ -1000 V，-1300 V とした。SSD に印加したバイアス電圧および PMT に印加した高電圧については表 3.4 に示すとおりである。

表 3.4 SSD および PMT への印加電圧。

SSD および PMT	印加電圧 [V]
TB-023-450-400	150
TB-019-300-1000	170
R4993	-2000

3.3 データ収集系

本研究で開発した検出器からの信号は、BCCのカソードとアノード、2つのSSD、およびBGOシンチレータとPMTからなるシンチレーションカウンターの5つである。これらの信号を図3.5に示すような信号処理系に通し、BCCのアノードとカソード、ブラッグピーク、2つのSSDおよびシンチレーションカウンターの波高信号をA3400データ収集システム（仁木工芸）によって収集した。

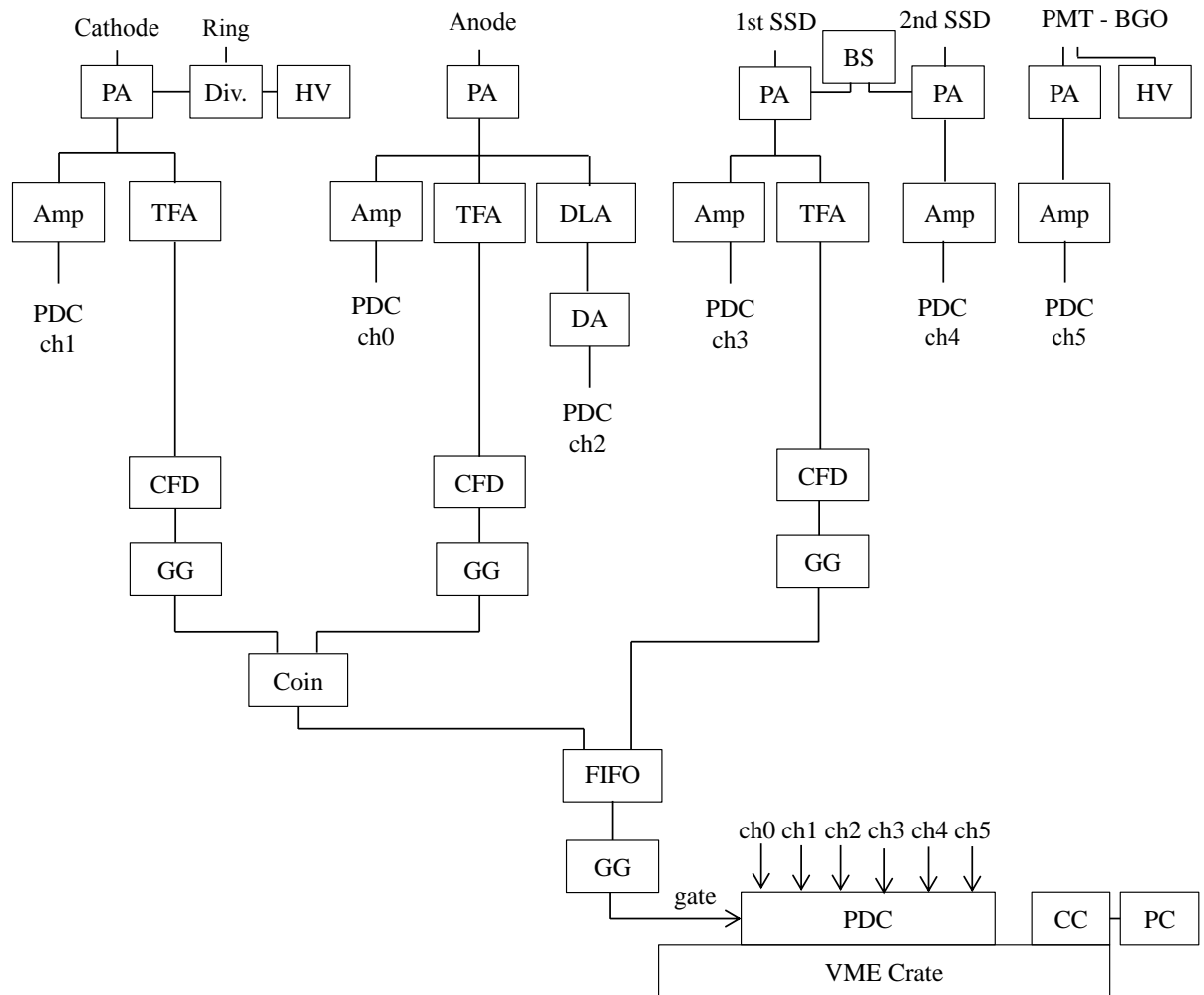
BCCのカソードとアノードの信号は電荷有感型前置増幅器（クリアパルス581）に入力される。信号は電荷パルスから電圧パルスに変換され、増幅される。アノード側の前置増幅器からの出力はAmp(ORTEC 572A)とDLA(ORTEC 460)およびTFA(ORTEC 474)に入力される。Ampの整形時間を $6\ \mu\text{s}$ に設定し、Ampを2次粒子のエネルギー測定に使用した。また、DLAの積分時定数を $0.25\ \mu\text{s}$ に設定し、ブラッグピークの情報を得た。TFAの微分時定数と積分時定数をどちらも $500\ \text{ns}$ とし、TFAの出力をCFD(ORTEC 935)に入力した。これによって安定したタイミング信号を得た。DLAからの信号は後述するゲート信号より早くPDCに到達してしまうので、DLAの出力をDA(ORTEC 427A)によって $4.75\ \mu\text{s}$ 遅らせた。カソード側の前置増幅器からの出力はAmpとTFAに入力される。これらの時定数はアノード側の時定数と同様である。

TFAとCFDによるタイミング信号をPDCのゲート信号として使用した。PDCのゲート信号は、アノード側とカソード側のCFDの出力をCoinに入力して得られる信号である。この信号は後述するSSDからのタイミング信号とともにFIFO(テクノランドコーポレーション N-TM 102)に入力される。

2つのSSDの信号は電荷有感型前置増幅器(ORTEC 142B)に入力される。増幅した信号をAmpとTFAに入力し、TFAの出力をCFDに入力してタイミング信号を得た。TFAの時定数はBCCの信号処理での時定数と同じである。2つのタイミング信号をFIFOに入力し、BCCからのタイミング信号とともにゲート信号として用いた。

シンチレーションカウンターの信号は前置増幅器(ORTEC 113)に入力される。前置増幅器からの出力をAmpに入力して増幅した。

AmpおよびDAからの出力をPDCに入力して波高を得た。PDCのゲート信号についてはPDCの各チャンネル個別に入力した。



HV : High voltage power supply	PA : Preamplifier	Div. : Divider	BS : Bias supply
Amp : Amplifier	TFA : Timing filter amplifier	DLA : Delay line amplifier	DA : Delay amplifier
CFD : Constant fraction discriminator	GG : Gate generator	Coin : Coincidence	FIFO : Fanin/Fanout
PDC : Peak digital converter	CC : Crate controller	PC : Personal computer	

図 3.5 信号処理のブロックダイアグラム. 図中の略称の説明は下表 3.5 に示してある.

表 3.5 データ収集に用いたモジュールとその用途.

回路	略称	名称	用途
高電圧	HV	High Voltage Power Supply	高電圧印加
	BS	Bias Supply	バイアス電圧印加
線形信号処理	PA	Preamplifier	信号の増幅
	Amp	Amplifier	信号の整形・増幅
	DLA	Delay Line Amplifier	信号の整形・増幅
	DA	Delay Amplifier	信号の遅延
	TFA	Timing Filter Amplifier	タイミング信号の生成
論理信号処理	CFD	Constant-Fraction Discriminator	線形信号を論理信号に変換
	GG	Gate Generator	信号の遅延時間・幅を調整
	Coin	Coincidence	入力信号の同時計数
	FIFO	Fanin/Fanout	入力信号の論理和をとる

PDC はモジュール A3400 に搭載された高速のピークセンシングアナログ-デジタル変換器 (ADC) であり, 入力パルスのピークを検出, ホールドしてその電圧レベルを AD 変換する. 高速の ADC を用いることで陽子のデータ収集レートに対応することができる. ADC で変換された波高値はモジュール番号, チャンネル番号, 時間の情報とともに記録される.

3.4 解析

3.4.1 エネルギー較正

粒子のエネルギースペクトルを得るためには、波高値とそれに対応する検出器への付与エネルギーの関係を調べる必要がある。そこでまず、入力波高0に対応するAD変換値を調べるためにパルス発生器(ORTEC 448)からのパルスの波高データを収集した。図3.6に、1st SSDの回路に波高の異なる5つのパルスを入力した場合の波高スペクトルを示す。パルス発生器のダイヤルの値とパルスの波高は比例するので、パルス発生器のダイヤルの値 y とAD変換値 x との関係を

$$y = \alpha + \beta x \quad (3.1)$$

と表して最小二乗法により α , β の値を求めた。図3.7に図3.6の波高スペクトルから得た y と x との関係を示す。求めた α , β の値から入力波高0($y = 0$)に対応するAD変換値を求めた。

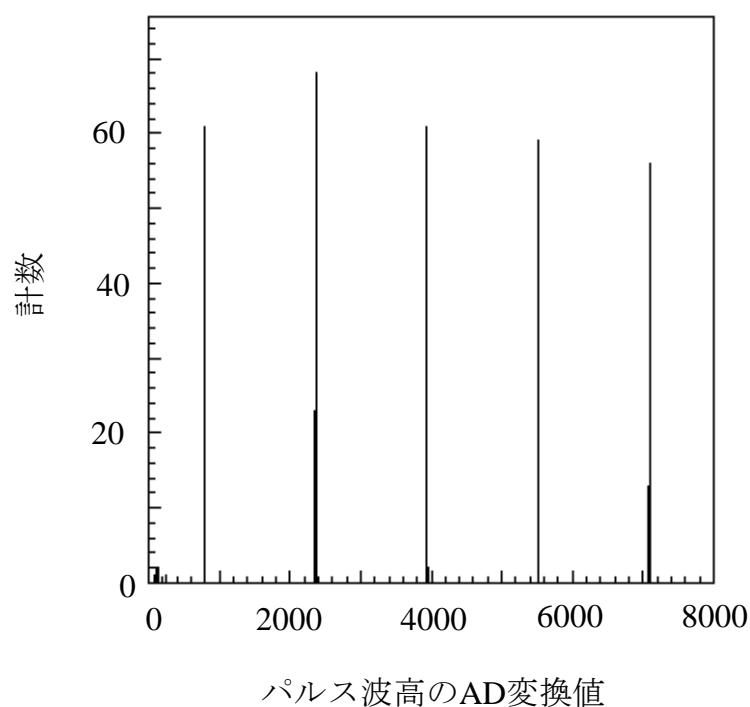


図 3.6 1st SSD の回路にパルスを入力した場合の波高スペクトル。

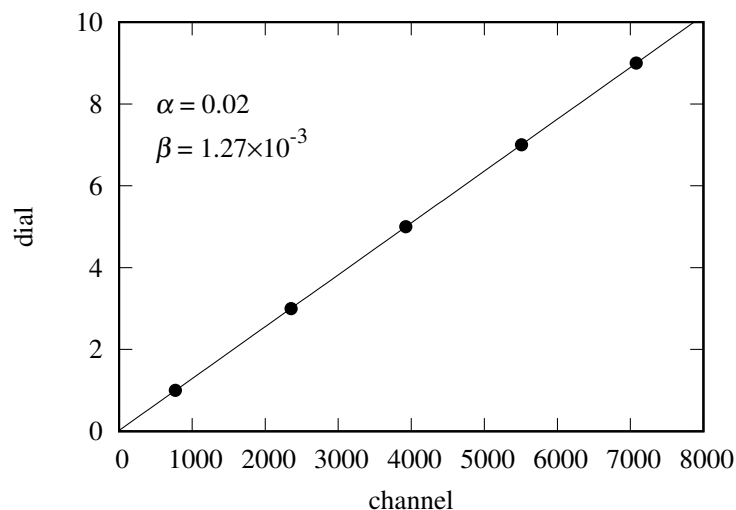


図 3.7 パルス発生器のダイヤルの値と AD 変換値との関係。

次にブラッグピーク vs BCC への付与エネルギーの 2 次元図と $\Delta E - E$ の 2 次元図を用いて、アノード、2 つの SSD、シンチレーションカウンターからの信号の AD 変換値とエネルギーとの関係を調べた。図 3.8 にブラッグピーク vs BCC への付与エネルギーの 2 次元図の例を示す。実線で囲んだ部分は、エネルギーが低すぎてブラッグピークにより識別できない 2 次粒子を表す。破線で囲んだ部分は、エネルギーが高くアノードを貫通する 2 次粒子を表す。したがって各 2 次粒子の高エネルギー端は、2 次粒子がアノードを貫通する直前で止まる事象を表す。そこで、陽子と α 粒子それぞれについて高エネルギー端の AD 変換値を調べ、アノードを貫通する直前で止まる場合の付与エネルギーを計算して、AD 変換値と付与エネルギー (E_{BCC}) との関係を得た。このとき、アノード信号の波高と E_{BCC} との関係に線形性があることを利用している。アノードを貫通する直前で止まる場合の付与エネルギーの計算には SRIM コード^[33]を用いた。表 3.6 にガス圧 53.3 kPa (400 Torr) での高エネルギー端の AD 変換値とそれに対応する付与エネルギーを示すとともに図 3.9 に AD 変換値と E_{BCC} の関係を示す。

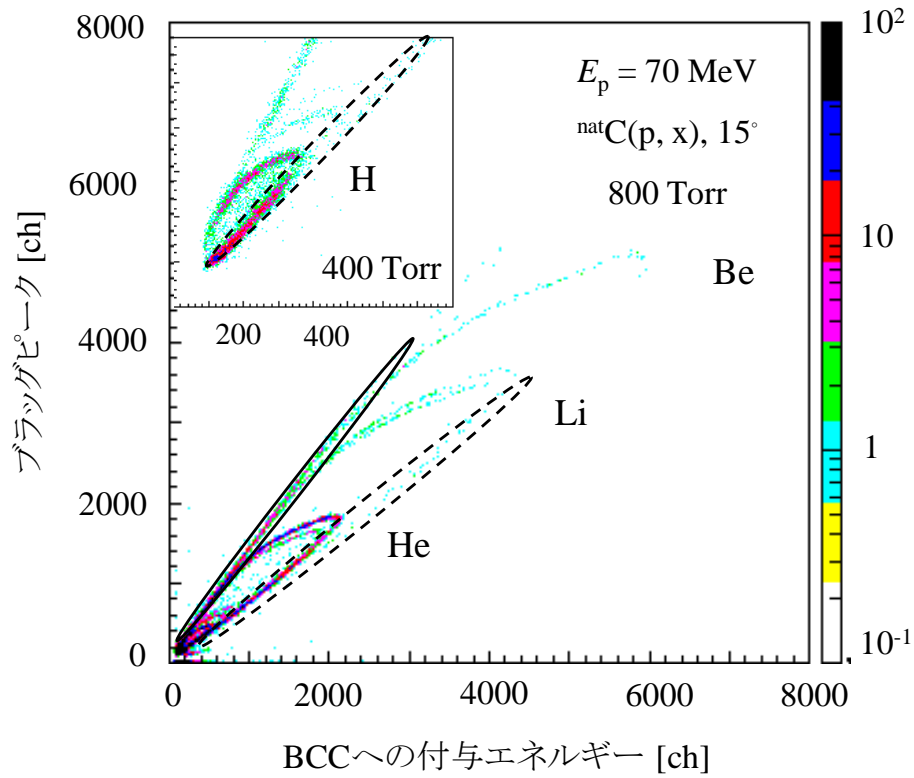


図 3.8 ブラッグピーク vs BCC への付与エネルギーの 2 次元図。縦軸，横軸の値は AD 変換値である。挿入図は付与エネルギーを表す AD 変換値 800 までの部分の拡大図である。H から Be までの 2 次粒子を識別できる。

表 3.6 高エネルギー端の AD 変換値とそれに対応する付与エネルギー。

2 次粒子	AD 変換値	エネルギー [MeV]
陽子	345.95	2.05
α 粒子	1416.5	8.10

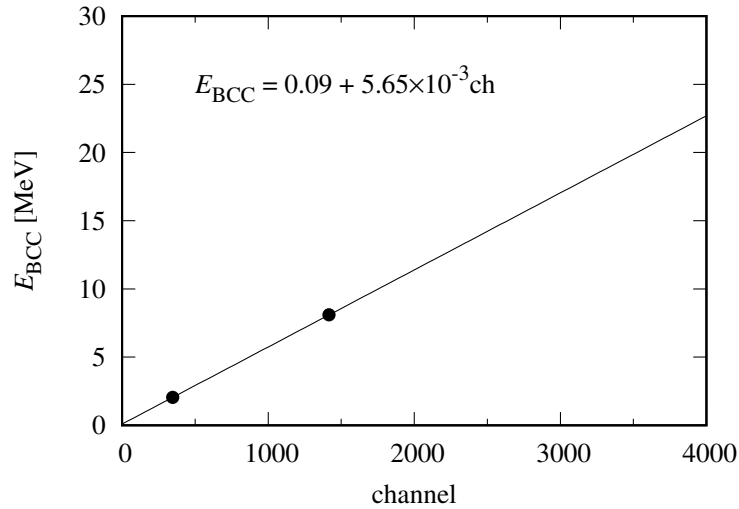


図 3.9 AD 変換値と E_{BCC} の関係.

図 3.10 に BCC-1st SSD, 1st SSD-2nd SSD の組み合わせでの $\Delta E - E$ の 2次元図を示す. 2.2 節で説明したように 2 次粒子の質量 m , 原子番号 z に対して, $\Delta E \sim kmz^2/E$ (k は定数) なる関係で表される双曲線によって E 検出器で止まる粒子を識別できる. E 検出器を貫通する粒子は, 双曲線の E についての高エネルギー端からの折り返しとして確認できる. そこで, アノード信号の校正と同様に高エネルギー端の AD 変換値を調べ, E 検出器の厚さでちょうど止まる粒子のエネルギーを計算して 2 つの SSD の信号の AD 変換値と SSD への付与エネルギー (E_{1stSSD} , E_{2ndSSD}) との関係を得た. このとき, SSD の信号の波高と付与エネルギーの関係に線形性があることを利用している. 図 3.10 の左図では陽子と α 粒子について, 右図では陽子, 重陽子, 三重陽子について調べた. 表 3.7 に高エネルギー端の AD 変換値とそれに対応する E の値を示すとともに, 図 3.11 に AD 変換値と E_{1stSSD} , E_{2ndSSD} の関係を示す.

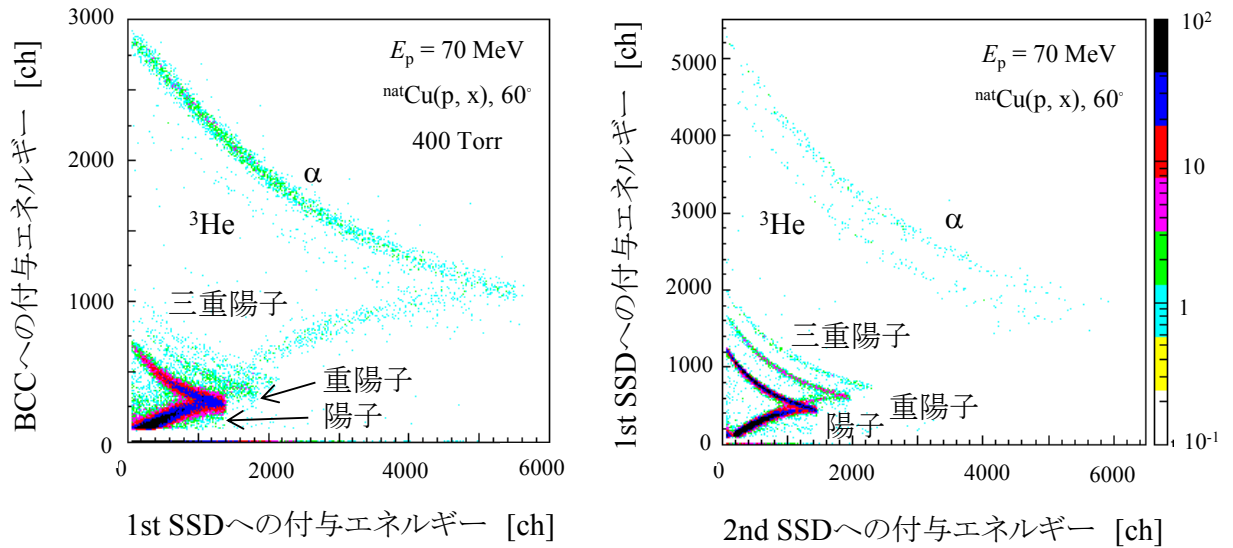


図 3.10 $\Delta E - E$ の 2 次元図 : (左) BCC vs 1st SSD ; (右) 1st SSD vs 2nd SSD. 縦軸, 横軸の値は AD 変換値である. 陽子から α 粒子までを識別できる.

表 3.7 高エネルギー端の AD 変換値とそれに対応する E の値.

検出器	2 次粒子	AD 変換値	エネルギー [MeV]
1st SSD	陽子	1330.9	7.18
	α 粒子	5464.7	28.66
2nd SSD	陽子	1409.2	12.20
	重陽子	1910.1	16.36
	三重陽子	2260.6	19.35
	α 粒子	5794.7	48.70

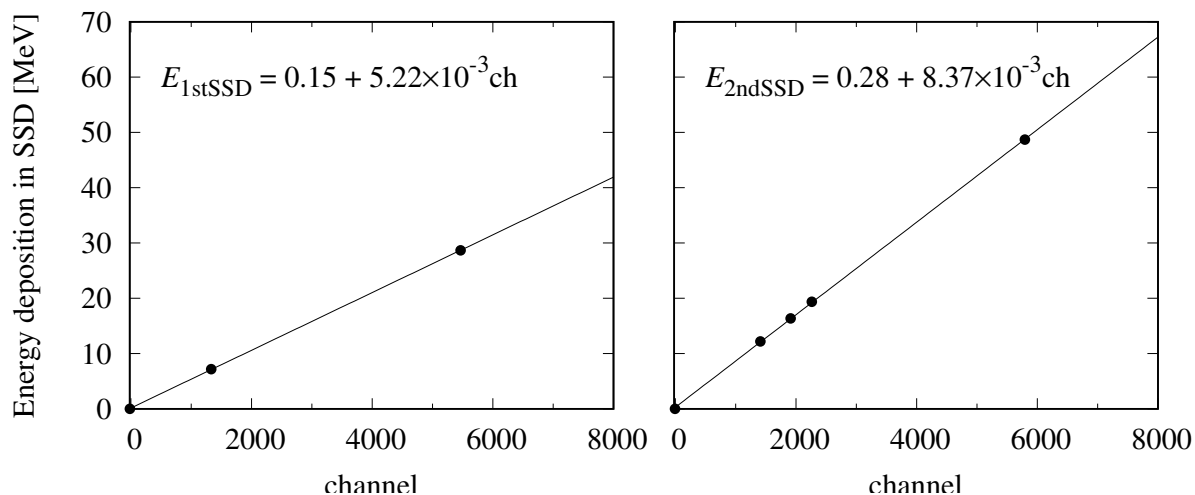


図 3.11 AD 変換値と E_{1stSSD} , E_{2ndSSD} の関係 : (左) 1st SSD; (右) 2nd SSD. 入力波高 0 での AD 変換値も表示してある.

図 3.12 に 2nd SSD-BGO シンチレータの組み合わせでの $\Delta E - E$ の 2 次元図を示す. BGO シンチレータには 70 MeV 陽子を止めるのに十分な厚さの結晶を選定したので, E 検出器を貫通する粒子は現れない. そこで, 弾性散乱陽子による波高信号の AD 変換値を調べ, 弾性散乱陽子が E 検出器に付与するエネルギーを計算して BGO シンチレータの信号の AD 変換値と BGO への付与エネルギー (E_{BGO}) との関係を得た. BGO シンチレータの場合, BCC や SSD の場合と異なり信号の波高 H と付与エネルギーの関係に非線形性がある. この非線形性は次式のような指数関数で表現されることが報告されている^[34].

$$H = \alpha E_{BGO}^{\beta} \tag{3.2}$$

表 3.8 に $E_p = 70$ MeV において 60° に弾性散乱する陽子がつくる波高信号の AD 変換値とそのときの付与エネルギーを示すとともに, 図 3.13 に AD 変換値と E_{BGO} の関係を示す.

