

## ビーム窓の散乱を利用した数 GeV 二次陽子利用法の高度化

### ADVANCED SECONDARY GeV PROTONS UTILIZATION USING SCATTERING AT BEAM WINDOW

明午 伸一郎 <sup>\*,A)</sup>, 山口 雄司 <sup>A)</sup>, 岩元 大樹 <sup>A)</sup>

Shin-ichiro Meigo <sup>\*,A)</sup>, Yuji Yamaguchi <sup>A)</sup>, Hiroki Iwamoto <sup>A)</sup>

<sup>A)</sup> J-PARC Center Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

#### Abstract

For the development of the particle spectrometer in the space use, J-PARC is the only facility in Japan that can provide proton beams in the energy range higher than 400 MeV. However, placing users' experimental equipment inside the vacuum region of the accelerator is difficult to sustain stable user operation for the other uses such as the production of neutrons. In addition, it is essential to improve the nuclear reaction model, intra-nuclear cascade (INC), for high-intensity proton accelerator facilities. The particle production cross section at the most forward direction is essential to improve the mechanism. Due to the scarcity of experimental data, a new data is required to be obtained. To promote space utilization and improve the nuclear reaction mechanism, the energy spectra of scattered protons were measured at the beam window placed at the entrance of the J-PARC 3NBT beam dump. The results for 400-MeV protons show that the spectra have sharp peaks due to elastic scattering, which can be used to check space use. The calculation of the PHITS code using INC reproduced the sharp peak due to elastic scattering well, although it gave a slight overestimation for the quasi-elastic scattering. The present method is concluded to utilize protons in the energy regions of several GeV for space exploration.

#### 1. 頭語

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) では火星や月面での有人計画を立案しており、これらの環境下での宇宙飛行士の放射線被曝に対する管理が重大な課題の一つとなる。一例として、JAXA では火星のフォボスなどの衛星に人工衛星 MMX (Martian Moons eXploration) [1] を 2024 年に打ち上げる計画を有しており、この際に飛行中の環境下での放射線量を測定のため荷電粒子スペクトロメータ (Interplanetary Radiation Environment Monitor: IREM) を掲載する予定である。さらに JAXA では、アルテミス計画として月面での人類の持続的な活動を目指しており、宇宙飛行士の被ばく管理のために荷電粒子スペクトロメータの開発を進めている。

また、情報通信研究機構 (NICT) では、太陽フレアにおける地球軌道上での放射線を常に観測しており、いわゆる「宇宙の天気予報」を実施している。太陽で発生する爆発現象であるフレアや太陽プラズマの噴出現象であるコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection: CME) では、陽子や電子、重イオンが加速されて数 GeV ものエネルギーを持つ粒子として地球に飛来することがある。特に高エネルギー陽子に着目した観点では、宇宙飛行士や高高度・高緯度を飛行する航空機内の乗客・乗員の被ばくや、シングルイベントに代表される衛星障害や地上での半導体機器ソフトウェアなど、様々な影響をもたらす。このため、これらの宇宙天気の被害を引き起こす高エネルギー陽子を監視する必要がある。NICT ではこの高度化のため、将来の衛星ひまわりにスペクトロメータ CHARMS-p (Charging and Radiation Monitors for Space weather protons) [2] を搭載する予定となる。

これら宇宙環境用のスペクトロメータの動作試験やその応答関数の測定が重要になる。これらの測定や確

認は、衛星に搭載する前に実施することが必要となる一方で、打ち上げスケジュールは既に決定しているため、これに間に合う開発試験が必要がある。スペクトロメータの開発において、その一部は機密事項となり、輸出管理などの規制への対応が困難となるため、海外に行い試験を行うのは困難となり、利用者からは国内での実験の実施が強く希望される。日本において 400 MeV 以上の運動エネルギーを有する環境は非常に乏しく、数 GeV 陽子では J-PARC が国内で唯一提供できる環境となる。

しかしながら、J-PARC では一次陽子ビームの利用可能な施設はこれまでに計画されておらず、また利用できる施設はない。J-PARC のハドロン実験施設による二次ビームとしての利用は可能であるものの、本施設は素粒子および原子核物理における物理を優先した施設となるため、宇宙機器の開発のためにマシンタイムを得るのは実質的に困難となる。また、マシンタイムの獲得には時間を要し、宇宙開発のスケジュールがタイトの中で、計画通り開発を進めるのは事実上困難となる。

