九州大学学術情報リポジトリ Kyushu University Institutional Repository

## 重陽子入射核反応からの二次中性子及びガンマ線生 成に関する研究

荒木,祥平

https://hdl.handle.net/2324/1807091

出版情報:九州大学,2016,博士(工学),課程博士 バージョン: 権利関係:全文ファイル公表済

## 重陽子入射核反応からの

## 二次中性子及びガンマ線生成に関する研究

荒木 祥平

2017年2月

# 目次

		i
第1章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	重陽子加速器中性子源	2
1.3	重陽子核データの現状	2
1.4	重陽子入射核反応に対する実験的アプローチ	3
1.5	重陽子入射核反応に対する理論的アプローチ	4
1.6	研究目的	4
1.7	本論文の構成	5
参考文	献	11
参考文献		11
第2章	重陽子反応機構	15
2.1	重陽子反応の特徴・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	15
2.2	重陽子核反応理論モデルコード	16
参考文	献	22
参考文献		22
第3章	9MeV 重陽子入射における厚い標的からの中性子及びガンマ線収量の測定	24
3.1	緒言	24
3.2	実験施設	25
3.3	測定手法	25
3.4	実験データ解析....................................	26
3.5	実験結果・考察....................................	39
3.6	理論モデルとの比較	53
3.7	結言	55
参考文	献	66

#### 参考文献

参考文献		66
第4章	102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積の測定	68
4.1	緒言	68
4.2	実験施設	68
4.3	測定手法	68
4.4	実験データ解析....................................	75
4.5	実験結果・考察....................................	82
4.6	核データ及び核反応モデルとの比較	83
4.7	結言	85
参考文南	武	98
参考文献		98
第5章	総括・今後の展望	101

;)早	総括・今後の展望	101
5.1	総括	101
5.2	今後の展望....................................	102

### 第1章

# 序論

#### 1.1 研究背景

中性子の利用は大きな広がりを見せており、理学や工学、医療の分野において欠かすことのできないものとなっている。例えば、工学分野においては、熱中性子を使った分子の構造解析 [1] や十数 MeV の中 性子を利用する核融合材料照射試験 [2]、数百 MeV までの中性子を利用する高レベル放射性廃棄物の処理 [3]、半導体素子のソフトエラーの試験 [4] などがある。さらに医療分野においても、ホウ素中性子捕捉療 法 (BNCT)[5] や医療用放射性薬剤の製造 [6] などが挙げられる。

この様な中性子応用の世界では、求められる中性子のエネルギーや強度は様々であり、各用途に応じた 中性子源が求められている。近年では、陽子ビームを用いた加速器中性子源が広く利用されており、大き く2つの種類に分類できる。

1つは核破砕中性子源と呼ばれるもので、European Spallation Source(ESS)[7] や Japan Proton Accelerator Research Complex(J-PRAC)[8]、大阪大学核物理研究センター (RCNP)のWSコース[4] などで利用されている。高エネルギー陽子を水銀やタングステンなどの重い原子核に入射し、核破砕反応 で生じる中性子を利用するものである。得られる中性子スペクトルの一例を図 1.1 に示す。入射陽子あた りの中性子生成量が多いことが利点であるが、一方で、核破砕中性子を利用しているため、常に 10MeV 近傍にピークを持ったスペクトルとなり、エネルギー選択性は乏しい。

もう1つは準単色中性子源と呼ばれるもので、Takasaki Ion Accelerators for Advanced Radiation Application(TIARA) [9] や RCNP の TOF コース [10]、スウェーデンの Uppsala 大学 [11] などで利用 されている。準単色中性子源は軽い核(Li,Be など)に陽子を入射し、(p,n)反応で生成する中性子を利 用するものである。Li(p,n)反応で得られる中性子スペクトルの例を図 1.2 に示す。準単色中性子源のス ペクトルは入射エネルギー近傍に鋭いピークを持ち、優れたエネルギー選択性をもつことが分かる。しか し、入射陽子あたりの中性子生成量は破砕中性子源と比べて小さい。

このように2つの中性子源は、中性子生成量とエネルギー選択性において対照的な特徴を持っている が、両者の間の特性が求められている応用例も存在し、相補的な中性子源として重陽子加速器中性子源の 開発が進められている。

#### 1.2 重陽子加速器中性子源

重陽子加速器中性子源は加速した重陽子を中性子変換材と呼ばれる Li、Be、C などの軽い標的に照射 し、中性子を得るものである。重陽子入射反応における生成中性子量は準単色中性子源で利用される軽核 への陽子入射反応と比べて大きく、生成中性子のエネルギーを入射重陽子のエネルギーを変更すること で、調整可能である利点をもつ。図 1.3 に Be 標的に対する 40MeV 重陽子 [12]、陽子入射 [13] 中性子生 成量分布を示す。重陽子入射反応による中性子エネルギー分布は、入射エネルギーのおよそ半分に幅広の ピークをもつ構造になる。このピークは陽子入射 (準単色中性子源)の場合と比べ、ピークの幅が広くな るものの、中性子のエネルギー選択性を与えるものとなる。また、中性子生成量は準単色中性子源に用い られる陽子入射反応と比べ、一桁ほど多くなることが分かる。

この様に重陽子加速器中性子源は既存の破砕中性子源や準単色中性子源と相補的な中性子源として 期待されている。例えば、前述の核融合材料照射試験では、核融合実証炉における炉構造材に対する  $10^{18}$ /m<sup>2</sup>/sec、14MeV の中性子の影響を模擬するために、国際核融合材料照射施設 (the International Fusion Materials Irradiation Facility: IFMIF)[2] の建設が進められている。IFMIF では、14MeV に幅 広いピークを作ることができる Li(d,xn) 反応を用いており、二台の線形加速器で加速された 40MeV(最大 2×125mA) の重陽子ビームを用いて核融合炉の約半分の中性子収量を得る計画である。さらに、IFMIF の他にもフランスの Systeme de Production d'Ions Radioactifs en Ligne generation 2 (SPIRAL2)[14] や中国の Beijing Isotope Separation On-Line neutron beam facility(BISOL) [15] などで利用が期待さ れている。

このような重陽子加速器中性子源の設計・開発では、性能評価や放射線安全の観点から中性子変換材 (Li、Be、C など)や加速器構造材 (Al、Fe、Cu、Nb、Ta など)からの二次放射線量の見積り (強度、エネ ルギー、角度分布など)が必要となる。近年では、これらの見積りに Particle and Heavy Ion Transport code System(PHITS)[16] や Monte Carlo N-Particle code(MCNP)[17]、Geant[18] などのモンテカル 口輸送計算コードを用いることが普及している。これらの計算コードにおいて、核反応は核反応情報をま とめたファイル、核データファイルを用いて記述されており、輸送計算の精度は核データによって大きく 左右される。しかし、重陽子入射反応の核データはその整備・拡充が十分でなく、重陽子加速器中性子源 の設計開発において大きな課題となっている。

### 1.3 重陽子核データの現状

現在利用可能な重陽子核データは TENDL[19] (TALYS-based evaluated nuclear data library)のみ となっている。TENDL は核反応理論計算 TALYS[20] の計算結果をベースに作成された核データファイ ルであり、ほぼすべての標的に対し、200MeV までの入射エネルギー範囲に対応している。

しかし、これまでの研究によって TENDL を用いた輸送計算は重陽子入射反応特有のスペクトル形状 を再現できないことが示されている。Sauvan 氏らは MCNP の機能を拡張し、重陽子核反応において TENDL データを読み込むことのできる計算コード MCUNED[21] を用いて、計算結果と実験データと の比較を行った。図 1.4 に厚い Cu 標的に対する 33MeV 重陽子入射中性子収量データの実験と彼らの計 算結果との比較を示す。TENDL を用いた計算結果は前方角0、15度においては実験データを大幅に過小 評価しており、TENDL に問題があることを示唆している。したがって、性能評価・遮蔽計算の実用に耐 え得る高い信頼性を持った重陽子核データの整備・拡充が必要となっている。

高信頼性の重陽子核データの整備には、入射エネルギーや標的核について系統的な実験データと実験 データに基づいて検証された信頼性の高い核反応モデルが必要となる。前述のように重陽子加速器中性子 源施設では、中性子変換材や加速器構造材など様々な材料が用いられることになるため、広い質量数範囲 に対する重陽子反応の核データが必要である。また、使用する中性子のエネルギーも広範であるため、入 射重陽子エネルギーも広範となり、様々な入射エネルギーにおける核データも同様に必要となる。このと き、すべての実験データを取得することは現実的に不可能であるため、基準となる必要不可欠なあるいは 優先度の高い実験データを取得し、それらを用いて信頼性の高い理論モデルを構築することが信頼性の高 い重陽子核データの開発には必要となる。

#### 1.4 重陽子入射核反応に対する実験的アプローチ

重陽子核反応によって生じる二次放射線の中でも、加速器設計において最も重要となるのが、中性子と ガンマ線である。中性子は中性子源性能の評価として重要であり、ガンマ線もまた中性子ビーム中に含ま れるバックグランドの線量評価として必要であり、特に生体照射の場合には極めて重要な情報となる。ま た、両者とも加速器施設の遮蔽の安全性の観点には必要不可欠なものである。

これらの実験データの中でも特に重要となるのが、二重微分断面積(DDX)と厚い標的からの二重微 分収量データの2つの物理量である。まず、DDX は単一入射エネルギーにおける放出粒子の角度分布と エネルギー分布の微分量である。そのため、放出中性子スペクトルや角度分布に特徴をもつ重陽子反応に おいて理論モデルの詳細な解析をする上で極めて重要となる。一方、厚い標的からの二重微分中性子・ガ ンマ線収量(Thick Target Neutron Yield: TTNY、Thick Target Gamma-ray Yield: TTGY)は、あ るエネルギーの重陽子が標的に入射し、エネルギーを失って完全に停止するまでに生成する粒子の放出角 度とエネルギーの二重微分量である。従って、0MeV から入射エネルギーまでの粒子放出の様子を積分情 報として持っており、核反応モデルや核データの積分検証のためのデータとなるとともに、データそのも のが、中性子源性能や遮蔽設計を直接評価することを可能にする。

DDX 及び TTNY の実験データの現状を以下に示す。現在、多くの実験データは国際原子力機関 (IAEA)の核データ部門によって、Experimental Nuclear Reaction Database(EXFOR)[22] に整備され ている。EXFOR に掲載されている重陽子入射中性子生成反応に関する実験データ数を入射エネルギー の関数として図 1.5、1.6 に示す。重陽子反応に関する実験データ数は DDX、TTNY ともに乏しいこと が分かる。また、両実験データは、中性子源性能の評価として重要となる中性子変換材 (Li、Be、C)を中 心に測定されており、測定入射エネルギー範囲も限られている。

TTNY 実験データは DDX データと比較して実験データ数はあるものの、核反応モデルでの取扱いが 難しく、実験データが必要とされる入射エネルギー 10MeV 以下の領域のデータ数は少なく、さらに、 65MeV 以上の実験データは存在しないことが分かる。これまで、10MeV 以下の領域に対して、九州大学 の執行氏らは IFMIF-EVEDA[23] プロジェクトに関連し、C、Ti、Cu、Nb に対する測定を行った。し かし、加速構造材として重要な核種である Al や Ta などの標的は測定されておらず、系統的な比較につ いては不十分であった。

一方、中性子生成反応の DDX 実験データは非常に乏しく、理論モデル開発において大きな障害となっている。特に、TEDNL が 200MeV までの核データを公開しているにも関わらず、実験データにおける 重陽子入射エネルギーは 50MeV であり、それを越える入射エネルギーにおける反応に対して詳細な解析 ができないことは大きな問題となっている。

さらに、ガンマ線生成反応については、中性子場におけるガンマ線量の評価などにも利用されるが、実 験データは皆無である。

従って、実験データは中性子生成反応に対する 10MeV 以下の系統的な解析を可能にする TTNY デー タと入射エネルギー 50MeV 以上の領域の詳細な解析を可能する DDX データ、及びガンマ線生成反応 データを必要としていることが分かる。

#### 1.5 重陽子入射核反応に対する理論的アプローチ

重陽子反応に対応する理論モデルコードはこれまでにいくつか提案されている。前述の核データ TEDNLのベースとなっているTALTSコード [20] や PHITS や MCNP に搭載されている核反応モデル Liege Intra-Nuclear Cascade(INCL) モデル [24]、日本原子力研究開発機構の中山氏と九州大学とが中心 となって整備した重陽子反応専用コード DEURACS[25] などが挙げられる。特に、DEURACS について は Ridicas 氏らの 100MeV 重陽子入射陽子生成反応 DDX[26]の実験データを用いて解析されており、図 1.7 のように実験データを良く再現できている。また、ガンマ線生成反応については、PHITS-2.64 より EBITEM[27] が PHITS に組み込まれており、核子入射反応におけるガンマ線生成反応の実験データの再 現性が向上している。しかし、前述のように中性子・ガンマ線生成反応については実験データが乏しいた め、検証が十分でなく、モデルの改良に大きな障害となっている。

#### 1.6 研究目的

重陽子加速器中性子源の開発のためには、TENDL 以上の精度を持った重陽子核データファイルの整備・拡充が求められている。そのためには、実験データの新規測定と開発中の理論モデルの検証が必要である。そこで、本研究では、実験データが特に乏しい、10MeV 以下と 60MeV 以上の入射エネルギー領域の中で、厚い標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子及びガンマ線収量と 102MeV 重陽子入射中性子二 重微分断面積を新規に測定し、既存の理論核反応理論モデルや核データと比較することを目的とする。

9MeV 重陽子入射実験では、九大タンデムでの実験において未測定であった厚い Al 及び Ta 標的にお ける中性子収量の測定及び厚い C 標的に対するガンマ線収量の実験データの新規取得を行う。なお、こ の測定により、9MeV 重陽子入射における中性子収量は C から Ta までの広い質量数範囲の実験データを 取得することになり、核反応モデル系統的な検証が可能となる。

また、102MeV 重陽子入射実験では、中性子変換材として期待される Li、Be、C 及び加速器構造材で ある Al、Cu、Nb の中性子生成二重微分断面積の測定を行う。この測定により、102MeV 重陽子入射中 性子生成二重微分断面積の Li から Nb までの系統的な実験データを取得し、核反応モデル及び核データ の系統的な検証が可能となる。特に前述 100MeV 重陽子入射陽子生成反応の実験データが存在しており、 陽子、中性子両面での解析が可能となり、核反応理論モデルの改良に有用なデータとなる。

#### 1.7 本論文の構成

本研究では、厚い標的からの 9MeV 重陽子入射中性子・ガンマ線収量の測定及び 102MeV 重陽子入射 中性子生成反応の二重微分断面積の測定を目的とする。本論文は 5 章から構成される。

第1章は序論であり、研究背景として、現在の中性子源と重陽子加速器中性子源について述べ、重陽子 加速器開発に必要不可欠な重陽子核データとその現状について示した。重陽子核データの断面積評価に必 要な実験データ測定と核反応理論モデル開発の現状について示し、実験データの新規取得が強く求められ ていることを述べた。最後に、本論文の目的と構成について説明した。

第2章では、重陽子核反応機構の特徴について述べるとともに、本研究で解析に用いた計算コード、 DEURACS、TALYS、PHITS について説明する。それぞれのコードの概要を示し、コード内で用いら れている重陽子核反応に対する理論モデルの概要について述べる。

第3章では、9MeV 重陽子入射におけるの厚い標的からの中性子及びガンマ線生成収量の測定について 述べる。九州大学タンデム加速器施設で行った実験の手法及び解析方法を示す。本研究において測定され た実験データと過去の他者の測定による実験データを用いて既存の核反応モデルの検証を行う。

第4章では、102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積の測定について述べる。3章と同様に大阪 大学核物理研究センター RCNP で行った実験を手法及び解析方法を示す。得られた実験データを用いて 核反応モデル及び核データの検証を行う。

最後に第5章では、本研究を総括するとともに今後の課題、展望について述べる。



図 1.1 RCNP における白色中性子場のスペクトル [4]



図 1.2 RCNP における準単色中性子場のスペクトル [10]



図 1.3 Be 標的に対する 40MeV 陽子入射と重陽子入射における中性子生成量の比較図 [12, 13]



図 1.4 厚い Cu 標的に対する 33MeV 重陽子入射中性子収量の実験データと Sauvan 氏らによる TEDNL2010 を用いた MCUNED の計算結果の比較図 [21]



図 1.5 EXFOR に掲載されている重陽子入射中性子生成二重微分 (DDX) の実験データ数



図 1.6 EXFOR に掲載されている重陽子入射中性子生成二重中性子収量 (TTNY)の実験データ数



図 1.7 Al 標的に対する 100MeV 重陽子入射陽子生成反応二重微分断面積の実験結果 [26] と DEURACS の計算結果の比較図 [25]

