

## ロスアラモス国立研究所の加速器における 中高エネルギー二重微分断面積測定

九州大学大学院工学研究院  
エネルギー量子工学部門  
石橋健二、執行信寛  
ロスアラモス国立研究所  
Robert C. Haight

### 1. はじめに

中高エネルギー陽子加速器は、原子炉で生成される長寿命放射性廃棄物の核変換処理用の加速器駆動未臨界炉、または陽子線によるガン治療などへの応用が期待されている。これらのことから中高エネルギー領域における核反応断面積の高精度化に多大な関心が寄せられるようになってきた。加速器駆動未臨界炉などの施設の核設計に関連して、1980年代後半から、陽子入射中性子生成二重微分断面積 (DDX) が精力的に測定されてきた。[1-8]これらの測定データは、核内カスケード・蒸発 (INCE) 模型[9]や量子分子動力学 (QMD) 模型[10]、量子力学的前平衡計算手法である Hauser-Feshbach コード[11]の改良などに貢献してきた。例えば近年の INCE 模型計算コードは 1970 年代に開発された INCE 模型の原型のコード HETC (High Energy Transport Code) と比較して、粒子生成・輸送の高精度な予測ができるように改善されている。また INCE 模型や QMD 模型で使用される実効的な核子・核子衝突断面積に対する媒質効果の導入や FKK (Feshbach-Kerman-Koonin) 理論中の  $V_0$  パラメータの修正などにも有用な情報[12]を与えてきた。

しかしながら、陽子入射データだけでは核反応の限定的な情報しか得られない。特に中高エネルギー領域における中性子過剰核の重いターゲット原子核中では陽子・中性子衝突から始まる核内カスケード反応が支配的になるので、陽子入射と中性子入射では反応の状況に差が生じると予想される。そのため中性子入射断面積データは核内カスケード過程全体を理解する上で重要な役割を果たすと考えられる。FKK 計算では  $V_0(p-p)/V_0(p-n)$  の値を決定するために、中性子入射反応データが必要であることが分かっている。しかしこれまで、中性子入射 DDX は数十 MeV と低い入射エネルギー領域でわずかに測定されているに過ぎず、100 MeV 以上では全く測定されていない。

一方、50 MeV から 300 MeV のエネルギー領域では、原子核の光学ポテンシャルの様相が連続的に大きく変わることが知られている[13]。陽子入射 DDX データはこの領域をまばらにカバーしている状況である。厚いターゲットに GeV 程度の陽子を入射した場合の中性子収量の実験データを INCE 模型計算コードの結果と比較すると、数十 MeV 領域では一致しないことが分かっている。このため中性子入射による DDX データを、この原子核のポテンシャルが連続的に変化する領域で測定することが必要と考えられる。

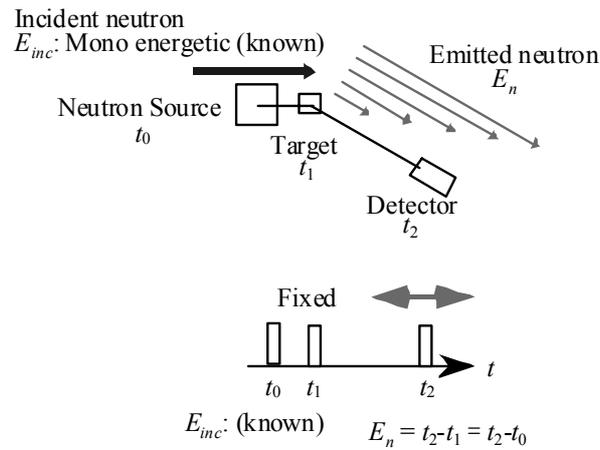
米国ロスアラモス国立研究所 (LANL) にあるロスアラモス中性子科学研究センター (LANSCE) の Weapons Neutron Research (WNR) 施設[14]では短時間パルスで強力な中性子を供給することができる施設として知られている。そこで、この施設で実験を行えば、光学ポテンシャルが変化する領域をカバーすることができ、FKK や INCE 模型のコードを改善する上で必要な陽子入射データを相補する情報が得られると期待される。このような実験結果が得られれば、高い精度で中性子輸送計算が行えるようになり、原子核工学の分野に多大な貢献となると期待される。しかしながら、WNR 施設では核破碎中性子源を使用しているため、入射中性子のエネルギーは単一ではなく連続的に分布しているという問題がある。したがって、通常、中高エネルギー中性子のエネルギー測定で使われる飛行時間 (TOF) 法を採用することができず、放出中性子をラディエータで陽子に変換することなどによって変換粒子のエネルギーを測定する必要がある。また WNR 施設は比較的中性子のバックグラウンドレベルが高いので、放出中性子とバックグラウンド粒子を容易に弁別できる検出器系が要求される。この点から、本研究では無機シンチレータの周囲に有機シンチレータを接着したホスウィッチ構造の検出器を採用した。さらにこの放出中性子のエネルギー測定とは別に、入射中性子のエネルギーも同時に測定する必要があり、これには TOF 法を使用することとした。