一方、J-PARC の 3 GeV シンクロトロン (RCS) [3] では 400 MeV から 3 GeV までの陽子の利用が可能となる。これまでに RCS の出射タイミングを変更することにより、数 GeV 領域の一次陽子ビームを用いた材料研究 [4, 5] および原子核実験 [6, 7] など進めており、宇宙利用においても重要な加速器として位置づけられる。しかしながら、加速器の真空中にスペクトロメータなどの機器を設置することは、RCS におけるビーム損失を低く抑えるのに必要な高真空維持の要求と相反するため容易ではない。RCS から出射する陽子ビームは、シンクロトロンの特性により瞬間的に大強度となり、スペクトロメータの検出信号にパイルアップが生じた数え過ぎの状態となり、利用者が要求するパルスカウンティングな測定は非常に難しい。なおパルスカウンティングの適用のため、J-PARC のハドロン施設で

\* meigo.shinichiro@jaea.go.jp

は瞬間的なビーム電流を低下させるため、遅い取り出し (Slow eXtraction: SX) を 30 GeV シンクロトロン加速器 (MR) において実施しているが、RCS では機器の都合により SX が不可能となるため、ビーム強度を極度に下げた手法の開発が必要となる。

上記困難な問題を解決のため、著者らは、ビームダンプの入口に設置したビーム窓の散乱による陽子の利用を考案した。散乱陽子の利用が可能であれば、加速器の真空容器と完全に分離して実施することが可能となり、加速器の高真空の要求に影響を与えずに、J-PARC の他の利用運転に影響を与えないことが可能となる。また、真空に対する要求がなくなるために、大型な機器を設置可能となり、衛星搭載予定の大型スペクトロメータを大気中に設置し、そのまま試験することも可能となる。さらに、二次陽子の利用によりスペクトロメータに入射する陽子ビーム強度を著しく低く抑えることができ、RCS で実施可能な早い取り出しにおいてもパイルアップを生じることなく測定することが可能となる。ただし、散乱による陽子は弾性散乱による鋭いピークの他に非弾性散乱によるブロードなエネルギーを有するため、これを実験的に測定することが求められる。

最前方方向に散乱する陽子の実験データは、PHITS [8] などの一般的に核計算を行う計算コードやそのモデルの検証するのに必要となる。特に、このデータは、核計算の入口となる核内カスケード (INC) の検討において、非常に重要なものとなる。JAEA が検討を勧めている加速器駆動システム (ADS) [9] の核計算には、PHITS コードが用いられ実験データとの比較検討は重要となる。しかしながら、現時点の実験データはモデルを検証するには十分とは言えずさらなる実験データの取得が重要となる。

以上の要求により、本研究では、宇宙開発用途の開発および ADS などの大強度陽子加速器施設における核計算の高度化のため、アルミニウム製のビームダンプ窓で散乱した陽子スペクトルとその生成断面積の測定を実施した。

## 2. 実験

測定的环境を Fig. 1 に示す。J-PARC では RCS のビーム調整のために、ビームダンプ (3NBT ダンプ) を設けている。このビームダンプは地下に設置しており、 $11.8^\circ$  の垂直偏向によりビームを入射する [10, 11]。ビームダンプの入口には、真空雰囲気と分離するために、アルミニウム製の窓 (厚さ 0.3 mm) が設置している。本実験では、400 MeV 陽子がビームダンプ窓で散乱される陽子のエネルギースペクトルを測定した。実験の前に予備計算を行い、本実験が問題なく実施できることを確認した。その後、検出器を設置した実験を行い、実験と PHITS による計算との陽子スペクトルを検出器の応答関数として比較した。さらに、放出角度とエネルギーに関する二重微分断面積 (DDX: Double differential cross section) をアンフォールディング法により導出し、計算と比較した。

