

氏 名	かん だ かず たか 神 田 一 隆
授 与 学 位	工 学 博 士
学位授与年月日	昭和 53 年 3 月 24 日
学位授与の根拠法規	学位規則第 5 条第 1 項
研究科，専攻の名称	東北大学大学院工学研究科 (博士課程) 原子核工学専攻
学位論文題目	時間依存中性子束の測定によるリチウムの中性子核 データ評価法に関する研究
指 導 教 官	東北大学教授 百田 光雄
論 文 審 査 委 員	東北大学教授 百田 光雄 東北大学教授 長尾 重夫 東北大学教授 楢山 一典 東北大学助教授 平川 直弘

論 文 内 容 要 旨

1. 序 論

近年，D-T核融合炉に関する研究が盛んに進められてきている。核融合炉ブランケット工学はこの研究の一翼を担うものであり，この分野ではブランケットの核的特性の把握が重要な研究課題となっている。D-T核融合炉のブランケットの主要構成元素としてリチウムが考えられており，これから，リチウムはブランケットの核的特性を決定する上で重要な物質となっている。核的特性を計算から決定するにはまず炉を構成する元素の核データが必要である。

近年，核データの検討を目的とした中性子束の測定¹⁻³⁾が行なわれるようになってきた。これは，計算に用いる核データの信頼性を評価する上で重要な研究となっている。

本研究では時間依存中性子束を求める方法は従来の方法に比べよりの確な核データ評価法になるであろうと考え，リチウムを主要構成元素とする体系にパルス状中性子を入射させ，体系から

漏洩する中性子のスペクトルを時間の関数として測定した。そして、この結果を核データファイル (ENDF/B-IV) から作成した群定数を入力定数としてモンテカルロ計算を行なって得た結果と比較した。これにより、ENDF/B-IVに納められている ${}^7\text{Li}$ の中性子核データの妥当性の検討を行なうとともに、その値を修正する方向について提言を行なった。

2. 実験の方法

2.2 MeVに加速したパルス状 D^+ ビームを重水素ターゲットに当てて発生したD-D中性子を $40\times 40\times 40\text{ cm}$ (DD 444 と略) 及び $40\times 40\times 20\text{ cm}$ (DD 442) のリチウム体系に入射させ、時間依存中性子束を測定した。また、300 KeVの D^+ ビームをトリチウムターゲットに当てて発生したD-T中性子を $40.64\times 40.64\times 40.64\text{ cm}$ (DT 444) のリチウム体系に入射させ、同じく時間依存中性子束を測った。DD 444 体系についての実験の配置を Fig.1 に示す。検出器には内径 4.6 cm φ、厚さ 3 cm のNE 213 シンチレータを用いた。各体系は内厚 1 mm のステンレス製容器に天然リチウムを充填したブロックを用いて組立てたものである。(DD 444 及びDD 442 体系の ${}^7\text{Li}$ の原子数比は86%でDT 444 体系については78%である。)

測定データは一定の時間間隔ごとの波高分布として得られる。本研究ではこれを波高分布解析コードFERDORを用いて中性子束に変換した。

3. 実験値と計算値の比較

時間依存中性子束を時間について積分すれば従来求められてきたような中性子束が得られる。ここではこれを定常中性子束と呼ぶ。Fig. 2 にDD 444 体系について得た定常中性子束の計算値と実験値の比 (C_E) を示す。Fig. 2 では $4.5\sim 5.5\text{ MeV}$ 及び 3 MeV 以下で両者に大きな差がみられる。 $1.0\sim 2.0\text{ MeV}$ の C_E が1.0に近づいているが、これはD-D反応に付随して現われたC(d, n)反応による中性子の影響であり、実験の分解能を考慮すればこの領域は1.0から離れているといえる。一方、体系に中性子を入射させた直後に形成される中性子のスペクトルは中性子源エネルギー近傍の体系物質の核データの影響をよく反映する。DD 444 体系について得た時間依存中性子束の場合には $20.9\sim 26.8\text{ nsec}$ のスペクトルがこれに対応する。 $20.9\sim 26.8\text{ nsec}$ のスペクトルを Fig. 3 に示す。計算値と実験値の規格化は定常中性子束の800 KeV以上の面積を等しくすることによって行なった。Fig. 3 では両者の形に大きな違いがみられる。

