

JAERI - M  
91-059

$^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{12}\text{C}$ の18MeV中性子に対する  
中性子二重微分断面積の測定

1991年4月

馬場 譲<sup>\*</sup>・松山 成男<sup>\*</sup>・伊藤 卓也<sup>\*</sup>  
伊藤 伸夫<sup>\*</sup>・前田 一人<sup>\*</sup>・平川 直弘<sup>\*</sup>

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

---

編集兼発行　日本原子力研究所  
印　　刷　　株原子力資料サービス

$^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{12}\text{C}$  の 18 MeV 中性子に対する  
中性子二重微分断面積の測定

日本原子力研究所東海研究所物理部

馬場 譲\*・松山 成男\*・伊藤 卓也\*  
伊藤 伸夫\*・前田 一人\*・平川 直弘\*

(1991年3月2日受理)

東北大学工学部 4.5 MV ダイナミotron 加速器をパルス中性子源とする飛行時間法により、 $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  及び  $^{12}\text{C}$  の 18 MeV 入射中性子に対する中性子生成二重微分断面積の測定を行った。実験においては、新たにポストショッパーを用い、中性子検出器のタイミング特性を改善することにより、エネルギー分解能の向上を図った。

測定は、 $30^\circ \sim 145^\circ$  の実験室系角度において行い、0.8 ~ 18 MeV の二次中性子についてのデータを得た。データ処理において、本実験で特に問題となる中性子源の寄生成分に伴うバックグラウンドの補正に留意した。

得られたデータを JENDL - 3, ENDF/B - IV ( $^{12}\text{C}$  については B - V) のデータと比較し、食い違いの原因を検討した。 $^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の結果にみられる二次中性子の非等方性は、核分裂中性子の等方性を仮定すると Kalbach-Mann systematics により全体的に再現されることが分かった。 $^{12}\text{C}$  に対する実験結果は、散乱断面積と連続中性子領域のスペクトルにおいて両評価値とかなりの差を示した。

---

本報告は、日本原子力研究所が東北大学に委託して行った研究の成果である。

東海研究所：〒319-11 挨城県那珂郡東海村白方字白根 2-4

\* 東北大学

Measurement of Double-differential Neutron Emission Cross  
Sections of  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{12}\text{C}$  for 18 MeV Neutrons

Mamoru BABA\*, Shigeo MATSUYAMA\*, Takuya ITO\*  
Nobuo ITO\*, Kazuto MAEDA\* and Naohiro HIRAKAWA\*

Department of Physics  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received March 2, 1991)

Double-differential neutron emission cross sections of  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{12}\text{C}$  have been measured for 18-MeV incident neutrons using the neutron time-of-flight technique and Tohoku University 4.5MV Dynamitron accelerator as a pulsed neutron generator. In the experiment, energy resolution of the spectrometer was improved by employing a newly developed post-acceleration beam-chopper and by adjustment of timing property of the neutron detector.

Measurements were made at laboratory angles between 30- and 145-deg., and data were obtained for secondary neutrons between 0.8 and 18 MeV. In the data processing, a care was taken for the data correction for the effects of parasitic neutrons associated with primary neutrons; the correction proved to be of special importance in the present measurement.

We compared the data obtained in the present experiment with the evaluated data, JENDL-3 and ENDF/B-IV (B-V for  $^{12}\text{C}$ ), and discussed the origin of the discrepancies. The anisotropy observed for secondary neutrons from  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$  was found to be reproduced by Kalbach-Mann systematics on the assumption of isotropy of fission neutrons.

---

This work was performed by Tohoku University under contract with Japan Atomic Energy Research Institute.

\* Tohoku University

The experimental results for  $^{12}\text{C}$  showed marked discrepancies concerning the scattering cross sections and neutron spectrum in the continuum region.

Keywords: Double-differential Neutron Emission Cross Sections,  $^{238}\text{U}$ ,  
 $^{232}\text{Th}$ ,  $^{12}\text{C}$ , 18 MeV Incident Neutrons, Data Comparison,  
Kalbach-Mann Systematics

## 目 次

1. 序 論 .....	1
2. 実験方法 .....	2
3. データ処理 .....	6
4. 結果と考察 .....	8
5. まとめ .....	12
謝 辞 .....	13
参考文献 .....	13

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Experimental Method .....	2
3. Data Analyses .....	6
4. Results and Discussion .....	8
5. Summary .....	12
Acknowledgement .....	13
References .....	13

## 1. 序論

高エネルギー中性子と原子核の相互作用に関する核データは、今後進展が期待される高エネルギー加速器を用いた加速器消滅炉、増殖炉、核融合炉とその材料試験装置及び医療用中性子源などの設計において基本となるものである[1]。とりわけ二次中性子のエネルギーと角度に関する二重微分面積 (DDX) はこれらのシステムの中性子スペクトル形成に基本的な役割を演じるため、核設計や遮蔽設計の基本的データであるとともに、高エネルギー中性子場で特に問題となる照射損傷評価のための反跳原子スペクトルの計算においても不可欠なものである。また DDX は中性子放出を伴う核反応の断面積と中性子スペクトルの情報を含むため、二次荷電粒子や二次 $\gamma$ 線スペクトルとともに核データ評価に用いられる理論計算のモデルやパラメーターの検証においても有用な情報源となっている。

このため、世界各所において DDX の測定と解析が進められ、東北大学においても数 MeV から 18 MeV の中性子エネルギー領域で測定を行ってきた [2~5]。しかしながら現在までに報告されている実験データのほとんどは中性子源の制約などから 14 MeV 領域に集中しており、15 MeV 以上の領域では、東北大学における 18 MeV 中性子に対するデータ [4] と Ohio 大学における 25.7 MeV 中性子に対するデータ [6] があげられるのみである。これら 18 MeV と 25 MeV におけるデータは、DDX のエネルギー依存性の評価などにおいて有用な参考データとして用いられているが、測定された核種は限られており、さらにアクチニドを含む広範な核種に対しての実験データが必要と考えられる。

本研究では以上の点をふまえ、1.2 MeV ~ 14 MeV 領域の中性子に対する  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  に対する実験 [2,3] に続き、入射中性子エネルギー 18 MeV において  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{12}\text{C}$  について放出中性子二重微分面積の測定を行った。

$^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  は加速器を用いた消滅・増殖炉やハイブリッド炉における主要核種となるものであり、その DDX は炉の核設計において最も基本となる物理量と考えられる。これらの核種の場合、その DDX は非弾性散乱や  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  などの反応による二次中性子に核分裂中性子が重畳したものとなる。高エネルギー領域では、一次核分裂  $(n, f)$  に加え、 $(n, n'f)$ ,  $(n, 2nf)$  などの multiple-chance fission が寄与するようになるため、核分裂中性子は DDX の大きな割合を占めるようになる。そのため理論計算においては、散乱過程と核分裂の競合及び核分裂中性子のスペクトルを厳密に考慮することが必要となる。近年 Dresden 工科大学 [7] や LANL [8] などにおいて、多次の核分裂モードも考慮した DDX や核分裂スペクトルの理論計算法の開発が進められており、計算との比較検討のために実験データが要請されている。高エネルギー入射中性子に対しては、核分裂中性子のみを分離した核分裂スペクトルの測定はきわめて困難であるため、二次中性子スペクトルデータは核分裂中性子の放出過程に関しても間接的ながら有用な情報を提供するものと期待されている [7,8,9]。

$^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の DDX と核分裂スペクトルに関しては Dresden 工科大学や Obninsk などにおける

数MeV領域での測定[9]、本グループによる1.2MeV～14MeVの領域での測定[3]などによって14MeV以下のエネルギー領域では一定程度データが蓄積されてきたといえるが、15 MeV 以上の領域での実験データは皆無に等しい。

$^{12}\text{C}$ に関しては生体構成元素としての重要性などにより、15MeV以上においても我々を含むいくつかのグループが散乱断面積の実験データを報告しており[4,10]、そのDDXデータは実験手法などの検証に有用である。 $^{12}\text{C}$ のDDX には離散非弾性散乱による顕著なピークが現れるため、エネルギー・スケールやバックグラウンド評価などを確認する標準として好適だからである。なお今回の実験ではポストチョッパーの使用と検出器回路のタイミング調整によりエネルギー分解能の改善を図っており、以前のデータをチェックするとともに質の向上したデータを得ることも目的の一つである。

以下、第2章、3章で実験方法とデータ処理について述べ、第4章で結果を示し考察を加える。

## 2. 実験方法

### 2.1 概要

実験は東北大学工学部において、4.5MVダイナミトロン型加速器をパルス中性子源とする飛行時間法によって行った [2～5]。実験のセットアップをFig. 1 に示す。

ターゲットで発生させた18MeVの単色中性子を散乱サンプルに入射させ、放出中性子の飛行時間分布を $n-\gamma$ 弁別回路を有するNE213検出器で測定する。散乱サンプルはターゲットから0°方向 12cmの位置に置き、中性子検出器までの飛行距離は4.01mである。中性子検出器は、室内散乱中性子などによるバックグラウンドを除去するため大型の遮蔽体中にセットした。遮蔽体は回転架台上に設置されており、散乱角の変更のためにサンプルを中心として回転が可能である。