#### 参考文献

- N.Niimura, Y.Minezaki, T.Nonaka, J.-C.Castagna, F.Cipriani, P.Hoeghoej, M.S.Lehmann, and C.Wilkinson. Neutron laue diffractometry with an imaging plate provides an effective data collection regime for neutron protein crystallography. *Natural Structural Biology*, Vol. 4, pp. 909–914, 1997.
- [2] A. Moeslang, V. Heinzel, H. Matsui, and M. Sugimoto. The ifmif test facilities design. Fusion Engineering and Design, Vol. 81, No. 814, pp. 863 – 871, 2006.
- [3] Implication of pratitioning and transmutation in radioactive waste managment. technical reports series 435, IAEA, 2004.
- [4] Y. Iwamoto, M. Fukuda, Y. Sakamoto, A. Tamii, K. Hatanaka, K.Takahisa, K. Nagayama, K. Sugimoto H. Asai, and I. Nashiyama. Evaluation of the white neutron beam spectrum for single-event effects testing at the rcnp cyclotron facility. *Nuclear Technology*, Vol. 173, No. 2, pp. 210–217, 2011.
- [5] S. Agosteo, G. Curzio, F.d 'Errico, R. Nath, R. Tinti. Characterisation of an accelerator-based neutron source for bnct versus beam energy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 476, No. 12, pp. 106 – 112, 2002. Int. Workshop on Neutron Field Spectrometry in Science, Technolog y and Radiation Protection.
- [6] Yasuki Nagai, Kazuyuki Hashimoto, Yuichi Hatsukawa, Hideya Saeki, Shoji Motoishi, Nozomi Sato, Masako Kawabata, Hideo Harada, Tadahiro Kin, Kazuaki Tsukada, Tetsuya K. Sato, Futoshi Minato, Osamu Iwamoto, Nobuyuki Iwamoto, Yohji Seki, Kenji Yokoyama, Takehiko Shiina, Akio Ohta, Nobuhiro Takeuchi, Yukimasa Kawauchi, Norihito Sato, Hisamichi Yamabayashi, Yoshitsugu Adachi, Yuji Kikuchi, Toshinori Mitsumoto, and Takashi Igarashi. Generation of radioisotopes with accelerator neutrons by deuterons. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 82, No. 6, p. 064201, 2013.
- [7] ESS: European spallation source. https://europeanspallationsource.se/.
- [8] J-PARC: Japan proton accelerator reserch complex. http://j-parc.jp.
- [9] M. Baba, Y. Nauchi, T. Iwasaki, T. Kiyosumi, M. Yoshioka, S. Matsuyama, N. Hirakawa, T. Nakamura, Su. Tanaka, S. Meigo, H. Nakashima, Sh. Tanaka, and N. Nakao. Characterization of a 40-90 mev 7li(p,n) neutron source at tiara using a proton recoil telescope and a tof method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 428, No. 23, pp. 454 – 465, 1999.
- [10] Yosuke Iwamoto, Masayuki Hagiwara, Daiki Satoh, Hiroshi Iwase, Hiroshi Yashima, Toshiro Itoga, Tatsuhiko Sato, Yoshihiro Nakane, Hiroshi Nakashima, Yukio Sakamoto, Tetsuro Matsumoto, Akihiko Masuda, Jun Nishiyama, Atsushi Tamii, Kichiji Hatanaka, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, C. Pioch, V. Mares, and Takashi Nakamura. Quasi-monoenergetic

neutron energy spectra for 246 and 389 mev 7li(p,n) reactions at angles from 0 ° to 30 °. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 629, No. 1, pp. 43 – 49, 2011.

- [11] M. sterlund, J. Blomgren, S. Pomp, A.V. Prokofiev, U. Tippawan, L.-O. Andersson, T. Bergmark, O. Bystrm, H. Caln, L. Einarsson, C. Ekstrm, J. Fransson, K. Gajewski, N. Haag, T. Hartman, E. Hellbeck, T. Johansen, O. Jonsson, B. Lundstrm, L. Pettersson, D. Reistad, P.-U. Renberg, D. Wessman, and V. Ziemann. The uppsala neutron beam facility for electronics testing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 241, No. 14, pp. 419 – 422, 2005. The Application of Accelerators in Research and IndustryProceedings of the Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry (CAARI 2004)Eighteenth International Conference on the Application of Accelerators in Research and Industry.
- [12] M.J. Saltmarsh, C.A. Ludemann, C.B. Fulmer, and R.C. Styles. Characteristics of an intense neutron source based on the d+be reaction. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 145, No. 1, pp. 81 – 90, 1977.
- [13] Yoshitomo Uwamino, To oru Ohkubo, Atsushi Torii, and Takashi Nakamura. Semimonoenergetic neutron field for activation experiments up to 40 mev. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 271, No. 3, pp. 546 – 552, 1988.
- [14] M. Fadil and B. Rannou. About the production rates and the activation of the uranium carbide target for spiral 2. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 266, No. 1920, pp. 4318 – 4321, 2008. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [15] S.X. Peng, F. Zhu, Z. Wang, Y. Gao, and Z.Y. Guo. The deuteron accelerator preliminary design for BISOL. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 376, pp. 420 – 424, 2016. Proceedings of the XVIIth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Related Topics (EMIS2015), Grand Rapids, MI, U.S.A., 11-15 May 2015.
- [16] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, and L. Sihver. Particle and heavy ion transport code system, phits, version 2.52. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 50, pp. 913 – 923, 2013.
- [17] T.Goorley, M. James, T. Booth, F. Brown, J. Bull, L. J. Cox, J. Durkee, J. Elson, M. Fensin, R. A. Forster, J. Hendricks, H. G. Hughes, R. Johns, B. Kiedrowski, R. Martz, S. Mashnik, G. McKinney, D. Pelowitz, R. Prael, J. Sweezy, L. Waters, T. Wilcox, and T. Zukaitis. Initial mcnp release overview. *Nuclear Technology*, Vol. 180, pp. 298–315, 2012.
- [18] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen,

S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gmez Cadenas, I. Gonzlez, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampn, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Ya-

mada, H. Yoshida, and D. Zschiesche. Geant4 a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, 2003.

- [19] A.J. Koning, D. Rochman, J. Kopecky, J. Ch. Sublet, E. Bauge, S. Hilaire, P. Romain, B. Morillon, H. Duarte, S. van der Marck, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, H. Henriksson, O. Cabellos, S. Goriely J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, and R. Mills. Tendl-2015 talys-based evaluated nuclear data library. https://tendl.web.psi.ch/tendl\_2015/tendl2015.html.
- [20] A.J.Koning and D.Rochman. Modern nuclear data evaluation with the talys code system. *Nuclear Data Sheets*, Vol. 113, p. 2841, 2012.
- [21] P.Sauvan, A.Mayoral, J.Sanz, F.Ogando, M.Garcia, D.Lopez, A.J.Koning, and A.Ibrra. Computational tools and nuclear data for radioprotection studies in low energy light ions accelerators. *Joural of the Korean Physical Society*, Vol. 59, No. 2, pp. 1195 – 1198, 2011.
- [22] EXFOR: Experimental nuclear reaction data. https://www-nds.iaea.org/exfor/.
- [23] Hiroki Takahashi, Sunao Maebara, Toshiyuki Kojima, Takashi Kubo, Hironao Sakaki, Hiroshi Takeuchi, Hiroyuki Shidara, Keiichi Hirabayashi, Kosuke Hidaka, Nobuhiro Shigyo, Yukinobu Watanabe, and Kenshi Sagara. Design of gamma-ray and neutron area monitoring system for the ifmif/eveda accelerator building. *Fusion Engineering and Design*, Vol. 86, No. 911, pp. 2795 2798, 2011. Proceedings of the 26th Symposium of Fusion Technology (SOFT-26).
- [24] A.Boudard, J.Cugnon, J.-C.David, S.Leray, and D.Mancusi. New potentialities of the liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Phys. Rev. C*, Vol. 87, p. 014606, Jan 2013.
- [25] S.Nakayama, S.Araki, Y.Watanabe, and O.Iwamoto. Development of a calculation code system

for evaluation of deuteron nuclear data. Energy Procedia, Vol. 71, p. 219, 2015.

- [26] D. Ridikas, W. Mittig, H. Savajols, P. Roussel-Chomaz, S. V. Förtsch, J. J. Lawrie, and G. F. Steyn. Inclusive proton production cross sections in (d, xp) reactions induced by 100 mev deuterons. *Phys. Rev. C*, Vol. 63, p. 014610, Dec 2000.
- [27] T. Ogawa, S. Hashimoto, T. Sato, and K. Niita. Development of gamma de-excitation model for prediction of prompt gamma-rays and isomer production based on energy-dependent level structure treatment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 325, pp. 35 – 42, 2014.

### 第2章

## 重陽子反応機構

#### 2.1 重陽子反応の特徴

重陽子は陽子と中性子が 2.2MeV の結合エネルギーで弱く結合した原子核であるため、標的原子核と 反応する際に簡単に陽子と中性子の 2 つの核子に分解することができる。そのため、図 2.1 のように重陽 子入射反応では、弾性分解反応 (elastic breakup) と非弾性分解反応 (non-elastic breakup) が起こり [1]、 その後、統計崩壊過程へと移行することになる。これらの反応の概要について以下に述べる。

1) elastic breakup(弾性分解反応)

elastic breakup は図 2.1 の上部に示したように、重陽子が標的核のクーロン力や核力と相互作用し、重 陽子中の陽子と中性子に弾性的に(標的核を励起することなく)分解される反応である。このとき、入射 方向に放出される陽子と中性子の運動量は入射時とほとんど変化しないため、それぞれの核子のエネル ギー分布は入射エネルギーの約半分にピークを持った形状となる。

2) non-elastic breakup(非弾性分解反応)

non-elastic breakup は図 2.1 の中部に示した。ここでの non-elastic breakup は Lei ら [1] の定義 を参考にしており、核子移行反応なども含んだ広い意味での non-elastic breakup である。non-elastic breakup は標的核 A に対して重陽子中のどちらか一方の核子と励起された系 (A+a) を形成し、一方の核 子 b を放出する反応である。このとき、前方に放出される核子 b は標的核 A とほとんど相互作用を起こ さないと考えられ、核子 b の放出エネルギースペクトルは elastic breakup と同様に入射エネルギーの約 半分にピークを持ったスペクトルとなる。

また、non-elastic breakup の中には、一方の核子 a が (A+a) の系の離散準位に吸収される、離散準位 への核子移行反応が存在する。(なお、この反応はストリッピング反応と呼ばれることもある。) この反応 の場合、放出される核子 b のエネルギーは、(A+a) の残留核の離散準位に従って決定されるため、離散 的なエネルギースペクトルを持つことになる。

#### 3) 統計崩壊過程

重陽子反応の統計崩壊過程は、上述の特殊な直接過程のため、形成される複合核が単純な核子入射と は異なったものとなる。図 2.1 のようにに重陽子 (d) そのものが標的核 (A) に吸収される (d+A)、完全 吸収反応 (complete absorption) に加え、2 つ核子の内 1 つが標的核 (a+A) に吸収される (incomplete absorption) が存在する。これらの複合核から統計崩壊過程において粒子放出が行われる。なお、低エネ ルギーのガンマ線の放出はこの過程において行われている。

#### 2.2 重陽子核反応理論モデルコード

前述の重陽子入射反応の特徴を記述するため、各計算コードでは様々な手法を用いている。前述の重陽 子特有の反応過程に対し、各計算コードで使われているモデルの一覧を表 2.1 に示す。この節では、各計 算コードとそれに利用されているモデルについて簡単に説明する。

code	DEURACS	TALYS	PHITS
elastic breakup	CDCC		
		Kalbach	INCL or JQMD
non-elastic breakup	Glauber		
	DWBA		
statistical decay	extion	exiton	GEM
	Hauser-Fashbach	Hauser-Fashbach	

表 2.1 本研究で利用した計算コード及び計算コード内で利用されている核反応モデル

#### 2.2.1 DEURACS

DEURACS(DEUteron Reaction Analysis Code System) [2, 3, 4] は、原子力研究開発機構の中山ら が中心となって九州大学とともに開発した重陽子核反応専用の計算コードである。DEURACS において 重陽子入射中性子生成二重微分断面積は以下の4つの成分に分けてそれぞれ計算される。

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{d^2\sigma_{EBU}}{dEd\Omega} + \frac{d^2\sigma_{(p-TR)}}{dEd\Omega} + \frac{d^2\sigma_{NBU}}{dEd\Omega} + \frac{d^2\sigma_{SD}}{dEd\Omega}$$
(2.1)

ここで、 $d^2\sigma_{EBU}/dEd\Omega$ 、 $d^2\sigma_{p-TR}/dEd\Omega$ 、 $d^2\sigma_{NBU}/dEd\Omega$ 、 $d^2\sigma_{SD}/dEd\Omega$ 、はそれぞれ、elastic breakup(EBU)、離散準位への核子移行反応 (p-TR)、核子移行反応を除いた non-elastic breakup(NBU)、統計崩壊過程 (SD) における中性子放出二重微分断面積である。

1)  $d^2\sigma_{EBU}/dEd\Omega$ 

第 1 項の elastic breakup 成分は離散化連続チャンネル結合法 (coupled discretized continuum channels:CDCC 法)[5] を用いて計算される。CDCC 法では、重陽子の分解反応を取り扱うため、重陽子を n と p の 2 体系と考え、全系では p+n+ 標的核 (A) の三体模型で考えている。このとき p-n 系の内部状態 を有限なサイズの模型空間内に近似し、連続状態を離散化することで、数値的な取扱いを容易にすること で、3 体問題を取り扱えるようにしている。

#### 2) $d^2\sigma_{(p-TR)}/dEd\Omega$

第2項の残留核の離散準位への核子移行反応による中性子放出の成分は歪曲波ボルン近似 (distorted wave Born approximation: DWBA) [6] を用いて記述している。DEURACS の DWBA 計算は Kunz 氏らが開発した zero-range DWBA コード、DWUCK4[7] を用いている。

#### 3) $d^2\sigma_{NBU}/dEd\Omega$

第3項の non-elastic breakup 成分は Glauber モデル [8] を用いて記述している。ここでの non-elastic breakup は重陽子中の陽子または中性子の一方が標的核に吸収され、もう一方の核子が弾性的に散乱される描像である。Glauber モデルはアイコナール近似と断熱近似を用いた半古典的なモデルであり、重陽子中の陽子と中性子が独立した形で標的核と反応する描像である。

#### 4 ) $d^2\sigma_{SD}/dEd\Omega$

第3項の統計崩壊過程では、前述のように non-elastic breakup の影響から3種類の系 (d+A)、(n+A)、(p+A) からの粒子放出が考えられる。そこで DEURACS では、CCONE コード [9] を用いて以下の式のように3つの成分からの中性子放出を考慮している。

$$\frac{d^2\sigma_{SD}}{dEd\Omega} = R_d \frac{d^2\sigma_{(d,xn)}}{dEd\Omega} + R_p \frac{d^2\sigma_{(p,xn)}}{dEd\Omega} + R_n \frac{d^2\sigma_{(n,xn)}}{dEd\Omega}$$
(2.2)

ここで、 $d^2\sigma_{(d,xn)}/dEd\Omega$ 、 $d^2\sigma_{(p,xn)}/dEd\Omega$ 、 $d^2\sigma_{(n,xn)}/dEd\Omega$ 、はそれぞれ CCONE コードで計算され る重陽子、陽子、中性子入射における中性子生成二重微分断面積であり、係数  $R_d$ 、 $R_p$ 、 $R_n$  はそれぞれ、

$$R_d = \frac{\sigma_{(d+A)}}{\sigma_{rea}} \tag{2.3}$$

$$R_p = \frac{\sigma_{(p+A)}}{\sigma_{rea}} \tag{2.4}$$

$$R_n = \frac{\sigma_{(n+A)}}{\sigma_{rea}} \tag{2.5}$$

となる。ここで、 $\sigma_{rea}$ は CCONE コードで光学模型を使って計算される全反応断面積であり、 $\sigma_{(d+A)}$ 、  $\sigma_{(p+A)}$ 、 $\sigma_{(n+A)}$ 、はそれぞれ、Glauber モデルで計算される完全吸収反応の断面積、(p+A)、(n+A)の系を形成する断面積である。なお、 $d^2\sigma_{(p,xn)}/dEd\Omega$ 、 $d^2\sigma_{(n,xn)}/dEd\Omega$ 、の CCONE による計算は入射核子のエネルギーが入射重陽子のエネルギーの半分であると過程して計算を行っている。

