

話題・解説

第 54 回 (2021 年度) 日本原子力学会賞

論文賞

JENDL/DEU-2020 : 加速器中性子源の設計研究のための 重陽子核データライブラリ

日本原子力研究開発機構

核データ研究グループ

中山 梓介

nakayama.shinsuke@jaea.go.jp

1. はじめに

この度、2021 年度の日本原子力学会賞（論文賞）を受賞いたしました。受賞対象は、重陽子加速器を用いた中性子源の設計研究のための重陽子核データライブラリ JENDL/DEU-2020 の開発について記述した[1]の論文です。なお、本論文はオープンアクセス化していますので、下記 URL からどなたでもご覧いただくことができます。

<https://doi.org/10.1080/00223131.2020.1870010>

本稿執筆時点（2022 年 9 月）では、[1]の論文および JENDL/DEU-2020 の公開から一年半ほどが経過しました。そのため、本稿では論文の概要と併せて、ライブラリ公開後の当該研究分野の動向についても少し述べたいと思います。

2. 重陽子加速器を用いた中性子源

核データニュース誌上でも過去に何度か紹介していますが、高エネルギー（典型的には 10 MeV 以上）の中性子を効率よく発生させるために重陽子による核反応を利用することが考えられています。重陽子は結合エネルギーが約 2.2 MeV と小さいため、他の原子核との相互作用を通じて容易に中性子と陽子とに分解されます。この分解過程は図 1 に示すように、弾性分解反応（分解後の中性子と陽子がともに放出される）と非弾性分解反応（分解後の中性子と陽子のどちらか一方が放出され、もう一方は原子核に吸収される）に大別されます。分解過程から放出される中性子は入射重陽子エネルギーの半分程

度に緩やかなピークを持ったエネルギー分布を示します (図 2)。この性質により、加速器から発生させる重陽子ビームのエネルギーを調整することで、所望のエネルギー近傍の中性を効率よく得ることができます。また、こうした分解過程起因の中性は強い前方性のある角度分布を持つために、加速器施設における中性子発生部後方の遮へい設備を簡素化できるという利点もあります。

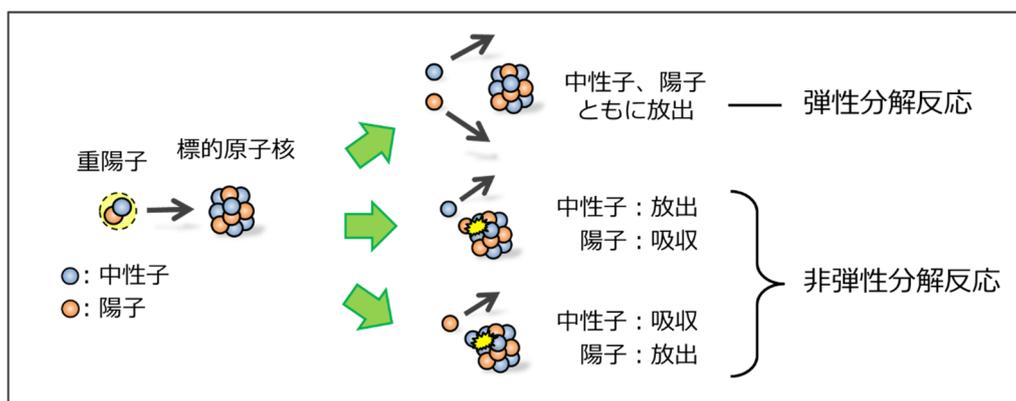


図 1 重陽子の分解過程の模式図

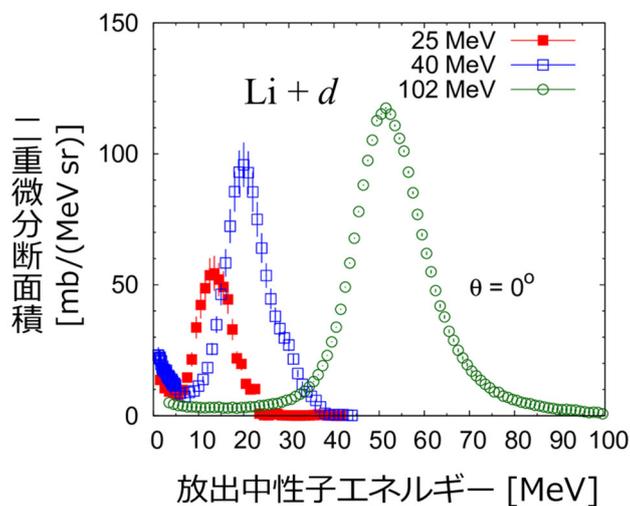


図 2 種々の入射重陽子エネルギーにおける Li+d 反応からの放出中性子エネルギー分布の実験値[2-4]