実験手法は、基本的には以前の測定の場合[2～5]と同様であるが、18MeV中性子の場合には中性子エネルギーが高いためより高い時間分解能が必要とされる反面、14MeV以下の場合に比べ中性子源強度が低下し寄生中性子成分が増加するという実験上の問題が加わる。このため本実験では、より短い飛行距離で高い分解能を得るために、最近ダイナミトロン加速器に設置されたポストチョッパー(PACS: Post-Acceleration Chopping System) [11,12] を用いてビームパルス幅の短縮を図るとともに測定電子回路系のタイミング特性の改善を図った。時間分解能の改善は、寄生成分などによるバックグラウンドの評価においても精度の向上に寄与する。

### 2.2 実験装置

#### 1] 中性子源

18MeVの源中性子は  $\text{T}(\text{d},\text{n})$  反応を用い、チタニウム吸蔵型トリチウムターゲット (Amersham社

数MeV領域での測定[9]、本グループによる1.2MeV～14MeVの領域での測定[3]などによって14MeV以下のエネルギー領域では一定程度データが蓄積されてきたといえるが、15 MeV 以上の領域での実験データは皆無に等しい。

$^{12}\text{C}$ に関しては生体構成元素としての重要性などにより、15MeV以上においても我々を含むいくつかのグループが散乱断面積の実験データを報告しており[4,10]、そのDDXデータは実験手法などの検証に有用である。 $^{12}\text{C}$ のDDXには離散非弾性散乱による顕著なピークが現れるため、エネルギー・スケールやバックグラウンド評価などを確認する標準として好適だからである。なお今回の実験ではポストチョッパーの使用と検出器回路のタイミング調整によりエネルギー分解能の改善を図っており、以前のデータをチェックするとともに質の向上したデータを得ることも目的の一つである。

以下、第2章、3章で実験方法とデータ処理について述べ、第4章で結果を示し考察を加える。

## 2. 実験方法

### 2.1 概要

実験は東北大学工学部において、4.5MVダイナミトロン型加速器をパルス中性子源とする飛行時間法によって行った [2～5]。実験のセットアップをFig. 1 に示す。

ターゲットで発生させた18MeVの単色中性子を散乱サンプルに入射させ、放出中性子の飛行時間分布をn-γ弁別回路を有するNE213検出器で測定する。散乱サンプルはターゲットから0°方向12cmの位置に置き、中性子検出器までの飛行距離は4.01mである。中性子検出器は、室内散乱中性子などによるバックグラウンドを除去するため大型の遮蔽体中にセットした。遮蔽体は回転架台上に設置されており、散乱角の変更のためにサンプルを中心として回転が可能である。

実験手法は、基本的には以前の測定の場合[2～5]と同様であるが、18MeV中性子の場合には中性子エネルギーが高いためより高い時間分解能が必要とされる反面、14MeV以下の場合に比べ中性子源強度が低下し寄生中性子成分が増加するという実験上の問題が加わる。このため本実験では、より短い飛行距離で高い分解能を得るために、最近ダイナミトロン加速器に設置されたポストチョッパー(PACS: Post-Acceleration Chopping System) [11,12] を用いてビームパルス幅の短縮を図るとともに測定電子回路系のタイミング特性の改善を図った。時間分解能の改善は、寄生成分などによるバックグラウンドの評価においても精度の向上に寄与する。

### 2.2 実験装置

#### 1] 中性子源

18MeVの源中性子は  $\text{T}(\text{d},\text{n})$  反応を用い、チタニウム吸蔵型トリチウムターゲット (Amersham社

製、 $\sim 1.6 \text{ Ci/cm}^2$ 、 $14.5\text{mm}$  直径) を $\sim 2.1 \text{ MeV}$ のパルス重陽子ビームで衝撃することによって得た。発生中性子のエネルギー幅は $\sim 500\text{keV}$ (FWHM)である。ターゲットを  $15 \text{ mm}$  直径の薄肉 ( $\sim 0.5\text{mm}$ 厚) チェンバーに装着し空冷することによって中性子の散乱による単色性の低下を抑えた。測定された源中性子の飛行時間スペクトルには  $18\text{MeV}$  中性子の他に寄生反応による中性子グループが混在しており、それによるバックグラウンドが散乱中性子スペクトルにおいても明らかに認められた。これらの寄生中性子は、主としてバッキング材の銅に拡散したトリチウムが重陽子ビームと反応するための $\sim 14\text{MeV}$ 成分とターゲットへの蓄積重水素によるd-D成分、ターゲット中不純物の炭素、酸素によるd-C, d-Oなど低エネルギー成分からなる。(このターゲットは未使用の新しいものであるが、すでにd-Dの成分が現われており、その理由は良く分かっていない。) このような寄生反応によるバックグラウンド中性子は、重陽子エネルギーがより高いOhio大学の $25\text{MeV}$ における実験ではさらに深刻なものとなっている [6]。

これらの寄生成分中性子は、サンプルに入射して、主として弾性散乱によってバックグラウンドスペクトルを形成する。その影響は、サンプルの核種や散乱角度によって異なるが、一般的に弾性散乱断面積の大きな前方角において大きい。その影響は実験的に分離することができないため、後述するように寄生中性子がサンプルに入射した場合の散乱スペクトルをモンテカルロ計算で求め、測定されたスペクトルに補正を行うことによって除去する[2~4]。なお、この線源スペクトルを、モニター検出器によって常時監視したが、d-D反応の成分が時間とともに、徐々に増加することを除き、目だった変化は見られなかった。

## 2] 散乱サンプル

$^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ のサンプルは、天然組成の金属を、 $2\text{cm}$ 直径、 $5\text{cm}$  長の円柱に整形し、薄肉のアルミカンに封入したものである。炭素サンプルは天然組成のグラファイトを $3.5\text{cm}$ 直径、 $5\text{cm}$ 長の円柱に加工したものである。炭素サンプルは本実験における中性子源強度の低下を見込んで大型のものとしたが、ウランとトリウムのサンプルは、 $14\text{MeV}$ 以下のエネルギー領域における測定を目的として製作したもので、本実験にとっては収量が十分でないきらいがあった。これらのサンプルを、バックグラウンド測定用の同一形状のダミーカンと共に遠隔操作可能なサンプルチェンジャーに吊り下げた。

## 3] Post-Acceleration Chopping System (PACS)

PACS は、短い飛行距離で、エネルギー分解能を保持するために、今回新たに実験に取り入れたものであり、以下にその概要を述べておく。

飛行時間法において飛行距離を $L$ 、総合時間分解能を $\Delta T$ とすると $\Delta T$ に起因するエネルギーの不確定性 $\Delta E$ は、 $\Delta E \sim \Delta T \cdot E^{3/2} / L$  となる ( $\Delta T$ はパルスピーム幅と検出器の時間分解能の合成によって決まる)。従って、エネルギー分解能は飛行距離に比例して良くなるが、一方散乱中性子収量は飛行距離の $2$ 乗で減少し、S/Nもほぼ同様な割合で低下する。このため、検出器厚さの影響を無視すると、同一のエネルギー分解能を達成するには $\Delta T$ を小さくすることによって飛行距離を短くするのが得策である。それには、ビームのパルスピーム幅を狭めるとともに、検出器の時間分

解能を改善することが必要となる。

PACSは、ダイナミトロンからのパルスビーム幅の改善を目的として設置されたもので、パルスビームにそれと同期した高周波電場で偏向を加え、チョッピングスリットにおいてパルスの裾部(Wing)を除去することによってパルス幅の短縮を図る[11,12]。PACSはFig.1のターゲットの上流部に設置されている。Figs.2, 3にPACSの配置と電子回路の模式図をそれぞれ示す。チョッピングスリットは、不用なビームによる衝撃で中性子、 $\gamma$ 線のバックグランドを発生するため、実験室とは60cmのコンクリート壁で仕切られた加速器室に設置されている。PACSで用いるビーム偏向用高周波は8MHzの正弦波で、PACSの直前に設置されたピックアップリングからのタイミング信号を遙倍し、位相調整して得たトリガー信号によって励振される。PACSの出力、位相などは制御室においてターゲット上のビームが最適となるよう遠隔操作が可能である。PACSの位相は、運転に先立ちスリット上のビーム径(上下方向~5mm)と位置を調整しておけば、運転状態でターゲット電流を最大とするよう調整することで自動的に最適化される。実験中、PACSの安定性は良好であった。