### 2.1 予備計算

はじめに PHITS を用いて検出器入り口での二次陽子のスペクトルの予測計算を行った。計算では、標準的な核内カスケードモデル INCL-4.6 [12] と脱励起状態の蒸発過程に GEM を用いた。この結果を Fig. 2 に示す。予想の通り、弾性散乱による高エネルギー部に鋭いピークを有することが明らかになった。また、弾性散乱よりわずかに下回るエネルギーにおいて、準弾性散乱による幅の広いピークが生じることが判明した。この収率の計算により、RCS で利用可能な最微弱なビーム強度においてもパイルアップを生じないことがわかった。通常、RCS にはマルチターンによりマクロパルス幅 (50  $\mu$ s 以上) のビームを入射する。マルチターンでなく、LINAC のフロントエンドのチョッパーで形成する 1 中間バンチ (ビーム幅 10 ns 程度) の適用により、微弱なビーム形成は可能となる。予備計算の結果、数時間の 25 Hz 測定によりパイルアップを防いだ状態で測定が可能であることが判明した。

窓で散乱した陽子は、ビームダクト (SUS304 厚さ 6 mm) を浅い角度 (約  $13^\circ$ ) で横断するため、ダクトを脱出する陽子から見ると厚さは実効的に約 27 mm と比較的厚い物質となる。このため、弾性散乱による 400 MeV 陽子は約 50 MeV 程度の損失することが判明した。

次に PHITS によりプラスチックシンチレータ (EJ200) 内における応答関数を計算した。この結果を Fig. 3 に示す。後述の dE4 検出器においてビーム窓に入射する 400 MeV 陽子の二次陽子はすべて停止するが、dE3-dE4 の 2 次元の信号の観測において、陽子検出事象の明確な帯が出現する。ただし、dE3 検出器において弾性散乱のピークと思われる検出事象は、dE4 検出器において完全なピークとはならず、非弾性散乱によるテール成分が Fig. 3 の水平方向の帯として現れることがわかった。陽子の停止過程における非弾性散乱により、観測した発行数と陽子エネルギーを一意的に関連づけるのは容易ではないので、まずはビーム窓に入射した陽子と測定で得た応答を比較した。

Table 1: Specification of the Plastic Scintillators Used in the Experiment

	Thickness [mm]	Stopping energy [MeV]	Observable energy [MeV]
dE1	50	22	123
dE2	100	149	220
dE3	200	240	297
dE4	400	383	428
E5	700	597	636

### 2.2 検出器

プラスチックシンチレータを用いてビーム窓で散乱した陽子のエネルギースペクトルを、検出器の応答関数として測定した。シンチレータは、ビーム窓からは 14 m の距離に陽子ビームに対し水平方向に対し  $5.6^\circ$  の角度の位置に配置した。陽子ビームはダンプへの入射

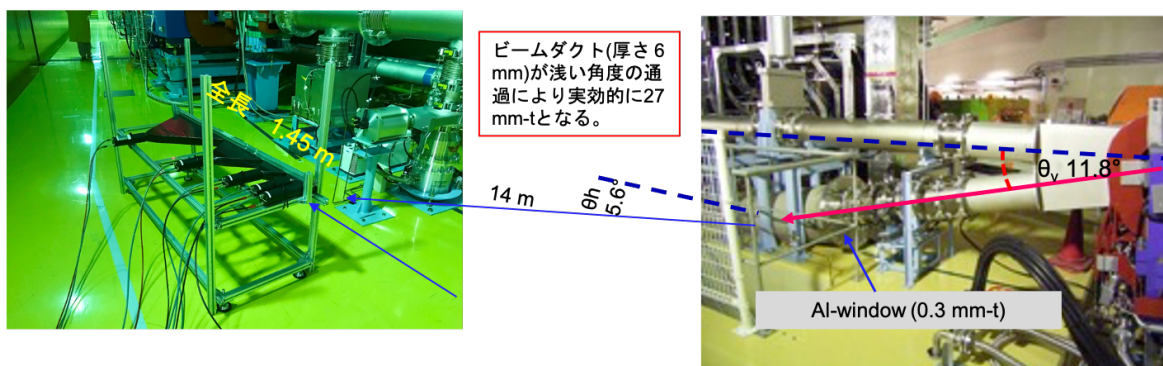


Figure 1: Setup of the present experiment, showing the relationship between Al beam window (0.3 mm-t) and plastic scintillators.