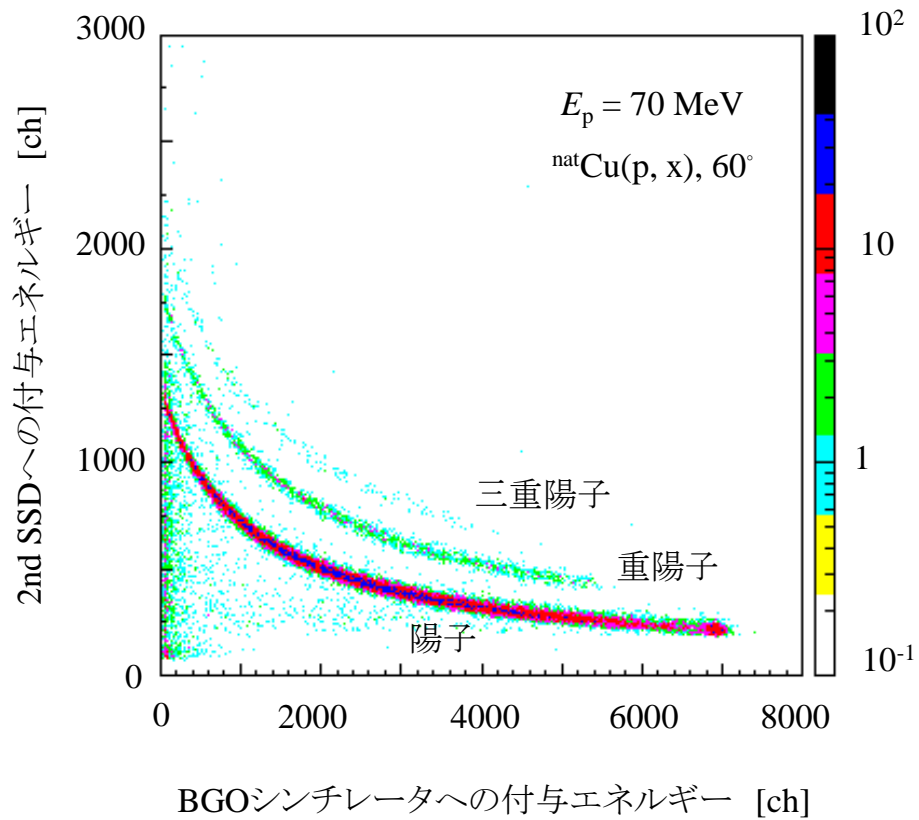


図 3.12 2nd SSD-BGO シンチレータの組み合わせでの $\Delta E - E$ の 2 次元図. 縦軸, 横軸の値は AD 変換値である. 陽子, 重陽子, 三重陽子を識別できる.

表 3.8 弾性散乱陽子による波高信号の AD 変換値とそれに対応する付与エネルギー.

標的核	AD 変換値	エネルギー [MeV]
^1H	1220.4	15.35
^{12}C	5928.2	63.58
^{27}Al	6228.7	66.78
^{181}Ta	6429.0	69.10

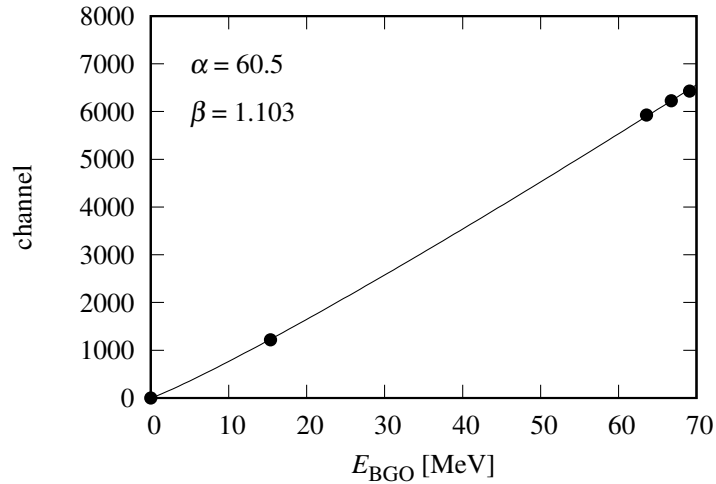


図 3.13 AD 変換値と E_{BGO} の関係. 入力波高 0 での AD 変換値も表示してある.

3.4.2 エネルギースペクトルの作成

粒子ごとのエネルギースペクトルを得るためには, まず粒子を識別できる 2 次元図において関心領域 (ROI) を定義する必要がある. 図 3.14 に 2 次元図に定義した ROI を示す. 縦軸と横軸の値は, ブラッグピークを除いてエネルギー較正により AD 変換値からエネルギーに変換されている. ROI に含まれる各粒子の数からエネルギースペクトルを得るが, 図 3.14 の右上図や左下図では E 検出器を貫通した重陽子の事象が陽子の ROI に重なるので, このままでは陽子の数を多く算出することになる. そこで, E 検出器の後段の検出器の信号を用いて貫通した重陽子の事象を取り除く. 図 3.15 に貫通した粒子の事象を取り除いた 2 次元図を示す. 左図では 2nd SSD の信号, 右図では BGO シンチレータの信号を用いて貫通した粒子の事象を取り除いてある.

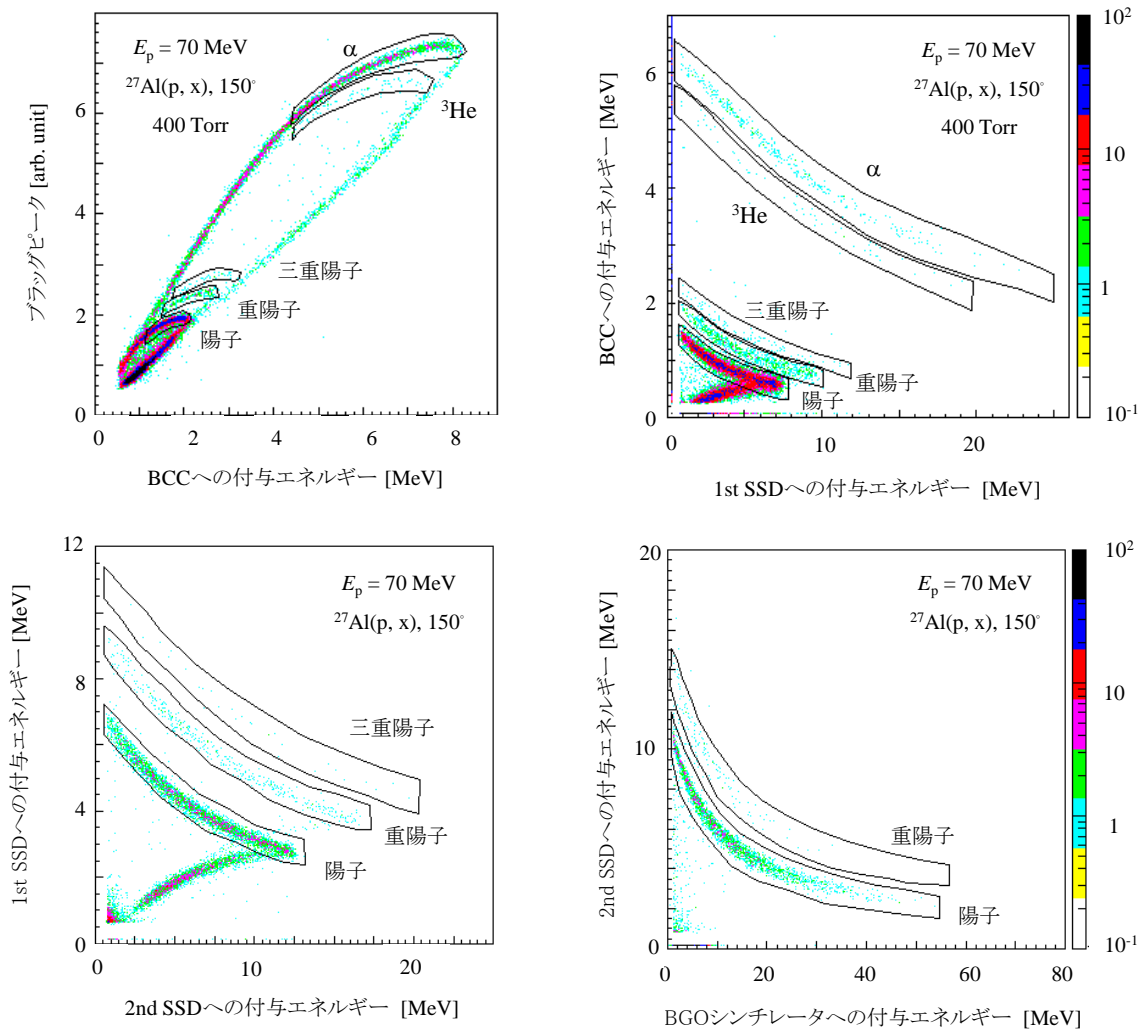


図 3.14 ROIを定義した2次元図:(左上) ブラッグピーク vs E_{BCC} ; (右上) E_{BCC} vs E_{1stSSD} ; (左下) E_{1stSSD} vs E_{2ndSSD} ; (右下) E_{2ndSSD} vs E_{BGO} . ROIは実線で囲んだ部分であり, 陽子, 重陽子, 三重陽子, ^3He , α 粒子に対して定義してある.

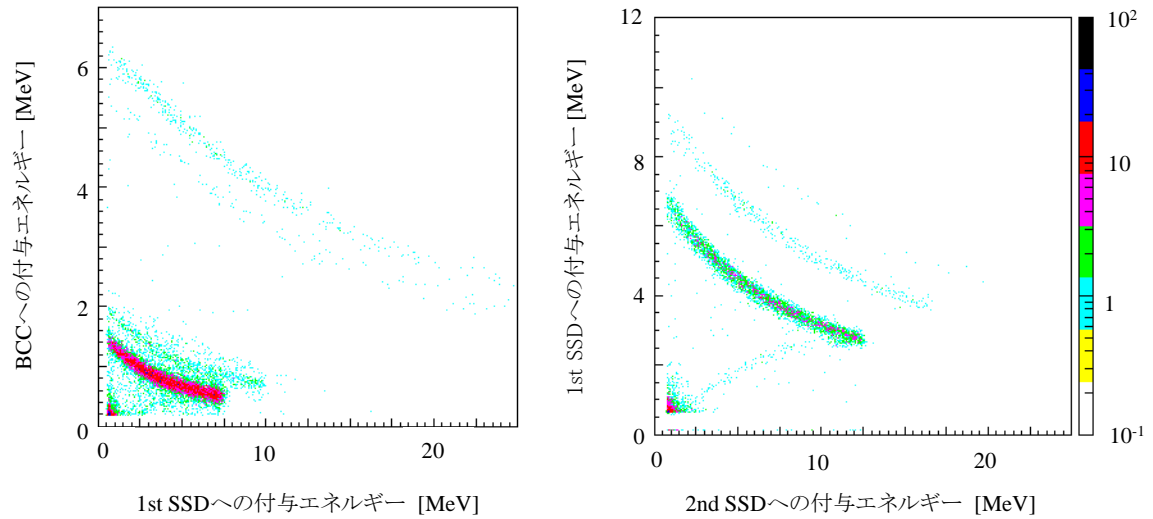


図 3.15 E 検出器を貫通した粒子の事象を取り除いた 2 次元図：(左) E_{BCC} vs E_{1stSSD} ；(右) E_{1stSSD} vs E_{2ndSSD} 。

E 検出器を貫通した事象を取り除いた 2 次元図において，ROI に含まれる粒子数からエネルギースペクトルを作成した．図 3.16 に $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の 150° でのスペクトルを示す．スペクトル作成時，エネルギー軸をビンで区切った．エネルギービン幅は図 3.16 の左上図で 0.2 MeV，右上図で 0.5 MeV，左下図と右下図で 1 MeV である．

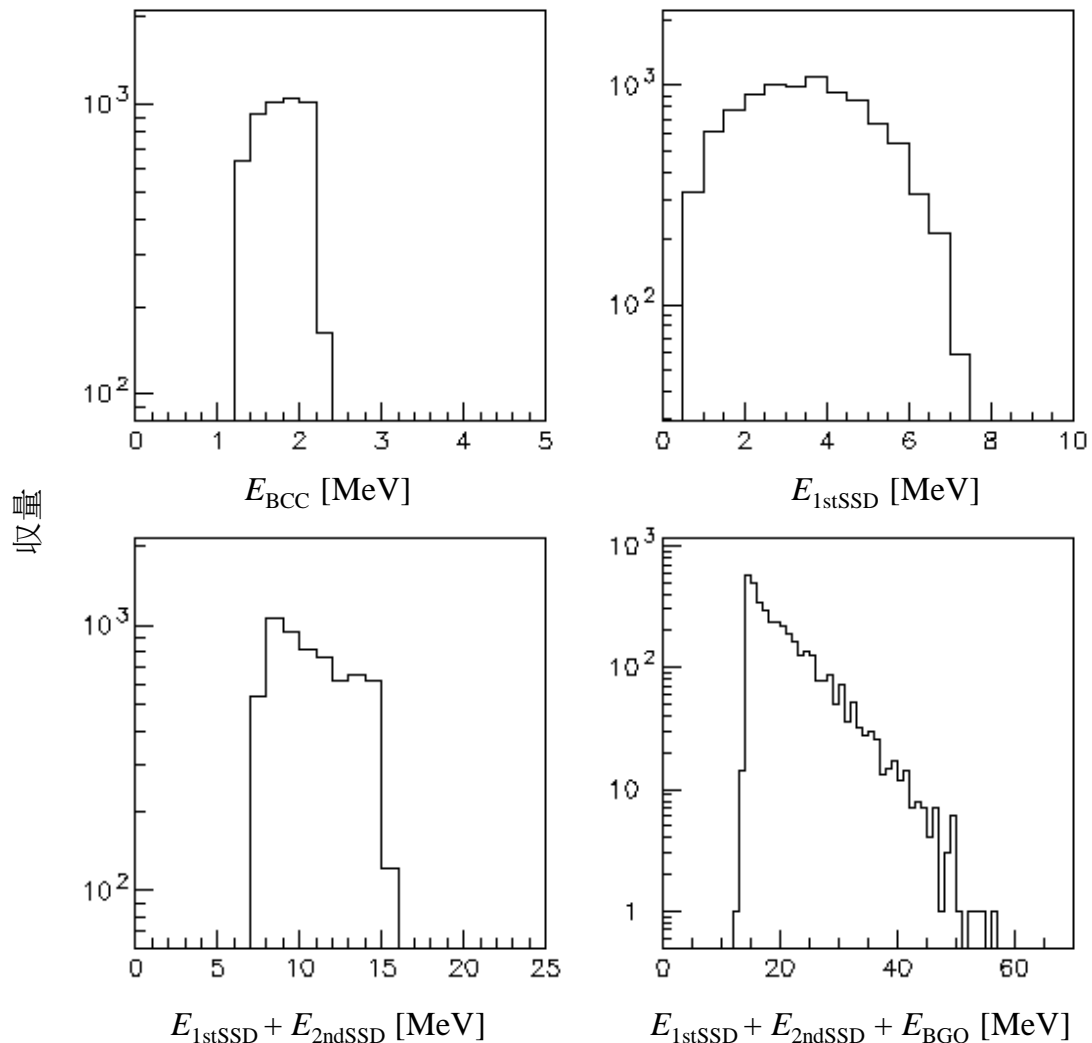


図 3.16 $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の 150° でのスペクトル：(左上) 図 3.14 左上図の ROI から取得；(右上) 図 3.14 右上図の ROI から取得；(左下) 図 3.14 左下図の ROI から取得；(右下) 図 3.14 右下図の ROI から取得．縦軸は収量，横軸は検出器への付与エネルギーを表す．

3.4.3 二重微分断面積の算出

前項で得た 2 次粒子についてのエネルギー・スペクトルは検出器への付与エネルギーについてのスペクトルである．そこでまず，標的試料や BCC の入射窓などでの 2 次粒子のエネルギー損失を SRIM コードによって計算し，得たスペクトルに対してエネルギー損失を補正した．補正において考慮した物質と物質中を 2 次粒子が通過する距離を検出器ごとに表 3.9 に示す． $E_{1\text{stSSD}}$ vs $E_{2\text{ndSSD}}$ と $E_{2\text{ndSSD}}$ vs E_{BGO} の 2 次元図の ROI から得たスペクトルはそれぞれ $E_{1\text{stSSD}} + E_{2\text{ndSSD}}$, $E_{1\text{stSSD}} + E_{2\text{ndSSD}} + E_{\text{BGO}}$ についてのスペクトルなので， E_{BCC} vs $E_{1\text{stSSD}}$ の 2 次元図の ROI から得たスペクトルの補正と同じ物質を考慮した．標的試料の通

過距離については,

(A) 標的試料の面とビーム入射方向とが直交するように試料を設置したこと,

(B) 入射陽子は標的の中央で核反応を起こすという仮定

を考慮して計算した。(B)の仮定は標的試料が十分に薄いことから妥当な仮定である。

表 3.9 エネルギー損失の補正で考慮した物質と2次粒子の通過距離.

検出器	物質	通過距離 [μm]
BCC	標的試料	$(t/2) \cos\theta ^*$
	入射窓 (マイラー)	2.17
1st SSD	標的試料	$(t/2) \cos\theta $
	入射窓 (マイラー)	2.17
2nd SSD	検出ガス (Ar + 10 % CH ₄)**	15×10^4
BGO + PMT	アノード (アルミニウム)	5.7

* t (μm) は試料の厚さ, θ (rad) は測定角度を表す.

**圧力を 53.3 kPa (400 Torr) または 106.6 kPa (800 Torr) とした.

補正したエネルギースペクトルに対し, 式 (3.3) を用いて二重微分断面積を得た.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{Y(E)}{s\phi\Delta\Omega\Delta E} \quad (3.3)$$

ここに, $Y(E)$ は収量, s は単位面積あたりの標的原子数, ϕ は入射粒子数, $\Delta\Omega$ は立体角, ΔE はエネルギービン幅を表す. 標的原子数 s については次式から算出した:

$$s = \frac{\rho t}{A} N_A \quad (3.4)$$

ここに, ρ , t はそれぞれ標的試料の密度, 厚さを表し, A は標的の原子量を表す. N_A はアボガドロ数である. 表 3.10 に各標的の面密度を示す. 標的試料の密度として黒鉛以外では文献値^[35]を利用した. 黒鉛の密度には実測値を利用した.

入射粒子数 ϕ についてはファラデーカップからの電流を Digital Current Integrator (ORTEC 439) に入力し, 10^{-10} C あたりに出力されるパルス信号を計数することで得た. 各標的を用いた測定での計数値の例を表 3.11 に示す. 計数値から電荷量を計算し, 電気素量 1.602×10^{-19} C を用いて入射粒子数を得た.

表 3.10 標的試料の面密度.

標的試料	密度 [g/cm ³]	厚さ [μ m]	面密度 [$\times 10^{18}$ cm ⁻²]
黒鉛	1.03	134	692.4
ポリエチレン	0.95	10.62	43.38
アルミニウム	2.70	5.36	32.3
銅	8.93	2.98	25.2
銀	10.49	2.83	16.6
タンタル	16.6	3.01	16.6
金	19.32	0.54	3.19

表 3.11 Digital Current Integrator からの信号の計数値と入射粒子数.

標的試料	計数値	入射粒子数 ($\times 10^9$)
黒鉛	2615	1632
ポリエチレン	116269	72577
アルミニウム	82517	51509
銅	85689	53489
銀	125960	78627
タンタル	167371	104476
金	352919	220299

立体角 $\Delta\Omega$ については 3.2 節で示した ²⁴¹Am 線源からの α 粒子を計数し, 計数率 N と線源の放射能 2.9 MBq を用いて次式から得た :

$$\Delta\Omega = 4\pi \frac{N}{2.9 \times 10^6} \quad (3.5)$$

計数率 N は計数値と測定時間とから求められ, 計数値は図 3.17 に示すようなスペクトルの着色部分の積分値として得られる. 各測定角度において BCC が張る立体角を表 3.12 に示す.

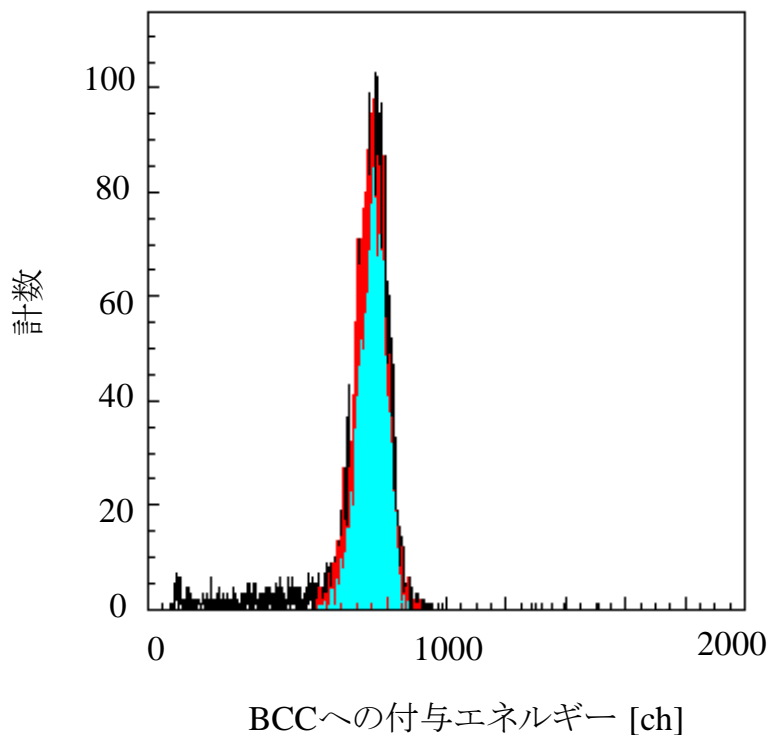


図 3.17 BCC で取得した α 粒子の波高スペクトル. 着色部分は積分範囲を表す.

表 3.12 各測定角度において BCC が張る立体角.

測定角度 [degree]	積分値	測定時間 [s]	計数率 [s^{-1}]	立体角 [$\times 10^{-4}$ sr]
15	11130	282.1	39.45	1.71
60	23070	300.7	76.72	3.32
120	11120	112.6	98.76	4.28
150	11220	112.6	99.64	4.32

3.4.4 系統誤差

測定データは統計誤差だけでなく、系統誤差も含む。系統誤差は特定の原因で生じる系統的な誤差であり、本研究での測定においては入射粒子数，立体角，標的原子数の不確かさに加えて検出器入射窓の不均一性，粒子の誤識別によっても生じる。入射窓の不均一性による2次粒子のエネルギー損失は2次粒子がもつエネルギーによって異なり，粒子識別の精度はエネルギー分解能によるので，検出器入射窓の不均一性，粒子の誤識別で生じる誤差は2次粒子のエネルギーに依存する。

入射窓の不均一性の誤差については、次のように推定した。検出器にエネルギー E を付与する事象には、(A) タングステンメッシュを通過した粒子による事象と (B) 通過しなかった粒子による事象の2つがある。したがって前項で説明したエネルギー損失の補正においてタングステンメッシュを考慮することにより $E + \Delta E_{(A)}$ となる事象と $E + \Delta E_{(B)}$ となる事象があるはずである。そこで、 $E + \Delta E_{(A)}$ と補正した場合の DDX を $DDX_{(A)}$ 、 $E + \Delta E_{(B)}$ と補正した場合の DDX を $DDX_{(B)}$ とする。 $DDX_{(B)}$ は前項で算出した DDX に相当する。事象 (A) と (B) の割合は2.4節で調べたタングステンメッシュの占める割合からそれぞれ 20 %、80 % なので、不均一性を補正した DDX は $0.2DDX_{(A)} + 0.8DDX_{(B)}$ と推定できる。この DDX と $DDX_{(B)}$ との比から誤差を推定した。60° での両者を $E_p = 70$ MeV における ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応に対して図3.18に示す。両者の差異は11–14 MeVの範囲で大きく、最大20 %であることから入射窓の不均一性の誤差を20 %以下とした。

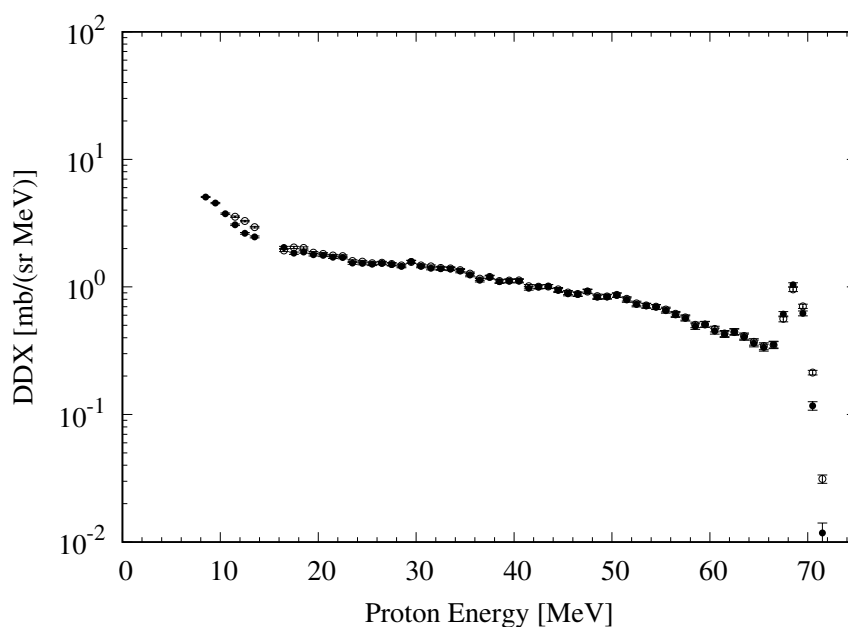


図 3.18 $E_p = 70$ MeV における ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応の 60° での DDX。黒丸は $DDX_{(B)}$ 、白丸は $0.2DDX_{(A)} + 0.8DDX_{(B)}$ を表す。

粒子の誤識別による誤差は第5章で議論される。

以上5つの要因について見積もった誤差を表3.13にまとめる。これらの要因を独立な要因であると仮定して得た合計の誤差は7–22 %である。

表 3.13 要因ごとに見積もった系統誤差.