Fig. 4に、PACSの特性試験の結果の一部を示す。これらは、14.1 MeVの入射中性子に対するポリエチレンとニッケル(天然組成)サンプルからの二次中性子スペクトルで、2"厚さのNE213検出器を用いて飛行距離6.5mで測定したものである。PACSを作動させることによりポリエチレン中の炭素の弾性・非弾性散乱ピークと水素の散乱ピークの分離が格段に改善されており、またニッケルの第一レベルが6.5mの飛行距離においても明瞭に分離されるようになったことが分かる。なお、これらのデータは、検出器回路のタイミング特性が必ずしも最適化されていない段階のものであり、その調整によりさらに時間分解能が改善された。検出器の回路調整については後に述べる。

またPACSによって、ビームパルスの裾部が除去され形状がほぼガウス型に維持されるようになり、パルス形状の時間変化(ダイナミトロンのパルサーのドリフトによって生じる)が無視できようになったこともデータの向上に寄与している。

このようにPACSはビームパルスの幅と形状を改善し、DDX測定において問題となる離散非弾性散乱成分の分離や、非弾性散乱中性子をマスクする弾性散乱ピークのテイル除去などに非常に有効であることが分かる。

#### 4] 主中性子検出器

測定回路のブロックダイアグラムをFig.5に示す。飛行時間スペクトルは、Time-to-pulse-height converter(PTHC)と多重波高分析器の組合せによって測定する。

サンプルから放出される二次中性子用の主検出器は、14cm直径、10cm厚のNE213液体シンチレーターである。このシンチレーターを浜松フォトニクスR1250型光電子増倍管とベースに接続し、Anode出力をConstant-fraction timing discriminator(CFTD)に入力し、飛行時間のタイミング信号を得る。このベースは広い波高範囲にわたって線形性と時間分解能を維持するように設計されたものであるが、本実験では18MeV中性子に対しても出力が飽和せず、後続CFTDの入力条件(5V以下)を満足するよう印可電圧を設定した。

このNE213を2系統の異なるバイアスを有するn- $\gamma$ 波形弁別回路 (Pulse-shape discriminator; PSD)に接続し、 $\gamma$ 線バックグラウンドを除去した。PSDにはゼロクロス法を用いている。高バイアス回路のバイアスレベルは~3MeV (陽子)、低バイアスは~0.6MeVに設定した。前者は、シンチレーター中のC(n,n'α)による事象を除き検出効率の不確かさを低減させるとともに、波高ダイナミックレンジを狭めることによって時間分解能を向上させることを狙った設定値である。低バイアス回路のレベルはS/Nとの兼合いで選定した。

測定に先立ち、検出器の時間分解能を最適化するため、CFTDの "walk"調整を行った。18MeV中性子を直接入射させ、そのときの飛行時間分布と検出器の波高信号の二次元データを観測し、飛行時間の波高依存性が最小になるよう"walk"を調整した。この調整により半値幅において~40 %の改善がみられ、さらに低エネルギー側へのテイル成分もかなり小さくすることができた。

### 5] モニター検出器

中性子源のスペクトル形状とビームパルスの暗電流成分、及び寄生中性子成分を監視するとともに、フォアグランド、バックグラウンドの測定を規格化するために、2"直径2"厚のNE213シンチレーターを中性子源モニターとして用いた。モニター検出器も遮蔽体中に入れるとともに、ウラン、トリウムサンプルからの放射線の影響を除くために Fig.1 に示すようにサンプルからシャドーした。モニターの測定回路も Fig.5 に示されている。

### 6] 測定回路

測定においてはFig.5に示すように、キャンベラ社S88型多重波高分析器を用い、散乱中性子検出器からの高低両バイアスに対する飛行時間スペクトルとn- $\gamma$ スペクトル及びモニターの飛行時間スペクトル計5種のデータを同時に取り込み、主検出器の飛行時間、PSD回路の安定性と中性子源スペクトルをモニターした。モニターのスペクトルは寄生中性子成分の時間変化をチェックするのに用いる。

### 2.3 測 定

各サンプルとバックグラウンドに対する飛行時間スペクトルを実験室系角度30° ~ 145° の数点において測定した。(但しトリウムの場合はサンプル原子数が十分でないため散乱中性子収量が小さく、得られたデータは 30°, 60°, 120° の3角度に限られている。)

サンプルに依存しないバックグラウンドは、ウラン、トリウムに対してはダミーカン、炭素に対してはサンプルを取り除いた"サンプルアウト"の測定によって評価した。各測定値の規格化は18MeV中性子ピークに対するモニター検出器の計数によって行った。検出器系の安定性は主、モニターとも良好であった。加速器のビーム条件は、繰り返し周波数 2 MHz、パルス幅~1.5ns、平均ビーム電流~3μAであった。全体的な時間分解能は、観測された $\gamma$ 線の幅より1.8ns程度と考えられ、以前の測定の場合より40%程度改善されている。

断面積の絶対値は、水素の散乱断面積を標準として決定した。このため、 $30^\circ$ と $37.5^\circ$ の散乱角においてポリエチレンサンプルに対する測定を行い、水素からの散乱中性子収量を求めた。サンプル中の炭素の影響を除くために同型状の炭素サンプルに対する測定も行った。時間（エネルギー）分解能が向上したことにより、炭素、水素によるピーク間の分離も良好となり、断面積の絶対値の決定に伴う誤差も低減されたと考えられる。

飛行時間スペクトルのエネルギースケールは、即発 $\gamma$ 線ピークを時間原点とし、測定した飛行距離と時間分析器のチャンネル幅を用いて決定した。なお前方角ではターゲットで生成し、サンプルでCompton散乱されたターゲット $\gamma$ 線の混入によって $\gamma$ 線ピークにずれが生じるため、Compton散乱断面積が減少する後方角度における測定及び線源スペクトルで決定した入射エネルギーとKinematicsによる計算を用いてエネルギー軸の較正を行った。炭素からの散乱中性子ピークのエネルギーが計算値と良く一致したことからその妥当性を確認した。

### 3. データ処理

#### 3.1 概要

測定された飛行時間スペクトルから二重微分断面積を得るために、1)サンプルアウトバックグラウンド、2)検出効率、3)サンプルサイズ効果、4)サンプル依存バックグラウンド、に対する補正を行った。1, 2)の処理の後、飛行時間スペクトルをビン幅 0.2または0.4MeVのエネルギースペクトルに変換し、3, 4)の補正を加えた。さらに得られたDDXデータから

- ・ウラン、トリウムに対する重心系における角度積分スペクトルと中性子角度分布、及び
- ・炭素に対する離散非弾性散乱の微分断面積

をも導出した。

#### 3.2 サンプルに独立なバックグラウンド

サンプルに依存しないバックグラウンドは、サンプルを取り除いた（またはダミーカンを用いた）測定によって決定できる。ウランとトリウムの場合、サンプルから放出される天然及び遅発性の放射線があり、その影響はサンプル無しの測定では評価できない。これらは主としてPSDで除去しきれない $\gamma$ 線によるものであるが、本実験の時間範囲 (500ns)では飛行時間スペクトルにおいて平坦な分布を形成するので、その大きさは飛行時間スペクトル上で散乱中性子の存在しない領域（即発 $\gamma$ 線と弾性散乱ピークの間）の平均値から決定した。

断面積の絶対値は、水素の散乱断面積を標準として決定した。このため、 $30^\circ$ と $37.5^\circ$ の散乱角においてポリエチレンサンプルに対する測定を行い、水素からの散乱中性子収量を求めた。サンプル中の炭素の影響を除くために同型状の炭素サンプルに対する測定も行った。時間（エネルギー）分解能が向上したことにより、炭素、水素によるピーク間の分離も良好となり、断面積の絶対値の決定に伴う誤差も低減されたと考えられる。

飛行時間スペクトルのエネルギースケールは、即発 $\gamma$ 線ピークを時間原点とし、測定した飛行距離と時間分析器のチャンネル幅を用いて決定した。なお前方角ではターゲットで生成し、サンプルでCompton散乱されたターゲット $\gamma$ 線の混入によって $\gamma$ 線ピークにずれが生じるため、Compton散乱断面積が減少する後方角度における測定及び線源スペクトルで決定した入射エネルギーとKinematicsによる計算を用いてエネルギー軸の較正を行った。炭素からの散乱中性子ピークのエネルギーが計算値と良く一致したことからその妥当性を確認した。

### 3. データ処理

#### 3.1 概要

測定された飛行時間スペクトルから二重微分断面積を得るために、1)サンプルアウトバックグラウンド、2)検出効率、3)サンプルサイズ効果、4)サンプル依存バックグラウンド、に対する補正を行った。1, 2)の処理の後、飛行時間スペクトルをビン幅 0.2または0.4MeVのエネルギースペクトルに変換し、3, 4)の補正を加えた。さらに得られたDDXデータから

- ・ウラン、トリウムに対する重心系における角度積分スペクトルと中性子角度分布、及び
- ・炭素に対する離散非弾性散乱の微分断面積

をも導出した。

#### 3.2 サンプルに独立なバックグラウンド

サンプルに依存しないバックグラウンドは、サンプルを取り除いた（またはダミーカンを用いた）測定によって決定できる。ウランとトリウムの場合、サンプルから放出される天然及び遅発性の放射線があり、その影響はサンプル無しの測定では評価できない。これらは主としてPSDで除去しきれない $\gamma$ 線によるものであるが、本実験の時間範囲 (500ns)では飛行時間スペクトルにおいて平坦な分布を形成するので、その大きさは飛行時間スペクトル上で散乱中性子の存在しない領域（即発 $\gamma$ 線と弾性散乱ピークの間）の平均値から決定した。