重陽子加速器を用いた中性子源 (以下、*d* 中性子源とします) では、重陽子ビームを照射するターゲットには Li, Be, C といった軽元素を使用します。これは、軽元素の方が Pb 等の重元素よりも重陽子の飛程が長くなりターゲットの厚みを利用できる分、高エネルギー

ギー中性子を多く得ることができるためです。核融合炉内で想定される 14 MeV の高中性子束場を模擬するための 40 MeV 重陽子を用いた大強度中性子源 IFMIF[5]では、重陽子ビームが大電流になるため、ターゲットには液体にしてループさせることで除熱ができるよう Li が用いられます。IFMIF の前段階として位置づけられる多目的中性子源 A-FNS[6]や IFMIF-DONES[7]でも同様にターゲットは液体 Li です。また、最近では長寿命核分裂生成物の核変換用として *d* 中性子源の利用が提案されています[8]が、こちらでも大電流の重陽子ビームを用いるためターゲットは液体 Li です。その一方で、重陽子ビームの電流がそれほど大きくならない、高エネルギー中性子による医療用 RI 製造[9]や、高エネルギー領域の中性子核データ測定[10]、高エネルギー核分裂反応を用いた RI ビーム生成[11]といった用途では、Li よりも化学的に安定で取り扱いやすい Be や C をターゲットとすることがほとんどです。

3. 重陽子核データライブラリの現状

上述したような *d* 中性子源施設における中性子照射場の特性評価や遮へい設計のためのシミュレーションでは、Li, Be, C に対する重陽子核データ、特に中性子放出に関する精度良いデータが必要になります。重陽子ビームのエネルギーについては多くの応用で 20 ~ 50 MeV が想定されていますが、[8]の核変換応用では 400 MeV となっています。ただし、近年の核内カスケードモデルを低エネルギー領域まで拡張する試みにより、¹²C イオンまでの軽粒子が入射する反応については、核子当たり 100 MeV より高い入射エネルギー領域では改良した核内カスケードモデルによる計算値が実験値をおおむね再現することが示されています[12, 13]。以上を踏まえると、Li, Be, C の安定同位体に対する核子当たり 100 MeV、つまり 200 MeV までの重陽子核データを整備する必要があると言えます。では、その ^{6,7}Li, ⁹Be, ^{12,13}C に対する重陽子核データライブラリの現状はどうなっているのでしょうか。以下に JENDL/DEU-2020 公開時点での状況を記します。

ENDF/B-VII.1 や ENDF/B-VIII.0 には ^{6,7}Li に対するデータが格納されていますが、入射エネルギーの上限はそれぞれ 5 MeV (⁶Li) と 20 MeV (⁷Li) です。TENDL シリーズについては、(当時)最新の TENDL-2019 では ^{6,7}Li のデータは ENDF/B-VII.1 のコピーとなっており、⁹Be と ^{12,13}C については TALYS 計算値ベースで 200 MeV までのデータが与えられています。ただし、後述するように TENDL のデータは必ずしも実験値との良い一致は示しません(なお、本稿執筆時点での最新版である TENDL-2021 でも、この状況は続いています)。また、核データライブラリとは少し異なるものですが、Li+*d* 中性子源シミュレーション用のモンテカルロ輸送計算コード McDelicious[14]内の組み込みデータとして、^{6,7}Li+*d* 反応からの中性子およびγ線放出データが評価されています[15]。ただし、このデータは IFMIF の設計のために評価されたものですので、入射エネルギーの上限は 50 MeV となっています。以上の状況を踏まえ、多様な *d* 中性子源の設計研究に資するため、^{6,7}Li,

${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$ に対する 200 MeV までの精度良い重陽子核データライブラリの開発に着手しました。

4. 核データ評価手法

JENDL/DEU-2020 の評価には、これまでに開発してきた重陽子用の核反応計算システム DEURACS を使用しました。重陽子核データ評価では図 1 に示した分解過程の考慮が不可欠となりますが、DEURACS ではこの分解過程をそれぞれの反応の計算に適した複数の核反応モデルを組み合わせることで明示的に取り扱っています。具体的には、弾性分解反応は連続状態離散化チャネル結合法 (CDCC 法) [16] で計算しており、また、非弾性分解反応の内、連続的な成分は Glauber モデル [17] で、残留核の離散的な低励起状態に対応する成分 (移行反応成分) は歪曲波 Born 近似 (DWBA) [18] で、それぞれ計算しています。一方で、入射重陽子そのまま標的核に吸収されたり、あるいは非弾性分解反応により重陽子中の中性子ないし陽子が標的核に吸収されたりした後に続く前平衡過程や複合核過程は中性子や陽子核反応の場合と同様に扱えると考え、核反応計算コード CCONE [19] 中の励起子モデルおよび Hauser-Feshbach 統計モデルのルーチンを用いて計算しています。