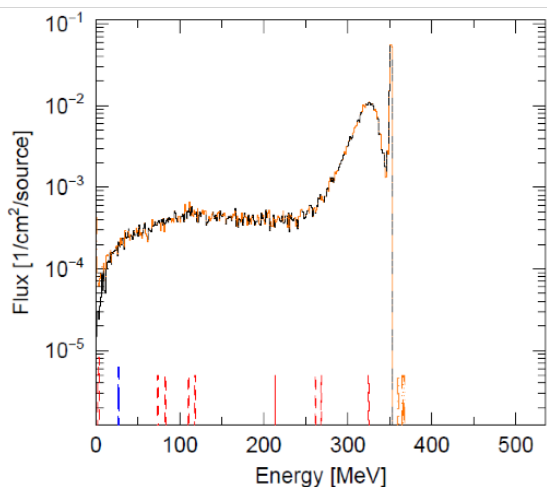


Figure 2: Proton yield estimation by PHITS calculation at detector position.

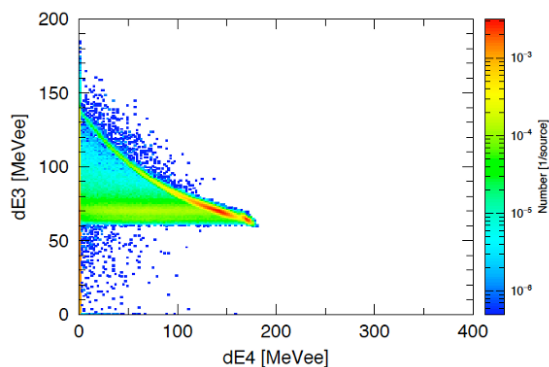


Figure 3: 2D light-output distribution by PHITS simulation for dE3-dE4 detectors.

に垂直方向に  $11.8^\circ$  傾斜するため、陽子から検出器を見ると合計で、 $13^\circ$  の角度の位置に相当する。プラスチックシンチレータには断面が  $50 \times 50$  mm のものを用い、それぞれ Table 1 に示す長さのものを合計 5 台用いた。配置は、カウンターテレスコープとして配置し、付属した光電子増倍管 (PMT) の信号をデジタイザー (Struct SIS3316 250 MHz) を用いて測定した。本測定では、陽子

をシンチレータで停止させ、カロリメトリックに測定した。入射から停止するまでのすべての検出器に対し同時計測を行い、ダンプから発生する放射線の偶発的事象の観測を除去した。同時計測の有効なゲート幅は 10 ns とし、各検出事象で停止までの全てのシンチレータでこの時間幅に優位な検出事象が観測された事象を、検出事象 (シグナル) として取り扱った。SIS3316 では、内蔵する回路 (FPGA) 内に 64 bit の十分長い時間スタンプを有しており、絶対的な時間測定により同時計測を実施した。

本測定では 5 台のシンチレータを用いたが、400 MeV 陽子の場合には 4 台で十分であった。試験として数 GeV 陽子に対する測定も実施したが、最終段の E5 の分解能が優れなかった。これは、E5 検出器のように大型のシンチレータになると集光率が悪化したためと考えられる。

測定で得た検出器の信号の分布を Fig. 4 に各検出器の二次元相関として示す。dE1-dE2 検出器は、弾性散乱

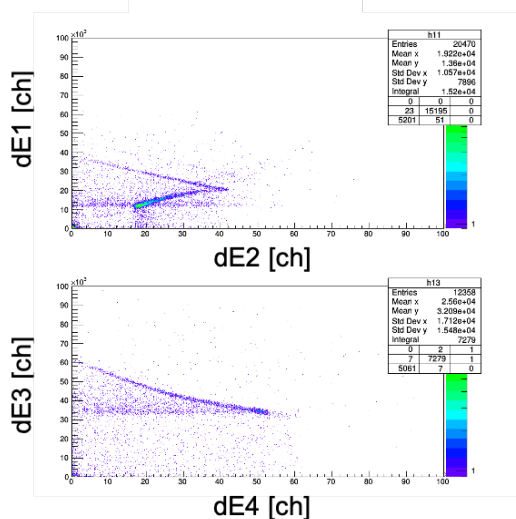


Figure 4: Experimental light-output distributions for the combination of dE1-dE2 (top) and dE3-dE4 (bottom).