要因	誤差 [%]
入射粒子数の不確かさ	2
立体角の不確かさ	5
標的原子数の不確かさ	5
入射窓の不均一性	< 20
粒子の誤識別	< 5

第4章 核反応模型の改良

4.1 核内カスケード模型と一般化蒸発模型の概観

4.1.1 核内カスケード模型

核内カスケード (INC) 模型は, Serber^[36] の高エネルギー核子-核子散乱模型と Watson^[37] の多重散乱理論に基づいた核反応模型である. この模型は, 原子核を自由粒子の集合体と考え, 核反応を入射粒子と核内核子との二体衝突によって記述する. 図 4.1 に INC 模型の概念図を示す. 与えられた運動エネルギーで入射した核子は核内に進入し, 核内核子と次々に衝突する. 衝突された核子もまた次々に別の核内核子と衝突する. これを核内カスケードという. 核内カスケードによって核子は核外へ放出されるか, 核内にとどまる. 核内カスケードにおいてすべての核子の運動は直線運動で記述される. 入射核子にさまざまな衝突係数をもたせてこのような事象を多数回記述し, 核外への放出核子の統計を蓄積することで放出核子のエネルギースペクトルや角度分布を得ることができる.

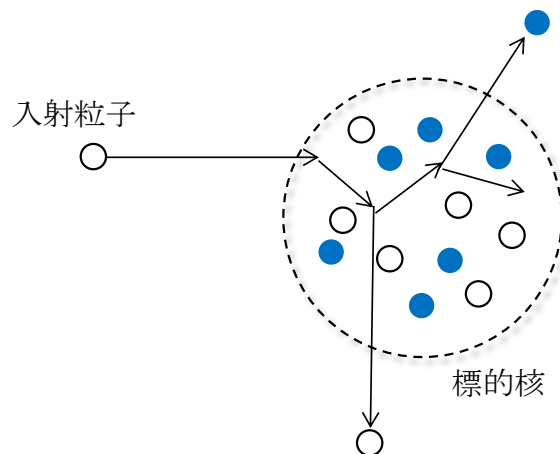


図 4.1 核内カスケード模型の概念図.

INC 模型を用いた計算コードはこれまでにいろいろなグループによって開発されてきた^{[16]–[18]}. 九州大学で開発されている INC コードは入射エネルギー数十 MeV 領域での $(p, p'x)$ 反応の記述に成功している. 本研究ではこの INC コードを用いた数十 MeV 領域での $(p, p'x)$ 反応のより正確な記述をめざす. 以下では本研究で用いる INC コードを概観する.

標的核の基底状態

標的核の基底状態は標的核内の核子の位置と運動量を決定することによってつくられる。核内核子の位置の決定には次に示す Woods–Saxon 型の確率密度分布を用い、この分布にしたがって位置を決める。

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{r-R_0}{a})} & r \leq R_0 + 5a \\ 0 & R_0 + 5a < r \end{cases} \quad (4.1)$$

ここに、 R_0 は原子核半径、 a は原子核表面のぼやけを表すパラメータで Negele^[38] による次の系統式で与えられる：

$$R_0 = (0.978 + 0.0206A^{\frac{1}{3}})A^{\frac{1}{3}} \quad [\text{fm}] \quad (4.2)$$

$$a_0 = 0.54 \quad [\text{fm}] \quad (4.3)$$

ただし、 A は標的核の質量数である。

核内核子の運動量の決定にはフェルミ分布を使用する。このとき用いるフェルミ運動量 p_F は、それに対応する運動エネルギー T_F を用いて

$$p_F c = \sqrt{T_F^2 + 2mc^2 T_F} \quad (4.4)$$

$$T_F = V_0 - E_{\text{bind}} \quad (4.5)$$

である。ここに、 c は光速、 m は核子の静止質量、 V_0 は原子核ポテンシャルの深さを表す。図 4.2 に標的核のポテンシャルの概念図を示す。ポテンシャルは核内で一定の井戸型で、その深さは $V_0 = 45 \text{ MeV}$ である。また、 E_{bind} は核子あたりの結合エネルギーであり、ワイゼッカー・ベータの質量公式で与えられる：

$$E_{\text{bind}} = -15.56A + 17.23A^{\frac{2}{3}} + 46.57 \frac{(N-Z)^2}{2A} + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{1.24A^{\frac{1}{3}}} \quad (4.6)$$

ただし、 N 、 Z はそれぞれ標的核内の中性子数と陽子数を表す。また、 e は素電荷である。

運動学

入射粒子は、核内に入るとポテンシャルエネルギー V_0 を得て運動する。核内に入った核子または二体衝突によって運動を許された核子は、相対論的運動学にしたがって運動する。運動方程式は次のように書ける。

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\mathbf{p}_i}{\sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}} \quad (4.7)$$

ここに、 m_i 、 \mathbf{p}_i はそれぞれ i 番目の核子の静止質量、運動量である。ただし、上式だけでは核子は原子核内に束縛されず、原子核の状態を保つことができない。そこで、運動を許され

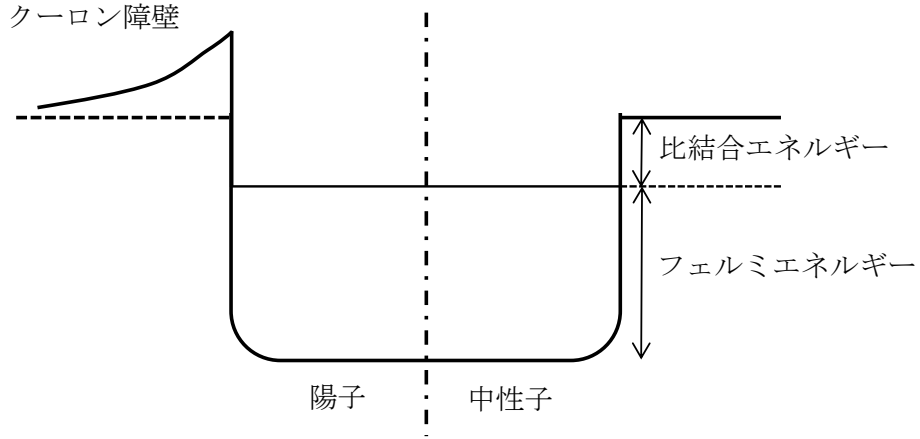


図 4.2 標的核のポテンシャルの概念図.

る核子はしきいエネルギーをこえたものだけとし、しきいエネルギー以下の核子は運動を許されないとする。しきいエネルギーは、中性子の場合には真空準位、陽子の場合にはクーロン障壁 E_{Coul} である。クーロン障壁 E_{Coul} は、次式で定義される。

$$E_{\text{Coul}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_t}{R_0} \quad (4.8)$$

ここに、 Z_t は標的核の電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率である。時間発展で核外へ放出した粒子は、ポテンシャルエネルギー V_0 だけ運動エネルギーを失う。

衝突

時間発展の過程における入射粒子と核内核子あるいは核内核子同士の衝突は、次式を満たす場合に起こる。

$$r_{ij} < \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}} \quad (4.9)$$

ここに、 σ は核子-核子の散乱断面積、 r_{ij} は核子間距離である。散乱断面積 σ は Cugnon らの核子-核子断面積系統式^[39]によって与えられる：

$$\sigma_{\text{el,pn}} = \begin{cases} 33.0 + 196|p_{\text{lab}} - 0.95|^{2.5} & p_{\text{lab}} < 0.8 \\ \frac{31}{\sqrt{p_{\text{lab}}}} & 0.8 \leq p_{\text{lab}} < 2.0 \\ \frac{77}{p_{\text{lab}} + 1.5} & 2.0 \leq p_{\text{lab}} \end{cases} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{el,pp}} = \begin{cases} 23.5 + 1000(p_{\text{lab}} - 0.7)^4 & p_{\text{lab}} < 0.8 \\ \frac{1250}{p_{\text{lab}} + 50} - 4(p_{\text{lab}} - 1.3)^2 & 0.8 \leq p_{\text{lab}} < 2.0 \\ \frac{77}{p_{\text{lab}} + 1.5} & 2.0 \leq p_{\text{lab}} \end{cases} \quad (4.11)$$

ここに、 p_{lab} [GeV/c] は実験室系での核子の運動量の大きさ、 $\sigma_{\text{el,pn}}$, $\sigma_{\text{el,pp}}$ はそれぞれ陽子と中性子、陽子と陽子の弾性散乱断面積である。図 4.3 に弾性散乱断面積の運動量依存性を示す。散乱断面積 σ は一般に弾性散乱断面積 σ_{el} と非弾性散乱断面積 σ_{inel} を用いて $\sigma = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}}$ と表されるが、数十 MeV 陽子入射反応においては非弾性散乱を無視できるので、 σ_{inel} を考慮する必要はない。

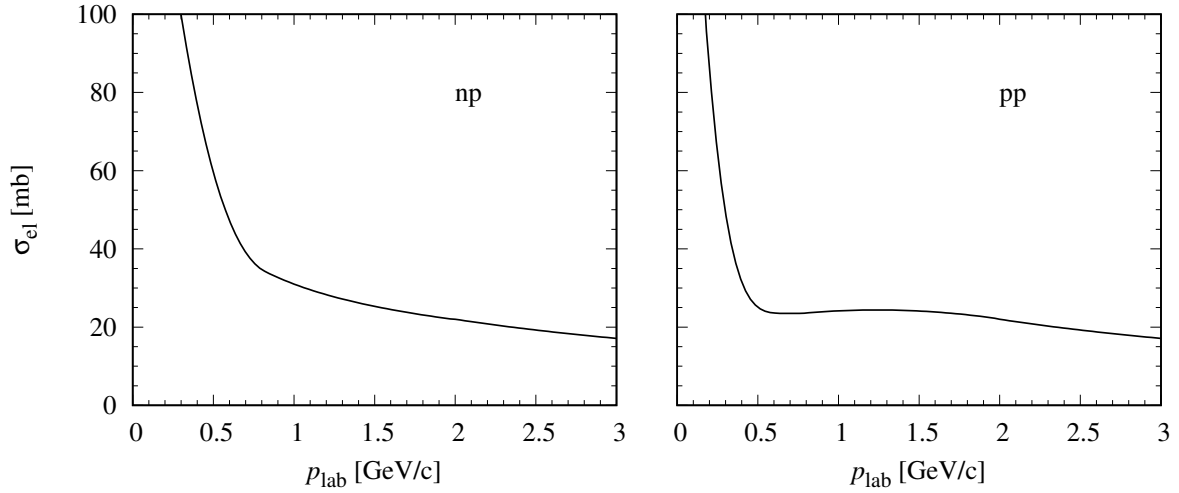


図 4.3 弾性散乱断面積の運動量依存性：(左) 陽子と中性子の散乱断面積；(右) 陽子と陽子の散乱断面積。

衝突した 2 核子は重心系で方位角 φ ，極角 ϑ の方向に散乱する。その分布は φ に対して等方となるが、 ϑ に対しては最前方にピークをもった分布となる。 ϑ の分布は、核子-核子の微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ にしたがって決まる。微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ は、Cugnon らによる系統式で与えられる：

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{pn}}}{d\Omega} &= \sigma_{\text{el,pn}} N (e^{B_{\text{pn}}t} + a e^{B_{\text{pn}}u}) \\ &\sim e^{B_{\text{pn}}t} + a e^{B_{\text{pn}}u} \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{pp}}}{d\Omega} &= \sigma_{\text{el,pp}} N e^{B_{\text{pp}}t} \\ &\sim e^{B_{\text{pp}}t} \end{aligned} \quad (4.13)$$

ここに、 N は規格化因子である； t および u はローレンツ不変の Mandelstam 変数で、次の式で与えられる：

$$t = -2p^2(\cos \vartheta + 1), \quad u = -2p^2(\cos \vartheta - 1) \quad (4.14)$$

また、パラメータ a , B_{pn} , B_{pp} は次式で与えられる。

$$a = \begin{cases} 1 & p_{\text{lab}} \leq 0.8 \\ \left(\frac{0.8}{p_{\text{lab}}}\right)^2 & 0.8 < p_{\text{lab}} \end{cases} \quad (4.15)$$

$$B_{\text{pn}} = \begin{cases} 0 & p_{\text{lab}} \leq 0.225 \\ 6.2 \frac{p_{\text{lab}} - 0.225}{0.375} & 0.225 < p_{\text{lab}} \leq 0.6 \\ -1.63p_{\text{lab}} + 7.16 & 0.6 < p_{\text{lab}} \leq 1.6 \\ \frac{5.5 - p_{\text{lab}}^8}{7.7 + p_{\text{lab}}^8} & 1.6 < p_{\text{lab}} \leq 2 \\ 5.34 + 0.67(p_{\text{lab}} - 2) & 2 < p_{\text{lab}} \end{cases} \quad (4.16)$$

$$B_{\text{pp}} = \begin{cases} \frac{5.5 - p_{\text{lab}}^8}{7.7 + p_{\text{lab}}^8} & p_{\text{lab}} \leq 2 \\ 5.34 + 0.67(p_{\text{lab}} - 2) & 2 < p_{\text{lab}} \end{cases} \quad (4.17)$$

衝突した2核子の重心系における衝突後の運動量 \mathbf{p}'_{cm} は、重心系での衝突前の運動量 \mathbf{p}_{cm} を用いて次式で与えられる。

$$\begin{aligned} p'_{\text{cm},x} &= p_{\text{cm}}s(\cos\phi - \sin\vartheta \sin\varphi \sin\phi) \\ p'_{\text{cm},y} &= p_{\text{cm}}s(\sin\phi + \sin\vartheta \sin\varphi \cos\phi) \\ p'_{\text{cm},z} &= p_{\text{cm}}(\cos\vartheta \cos\theta - \sin\vartheta \sin\theta \cos\varphi) \end{aligned} \quad (4.18)$$

ただし、 $s = \cos\theta \sin\vartheta \cos\varphi + \sin\theta \cos\vartheta$ である； ϕ 、 θ はそれぞれ重心系における衝突前の方位角と極角で、次の式で与えられる：

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{p_{\text{cm},y}}{p_{\text{cm},x}}\right), \quad \theta = \cos^{-1}\left(\frac{p_{\text{cm},z}}{\sqrt{p_{\text{cm},x}^2 + p_{\text{cm},y}^2 + p_{\text{cm},z}^2}}\right) \quad (4.19)$$

また、 φ 、 ϑ はそれぞれ重心系での衝突後の方位角と極角である。粒子 i の重心系における運動量 \mathbf{p}_{cm} と実験室系における運動量 \mathbf{p}_i との関係は、次の式で与えられる。

$$\mathbf{p}_{\text{cm}} = \mathbf{p}_i + \mathfrak{S}_i \mathbf{V} \quad (4.20)$$

$$\mathfrak{S}_i = \gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{V} - E_i \right) \quad (4.21)$$

$$\mathbf{V} \equiv \frac{\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j}{E_i + E_j}, \quad \gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - V^2}} \quad (4.22)$$

ただし、 $E_\alpha = \sqrt{(p_\alpha c)^2 + (m_\alpha c^2)^2}$ ($\alpha = i, j$) である。また、実験室系における衝突後の粒子の運動量 \mathbf{p}'_i 、 \mathbf{p}'_j は次式で与えられる。

$$\mathbf{p}'_i = \mathbf{p}'_{\text{cm}} + \mathfrak{S}' \mathbf{V} \quad (4.23)$$

$$\mathbf{p}'_j = -\mathbf{p}'_{\text{cm}} + \mathfrak{S}' \mathbf{V}$$

$$\mathcal{S}' = \gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \mathbf{p}'_{\text{cm}} \cdot \mathbf{V} - E'_{\text{cm}} \right) \quad (4.24)$$

ここに、 $E'_{\text{cm}} = \sqrt{(p'_{\text{cm}}c)^2 + (m_i c^2)^2}$ である。

衝突後の2核子の運動量の大きさ p は、 $p < p_F$ なる状態に変化することができない。なぜなら核物質中では、核子が半径 p_F のフェルミ球の中の状態を完全に占めるからである。このような条件は次式で表現される。

$$P = 1 - \Theta(p'_i - p_F)\Theta(p'_j - p_F) \quad (4.25)$$

ここに、 p'_i, p'_j はそれぞれ衝突後の2核子 i, j の運動量の大きさ、 Θ はヘビサイド関数である。上式において、 $P = 1$ のとき衝突が起こらなかったとみなす。

蒸発過程への接続

蒸発過程はカスケード過程より非常に遅い過程なので、高励起原子核はカスケード過程の時間スケールで十分に安定である。そこで、励起原子核が十分に安定になったらカスケード計算を終了し、蒸発計算へ接続する。接続時間 t_{sw} は次式で与えられる。

$$t_{\text{sw}} = 70.0 \left(\frac{A}{208.0} \right)^{0.16} \quad (4.26)$$

カスケード計算の前後では質量数、電荷、エネルギー、運動量に対してそれぞれ次の保存則が成り立つ。式中の添え字 p, t, ej, rem はそれぞれ入射粒子、標的核、放出粒子、高励起原子核を表す。

$$A_p + A_t = A_{\text{ej}} + A_{\text{rem}} \quad (4.27)$$

$$Z_p + Z_t = Z_{\text{ej}} + Z_{\text{rem}} \quad (4.28)$$

$$T_{\text{lab}} = K_{\text{ej}} + E_{\text{rec}} + E^* + S \quad (4.29)$$

$$\mathbf{p}_p = \mathbf{p}_{\text{ej}} + \mathbf{p}_{\text{rem}} \quad (4.30)$$

ここに、 T_{lab} は実験室系における入射エネルギー、 K_{ej} は放出粒子の運動エネルギー、 E_{rec} は反跳エネルギー、 S は分離エネルギーである。カスケード計算では放出粒子の情報が出力されるので、上式から高励起核の情報を計算し、蒸発過程計算へ移行する。

4.1.2 一般化蒸発模型

一般化蒸発模型 (GEM)^[21] は励起原子核の脱励起を記述する模型であり、Weisskopf-Ewing の蒸発模型^[40] に基づく核反応模型である。

崩壊幅

粒子 j が重心系において全運動エネルギー ε をもって親核 i から放出し、娘核 d を残す崩壊確率 P_j は、次式で与えられる。

$$P_j(\varepsilon)d\varepsilon = g_j\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon)\frac{\rho_d(E-Q-\varepsilon)}{\rho_i(E)}\varepsilon d\varepsilon \quad (4.31)$$

ここに、 E は質量 A_i 、電荷 Z_i の親核 i の励起エネルギーを表す； σ_{inv} は逆反応の断面積、 ρ_i と ρ_d はそれぞれ親核と娘核の準位密度である； g_j は放出粒子のスピンの S_j と質量 m_j を用いて、 $g_j=(2S_j+1)m_j/\pi^2\hbar^2$ と表される； Q は反応の Q 値を表し、超過質量 $M(A, Z)$ を用いて、 $Q = M(A_j, Z_j) + M(A_d, Z_d) - M(A_i, Z_i)$ と定義される。

逆反応の断面積 σ_{inv} は中性子、荷電粒子に対してそれぞれ

$$\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon) = \begin{cases} \sigma_g c_n \left(1 + \frac{b}{\varepsilon}\right) \\ \sigma_g c_j \left(1 - \frac{V}{\varepsilon}\right) \end{cases} \equiv \sigma_g \alpha \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon}\right) \quad (4.32)$$

で表される。ここに、 $\sigma_g = \pi R_b^2$ は幾何学的断面積、 $V = k_j Z_j Z_d e^2 / R_c$ はクーロン障壁である。 σ_{inv} に関するパラメータ $c_n, b, c_j, k_j, R_b, R_c$ は Dostrovsky らや Matsuse らにより決定されたパラメータが用いられる。

粒子放出に対する全崩壊幅 Γ_j は、式 (4.31) を ε についてクーロン障壁 V から ε の最大値 $(E-Q)$ まで積分することで得られる。これと式 (4.32) を用いて表すと、全崩壊幅は

$$\Gamma_j = \frac{g_j \sigma_g \alpha}{\rho_i(E)} \int_V^{E-Q} \varepsilon \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon}\right) \rho_d(E-Q-\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.33)$$

となる。

フェルミガス模型によると、全準位密度 $\rho(E)$ は次式で与えられる。

$$\rho(E) = \begin{cases} \frac{\pi}{12} \frac{e^{2\sqrt{a(E-\delta)}}}{a^{1/4}(E-\delta)^{5/4}} & E \geq E_x \\ \frac{\pi}{12} \frac{1}{T} e^{(E-E_0)/T} & E < E_x \end{cases} \quad (4.34)$$

ここに、 a は準位密度パラメータ、 δ は娘核の対エネルギーである。また、 E_x は Gilbert と Cameron によって $E_x = U_x + \delta$ と定義される。ただし、 $U_x = 2.5 + 150/A_d$ である。準位パラメータ a には Gilbert-Cameron-Cook-Ignatyuk の準位密度パラメータを用いる。対エネルギー δ は中性子および陽子からの分離の寄与の和、すなわち $\delta = P(Z_d) + P(N_d)$ である。 $P(Z_d)$ と $P(N_d)$ には、Cook らあるいは Gilbert と Cameron により評価された値が用いられる。核温度 T は $1/T = \sqrt{a/U_x} - 1.5/U_x$ で与えられ、 E_0 は $E_0 = E_x - T(\log T - 0.25 \log a - 1.25 \log U_x + 2\sqrt{aU_x})$ と定義される。

放出粒子 j は式 (4.33) で与えられる Γ_j を用いて、確率分布 $p_j = \Gamma_j / \sum_j \Gamma_j$ にしたがって決まる。

運動エネルギー

放出粒子と娘核の全運動エネルギー ε に関する確率分布は、式 (4.34) と式 (4.31) を用い、収量を規格化することにより得られる。

$$P_j(\varepsilon) = \begin{cases} g_j \sigma_g \alpha(\varepsilon + \beta) \frac{e^{(E-Q-\varepsilon-E_0)/T}}{T} \frac{1}{\Gamma_j} & E - Q - E_x \leq \varepsilon \leq E - Q \\ g_j \sigma_g \alpha(\varepsilon + \beta) \frac{e^{2\sqrt{a(E-Q-\delta-\varepsilon)}}}{a^{1/4}(E-Q-\delta-\varepsilon)^{5/4}} \frac{1}{\Gamma_j} & kV \leq \varepsilon \leq E - Q - E_x \end{cases} \quad (4.35)$$

全運動エネルギー ε は、上式の確率分布にしたがって決定される。運動方向 \mathbf{w} は重心系で等方になるように選択される。その後、娘核の励起エネルギーは $E_d^* = E - Q - \varepsilon$ となる。

放出粒子の実験室系における運動エネルギーは、次のようにして計算される。重心系における放出粒子の運動量 \mathbf{p}_{cm} は、全運動エネルギー ε と運動方向の単位ベクトル \mathbf{w} を用いて、次のように表される。

$$\mathbf{p}_{\text{cm}} = \mathbf{w} \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{2m_j m_d \varepsilon}{m_j + m_d}} \quad (4.36)$$

ここに、 m_j 、 m_d はそれぞれ放出粒子、娘核の質量である。実験室系における放出粒子の運動量 \mathbf{p}'_j は、ローレンツ変換して得られる。

$$\mathbf{p}'_j = \mathbf{p}_{\text{cm}} + T_j \mathbf{V}_i \quad (4.37)$$

$$\mathbf{p}'_d = -\mathbf{p}_{\text{cm}} + T_d \mathbf{V}_i$$

$$T_l = \gamma \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} (\mathbf{p}_{\text{cm}} \cdot \mathbf{V}_i) + E_l \right) \quad l = j, d \quad (4.38)$$

ただし、 $E_l = \sqrt{(p_{\text{cm}} c)^2 + (m_l c^2)^2}$ ($l = j, d$)、 $\gamma = 1/\sqrt{1 - V_i^2}$ である； \mathbf{V}_i は実験室系での親核の速度であり、その運動方向の単位ベクトル \mathbf{u} と反跳エネルギー E_r を用いて、 $\mathbf{V}_i = \mathbf{u} \sqrt{E_r^2 + 2m_i c^2 E_r} / (E_r + m_i c^2)$ と表される。したがって、実験室系における運動エネルギー E'_l は、 $E'_l = \sqrt{(p'_l c)^2 + (m_l c^2)^2} - m_l c^2$ ($l = j, d$) となる。

放出粒子

GEM では放出粒子として以下の条件を満たす 66 種の安定核種と励起核種が考慮される。

1. $Z_j \leq 12$ の同位体
2. 自然に存在する、あるいは安定線に近い同位体
3. 半減期が 1 ms 以上の同位体

表 4.1 にこの条件を満たす 66 核種を示す.