DEURACS はこれまでに、核子放出 [20, 21]、複合粒子放出 [22]、残留核生成 [23] と、重陽子入射からの様々な反応を精度よく予測できるよう、その都度改良を重ねてきました。JENDL/DEU-2020 の評価で重要となる軽核標的からの中性子放出についても、分解過程起因の高エネルギー成分に関しては、[21] で実験値を良く再現する結果が得られていました。しかしながら、複合核過程起因と考えられる数 MeV 程度の低エネルギー成分については実験値を大幅に過小評価していました。これは、DEURACS 内で使用している CCONE のルーチン中で離散状態からの粒子放出が考慮されていないことが主要因であると推察されました。軽核標的の場合、残留核として基底状態や離散励起状態が共鳴状態にあるもの (例: ${}^5\text{He}$, ${}^9\text{Be}$ 等) が生成されることがありますが、CCONE をはじめとする多くのコードの統計モデル計算では離散状態からは γ 線放出しか行われません。 d 中性子源を利用する目的は分解過程起因の高エネルギー中性子を得ることですが、遮へい設計などでは低エネルギー中性子の放出量の予測も重要になります。

このため、JENDL/DEU-2020 の評価に先がけ、DEURACS 中の CCONE の統計モデルルーチンを改良しました。粒子を放出し得る各離散状態は、RIPL-3 [24] で提供されている崩壊モードや分岐比のデータに基づいて崩壊させることとしました。この時、放出粒子は重心系で等方に放出されると仮定しますが、放出元の複合核が動いているため、放出粒子の実験室系でのエネルギー/角度分布を求めるには複合核の速度分布を求める必要があります。しかし、多粒子放出反応における複合核の速度分布を求めるためには、各粒子放出ステップにおける速度分布の情報をすべて取っておきそれらを粒子放出経路ごとに

畳み込む必要があり、容易ではありません。そのため、ここでは各粒子放出ステップにおいて、反跳された複合核の速度分布はガウス分布で近似できると仮定しました。ガウス分布の畳み込みはまたガウス分布であるため、この仮定により大幅に計算を簡略化できます。なお、JENDL/DEU-2020 の公開後、JENDL-5 の中性子および陽子サブライブラリにおける残留核の反跳スペクトル評価のために、モンテカルロ法を用いたより詳細な計算手法が CCONE に実装されています[25]。

この改良の効果を見るため、図 3 に入射重陽子エネルギー 40 MeV における $\text{Li}(d,xn)$ 反応の二重微分断面積 (DDX) を示します。図中の赤線が離散状態からの粒子放出を考慮した DEURACS 計算値、青線が考慮していない計算値です。比較をしやすいように、図には DEURACS 計算値の内、前平衡過程と複合核過程成分の和のみプロットしており、放出中性子エネルギーもこれらの成分が支配的な 10 MeV までとしています。また、実験値は天然 Li (${}^6\text{Li} : {}^7\text{Li} = 7.5\% : 92.5\%$) 標的に対するものですが、計算値は ${}^7\text{Li}$ 標的に対するものをプロットしています。図から、離散状態からの粒子放出を考慮することで 5 MeV 以下の低エネルギー中性子の放出量が増え、実験値の再現性が向上していることが分かります。なお、離散状態からの放出粒子は重心系で等方放出だと仮定しましたが、 90° ではその寄与が少なくなっています。これは放出元の複合核が入射重陽子の運動量を受け、前方に運動している確率が高いためです。また、離散状態からの粒子放出は標的が軽核であることに起因していますので、この改良は重陽子核反応に限らず、軽核に対する中性子や陽子核反応の CCONE 計算の予測精度向上にも貢献すると考えられます。