時間依存中性子束はエネルギー依存減衰としてみることもできる。各エネルギー領域の減衰曲線の実験値と計算値の差を定量化するために次の方法によって中性子が検出器に到達する平均時間の両者の差を求める。これは、減衰曲線の実験値を計算値の縦軸及び横軸に沿って移動(横軸は 0.6 nsec ずつ移動)し、両者が重なり合うか否かを確認、重なったときの実験値の時間軸は

元の位置から何 nsec 移動したところであるかを調べることによって求める。計算値と実験値が誤差の範囲内で重なるときにはそのいずれの点でも両者が一致するとした。この方法によって求めた結果を時間差分布と呼ぶ。Fig. 4 に DD 444 体系について得た時間差分布を示す。実験上の誤差を考慮した場合には、計算に使用した核データに誤差がない場合に得られる時間差分布は Fig. 4 の点線のパターンになることが期待される。点線より負方向の値は計算値の方が実験値に比べ中性子の到達時間が遅れていることを示す。Fig. 4 では 3~4 MeV 及び 2 MeV 以下で理想的なパターンからのずれがみられる。

DD 442 体系についても同様な方法で実験値と計算値の比較を行なった。その結果 DD 442 体系についての実験値と計算値に現われた差は DD 444 体系の場合とよく似た傾向を示した。

DT 444 体系についても同様な比較を行なった。Fig. 5 に定常中性子束の計算値と実験値の比を示す。13~16 MeV は分解能による広がり considering して 1 つにまとめて C_E を計算した。実験値と計算値は 7~10 MeV で大きな違いを示している。実験値には 7~10 MeV に小さなピークが現われるが、これは ${}^7\text{Li}$ の 4.63 MeV レベルを励起する非弾性散乱を受けた中性子によるものである。この反応の断面積は ENDF/B-IV では連続レベルの非弾性散乱断面積に加えられているが、両反応は放出 2 次中性子のエネルギー分布が大きく異なる。そして、これが 7~10 MeV における実験値と計算値の差の原因となっている。この違いは中性子入射直後のスペクトルに特に大きく現われ、さらに時間差分布にも現われた。

4. 核データの改善を要する点の推定

各体系についての実験値と計算値の比較の結果をもとにして両者の差を小さくするような ${}^7\text{Li}$ の群定数変更方法の検討を行なった。その結果、3~4 MeV 及び 4~5.5 MeV における ${}^7\text{Li}$ の除去断面積を大きくし、5.5~15.5 MeV において ${}^7\text{Li}$ の 4.63 MeV レベルの非弾性散乱断面積を連続レベルの断面積から分離して取扱った方がよいという結果を得た。

4~5.5 MeV において、上の要求を満たすものには ${}^7\text{Li}(n, n' r)$ 及び ${}^7\text{Li}$ の弾性散乱の角度分布が考えられる。そこで、まず 4~5.5 MeV における ${}^7\text{Li}(n, n' r)$ 反応の断面積を約 20% 増し、その変化分は弾性散乱断面積で補償した。この変更によって作成した群定数をここでは MODIFIED-1 と略称する。MODIFIED-1 を用いて DD 444 体系についての計算を行ない、実験値と比較した結果、時間差分布及び定常中性子束に両者の差の若干の改善がみられた。Fig. 6 に定常中性子束の比を示す。しかし、20.9~26.8 nsec の定常中性子束の形はほとんど改善されなかった。

次に、 ${}^7\text{Li}(n, n' r)$ 反応の断面積の測定値を調べてみると従来のものに比べより信頼性の高い値が報告⁴⁻⁵⁾されている。しかし、 ${}^7\text{Li}(n, n' r)$ 反応の断面積に新しい測定値を用いて計算