表 4.1 GEM で記述される粒子.

Z	Nuclide							
0	n	-	-	-	-	-	-	-
1	p	d	t	-	-	-	-	-
2	³ He	⁴ He	⁶ He	⁸ He	-	-	-	-
3	⁶ Li	⁷ Li	⁸ Li	⁹ Li	-	-	-	-
4	⁷ Be	⁹ Be	¹⁰ Be	¹¹ Be	¹² Be	-	-	-
5	⁸ B	¹⁰ B	¹¹ B	¹² B	¹³ B	-	-	-
6	¹⁰ C	¹¹ C	¹² C	¹³ C	¹⁴ C	¹⁵ C	¹⁶ C	-
7	¹² N	¹³ N	¹⁴ N	¹⁵ N	¹⁶ N	¹⁷ N	-	-
8	¹⁴ O	¹⁵ O	¹⁶ O	¹⁷ O	¹⁸ O	¹⁹ O	²⁰ O	-
9	¹⁷ F	¹⁸ F	¹⁹ F	²⁰ F	²¹ F	-	-	-
10	¹⁸ Ne	¹⁹ Ne	²⁰ Ne	²¹ Ne	²² Ne	²³ Ne	²⁴ Ne	-
11	²¹ Na	²² Na	²³ Na	²⁴ Na	²⁵ Na	-	-	-
12	²² Mg	²³ Mg	²⁴ Mg	²⁵ Mg	²⁶ Mg	²⁷ Mg	²⁸ Mg	-

4.1.3 二重微分断面面積の算出

核子生成反応の二重微分断面面積 (DDX) は放出角 θ , エネルギー E の核子について次の式で算出される.

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} &= \frac{\sigma_{\text{inel}}}{2\pi \sin\theta \Delta\theta \Delta E} \frac{N(\theta; \Delta\theta, E; \Delta E)}{N_{\text{inel}}} \\ &= \frac{\sigma_{\text{inel}}}{2\pi \Delta(\cos\theta) \Delta E} \frac{N(\theta; \Delta\theta, E; \Delta E)}{N_{\text{inel}}} \end{aligned} \quad (4.39)$$

ここに, $N(\theta; \Delta\theta, E; \Delta E)$ は放出角 θ , 幅 $\Delta\theta$ の円環状のビン, およびエネルギー E , 幅 ΔE のビン内に放出する粒子数, N_{inel} は弾性外散乱する事象の個数である; σ_{inel} は弾性外散乱断面面積であり, 原子核の幾何学的断面面積 σ_{geo} を用いて次の式で与えられる:

$$\sigma_{\text{inel}} \equiv \sigma_{\text{geo}} = \int_0^\infty 2\pi b db P_{\text{coll}}(b) \quad (4.40)$$

図 4.4 に円環状ビンの概念図を示す. 上式において, b は衝突係数である; $P_{\text{coll}}(b)$ は入射イベントに対する衝突係数依存の核反応率であり, 与えられた衝突係数で入射粒子が核内核子と衝突する確率として次式で与えられる:

$$P_{\text{coll}}(b) = \frac{n_{\text{coll}}(b)}{n_{\text{tot}}(b)} \quad (4.41)$$

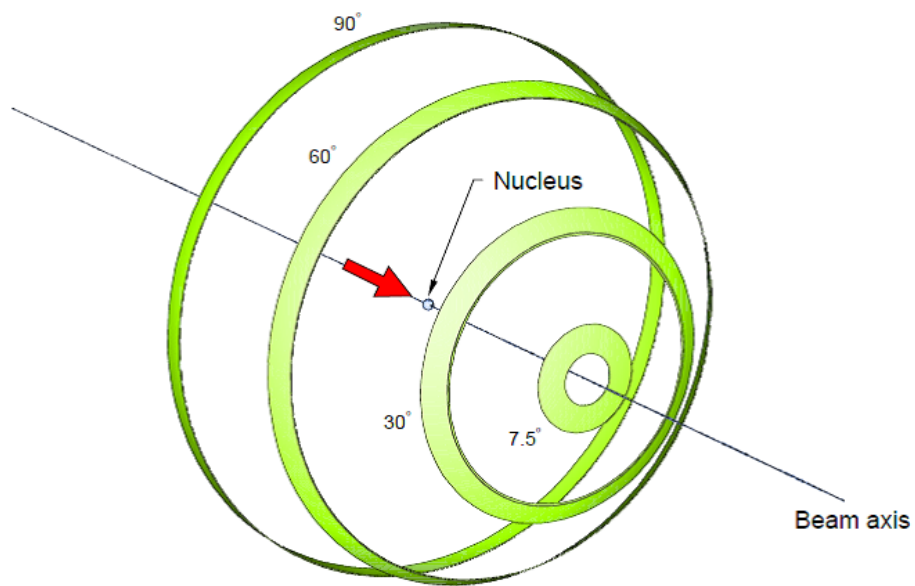


図 4.4 放出角 θ における円環状ビンの概念図 [41].

ここに, $n_{\text{coll}}(b)$ と $n_{\text{tot}}(b)$ は, それぞれ衝突係数依存の衝突数と試行数である. したがって, 幾何学的断面積は次のように書ける.

$$\sigma_{\text{geo}} = \pi b_{\text{max}}^2 \frac{N_{\text{inel}}}{N_{\text{tot}}} \quad (4.42)$$

4.2 核内カスケード模型の改良

カスケード過程における放出粒子の障壁の透過を記述するために、逆反応すなわち標的核への粒子の入射を考える。図 4.5 に陽子と中性子が標的核に入射する場合の古典軌道を示す。陽子は標的核とのクーロン相互作用によって散乱されるのに対し、中性子は直進することがわかる。したがって陽子が標的核に進入する確率は中性子のそれよりも小さい。このことを用いて反応断面積を記述し、反応断面積を用いて陽子の障壁透過を記述する。

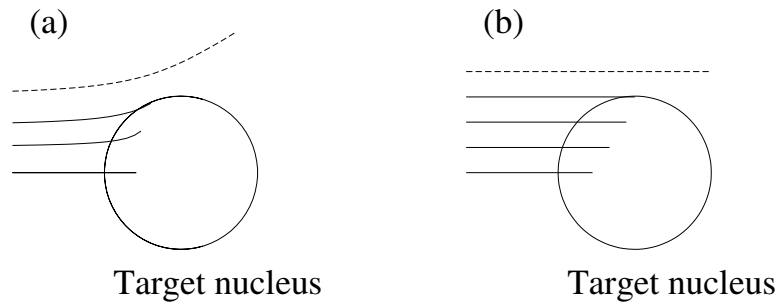


図 4.5 標的核に入射する粒子の古典軌道：(a) 陽子；(b) 中性子。実線の軌道は標的核に進入する軌道，破線は標的核に進入しない軌道を表す。

中性子入射に対する反応断面積 $\sigma_R^{(n)}$ は近似的に次のように表すことができる。

$$\sigma_R^{(n)} = \pi b_{\max}^2 P_{\text{tr}}^{(n)} P_{nN} \quad (4.43)$$

ここに、 $P_{\text{tr}}^{(n)}$ は遠心力障壁に対する中性子の透過係数、 P_{nN} は核内核子と中性子との衝突が発生する確率を表し、 b_{\max} は衝突係数の最大値である。透過係数 $P_{\text{tr}}^{(n)}$ は b_{\max} を標的核半径の最大値にとることで、

$$P_{\text{tr}}^{(n)} = \begin{cases} 1 & : b \leq b_{\max} \\ 0 & : b > b_{\max} \end{cases} \quad (4.44)$$

と表される。

中性子入射の場合と同様に、陽子入射に対する反応断面積 $\sigma_R^{(p)}$ は次のように書ける。

$$\sigma_R^{(p)} = \pi b_{\max}^2 P_{\text{tr}}^{(p)} P_{pN} \quad (4.45)$$

ここに、 $P_{\text{tr}}^{(p)}$ はクーロンおよび遠心力障壁に対する陽子の透過係数、 P_{pN} は核内核子と陽子との衝突が発生する確率を表す。

ここで、荷電対称性を仮定すれば $P_{nN} \approx P_{pN}$ であるので式 (4.43) と式 (4.45) から次式を得ることができる。

$$P_{\text{tr}}^{(p)} = \frac{\sigma_R^{(p)}}{\sigma_R^{(n)}} \quad (4.46)$$

荷電対称性の仮定 $P_{nN} \approx P_{pN}$ は、障壁エネルギー領域において核子-核子散乱断面積が数百 mb, すなわち相互作用領域が核半径程度であることから妥当な仮定である。放出粒子は図 4.5 の軌道に沿って標的核の外へ出ていく。したがって陽子が標的核から放出する確率は中性子のそれより小さく、カスケード過程での陽子放出は式 (4.46) で与えられる係数だけ抑制される。

透過係数の計算には反応断面積が必要である。反応断面積の実験データはこれまでに多数報告されているが、データの誤差が大きく、エネルギー範囲や標的核が限定的であるので実験データを利用することはできない。そこで、系統式を用いることにする。図 4.6 に ^{197}Au に対する陽子入射および中性子入射反応の反応断面積を示す。図 4.6 に示すように陽子入射反応、中性子入射反応ともに複数の系統式が存在し、これらは粒子輸送計算に用いられている。図 4.6 における実験データと計算との比較から本研究では陽子入射反応に対して Shen の式^[47]を、中性子入射反応に対して Pearlstein の式^[53]を用いることにする。Shen の式は

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{R}}^{(p)} &= 0.0426A^{0.701}f^{(p)}(A)g^{(p)}(E)h(A, E) & (4.47) \\ f^{(p)}(A) &= 1 + 0.0144 \sin(3.63 - 2.82 \ln A) \\ g^{(p)}(E) &= 1 - 0.67e^{-\frac{E}{150}} \sin(12E^{-0.289}) \\ h(A, E) &= [1 + (0.018A^2 - 1.15A)E^{-2}]^{-1}\end{aligned}$$

と表され、Pearlstein の式は次式で表される。

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{R}}^{(n)} &= 0.045A^{0.7}f^{(n)}(A)g^{(n)}(E) & (4.48) \\ f^{(n)}(A) &= 1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A) \\ g^{(n)}(E) &= 1 - 0.62e^{-\frac{E}{200}} \sin(10.9E^{-0.28})\end{aligned}$$

ここに、 A は標的核質量数、 E [MeV] は入射エネルギーであり、計算される断面積の単位はバーンである。

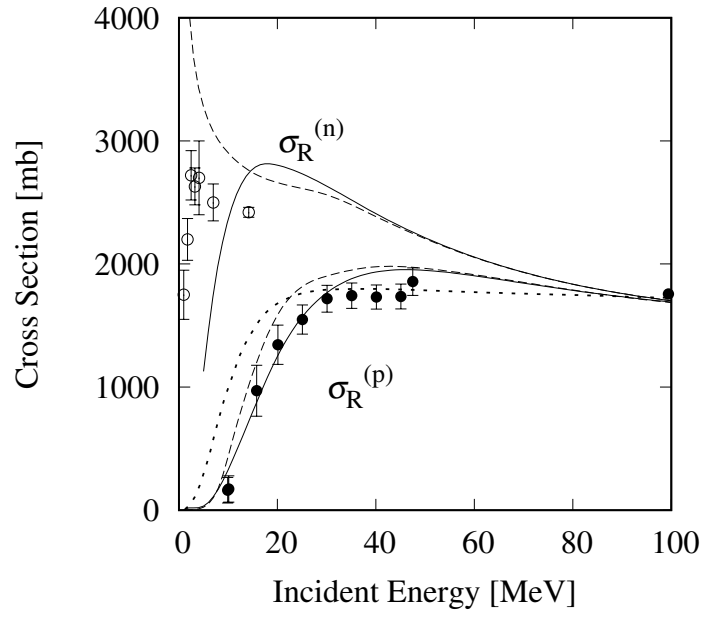


図 4.6 ^{197}Au に対する陽子入射および中性子入射反応の反応断面積. 陽子入射反応について, 黒丸は実験データ [43]–[46], 実線は Shen の式 [47], 破線は Pearlstein–仁井田の式 [48], 点線は Wellisch–Axen の式 [49] による計算結果を表す. 中性子入射反応について, 白丸は実験データ [50]–[52], 実線は Pearlstein の式 [53], 破線は Pearlstein–仁井田の式による計算結果を表す.

4.3 一般化蒸発模型の改良

しきい値より低いエネルギーの放出陽子を記述するために、しきい値と逆反応断面積に対するパラメータを修正する。しきい値には4.1節で示したようにクーロン障壁が用いられているが、この場合 ^{12}C のような軽い核を除き、障壁を透過する粒子を記述できない。そこで、このしきい値をBertrandらが報告している $^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応のデータの最小エネルギー3 MeV程度まで下げる。しきい値を下げたことによる逆反応断面積の変化を図4.7に示す。しきい値を下げることで従来より低いエネルギーの陽子を記述できるようになるが、5 MeV以上の陽子の放出割合が従来より大きくなってしまう。

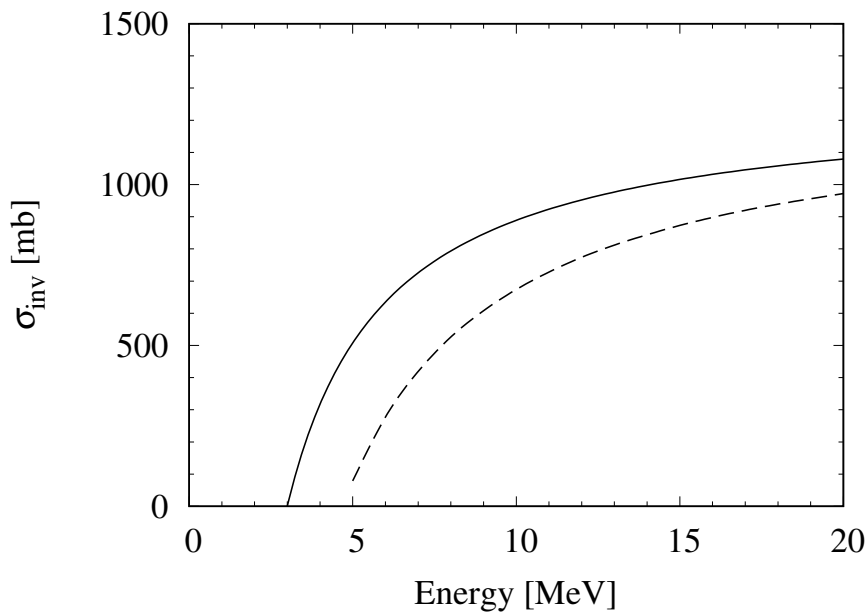


図 4.7 ^{89}Y からの陽子放出に対する逆反応断面積のエネルギー依存性。実線は3 MeVをしきい値とする断面積、破線はクーロン障壁をしきい値とする断面積を表す。

そこで、パラメータ c_j をエネルギーの関数で与えて断面積を修正する。修正点は従来のしきい値の低エネルギー側での修正(A)と高エネルギー側での修正(B)の2点である。

(A) 陽子入射に対する反応断面積を再現する逆反応断面積に修正

(B) 従来の逆反応断面積を再現するように修正

修正(A)をおこなうためには3 MeVから従来のしきい値での反応断面積の実験データが必要であるが、そのような実験データは報告されていない。そこで、Hauser-Feshbachの統計模型を用いた計算結果^[42]を利用する。統計模型を用いて計算した ^{89}Y 標的に対する陽子入射反応の反応断面積を図4.8に示す。この反応断面積と従来の逆反応断面積を再現するよう

に c_j を次式で表す.

$$c_j(E) = \left(\frac{1}{\pi} \tan^{-1} (a_1 (E - V) + a_2) - \frac{E - V}{E - 3} \right) \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{E - V}{0.01} \right)} + \frac{E - V}{E - 3} \quad (4.49)$$

式 (4.49) の右辺の第 1 項は修正 (A) を, 第 2 項は修正 (B) をあらわす項である. 以上のように修正した逆反応断面積 ($a_1 = 5, a_2 = 0.08$) を図 4.9 に示す.

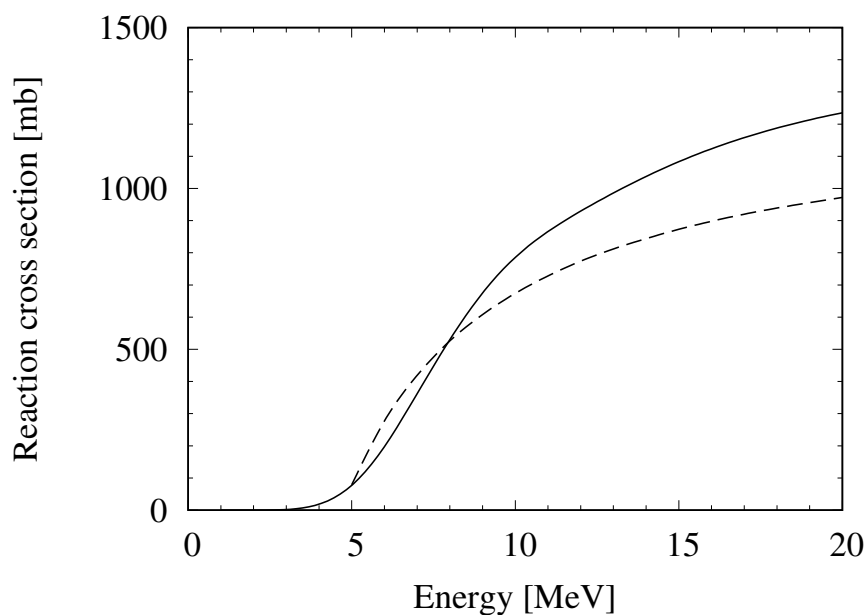


図 4.8 ^{89}Y 標的への陽子入射における反応断面積. 図 4.7 の破線も示してある.

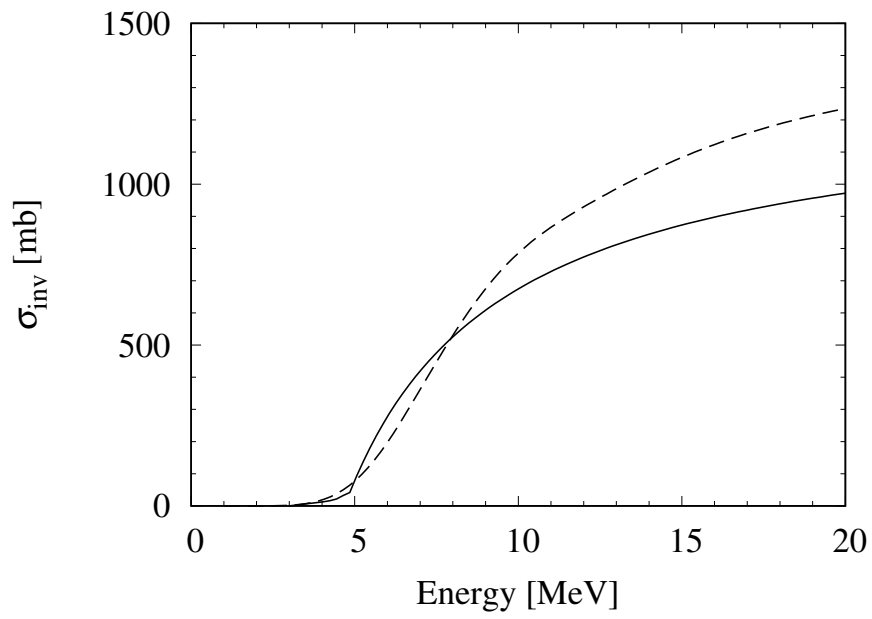


図 4.9 ^{89}Y からの陽子放出に対する修正した逆反応断面積. 統計模型を用いた計算も破線で示してある.

第5章 結果と考察

5.1 ブラッグカーブカウンターを用いた粒子識別

ブラッグカーブカウンター (BCC) 単体での粒子識別の様子を図 5.1 に示す. ここでは BCC を用いた水素同位体の識別について議論するために, 8.5 MeV 以下の事象を示してある. ブラッグピークが原子番号だけでなく, 質量数にも依存することから 1–3 MeV の範囲で陽子, 重陽子, 三重陽子が明確に識別されている. 図 5.2 に図 5.1 の 1.6–1.8 MeV における粒子識別の様子を示す. 陽子のピークは平均 1.86, 標準偏差 0.045 のガウス関数で表される. 1.6–1.8 MeV において陽子の事象を $1.86 \pm 0.13(3\sigma)$ の範囲で重陽子と分離できることから, 粒子の誤識別による誤差は 1 %未満である. この誤差は 1.8 MeV 以上でも同様である. 低エネルギー側での粒子識別の様子として図 5.3 に 1.1–1.2 MeV における粒子識別の様子を示す. 陽子のピークは平均 1.57, 標準偏差 0.062 のガウス関数で表される. 1.1–1.2 MeV において陽子の事象を $1.57 \pm 0.11(1.83\sigma)$ の範囲で他の粒子と分離できることから, 粒子の誤識別による誤差を 5 %とする. 1.1 MeV 以下では陽子と他の粒子との分離ができなくなることから, BCC 単体での陽子識別のしきいエネルギーは 1.1 MeV である.

図 5.4 に ΔE (BCC) vs E (1st SSD) の 2次元図を示す. BCC が水素同位体の識別に十分なエネルギー分解能をもつことから, BCC を用いた ΔE – E 法においても陽子を識別できている.