### 3.3 検出効率

主検出器の効率は、5MeV以上のエネルギー範囲では05Sコード[13]による計算値、それ以下の範囲では $^{252}\text{Cf}$ の自発核分裂中性子の飛行時間スペクトル測定によって実験的に決定した。低エネルギー中性子の場合、PSD回路で中性子の計数損失が生じ、その割合を計算で評価することが困難だからである。なお計算で求められた高エネルギー部の効率はポリエチレンサンプルを用いた水素による散乱中性子収量の測定によって確認されている。検出効率の誤差は4%程度と評価した。

### 3.4 サンプルサイズ効果

サンプルが有限の大きさを持つために、a)中性子源の非等方性、b)サンプル中の入射中性子束の減衰、c)多重散乱によるスペクトル・角度分布の歪みなどの効果を評価する必要がある。これらはすべて相関を持った現象であること、散乱による二次中性子にはエネルギー・角度相関があることの理由により、総合的な効果はモンテカルロコードSYNTHIA[14]を用いたシミュレーションにより評価した。このコードは、これらの効果がない場合に観測されるべき角度依存スペクトル(Ideal Spectrum)と実際に歪められたスペクトル(Real Spectrum)をシミュレートし、両者の比で補正係数を与える。シミュレーションに必要な中性子とサンプル核種の相互作用に関するデータとして評価済みデータを用いる。DDXのシミュレーション結果が測定結果と大幅に異なる場合には妥当な補正を行い得ないので、シミュレーションに用いる中性子スペクトルデータには、ウランの場合は実験値とKalbach-Mann systematics(次章参照)をもとに作成したデータ、トリウムと炭素の場合にはそれぞれ実験値に近いデータを与えているJENDL-3とENDF/B-Vを用いた。

絶対値決定の際のポリエチレン、炭素サンプルのデータに対してはディスク近似による解析的方法[15]で1%以内の精度で補正が可能である。なお、a)の効果により、サンプル間で中性子フルエンスが異なることの影響は、Haouatらの方法[16]で考慮した。

### 3.5 サンプル依存バックグラウンド

サンプルに依存するバックグラウンドの発生源はサンプル放射線と寄生虫性子(ターゲットにおける散乱中性子を含む)に大別される。前者の影響は、3.1節に示した方法で評価した。

中性子源に含まれる寄生中性子とターゲットで散乱された中性子によって生じるバックグラウンドは、実験的に除去することが不可能である。そのため、上述のモンテカルロコードを用い、これら“不純物”中性子によって生じる散乱中性子スペクトルを計算し、測定されたスペクトルに補正を加える方法をとった。“不純物”中性子の量とスペクトルは線源スペクトルの測定値から求め、その時間的な変化はモニターのスペクトルによって考慮する。この補正もシミュレーションに用いるデータに依存するが、主な寄生成分がピークを形成していることから、補正計算に問題がある場合には、スペクトルの測定値と計算値の比較によって修正が可能である。また、ウラン、トリウムなどの場合、“不純物”中性子のバックグラウンドが問題となる低エネルギー部分では中

性子スペクトルはほとんど等方的であることを利用して妥当性をチェックすることができる。

Fig. 6 にサンプルサイズ効果とサンプル依存バックグラウンドを総合した Ideal Spectrum と Real Spectrum のシミュレーション及び補正係数の結果の例を示す。この場合も補正係数は Ideal Spectrum と Real Spectrum の比で与えられる。

#### 4. 結 果 と 考 察

本章では前章までの手続きによって求めた二重微分断面積データを、評価値などと比較し、検討を加える。14MeV以上の入射中性子に対する二重微分断面積の実験データはきわめて少なく  $^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  に関し本実験結果と直接比較可能なデータは見あたらない。 $^{12}\text{C}$  の場合は散乱部分断面積の測定結果 [10, 17] が報告されており、それらとの比較が可能である。4.4節に示すように、 $^{12}\text{C}$  に対する結果が、全体として前回のデータ [4] を良く再現しているとともに、他の実験値とも比較的良く一致していることから、本実験の妥当性が確認される。

なお、実験誤差として、統計誤差の他に、検出効率の誤差 4%、絶対値規格化誤差 5%、サンプルサイズ効果、寄生中性子バックグラウンドに対する補正量の 10%などを見込んでいる。

4.1, 4.2 節でそれぞれ  $^{238}\text{U}$  と  $^{232}\text{Th}$  の実験結果を評価値と比較し、4.3 節でそれらの中性子スペクトルと角度分布について検討する。4.4 節で  $^{12}\text{C}$  の結果を示す。

##### 4.1 $^{238}\text{U}$ に対する結果

Figs. 7～11 に  $^{238}\text{U}$  のDDX の測定結果を JENDL-3, ENDF/B-IV の評価値とともに示す。以下に実験結果及びこれらの比較結果について検討する。

1] 実験で得られたスペクトルは弾性散乱ピーク（弾性散乱と低励起準位への非弾性散乱を含む）以外に目だった構造を持たず、低エネルギーに向かって立ち上がる成分と 5～15MeV の領域の中間部分とに分類できる。

5MeV 以下の低エネルギー部分の二次中性子は角度依存性が弱くエネルギー的にみてほとんどは Multiple-chance Fission を含む核分裂と  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  などのカスケード反応によるものと考えられる。それに対し、5MeV 以上の領域でスペクトルはかなり強い前方性を示し、～12MeV 近傍では 30° から 120° の間で一桁近い減少を示している。この傾向は、14MeV におけるデータでも同様にみられ [5]、これは前平衡過程の影響によると見られる。なお、この角度依存性は 3～4MeV の低エネルギー部においてもわずかながら見られ、中重核の場合 [4] より低エネルギー領域にまで及んでいることは注目される。これも 14MeV の場合と同様である。このことは、 $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  反応や核分裂による中性子スペクトルの角度依存性を示唆すると解釈できるが、他の重核の場合や核分裂スペクトルの理論計算 [7, 8] との比較などを行い、さらに検討する必要があろう。

性子スペクトルはほとんど等方的であることを利用して妥当性をチェックすることができる。

Fig. 6 にサンプルサイズ効果とサンプル依存バックグラウンドを総合した Ideal Spectrum と Real Spectrum のシミュレーション及び補正係数の結果の例を示す。この場合も補正係数は Ideal Spectrum と Real Spectrum の比で与えられる。

#### 4. 結 果 と 考 察

本章では前章までの手続きによって求めた二重微分断面積データを、評価値などと比較し、検討を加える。14MeV以上の入射中性子に対する二重微分断面積の実験データはきわめて少なく $^{238}\text{U}$ と $^{232}\text{Th}$ に関し本実験結果と直接比較可能なデータは見あたらない。 $^{12}\text{C}$ の場合は散乱部分断面積の測定結果[10, 17]が報告されており、それらとの比較が可能である。4.4節に示すように、 $^{12}\text{C}$ に対する結果が、全体として前回のデータ[4]を良く再現しているとともに、他の実験値とも比較的良く一致していることから、本実験の妥当性が確認される。

なお、実験誤差として、統計誤差の他に、検出効率の誤差4%、絶対値規格化誤差5%、サンプルサイズ効果、寄生中性子バックグラウンドに対する補正量の10%などを見込んでいる。

4.1, 4.2節でそれぞれ $^{238}\text{U}$ と $^{232}\text{Th}$ の実験結果を評価値と比較し、4.3節でそれらの中性子スペクトルと角度分布について検討する。4.4節で $^{12}\text{C}$ の結果を示す。

##### 4.1 $^{238}\text{U}$ に対する結果

Figs. 7～11 に $^{238}\text{U}$ のDDXの測定結果を JENDL-3, ENDF/B-IV の評価値とともに示す。以下に実験結果及びこれらの比較結果について検討する。

1] 実験で得られたスペクトルは弾性散乱ピーク（弾性散乱と低励起準位への非弾性散乱を含む）以外に目だった構造を持たず、低エネルギーに向かって立ち上がる成分と5～15MeVの領域の中間部分とに分類できる。

5MeV 以下の低エネルギー部分の二次中性子は角度依存性が弱くエネルギー的にみてほとんどは Multiple-chance Fission を含む核分裂と( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ )などのカスケード反応によるものと考えられる。それに対し、5MeV以上の領域でスペクトルはかなり強い前方性を示し、～12MeV 近傍では30°から120°の間で一桁近い減少を示している。この傾向は、14MeVにおけるデータでも同様にみられ[5]、これは前平衡過程の影響によると見られる。なお、この角度依存性は 3～4MeV の低エネルギー部においてもわずかながら見られ、中重核の場合[4]より低エネルギー領域にまで及んでいることは注目される。これも14MeVの場合と同様である。このことは、( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ )反応や核分裂による中性子スペクトルの角度依存性を示唆すると解釈できるが、他の重核の場合や核分裂スペクトルの理論計算[7, 8]との比較などを行い、さらに検討する必要があろう。