した結果、両者の差は元の群定数を用いた場合に比べ改善されないばかりでなく、一部では差が大きくなるところも現われた。これらの経験から ${}^7\text{Li}(n, n'r)$ 反応の断面積のみでは両者の差を小さくすることが困難であることがわかった。そして、両者の差を小さくするには弾性散乱の角度分布の前方性を弱くする必要があるといえる。

4.2 MeV以上の弾性散乱の角度分布は ${}^7\text{Li}(n, n'r)$ 反応の角度分布を重心系で等方であるとして測定値からその分を差引いて得られる。従って、 ${}^7\text{Li}(n, n'r)$ 反応の断面積を変えた場合には弾性散乱の角度分布も修正する必要がある。 ${}^7\text{Li}(n, n'r)$ 反応の断面積に新しい値を用いた場合には弾性散乱の角度分布は前方性を弱くする方向へ修正されることになる。また、新しい測定値は3~4 MeVでENDF/B-IVの値より大きくなっていることから3~4 MeVの除去断面積を大きくするという要求にも応えることができる。以上のことから、 ${}^7\text{Li}(n, n'r)$ 反応の断面積には新しい測定値を用いた方がよいことがわかる。

4.63 MeVレベルを励起する非弾性散乱断面積に関しては、測定値をもとにして2種類の群定数を作成した。両者には、それぞれ14 MeVで60 mb (MODIFIED-3)及び160 mb (MODIFIED-4)の値を与えた。そして、その角度分布を前者はENDF/B-IVの連続レベル非弾性散乱に与えられている値と等しいとし、後者は重心系で等方とした。MODIFIED-3及び-4を用いて計算を行ない実験値と比較した結果いずれも実験値との差は改善された。MODIFIED-4を用いて計算したDD444体系の定常中性子束と実験値の比をFig. 7に示す。MODIFIED-3及び-4を用いて計算した経験から、4.63 MeVレベルを励起する非弾性散乱の断面積は14 MeVでMerchez等⁶⁾の値に近く、角度分布は重心系で弱い前方性を持つであろうと考えられる。

5. 結 論

本研究ではリチウム体系を用いて時間依存中性子スペクトルを測定し、これに対する計算値をモンテカルロ計算によって求めた。そして、定常中性子スペクトルとして、あるいはパルス状中性子入射直後のスペクトルとして、さらには時間差分布として比較した。その結果、いずれの体系についても実験値と計算値に不一致が現われた。これから、ENDF/B-IVに納められている ${}^7\text{Li}$ の中性子核データに問題点のあることがわかった。次いで、実験値と計算値に現われた差異及び ${}^7\text{Li}$ の断面積の測定値をもとにして、ENDF/B-IVから作成した群定数の一部を変更し、これを用いて再び計算を行ない、両者の差がどのように変化するかを調べることによってENDF/B-IVに納められている ${}^7\text{Li}$ の核データの評価を行なうことができた。

リチウムは鉄、ウランなどに比べ質量数が小さいために弾性散乱による減速の効果は他の反応による減速効果に対し無視できなくなる。このため、実験値と計算値の不一致の原因を弾性外散

乱断面積のみに求めることはできない。このような難点があるにも拘らず、 ${}^7\text{Li}$ の核データの評価を行なうことができたのは時間依存中性子束を求める方法が定常中性子束のみによる方法に比べ、より多くの的確な核データに関する情報を与えることができたためである。特に、計算値と実験値の差を小さくするための群定数変更方法の推定では定常中性子束の比較からは不適当な推定も得られたのに対し、他は全く正しい推定を与えた。これから、核データの評価にはパルス状中性子入射直後のスペクトル及び時間差分布が重要な役割を果たしたといえる。