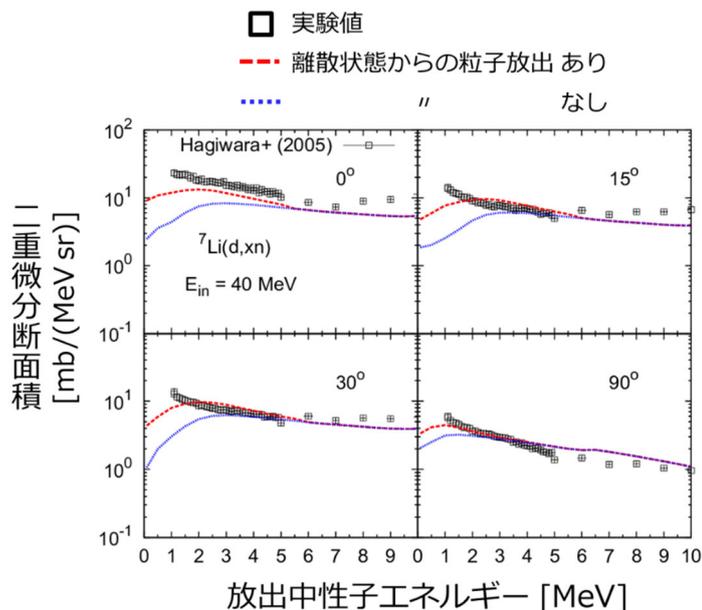


図 3 入射重陽子エネルギー 40 MeV における $\text{Li}(d,xn)$ 反応の二重微分断面積 (実験値[3]は天然 Li 標的、計算値は ${}^7\text{Li}$ 標的。放出中性子エネルギー 10 MeV まで表示)

次に分解過程の成分も含めた DEURACS 計算値と実験値の比較を図 4 に示します。図には図 3 と同じく 40 MeV における $\text{Li}(d,xn)$ 反応の DDX を示しています。計算値が ${}^7\text{Li}$ 標的に対するものである点も図 3 と共通です。図中のオレンジ線が弾性分解反応の成分、青線が非弾性分解反応の成分です。前方角において実験値の 40 MeV 付近に見られる小さなピークは図 4 中の計算で考慮されていない ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$ 移行反応に対応するものと考えられます (${}^6\text{Li}$ も考慮した結果は後ほど示します)。この点を除き、分解過程まで含めた DEURACS 計算値 (赤線) は放出角度に依らず実験値をよく再現しています。

さらに成分ごとに詳細に見てみます。50 MeV 付近に見られているピークは非弾性分解反応の内、 ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ 移行反応に起因するものです。なお、実験値との比較のため、計算から出る鋭いピークは適当な幅のガウス分布で拡げています。20 MeV 付近の大きなピークは 0° 放出ではほぼ非弾性分解反応の成分であり、弾性分解反応の寄与は 10 分の 1 程度しかありません。しかし、放出角度が大きくなるにつれて非弾性分解反応が小さくなり、 30° 放出では弾性分解反応の方が大きくなっています。さらに 90° までいくと分解過程の成分はほとんどなく、ほぼ全て前平衡過程および複合核過程からの寄与になります。また、いずれの角度でも低エネルギー成分は前平衡過程および複合核過程からの寄与です。この結果から、幅広い放出角度/エネルギーで中性子放出 DDX の実験値を精度よく予測するためには、様々な反応過程を考慮する必要があることが分かります。

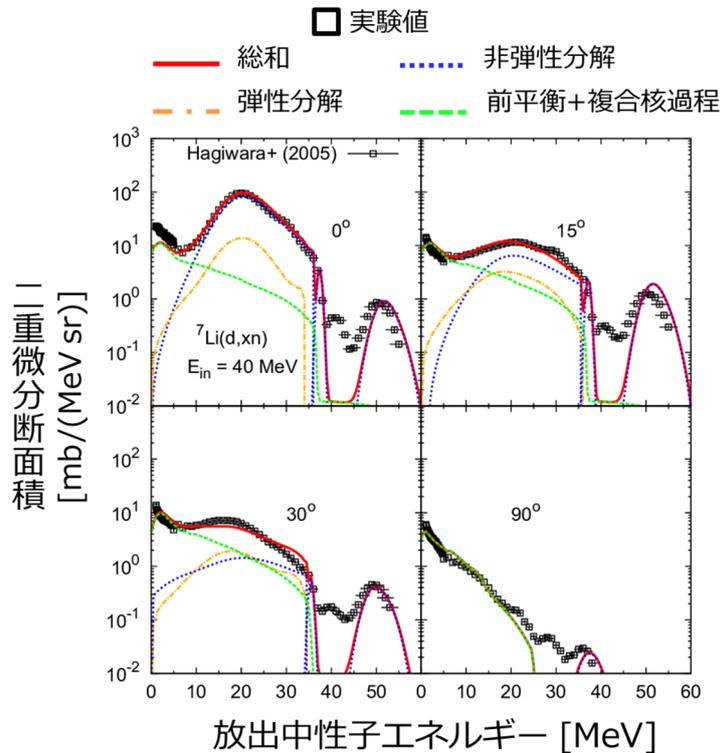


図 4 入射重陽子エネルギー40 MeV における $\text{Li}(d,xn)$ 反応の二重微分断面積 (実験値[3]は天然 Li 標的、計算値は ${}^7\text{Li}$ 標的)