の高エネルギー陽子がほぼ全て透過し、低い信号を生じていることがわかる。ピークエネルギーとなる 400 MeV 陽子は、阻止能が小さくなるため、信号や波高は

小さくなる。これは Fig. 4 に示すように、透過陽子の信号はノイズに比べ十分な波高を有しているため、その信号が最も低くなる dE1 において、問題なく測定できたことを示している。また、dE3-dE4 の信号では、Fig. 3 と同じ信号を生じており、実験が適切に行われたことを示している。dE1-dE2 の観測結果では、陽子以外に核反応で生じた重陽子と思われる帯が、わずかに陽子の帯から外れて観測されているが、他の検出器の二次元の組み合わせではこの帯は観測されなかった。

測定ではチョップ幅を 12 ns とし、1 中間バンチを用いて 25 Hz で実施した。1 ショットあたりの陽子ビームの強度は  $1.98 \times 10^7$  個とし、25 Hz でのビーム強度をわずか 0.2 W 程度とした。通常の RCS の利用運転では約 1 MW なので、利用運転の約 7 桁低い強度で実施した。微弱なビーム強度測定のため、窓の手前に設置したカレントトランスフォーマーの出力を利得 100 倍となるアンプで増幅した。測定で得られた波形を、Fig. 5 に示す。この図では、波形を逐次サンプリングし、さらに平均化した。複数のガウス関数を用いてフィッティングを行い、これら関数の時間に対する積分より 1 ショットあたりの入射陽子数を導出し、これにショット数を乗じることで入射陽子の総数を得た。

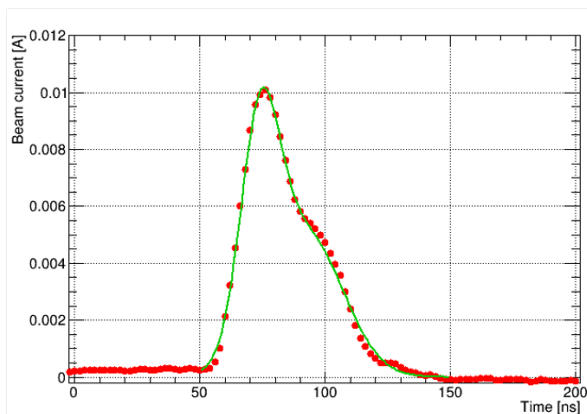


Figure 5: Proton beam signal obtained by current transformer with amplifier for the experiment.

### 3. 結果および考察

#### 3.1 陽子スペクトルの応答関数の比較

実験で得た陽子スペクトルを Fig. 6 に検出器で測定された応答関数として示す。この図では、横軸に 1 MeV 電子がシンチレータに与える発光量 [MeVee: MeV electron equivalent] とし、縦軸に窓に入射する陽子 1 個あたりの絶対的な計数率として示す。実験値の発光量は、PHITS の弾性散乱によるピークに合うように校正した。実験データの弾性散乱のピーク幅を再現するように、PHITS による発光量の計算は 2% の分解能でスミアした。比較の結果、弾性散乱における PHITS のピーク強度は、実験をよく再現することが明らかになった。これは PHITS で用いる弾性散乱の断面積は、他の実験データをよく再現するためと考えられる。測定で得た陽子のスペクトルは準単色なものとなり、本手法は宇宙開発などの利用に十分適用できるものと考えられる。

比較のため PHITS の計算による値を Fig. 6 に示す。図では、標準的に用いられている核内カスケードモデル (INCL-4.6) [12] と、量子分子動力学モデル JQMD (JAERI Quantum Molecular Dynamics) [13] の核計算モデル (INC) を用いた計算を示す。両者の計算は、170 MeVee 付近に生じる弾性散乱によるピーク強度をよく再現する。弾性散乱の強度は、これらの INC のモデルと独立しており、全てのモデルにおいて弾性散乱の強度は同一となる。しかしながら、弾性散乱によるピークより低い波高となる 140 MeVee 付近の準弾性散乱において、強度に実験との著しい違いがあることが明確になった。INCL-4.6 による準弾性散乱の強度は、実験を 3 倍程度過大評価することが明らかになった。一方、JQMD の計算は、改善の余地があるものの、実験と概ね良い一致を示すことが明らかになった。