2] 実験値と評価値との間にはいくつかの点でかなりの相違がみられるが、同時にENDF/B-IVがJENDL-3に比べ全体的に大きな値を与えておりその差は6~15MeVの連続部分で特に大きいなど評価値間の差も大きい。低エネルギー部の評価値間の差は14MeVではほとんど認められなかつたものである[2,3]。この点を検討するために、Table 1とFig. 12に( $n, 2n$ )反応(MT=16), ( $n, 3n$ )反応(MT=17)、核分裂反応(MT=18)及び連続非弾性散乱(MT=91)に対する両評価値の断面積値と中性子スペクトルをそれぞれ示す(中性子スペクトルには中性子の多重度を考慮してある)。Table 1には核分裂即発中性子数 $\nu_p$ の値も示す。

Table 1 Comparison of  $^{238}\text{U}$  data between JENDL-3 and ENDF/B-IV for 18MeV neutrons

データ	$\sigma_{\text{tot}}$	$\sigma_{\text{el}}$	$\sigma_{\text{in}}$	$\sigma_{2n}$	$\sigma_{3n}$	$\sigma_{(n,f)}$	$\nu_p$
JENDL-3	6.051	3.218	0.579	0.256	0.882	1.175	4.940
ENDF/B-IV	6.220	3.520	0.292	0.0	1.009	1.324	5.025

Table 1より両評価値間で差が大きいのは非弾性散乱断面積 $\sigma_{in}$ である。JENDL-3が非弾性散乱断面積でENDF/B-IVより2倍近く大きいにも拘らず、スペクトル上でおしなべて小さい値となっているのは一見奇異に思われる。これは主としてJENDL-3では非弾性散乱断面積が低励起準位と連続準位(MT=91)に集中しておりかつ連続非弾性散乱中性子のスペクトルが低エネルギー領域に与えられていること、及び( $n, 3n$ )、( $n, f$ )など多重中性子放出反応の断面積と核分裂即発中性子数 $\nu_p$ が小さいことによると考えられる。18MeV程度の高エネルギーでは、DDXにおいて多重中性子放出反応のウェイトが大きくなることを示している。また、10MeV以下のスペクトルに対して( $n, 3n$ )反応中性子のスペクトルが大きな影響を持っていることが分かる。

3] 実験値と評価値の比較において、5~15MeVの領域で本実験値がJENDL-3より大幅に大きいことが目につく。この傾向は14MeVの場合[2,3]にも見られたもので、JENDL-3において連続非弾性散乱中性子のスペクトルがエネルギー的に前平衡過程成分に対応していないことが原因である。ENDF/B-IVはこの部分に4本のPseudo-levelを仮定しており、幾分実験値に近い形状と角度分布を与えているが、これらのPseudo-levelのみではスペクトルをカバーし切れておらず、また角度依存性においても実験値とは異なる傾向を示している。

Fig. 12に見られるように、両評価値とも連続非弾性散乱のスペクトルを低エネルギー部分に与えているが、この領域への非弾性散乱はいずれ( $n, 2n$ )や( $n, 3n$ )反応に帰着するはずなので、前平衡過程成分に対応するようエネルギー分布を改めるべきと考えられる。この変更によって実験値との一致はかなり改善されるものと思われる。

実験値は1~6 MeVの領域においても、ENDF/B-IVよりかなり小さくJENDL-3に近い値となっている。この傾向は全角度で共通にみられる。上に述べたようにこの領域では核分裂と( $n, 3n$ )反応による中性子が支配的であり、スペクトル上でJENDL-3とENDF/B-IVの差は( $n, 3n$ )反応の断面積と中性子スペクトル及び核分裂断面積 $\sigma_{(n,f)}$ と即発中性子数 $\nu_p$ の違いに由来するもので、この比較から判断する限り、本実験の結果はJENDL-3の値を支持しているといえる。

4] 実験結果は弾性散乱ピークに関して全角度において両評価値より小さな値となっている。後述するように $^{12}\text{C}$ の結果は前回及び他の実験値とは概ね一致しているため、実験上の問題が原因とは考えにくい。実験値がENDF/B-IVよりCoupled-Channel計算で評価されたJENDL-3に近い値となっているのは合理的と思われるが、14MeV以下のエネルギー範囲の実験結果について指摘[2,3]したように、JENDL-3における低励起準位の非弾性散乱断面積は過大評価と考えられ、その影響によって弾性散乱ピークにおいて実験値より大きい可能性が考えられる。なおこのデータでは $^{238}\text{U}$ など重核の場合に重要な角度分解能に対する補正を行っていないため補正後の結果も比較してみる必要がある。

#### 4.2 $^{232}\text{Th}$ に対する結果

$^{232}\text{Th}$ の測定結果をJENDL-3、ENDF/B-IVの評価値とともにFigs.13~15に示す（この場合も低励起準位の非弾性散乱は弾性散乱ピークに含まれている）。また両評価値の連続中性子生成過程に対する中性子スペクトルをFig.16に示す。

1]  $^{232}\text{Th}$ の場合、 $^{238}\text{U}$ に比して核分裂断面積が1/5程度と小さいが、そのDDXは絶対値、形状ともに、 $^{238}\text{U}$ の場合に類似しており、角度依存性においても同様である。

JENDL-3のデータは全エネルギー範囲において実験値にかなり近いスペクトル形状を与えておりが、これが分かる。なおJENDL-3は14MeVデータの場合[5]と同様、6~15MeVの領域で実験値に比べ前方角で小さく、後方角で大きめの値となっているが、これは JENDL-3でスペクトルに角度依存性が与えられていないためである。JENDL-3には~5MeV以下の領域で( $n,2n$ )、( $n,3n$ )中性子によると思われる構造がみられるが、実験値も同様なスペクトルを示しており、これらも含め実験値との一致はかなり良好と言える。

2] ENDF/B-IVの場合は、全体的に実験値と差異を示し、その差は6~15MeV領域で特に大きい。その原因の一つはFig.16から分かるように前平衡過程と直接過程に対応する中性子成分が欠落していることがある。 $^{238}\text{U}$ の場合と同様、連続非弾性散乱と( $n,2n$ )反応に対する中性子のエネルギー分布は不合理であり、この修正によって実験との一致は大幅に改善されよう。

3] なお $60^\circ, 120^\circ$ の実験値は弾性散乱ピークにおいて、JENDL-3とも不一致を示しているが、この原因が14 MeV以下のエネルギー領域でみられた  $Q \sim -0.8\text{MeV}$  の準位群における食い違いによる可能性も考えられる。この点に関しては本実験の結果のみでは判断が困難で( $p,p'$ )など高分解能の荷電粒子データを参照するのが有効と考えられる。

#### 4.3 $^{238}\text{U}, ^{232}\text{Th}$ の二次中性子スペクトルと角度分布

4.1, 4.2節で述べたように、実験結果は連続二次中性子のかなり強い前方性を示している。高

エネルギー中性子の輸送計算において、連続中性子のスペクトル形状のみならず角度依存性も重要なことが指摘されており、今後の評価で考慮することが必要であろう。

ここでは、連続非弾性散乱中性子の角度分布について、実験結果とKalbach[18] 及び Kalbach & Mann [19] のsystematicsによる計算値との比較を示す。これらのsystematicsは半実験式で厳密な物理的基礎を有するわけではないが、多くの反応の場合に実験値を比較的良く再現し実用的なモデルとして有用である。計算に必要な前平衡（厳密にはMulti-step Direct）過程成分の割合は、14MeVの場合と同様に[2,3]、実験で得られた角度積分スペクトルを Exciton [20], Cascade [21] モデル及び核分裂中性子のスペクトルの重ね合わせでフィットすることによって決定した。核分裂中性子のスペクトルにはJENDL-3のデータを用い、等方分布と仮定した。

スペクトルのフィットと角度分布の結果をそれぞれ Figs.17,18に示す。

Fig. 17 に示すように、スペクトルのフィットは  $^{232}\text{Th}$  の場合、実験値をかなり良く再現しているが、 $^{238}\text{U}$  の場合には ~6MeV以上の領域で再現が困難である。この傾向は14MeVデータの場合にも若干見られたもので、核分裂中性子の寄与が小さい $^{232}\text{Th}$  の場合に比較的良い再現が得られていることを考慮すると、( $n, n'f$ ), ( $n, 2nf$ )など異なる生成過程が混在する核分裂中性子のスペクトルが適切に表現されていない可能性が考えられる。定量的には Dresden や LANL における計算値[7,8] などと比較しきらに検討する必要がある。なお、このフィットに伴う不確かさは、下に示すように高エネルギー領域の角度分布に関する議論にはほとんど影響を及ぼさない。