5. ライブラリの開発および検証

改良した DEURACS を用いて ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$ に対する入射エネルギー200 MeV までの重陽子核データ（全反応断面積、弾性散乱角度分布、 α 粒子までの軽粒子および γ 線放出 DDX、残留核生成断面積）を評価し、ENDF-6 フォーマットに編集して JENDL/DEU-2020 を開発しました。また、これまで JENDL シリーズでは ENDF-6 フォーマットファイルが先に公開され、ACE ファイル等のシミュレーションコード用の応用ライブラリはしばらくしてから公開されることが多かったのですが、今回は応用ライブラリも同時に開発し、公開することとしました。応用ライブラリを同時公開したことで JENDL/DEU-2020 の公開直後から PHITS や MCNP でのシミュレーションで利用していただけたようです。収録核種数が少ないこともあってこのような対応としたのですが、結果的に良い判断だったのではないかと感じています。

応用ライブラリは2種類作成しました。一つは MCNP 用の ACE ファイルで、もう一つは PHITS 用の Frag Data フォーマット（PHITS 独自のデータ形式）のファイルです。Frag Data ファイルについては、JENDL/DEU-2020 公開時には PHITS に重陽子の ACE ファイルの読み込み機能がなかったため、その代替として作成しました。Frag Data フォーマット中のいくつかの制限により、「MCNP+ACE」と「PHITS+Frag Data」で同等の計算結果が出るようにするのに苦労しました。最終的にはどうしても解決できない課題が残った[1] のですが、本稿執筆時では PHITS でも重陽子の ACE ファイルを読み込めるようになっています。余談ですが、この比較検証をする中で、薄膜標的に対する中性子束（DDX に相当）の計算では PHITS と MCNP で結果がほぼ一致するのに、標的を厚くすると特に入射エネルギー10 MeV 以下の場合に両者の結果に明らかな差異（10 % 程度）が生じてしまうことがありました。PHITS の阻止能計算のオプションを変更すると、この差異以上に結果が変わったため、これは両コード内の阻止能の違いに起因するものだと考えられます。特に低入射エネルギーでは阻止能にもそれなりの不確かさがあるのだと知りました。

次に、JENDL/DEU-2020 の検証結果を示します。中性子放出データに関する検証としては (d,xn) 反応の DDX を対象とするのが理想ですが、 (d,xn) 反応の DDX の実験件数はかなり限られています。そのような中でも Li 標的については、DDX の実験値が入射エネルギー200 MeV までで数件存在しています。そのため、はじめに種々の入射エネルギーにおける Li (d,xn) 反応の DDX を対象として検証を行いました。その結果を図5に示します。なお、入射エネルギー25 および 40 MeV の実験[2, 3]では 1 mm 程度の厚さの標的を用いており、標的内での重陽子の減速による影響が実験値にも明確に現れていました。そのため、ライブラリの値を直接比較するのではなく、実験と同じ厚さの標的に対するシミュレーションを行い実験値と比較することにしました。図中の赤線は JENDL/DEU-2020 の ACE ファイルを読み込んで MCNP でシミュレーションをした結果です。また、PHITS で同様のシミュレーションをした結果も緑線で示します。PHITS シミュレーションでは核

反応の計算には PHITS 内蔵のモデルを使用しています。具体的には、分解過程を含む動的過程は核内カスケードモデル INCL-4.6[27]で、その後の崩壊過程は統計崩壊モデル GEM[28]で、それぞれ計算しました。