Figure 6 に示す結果は、シンチレーション光出力としての記述となり、概ねのスペクトルの強度は理解できるものの、検出器固有のデータとなるため、一般性のない値となる。陽子のエネルギー損失は、エネルギー損失過程がエネルギーにより個別のものとなり、さらに最終的に陽子が停止するまでに様々な核反応と競合するため、スペクトルを一意的に決定することは困難である。また、本研究の狙いの一つである核内カスケード (INC) の検討には、放出された陽子エネルギーと角度からなる二重微分断面積 (DDX) の取得が必要となるため、応答関数の導出のみでは不十分となる。そこで、本研究ではアンフォールディング法により陽子スペクトルに変換し、陽子強度とアルミニウム窓の厚さで規格し、最終的に Al(p,xp) 反応の DDX として導出した。

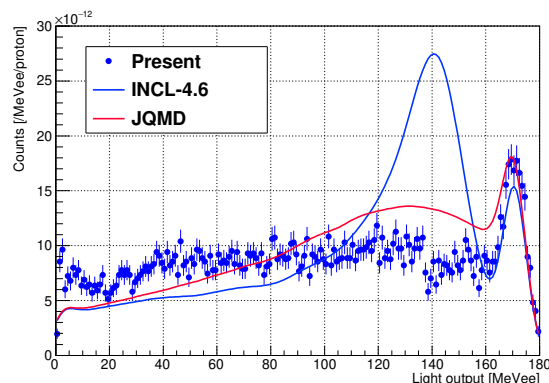


Figure 6: Present experimental result shown as response of scintillation light yield in the dE4 detector, compared with PHITS calculations.

#### 3.2 アンフォールディング法による DDX の導出と計算との比較

測定で得たシンチレータの光出力は、シンチレータに入射する陽子のエネルギースペクトルとそれに対応したシンチレータの発光分布すなわち応答関数のコンボリューションとなるため、絶対的な DDX の導出には、応答関数によるデコンボリューション (アンフォールディング) が必要となる。

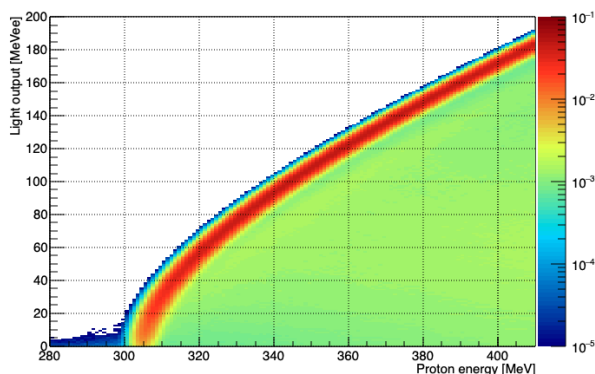


Figure 7: Response matrix of the proton energy emitted from the beam window and the scintillation light output, obtained by PHITS calculation.

はじめに、各単色エネルギーの陽子に対するシンチレータの応答関数を PHITS で計算した。この結果を、横軸に陽子エネルギー [MeV]、縦軸に発光 [MeVee] としたコンター図として、Fig. 7 に示す。陽子の出発点としては、アルミニウム窓とし、ビームダクトのエネルギー損失や核反応による損失および二次陽子生成などを含めて、シンチレータで測定される応答として計算した。