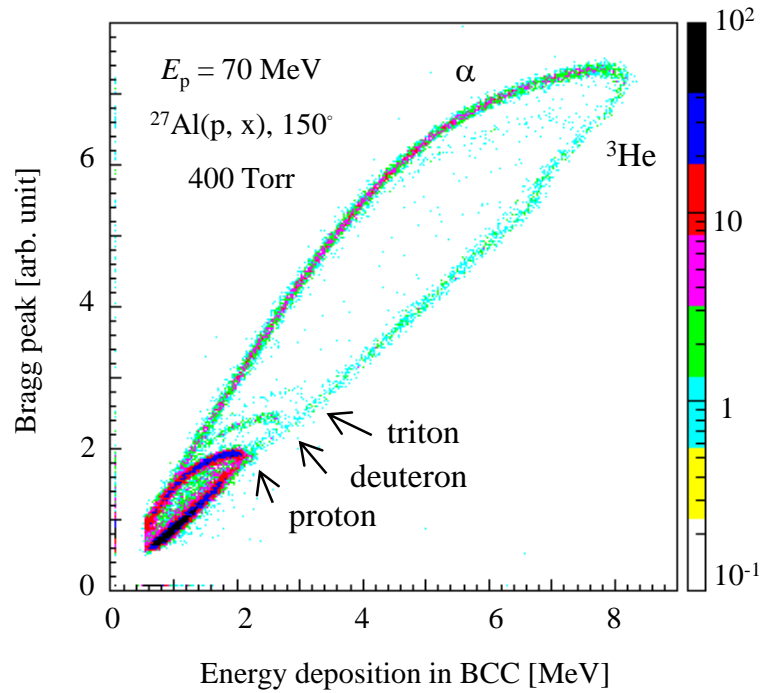


図 5.1 ブラッグピーク vs BCC への付与エネルギーの 2 次元図．識別した陽子，重陽子，三重陽子， ^3He ， α 粒子を示してある．

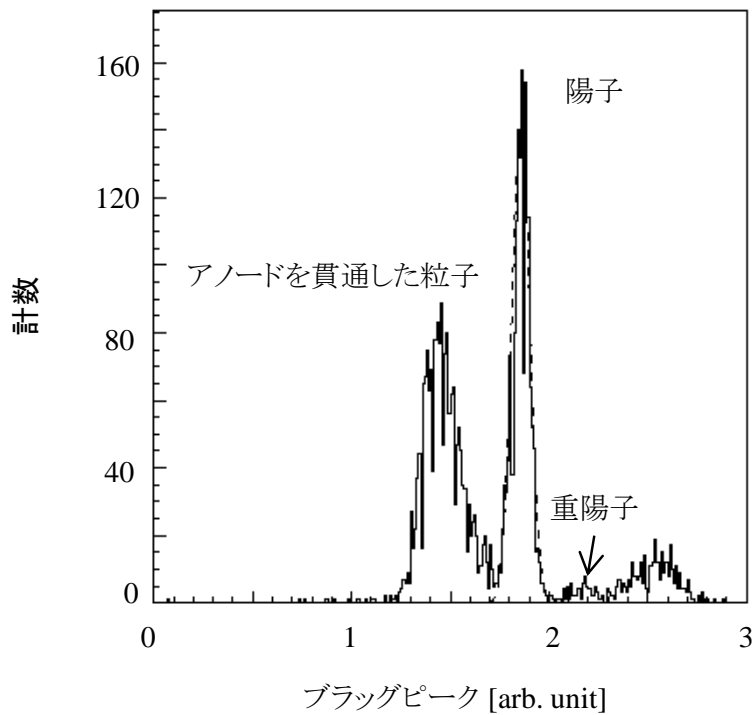


図 5.2 図 5.1 の 1.6–1.8 MeV における粒子識別．破線は陽子のピークに対するフィッティング曲線を表しており，平均 1.86, 標準偏差 0.045 のガウス関数で表される．

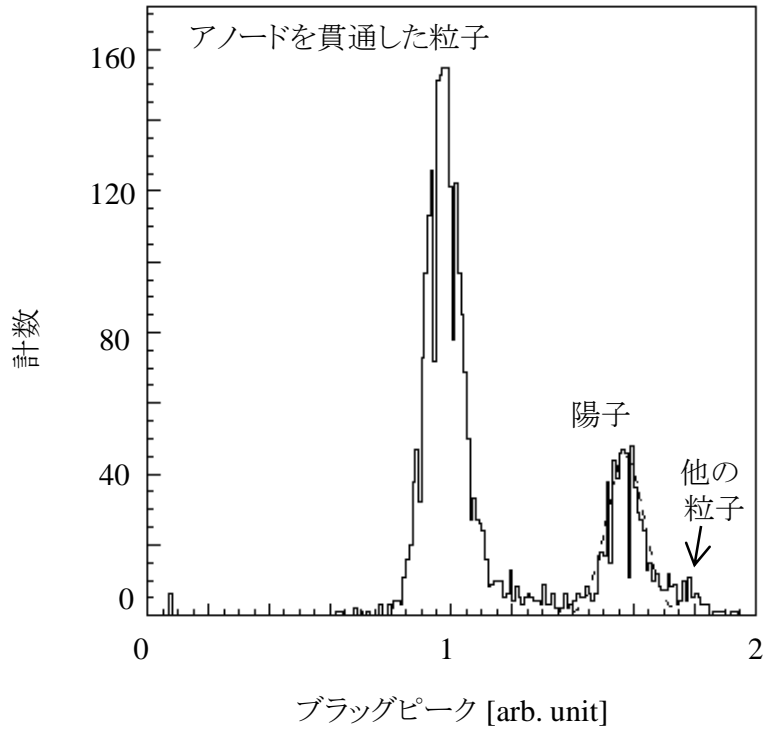


図 5.3 図 5.1 の 1.1–1.2 MeV における粒子識別. 破線は陽子のピークに対するフィッティング曲線を表しており, 平均 1.57, 標準偏差 0.062 のガウス関数で表される.

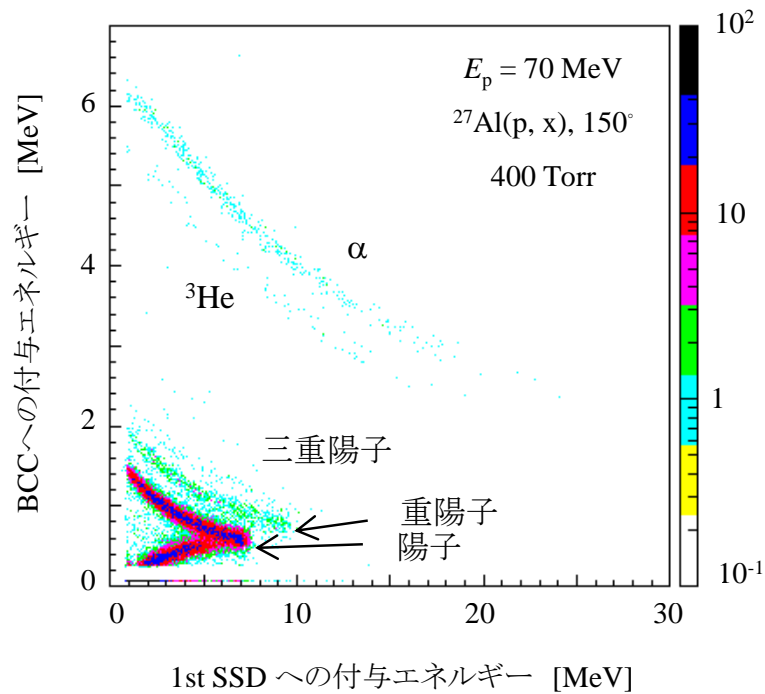


図 5.4 ΔE (BCC) vs E (1st SSD) の 2 次元図. 識別した陽子, 重陽子, 三重陽子, ^3He , α 粒子を示してある.

5.2 取得データ

取得データについてまず、すでに報告されている実験データと比較することで妥当性の確認をする。本研究で取得したデータのうち、 $^{nat}\text{C}(p, p'x)$ 反応と $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応のデータは1.2節で示したように同様の測定角度、入射エネルギー領域で Bertrandら^[25]と原田ら^[26]によって報告されている。ここではより滑らかなスペクトルを示す $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応について比較する。

図5.5に60–150°における $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の実験データを示す。左図において本研究で取得したデータ、Bertrandらのデータ、原田らのデータはそれぞれ $E_p = 70, 61.7, 68$ MeV に対するデータであり、右図において本研究で取得したデータ、原田らのデータはそれぞれ $E_p = 40, 42$ MeV に対するデータである。これら入射エネルギーの違いはスペクトルの高エネルギー領域における差異の要因となるので、左図でおもに40 MeV以下、右図でおもに30 MeV以下のデータを比較する。取得データは $E_p = 70, 40$ MeV いずれの入射エネルギーに対しても60°, 120°, 150°の全角度において Bertrandらと原田らのデータと誤差の範囲で一致する。したがって60–150°での取得データの妥当性が示された。

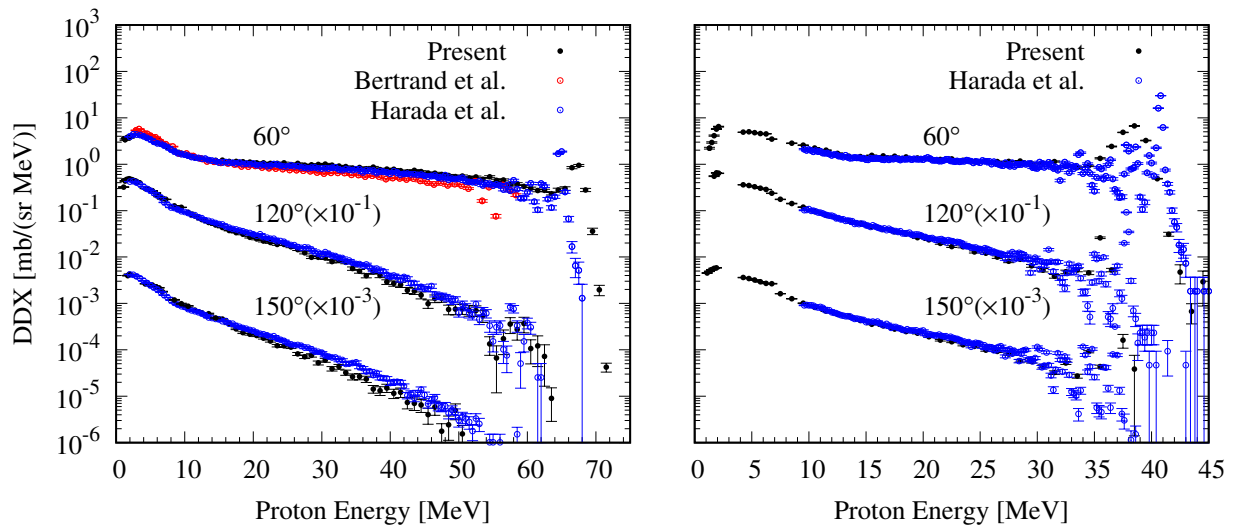


図 5.5 $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の60–150°でのエネルギースペクトル:(左) 入射エネルギー70 MeV 領域;(右) 入射エネルギー40 MeV 領域。黒丸は本研究で取得したデータ、赤丸は Bertrandらの実験データ、青丸は原田らの実験データを表す。

一方、15°での取得データは報告されているデータと高エネルギー領域で一致しない。図5.6に入射エネルギー70 MeV 領域における15°での $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の実験データを示す。取得データと Bertrandらのデータはそれぞれ $E_p = 70, 61.7$ MeV に対するデータである。入射エネルギーの違いを考慮して40 MeV以下で比較すると、20 MeV以下で取得データは Bertrandらのデータと同様にエネルギーの増加に対して減少する。しかし、20 MeV以上で

Bertrand らのデータはほぼ一定であるのに対し，取得データは増加を示す．

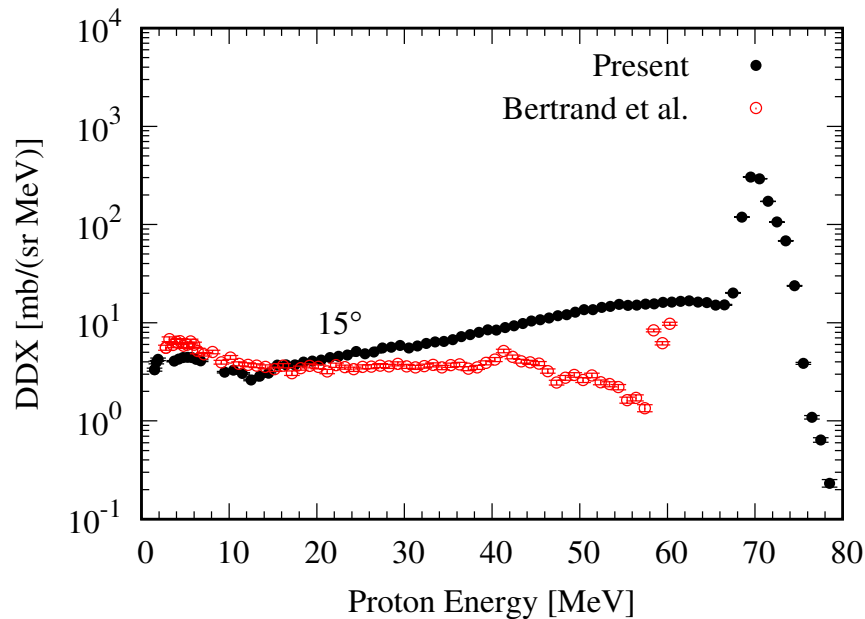


図 5.6 入射エネルギー 70 MeV 領域における $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の 15° でのエネルギースペクトル．黒丸は本研究で取得したデータ，赤丸は Bertrand らの実験データを表す．

この増加は $E_p = 40$ MeV の取得データでも確認できる．図 5.7 に入射エネルギー 40 MeV 領域における 15° 近傍での実験データを示す． ^{27}Al 標的について報告されているデータは入射エネルギー 40 MeV 領域で 15° より後方角に限られるので， ^{12}C 標的について比較してある．取得データと Bertrand らのデータはそれぞれ $E_p = 40, 29$ MeV に対するデータである．Bertrand らのデータが 10 MeV 以上でわずかに減少するのに対して，取得データは増加を示す．この増加の原因の可能性として開発した検出器のタングステンメッシュやグリッドを考慮することができるが，SSD と BGO シンチレータからなるカウンターテレスコープを用いた場合でも同様のスペクトルを得られることを確認しているため，この可能性は低いと考える．別の可能性として体系を考える．データ解析において試料取り付け具での入射陽子の散乱の成分を除去してあるので，増加の原因はこの成分以外のはずである．そこで，ビームコリメータで散乱したビームハローの陽子と標的との反応の成分を原因と考え，試料取り付け具の下端に ^{27}Al 標的を取り付けてビームコリメータを取り除いた体系で測定をおこなった．カウンターテレスコープを用いて得られたスペクトルを図 5.8 に示す．変更した体系で取得したデータは 20 MeV 以上で，変更前の体系で得たデータの最大 60 % に減少したが，エネルギーの増加に対して増加を示す．したがって 15° での高エネルギー領域の取得データについてはさらに検討が必要である．

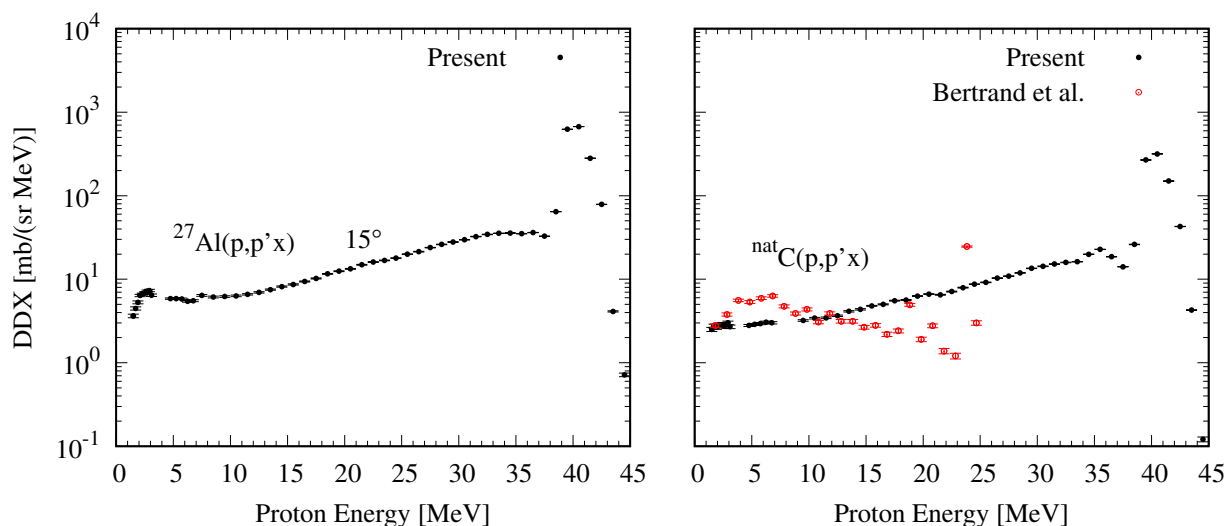


図 5.7 入射エネルギー 40 MeV 領域における 15° 近傍でのエネルギースペクトル：(左) $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応；(右) $^{\text{nat}}\text{C}(p, p'x)$ 反応．黒丸は本研究で取得した 15° でのデータ，赤丸は Bertrand らの 11° での実験データを表す．

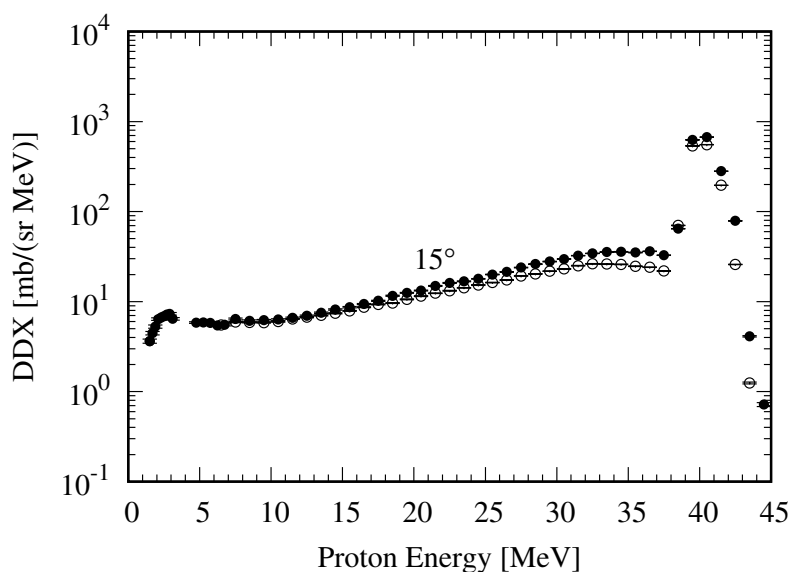


図 5.8 $E_p = 40$ MeV における 15° での $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトル．黒丸は図 5.7 の左図に示すデータ，白丸は変更した体系で取得したデータを表す．

次に $(p, p'x)$ 反応 DDX のエネルギー，角度依存性について考察する． $E_p = 70, 40$ MeV における $(p, p'x)$ 反応の 60° でのエネルギースペクトルをそれぞれ図 5.9 と図 5.10 に示す．取得データは最小エネルギー 1.3 MeV から弾性散乱した陽子をもつエネルギーまでの広い範囲におよぶ．この最小エネルギーは取得データを GEM の改良に用いるという観点から十分に低いエネルギーである．

10 MeV 以下の低エネルギー領域において、スペクトルは標的核によって次のような異なる傾向を示す。 ^{nat}C のような軽い核では DDX はほぼ一定であるが、 ^{27}Al , ^{nat}Cu と重くなると DDX はエネルギーの減少に対して増加し、あるエネルギーで最大となってその後減少する。さらに ^{nat}Ag と重くなると DDX がとる最大値が ^{nat}Cu の場合の 60 % に減少し、最大値を与えるエネルギーが 1.6 倍程度に大きくなる。 ^{nat}Ta , ^{197}Au まで重くなると DDX はエネルギーの減少に対して減少するだけである。このように標的核が重くなると DDX が小さくなる傾向は、クーロン障壁に起因すると考えることができる。すなわち、標的核の原子番号が大きくなるとクーロン障壁が大きくなり、この障壁の増大が陽子放出を抑制すると考える。このことは DDX の最大値を与えるエネルギーが大きくなることから示唆される。

10 MeV 以上の高エネルギー領域においては、連続スペクトル部の DDX は標的核によらずほぼ同じ値を示す。一方、弾性散乱陽子のエネルギー以下 10 MeV の範囲で $^{nat}\text{C}(p, p'x)$ 反応のスペクトルにだけ弾性散乱陽子によるピーク以外のピークを複数確認できる。ピーク的位置は $E_p = 70$ MeV の場合 60 MeV と 55 MeV, $E_p = 40$ MeV の場合 32 MeV と 27 MeV である。これらの位置に現れるピークは ^{12}C の励起準位に起因する。励起エネルギーは第 1 励起で 4.4 MeV, 第 2 励起で 7.7 MeV, 第 3 励起で 9.6 MeV である [54]。弾性散乱 $^{12}\text{C}(p, p)$ によって 60° に放出する陽子のエネルギーは $E_p = 70$ MeV の場合 64.2 MeV なので、図 5.9 の左上図における 60 MeV と 55 MeV のピークはそれぞれ第 1 励起, 第 3 励起に起因すると考えることができる。 $E_p = 40$ MeV の場合も同様に考えると、弾性散乱陽子のエネルギーは 36.7 MeV なので、図 5.10 の左上図における 32 MeV と 27 MeV のピークはそれぞれ第 1 励起, 第 3 励起に起因すると考えることができる。

高エネルギー端には弾性散乱陽子によるピークを確認できる。 60° に放出する弾性散乱陽子のエネルギーは表 5.1 のとおりである。 120° , 150° では $E_p = 70$ MeV の場合、図 5.11 に示すように弾性散乱ピークを確認できないが、 $E_p = 40$ MeV の場合には図 5.12 に確認できる。

表 5.1 弾性散乱により 60° に放出する陽子のエネルギー [MeV].

標的核	$E_p = 70$ [MeV]	$E_p = 40$ [MeV]
^{12}C	64.2	36.7
^{27}Al	67.3	38.5
^{63}Cu	68.8	39.3
^{107}Ag	69.3	39.6
^{181}Ta	69.6	39.8
^{197}Au	69.6	39.8

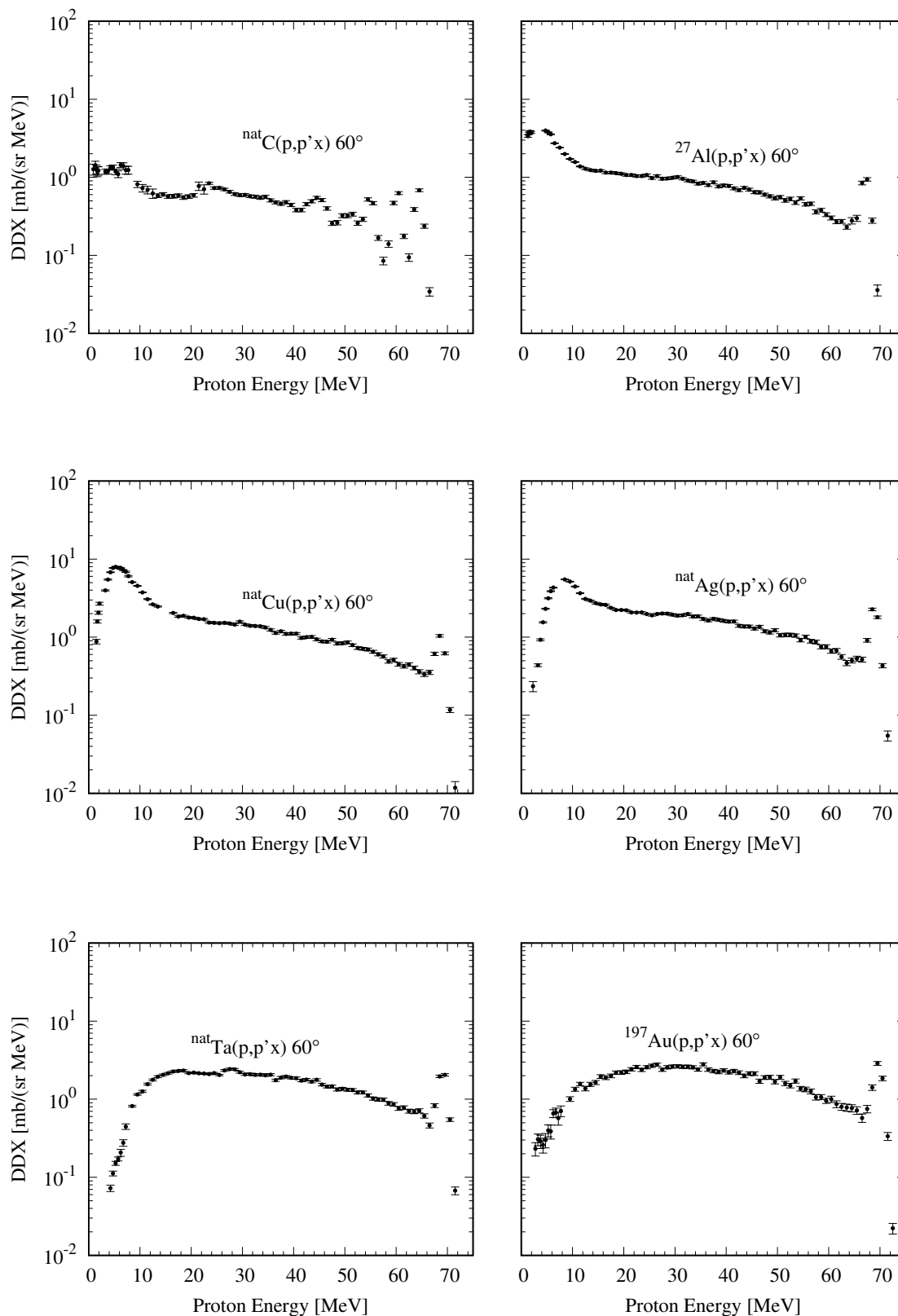


図 5.9 $E_p = 70$ MeV における $(p, p'x)$ 反応の 60° でのエネルギースペクトル: (左上) ^{nat}C 標的; (右上) ^{27}Al 標的; (左中央) ^{nat}Cu 標的; (右中央) ^{nat}Ag 標的; (左下) ^{nat}Ta 標的; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す.