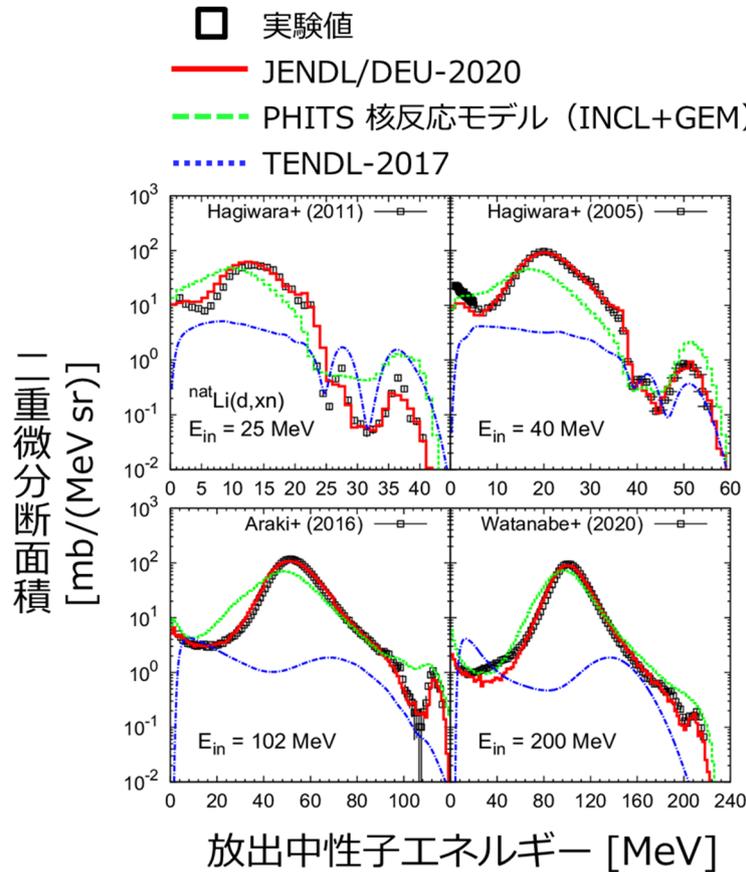


図5 入射重陽子エネルギー25, 40, 102, 200 MeVにおけるLi(d,xn)反応の二重微分断面積 (放出角度は全て0°、実験値は[2, 3, 4, 26]から取得)

図の通り、JENDL/DEU-2020 を使用した結果は入射エネルギーに依らず実験値を良く再現しています。図4のところで言及した40 MeV入射における放出エネルギー40 MeV程度の位置の小さなピークも ${}^6\text{Li}$ を考慮することで再現されています。一方で、PHITSの核反応モデルを使用した結果は入射重陽子エネルギーの半分程度の位置にある大きなピークについて、特に25, 40 MeV入射時においてピークの高さ/位置に実験値とのずれが見られます。この結果は、分解過程を計算しているINCLモデルをこうした入射エネルギー数十MeV程度の反応に適用することの難しさを示していると言えます。その一方で、200 MeV入射ではJENDL/DEU-2020とPHITS内蔵核反応モデルでの違いがあまりなくなり、PHITSも実験値を良く再現しています。これ以上の入射エネルギーでの実験値

がないので何とも言えませんが、少なくとも中性子放出に関しては、3章でも少し述べた通り、200 MeV あたりが核データから核内カスケードを用いたアプローチへの切り替えエネルギー点として妥当なところなのだと思います。最後に、比較のために TENDL-2017 の値も青線でプロットしました。なお、前述の通り、TENDL-2019 の ${}^6,7\text{Li}$ に対するデータは ENDF/B-VII.1 のものですので、TALYS 計算値ベースのデータとして TENDL-2017 のものを使用しています (${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$ のデータを見る限り、TENDL-2017 から 2019 の間で TALYS の重陽子核反応計算に大きな進展があったということはないと思います)。図の通り、TENDL-2017 は入射重陽子エネルギーの半分程度の位置のピークを再現できていません。これは、TALYS 内で分解過程の計算に用いている Kalbach による半経験式[29]が、その開発の際にこうした軽核標的に対するデータを参照しておらず、結果として標的質量数に関して大きな外挿になってしまっているためだと考えられます。

続いて、飛程よりも厚い標的に重陽子を照射した際の中性子束に関する検証結果を図6に示します。厚い標的からの中性子束の実験値は比較的多く存在しますので、ここではその一部のみ紹介します。図5と同じく、赤線は JENDL/DEU-2020 の ACE ファイルを読み込んだ MCNP でのシミュレーション結果、緑線はコード内蔵の核反応モデルを使用した PHITS によるシミュレーション結果です。なお、図5での DDX に関する比較結果を受け、図の見やすさのために TENDL を用いた結果については割愛しています。