また、CCONE コードでは、前平衡過程計算に Kalbach 氏らの改良が施された前平衡 2 成分励起子モ デル [10] を、前平衡過程に引き続いておこる複合核過程は width fluctuation corretion(WFC)[11] を考 慮した Hauser-Fashbach モデル [12] を用いている。

#### 2.2.2 TALYS

TALYS コード [13] は国際原子力機関の Koning 氏が中心となって開発した汎用核反応計算コードで あり、1keV から 200MeV までの核反応を取り扱うことができる。本論文で利用した TENDL-2015 は TALYS ver.1.7 を基に作られた核データファイルである。本節では TALYS コードの重陽子核反応に関 係する部分について簡単に説明する。

#### 1) breakup 反応

TALYS コードでは、重陽子の特徴である elastic breakup や non-elastic breakup をまとめて breakup 反応として取り扱っている。Kalbach 氏の単純なモデルを採用しており、breakup 反応によるエネルギー スペクトルはガウス分布であると仮定したモデルが用いられている。

このモデルでは A(a,b)B の breakup 反応のエネルギー分布は次式で表される。

$$\frac{d\sigma_{BU}}{dE} = \sigma_{BU} \frac{1}{\Gamma \sqrt{2\pi}} \exp{-\frac{(\epsilon_0 - E_b)^2}{\Gamma^2}}$$
(2.6)

ここで、ピークエネルギー $\epsilon_0$ は次式で表される。

$$\epsilon_0 = \frac{A_b}{A_a} \left( \epsilon_a - B_{a,b} - \frac{Z_a Z_A}{9.5} \right) + \frac{Z_b Z_B}{9.5} \tag{2.7}$$

ここで

- *A<sub>i</sub>* 粒子 i の質量数
- *ϵa* 重心系における入射粒子と放出粒子のエネルギーの和
- *B<sub>a,b</sub>*入射粒子の結合エネルギー
- $Z_i$  粒子 i の原子番号
- である。また、breakupの断面積は

$$\sigma_{BU} = K_{d,b} \frac{(A_A^{1/3} + 0.8)^2}{1 + \exp(\frac{13 - E_a}{6})}$$
(2.8)

であり、ここで

$$K_{d,n} = 18$$
  
 $K_{d,p} = 21$ 
(2.9)

#### である。

最後にガウス分布の広がり Γ は

$$\Gamma = 1.15 + 0.12E_a - \frac{A_A}{140} \tag{2.10}$$

となる。

2)角度分布

TALYS の計算において上述の breakup 反応を含めて、前平衡過程の反応は角度積分されたエネルギー 分布で得られる。TALYS では、角度分布を Kalbach の経験式 [14] を用いて導出している。Kalbach の 経験式では、放出される粒子の二重微分断面積は以下のように記述される。

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma}{dE} \frac{a}{\sinh(a)} \left(\cosh(a\cos\theta) + f_{MSD}(E)\sinh(a\cos\theta)\right)$$
(2.11)

ここで

*E* 放出粒子のエネルギー

 $\theta$  放出角度

 $d\sigma/dE$  エネルギー微分断面積

である。また、 $f_{MSD}$ は multi-step direct ratio と呼ばれ、前平衡と複合核過程のエネルギースペクトル に含まれる a は角度分布を決定するパラメータである。

#### 2.2.3 PHITS

PHITS(Particle and Heavy Ion Transport code System)[15] は日本原子力研究開発機構で開発され た核反応および粒子輸送を計算することのできる三次元モンテカルロシュミレーションコードである。 PHITS では、搭載された様々な反応モデルや核データを選択し、核反応計算を行うことが可能である。 PHITS 計算では、核反応による粒子放出を動的過程と蒸発過程に分けて、それぞれの過程における核反 応モデル用いて予測する。本節では本研究に利用した核反応モデルの説明を簡単に述べる。

#### 1)動的過程計算

PHITS には重陽子核反応を取り扱うことのできる (複合粒子入射計算を取り扱うことのできる) 核 反応モデルとして、JQMD(Jaeri-Quantum Molecular Dynamics)[16] と INCL(Leige Intra Nuclear Cascade)[17] が搭載されている。

#### a) JQMD

JQMD は、量子分子動力学法に基づくモデルであり、原子力研究所先端基礎センターで開発されたものである。PHITS において INCL 導入以前は複合粒子入射計算のデフォルトオプションとして利用されてきた。JQMD では、個々の核子の波動関数を幅 *L* のガウス波束で次式のように表現している。

$$\psi_i(\boldsymbol{R}) = \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp\left(-\frac{(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{R}_i)^2}{4L} + \frac{i}{\hbar} \boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{P}_i\right)$$
(2.12)

ここで、 $R_i$ 、 $P_i$ はそれぞれ i 番目の核子の位置と運動量の中心値である。そして、全系の波動関数  $\Psi$  はこれらの重ね合わせになると仮定し、次のように記述している。

$$\Psi = \prod_{i} \psi_i(\boldsymbol{r}) \tag{2.13}$$

この波動関数に対し、時間依存の変分法を用いることで、運動方程式を解いている。また、二体衝 突は粒子間の距離が断面積から決定される距離より小さい場合に起こると仮定し、衝突後の運動量は MonteCarlo 法によって決定される。このように JQMD では、運動方程式と二体衝突の時間発展を追跡 することで、粒子放出及び残留核の励起エネルギーを模擬している。

b) INCL

INCL はフランス原子力・新エネルギー庁 (CEA: the French Alternative Energies and Atomic Energy Commission) が中心となって開発した最新の核内カスケードモデルである。INCL4.6 が開発されて以来 PHITS の<sup>4</sup>He までの複合粒子入射計算にデフォルトオプションとして利用されている。

QMD との違いとして、QMD が系内のすべて粒子の時間発展を追跡するのに対し、核内カスケードモ デルは連続的な二体衝突であると仮定し、核反応を記述している。

INCL では複合粒子入射を取り扱うため、工夫がなされている。INCL4.2[18] においては複合粒子を独 立した核子の集合であると見なし、粒子密度と運動量分布をガウス分布を用いて記述した。さらに低エネ ルギー入射に対応するため、INCL 4.6[17] において、入射複合粒子の初期状態及び反応に関係する周辺 核子の取扱いに対し改良が加えられている。

#### 2)蒸発過程

PHITS では、動的過程に引き続いて起こる蒸発過程は GEM(Generalized Evaporation Model)[19] を 利用している。さらに、粒子放出後に起こるガンマ線生成過程は単純原子核脱励起モデル (simple nuclear de-excitation model) または EBITEM(ENDSF-Based Isomeric Trasition and isomEr production model) [20] を用いて計算される。

#### a) GEM

GEM は、蒸発過程において中性子から  $^{28}$ Mg までの核種を放出粒子として取り扱うことのできるモデ ルである。GEM では粒子 j の放出確率  $P_j$  を次式のように幾何学的に決定される逆反応断面積  $\sigma_{inv}$  と親 核、娘核の準位密度  $\rho_p$ 、 $\rho_i$  及び放出粒子のスピン  $S_j$  から決定するモデルである。

$$P_j(\epsilon)d\epsilon = \frac{2S_j + 1}{\pi^2\hbar^2}\sigma_{inv}(\epsilon)\frac{\rho_d(E - Q - \epsilon)}{\rho_i}\epsilon d\epsilon$$
(2.14)

ここで、 $\epsilon$  は運動エネルギー、E は励起エネルギー及び Q は粒子 j を放出する際の反応の Q 値である。

b) EBITEM

EBITEM は原子力研究開発機構の小川らを中心に開発されたガンマ線脱励起モデルである。EBITEM では、3000keV 以下の壊変を ENSDF(Evaluated Nuclear Structure Data File)[21] のデータを基に記述するモデルである。



図 2.1 重陽子入射核反応の模式図

#### 参考文献

- Jin Lei and A. M. Moro. Reexamining closed-form formulae for inclusive breakup: Application to deuteron- and <sup>6</sup>Li-induced reactions. *Phys. Rev. C*, Vol. 92, p. 044616, Oct 2015.
- [2] S.Nakayama, S.Araki, Y.Watanabe, and O.Iwamoto. Development of a calculation code system for evaluation of deuteron nuclear data. *Energy Proceedia*, Vol. 71, p. 219, 2015.
- [3] S.Nakayama Y.Watanabe. Systematic investigation of spectroscopic factors from (d,p) reactions for deuteron nuclear data. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 53, p. 89, 2016.
- [4] S.Nakayama, H.Kouno, Y.Watanabe, O.Iwamoto, and K.Ogata. Theoretical model analysis of (d, xn) reactions on <sup>9</sup>Be and <sup>12</sup>C at incident energies up to 50 mev. *Phys. Rev. C*, Vol. 94, p. 014618, Jul 2016.
- [5] Y.Iseri, M.Yahiro, and M.Kamimura. Coupled-channels approach to deuteron and <sup>3</sup>He breakup reactions. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, Vol. 89, pp. 84 – 117, 1986.
- [6] G.R.Satchler. The distorted-waves theory of direct nuclear reactions with spin-orbit effects. *Nuclear Physics*, Vol. 55, p. 1, 1964.
- [7] computer code DWUCK4(1974). http://spot.colorado.edu/ kunz/DWBA.html.
- [8] T.Ye, S.Hashimoto, Y.Watanabe, K.Ogata, and M.Yashiro. Analysis of inclusive (d, xp) reactions on nuclei from <sup>9</sup>Be to <sup>238</sup>U at 100 mev. Phys. Rev. C, Vol. 84, p. 054606, 2011.
- [9] O.Iwamoto. Development of a comprehensive code for nuclear data evaluation, ccone, and validation using neutron-induced cross sections for uranium isotopes. *Journal of Nuclear Science* and Technology, Vol. 44, No. 5, pp. 687–697, 2007.
- [10] C.Kalbach. Two-component exciton model: Basic formalism away from shell closures. *Phy. Rev. C*, Vol. 33, p. 818, 1986.
- [11] H.Gruppelaar and G.Reffo. Some properties of the width flutuation factor. Nuclear Science Engneering, Vol. 62, p. 756, 1977.
- [12] W.Hauser and H.Feshbach. The inelastic scattering of neutrons. Phys. Rev., Vol. 87, p. 366, 1952.
- [13] A.J.Koning and D.Rochman. Modern nuclear data evaluation with the talys code system. *Nuclear Data Sheets*, Vol. 113, p. 2841, 2012.
- [14] C.Kalbach. Preequilibrium reactions with complex particle channels. Phys. Rev. C, Vol. 71, p. 034606, 2005.
- [15] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, and L. Sihver. Particle and heavy ion transport code system, phits, version 2.52. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 50, pp. 913 – 923, 2013.
- [16] Davide Mancusi, Koji Niita, Tomoyuki Maruyama, and Lembit Sihver. Stability of nuclei in peripheral collisions in the jaeri quantum molecular dynamics model. *Phys. Rev. C*, Vol. 79, p.

014614, Jan 2009.

- [17] A.Boudard, J.Cugnon, J.-C.David, S.Leray, and D.Mancusi. New potentialities of the liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Phys. Rev. C*, Vol. 87, p. 014606, Jan 2013.
- [18] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant. Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data. *Phys. Rev. C*, Vol. 66, p. 044615, Oct 2002.
- [19] S. Furihata. Statistical analysis of light fragment production from medium energy protoninduced reactions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 171, No. 3, pp. 251 – 258, 2000.
- [20] T. Ogawa, S. Hashimoto, T. Sato, and K. Niita. Development of gamma de-excitation model for prediction of prompt gamma-rays and isomer production based on energy-dependent level structure treatment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 325, pp. 35 – 42, 2014.
- [21] ENSDF: Evaluated nuclear structure data file. http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/.

## 第3章

# 9MeV 重陽子入射における厚い標的からの 中性子及びガンマ線収量の測定

#### 3.1 緒言

第1章でのべたように10MeV以下の入射エネルギーにおける中性子収量(TTNY)の実験データは乏しく、ガンマ線収量(TTGY)のデータはさらに少ない。これまで九大グループでは執行、平林、田尻らの測定によって表3.1に示した標的及び測定角度のデータが取得された。しかし、9MeV 重陽子入射における Al 標的や Nb を越える Ta などの重い標的については未測定であった。本章では9MeV 重陽子入射における厚い Al、Ta 標的からの TTNY データ及び厚い C 標的からの 5、9MeV 重陽子入射 TTGY データを新規に取得した。

本章では、まず、九州大学理学部原子核実験室(タンデム加速器施設)で行った実験手法及び解析手法 について述べる。次に、本研究で得られた実験データと表 3.1 で示した実験データ及び他者の実験データ を用いて系統的な比較について述べる。最後に上記の実験データと第二章で述べた核反応モデルとを系統 的に比較し、結果について述べる。

標的	入射エネルギー	測定角度 (度)	参考文献
С	$5 \mathrm{MeV}$	$0 \ 30 \ 60 \ 90 \ 120$	Tajiri et al[1]
	$9 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Tajiri et $al[1]$
Al	$5 \mathrm{MeV}$	$0 \ 30 \ 60 \ 90 \ 120 \ 140$	Hirabayashi et al [2] $% \left[ \left( $
Ti	$5 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Hirabayashi et $al[2]$
	$9 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Shigyo et $al[3]$
Cu	$5 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Hirabayashi et $al[2]$
	$9 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Shigyo et $al[3]$
Nb	$5 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Tajiri et $al[2]$
	$9 \mathrm{MeV}$	$0 \ 15 \ 30 \ 45 \ 60 \ 75 \ 90 \ 120 \ 140$	Tajiri et $al[2]$

表 3.1 これまでに九州大学理学部原子核実験室において測定された 10MeV 以下の TTNY データ

#### 3.2 実験施設

実験は九州大学理学部原子核実験室タンデム加速施設、第一ターゲット室(大型散乱槽ターゲット室) で行った。タンデム加速器施設ビームラインの概略図を図 3.1 に示す。箱崎タンデム加速器施設はターミ ナル電圧が 2~10MV で運転され、加速できる粒子は偏極陽子・重陽子、通常の陽子・重陽子、および重 イオンを加速することができた。

これらの粒子はイオン源で負電荷のイオンとして取り出され、小型の加速器で 190keV まで加速され、 加速器タンクの加速管に送られる。送られたイオンはターミナルに向かって加速され、ターミナルに設置 された炭素の薄膜に入射する。そこで、陰イオンは電子を剥ぎ取られ、陽イオンに変化する。陽イオンは 陽極に反発するため、ターミナルから遠ざかりながら再び加速される。その後、加速された陽イオンは複 数のマグネットによって、第一ターゲット室へ輸送された。

本実験では加速した通常の重陽子ビームをターゲット室に輸送し、大型散乱槽の下流に設置したター ゲットチェンバー内の厚い標的に照射し実験を行った。なお、タンデム加速器で加速される重陽子ビーム は直流電流ビームであり、九大タンデム実験では常に直流ビームで測定を行った。

#### 3.3 測定手法

本実験における第一ターゲット室の写真と概略図を図 3.2、3.3 にそれぞれ示す。タンデム加速器で 5MeV、9MeV に加速された重陽子を大型散乱槽下流に設置したターゲットチャンバー内の標的に入射し た。今回の実験で利用した標的を表 3.2 に示す。標的はフルウチ化学から購入し、すべて天然存在比のも のを利用した。表 3.2 に示した 5、9MeV の重陽子の飛程は SRIM コード (the Stopping and Range of Ions in Matter code) [4] を用いて計算し、標的の厚さは 9MeV の重陽子が標的内で停止するために十分 な長さのものを選択した。

標的を固定しているターゲットチェンバーは内径 260mm、壁面厚さ 4mm であり、側面には中性子測 定用の 0 度から 140 度までの角度を測定できる幅 20mm の窓が設けられている。窓は厚さ 125µm のマ イラー膜で覆われている。さらにこのチェンバーは電気的に絶縁しており、チェンバー全体を入射重陽子 数を測定するファラデーカップとして用いた。

標的から生成され、マイラー膜を通過した中性子及びガンマ線は各角度に設置された直径 5.08cm、厚 さ 5.08cm の NE213 液体有機シンチレータ検出器によって測定された。NE213 シンチレータはキシレ ン  $(C_8H_{10})$  とナフタレン  $(C_{10}H_8)$  の混合物である。実験では NE213 シンチレータを光電子増倍管 (浜松 フォトニクス社製: H6410) に光学的に接続して使用した。

なお、測定では、ターゲットからの直接成分と実験室内の壁や床からの散乱成分を評価するため鉄製の 遮蔽体 (25cm×25cm×30cm) をターゲットと検出器の間に設置した測定 (Background run) を遮蔽体を 設置しない (Foreground run) とともに各測定で行った。