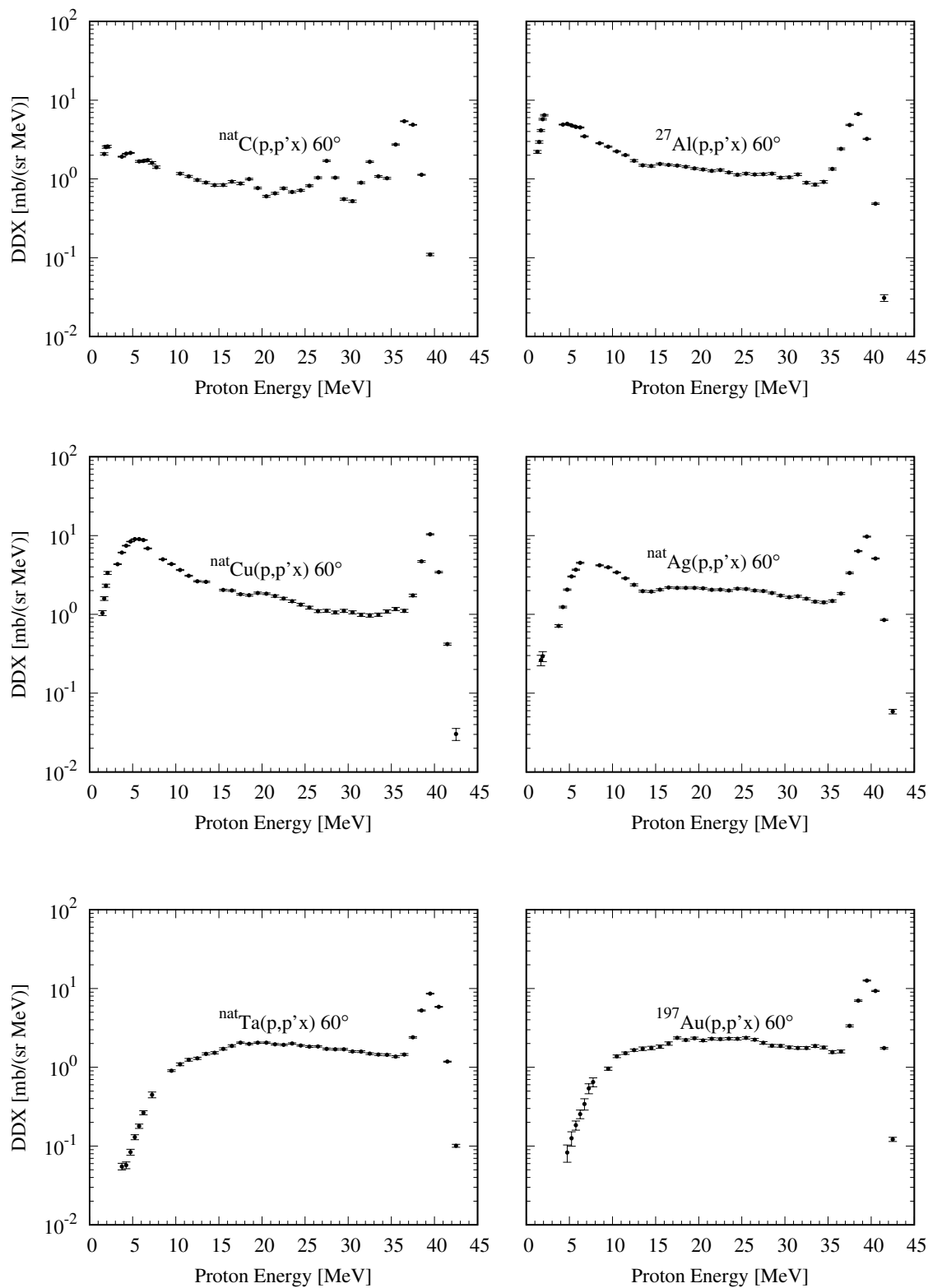


図 5.10 $E_p = 40$ MeV における $(p, p'x)$ 反応の 60° でのエネルギースペクトル: (左上) ^{nat}C 標的; (右上) ^{27}Al 標的; (左中央) ^{nat}Cu 標的; (右中央) ^{nat}Ag 標的; (左下) ^{nat}Ta 標的; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す.

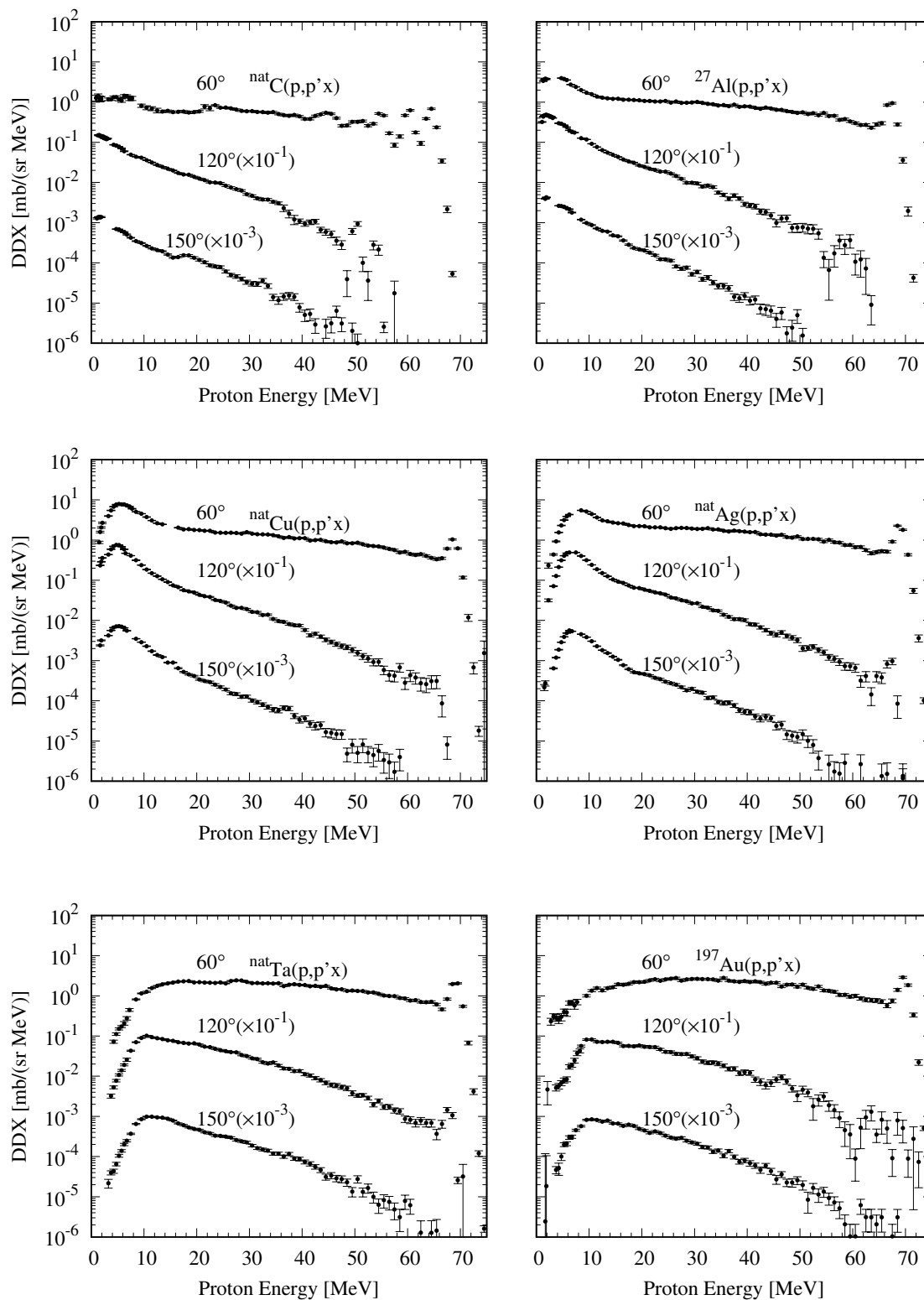


図 5.11 $E_p = 70$ MeV における $(p, p'x)$ 反応の $60\text{--}150^\circ$ でのエネルギースペクトル: (左上) natC 標的; (右上) ^{27}Al 標的; (左中央) natCu 標的; (右中央) natAg 標的; (左下) natTa 標的; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す.

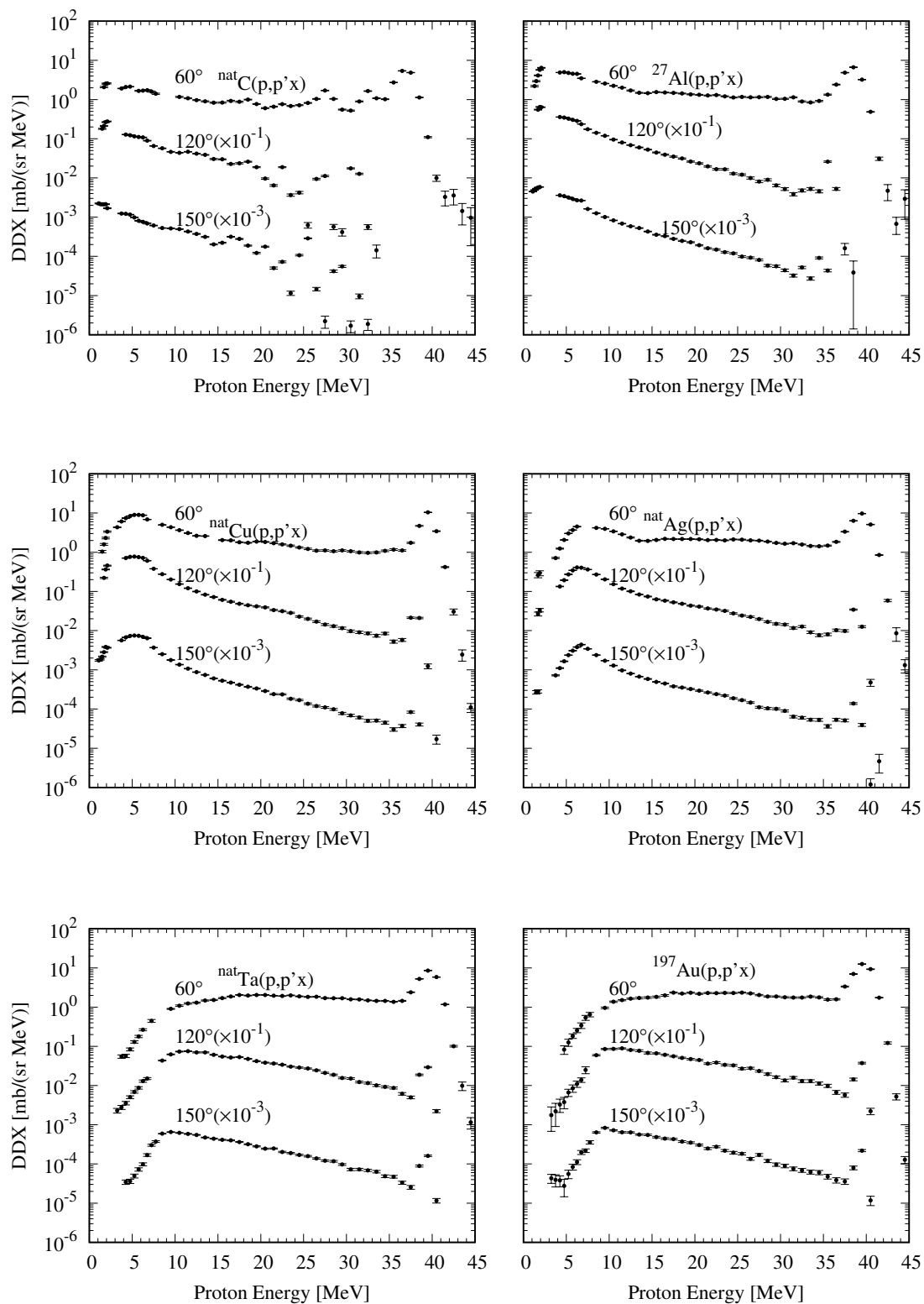


図 5.12 $E_p = 40$ MeV における $(p, p'x)$ 反応の 60 – 150° でのエネルギースペクトル: (左上) ^{nat}C 標的; (右上) ^{27}Al 標的; (左中央) ^{nat}Cu 標的; (右中央) ^{nat}Ag 標的; (左下) ^{nat}Ta 標的; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す.

最後に 2–6 MeV における $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトルについて議論する。第 1 章で指摘したように Bertrand らのデータと原田らのデータは異なる傾向を示す。これらのデータに対して本研究で取得したデータを図 5.13 に示す。前方角でのスペクトルはエネルギーの減少に対してゆるやかに減少する傾向を示し、原田らのデータが示す傾向と一致する。後方角でのスペクトルはエネルギーの増加に対して明確に増加傾向を示す。

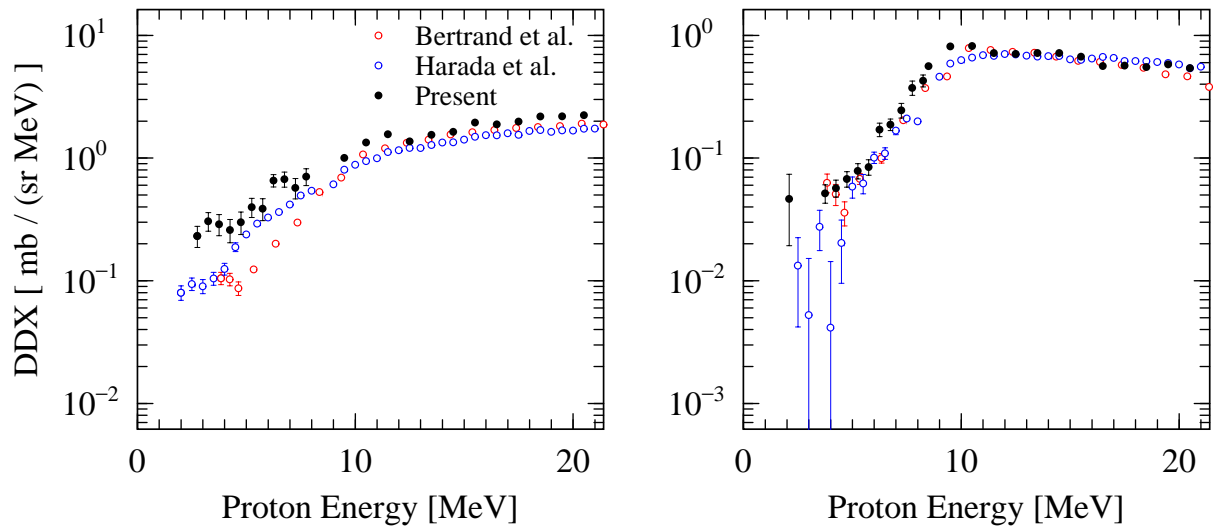


図 5.13 $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトル：(左) 前方角 ($\sim 60^\circ$)；(右) 後方角 ($\sim 120^\circ$)。黒丸は本研究で取得したデータ，赤丸は Bertrand らのデータ，青丸は原田らのデータを表す。

図 5.14 に $E_p = 70$ MeV において $(p, p'x)$ 反応で放出する 10 MeV 以下の陽子の角度分布を示す。放出陽子のエネルギーには GEM による計算の最大値を与えるエネルギーを選んだので、図 5.14 に示す放出陽子のエネルギーは標的核によって異なる。エネルギーが標的核によって異なる要因はエネルギー依存性について考察したとおりクーロン障壁である。

^{12}C , ^{64}Cu , ^{107}Ag 標的に対する DDX は $15\text{--}150^\circ$ の範囲でほぼ一定の値であり、角度分布は等方分布である。これに対して ^{181}Ta , ^{197}Au 標的に対する DDX は 15° での値が他の角度での値の 4–10 倍であり、角度分布は等方分布と異なる。 ^{181}Ta 標的からの陽子の角度分布は 15° 近傍に集中した分布である。一方、 ^{197}Au 標的からの陽子の角度分布は前方角と後方角に偏った分布を示す。カスケード過程で放出する陽子は前方角に集中した分布を示すが、後方角に偏る分布を示さないので、 ^{197}Au からの陽子の角度分布は GEM の等方分布の仮定に対する見直しの必要性を示唆する。

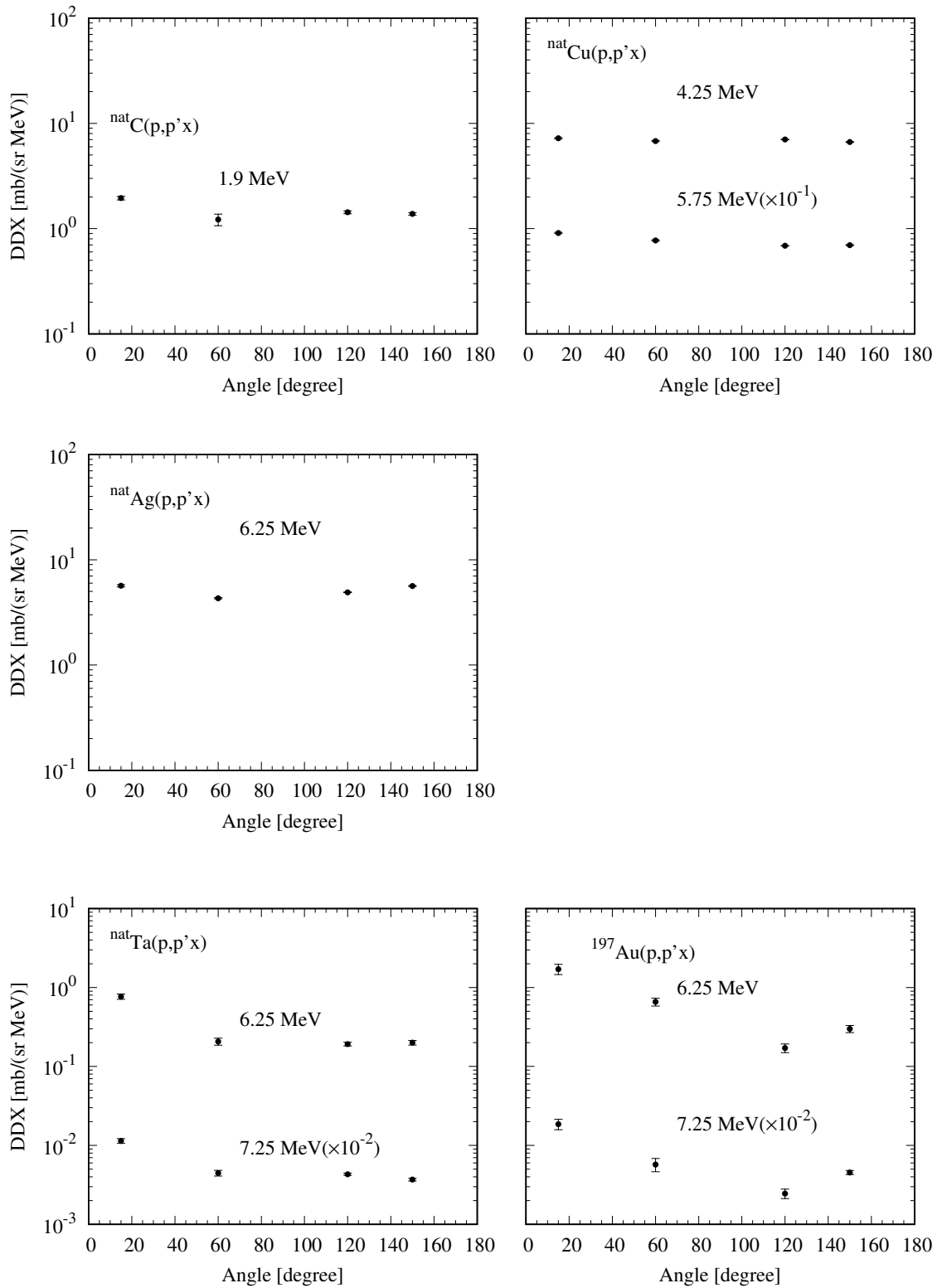


図 5.14 $E_p = 70 \text{ MeV}$ において $(p, p'x)$ 反応で放出する 10 MeV 以下の陽子の角度分布 : (左上) ${}^{\text{nat}}\text{C}$ 標的 ; (右上) ${}^{\text{nat}}\text{Cu}$ 標的 ; (左中央) ${}^{\text{nat}}\text{Ag}$ 標的 ; (左下) ${}^{\text{nat}}\text{Ta}$ 標的 ; (右下) ${}^{197}\text{Au}$ 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す.

図 5.15 に $E_p = 40$ MeV において $(p, p'x)$ 反応で放出する 10 MeV 以下の陽子の角度分布を示す。標的核の違いによる角度分布の差異は $E_p = 70$ MeV の場合と同様で, ^{nat}C , ^{nat}Cu , ^{nat}Ag 標的からの陽子の角度分布は等方分布であるが, ^{nat}Ta , ^{197}Au 標的からの陽子の分布は等方分布と異なる。しかし, ^{nat}Ta , ^{197}Au 標的からの陽子の分布は $E_p = 70$ MeV の場合と異なる。 ^{nat}Ta 標的に対する 60° での DDX は後方角での DDX の 2, 3 倍であり, 陽子の角度分布は $E_p = 70$ MeV の場合より前方に集中した分布である。 ^{197}Au 標的からの陽子の分布は $E_p = 70$ MeV で見られた後方角への偏りをもたず, 前方に集中した分布である。このような違いから, ^{197}Au 標的からの陽子の角度分布は入射エネルギー依存性をもつと考える。

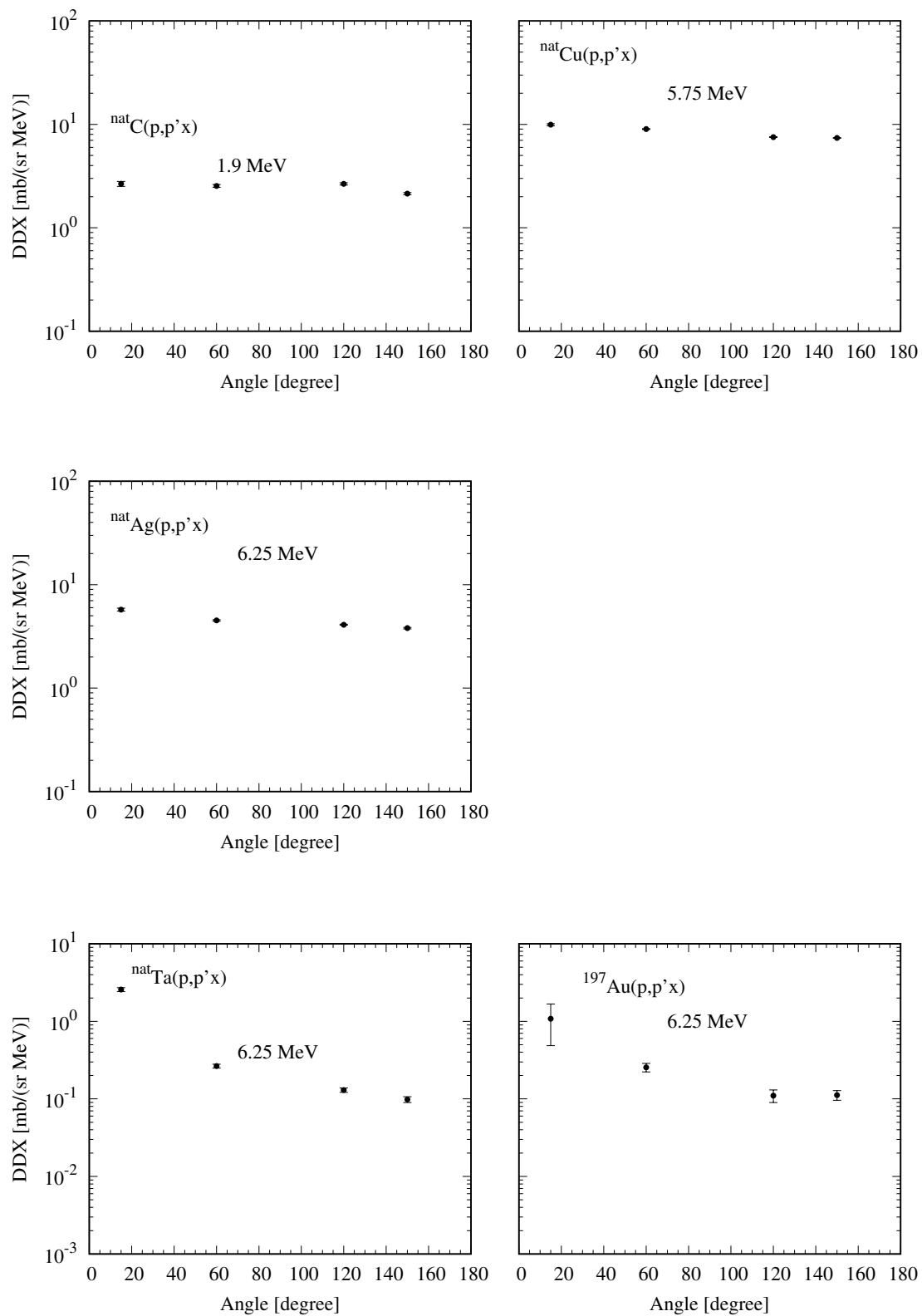


図 5.15 $E_p = 40$ MeV において $(p, p'x)$ 反応で放出する 10 MeV 以下の陽子の角度分布 : (左上) ^{nat}C 標的 ; (右上) ^{nat}Cu 標的 ; (左中央) ^{nat}Ag 標的 ; (左下) ^{nat}Ta 標的 ; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す.