次に、応答関数行列を用いて RooUnfold [14] によりアンフォールディングを行った。RooUnfold では、ベイズ推定法に基づく解の導出が可能となり、これを適用した。この結果を Fig. 8 に示す。図より散乱陽子のスペクトルは、弾性散乱のピークに比べてこれよりも低いエネルギー領域の寄与は小さいことがわかる。これにより、準単色な陽子を利用者に提供できることが判明した。INC の検討のため、PHITS の INCL-4.6 および JQMD を用いた DDX の計算との比較を図に示す。弾性散乱によるピークは、 $\delta$  関数状の鋭いピークとなるため、Fig. 6 と同様に実験によるエネルギー分解能をスミアした。この比較においても、INCL-4.6 による結果は準弾性散乱において 3 倍程度に過大評価することが明らかになった。一方、JQMD は概ね良い一致を示すことが明らかになった。比較のために、RCNP において 392 MeV 陽子を Al に入射し、本実験に用いた  $13^\circ$  とほぼ等しい  $20^\circ$  の角度で測定した先行研究 [15] による DDX の実験データを示す。測定角度が違うものの、本実験結果を支持するものとなることが判明し、確信した陽子エネルギースペクトルのデータを利用者に提供できることとなった。

#### 4. 結語

宇宙開発や PHITS の核計算モデルの検討のために、ビームダンプ入口に設置したビーム窓による散乱陽子のエネルギースペクトルを測定した。弾性散乱による強度は PHITS の計算と一致することが確認され、本手法により宇宙開発におけるスペクトロメータの試験が問題なく実施できることを示すとともに、J-PARC で新たな二次陽子利用法を開発した。また、アンフォール

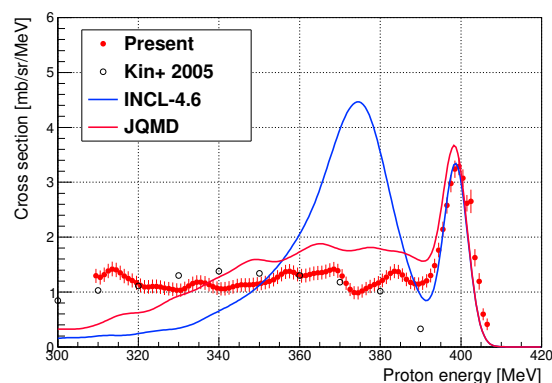


Figure 8: DDX of Al(p,xp) reaction obtained by the present experiment compared with another experimental data [15] and the PHITS calculation using INCL-4.6 and JQMD models.

ディング法により Al(p,xp) 反応の DDX を導出した。測定で得た DDX は先行研究の DDX と概ね良い一致を示しており、利用者に信頼おける陽子スペクトルを提供できることが明確になった。この結果、JAXA や NICT が本手法を用いて 2022 年度より、衛星搭載用のスペクトロメータの試験を共同研究として開始した。

PHITS の INCL-4.6 を用いた計算は準弾性散乱を過大評価することと、JQMD の計算が概ね実験を再現することが明らかになった。JQMD にも改善の余地があり、今後研究によりさらなる INC における核反応モデルの高度化が行えるものと期待される。

#### 謝辞

本実験を遂行するにあたり、J-PARC の LINAC および RCS、中性子源セクション、および核変換ディビジョンの方々の御協力に感謝いたします。

#### 参考文献

- [1] JAXA, MMX 計画, <http://www.mmx.jaxa.jp>
- [2] NICT, CHARMS 開発計画, <https://seg-www.nict.go.jp/event/oh2022assets/pdf/2.pdf>
- [3] K. Yamamoto *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 59, 1174, 2022.
- [4] H. Matsuda *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 57, 1141, 2020.
- [5] S. Meigo *et al.*, *EPJ Web of Conf.*, vol. 239, 06006, 2020.
- [6] H. Matsuda *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 483, 33, 2020.
- [7] H. Takeshita *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 511, 30, 2022.
- [8] T. Sato *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 55, 684, 2018.
- [9] K. Tsujimoto *et al.*, *J. Nucl. Sci. and Technol.*, vol. 44, 483, 2007.
- [10] S. Meigo *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 600, 41, 2009.
- [11] S. Meigo *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 562, 569, 2006.
- [12] A. Boudard *et al.*, *Phys. Rev C*, vol. 87, 014606, 2013.
- [13] N. Koji *et al.*, *Phys. Rev C*, vol. 52, 2620, 1995.
- [14] L. Brenner *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. A*, 25(24):2050145, 2020.
- [15] T. Kin *et al.*, *Phys. Rev C*, vol. 72, 014606, 2005.