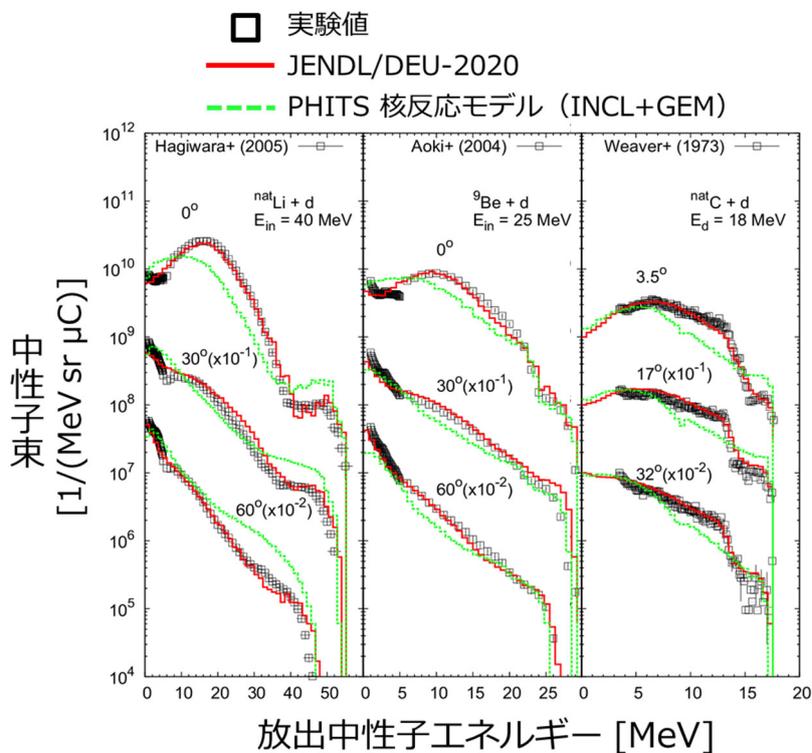


図6 厚い Li, Be, C 標的に重陽子を照射した際の中性子束(実験値は[3, 29, 30]から取得)

図の通り、種々の標的や入射エネルギーの組み合わせにおいて、JENDL/DEU-2020 に基づくシミュレーションは PHITS の核反応モデルを用いたものよりも実験値と良い一致を示しています。 d 中性子源を利用する一番の動機である、前方角での入射エネルギーの半分ほどの位置にある大きなピークが良く再現されています。また、入射エネルギーとほぼ同じ放出エネルギーにおける階段状の構造は移行反応に起因するものですが、こちらにもよく再現できています。さらに、離散状態からの粒子放出を考慮できるように DEURACS を改良したことで、[21]で指摘していた Be や C 標的における低放出エネルギー部の過小評価も改善されました。なお、[1]の論文には図 6 に示した以外の条件での検証結果も掲載していますので、ご興味のある方はご覧下さい。

6. JENDL/DEU-2020 公開後の研究動向

JENDL/DEU-2020 および[1]の論文は 2021 年 2 月に公開されました。名前の通り、当初は 2020 年中に公開する予定だったのですが、私の力不足により 2021 年にずれ込んでしまいました。

IFMIF 開発との関連から、IAEA による核融合応用のための核データライブラリ FENDL にも重陽子サブライブラリが用意されています。2021 年 6 月公開の最新版 FENDL-3.2 では Li, Be, C に対する重陽子核データとして JENDL/DEU-2020 が採用されています。結果的に FENDL-3.2 の公開直前に JENDL/DEU-2020 を公開することになり、IAEA の方々は FENDL-3.2 へ採用するか否かの吟味を短期間で行わなければならなくなってしまうと思います。ただ、FENDL 開発のための技術会合等で試作段階のデータについて事前に紹介していたことなどもあり、快く対応して頂きました。

また、他の研究グループから、独立した視点での JENDL/DEU-2020 の検証もいくつかなされています[32, 33]。これらの論文では IFMIF や A-FNS、IFMIF-DONES の設計研究のために、様々な視点から Li に対するデータの検証が行われています。その結果、JENDL/DEU-2020 を使用した粒子輸送シミュレーションはこうした Li 標的を用いた d 中性子源の設計研究に有用なツールになると結論付けられています。前述の通り、自分でもある程度の検証はしていたものの、中性子源シミュレーションの専門家の方々からのお墨付きをもらえたように感じ、うれしく思いました。

また、JENDL/DEU-2020 公開後に、A-FNS の設計検討を行っているチームから加速器構造材に対するデータの要望がありました。そのため、ビームダンプや超電導空洞等の構造材に使用される ^{27}Al , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{93}Nb に対する重陽子核データも DEURACS の計算値を基に評価し、整備しました。これらのデータは JENDL/DEU-2020 の $^6,7\text{Li}$, ^9Be , $^{12,13}\text{C}$ を一部修正したものと併せて、2021 年 12 月公開の JENDL 汎用ライブラリの最新版 JENDL-5 の重陽子サブライブラリとして公開されています。

7. おわりに

重陽子加速器を用いた中性子源の設計研究に資するため、重陽子核データライブラリ JENDL/DEU-2020 を開発しました。JENDL シリーズではこれまでに中性子をはじめとして、陽子や α 粒子、光子入射のライブラリは開発されていましたが、重陽子については今回が初めての試みとなりました。JENDL/DEU-2020 のデータは、汎用ライブラリの最新版 JENDL-5 に重陽子サブライブラリの一部として引き継がれています。本研究の成果が今後、重陽子加速器を用いた中性子源の設計研究の発展に少しでも貢献することができれば、幸甚です。