5.3 実験データと計算との比較

本研究で改良した核反応モデルによる計算と実験データとを比較することで、改良したモデルを検証する。まず改良した INC 模型を検証する。 $E_p = 61.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応の 30° でのエネルギースペクトルを図 5.16 に示す。本研究の改良手法を適用した計算結果を上段に、WKB 近似解の関数形を用いた計算結果^[24]を下段に示してある。これらの計算結果を比較すると、改良手法に基づく計算結果は次の 2 点について WKB に基づく計算結果より実験データをよく再現する。

(A) 20–30 MeV の範囲での過大評価の解消

(B) INC 模型計算のしきいエネルギー近傍である 9 MeV 付近での過大評価の解消

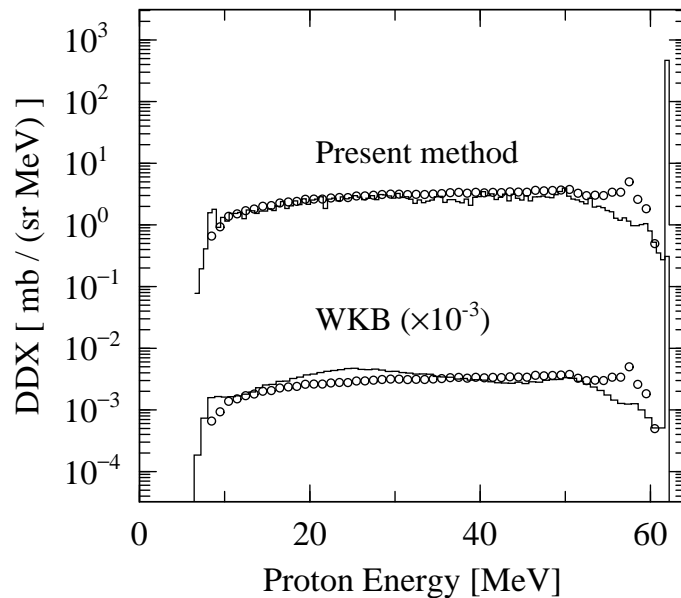


図 5.16 $E_p = 61.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応の 30° でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ、実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

他の角度における計算の検証のため、 $E_p = 61.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応の $30\text{--}90^\circ$ でのエネルギースペクトルを図 5.17 に示す。改良手法による計算は 30° での実験データだけでなく、 60° 、 90° での実験データも再現する。

60 MeV 領域より低い入射エネルギーに対する計算を検証するために、 $E_p = 38.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応の $20\text{--}90^\circ$ でのエネルギースペクトルを図 5.18 に示す。改良手法による計算は $20\text{--}90^\circ$ のすべての角度での実験データを再現する。したがって入射エネルギー 40 MeV 領域に対しても改良手法を適用できると言える。

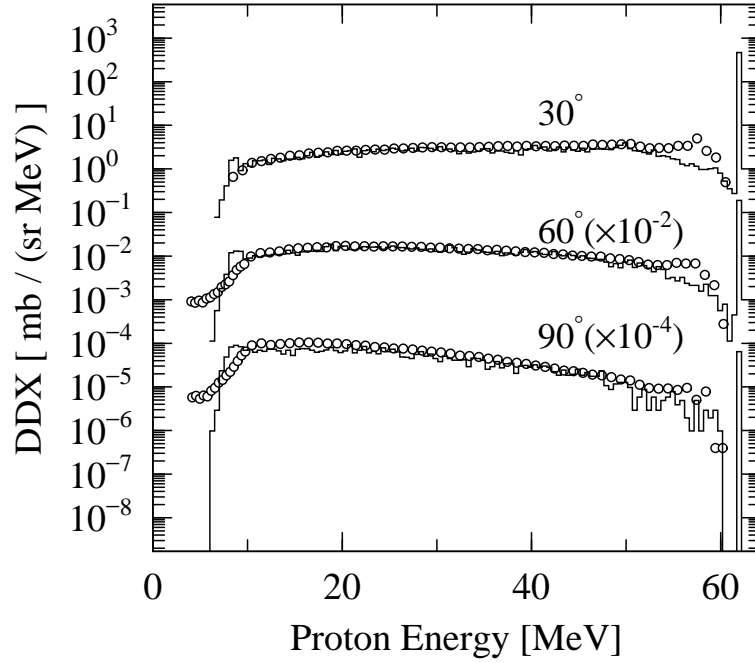


図 5.17 $E_p = 61.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応の $30\text{--}90^\circ$ でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ，実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

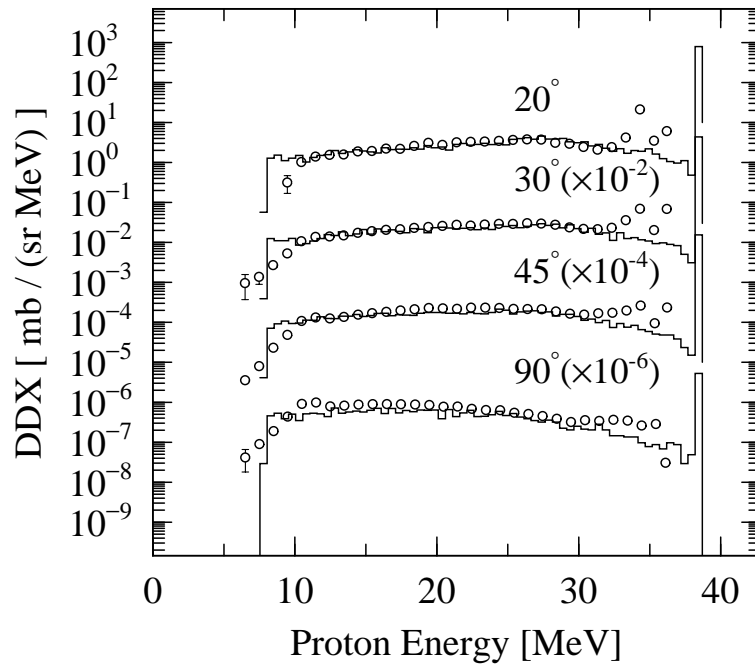


図 5.18 $E_p = 38.7$ MeV における $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応の $20\text{--}90^\circ$ でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ，実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

他の標的核に対する計算を検証するために、 $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトルを図5.19と図5.20に、 $^{120}\text{Sn}(p, p'x)$ 反応のエネルギースペクトルを図5.21と図5.22に示す。障壁透過粒子は軽い核や中重核に対する反応では無視できるので、ここでは標的核質量数 $A \geq 120$ の標的核に対する反応について実験データと計算結果とを比較する。 $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応、 $^{120}\text{Sn}(p, p'x)$ 反応いずれの反応についても計算結果は20–30 MeVの範囲において過大評価することなく実験データを再現する。特に $^{120}\text{Sn}(p, p'x)$ 反応の計算は $^{209}\text{Bi}(p, p'x)$ 反応や $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応の計算よりもよく実験データを再現する。

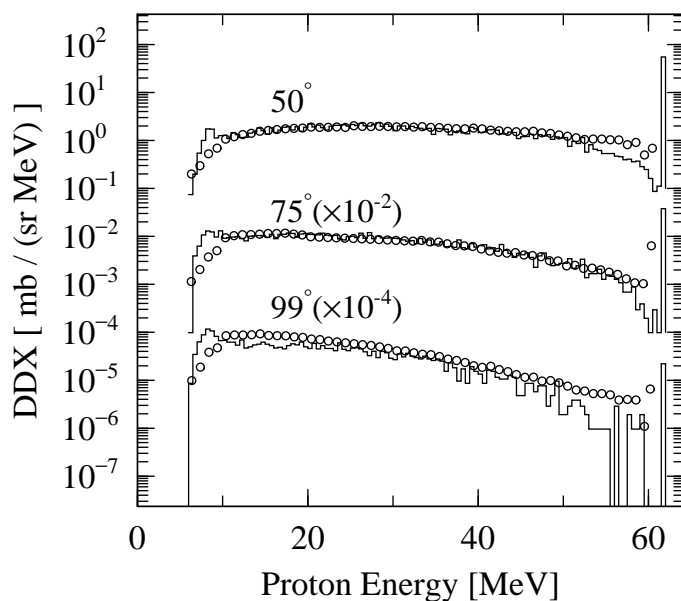


図 5.19 $E_p = 61.5$ MeV における $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応の $50\text{--}99^\circ$ でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ，実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

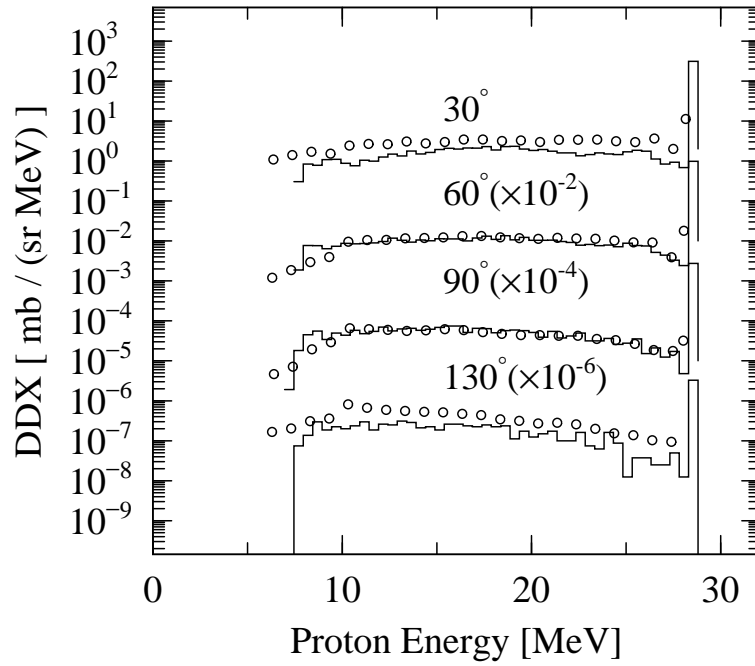


図 5.20 $E_p = 28.8$ MeV における $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応の $30\text{--}130^\circ$ でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ，実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

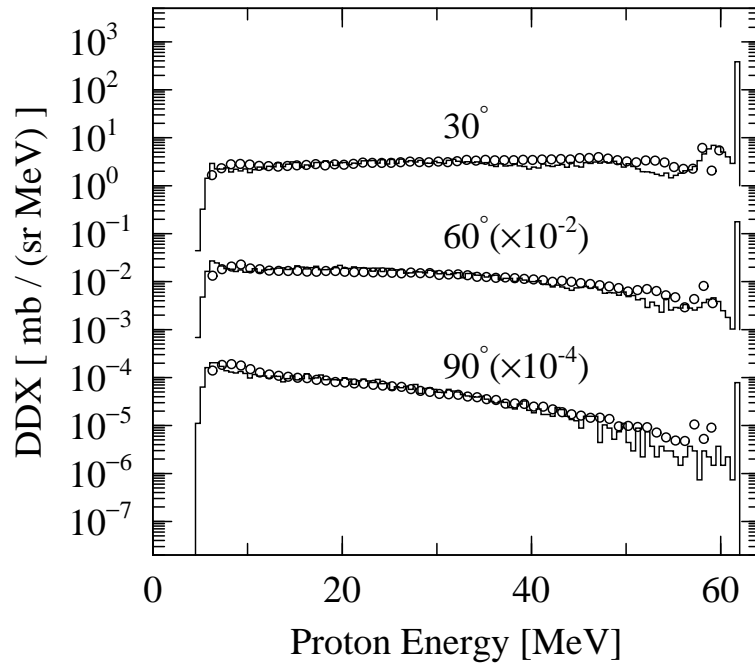


図 5.21 $E_p = 61.5$ MeV における $^{120}\text{Sn}(p, p'x)$ 反応の $30\text{--}90^\circ$ でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ，実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

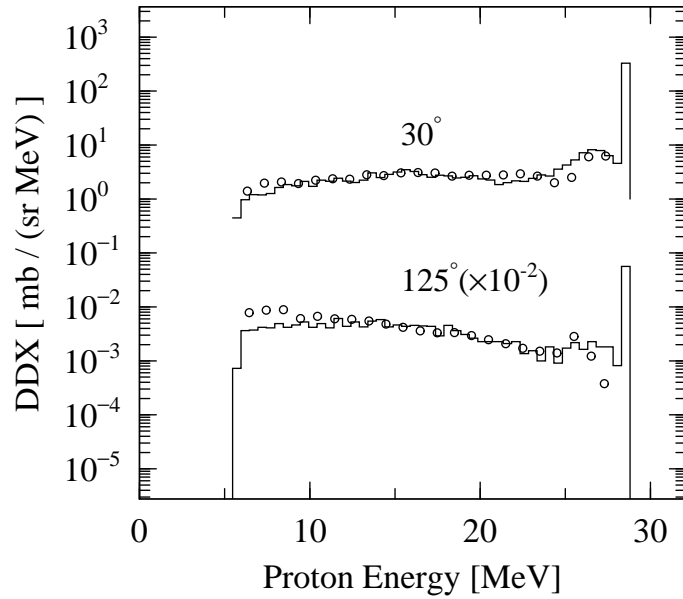


図 5.22 $E_p = 28.8$ MeV における $^{120}\text{Sn}(p, p'x)$ 反応の 30° , 125° でのエネルギースペクトル。白丸は Bertrand らの実験データ，実線は改良手法に基づく INC + GEM による計算結果を表す。

次に改良した GEM を検証する。 $E_p = 70$ MeV における $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応の 60° でのエネルギースペクトルを図 5.23 に示す。本研究の改良手法を適用した計算結果を青線で，従来の手法による計算結果を黒線で示してある。左図において 10 MeV 以上の高エネルギー領域では，改良手法での計算と従来の手法での計算が一致することから，GEM への改良が高エネルギー領域に影響をおよぼさないことを確認できる。右図において改良手法での GEM の計算と従来の手法での GEM の計算とを比較することで，次の 2 点を改善点として挙げることができる。

- (A) 従来の計算では記述できていない 2.5 MeV 以下の放出陽子を記述できるようになった点
- (B) スペクトルの形状を再現できるようになった点

これら GEM の計算の改善によって，INC + GEM の計算結果もスペクトルの形状の再現性が向上した。

他の標的核に対する計算の検証のため， $E_p = 61.5$ MeV における $^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応の 99° でのエネルギースペクトルを図 5.24 に示す。 $^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応においても改良手法による計算は，従来の計算では記述できていない 3 MeV 以下の放出陽子を記述できるようになり，スペクトルの形状も再現できるようになっている。

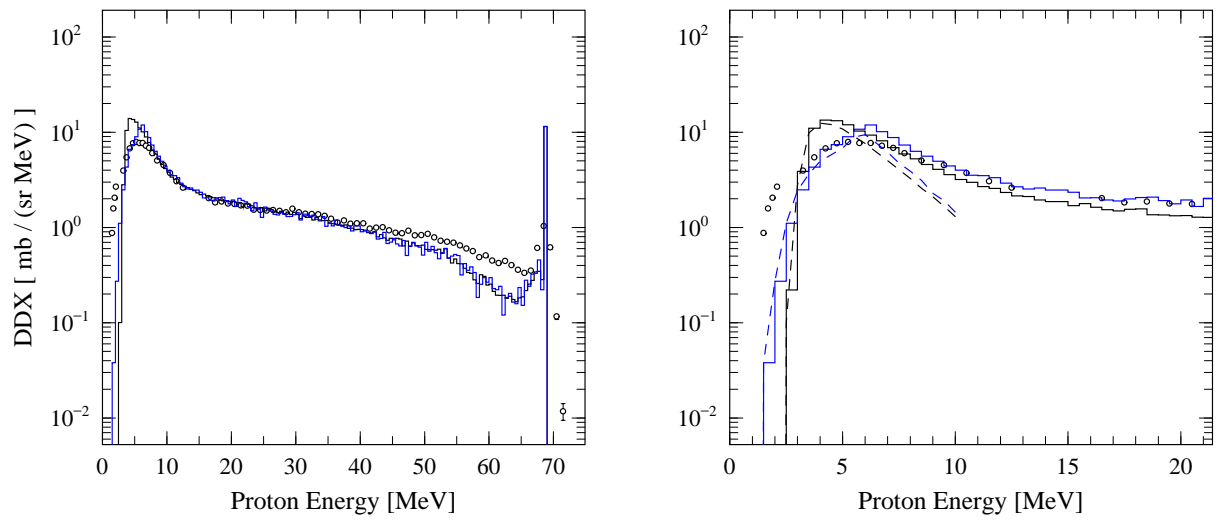


図 5.23 $E_p = 70$ MeV における ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応の 60° でのエネルギースペクトル：(左) 75 MeV 以下の範囲のスペクトル；(右) 21 MeV 以下の範囲のスペクトル．白丸は本研究での取得データ，実線は INC + GEM による計算，破線は GEM による計算を表し，黒線は従来の手法，青線は改良手法に基づく計算結果である．

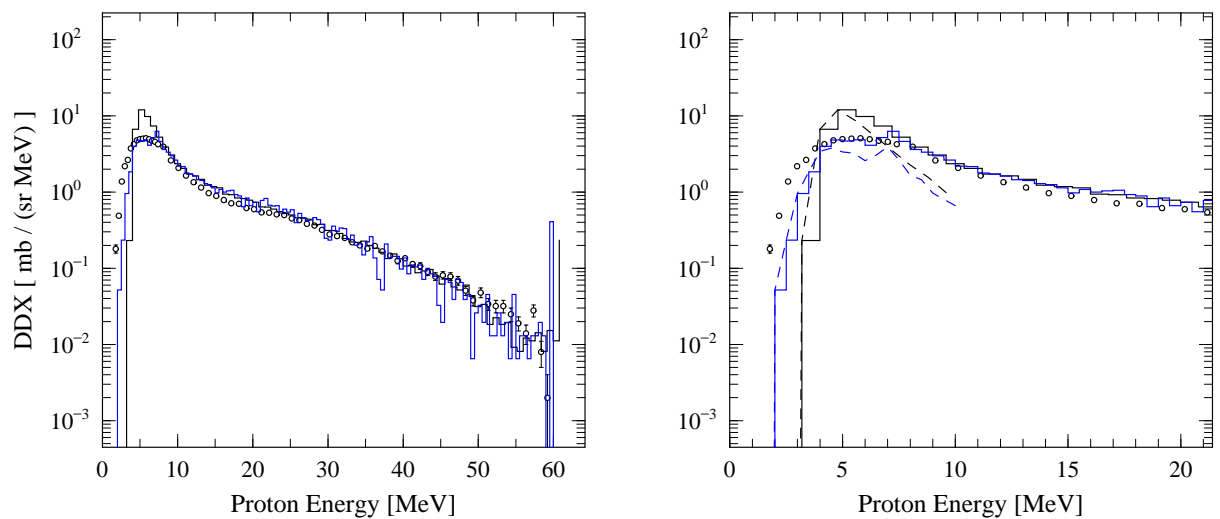


図 5.24 $E_p = 61.5$ MeV における ${}^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応の 99° でのエネルギースペクトル：(左) 65 MeV 以下の範囲のスペクトル；(右) 21 MeV 以下の範囲のスペクトル．白丸は Bertrand らの実験データ，実線は INC + GEM による計算，破線は GEM による計算を表し，黒線は従来の手法，青線は改良手法に基づく計算結果である．

他の角度における計算の検証のため、 $E_p = 70$ MeVにおける ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応の $60\text{--}150^\circ$ でのエネルギースペクトルを図5.25に、 $E_p = 61.5$ MeVにおける ${}^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応の $30\text{--}124^\circ$ でのエネルギースペクトルを図5.26に示す。図5.25と図5.26両図の右図において、改良手法によるINC + GEMの計算は ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応、 ${}^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応の両反応について前方角から後方角にわたってスペクトルの形状を再現できるようになっている。

以上の検証から本研究でINC模型、GEMそれぞれに適用した改良手法は、それぞれの核反応模型の実験データ再現性を向上させるのに有効な手法であると考えられる。

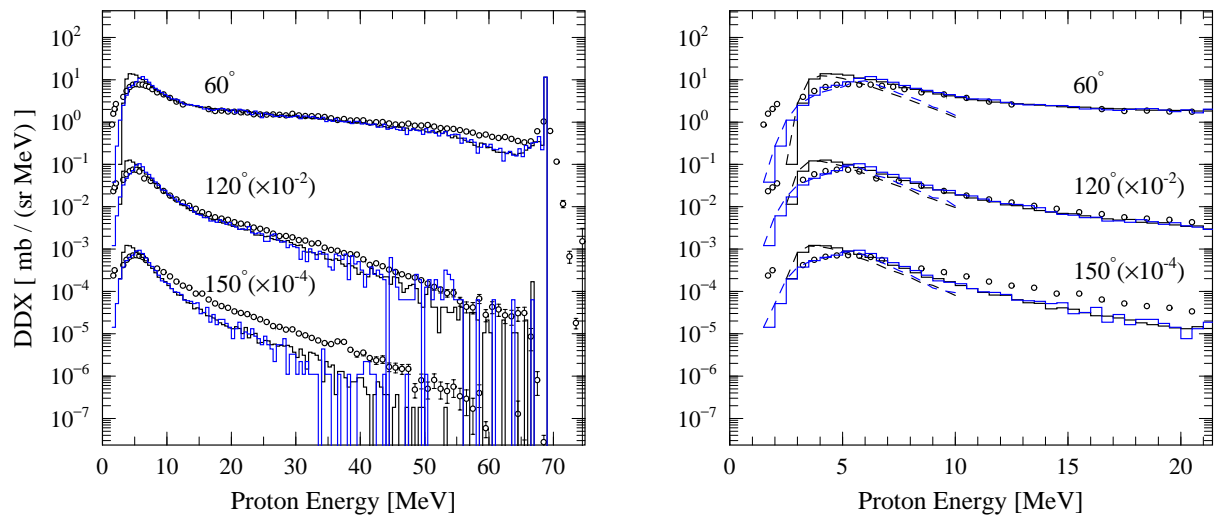


図 5.25 $E_p = 70$ MeV における ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応の $60\text{--}150^\circ$ でのエネルギースペクトル : (左) 75 MeV 以下の範囲のスペクトル ; (右) 21 MeV 以下の範囲のスペクトル. 白丸は本研究での取得データ, 実線は INC + GEM による計算, 破線は GEM による計算を表し, 黒線は従来の手法, 青線は改良手法に基づく計算結果である.