このようにして、本研究では、WNR 施設における連続エネルギースペクトル中性子入射中性子生成( $n, xn$ )二重微分断面積の測定を実施中である。本稿ではこの実験手法と予備的な実験データ解析の結果について述べる。

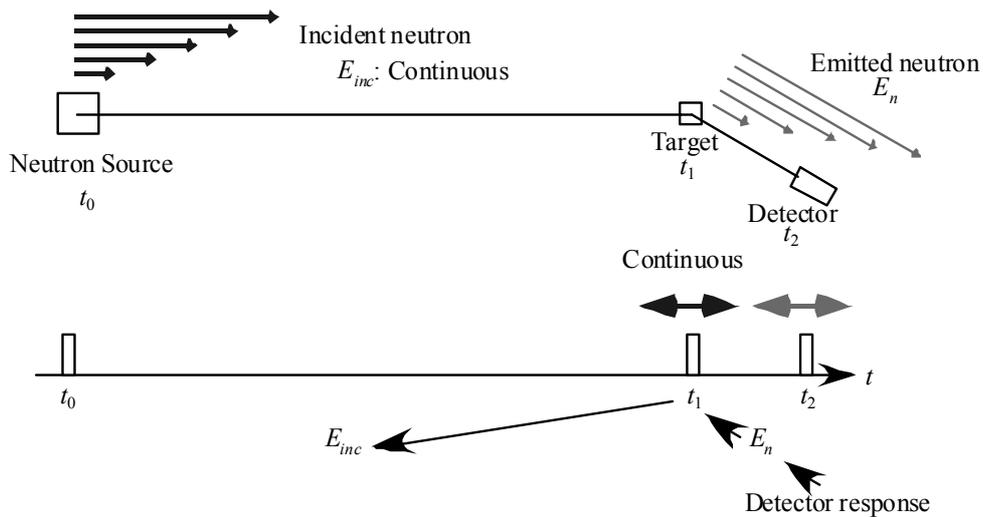
## 2. 実験

### 2.1 入射中性子と放出中性子のエネルギー測定方法

WNR 施設では、線形加速器からの 800 MeV 陽子をタングステン核破碎ターゲットである Target-4 に入射させ、幅広いエネルギースペクトルを持つ入射中性子を生成する (白色中性子源)。このような状況のため、ターゲットサンプルからの放出中性子を測定しても、入射中性子がターゲットサンプルを通過した時間を把握することができない。そこで、放出中性子の発生時刻を知ることができず、放出中性子のエネルギーを TOF 法を利用して求めることができない。本研究では、ターゲットサンプルから放出される中性子をポリエチレンラディエータに入射させ、そこから放出される反跳陽子が無機シンチレータでエネルギーを測定する反跳陽子法を採用した。本研究での測定手法を概念的に図 1 に



(準)単色中性子源の場合、1度に1種類の入射エネルギーしか利用できない



白色中性子源の場合、1度に全ての入射エネルギーに対して測定できる

図1 入射及び放出中性子の測定法

示す。一方、入射中性子のエネルギーは次の手法で求める。まず加速器からの信号と反跳陽子検出器の信号間で飛行時間を測定する。その後、反跳陽子法で求められた放出中性子のエネルギーから放出中性子の飛行時間を求め、それを全体の飛行時間から引く。このようにして、入射中性子の飛行時間が得られ、入射中性子のエネルギーを知ることができる。