謝辞

本稿は単著ですが、受賞対象となった論文は 4 名の共著によるものです。共著者の岩本修氏、渡辺幸信氏、緒方一介氏には、本研究を進める上で多大なる貢献をしていただきました。また、今野力氏には ACE ファイルの作成や検証に関して、橋本慎太郎氏には Frag Data ファイルの作成や検証に関して、それぞれご協力いただきました。皆様に心より感謝申し上げます。また、本研究の一部は、JSPS 科研費 JP19K15483 の助成を受け実施しました。

参考文献

- [1] S. Nakayama, O. Iwamoto, Y. Watanabe, K. Ogata, *J. Nucl. Sci. Technol.* **58**, 805 (2021).
- [2] M. Hagiwara, T. Itoga, T. Oishi, *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **417**, 1284 (2011).
- [3] M. Hagiwara, T. Itoga, N. Kawata, *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **48**, 1320 (2005).
- [4] S. Araki, Y. Watanabe, M. Kitajima, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **842**, 62 (2017).
- [5] A. Moeslang, V. Heinzl, H. Matsui, *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **81**, 863 (2006).
- [6] S. Sato, M. Nakamura, S. Kwon, *et al.*, *Fusion Eng. Des.* **155**, 111714 (2020).
- [7] A. Ibarra, F. Arbeiter, D. Bernardi, *et al.*, *Nucl. Fusion* **58**, 105002 (2018).
- [8] H. Okuno, H. Sakurai, Y. Mori, *et al.*, *Proc. Jpn. Acad. B* **95**, 430 (2019).
- [9] Y. Nagai, K. Hashimoto, Y. Hatsukawa, *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 064201 (2013).
- [10] Y.J. Kim, *Nucl. Instrum. Methods B* **463**, 408 (2020).
- [11] X. Ledoux, M. Ache, M. Avrigeanu, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **119**, 353 (2014).
- [12] J. Dudouet, D. Durand, *Phys. Rev. C* **94**, 014616 (2016).
- [13] Y. Iwamoto, T. Sato, S. Hashimoto, *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **54**, 617 (2017).
- [14] S. Simakov, U. Fischer, K. Kondo, *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **62**, 233 (2012).
- [15] P. Pereslavytsev, U. Fischer, S. Simakov, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* **266**, 3501 (2008).
- [16] M. Yahiro, K. Ogata, T. Matsumoto *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2012**, 01A206 (2012).
- [17] T. Ye, S. Hashimoto, Y. Watanabe *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 054606 (2011).

- [18] P. Kunz, E. Rost. Computational nuclear physics 2. Springer; p.88-107 (1993).
- [19] O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **131**, 259 (2016).
- [20] S. Nakayama, Y. Watanabe, *J. Nucl. Sci. Technol.* **53**, 89 (2016).
- [21] S. Nakayama, H. Kouno, Y. Watanabe, *et al.*, *Phys. Rev. C* **94**, 014618 (2016).
- [22] S. Nakayama, O. Iwamoto, Y. Watanabe, *Phys. Rev. C* **100**, 044603 (2019).
- [23] S. Nakayama, N. Furutachi, O. Iwamoto, Y. Watanabe, *Phys. Rev. C* **98**, 044606 (2018).
- [24] R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsk, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **110**, 3107 (2009).
- [25] O. Iwamoto, *J. Nucl. Sci. Technol.* in press; DOI: 10.1080/00223131.2022.2038300
- [26] Y. Watanabe, H. Sadamatsu, S. Araki, *et al.*, *EPJ Web Conf.* **239**, 20012 (2020).
- [27] A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, *et al.*, *Phys. Rev. C* **87**, 014606 (2013).
- [28] S. Furihata, *Nucl. Instrum. Methods B* **171**, 251 (2000).
- [29] C. Kalbach, *Phys. Rev. C* **71**, 034606 (2005).
- [30] T. Aoki, M. Hagiwara, M. Baba, *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **41**, 399 (2004).
- [31] K. Weaver, J. Anderson, H. Barschall, *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.* **52**, 35 (1973).
- [32] T. Nishitani, S. Yoshihashi, K. Kumagai, *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **16**, 1405104 (2021).
- [33] E. Mendoza, D. Cano-Ott, A. Ibarra, *et al.*, *Nucl. Fusion* **62**, 106026 (2022).