以上のことから、本研究で試みる時間依存中性子束を用いる方法は軽い元素を含め多くの元素について中性子核データの評価に有効な方法であると結論できる。

References

- 1) B.K. Malaviya, N.N. Kaushal, M. Becker, E.T. Burns, A. Ginsberg and E.R. Gaerttner : Nucl. Sci. Eng., 47, 329 (1972)
- 2) H. Bluhm, G. Fieg and H. Werle : Nucl. Sci. Eng., 54, 300 (1974)
- 3) L.F. Hansen, C. Wong, T. Komoto and J.D. Anderson : Nucl. Sci. Eng., 60, 27 (1976)
- 4) G. Presser and R. Bass : Nucl. Phys., A182, 321 (1972)
- 5) J.K. Dickens, G.L. Morgan, G.T. Chapman, T.A. Love, E. Newman and F.G. Perey : Nucl. Sci. Eng., 62, 515 (1977)
- 6) F. Merchez, V. Regis and N.V. Sen : Compt. Rend., 260, 3922 (1965)

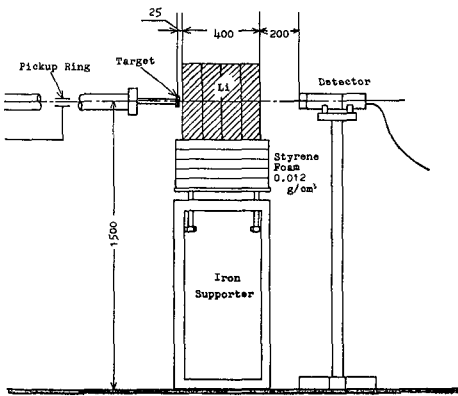


Fig. 1 実験配置図

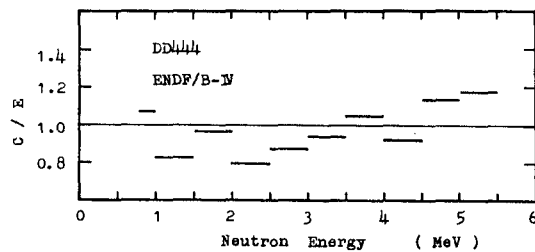


Fig. 2 定常中性子束の計算値と実験値の比

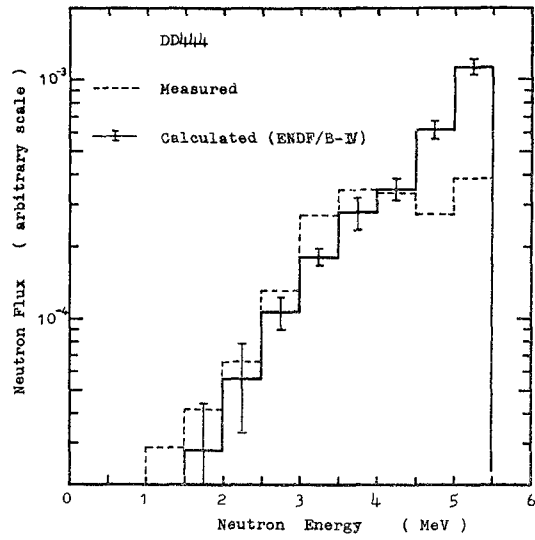


Fig. 3 20.9~26.8nsecのスペクトル

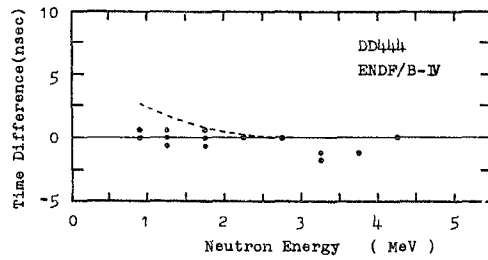


Fig. 4 時間差分布

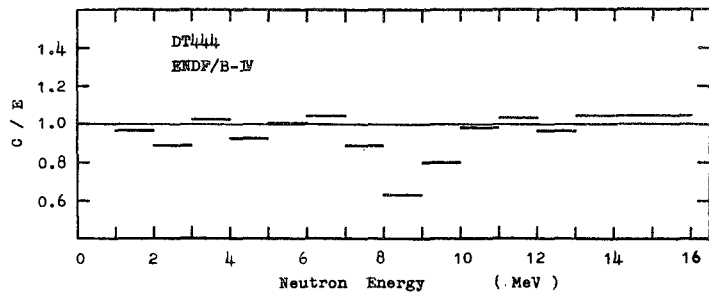


Fig. 5 定常中性子束の計算値と実験値の比

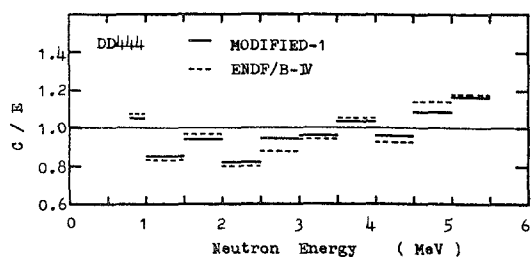


Fig. 6 定常中性子束の計算値と実験値の比

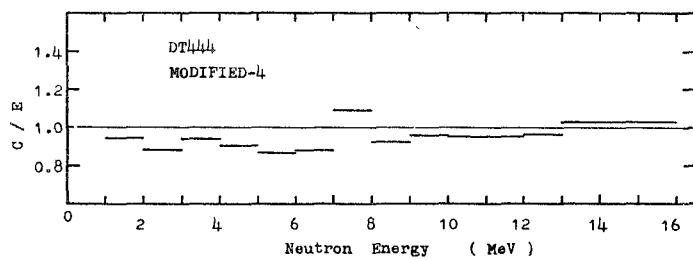


Fig. 7 定常中性子束の計算値と実験値の比

審査結果の要旨