Fig. 18 の比較より実験結果は、 $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  両者の場合とも二次中性子の非等方性は14 MeVの場合と同様[2,3]、Kalbach-Mann systematics によって良く再現されることが分かる（この結論は 9MeV 以上の領域で前平衡過程成分を100%と仮定した場合でも変わらないため、高エネルギー領域では核分裂中性子の寄与が小さくそのスペクトルと角度依存性の取扱いは余り問題にならないといえる）。この傾向は非核分裂性の中重核の場合[4]とは傾向を異にするもので、4.1, 4.2 節で述べた非等方性が低エネルギー側に及んでいることと関連していると考えられる。Biなど非核分裂性の重核の場合についても比較を行い、検討する必要がある。

#### 4.4 $^{12}\text{C}$ に対する結果

$^{12}\text{C}$ のDDXの結果をFigs.19~24にJENDL-3、ENDF/B-Vの評価値とともに示す。また部分散乱断面積について前回[4]及びThummらの実験値[10]との比較をFig.25に示す。

DDXと部分断面積の実験結果は、全体として前回の実験を良く再現している。部分散乱断面積は Thumm らのデータ及び最近測定されたOlsson らの結果[17]とも良く一致している。

$^{12}\text{C}$ の場合は、軽い核であるためエネルギー・角度相関が非常に強く、スペクトルの角度依存性がより顕著にみられている。JENDL-3、ENDF/B-Vの評価値の間には、第2レベル ( $Q=-7.76\text{MeV}$ ) や ( $n, n'3\alpha$ )反応に伴う連続中性子の断面積とスペクトルにおいて大きな違いがある。連続中性子に関して、ENDF/B-Vは Pseudo-levelを用いてスペクトルのエネルギー・角度相関を考慮し、JENDL-3は重心系等方の蒸発形スペクトルを与えていた。JENDL-3のデータは実験室系でスペクトルを与えたJENDL-3Tなど以前の評価に比べ、実験結果に近づいているが、前方角と後方角で依然差異

を示している。

今回の実験結果では、第1励起準位 ( $Q=-4.43\text{MeV}$ )の値が前方角において、また第2励起準位 ( $Q=-7.66\text{MeV}$ ) の値が全体的に前回の結果より低下したが、これは検出器システムの時間分解能が向上したことによりピーク間の分離がより明確になったため合理的な結果と考える。

## 5. ま と め

- (1) 東北大学ダイナミトロン飛行時間スペクトロメーターを用い、加速器消滅・増殖炉などの設計に重要な  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  及び  $^{12}\text{C}$  の18MeV中性子入射に伴う二次中性子スペクトルの測定を行い、二重微分断面積データを得た。実験においては、新しく Post-Acceleration Chopper を用い、中性子検出器のタイミング特性を改善することにより、エネルギー分解能の向上を図った。
- (2) 実験結果をJENDL-3, ENDF/B-IVの評価値などと比較し検討を行った。

1]  $^{238}\text{U}$ の場合、JENDL-3のデータは低エネルギー部では測定結果と比較的良く一致しているが5~15MeVの領域では14MeVデータの場合と同様大幅に小さく、その主な原因としてJENDL-3における連続非弾性散乱中性子のスペクトルが適切でないことが挙げられる。

2]  $^{232}\text{Th}$ の場合は、JENDL-3は測定結果と全体的に良好な一致を示したが、実験結果に見られる連続中性子の前方性が評価値では与えられていないため、前方角と後方角の中性子スペクトルではかなりの差異を生じている。このことは $^{238}\text{U}$ の場合にも当てはまる。

3]  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  の実験結果にみられる二次中性子の非等方性は、核分裂中性子にJENDL-3のスペクトルを用いその等方性を仮定すると Kalbach-Mann systematics によって再現される。ただし、核分裂中性子のエネルギースペクトル形状に関しては、さらに検討の必要があると考えられる。

4]  $^{12}\text{C}$ の測定結果は、以前の我々の測定結果及び他の実験者の部分断面積の結果と良い一致を示した。評価値は非弾性散乱断面積と連続中性子スペクトルにおいて実験値とかなりの差異を示し今後の改善が必要と考えられる。 $^{12}\text{C}$ の場合スペクトルの角度依存性の影響は、 $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ の場合よりさらに大きい。

を示している。

今回の実験結果では、第1励起準位 ( $Q=-4.43\text{MeV}$ )の値が前方角において、また第2励起準位 ( $Q=-7.66\text{MeV}$ ) の値が全体的に前回の結果より低下したが、これは検出器システムの時間分解能が向上したことによりピーク間の分離がより明確になったため合理的な結果と考える。

## 5. ま と め

- (1) 東北大学ダイナミトロン飛行時間スペクトロメーターを用い、加速器消滅・増殖炉などの設計に重要な  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  及び  $^{12}\text{C}$  の18MeV中性子入射に伴う二次中性子スペクトルの測定を行い、二重微分断面積データを得た。実験においては、新しく Post-Acceleration Chopper を用い、中性子検出器のタイミング特性を改善することにより、エネルギー分解能の向上を図った。
- (2) 実験結果をJENDL-3, ENDF/B-IVの評価値などと比較し検討を行った。

1]  $^{238}\text{U}$ の場合、JENDL-3のデータは低エネルギー部では測定結果と比較的良く一致しているが5~15MeVの領域では14MeVデータの場合と同様大幅に小さく、その主な原因としてJENDL-3における連続非弾性散乱中性子のスペクトルが適切でないことが挙げられる。

2]  $^{232}\text{Th}$ の場合は、JENDL-3は測定結果と全体的に良好な一致を示したが、実験結果に見られる連続中性子の前方性が評価値では与えられていないため、前方角と後方角の中性子スペクトルではかなりの差異を生じている。このことは $^{238}\text{U}$ の場合にも当てはまる。

3]  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  の実験結果にみられる二次中性子の非等方性は、核分裂中性子にJENDL-3のスペクトルを用いその等方性を仮定すると Kalbach-Mann systematics によって再現される。ただし、核分裂中性子のエネルギースペクトル形状に関しては、さらに検討の必要があると考えられる。

4]  $^{12}\text{C}$ の測定結果は、以前の我々の測定結果及び他の実験者の部分断面積の結果と良い一致を示した。評価値は非弾性散乱断面積と連続中性子スペクトルにおいて実験値とかなりの差異を示し今後の改善が必要と考えられる。 $^{12}\text{C}$ の場合スペクトルの角度依存性の影響は、 $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ の場合よりさらに大きい。

## 謝 詞

本研究は、日本原子力研究所からの委託研究として行ったものであります。核データセンターの菊池室長、中島豊氏はじめ皆様のお世話になりましたことに感謝致します。

## 参 考 文 献

1. WRENDA 87/88 INDC(SEC)-095/URSF (IAEA 1988)
2. M.Baba et al.: J.Nucl.Sci.Technol., 27[7] 601(1990)
3. M.Baba et al.: JAERI-M 89-143 (1989)
4. M.Baba et al.: Proc.Int.Conf. "Nuclear Data for Science & Technology" (1988, Mito) p.209 & p.291
5. S.Chiba et al.: J.Nucl.Sci.Technol., 22[10] 771 (1985)
6. A.Marcinkowski et al.: Nucl.Sci.Eng., 83 13 (1983)
7. 例えば H.Marten: INDC(NDS)-220 (IAEA 1989) p.47
8. 例えば D.G.Madland et al.: ibid., p.259
9. D.Seeliger: ibid., p.13
10. M.Thumm et al.: Nucl.Phys. A344 446 (1980)
11. S.Matsuyama et al.: NETU-51 (Dep.Nucl.Eng., Tohoku Univ., 1987) p.6
12. M.Baba et al.: JAERI-M 90-025 p.383
13. R.E.Textor & V.V.Verbinski: ORNL-4160 (1965)
14. T.Sakase: "SYNTHIA", Private communication
15. D.W.Glasgow et al.: Nucl.Sci.Eng., 65 331 (1978)
16. G.Haouat et al.: Nucl.Sci.Eng., 81 491 (1982)
17. N.Olsson et al.: Proc.Int.Conf. "Nuclear Data for Science & Technology" (1988, Mito) p.1045
18. C.Kalbach: Phys. Rev., C37(6) 2350 (1988)
19. C.Kalbach & F.M.Mann: ibid., C23(1) 112 (1981)
20. M.Blann & F.M.Lanzafame: Nucl.Phys., A142 559(1970)
21. M.LeCouter: Proc.Phys.Soc., A65 718(1952)