## 2.2 高エネルギー中性子測定

ホスウィッチ型検出器の利点

高い中性子バックグラウンド環境下での(n, xn)測定

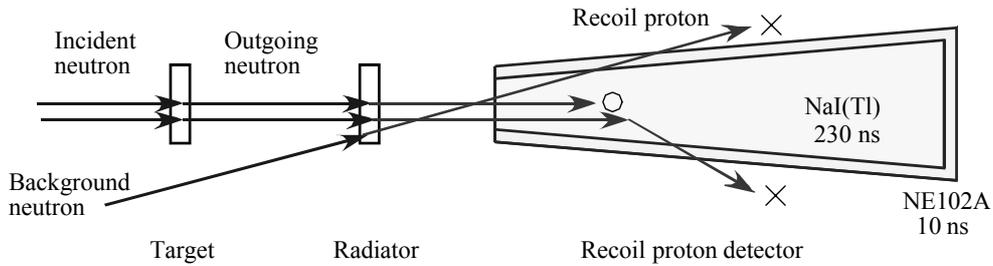


図2 ホスウィッチ型検出器の利点

実験室（検出器小屋）が位置する場所はバックグラウンド中性子が比較的高い環境であるので、検出された事象がラディエータからの反跳陽子なのか、バックグラウンド粒子なのかを弁別する必要がある。本研究ではこの問題を解消するため、無機シンチレータの周囲に有機シンチレータを密着させたホスウィッチ構造の検出器を作製した。ホスウィッチ型検出器の利点を図2に示す。

この構造を利用して、無機シンチレータのみで発光した事象は、ポリエチレンラディエータからの反跳陽子がまっすぐ検出器に入射して全てのエネルギーを検出器に付与したものであることを確認できる。一方、有機シンチレータで発光した事象はラディエータからの陽子が(1)斜めに検出器に入射して有機シンチレータを横切ったり、(2)エネルギーが高すぎて検出器を通過し持つエネルギーの一部だけを検出器に付与したり、(3)体系外から検出器に入射するバックグラウンド事象に相当する。無機シンチレータ NaI(Tl)の発光の減衰時間は 230 ns であり有機シンチレータ NE102A の場合の 10 ns と異なるので、シンチレータ後方に接着した光電子