次に測定によって送られてくる NE213 からの信号は NIM(Nuclear Modules Standard) と CA-MAC(Computer Automated Measurement And Control standard) をで構成されたデータ収集系を用 いて処理をした。 測定に用いた回路図を図 3.4 に示す。本実験では後述する中性子・ガンマ線弁別やアンフォールディン グ法を用いてスペクトルを導出するために検出器の全発光成分と遅発発光成分を測定した。検出器のア ノード信号を2つに分岐させ、一方の信号は遅延させたのちさらに2つの信号に分配し、電荷積分型の Analog to Digital Converter(ADC) に導入した。もう一方の信号は Constant-Fraction Discriminator と Coincidence(Coin.) を通じて Gate Generator(GG) に入力され、2つの ADC のゲート信号を作成し た。ADC ゲートは波形弁別のため、図 3.5 のように全発光成分を収集する Total-gate と遅発発光成分 を収集する Slow-gate からなる。また、ゲート信号が入力され、CAMAC で信号処理を行っている間は Coin. モジュールに VETO 信号が入力され、次のデータ収集は行わない構成とした。信号処理を行っ たイベント (gated-trigger event) と検出器からの信号はあったものの信号処理できなかったイベント (ungated-trigger event) はそれぞれスケーラーを用いて測定し、データ収集系の Dead time の補正に利 用した。

表 3.2 Tandem 実験で使用した標的サンプル

標的	厚さ	飛程 $(5 MeV)$	<b>飛程</b> (9MeV)	純度
С	$0.5\mathrm{mm}$	$0.109 \mathrm{mm}$	$0.299 \mathrm{mm}$	99.99 <b>%</b>
Al	$0.5\mathrm{mm}$	$0.120\mathrm{mm}$	$0.317\mathrm{mm}$	99.99 %
Ta	$0.2\mathrm{mm}$	$0.047\mathrm{mm}$	0.114mm	99.9 <b>%</b>

#### 3.4 実験データ解析

本実験の解析では、タンデム加速器からの重陽子ビームが直流電流であったため、発光量分布からエネ ルギースペクトルを導出するアンフォールディング法を用いた。ここでは厚い標的からの中性子、ガンマ 線収量を導出するために必要な中性子・ガンマ線の弁別、光出力校正、応答関数の導出及びアンフォール ディングについて説明する。

3.4.1 中性子・ガンマ線弁別

本実験で用いた NE213 液体有機シンチレータは中性子とガンマ線ともに有感であるため、ゲート積分法 [5] を用いて両者を弁別した。

中性子とガンマ線は両者とも非荷電粒子であるため、検出するためには、検出が可能な荷電粒子に変換 する必要がある。そのため中性子の検出では、シンチレータ内の水素及び炭素原子核と入射中性子を相互 作用させることで発生する反跳陽子、炭素イオンを測定に用いる。ただし、主に中性子が相互作用する対 象は水素原子である。一方、ガンマ線測定では、シンチレータ内の電子との相互作用、特に有機シンチ レータの場合はコンプトン散乱によって放出される電子を測定に用いる。

生成された荷電粒子のエネルギーの一部はシンチレータ内の蛍光物質にエネルギーを付与し、シンチレータを発光させる。このとき、陽子、炭素イオンと電子では単位長さあたりのエネルギー損失 *dE/dx*の様子が異なる。陽子、炭素イオンの *dE/dx* は電子のそれと比べて大きく、周囲の蛍光物質対し、より

多くのエネルギーを付与することになり、遅発蛍光成分が増加することになる。

したがって、中性子とガンマ線入射では図 3.5 のように遅発蛍光成分に差が生じ、この成分に着目する ことで、中性子とガンマ線を分離することができる。図 3.6 にゲート積分法によって分離した結果を示 す。横軸が全発光量成分、縦軸に遅発発光成分をプロットしている。全発光量に対して相対的に遅発発光 量が大きくなる中性子のイベントは上側のラインに、遅発発光量が小さくなるガンマ線のイベントは下側 のラインにそれぞれ現れる。なお、本実験の設定では<sup>137</sup>Cs のコンプトン端以下の発光量まで十分に分離 できていることを確認した。

#### 3.4.2 電荷·光出力校正

検出器から得られる信号は光電子増倍管で増幅され、測定回路を経て電子信号として測定されたもので あり、測定回路系に依存しない量に測定データを校正する必要がある。一般的にこの校正は 1MeV の電 子が検出器内で発生するシンチレーション光を 1MeVee とする MeVee(MeV electron equivalent) 単位 で行う。本研究では <sup>60</sup>Co、<sup>137</sup>Cs の標準線源からのガンマ線に加え、炭素標的実験で測定されるガンマ 線、運動学的に決定される最大中性子エネルギーを用いて光出力校正を行った。

ガンマ線による校正では Dietze らの経験的手法 [6] を用いた。彼らはガンマ線を用いた NE213 シンチ レータ検出器の校正について研究を行い、コンプトン端付近における最大のカウント数 (見かけのコンプ トン端) からその半分のカウント数となる点に対応するエネルギー (*E<sub>comp(1/2)</sub>*) と理想的なコンプトン端 に対応するエネルギー (*E<sub>comp(ideal</sub>*))の関係について次式のように報告している。

$$E_{comp(1/2)} = 1.03 E_{comp(ideal)} \tag{3.1}$$

 $E_{comp(ideal)}$ は次式から与えられる

$$E_{comp(ideal)} = h\nu(\frac{2h\nu}{m_ec^2 + 2h\nu})$$
(3.2)

ここで、 $h\nu$  は入射ガンマ線のエネルギー、 $m_ec^2$  は電子の静止質量エネルギーである。図 3.8、3.7 に標準線源によって決定したコンプトン端の様子を示す。見かけのコンプトン端のピークのカウント数の半値に対応する ADC のチャンネルを校正点とした。さらに高エネルギーガンマ線の校正点を得るため、 $^{12}C(d,p)^{13}C$ 反応により生成される 3.09MeV、3.68MeV のガンマ線を利用した。図 3.9 に 9MeV 重陽子入射における厚い炭素標的からの発光量分布を示す。炭素からのガンマ線の場合、複数エネルギーのガンマ線が入射するため、それぞれのコンプトン端に対して Fitting を行い、校正点を導出した。

本実験では、さらに高エネルギーの校正点を取得するため、標的から生成される中性子を用いた。C、 Al に対する入射実験において最大放出中性子エネルギーは運動学的に決定される。このエネルギーを 持った中性子が NE213 シンチレータ内の水素原子と核反応を起こし、0 度方向に放出される陽子が入射 中性子とほぼ同じエネルギーを持って放出されることになる。陽子のエネルギー $E_p(MeV)$  と NE213 内 の発光量 L(MeVee) の関係は Nakao 6 [7] の研究によって明らかにされており、次式で与えられる

$$L = 0.81E_p - 2.8(1.0 - \exp(-2.0E_p))$$
(3.3)

この式を用いて本実験で測定される中性子の最大エネルギーから発光量を導出し、高エネルギー側の校正 点とした。最終的に得られた校正曲線を図 3.10 に示す。

#### 3.4.3 応答関数の導出

アンフォールディング法を用いた解析では様々なエネルギーに対する NE213 シンチレータの応答 関数が必要となる。本解析では、中性子とガンマ線の応答関数をそれぞれ SCINFUL-QMD[8, 9] と PHITS[10] に搭載された EGS5(Electrion gamma shower)[11] を用いて導出した。

#### 1)中性子応答関数

SCINFUL-QMD コードは NE213 液体有機シンチレータ及び NE110 プラスチックシンチレータの中 性子に対する応答関数を計算するためのモンテカルロ計算コードである。SCINFUL-QMD では表 3.3 に 示す核反応を考慮し、応答関数を計算している。これらの核反応情報は ENDF/B-V などの様々なデータ ベースの断面積に基づいている。

SCINFUL-QMD では、大きく2つの工程、粒子輸送と核反応計算に分けて計算を行っている。粒子輸送では、入射中性子が検出器内で核反応が発生するか否かを、水素と炭素の巨視的断面積からモンテカル 口法を用いて決定している。反応が起こらない場合は次の輸送計算に移る。

次に、核反応が起こると決定されると核反応計算に移行する。核反応計算では、反応を起こした中性子 のエネルギーが150MeV 未満ならば SCINFUL オリジナルのモデルを使った核反応計算が、150MeV 以 上ならば QMD + SDM による計算が実施される。なお、本研究において150MeV 以上の中性子は測定 しないため、利用しているのは、SCINFUL モデルの計算である。SCINFUL モデルを用いて、核反応で 生成される粒子のエネルギーと放出角度を求める。放出された粒子が中性子の場合、打ち切りエネルギー 以上であれば、再度輸送計算に移行する。一方、荷電粒子の場合は検出器への付与エネルギーから検出器 の発光量へ変換される。このとき、放出粒子のエネルギーと発光量の関係は前述の Nakao の式 [7] を用い た。最後に本解析で利用した応答関数を図 3.11 に示す。

表 3.3 SCINFUL-QMD で取り扱われている核反応チャンネル

H(n,n)	C(n,n)	$C(n,\gamma)$	$C(n,\alpha)$	$C(n,3\alpha)$	C(n,np)
C(n,2n)	C(n,p)	C(n,d)	C(n,t)	$C(n, {}^{3}He)$	-

#### 2) ガンマ線応答関数

前述の通り、ガンマ線の検出器内での反応はガンマ線と電子によるものである。そこで、ガンマ線及 び電子の輸送計算に高い精度をもつ EGS コードを用いて応答関数を導出した。なお、今回の解析では PHITS に実装された EGS コードを用いた。EGS コードは電磁カスケードモンテカルロ計算コードで あり、EGS5 コードはスタンフォード線形加速器研究所 (SLAC) を中心に開発された EGS3 を高エネル ギー加速器機構 (KEK) などが改良加えたものである。PHITS には Ver.2.70 から実装されており、本計 算では、PHITS2.74 を用いて計算を行った。EGS5 コードでは以下の物理過程を扱っている。

- 光子
  - 光電吸収
  - コンプトン散乱
  - レイリー散乱
  - 電子対生成
- 電子
  - メラー散乱
  - ハーバー散乱
  - 制動放射
  - 陽電子消滅

次に電子のエネルギー損失は電子の輸送経路を短い領域に分割し、その領域におけるエネルギー損失を 連続的な減速として近似するモデルを用いて導出している。EGS5 ではこのエネルギー損失モデルの中 でも、エネルギー損失のステップをランダムにサンプリングする ClassII[11] と呼ばれる手法を採用して いる。

最後に計算で得られた応答関数は<sup>60</sup>Coと<sup>137</sup>Csの標準線源の測定と比較して補正した。線源のスペクトル形状に一致するように分解能を調整した。また、検出効率については、実験結果が計算結果と比べて 15%小さかったため、計算結果に15%の補正を加えた。本解析で使用したガンマ線の応答関数を図3.12に示す。

#### 3.4.4 アンフォールディング法

実験において NE213 シンチレータにはさまざまなエネルギーの中性子やガンマ線が入射するため、得 られる信号の発光量分布 M(E') は次式 3.4 のように、入射エネルギースペクトル  $\phi(E)$  を検出器の応答 関数 R(E, E') でフォールディングされた形となる。

$$M(E') = \int R(E, E')\phi(E)dE$$
(3.4)

したがって、アンフォールディングとは、この積分方程式を解いて  $\phi(E)$  を求める作業である。しかし、 この積分方程式の解を解析的に求めることは不可能であり、実際の導出では、次式のように離散的な形で 求めることになる。

$$M_i = \sum_{j}^{NS} R_{ij} \phi_j \tag{3.5}$$

ここで $1 \leq i \leq NR$ であり、 $M_i$ 、 $R_{ij}$ 、 $\phi_j$ はそれぞれ離散化された発光量スペクトルと応答関数、粒子の エネルギースペクトルである。NS、NR はそれぞれ粒子のエネルギースペクトル、発光量スペクトルの群 数である。理論的には NS=NR であり、応答関数  $R_{ij}$  が既知であれば、この連立方程式を解くことがで きる。しかし、現実には応答関数や測定値には誤差が常に存在しているため、この方程式の解である  $\phi$  に は大きな誤差が乗ることになる。この問題に対処するため、本解析では最小二乗法を利用した FORIST コード [12] を用いた。 FORIST は式 3.5 を *NR* < *NS* の条件の下最小二乗法を用いて妥当な解を見つける手法を採用している。一般的に最小二乗法を用いたアンフォールディング法は次式を最小することで解を得るものである。

$$\chi^2 = \sum_{i}^{NR} w_i \left( M_i - \sum_{j}^{NS} R_{ij} \phi_j \right)^2$$
(3.6)

ここで  $w_i$  は重み係数であり、測定値  $M_i$  の分散の逆数を取っている。そのため、誤差が大きいほど  $\chi^2$  に対する寄与は小さくなる。 $\chi^2$  が最小となるのは次式のときであり、

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \phi_k} = 0 \tag{3.7}$$

この条件の下で式 3.6 より

$$\sum_{i}^{NR} w_i R_{ik} \left( M_i - \sum_{j}^{NS} R_{ij} \phi_j \right) = 0$$
(3.8)

ここで、 $1 \le k \le NS$ であり、この式を行列の形にして  $\phi$  について解くと次式となる。

$$\boldsymbol{\phi} = ({}^{t}\boldsymbol{R}\boldsymbol{W}\boldsymbol{R})^{-1} \; {}^{t}\boldsymbol{R}\boldsymbol{W}\boldsymbol{M} \tag{3.9}$$

ここで、<sup>*t*</sup> R は R の転置行列である。この式における (*t*RWR)<sup>-1</sup> *t*RW を計算する際に、計算機の丸め 誤差が大きな問題となり計算結果に大きな振動をもたらすことになる。そのため FORIST コードではこ の最小二乗法の解を 0 近傍に設定することで振動を抑える工夫を行っている。

#### 3.4.5 誤差評価

本実験の系統誤差は表 3.4 のように評価した。中性子の応答関数の誤差は代表的な中性子応答関数計算 コードである SCINFL-QMD コードと CECIL コードの差異と検出器の Al ハウジングの影響から評価 した。ガンマ線応答関数の誤差は、PHITS 搭載の EGS コードの計算結果と標準線源の差から評価した。 中性子・ガンマ線の分離の誤差は二次元分離図における両者の重なりから評価した。立体角の誤差につい ては検出器の大きさに起因すると見なし評価した。入射重陽子数の誤差は NIM スケーラーと CAMAC スケーラーの差から評価した。空気の散乱による効果は PHITS による計算結果から最大 4 %程度と見積 もった。以上の結果から誤差の伝搬の式を用いて最終的な系統誤差を評価した。なお、次節に述べる実験 結果の誤差は統計誤差のみを示している。

Error Origin	Neutron	Gamma-ray
Response function	17 <b>%</b>	18 <b>%</b>
Gamma-ray rejection	5 <b>%</b>	5 <b>%</b>
Solid angle	3.2 %	3.2 %
Beam integration	${<}1$ %	$<\!1$ %
Effect of neutron scattering	4 <b>%</b>	4 <b>%</b>
Total systematic error	18.5 <b>%</b>	19.1 %

表 3.4 タンデム実験における系統誤差



図 3.1 Tandem 加速器 ビームラインの概略図



図 3.2 ターゲット実験室内 実験体系 (写真)



図 3.3 実験体系模式図


図 3.4 本実験で使用した測定回路



図 3.5 ゲート積分法模式図



図 3.6 9MeV 重陽子入射における厚い炭素標的 (0 度) のゲート積分法の結果



図 3.7<sup>60</sup>Co 線源測定によるコンプトン端の決定



図 3.8 <sup>60</sup>Cs 線源測定によるコンプトン端の決定



図 3.9 9MeV 重陽子入射における厚い炭素標的からのガンマ線のコンプトン端の決定



図 3.10 本実験で利用した NE213 検出器の校正曲線



図 3.11 SCINFUL-QMD による中性子応答関数



図 3.12 EGS によるガンマ線応答関数

#### 3.5 実験結果・考察

#### 3.5.1 厚い AI 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子収量

本実験で測定した厚い Al 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量の結果を図 3.13 に示す。 <sup>27</sup>Al(d,n)<sup>28</sup>Si 反応における Q 値は 9.36MeV と大きく、0 度における最大中性子放出エネルギーは運動 学的に 18.4MeV となり、実験結果と一致している。各角度のスペクトルに着目すると、0 度から 45 度ま での角度では、約 4.5MeV、つまり入射エネルギーの半分のエネルギーにバンプ構造を持っていることが 分かる。これは、第 2 章で述べたように elastic breakup や non-elastic breakup の影響が見られたもの であると考えられる。さらに 0 度や 15 度では、9、16MeV 付近に肩を持った構造を持っている。これら の肩のあるエネルギーは <sup>28</sup>Si の励起準位 (図 3.14) に <sup>28</sup>Si に対応しており、<sup>27</sup>Al(d,n)<sup>28</sup>Si 反応における 離散準位への核子移行反応の影響であると考えられる。