近年、重水素-三重水素核融合炉に関する研究が盛んに進められてきている。核融合炉ブランケット中性子工学はその一翼を担うものであり、ブランケット内における三重水素の増殖、発熱量分布、放射線損傷の原因となる各種放射線の強度分布、放射線の遮蔽などのいわゆる核的特性を把握することを研究課題としている。これらの研究の共通の基盤として、中性子束の分布を空間及びエネルギーの関数として計算することが必要となるが、そのためにはまず、炉の構成要素の核データの正確な値をそろえなければならない。

本研究は、ブランケットの主要構成要素であるリチウムの中性子核データについて、いわゆる積分実験において時間依存中性子束の測定により、その妥当性を検証する方法を研究したもので、全編7章よりなる。

第1章は序論であり、本研究の背景と目的を述べている。

第2章では、リチウム体系における中性子スペクトルの研究の現状について述べ、特に時間依存中性子スペクトルの測定結果を使用して核データの検討を行う場合に考えられる問題点について考察している。

第3章では、リチウムの体系にパルス状に打込まれた高速中性子が体系内で形成するスペクトルを時々刻々に測定する本研究の実験方法が記されている。リチウムの体系について時間依存中性子スペクトルの測定を行った研究は、国の内外を問わず未だ報告されていない。

第4章では、時間依存中性子スペクトルを計算するために著者が作成したモンテカルロ計算コード、及び群定数の説明が行われている。

第5章では実験によって得られた時間依存中性子スペクトルと、計算によって得られたものとの比較検討を行っている。時間依存中性子スペクトルをエネルギー群ごとの中性子強度減衰曲線に変換して実験値と計算値を定量的に比較する方法は著者の着想であり、時間依存中性子スペクトルの解析の新しい一手法である。

第6章では前章の検討に基づき、現存の核データを修正する方向について提言を行っている。この際時間依存中性子スペクトルの測定による核データの検討は、従来の定常スペクトルのみによる方法に比べ、対比すべき情報量が多く、かつそれらの情報は中性子の減速過程に関するものであるが故に、核データのうちでも最も不確実さの大きい散乱断面積の検討に特に有効であることを示している。

第7章は結論である。

以上要するに本論文は、時間依存中性子スペクトルの実測値と計算値との対比により、リウマチ核データを評価する方法を開発したもので、原子核工学に寄与するところが少なくない。

よって、本論文は工学博士の学位論文として合格と認める。