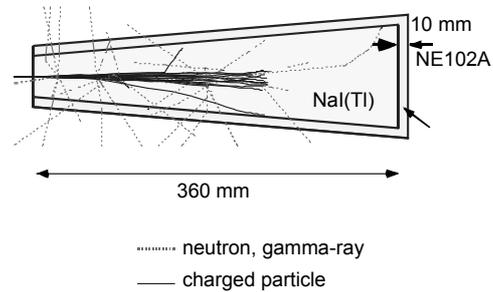


図3 300MeV 陽子に対する検出器内の粒子の軌跡

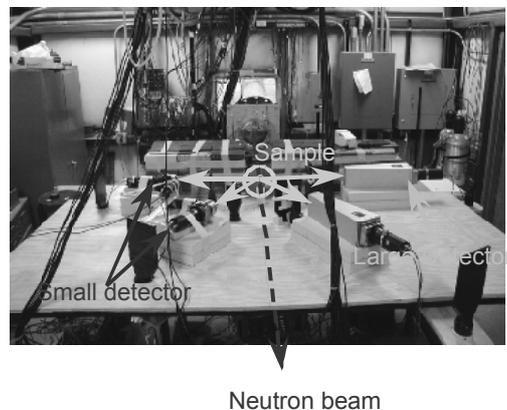


図4 検出器小屋内の様子

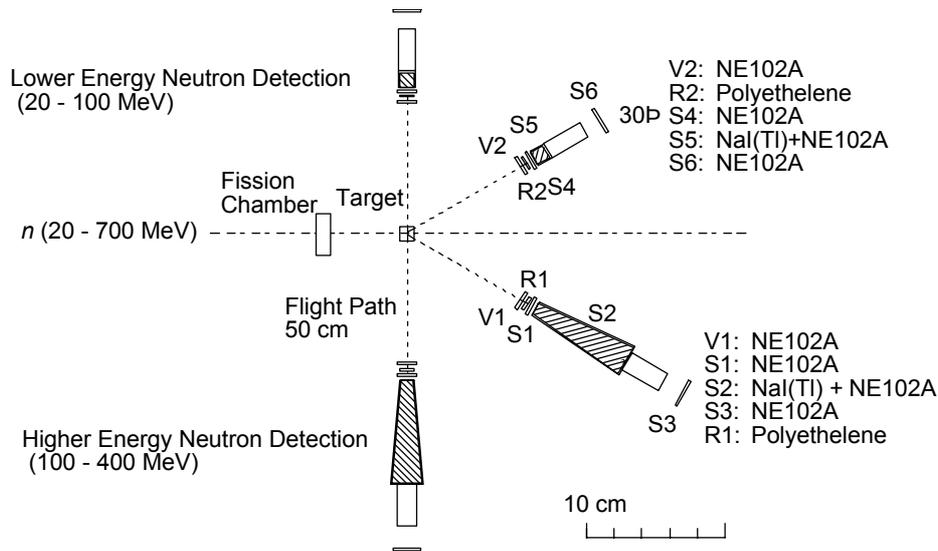


図5 検出器等のセットアップ

増倍管からの信号を波形弁別することで、どちらのシンチレータで発光した事象かを識別することができる。GEANT4[15]で計算した 300 MeV 陽子を入射した場合の反応の様子を図3に示す。

実験は WNR の中で最も飛行距離が長い 4FP15L ビームラインで行った。核破碎ターゲットと実験室（検出器小屋）までの距離は 90 m である。検出器小屋内部の様子を図4に、検出器等の配置を図5に示す。予備実験では、入射中性子エネルギーは 20MeV から 700 MeV、測定角度は 30°と 90°とした。ターゲットサンプルには直径 5 cm、厚さ 4 cm の鉄と直径 5 cm、厚さ 2 cm の鉛を使用した。反跳陽子ラディエータには直径 5 cm、厚さ 2 cm のポリエチレンを用いた。ターゲットとホスウィッチ検出器の間の距離は 50 cm とした。ラディエータの前には荷電粒子弁別用のプラスチックシンチレータを置き、後方にはラディエータからの反跳陽子が通過したことを確認するため、 $\Delta E$  検出器として薄いプラスチ

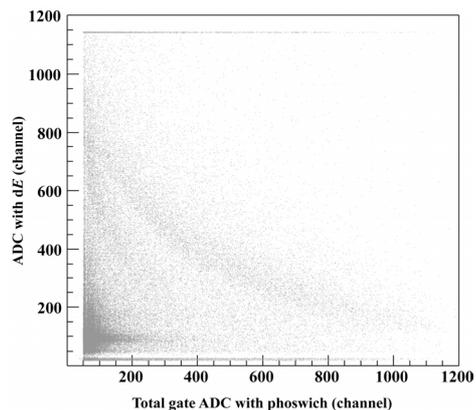


図6 ホスウィッチ検出器とプラスチックシンチレータによる波形弁別

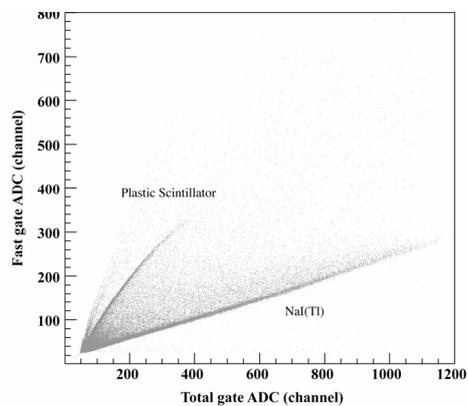


図7 NaI(Tl)部分とプラスチックシンチレータ部分による波形弁別

ックシンチレータを設置した。ホスウィッチ検出器の後方には反跳陽子が検出器を通過した事象のモニターのためにプラスチックシンチレータを設置した。この実験室は Target-4 方向からのバックグラウンドレベルが高い環境にあるので、検出器から見てビーム上流方向に鉛と鉄でシールドを設置した。また実験室（検出器小屋）上流の屋外においては、中性子ビーム配管の周囲にコンクリートブロックを設置し、バックグラウンド中性子の低減をはかった。また、入射中性子のビーム強度を把握するために、 $^{238}\text{U}$  核分裂電離箱を検出器体系の上流に設置した。図 4、5 にあるように、当初は低エネルギー中性子測定用に小型のホスウィッチ検出器を利用していたが、バックグラウンドレベルが高いためと実効的な検出器効率が低いため結果的に利用せず、後述のように検出効率の高い液体有機シンチレータによる測定に変更した。