また、図 3.15 に 2MeV 以上のエネルギー範囲で積分した結果を示す。0 度と 140 度の角度微分中性子 収量では、1 桁ほど中性子収量が小さくなっており、重陽子入射反応の特徴でもある強い前方性が見られた。

#### 3.5.2 厚い AI 標的に対する重陽子入射中性子収量のエネルギー依存性

厚い Al 標的に対する中性子収量の実験データは前述のように九大タンデム加速器施設で測定された平林らの 5MeV 入射実験データ [2] と東北大学 CYRIC で測定された萩原らの 40MeV 入射実験データ [13] が存在する。図 3.16、3.17 に 5MeV、40MeV 入射の二重微分収量実験データを示す。5MeV 入射のスペクトルは 9MeV 入射におけるスペクトルと同様に elastic breakup と non-elastic breakup によるバンプと離散準位への核子移行反応の影響と考えられる構造が見られる。一方、40MeV 入射では、高エネルギー側に離散準位への核子移行反応の影響と思われる構造があるものの、20MeV 付近のピークが低エネルギー入射と比べ、よりはっきりと観測されていることが分かる。これは、入射エネルギーが高くなると elastic breakup や non-elastic breakup の影響が相対的に大きくなるためであると考えられる。

次に、これらの中性子収量データを 2MeV 以上のエネルギー範囲で積分した角度微分収量結果を図 3.18 示す。入射エネルギーの増加に伴って中性子収量も多くなっていることが分かる。また、5MeV、 9MeV 入射の中性子収量角度分布が 0 度と最後方角で収量差が 10 倍程度であるのに対し、40MeV では 40 倍程度の差が生じており、入射エネルギーが増加すると前方性が強くなることが明らかになった。

#### 3.5.3 9MeV 重陽子入射における中性子収量の標的角依存性

これまでに九大タンデム加速器施設で測定された厚い C、Al、Ti、Cu、Nb、Ta 標的に対する 0 度に おける 9MeV 重陽子入射二重微分中性子収量の比較図を図 3.19 に示す。比較的軽い標的である C、Al 標 的では、スペクトルの様々なエネルギーに肩を持った構造が現れているのに対し、重い標的では、構造は あまり見られなくなることが分かる。これは軽い標的では残留核の励起準位間のエネルギー差が大きく、 離散準位への移行反応の影響が顕著に現れるのに対し、重い標的では残留核の励起準位の間が密となり、 構造がはっきりと見られないためであると考えられる。

次に 2MeV 以上のエネルギーで積分した角度微分収量を図 3.20 に示す。前方角と後方角の収量差に着 目すると、C や Al 標的で 1 桁程度の差が見られることに対し、標的核の質量数が大きくなるにつれて、 収量差は小さくなっており、前方性が失われていくことが分かる。これは、重い標的になると前方性を示 す elastic breakup や non-elastic breakup の影響が相対的に小さくなるためであると考えられる。

また、0度における中性子収量を標的核原子番号の関数として示したものを図 3.21 に示す。0度におけ る中性子収量は標的核の原子番号の増加に伴って指数関数的に減少することが分かる。低エネルギー入射 では、標的核のクーロンバリアの影響を強く受けるため、標的核の原子番号が大きくなると反応断面積が 小さくなり、中性子収量も小さくなると考えられる。

#### 3.5.4 厚い C 標的に対する 5、9MeV 重陽子入射ガンマ線収量

図 3.22、3.23 に厚い C 標的に対する 5MeV、9MeV 重陽子入射二重微分ガンマ線収量スペクトルを示 す。中性子収量では角度によってスペクトル形状に大きな変化が見られたが、ガンマ線では角度によって 形状の変化がほとんどないことが分かる。スペクトルの特徴として、5MeV 入射では、3MeV と 3.5MeV 付近にピークが見られ、9MeV 入射では、5MeV 入射で見られた 2 点に加えて、4.5MeV 付近にもピーク が測定されている。3MeV と 3.5MeV のガンマ線エネルギーは、 $^{12}C(d,p)^{13}C$  反応で生成される  $^{13}C$  の励 起準位 (3.09MeV と 3.68MeV) に相当している。また、4.5MeV のピークは  $^{12}C$  の励起準位 (4.44MeV) に対応しており、非弾性散乱反応によるものと考えられる。なお、この 4.5MeV のピークが 5MeV 入射 で測定されない理由は、5MeV 入射では 4.5MeV の励起状態が運動学的に許されないためである。また、  $^{12}C(d,n)^{13}N$  反応で生成されるはずの  $^{13}N$  からのガンマ線放出が測定されない理由は、 $^{13}N$  の励起準位 が陽子分離エネルギーより大きく、 $^{13}N$  は陽子を 1 つ放出して  $^{12}C$  へ崩壊し、ガンマ線放出が起こらな いためである。

次に、1MeV 以上のエネルギー範囲でガンマ線スペクトルを積分した角度微分ガンマ線収量の角度分布 を図 3.24 に示す。中性子収量が強い前方性を示したのに対し、ガンマ線放出反応では、角度依存性はほ とんど示さないことが分かった。



図 3.13 9MeV 重陽子入射における厚い Al 標的からの中性子二重微分収量

	Iπ	Ex[Me\/]	
	⊿+		
/	<del>4</del> 2+	9.42	
	2+	0.22	
	5	9.32	
	<u> </u>	8.95	
	2*	8.59	
	6+	8.54	
	2+	8.26	
	2+	7.42	
	2+	7.38	
	4-	6.89	
	3-	6.88	
	3+	6.28	
	0+	4.98	
	4+	4.62	
	2+	1 78	
	2	1.70	
	0+	0	
	0.	0	stable
<sup>28</sup> Si			

図 3.14 <sup>28</sup>Si の励起準位



図 3.15 9MeV 重陽子入射における厚い Al 標的からの中性子角度微分収量



図 3.16 5MeV 重陽子入射における厚い Al 標的からの中性子二重微分収量 [2]



図 3.17 40MeV 重陽子入射における厚い Al 標的からの中性子二重微分収量 [13]



図 3.18 5、9、40MeV 入射における厚い Al 標的に対する角度微分中性子収量



図 3.19 0 度における厚い C、Al、Ti、Cu、Nb 標的に対する 9MeV 重陽子入射二重微分中性子収量



図 3.20 厚い C、Al、Ti、Cu、Nb 標的に対する 9MeV 重陽子入射角度微分中性子収量



図 3.21 0 度における厚い C、Al、Ti、Cu、Nb 標的に対する 9MeV 重陽子入射角度微分中性子収量の標的核原子番号依存性



図 3.22 厚い C 標的に対する 5MeV 重陽子入射二重微分ガンマ線収量の 0 度におけるガンマ線エネ ルギースペクトル。なお、実線は補助線として付す。



図 3.23 厚い C 標的に対する 9MeV 重陽子入射二重微分ガンマ線収量の 0 度におけるガンマ線エネ ルギースペクトル。なお、実線は補助線として付す。



図 3.24 厚い C 標的に対する 5、9MeV 重陽子入射ガンマ線角度微分収量

### 3.6 理論モデルとの比較

理論モデルとの比較では、まず、中性子収量に関して、PHITS2.52 より複合粒子入射計算のデフォルト オプションとして組み込まれた Liege Intra-Nuclear Cascade model(INCL) [14] とこれまでデフォルト として利用されてきた Jaeri-Quantum molecular dynamics model(JQMD) [15] との比較を行った。次 に前述の厚い Al 標的に対する 5、9、40MeV の実験データを用いて INCL を入射エネルギーに関して系 統的に比較した。また、9MeV 入射実験データを用いて標的核の質量数に関して系統的な比較を行った。 最後にガンマ線収量についてこれまでの単純化モデルと EBITEM [16] との比較を行った。なお、全反応 断面積の計算には田尻らの報告 [1] でデフォルトオプションである NASA の式 [17] より、Shen の式 [18] の方が実験データを再現できると述べられており、中性子収量の計算には Shen の式を用いた。

#### 3.6.1 AI 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子収量における INCL と JQMD の比較

図 3.25 に厚い Al 標的に対する 9MeV 重陽子入射二重微分中性子収量の実験データと INCL + GEM と JQMD + GEM で行った PHITS 計算との比較を示す。JQMD が前方性を示さずすべての角度にお いてスペクトルの分布がほとんど変化せず、実験データを 0 度で大幅に過小評価している。一方、INCL は 0 度では 4.5MeV 近傍にピークを作り、後方角では収量が減少する傾向を示し、実験データをある程 度再現できていることが分かる。これは、INCL における複合粒子入射の際の複合粒子の描写が、同じエ ネルギーを持った独立した核子の集合となっており、結合エネルギーの小さな重陽子反応においてはよい 近似となったためであると考えられる。しかし、INCL を用いても前節において離散準位への核子移行反 応の影響であると考えられるバンプ構造については再現できてない。これは INCL が残留核の離散準位 までは考慮できないためであり、この成分を再現するためには DWBA のような離散準位を考慮すること のできるモデルを導入する必要があると推測される。

#### 3.6.2 AI 標的に対する INCL の入射エネルギーに関する系統的な比較

厚い Al 標的に対する 5、9、40MeV 重陽子入射二重微分中性子収量の実験データと INCL + GEM を 用いた PHITS 計算との比較をそれぞれ図 3.26、3.27、3.28 に示す。INCL は 5、9、40MeV すべての入 射エネルギーで、入射エネルギーの約半分位置にできるピークを再現することが分かる。しかし、傾向は 再現するものの、絶対値やスペクトル形状の再現性については未だ不十分である。

次に 2MeV 以上の中性子放出エネルギー範囲で積分した角度微分収量の実験データと PHITS 計算と の比較を図 3.29 に示す。計算結果も強い前方性を再現することができており、全体的によい再現性を示 すことが分かった。しかし、40MeV 入射では、前方性をやや過大に評価し、最前方角で過大評価の傾向 が見られており、この部分に関してモデルの改良が必要になっていると考える。

#### 3.6.3 9MeV 重陽子入射における標的核に関する系統的な比較

厚い C、Al、Cu、Nb、Ta 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量を 2MeV 以上のエネル ギー範囲で積分した角度微分収量の結果を図 3.30 に示す。C から Nb までの標的核では実験データの前 方性を概ね再現できている。しかし、Ta については PHITS の計算結果は 60 度付近に不自然なバンプを 形成しており、実験データを大幅に過小評価している。この問題は本来高エネルギー側で適応すべき核内 カスケードモデルを 10MeV 以下の低エネルギー入射に適応したためであると考えられ、重い標的では適 応に限界があるのではないかと考えられる。

#### 3.6.4 DEURACS との比較

中性子収量における実験データと理論モデルとの比較の最後に最新の理論モデル DEURACS との比較 を示す。中山らは厚い C 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量に対し DEURACS の計算 を行い、図 3.31 に示す結果を得た [19]。ここで、図中、p-stripping はこれまでの議論してきた non-elastic breakup に対応している。DEURACS の計算結果は重陽子入射核反応における様々な反応機構の成分 を足し合わせることで、実験データのスペクトル構造と収量の絶対値をよく再現できている。これは、 DEURACS の計算手法が適切であることを示唆しており、今後は九大タンデムでの実験データを活用し C 標的以外の標的に対し、DEURACS の計算を実施することで、広範な標的に対する DEURACS の再 現性について検証することが求められる。

#### 3.6.5 ガンマ線収量と EBITEM 計算結果との比較

0 度における厚い C 標的に対する 5、9MeV 重陽子入射ガンマ線二重微分収量の実験データと EBITEM[16] または単純モデルを用いた PHITS 計算との比較を図 3.32、3.33 に示す。単純モデル計算 によるガンマ線のスペクトルは、ピークを持たない構造になっていることが分かる。これは、単純モデル におけるガンマ線放出は核内の離散準位を考慮しないモデルになっているためであると考えられる。一 方、EBITEM を使用した PHITS の計算結果は、離散的なスペクトルを示し、ピークのエネルギーもあ る程度再現できている。これは、EBITEM では、残留核の離散準位の情報を ENSDF から取得している ためである。

次に 1MeV 以上のエネルギー範囲で積分した角度微分収量の実験データと EBITEM を利用した PHITS 計算との比較図を図 3.34 に示す。PHITS 計算はガンマ線収量の角度分布の等方性をよく再現で きていることがわかる。しかし、収量については全角度において 20 %程度過小評価の傾向がみられて いる。この収量の過小評価は動的過程 (INCL で計算する成分)における複合核の形成の仕方にも影響が あると考えられる。PHITS においてガンマ線は蒸発過程において放出されており、その際の複合核の生 成量、種類、保持するエネルギーによってガンマ線の生成量が決定される。そのため、これらを決定す る動的過程の計算の影響がガンマ線放出にも見られていると考えられる。したがって、ガンマ線放出部 の改良だけでなく、動的過程成分の計算にも着目してモデルの改良を行う必要があると考える。また、 DEURACS 計算は中性子収量を精度よく再現できているため、ガンマ線収量にも適応することでよい再 現性が得られることが期待される。

# 3.7 結言

本研究では、厚いAl、Ta標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量及び厚いC標的に対する 5、9MeV 重陽子入射ガンマ線二重微分収量の実験データを新規に取得した。

実験は九州大学理学部原子核実験室において行い、中性子及びガンマ線スペクトルはアンフォールディング法を用いて導出した。アンフォールディングに必要な検出器の中性子、ガンマ線の応答関数はそれぞれ、SCINFUL-QMD と PHITS に搭載された EGS コードを用いて導出した。

中性子収量実験データはこれまで測定された実験データとともに入射エネルギー、標的核について系統 的に比較した。0度における中性子角度微分収量が標的角の原子番号とともに指数関数的に減少する傾向 を示すことがわかった。

また、Al に対する 9MeV 重陽子入射中性子収量での比較から、INCL+GEM を用いた計算は JQMD+GEM の計算と比べ、実験データの前方性を再現できることを示した。さらに、INCL + GEM の計算はその他の標的核に対し、Ta の中性子収量データを除いてある程度実験データを再現でき ることを明らかにした。また、EBITEM を用いたガンマ線収量の計算結果は実験データに見られる離散 的なピークを再現できることを示した。

以上のように本研究で得られた実験データは、実験データの少ない10MeV以下の入射エネルギー領域 で、実験データと理論モデル計算との系統的な比較を可能にする貴重なデータと言える。



図 3.25 0、45、90、120 度における厚い Al 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量の 実験データと INCL + GEM 及び JQMD + GEM の計算結果の比較図



図 3.26 厚い Al 標的に対する 5MeV 重陽子入射中性子二重微分収量の実験データと INCL + GEM の計算結果の比較図



図 3.27 厚い Al 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量の実験データと INCL + GEM の計算結果の比較図



図 3.28 厚い Al 標的に対する 40MeV 重陽子入射中性子二重微分収量の実験データと INCL + GEM の計算結果の比較図



図 3.29 厚い Al 標的に対する 5、9、40MeV 重陽子入射中性子角度微分収量の実験データと INCL + GEM の計算結果の比較図



図 3.30 厚いC、Al、Cu、Nb、Ta 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子角度微分収量の実験デー タと INCL + GEM の計算結果の比較図



図 3.31 0 度における厚い C 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子二重微分収量の実験データと DEURACS との比較、参考文献 [19] より転載



図 3.32 0 度における厚い C 標的に対する 5MeV 重陽子入射ガンマ線二重微分収量の実験データと 単純モデルと EBITEM の計算結果の比較図



図 3.33 0 度における厚い C 標的に対する 9MeV 重陽子入射ガンマ線二重微分収量の実験データと 単純モデルと EBITEM の計算結果の比較図



図 3.34 厚い C 標的に対する 5、9MeV 重陽子入射ガンマ線角度微分収量の実験データと PHITS(EBITEM)による計算結果の比較

# 参考文献

- Y.Tajiri, Y.Watanabe, N.Shigyo, K.Hirabayashi, T.Nishizawa, and K.Sagara. Measurement of double differential neutron yields from thick carbon target irradiated by 5-mev and 9-mev deuterons. *Progress in Nuclear Science and Technology*, Vol. 4, pp. 582–586, 2014.
- [2] K. Hirabayashi, T. Nishizawa, H.Uehara, T.Kajimoto, N.Shigyo, M.Madea, T.Yasumune, K. Maehata, Y.Tajiri, H.Umishio, S.Abe, Y.Watanabe, K.Sagara, S.Maeda, H.Takahashi, and H.Sakaki. Measurement of neutron yields from thick al and sus304 targets bombarded by 5-mev and 9-mev deuterons. *Progress in Nuclear Science and Technology*, Vol. 1, pp. 60–64, 2012.
- [3] N.Shigyo, K.Hidaka, K.Hirabayashi, Y. Nakamura D. Moriguchi, M.Kumabe, H. Hirano, S. Hirayama, Y. Naitou, C. Motooka, C. Lan, T. Watanabe, Y.Watanabe, K.Sagara, S.Maeda, H.Takahashi, and H.Sakaki. Measurement of deuteron induced thick target neutron yields at 9 mev. Journal of the Korean Physical Society, Vol. 59, pp. 1725–1728, 2011.
- [4] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. SRIM the stopping and range of ions in matter (2010). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 268, pp. 1818 – 1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.
- [5] M Moszynski, G.J Costa, G Guillaume, B Heusch, A Huck, S Mouatassim, Y El-Masri, P Leleu, P Lipnik, I Tilquin, F Hanappe, G Bizard, D Durand, J Peter, and B Tamain. Identification of different reaction channels of high energy neutrons in liquid scintillators by the pulse shape discrimination method. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 343, No. 2, pp. 563 – 572, 1994.
- [6] G. Dietze and H. Klein. Gamma-calibration of ne 213 scintillation counters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Vol. 193, No. 3, pp. 549 – 556, 1982.
- [7] Noriaki Nakao, Tadahiro Kurosawa, Takashi Nakamura, and Yoshitomo Uwamino. Absolute measurements of the response function of an NE213 organic liquid scintillator for the neutron energy range up to 206 MeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 463, No. 1?2, pp. 275 287, 2001.
- [8] D. Satoh, T. Sato, N.Shigyo, and K Ishibashi. SCINFUL-QMD: Monte Carlo Based Computer Code to Calculate Response Function and Detection Efficiency of a liquid organic scintillator for neutron energies up to 3 GeV. JAEA-DATA/Code, Vol. 2006-023, , 2006.
- [9] D. Satoh, T. Sato, A.Endo, Y.Yamaguchi, M.Takada, and K Ishibashi. Measurement of response functions of a liquid organic scintillator for neutrons up to 800 MeV. *Journal of Nuclear Science* and *Technology*, Vol. 43, p. 714, 2006.
- [10] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase,

H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, and L. Sihver. Particle and heavy ion transport code system, phits, version 2.52. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 50, pp. 913 – 923, 2013.