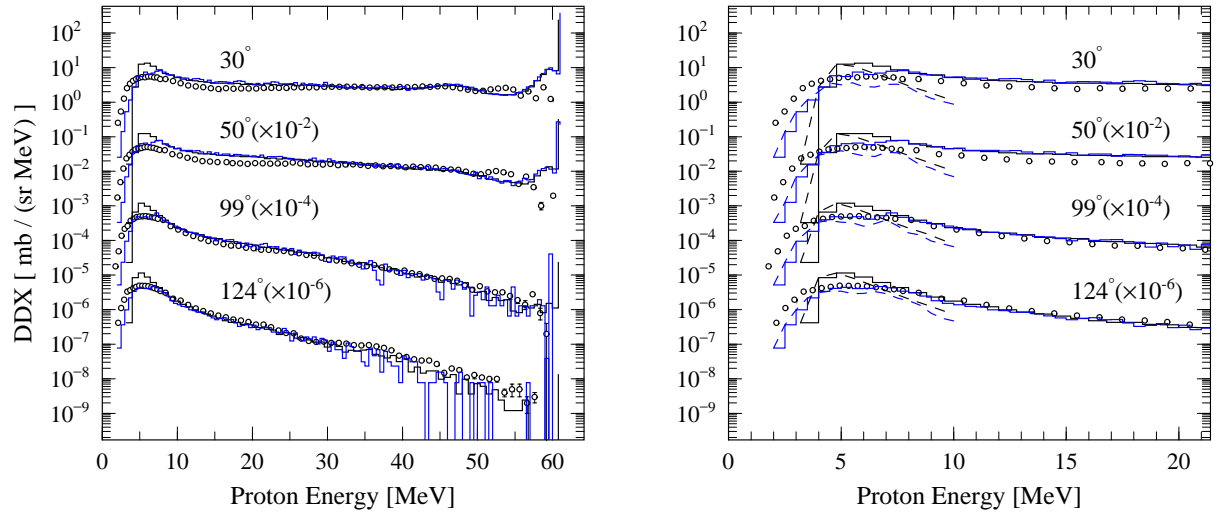


図 5.26 $E_p = 61.5$ MeV における $^{89}\text{Y}(p, p'x)$ 反応の $30\text{--}124^\circ$ でのエネルギースペクトル：(左) 65 MeV 以下の範囲のスペクトル；(右) 21 MeV 以下の範囲のスペクトル．白丸は Bertrand らの実験データ，実線は INC + GEM による計算，破線は GEM による計算を表し，黒線は従来手法，青線は改良手法に基づく計算結果である．

核データライブラリーを用いた計算と本研究で取得したデータとを比較することで，核データライブラリー計算の実験データ再現性を評価する．ここで用いる核データライブラリーは JENDL-4.0/HE^[55] である． $E_p = 70, 40$ MeV における $(p, p'x)$ 反応の $60\text{--}150^\circ$ でのエネルギースペクトルをそれぞれ図 5.27 と図 5.28 に示す．JENDL-4.0/HE には銀標的のデータが存在しないので，図 5.27 と図 5.28 において $^{\text{nat}}\text{Ag}(p, p'x)$ 反応の計算結果を示していない．

10 MeV 以下の低エネルギー領域では JENDL を用いた計算は $E_p = 70$ MeV における $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応の 60° での実験データのスペクトルの形状を再現しないが，この不一致を除けば $E_p = 70, 40$ MeV に対して $^{\text{nat}}\text{C}$, ^{27}Al , $^{\text{nat}}\text{Cu}$ 標的について 60° から 150° にわたりスペクトルの形状を再現する．このスペクトルの再現は，従来 GEM が記述しなかったエネルギー範囲にもおよぶ．一方， $^{\text{nat}}\text{Ta}(p, p'x)$ 反応と $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応では $E_p = 70$ MeV において，JENDL を用いた計算は実験データを過大評価する．この過大評価は特に $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応において顕著であり，計算値は 9 MeV の位置で実験値のおよそ 6 倍である． $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応での不一致は，核データ評価において ^{196}Au の準位密度が過大評価されたことに起因する．この準位密度の過大評価を修正することでスペクトルの過大評価を解消できると考える． $E_p = 40$ MeV の場合，JENDL を用いた計算は $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応について 60° で実験データを再現するが，後方角で実験データを 3 倍程度過大評価する．

10 MeV 以上の高エネルギー領域では JENDL を用いた計算は $^{\text{nat}}\text{C}$, ^{27}Al , $^{\text{nat}}\text{Cu}$ 標的について 60° から 150° にわたり実験データを再現する．このことは連続スペクトル部分だけでなく，

$^{nat}\text{C}(p, p'x)$ 反応のスペクトルに現れる ^{12}C の励起準位に起因するピークに対してもあてはまる。 ^{nat}Ta , ^{197}Au 標的については、計算は 60° での実験データを過小評価する。 $^{nat}\text{Ta}(p, p'x)$ 反応に対しては後方角においても計算がわずかに過小評価する。

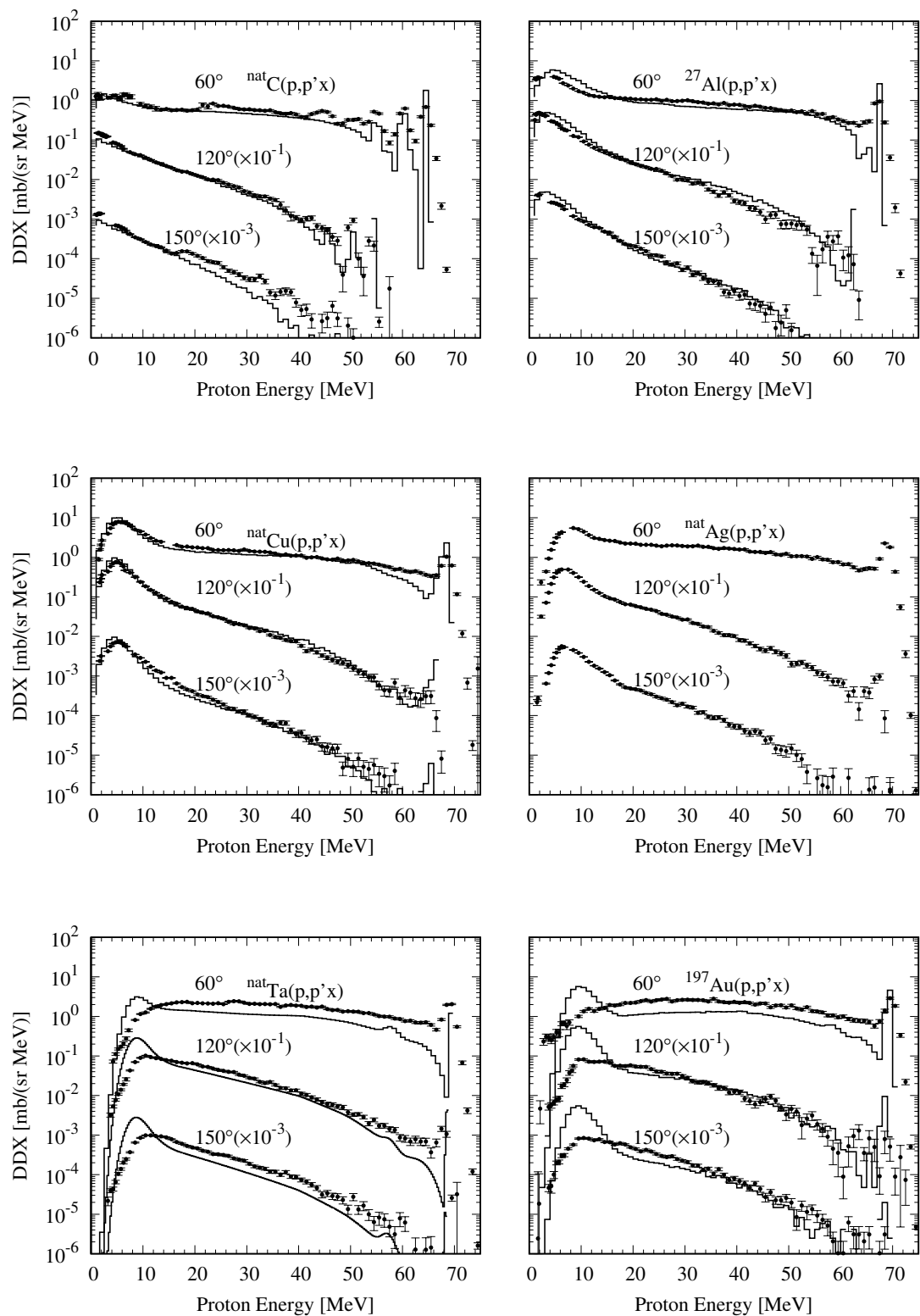


図 5.27 $E_p = 70$ MeV における (p, p') 反応の 60 – 150° でのエネルギースペクトル: (左上) ^{nat}C 標的; (右上) ^{27}Al 標的; (左中央) ^{nat}Cu 標的; (右中央) ^{nat}Ag 標的; (左下) ^{nat}Ta 標的; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す. 実線は JENDL-4.0/HE を用いた計算結果である.

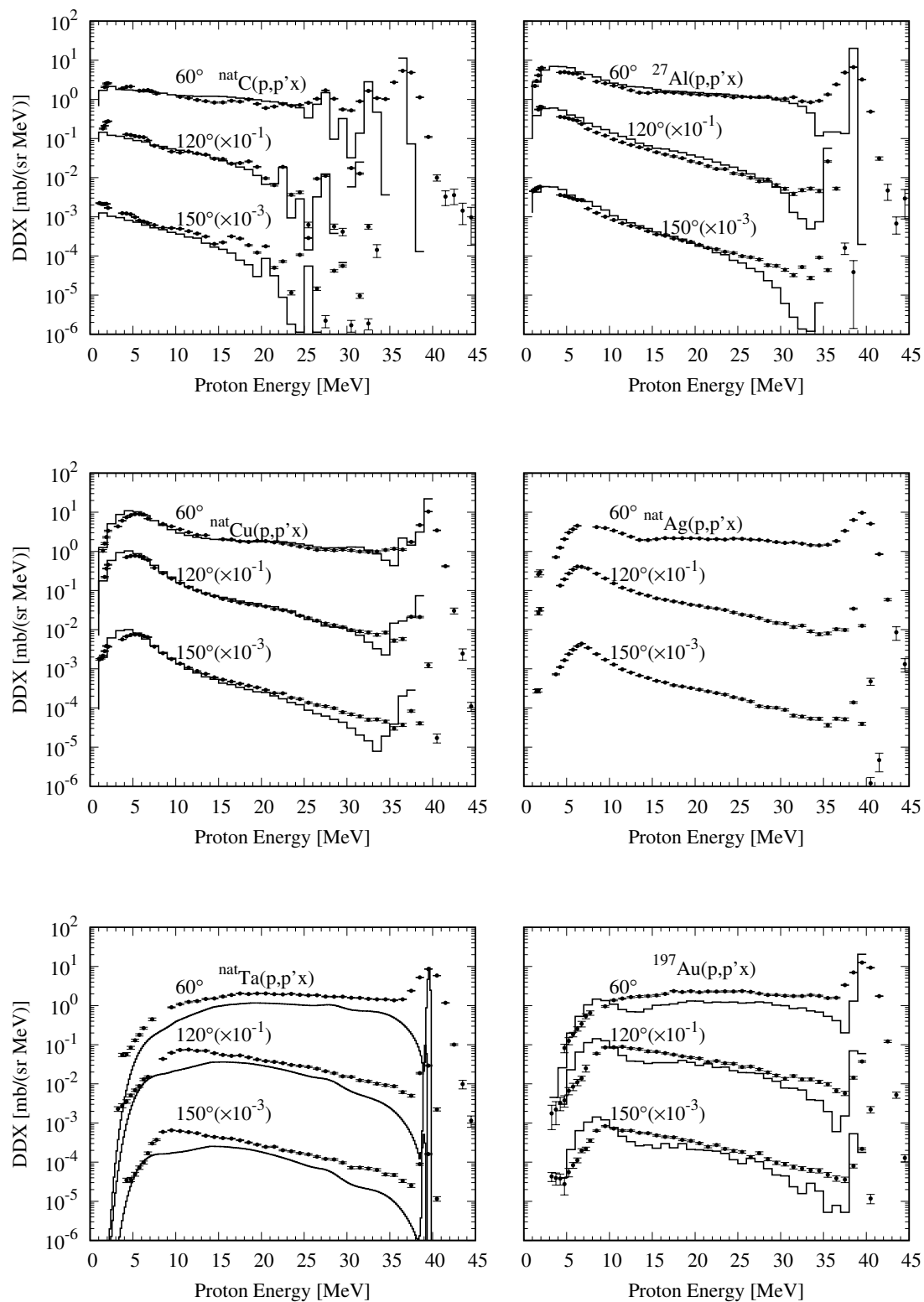


図 5.28 $E_p = 40$ MeV における (p, p') 反応の 60 – 150° でのエネルギースペクトル: (左上) ^{nat}C 標的; (右上) ^{27}Al 標的; (左中央) ^{nat}Cu 標的; (右中央) ^{nat}Ag 標的; (左下) ^{nat}Ta 標的; (右下) ^{197}Au 標的. 黒丸は本研究で取得したデータを表し, 誤差棒は統計誤差だけを表す. 実線は JENDL-4.0/HE を用いた計算結果である.

第6章 結論

本研究ではINCモデルとGEMの $(p, p'x)$ 反応DDX実験データ再現性を向上させることを目的として、2 MeV以上の放出陽子のエネルギースペクトルを測定できる検出器を開発し、 $E_p = 40, 70$ MeVに対する $15\text{--}150^\circ$ での $(p, p'x)$ 反応DDX実験データを取得した。INCモデルに新たな透過係数の決定方法を導入し、取得データを用いてGEMの逆反応断面積を修正した。改良した核反応モデルによる計算結果と実験データとを比較することで、改良したモデルを検証した。また、取得データと核データライブラリーを用いた計算とを比較してライブラリーによる計算の実験データ再現性を評価した。

開発した検出器の水素同位体識別性能について、BCCを用いて初めて陽子を識別できたことを示した。陽子と他の粒子との分離の程度からBCC単体での陽子識別のしきいエネルギーが1.1 MeVであることを明らかにした。

開発した検出器を用いて取得した ^{nat}C , ^{27}Al , ^{nat}Cu , ^{nat}Ag , ^{nat}Ta , ^{197}Au 標的についての $(p, p'x)$ 反応DDX実験データに関してまず、すでに報告されている実験データと比較することで妥当性を確認した。報告されている実験データにはBertrandらの $E_p = 61.7$ MeVのデータと原田らの $E_p = 42, 68$ MeVのデータを使用し、 $^{27}\text{Al}(p, p'x)$ 反応のデータを比較した。入射エネルギーの違いによる差異を無視できるエネルギー範囲で、取得データがBertrandらのデータおよび原田らのデータと誤差の範囲で一致することから取得データの妥当性を確認できた。

次に $(p, p'x)$ 反応DDXのエネルギー、角度依存性を考察した。エネルギー依存性の考察にあたり、取得したエネルギースペクトルが最小エネルギー1.3 MeVから弾性散乱した陽子がつもつエネルギーまでの広い範囲におよぶことに言及した。また、この最小エネルギーが取得データをGEMの改良に用いるという観点から十分に低いエネルギーであることを指摘した。 $(p, p'x)$ 反応DDXのエネルギー依存性について、10 MeV以下の範囲においてエネルギースペクトルが標的核によって異なる傾向を示すことを指摘し、この異なる傾向の要因はクーロン障壁であるという考えを説明した。10 MeV以上の範囲では連続スペクトル部に標的核による差異はほとんどないことを述べた。一方、弾性散乱陽子のエネルギー以下10 MeVの範囲に $^{nat}\text{C}(p, p'x)$ 反応のスペクトルにだけ複数のピークを確認できることを指摘し、これらのピークが ^{12}C の励起準位に起因することを説明した。最後に $^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応について2–6 MeVでの傾向は、前方角でエネルギーの減少に対してゆるやかに減少し、原田らのデータと一致すること、後方角でエネルギーの増加に対して明確に増加傾向を示す

ことを示した。

角度分布の考察について、10 MeV以下の陽子の角度分布は ${}^{\text{nat}}\text{C}(p, p'x)$ 反応、 ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, p'x)$ 反応、 ${}^{\text{nat}}\text{Ag}(p, p'x)$ 反応において等方分布であるのに対し、 ${}^{\text{nat}}\text{Ta}(p, p'x)$ 反応においては前方集中の分布であることを述べた。また、 ${}^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応においては $E_p = 40$ MeVで角度分布は前方集中の分布であるが、 $E_p = 70$ MeVで前方角と後方角に偏った分布を示すことを述べた。

改良したモデルの検証に関してまず、改良したINCモデルによる計算とBertrandらの実験データとを比較して、改良したINCモデルを検証した。考案した方法は $28.8 < E_p < 61.7$ MeV、 ${}^{120}\text{Sn}$ 、 ${}^{197}\text{Au}$ 、 ${}^{209}\text{Bi}$ 標的に対して $20\text{--}130^\circ$ にわたって、 $20\text{--}30$ MeVでの従来の方法による計算の過大評価を解消することから、INCモデルの実験データ再現性を向上させることを示した。

次に改良したGEMによる計算と取得データおよびBertrandらのデータとを比較して、改良したGEMを検証した。提案した方法は入射エネルギー70 MeV領域で ${}^{\text{nat}}\text{Cu}$ 、 ${}^{89}\text{Y}$ 標的について $30\text{--}150^\circ$ にわたり、従来の方法では記述できない放出陽子を記述でき、従来の方法よりスペクトルの形状を再現することからGEMの実験データ再現性を向上させることを示した。

核データライブラリーの実験データ再現性の評価に関して、10 MeV以下の範囲では $E_p = 70$ MeVにおいて $60\text{--}150^\circ$ にわたり、JENDLを用いた計算が ${}^{197}\text{Au}(p, p'x)$ 反応の実験データを過大評価することを示し、修正が必要であることを指摘した。10 MeV以上の範囲では ${}^{\text{nat}}\text{Ta}$ と ${}^{197}\text{Au}$ 標的について、計算が実験データをわずかに過小評価するが、 ${}^{\text{nat}}\text{C}$ 、 ${}^{27}\text{Al}$ 、 ${}^{\text{nat}}\text{Cu}$ 標的について $60\text{--}150^\circ$ にわたり実験データを再現することを述べた。

謝辞

本研究を進めるにあたり，九州大学大学院工学研究院エネルギー量子工学部門准教授魚住裕介先生には指導教員として終始，適切なお助言，ご指導をいただいた．ここに深謝の意を表す．同大学院理学研究院物理学部門教授若狭智嗣先生，ならびに同大学院工学研究院エネルギー量子工学部門准教授前畑京介先生には副査として本論文の執筆にあたりご指導，ご助言をいただいた．ここに深謝の意を表す．

本研究の検出器の開発および実験を遂行するにあたり，高エネルギー加速器研究機構共通基盤研究施設放射線科学センター教授佐波俊哉先生には同機構における特別共同利用研究員の受入れ指導教員として適切なお助言，ご指導をいただいた．ここに深謝の意を表す．量子科学技術研究開発機構放射線医学総合研究所放射線防護情報統合センター主任研究員古場裕介博士には本研究の実験を遂行するにあたりご支援をいただいた．ここに感謝の意を表す．

本研究の核反応モデルの改良では純真学園大学保健医療学部看護学科特別任用教授中野正博先生に有益なお討論とお助言をいただいた．ここに感謝の意を表す．

研究生活を支えてくださった九州大学大学院工学研究院エネルギー量子工学部門教授池田伸夫先生，同部門助教有馬秀彦先生，米村祐次郎先生に感謝する．研究生活の様々な場面でご協力いただいた研究室博士1年の和賀雄飛氏，修士2年の今村亮太氏，福田雄基氏，吉田和人氏，渡邊岳氏，修士1年の足立恭介氏，片山杜萌氏，掛林達樹氏，学部4年の上石泰暉氏，田中涼介氏，福島卓一郎氏，山田瑞貴氏に感謝する．

最後に9年間におよぶ大学，大学院生活をあたたかく見守ってくださった両親に感謝する．本研究の実験は放医研サイクロトン所内共用の一環としておこなわれた．

参考文献

- [1] 岡嶋成晃, 辻本和文 : 日本原子力学会誌, **58** (2016), 25.
- [2] 大井川宏之 : 日本原子力学会誌, **54** (2012), 25.
- [3] 辻本和文 他 : 日本原子力学会誌, **59** (2017), 34.
- [4] 厚生労働省 : 平成 30 年 (2018) 人口動態統計,
<https://www.mhlw.go.jp/toukei/saikin/hw/jinkou/geppo/nengai18/index.html>
- [5] 平田寛 他 : 日本原子力学会誌, **61** (2019), 27.
- [6] 辻井博彦 : バイオメカニズム学会誌, **21** (1997), 108.
- [7] 公益財団法人医用原子力技術研究振興財団:粒子線治療 ,
http://www.antm.or.jp/05_treatment/04.html
- [8] 鳥栖市 : 国内の粒子線がん治療施設, <https://www.city.tosu.lg.jp/1904.htm>
- [9] H. Iwamoto et al. : J. Nucl. Sci. Technol. **63** (2013), 1686.
- [10] D. Satoh et al. : J. Nucl. Sci. Technol. **49** (2012), 1097.
- [11] F. Stichelbaut et al. : Nucl. Technol. **168** (2009), 477.
- [12] D. B. Pelowitz et al. : LA-UR-11-01502, (2011).
- [13] S. Agostinelli et al.: Nucl. Instr. and Meth. A **506** (2003), 250.
- [14] A. Ferrari et al.: SLAC-R-773, (2005).
- [15] T. Sato et al. : J. Nucl. Sci. Technol. **55** (2018), 684.
- [16] H. W. Bertini : Phys. Rev. **188** (1969), 1711.
- [17] J. Boudard et al. : Phys. Rev. C **87** (2013), 014606.
- [18] Y. Sawada et al. : Nucl. Instr. and Meth. B **291** (2012), 38.

- [19] J. Aichelin and H. Stocker : Phys. Lett. B **176** (1986), 14.
- [20] K. Niita et al. : Phys. Rev. C **52** (1995), 2620.
- [21] S. Furihata : Nucl. Instr. and Meth. B **171** (2000), 251.
- [22] J. Benlliure et al. : Nucl. Phys. A **628** (1998), 458.
- [23] Y. Uozumi et al. : Phys. Rev. C **86** (2012), 034610.
- [24] Y. Uozumi et al. : J. Nucl. Sci. Technol. **52** (2015), 264.
- [25] F. E. Bertrand, R. W. Peelle : Phys. Rev. C **8** (1973), 1045.
- [26] M. Harada et al. : J. Nucl. Sci. Technol. **39** (2002), 393.
- [27] C. R. Gruhn et al. : Nucl. Instr. Meth. **196** (1982), 33.
- [28] T. Sanami et al. : Nucl. Instr. Meth. A **589** (2008), 193.
- [29] Glenn F. Knoll : "放射線計測ハンドブック (第3版)" (日刊工業新聞社, 2001) 154.
- [30] 小川岩雄 : "放射線 (改訂版)" (コロナ社, 2010) 46.
- [31] M. D. Abramoff et al. : Biophotonics International **11** (2004), 36.
- [32] A. Sugiura et al. : "STATUS REPORT OF NIRS-930 AND HM-18 CYCLOTRON AT NIRS" Proc. 13th Annual Meeting PASJ.
- [33] J. F. Ziegler et al. : Nucl. Instr. and Meth. B, **268** (2010), 1818.
- [34] V. Avdeichikov et al. : Nucl. Instr. and Meth. A, **484** (2002), 251.
- [35] 国立天文台 : "理科年表" (丸善, 1999) 445.
- [36] S. Serber : Phys. Rev. **72** (1947), 1114.
- [37] K. M. Watson : Phys. Rev. **89** (1953), 575.
- [38] J. W. Negele : Phys. Rev. C **1** (1970), 1260.
- [39] J. Cugnon et al. : Nucl. Instr. Meth. B **111** (1996), 215.
- [40] V. F. Weisskopf, D. H. Ewing : Phys. Rev. **57** (1940), 472.
- [41] 岩本大樹 : 九州大学大学院工学府エネルギー量子工学専攻博士論文 (2010).

- [42] O. Iwamoto et al. : Nuclear Data Sheets **131** (2016), 259.
- [43] B. D. Wilkins and G. Igo : Phys. Rev. **129** (1963), 2198.
- [44] C. Hojvat and G. Jones : Nucl. Instr. Meth. **66** (1968), 13.
- [45] R. Abegg et al. : Nucl. Phys. A **324** (1979), 109.
- [46] P. Kirkby, W. T. Link : Canadian J. Phys. **44** (1966), 1847.
- [47] Q. B. Shen : INDC(CPR)-020 (1991).
- [48] K. Niita et al. : Nucl. Instr. Meth. B **184** (2001), 406.
- [49] H. P. Wellisch and D. Axen : Phys. Rev. C **54** (1996), 1329.
- [50] J. R. Beyster et al. : Phys. Rev. **104** (1956), 1319.
- [51] M. Walt and J. R. Beyster : Phys. Rev. **98** (1955), 677.
- [52] M. H. Macgregor et al. : Phys. Rev. **108** (1957), 726.
- [53] S. Pearlstein : Astrophys. J. **346** (1989), 1049.
- [54] E. Browne et al. : “ Table of Isotopes ” , (John Wiley & Sons, New York, 1978) 6.
- [55] S.Kunieda et al.: JAEA-Conf 2016-004, (2016).