図 6 にホスウィッチ検出器と直前のプラスチックシンチレータによる波形弁別の様子を示す。これらの図から反跳陽子とそれ以外の荷電粒子が弁別できることが分かった。次にホスウィッチ検出器自体の波形弁別の様子を図 7 に示す。これらの図から無機シンチレータによる発光と有機シンチレータによる発光が弁別できていることが確認できた。加速器の信号とホスウィッチ検出器の間の飛行時間の様子を図 8 に示す。

本研究では反跳陽子を生成するためにラディエータとしてポリエチレンを用いたがこの中には水素の他に炭素も含まれている。よって炭素から放出される陽子の寄与を差し引くために、ポリエチレンラディエータとほぼ同じ量の原子数の炭素を用いた測定も行った。さらにバックグラウンドの寄与を差し引くためにラディエータなしについても測定を行った。また、ターゲットサンプル（鉄）を置かない場合にも、これら 3 種類のラディエータによる測定を行った。

以上のことから反跳陽子が検出器に全てのエネルギーを付与した事象だけを抜

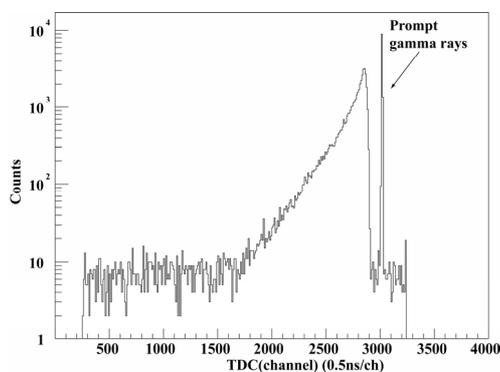


図 8 飛行時間スペクトル

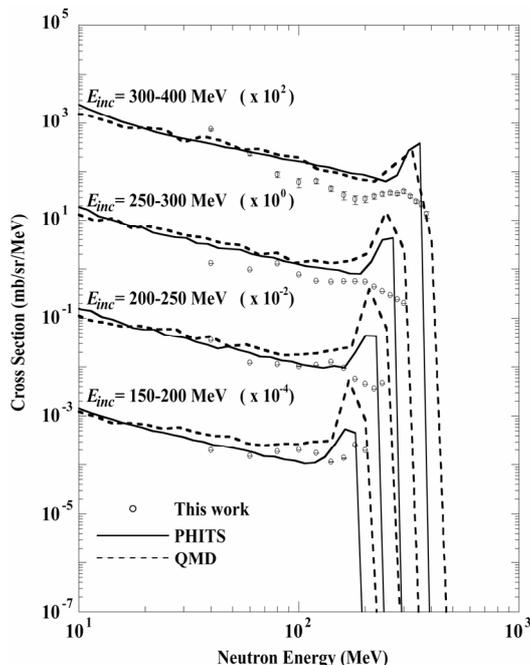


図 9 中性子入射中性子生成二重微分断面積の測定結果

き出したのち、発光量をエネルギー付与に換算し、放出中性子のエネルギーも求めた。その後放出中性子のエネルギーと飛行時間から入射中性子のエネルギー情報を得た。

この結果得られた断面積データの例を図 9 に示す。これは鉛をターゲットとしたときの入射中性子が 150 MeV から 400 MeV の場合結果である。実験値はピーク効率や応答関数の補正を行う前の段階の値である。INCE 模型計算コードである PHITS[16]や QMD などの計算値と比較して実験値は小さな値となっている。これは上述の補正を行っていないためと理解される。

### 2.3 低エネルギー中性子測定

放出中性子のエネルギーが 100MeV 以下の領域では、バックグラウンド中性子のレベルが高いため、検出効率が低い反跳陽子法では実用的な測定にならない。そこで、この領域の中性子の測定には、実効的な検出効率が高い液体有機シンチレータ NE213 を用いた直接測定が有用であると考えられる。

この場合も、ホスウィッチ検出器を用いた場合と同様に、放出中性子のエネルギーはシンチレータの発光量から求め、入射中性子エネルギーは TOF 測定により求めることとした。このときの実験室（検出器小屋）内の様子を図 10、検出器等の配置を図 11 に示す。ターゲットサンプルから検出器までの距離はおよそ 70cm、測定角度は 15°、30°、60°、90°、120°、150° である。放出中性子検出器として直径