## 謝 詞

本研究は、日本原子力研究所からの委託研究として行ったものであります。核データセンターの菊池室長、中島豊氏はじめ皆様のお世話になりましたことに感謝致します。

## 参 考 文 献

1. WRENDA 87/88 INDC(SEC)-095/URSF (IAEA 1988)
2. M.Baba et al.: J.Nucl.Sci.Technol., 27[7] 601(1990)
3. M.Baba et al.: JAERI-M 89-143 (1989)
4. M.Baba et al.: Proc.Int.Conf. "Nuclear Data for Science & Technology" (1988, Mito) p.209 & p.291
5. S.Chiba et al.: J.Nucl.Sci.Technol., 22[10] 771 (1985)
6. A.Marcinkowski et al.: Nucl.Sci.Eng., 83 13 (1983)
7. 例えば H.Marten: INDC(NDS)-220 (IAEA 1989) p.47
8. 例えば D.G.Madland et al.: ibid., p.259
9. D.Seeliger: ibid., p.13
10. M.Thumm et al.: Nucl.Phys. A344 446 (1980)
11. S.Matsuyama et al.: NETU-51 (Dep.Nucl.Eng., Tohoku Univ., 1987) p.6
12. M.Baba et al.: JAERI-M 90-025 p.383
13. R.E.Textor & V.V.Verbinski: ORNL-4160 (1965)
14. T.Sakase: "SYNTHIA", Private communication
15. D.W.Glasgow et al.: Nucl.Sci.Eng., 65 331 (1978)
16. G.Haouat et al.: Nucl.Sci.Eng., 81 491 (1982)
17. N.Olsson et al.: Proc.Int.Conf. "Nuclear Data for Science & Technology" (1988, Mito) p.1045
18. C.Kalbach: Phys. Rev., C37(6) 2350 (1988)
19. C.Kalbach & F.M.Mann: ibid., C23(1) 112 (1981)
20. M.Blann & F.M.Lanzafame: Nucl.Phys., A142 559(1970)
21. M.LeCouter: Proc.Phys.Soc., A65 718(1952)

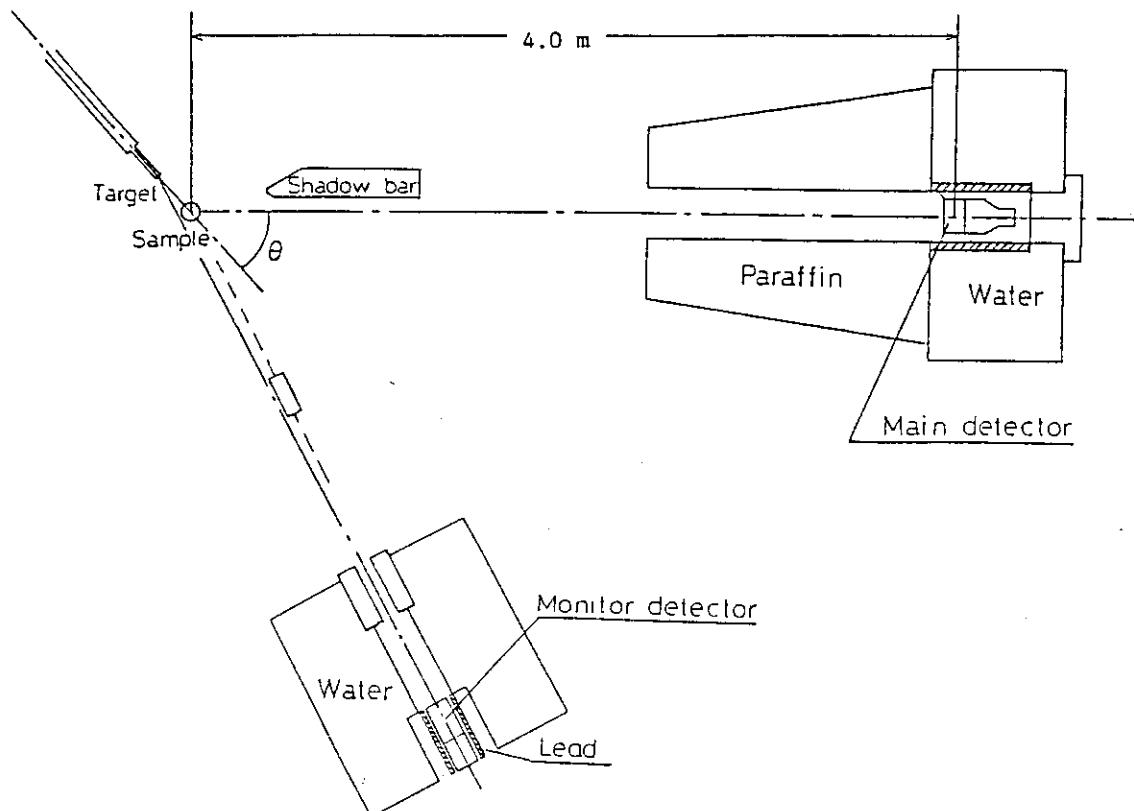


Fig.1 Experimental arrangement used in the present study.

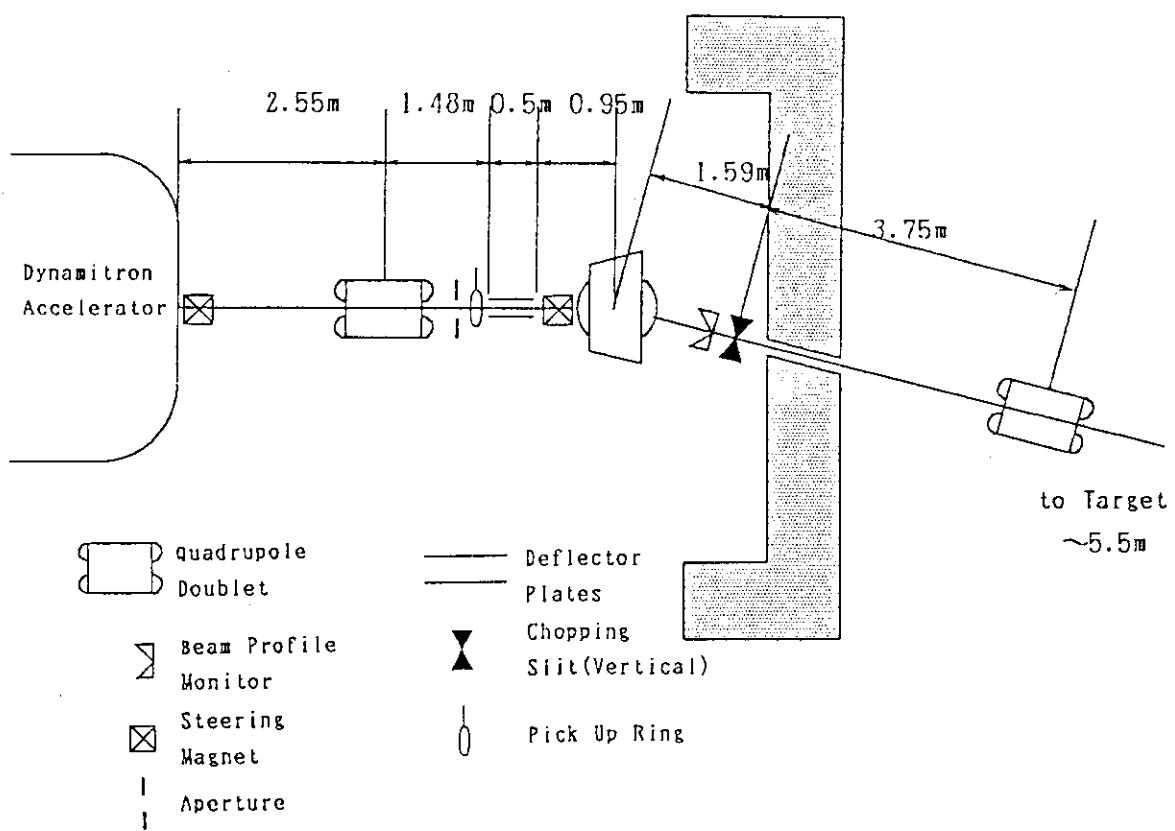


Fig.2 Layout of the Post-Acceleration beam Chopping System (PACS).