- [11] H.Hirayama, Y.Namito, A.F.Bielajew, S.J.Wilderman, and W.R.Nelson. The EGS5 code system. SLAC-R, KEK report, Vol. 730, p. 8, 2005.
- [12] R.H. Johnson, D.T. Ingersoll, B.W. Wehring, and J.J. Dorning. NE-213 neutron spectrometry system for measurements from 1.0 to 20 MeV. *Nuclear Instruments and Methods*, Vol. 145, No. 2, pp. 337 – 346, 1977.
- [13] M Hagiwara, T Itoga, M Baba, M.S Uddin, N Hirabayashi, T Oishi, and T Yamauchi. Experimental studies on the neutron emission spectrum and activation cross-section for 40 MeV deuterons in IFMIF accelerator structural elements. *Journal of Nuclear Materials*, Vol. 329-333, No. 1, pp. 218 222, 2004. Proceedings of the 11th International Conference on Fusion Reactor Materials (ICFRM-11).
- [14] A.Boudard, J.Cugnon, J.-C.David, S.Leray, and D.Mancusi. New potentialities of the liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Phys. Rev. C*, Vol. 87, p. 014606, Jan 2013.
- [15] Davide Mancusi, Koji Niita, Tomoyuki Maruyama, and Lembit Sihver. Stability of nuclei in peripheral collisions in the jaeri quantum molecular dynamics model. *Phys. Rev. C*, Vol. 79, p. 014614, Jan 2009.
- [16] T. Ogawa, S. Hashimoto, T. Sato, and K. Niita. Development of gamma de-excitation model for prediction of prompt gamma-rays and isomer production based on energy-dependent level structure treatment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 325, pp. 35 – 42, 2014.
- [17] R.K. Tripathi, F.A. Cucinotta, and J.W. Wilson. Accurate universal parameterization of absorption cross sections III light systems. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 155, No. 4, pp. 349 – 356, 1999.
- [18] Wen qing Shen, Bing Wang, Jun Feng, Wen long Zhan, Yong tai Zhu, and En pu Feng. Total reaction cross section for heavy-ion collisions and its relation to the neutron excess degree of freedom. Nuclear Physics A, Vol. 491, No. 1, pp. 130 – 146, 1989.
- [19] S.Nakayama, H.Kouno, Y.Watanabe, O.Iwamoto, and K.Ogata. Theoretical model analysis of (d, xn) reactions on <sup>9</sup>Be and <sup>12</sup>C at incident energies up to 50 mev. *Phys. Rev. C*, Vol. 94, p. 014618, Jul 2016.

# 第4章

# 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断 面積の測定

# 4.1 緒言

第1章で述べたように 60MeV 以上の入射エネルギーにおける中性子生成二重微分断面積の実験データ は存在しない。本章では、102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積実験を新規に測定した。本章で は、まず、大阪大学核物理研究センターにおいて実施した実験について述べる。次に、本研究で得られた 実験データを系統的に分析し、既存の理論核反応モデル及び既存の核データと比較を示す。

#### 4.2 実験施設

実験は RCNP の中性子実験室及び TOF コース (N0 コース) で行った。RCNP 実験室の平面図を図 4.1 に示す。RCNP では 2 台のサイクロトロン加速器を用いて粒子を最大 400MeV まで加速すること が可能な施設である。さらに本実験でも使用した TOF トンネルは全長が 100m あり、飛行時間 (Time of Flight:TOF) 法を用いた測定において優れたエネルギー分解能を達成できる施設となっている。TOF コースはこれまで Iwamoto らが Li(p,n) 反応の測定 [1, 2, 3, 4] を行っており、本実験は彼らの測定を参 考にして行った。

## 4.3 測定手法

本実験においてイオン源で生成された重陽子ビームは、まず、K140 AVF(Azimuthally Varying Field) サイクロトロンで加速された後、K400 リングサイクロトロンに輸送され、102MeV まで加速される。加 速された重陽子ビームは中性子実験ホールへと導かれる。このとき、重陽子ビームは 1ns 以下の幅であ り、各ビームの間隔はビームチョッパーによって約 900ns に間引かれている。中性子実験ホールの模式図 と写真を図 4.3、4.2 に示す。中性子実験ホール内において、重陽子ビームはスウィンガー電磁石内に設 置された標的に入射し、その後、ビームダンプへ入射する。ビームダンプはファラデーカップとして利用 しており、入射重陽子数を測定するために用いた。なお、スウィンガー電磁石内は真空に保たれており、
標的は真空中に設置された。

スウィンガー電磁石内に設置した標的の一覧を表 4.1 に示す。本実験では中性子変換材として Li、 Be、C 標的及び加速器構造材として Al、Cu、Nb 標的を採用した。今回利用した標的はすべて天然存 在比のものを使用しており、同位体比は表 4.1 のようになっている。Li 標的は三津和化学から購入した  $\phi$ 30mm×10mm のものを鉄ブロックと黄銅板に挟み、叩くことで、厚さが約 1mm になるように加工し た。Be 標的はフルウチ化学からサイズが 20mm×25mm に加工したものを購入し利用した。C、Al、Cu、 Nb 標的についてはニラコから購入し、20mm×25mm のサイズに切断して利用した。表 4.1 に各標的の 面密度を示す。標的内のエネルギー損失は SRIM[5] を用いて計算した。標的内での損失は Li 標的が最大 で 0.5MeV 程度であり、入射エネルギーの 1 %以下であった。なお、これらの標的は取り扱う上で十分な 強度をもっており、支持材は用いていない。

また、標的はスウィンガー電磁石内を重陽子ビームの軌道上を移動することができ、測定角度によって、図 4.2 のように標的の位置を変更し、重陽子ビームの入射角を変更することで、TOF トンネル方向 への放出角を調整した。

標的で生成された中性子はスウィンガー電磁石の真空を保っている厚さ 5mm アクリル膜を通り厚さ 1mの鉄製のコリメータ (12cm×10cm) によって TOF トンネル内に選択的に輸送される。コリメータに は、中性子と同時に生成される荷電粒子を取り除くために、クリアリング電磁石が設置されている。

TOF トンネル内に入射した中性子は大きさの異なる2台の円柱形のNE213液体有機シンチレータ ( $\phi$ 5.08cm×5.08、 $\phi$ 12.7cm×12.7cm)を標的から 7m と 17m の地点に設置して測定した。小型、大型の シンチレータはそれぞれ低エネルギー (<15MeV)、高エネルギーの中性子測定に用いた。小型の検出器 はシンチレータ内での光の減衰を低減することができ、波形の歪みも小さい。そのため、中性子・ガンマ 線の分離能力も高く、発光量の小さい低エネルギー中性子の測定に適している。しかし、小型検出器の場 合、幾何学的効率が小さくなるため、検出器を標的に近づけることで、測定時間の最適化を図った。一方 で、高エネルギー中性子の測定の場合は、高いエネルギー分解能が必要となるため、飛行距離を長くとる 必要がある。飛行距離が長くなると当然、幾何学的効率が小さくなるため、大型の検出器での測定が必要 となる。さらに、高エネルギー中性子の検出効率は大型検出器の方が大きいため、本実験では2つの大き さのシンチレータでの測定を採用した。7m 地点での測定では、光電子増倍管がクリアリング電磁石の磁 場の影響を受けるため、電磁石を励磁せず、VETO 検出器として厚さ 5mm のプラスチックシンチレー 夕を小型検出器の前に設置し測定を行った。また、TOF 法による中性子エネルギーの測定では、ビーム のパルス間隔と検出器の設置位置に従って、測定できる最低の中性子エネルギーが決定される。これは、 基準としている重陽子ビームパルスから生じる中性子とその1つ前のパルスで発生した中性子とが重なっ てしまうためである。900ns 間隔のパルスビームによる測定可能な最低中性子エネルギーと測定位置の関 係を図 4.4 に示す。本実験の設定における測定可能な最低エネルギーは次節で示す Bias による最低エネ ルギーより十分に低い設定となることが分かる。

検出器からの信号は第3章で述べたタンデム実験と同様に NIM と CAMAC からなるデータ収集系 (DAQ)を用いて処理した。DAQ プログラムは RCNP で開発されたものを用いた。図4.5 に実験で利用 した回路図を示す。RCNP 実験では Tandem 実験で利用したゲート積分法の回路に加え、TOF 法用の 回路系も加えている。検出器信号を3つの信号に分配し、2本のアナログ信号を異なる時間差の Delay を 加え、Analog to Digital Converter(ADC) に導入する。このとき2つの信号と ADC のゲート (後述)の 関係は図 4.6 になるように設定した。3 つ目の信号は Constant Fraction Discriminator(CFD) に導き、 VETO 機能の付属した Gate Generator(G.G) を経て、CAMAC のトリガー信号、ADC のゲート信号、 Time to Digital Converter(TDC) のスタート信号に用いた。トリガー信号を受けて CAMAC がデータ の読み込みをしている場合は G.G に VETO 信号が入力され、データ収集を行わない設計となっている。 Dead time の補正量については Clock モジュールを用いて、Real time と Live time を測定することで求 めた。TDC のストップ信号は Delay を施したビームチョッパーの信号を利用した。従って、今回の回路 は逆 TOF 法の形になっており、図 4.7 のように光速で移動するガンマ線のイベント信号が最もストップ 信号と時間差があり、高エネルギーから低エネルギーの中性子イベントの信号になるにつれて時間差が小 さくなる。本実験では光速で検出器に到達するガンマ線イベントの信号を基準にデータ解析を行った。

標的	同位体比(%)	厚さ $[mg/cm^2]$	純度 [%]	エネルギー損失 [MeV]
Li	<sup>6</sup> Li:7.6 <sup>7</sup> Li:92.4	53	99.9	0.54
Be	<sup>9</sup> Be:100	33.9	99	0.34
$\mathbf{C}$	$^{12}\mathrm{C}{:}98.9~^{13}\mathrm{C}{:}1.1$	14.0	99	0.25
Al	<sup>27</sup> Al:100	26.0	99.999	0.25
Cu	$^{63}\mathrm{Cu:}69.2$ $^{65}\mathrm{Cu:}30.8$	8.82	99.9	0.07
Nb	<sup>93</sup> Nb:100	10.6	99.9	0.08

表 4.1 RCNP 実験で使用した標的一覧



図 4.1 大阪大学核物理センターの平面図



図 4.2 RCNP 中性子実験室の写真及び模式図 参考文献 [6] より一部転載



図 4.3 RCNP 中性子実験室模式図



図 4.4 ビーム間隔が 900ns の場合における飛行距離と測定可能最低中性子エネルギーの関係



図 4.5 RCNP 実験で利用した実験回路



図 4.6 RCNP で用いたゲート積分法における検出器信号と ADC ゲートの関係





## 4.4 実験データ解析

本解析では重陽子入射反応による中性子生成二重微分断面積 (DDX) を求めた。DDX は次の式から導かれる。

$$\frac{d^2\sigma}{dE_n d_\Omega}(E_n, \theta) = \frac{1}{N_d D} \frac{N_n(E_n, \theta)}{\Delta \Omega \Delta E_n} \frac{1}{\varepsilon} \frac{1}{A_n(E_n)}$$
(4.1)

ここで

- $N_d$  入射重陽子数
- D 標的の面数密度
- $N_n$  中性子検出数
- $E_n$  中性子エネルギー
- θ 中性子放出角度 (測定角度)
- $\Delta\Omega$  検出器立体角
- $\varepsilon$  中性子検出効率
- *A<sub>n</sub>* 空気による中性子の減衰率

となる。これらの物理量のうち、*N<sub>d</sub>、 D、 Δ*Ω についてはそれぞれ、ファラデーカップで測定された電 流量、標的の質量と面積、検出器の設置位置とサイズから導くことができる。本解析では残りの物理量の 導出するために、以下に示すような手順で解析を行った。

- 1. 荷電粒子弁別
- 2. 中性子・ガンマ線弁別
- 3. 中性子エネルギー導出
- 4. 中性子検出効率の計算
- 5. 空気による中性子減衰の補正
- 6. DDX の導出

上述の1、2は正味の中性子検出数を導出するための解析であり、3、4、5はそれぞれ式 4.1の第2、3、4 項の導出にあたる。以下の項でこれらの詳細について述べる。

#### 4.4.1 荷電粒子弁別

前述の通り、7mの測定では、クリアリング電磁石を励磁せず、VETO 検出器とともに測定を行った。 電磁石を励磁しないため、標的で生成された荷電粒子は VETO 検出器を通って小型の NE213 検出器に 入射する。荷電粒子弁別では VETO 検出器の信号を用いた。図 4.8 に VETO 検出器から得られた電荷 量のスペクトルを示す。低い ADC チャンネルに鋭いピークが、高い ADC チャンネルに幅広いピークが それぞれ見られる。VETO 検出器に対して荷電粒子は中性子・ガンマ線と比べ、大きな電荷量を与える ため、高い電荷量のイベントが荷電粒子、低い電荷量のイベントが中性子・ガンマ線となる。本解析は 400ch 以上のイベントを荷電粒子と見なし除去した。

#### 4.4.2 中性子・ガンマ線弁別

低エネルギー中性子の解析では、ガンマ線イベントが中性子イベント中に多く混入するため、中性子と ガンマ線のイベントの分離を精度よく行う必要があり、低エネルギー中性子の解析では小型検出器を用い た。図 4.9 に小型検出器 (5.08cm) の分離結果を示す。<sup>137</sup>Cs のコンプトン端が 220ch に相当しており、 <sup>137</sup>Cs バイアス以上のイベントを中性子とガンマ線ではっきりと分離できていることが分かる。

高エネルギー中性子の測定では、ガンマ線のイベントは極端に少なくなる。しかし、大型検出器 (12.7cm)を用いることで、ゲート積分法による分離は悪くなる。そこで、本解析では TDC スペクトル を使って即発ガンマ線と分離するとともに図 4.10 に示すよう時間に依存しないガンマ線成分をに評価し、 中性子イベントからの分離を行った。

#### 4.4.3 中性子エネルギー導出

本解析において中性子のエネルギーは TOF 法を用いて求めた。TOF 法は中性子の飛行時間から運動 エネルギーを導出する手法である。TOF 実験において、図 4.10 にも示したように即発ガンマ線イベント の鋭いピークに続いて様々なエネルギーの中性子のイベントが測定される。本解析では光速で到達するガ ンマ線イベントの到着時間を基準時間とし、中性子のエネルギーを導出した。ガンマ線と中性子の到達時 間差 *t*<sub>γ-n</sub> と中性子エネルギー *E<sub>n</sub>* の関係は次式となる。

$$E_n = \frac{m_n c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{L}{ct_{\gamma-t} + L}\right)^2}} - m_n c^2 \tag{4.2}$$