図 10 液体有機シンチレータで測定した時の実験室内の様子

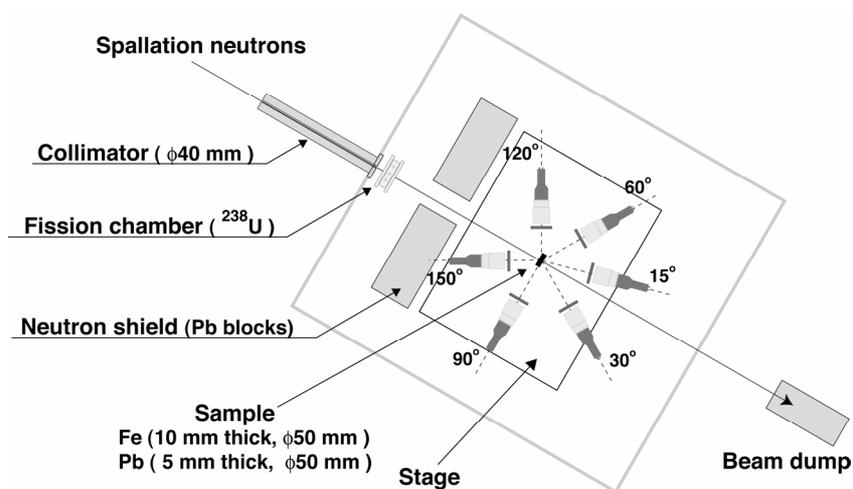


図 11 液体有機シンチレータ測定時の検出等の配置

12.7 cm、厚さ 12.7 cm の NE213 液体有機シンチレータを用いた。各検出器の前には荷電粒子弁別用のプラスチックシンチレータを置いた。入射中性子数の把握には核分裂電離箱を利用した。ターゲットサンプルには鉄（直径 5cm、厚さ 1cm）と鉛（直径 5cm、厚さ 5mm）を使用した。

NE213 液体有機シンチレータは中性子だけではなく $\gamma$ 線にも有感であるため、中性子による信号と $\gamma$ 線によるそれを弁別する必要がある。その弁別の様子を図 12 に示す。

中性子に対する有機シンチレータの応答は荷電粒子に対するものと異なる。あるエネルギーの中性子が検出器に入った時にシンチレータの発光量はある応答関数を持ち、発光量から直接中性子エネルギーを求めることができない。そこで、シンチレータの発光量分布を応答関数を用いてアンフォールディングする必要がある。本実験において NE213 の応答関数は、まず一般に広く利用されている SCINFUL コード[17]に QMD の計算手法を取り入れ、適用エネルギーを 3GeV までに拡張した SCINFUL-QMD コード[18]から求めた。しかしながら、これだけでは検出器個々の個性まで得られないので不十分である。そこで、Target-4 から 4FP15L ビームラインに来る中性子をコリメーションして数を減らした上で、直接液体有機シンチレータに入射してその応答関数と検出効率を実験的に求めることにした。

シンチレータの発光量スペクトルを応答関数を用いてアンフォールディングして得られた断面積の例を図 13、14 に示す。実験結果が測定角度によって GNASH による計算結果よりも高くなったり低くなったりしているところがあるが、これは応答関数に

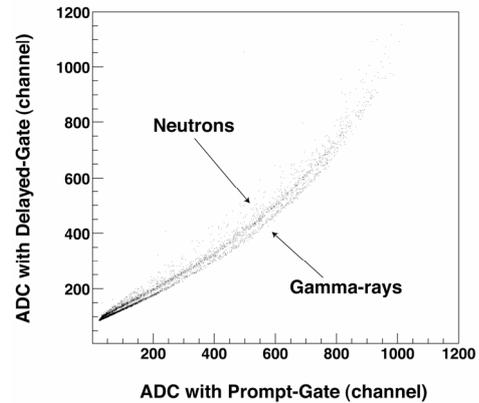


図 12 中性子と $\gamma$ 線の弁別

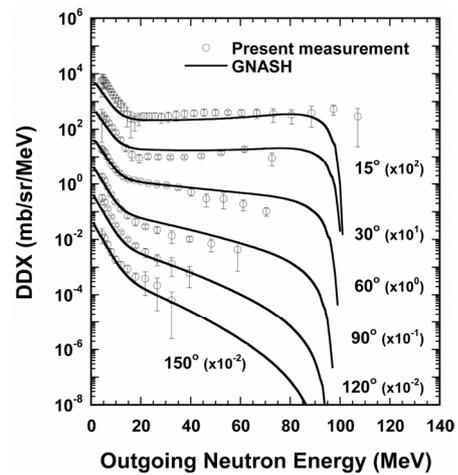


図 13 100MeV 中性子を鉄サンプルに入射した時の中性子生成断面積

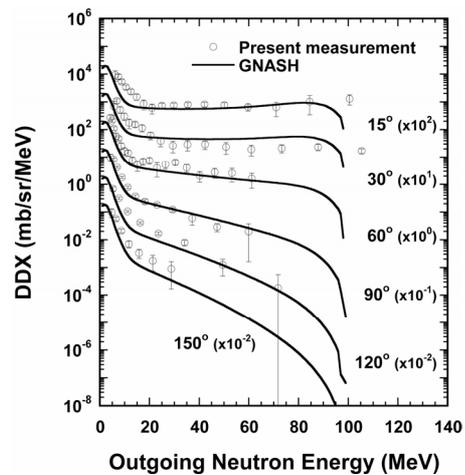


図 14 100MeV 中性子を鉛サンプルに入射した時の中性子生成断面積

SCINFUL-QMD の計算結果をそのまま利用して、実験的に得た応答関数をまだ使用していないためであると考えられる。今後実験で得られた応答関数を用いてアンフォールディングすることで、計算結果との比較を行なう必要がある。

### 3. まとめ

連続エネルギースペクトルの中性子源を有するロスアラモス国立研究所の WNR 施設において、中性子入射中性子生成二重微分測定を実施中である。一般的に高エネルギー中性子のエネルギー測定に使用される飛行時間法が使用できないため、放出中性子のエネルギーを反跳陽子法で測定した。この際、反跳陽子のエネルギーが全て検出器に付与されたかどうかの判定やバックグラウンド事象の弁別のために無機シンチレータの周囲に有機シンチレータを接着したホスウィッチ型の検出器を採用した。反跳陽子法は実効的な検出効率が低いため、100MeV 以下の低エネルギー領域では実用的ではない。そこでこの領域では、液体有機シンチレータを用いて直接的に放出中性子のエネルギーを測定することとした。一方、入射中性子のエネルギーは飛行時間法で求めることにした。このような手法で中性子入射中性子放出二重微分断面積を予備的に測定・解析したところ、本研究で採用した実験手法の有用性がほぼ確認できた。今後はこの手法で様々なターゲット核種に対して断面積測定を行い、INCE や QMD 模型の問題点を見いだし、計算コード改良のための知見を得ることが期待される。

### 参考文献

- [1] M.M. Meier, *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.*, **102**, 310 (1989).
- [2] W. Scobel, *et al.*, *Phys. Rev.*, **C40**, 2010 (1990).
- [3] M.M. Meier, *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.*, **110**, 289 (1992).
- [4] S. Stamer, *et al.*, *Phys. Rev.*, **C47**, 1647 (1993).
- [5] M.M. Meier, *et al.*, *Rad. Eff.*, **96**, 73 (1986).
- [6] W.B. Amian, *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.*, **112**, 78 (1992).
- [7] K. Ishibashi, *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **34**, 529 (1997).
- [8] S. Leray, *et al.*, Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Pt II, 1426 Trieste, Italy (1997).
- [9] Y. Nakahara, *et al.*, JAERI-M 82-198 (1982).
- [10] K. Niita, *et al.*, *Phys. Rev.*, **C52**, 2620 (1995).
- [11] P.G. Young, *et al.*, LA-12343-MS (1992).
- [12] W.A. Richter, *et al.*, *Phys. Rev.*, **C54**, 1756 (1996).
- [13] F.S. Dietrich, *et al.*, Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Pt I, 402 Trieste, Italy (1997).
- [14] <http://wnr.lanl.gov/>

- [15] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [16] H. Iwase, *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **39**, 1142 (2002).
- [17] J.K. Dickens, ORNL-6436 (1988).
- [18] D. Satoh, *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **Suppl. 1**, 657 (2002).