ここで、 $m_n$ 、c、Lはそれぞれ中性子の静止質量、光速、飛行距離である。これらの物理量は既にまたは 測定条件で求められており、 $t_{\gamma-t}$ を測定することで中性子のエネルギーが得られる。

また、TOF 法を用いた測定において中性子のエネルギー分解能は飛行距離と時間の不確定性から次式 で求められる。

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{E_n + m_n c^2}{E_n} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \tag{4.3}$$

ここで  $\beta = v_n/c$  であり、 $v_n$  は中性子の速度である。本実験において飛行距離の不確定性は検出器内での 反応の位置によるものが大きいと考えられ、検出器サイズの半分の値を  $\Delta L$  とした。また、時間に関する 不確定性はビーム幅や回路系での揺らぎなどが考えられ、今回の解析では、即発ガンマ線の半値幅をこれ らを包括した値として時間の不確定性とした。図 4.11 に今回の実験におけるエネルギー分解能を示す。 今回の測定では全エネルギー領域において 3 %以下の分解能で測定できたことが分かる。

#### 4.4.4 中性子検出効率の計算

第3章でも述べたように中性子は非荷電粒子であり、中性子検出効率は検出器内部の原子核との核反応 断面積に依存する。第3章と同様に SCINFUL-QMD[7,8]を用いて検出効率を計算した。ある中性子エ ネルギーの検出効率  $\varepsilon(E_n)$  は応答関数  $R(E_n, E')$  から次式のように求められる。

$$\varepsilon(E) = \int_{bias}^{\infty} R(E, E') dE'$$
(4.4)

このとき E' は検出器内での発光量であり、bias は測定する発光量の下限値である。本解析では小型検出 器と大型検出器の bias にそれぞれ<sup>137</sup>Cs、<sup>273</sup>Am-Be のから生じるガンマ線のコンプトン端を用いた。こ れらの発光量はそれぞれ 3MeV、15MeV 以上の中性子イベントに対して解析を可能にするものであった。 解析で使用した検出効率を図 4.12 に示す。

また、大型検出器についてこれまで Meigo、Nakao ら [9, 10] によって検出効率が測定されており、その結果も同じグラフにプロットした。これらの差は 10 %程度であり、この結果から検出効率についての系統誤差を 10 %と見積もった。

4.4.5 空気による中性子の減衰の補正

標的から生成された中性子は空気中を通って検出器に到達する。したがって、中性子の一部は空気中 の窒素や酸素などの原子核に散乱され、検出される中性子数は減衰する。PHITS を用いて RCNP の実 験体系を模擬し、飛行距離 7m、17m の測定位置における中性子の減衰率のエネルギー依存性を評価し た。PHITS 計算には核データ JENDL-HE[11] (Japan Evaluated Nuclear Data Library High Energy file)2008 を用いた。図 4.13 に減衰率のエネルギー依存性を示す。飛行距離 7m の測定や高エネルギー中 性子の影響は小さいことが分かる。この結果を補正量 *A*(*E*) として DDX の導出に用いた。

さらに散乱中性子成分についても PHITS を用いてスウィンガー電磁石やコリメータの影響を評価し、 7m 測定における低エネルギー領域で6%程度の影響が見られることが分かった。

4.4.6 DDX の導出・誤差評価

上述の解析結果を式 4.1 から DDX を導出した。小型検出器と大型検出器の測定結果を 15MeV で接続し、最終的な DDX 測定値とした。

本解析の系統誤差は表 4.2 のように評価した。系統誤差の中でも検出効率の影響が最も大きいと評価した。今後、系統誤差を小さくする上で検出効率の持つ誤差をいかに小さくするかが課題となると言える。 なお、次項に示すグラフは系統誤差は考慮せず、統計誤差のみを表記している。

Error Origin	En < 15 MeV	En>15MeV
Detection efficiency	10 %	10 %
Gamma-ray rejection	2 %	3 %
Solid angle	<1 %	<1 %
Beam integration	<1 %	<1 %
Correction of attenuation in air	3 %	3 %
Effect of neutron scattering	6 <b>%</b>	<1 %
Total systematic error	12 %	11 %

表 4.2 本実験における系統誤差



図 4.8 VETO 検出器の電荷量分布



図 4.9 Be(d,xn)@102 $MeV\theta = 0^{\circ}$ におけるゲート積分法の分離結果



図 4.10 C(d,xn)@102 $MeV\theta = 0^{\circ}$ におけるゲート積分法の分離結果



図 4.11 本実験におけるエネルギー分解能



図 4.12 本解析で利用した小型、大型検出器の検出効率



図 4.13 7m、17m 地点における空気による中性子の減衰率 PHITS2.82、JENDL-HE2007 を用いて計算した結果

## 4.5 実験結果·考察

#### 4.5.1 102MeV 重陽子入射における標的核依存性

図 4.14 に今回の実験で測定した 0 度から 25 度までの 102MeV 重陽子入射における Li、Be、C、Al、 Cu、Nb の DDX を示す。すべての標的において 10MeV 以下の低エネルギー領域、入射エネルギーの約 半分に当たる 50MeV 付近、及び高エネルギー端に特徴的な構造を持つことが分かる。

まず、低エネルギー領域では、すべての標的において DDX のスペクトル形状は角度の依存性が乏しい ことが示された。さらに、図 4.15 に Be、C、Al 標的に対する 10MeV までの DDX をエネルギー積分し た結果を示す。図のようにエネルギー積分断面積についても角度にほとんど依存していないことが分か る。これは低エネルギーの中性子放出は統計崩壊過程によるものであり、粒子は等方的に放出されるた め、角度依存性が小さくなると考えられる。さらに図 4.16 に 0 度における 10MeV 以下のエネルギー積 分断面積の結果を示す。低エネルギー領域の DDX は標的核の質量数が多くなるとともに増加している傾 向があることがわかった。これは原子番号が大きくなると反応断面積が大きくなることに加え、標的核内 の中性子数が多く、多くの中性子放出が可能であり、さらに原子番号の増加により形成される複合核の持 つクーロン障壁が大きくなり、陽子放出が抑制される結果、より多くの中性子が放出されると考えられる。

50MeV 近傍のエネルギー領域では、幅広いピーク構造がすべての標的において見られる。このピーク は第2章で述べた通り、elastic breakup および non-elastic breakup の影響であると考えられる。この ピークのエネルギーは角度の増加に伴って減少していることが分かる。また、10MeV 以上の範囲でエネ ルギー積分した結果を図 4.15 に示す。10MeV 以下をエネルギー積分した断面積がほとんど角度依存性 を示さなかったのに対して、角度の増加に伴って急激に断面積が小さくなり、強い角度依存性を持つこ とが明らかとなった。さらに、図中の 10MeV 以下と 10MeV 以上の成分の比較から、前方角における 中性子放出のほとんどは 10MeV 以上の成分であることが分かる。これにより前方角においては elastic breakup や non-elastic breakup の影響が支配的であると考えられる。

0度におけるピークエネルギーの標的核原子番号依存性を図 4.17 に示す。原子番号の増加に伴うピー クエネルギーの減少傾向がみられる。この傾向は入射重陽子が標的核に入射した際にクーロン斥力を受け ることで、入射重陽子が減速された後、陽子と中性子に分離され、放出するためであると考えられる。こ の過程の単純なモデルは次式で表すことができる。

$$E_n = \frac{1}{2} \left( E_d - \frac{Ze^2}{R_b} \right) \tag{4.5}$$

ここで  $E_n$ 、  $E_d$  はそれぞれ放出中性子、入射重陽子のエネルギーであり、 $R_b$  は breakup 反応を起こす標 的核からの半径であり、今回の解析では  $R_b = r_0 A^{1/3}$  とし、 $r_0 = 1.35$ fm を採用した。この単純なモデル は、ピークのエネルギーの Z に対する傾向を再現できており、ピークエネルギーのシフトは標的核のもつ クーロンバリアの影響であると考えられる。各標的におけるピークの半値全幅 (FWHM) を図 4.18 に示 す。FWHM は標的核の原子番号が増加するとともに大きくなる傾向が示されている。この傾向は Bleuel らによっての Ti、Ta 標的への 20MeV、29MeV 入射の DDX 測定実験についても同様の傾向が報告され ており [12]、今後の解析が求められる。 最後に高エネルギー端では、鋭いピークが測定されている。このピークは生成される残留核の励起準位 に対応しており、ピークは離散準位への核子移行反応によるものであると考えられる。また、Li、Be、C の軽い標的でこれらの離散的なピークが顕著となっている理由は、軽核では重核と比べ、離散準位間のエ ネルギー差が大きいためであると考えられる。

#### 4.5.2 Li 標的に対する入射エネルギー依存性

図 4.19 に Li 標的に対する 25MeV、40MeV、102MeV 入射におけるの中性子生成 DDX の比較図を 示す。すべての入射エネルギーにおいて、入射エネルギーのおよそ半分のエネルギー付近に幅広いピー クが、高エネルギー端に離散的なピークが見られることが分かる。幅広いピークのエネルギー、高さ、 FWHM を調査すると表 4.3 のようになる。さらに分布の広がりを調査するため、FWHM とピークエネ ルギーとの比 (ピークの鋭さを表す指標) についても表 4.3 に示す。ピークのエネルギー、高さ、FWHM は入射重陽子のエネルギーの増加に伴って増加する傾向を示している。一方、FWHM とピークエネル ギーの比は入射エネルギーの増加に伴って、減少する傾向が見られる。この傾向は中性子エネルギー分布 がよりシャープになっており、エネルギー選択性能が向上していることを示している。分布が鋭くなった 理由は、入射重陽子のエネルギーが増加することで、elastic、non-elastic breakup の際に受ける運動量 の変化が低エネルギー時と比べ相対的小さくなったためであると考えられる。

次にこの幅広いピークを FWHM の範囲でエネルギー積分した結果を図 4.20 に示す。比較のためにこれまでに測定された <sup>7</sup>Li(p,n) 反応における単色成分の断面積も同様のグラフに示す。なお、 <sup>7</sup>Li(p,n) 反応については基底状態への遷移に加えて、第一励起準位への遷移も含まれている。 <sup>7</sup>Li(p,n) 反応の断面積 が約 36 mb/sr で、入射エネルギーに対してほとんど変化しない一方で、Li(d,xn) 反応の断面積は入射エ ネルギーの増加に伴って、増加する傾向があることがわかる。また、断面積の大きさについても Li(d,xn) 反応は <sup>7</sup>Li(p,n) 反応と比べて一桁近く大きくなっていることがわかる。この特徴は Li 標的を用いた高強 度の中性子源の開発において大きな利点になると考えられる。

Ed(MeV)	Peak height	Peak energy	FWHM	FWHM/Peak energy
(MeV)	$({\rm mb}/{\rm MeV}/{\rm sr})$	(MeV)	(MeV)	(%)
25	54.6	13.2	9.00	68.1
40	95.8	20.0	10.4	52.0
102	95.8	51.6	17.4	33.7

表 4.3 Li 標的に対する重陽子入射中性子生成二重微分断面積の幅広いピークに対するパラメータ

## 4.6 核データ及び核反応モデルとの比較

#### 4.6.1 TENDL-2015、PHITS との比較

核データとの比較として本解析では、2015年に公開された TENDL-2015を用いた。また、PHITS 計算は動的過程に INCL[13] を蒸発過程に GEM[14] を用いて計算を行った。なお、PHITS の全反応断 面積の計算として KUROTAMA モデル [15] を採用した。これは、図 4.21、4.22 のように Auce[16], Dubar[17]、Mayo[18]、Millburn[19] らが測定した全反応断面積の実験データをデフォルトである NASA の式 [20] より KUROTAMA モデルの方が再現できるためである。

#### 二重微分断面積

Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対する 0 度における 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積 の実験データと TENDL-2015[21]、PHITS[22] との比較を図 4.23 に示す。TENDL-2015 に搭載されて いるデータはすべての標的で実験データをまったく再現できていないことがわかる。特に 50MeV 付近の 幅広いピークに対しては 1 桁以上、過小評価しており、ピークのエネルギーも高エネルギー側にシフトす る傾向が見られる。また、10MeV 以下の低エネルギー領域については Cu や Nb の重い核ではある程度 実験データを再現できているように見えるが、Be、C、Al では過大評価となっている。

一方、PHITS による計算結果は TENDL-2015 と比べると実験データを幅広い放出エネルギー範囲で ある程度再現できていることがわかる。50MeV 付近のピークの絶対値も Li、C 標的で若干の過小評価が 見られるが、その他の標的では実験データを再現できている。しかし、細部についてはまだ再現できてい ない点も存在する。50MeV 付近のピークの形状については、すべての標的でより幅広い形状になってお り、また、高エネルギー端のピークについても再現できていないことがわかる。

次に Be 標的に対する 102MeV 重陽子入射における各測定角度での実験データと計算結果との比較を 図 4.24 に示す。TEDNL-2015 データはすべての角度において蒸発過程のピークを過大評価の傾向があ る。また、TENDL-2105 データは 50MeV 付近のピークについては 0 度から 25 度までの範囲でほとんど 変化せず、ピークの絶対値が大きく変化する傾向やピークのエネルギーが低エネルギー側に移行する振る 舞いも再現できないことがわかる。

PHITS 計算は 0 度から 15 度までの角度で実験データにみられる 50MeV 付近のピーク成分の絶対値 を再現できていることがわかる。しかし、20、25 度では、50MeV 付近のピーク成分が小さくなってお り、スペクトルの形状に違いが見られる。

#### 角度微分断面積

Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対する 0 度における DDX を 3MeV 以上のエネルギー範囲で積分し た断面積と TENDL-2015、PHITS の比較を図 4.25 に示す。TENDL-2015 データは実験データを大幅 に過小評価するものの、実験データの標的核質量数依存性の傾向はある程度再現できている。

一方の PHITS は実験データの絶対値、傾向ともによく再現できている。これは PHITS 計算が DDX において 50MeV 付近のピークをよく再現できていたからであると考えられる。

次に Be 標的における角度分布の実験データとの比較を示す。TEDNL-2015 データは 0 度から 25 度の 範囲において角度をほとんど示さず、実験データの分布と大きく異なることが分かる。これは TALYS に 搭載されている角度分布を与える Kalbach の経験式 2.11 [23] が重陽子核反応における中性子放出反応に は適応できていないためであると考えられる。

PHITS 計算は 20、25 度で DDX スペクトルに違いが見られたものの、角度分布では 0 度から 25 度ま で実験データをよく再現できている。

#### 4.6.2 DEURACS との比較

最後に最新の理論モデルである DEURACS(DEUteron ReAction Code System)[24] の計算結果を実 験結果と比較した。図 4.27 に C 標的に対する DDX の比較を示す。DEURACS における各反応モデル からの成分をそれぞれ図内に表している。0 度から 15 度までの角度で DEURACS の計算結果は実験デー タと全放出エネルギー範囲において、PHITS 以上によく一致しており、DEURACS の優れた再現性を示 している。各モデル成分についても、CDCC 法、Glauber モデルを用いて計算した elastic、non-elastic の成分は 50MeV 付近のピークをほぼ完璧に再現している。さらに、高エネルギー端に見られた離散的な ピークについてもある程度再現できている。また、低エネルギー成分についても統計崩壊成分がうまく実 験データを再現することがわかる。なお、これらのモデルの計算結果は本実験結果との比較にあたりパラ メータの調整などの調整はまったく行っていないことを強調しておく、これは DEURACS が優れた汎用 性を持っており、重陽子核データ開発に大きく寄与できるものであると考える。しかし、20、25 度では Glauber モデルで計算される non-elastic の成分のピークが高エネルギー側に移行しており、実験データ を再現できておらず、今後の改善が求められる。

## 4.7 結言

本研究では、実験データが皆無であった入射エネルギー 60MeV 以上の中性子生成二重微分断面積の測 定として、Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対して 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積の系 統的な測定を行った。

測定は大阪大学核物理研究センターで行い、中性子スペクトルは飛行時間法を用いて決定した。検出器の検出効率は SCINFUL-QMD を用いて導出した。

得られた実験結果には重陽子反応の特徴である入射エネルギーの半分付近に生じる幅広いピーク構造が 見られた。また、ピークのエネルギー、絶対値、半値幅が標的核と相関を持つことを明らかにした。

既存の重陽子核データ及び理論モデル計算との比較では、TENDL-2015 データは実験データの示 す重陽子入射反応の特徴である 50MeV 付近のスペクトル形状と強い前方性をうまく再現できておら ず、TENDL の基となった TALYS コード内の Kalbach の経験式に問題があることを示唆した。また、 PHITS による計算結果は中性子エネルギースペクトルの形状、絶対値をある程度再現し、TENDL-2015 データと比べ優れた再現性を持つことを明らかにした。また、最新の理論モデル DEURACS との比較で は、DEURACS が最前方角において極めて優れた再現性を示すことも明らかにした。

以上のように、本研究で測定した 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積の実験データは信頼 性の高い重陽子核データの開発ために必要な実験データ取得と理論モデルの検証の上で 60MeV 以上の入 射エネルギーにおける貴重な実験データである。



図 4.14 本実験で測定した Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対する 102MeV 重陽子入射中性子生成 二重微分断面積 ( $\theta$ =0 - 25 度)



図 4.15 本実験で測定した Be、C、Al 標的に対する角度微分断面積



図 4.16 本実験で測定した 0 度における Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対する角度微分断面積



図 4.17 0 度における幅広いピークのピークエネルギーの原子番号依存性



図 4.18 0 度における幅広いピークの FWHM の原子番号依存性



図 4.19 Li 標的に対する 25、40、102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積



図 4.20 Li 標的に対する 25、40、102MeV 重陽子入射、エネルギー積分断面積および <sup>7</sup>Li(p,n) 反応 の角度微分断面積



図 4.21 C に対する全反応断面積の KUROTAMA モデルと NASA の式の比較



図 4.22 Al に対する全反応断面積の KUROTAMA モデルと NASA の式の比較



図 4.23 Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対する 0 度での 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分 断面積の実験データと TENDL-2015 と PHITS(INCL+GEM) との比較



図 4.24 Be 標的に対する 0 度から 25 度での 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積の実験 データと TENDL-2015 と PHITS(INCL+GEM) との比較



図 4.25 Li、Be、C、Al、Cu、Nb 標的に対する 0 度での 102MeV 重陽子入射中性子生成角度微分 断面積の実験データと TENDL-2015 と PHITS(INCL+GEM) との比較



図 4.26 Be 標的に対する 0 度から 25 度での 102MeV 重陽子入射中性子生成角度微分断面積の実験 データと TENDL-2015 と PHITS(INCL+GEM) との比較



図 4.27 C 標的に対する 0 度から 25 度での 102MeV 重陽子入射中性子生成角度微分断面積の実験 データと DEURACS による計算結果との比較

## 参考文献

- Y. Iwamoto, S. Taniguchi, N. Nakao, T. Itoga, H. Yashima, T. Nakamura, D. Satoh, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Kirihara, M. Hagiwara, H. Iwase, K. Oishi, A. Tamii, and K. Hatanaka. Measurement of thick target neutron yields at 0 ° bombarded with 140, 250 and 350 mev protons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 593, No. 3, pp. 298 – 306, 2008.
- [2] Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, H. Iwase, H. Yashima, T. Itoga, T. Sato, Y. Nakane, H. Nakashima, Y. Sakamoto, T. Matsumoto, A. Masuda, J. Nishiyama, A. Tamii, K. Hatanaka, C. Theis, E. Feldbaumer, L. Jaegerhofer, C. Pioch, V. Mares, and T. Nakamura. Quasimonoenergetic neutron energy spectra for 246 and 389 mev 7li(p,n) reactions at angles from 0° to 30°. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 629, No. 1, pp. 43 – 49, 2011.
- [3] Y. Iwamoto, M. Hagiwara, T. Matsumoto, A. Masuda, H. Iwase, H. Yashima, T. Shima, A. Tamii, and T. Nakamura. Measurements and monte carlo calculations of forward-angle secondary-neutron-production cross-sections for 137 and 200 mev proton-induced reactions in carbon. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 690, pp. 10 – 16, 2012.
- [4] Y. Iwamoto, M. Hagiwara, D. Satoh, S. Araki, H. Yashima, T. Sato, A. Masuda, T. Matsumoto, N. Nakao, T. Shima, T. Kin, Y. Watanabe, H. Iwase, and T. Nakamura. Characterization of high-energy quasi-monoenergetic neutron energy spectra and ambient dose equivalents of 80?389 mev 7li(p,n) reactions using a time-of-flight method. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 804, pp. 50 – 58, 2015.
- [5] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. SRIM the stopping and range of ions in matter (2010). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 268, pp. 1818 – 1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.
- [6] Research Center for Nuclear Physics Osaka University. http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/.
- [7] D. Satoh, T. Sato, N.Shigyo, and K Ishibashi. SCINFUL-QMD: Monte Carlo Based Computer Code to Calculate Response Function and Detection Efficiency of a liquid organic scintillator for neutron energies up to 3 GeV. JAEA-DATA/Code, Vol. 2006-023, , 2006.
- [8] D. Satoh, T. Sato, A.Endo, Y.Yamaguchi, M.Takada, and K Ishibashi. Measurement of response functions of a liquid organic scintillator for neutrons up to 800 MeV. *Journal of Nuclear Science* and *Technology*, Vol. 43, p. 714, 2006.
- [9] S Meigo. Measurements of the response function and the detection efficiency of an NE213 scintillator for neutrons between 20 and 65 MeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics

Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 401, No. 2, pp. 365 – 378, 1997.

- [10] Noriaki Nakao, Tadahiro Kurosawa, Takashi Nakamura, and Yoshitomo Uwamino. Absolute measurements of the response function of an NE213 organic liquid scintillator for the neutron energy range up to 206 MeV. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 463, No. 1?2, pp. 275 – 287, 2001.
- Y. Watanabe, T. Fukahori, K. Kosako, N. Shigyo, T. Murata, N. Yamano, T. Hino, K. Maki,
   H. Nakashima, N. Odano, and S. Chiba. Nuclear data evaluations for jendl high energy file.
   AIP Conference Proceedings, Vol. 769, No. 1, pp. 326–331, 2005.
- [12] D.L. Bleuel, M.A. McMahan, L. Ahle, B.R. Barquest, J. Cerny, L.H. Heilbronn, and C.C. Jewett. Characterization of a tunable quasi-monoenergetic neutron beam from deuteron breakup. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Vol. 261, No. 1?2, pp. 974 – 979, 2007. The Application of Accelerators in Research and IndustryProceedings of the Nineteenth International Conference on The Application of Accelerators in Research and IndustryNineteenth International Conference on The Application of Accelerators in Research and Industry.
- [13] A.Boudard, J.Cugnon, J.-C.David, S.Leray, and D.Mancusi. New potentialities of the liège intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Phys. Rev. C*, Vol. 87, p. 014606, Jan 2013.
- [14] S. Furihata. Statistical analysis of light fragment production from medium energy protoninduced reactions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 171, No. 3, pp. 251 – 258, 2000.
- [15] Kei Iida, Akihisa Kohama, and Kazuhiro Oyamatsu. Formula for proton nucleus reaction cross section at intermediate energies and its application. *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 76, No. 4, p. 044201, 2007.
- [16] A. Auce, R. F. Carlson, A. J. Cox, A. Ingemarsson, R. Johansson, P. U. Renberg, O. Sundberg, and G. Tibell. Reaction cross sections for 38, 65, and 97 mev deuterons on targets from <sup>9</sup>Be to <sup>208</sup>Pb. *Phys. Rev. C*, Vol. 53, pp. 2919–2925, Jun 1996.
- [17] L. V. Dubar, O. F. Nemets, L. I. Slyusaraenko, and V. V. Tokarevskii. Total cross-sections for reactions induced by 13.6 mev deuterons. *Physics of Atomic Nuclei*, Vol. 20, p. 624, 1974.
- [18] S. Mayo, W. Schimmerling, M.J. Sametband, and R.M. Eisberg. Reaction cross sections for 26.5 mev deuterons. *Nuclear Physics*, Vol. 62, No. 3, pp. 393 – 400, 1965.
- [19] G. P. Millburn, W. Birnbaum, W. E. Crandall, and L. Schecter. Nuclear radii from inelastic cross-section measurements. *Phys. Rev.*, Vol. 95, pp. 1268–1278, Sep 1954.
- [20] R.K. Tripathi, F.A. Cucinotta, and J.W. Wilson. Accurate universal parameterization of absorption cross sections III light systems. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 155, No. 4, pp. 349 – 356, 1999.

- [21] A.J. Koning, D. Rochman, J. Kopecky, J. Ch. Sublet, E. Bauge, S. Hilaire, P. Romain, B. Morillon, H. Duarte, S. van der Marck, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, H. Henriksson, O. Cabellos, S. Goriely J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, and R. Mills. Tendl-2015 talys-based evaluated nuclear data library. https://tendl.web.psi.ch/tendl\_2015/tendl2015.html.
- [22] T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta, and L. Sihver. Particle and heavy ion transport code system, phits, version 2.52. *Journal of Nuclear Science and Technology*, Vol. 50, pp. 913 – 923, 2013.
- [23] C.Kalbach. Preequilibrium reactions with complex particle channels. Phys. Rev. C, Vol. 71, p. 034606, 2005.
- [24] S.Nakayama, H.Kouno, Y.Watanabe, O.Iwamoto, and K.Ogata. Theoretical model analysis of (d, xn) reactions on <sup>9</sup>Be and <sup>12</sup>C at incident energies up to 50 mev. *Phys. Rev. C*, Vol. 94, p. 014618, Jul 2016.

## 第5章

# 総括・今後の展望

## 5.1 総括

重陽子加速器中性子源開発のために高い信頼性を持った重陽子核データが必要とされている。重陽子核 データの整備・拡充のためには、不足している実験データの新規取得が強く要求される。本研究では、実 験データが特に不足している 10MeV 以下及び 60MeV 以上の入射エネルギー領域の中で、9MeV 重陽子 入射における厚い標的からの中性子及びガンマ線収量と 102MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積 を新規に測定し、既存の核データや核反応理論モデル計算との比較を行った。

まず、厚い Al、Ta 標的に対する 9MeV 重陽子入射中性子収量及び厚い C 標的に対する 5、9MeV 重 陽子入射ガンマ線収量を新規に取得した。実験は九州大学理学部タンデム加速器施設で行い、中性子、ガ ンマ線エネルギースペクトルはアンフォールディング法を用いて導出した。本実験で得られたデータや過 去に測定された他者の実験データを用いて既存の核反応モデルの系統的な精度検証を行った。PHITS に おける INCL + GEM の計算結果は JQMD + GEM の計算と比べ、実験データをよく再現できることを 明らかにした。また、INCL + GEM による計算は C から Nb までの中性子角度微分収量の角度分布を ある程度再現できるものの、Ta 標的についてはうまく再現できないことを明らかにし、改良の必要性が あることを示した。最新の理論計算コード DEURACS を用いた厚い C 標的に対する結果は中性子スペ クトルの構造を説明できており、今後の発展に期待できるものであった。また、EBITEM モデルを用い たガンマ線収量スペクトルは過小評価の傾向が見られるものの、離散的なピーク構造を再現できることを 明らかにした。

次に、Li、Be、C、Al、Cu、Nb に対する放出角度 0 度から 25 度までの 102MeV 重陽子入射中性子 生成二重微分断面積を新規に測定した。実験は大阪大学核物理研究センターにおいて行い、中性子エネ ルギーは飛行時間法によって決定した。本実験で得られた結果は既存の重陽子核データ TENDL-2015 や PHITS 及び DEURACS と比較した。TENDL-2015 との比較では、TENDL-2015 は実験データに見ら れ重陽子入射反応の特徴をほとんど再現できず、改良が必要であることを明らかにした。一方、PHITS 計算は本実験で測定したすべての標的に対し、実験データの 50MeV 付近のバンプを概ね再現でき、角度 微分断面積でもよい一致を示すことを明らかにした。また、DEURACS との比較では、DEURACS の計 算は C 標的に対する 0 度から 15 度の実験データを放出中性子エネルギーの全領域に渡って、良好に再現 できることを明らかにした。 以上のように本研究では、実験データの特に不足している 10MeV 以下と 60MeV 以上の実験データを 取得した。これらのデータは既存の核反応モデルや核データを系統的に検証することのできる極めて有用 なデータである。これは、信頼性の高い重陽子核データファイルの開発に向けて大きな前進であったと言 える。

## 5.2 今後の展望

TENDL を越える高い信頼性を持った重陽子核データの整備・拡充のためには、更なる核反応モデルの 検証と実験データの取得が必要であると考えられる。

核反応モデルの検証として、本研究では、得られた実験データの一部を用いて DEURACS の検証を行 い、DEURACS の再現性の高さを明らかにした。しかし、検証した実験データは軽い標的に限られてお り、さらに重い標的に対する検証は不十分である。そこで、今後は本実験で得られた 9MeV、102MeV の 系統的な実験データを用いてより詳細な検証がなされることが期待される。

また実験データの新規取得では、既存の核データ、TENDLの上限エネルギーが200MeVであり、今 回測定した102MeVを越える入射エネルギーでの実験が必要となっている。そこで、現在 RCNP におい て200MeV 重陽子入射中性子生成二重微分断面積の実験を計画中である。この測定により、入射エネル ギーに対する系統的な検証が可能となると期待される。また、ガンマ線収量の導出で用いたアンフォール ディング法を用いたガンマ線エネルギースペクトルの導出手法は、102MeV 重陽子入射実験のデータにも 適応可能であると考えられる。したがって、今後ガンマ線イベントに対し解析を行うことで、ガンマ線生 成二重微分断面積のデータの取得が可能になると期待される。さらに、本研究における二重微分断面積の 測定は、応用上最も重要となる0度から25度までの前方角に絞って行った。しかし、中性子生成断面積 の導出や統計崩壊過程からの中性子放出を正確に評価するためには、25度以降の角度の測定も必要とな る。今後、測定手法を工夫することで、後方角の測定がなされることが期待される。

# 謝辞

はじめに、本研究を進めるにあたり、多大なご指導とご助言をいただきました九州大学総合理工学研究 院の渡辺幸信教授に心より深く感謝致します。先生からは研究に必要な多くのものを学ばせていただきま した。この経験を糧に今後の研究生活を歩んで生きたいと思います。

本論文の審査にあたり、九州大学工学研究院の池田伸夫教授ならびに九州大学総合理工学研究院の山本 直嗣教授にはご多忙の中、ご精読いただき、貴重なご助言をいただきました。厚くお礼申し上げます。

九州大学総合理工学研究院の金政浩准教授には多くのご協力とご助言をいただきました。心よりお礼申 し上げます。

九州大学タンデム加速器施設での実験は多くの方のご協力の下、実施することができました。九州大学 理学研究院の相良建至教授(現、名誉教授)、藤田訓裕助教にはタンデム加速器の運転をはじめとして多く のご協力をいただきました。また、九州大学工学研究院の執行信寛助教には実験方法全般について多くの ご指導とご助言をいただきました。工学府の平林慶一氏、総合理工学府の田尻裕大氏には準備から解析ま で、さまざまなご助言をいただきました。改めて心よりお礼申し上げます。

大阪大学核物理研究センターでの実験においても、多くの方のご協力があり、実施することができました。日本原子力研究開発機構の岩元洋介博士、佐藤大樹博士ならびに、高エネルギー加速器研究機構の萩原雅之博士、京都大学の八島浩博士、大阪大学の嶋達志博士には、実験において多くのご指導とご助言をいただきました。また、九州大学総合理工学府の北島瑞希氏、中野敬太氏、定松大樹氏には実験に際し、 多くのご協力をいただきました。改めて心よりお礼申し上げます。

実験データの理論的な解析においては、多くの方からご助言、ご協力をいただきました。日本原子力研 究開発機構の中山梓介氏には DEURACS の解析や TEDNL のデータ処理等、多大なご協力をいただき、 研究室在学当時には様々なご助言をいただきました。日本原子力開発機構の橋本慎太郎博士には PHITS の INCL についてのご助言をいただきました。改めて心よりお礼申し上げます。

また、研究を進める上で渡辺研究室の皆様には大変お世話になりました。特に、安部晋一郎博士、前野 旭弘博士、郭海瑞博士には研究・生活面で多くのご助言、ご協力をいただきました。また、長岡恒平氏、 前田祥太氏、緒方遼太郎氏には、研究室のさまざまな場面で支えていただきました。皆様のおかげで有意 義な研究生活を送ることができました。深く感謝申し上げます。

最後に、父、母、弟には博士課程への進学を理解し、心身ともに支えて頂きました。家族の協力なしで は研究生活を送ることはできませんでした。本当にありがとうございました。

本研究の一部は笹川科学研究助成 (2015 年度 研究番号: 27-210) からご支援を頂くとともに三菱 UFJ 信託奨学財団からの奨学金を頂いて遂行したものです。ここに記して謝意を表します。