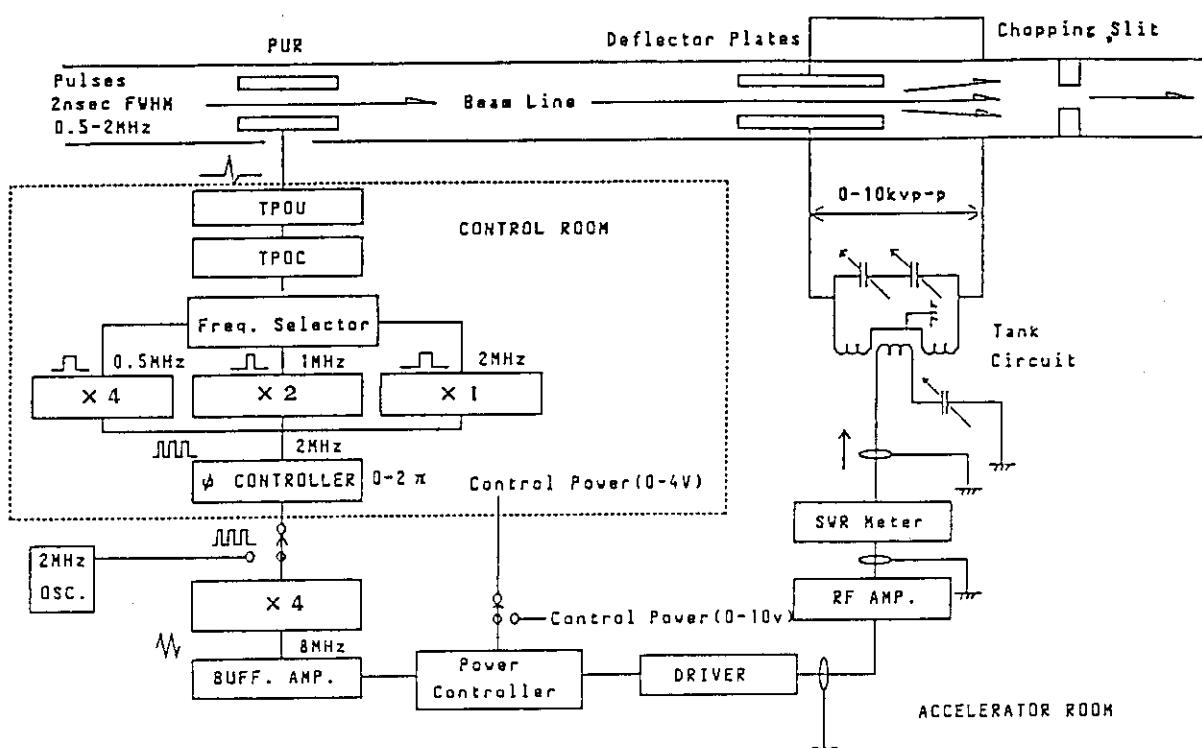


Fig.3 Schematic electronics block diagram of PACS.

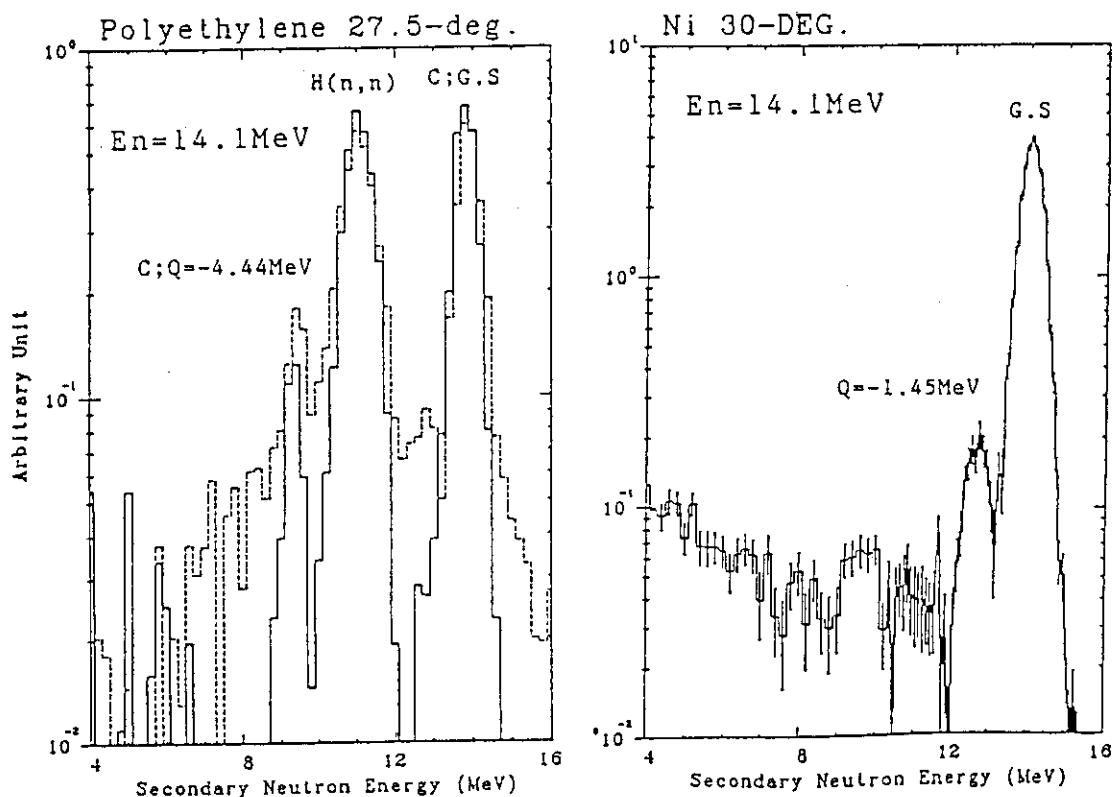
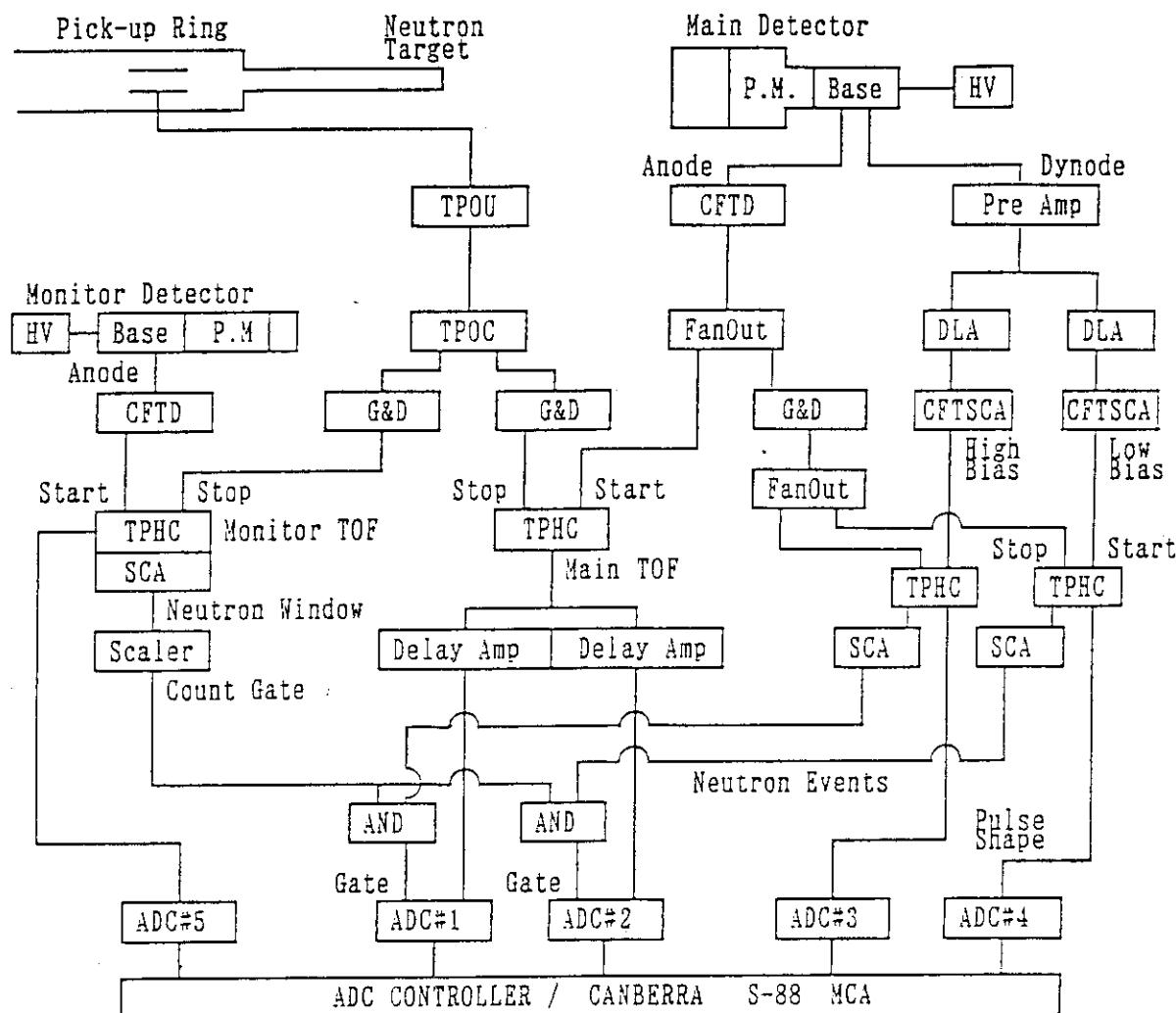


Fig.4 Energy spectra of scattered neutrons from polyethylene and nickel; solid and dot lines show, respectively, the results with and without operating PACS.



P.M.= Photomultiplier, TPOC= Time pick-off unit, TPOC= Time pick-off control, CFTD= Constant-fraction discriminator, G&D= Gate and delay generator, TPHC= Time-to-pulse height convertor, DLA= Delay line amplifier, SCA= Single-channel analyzer, CFTSCA= Constant-fraction timing single-channel analyzer, ADC= Analogue-to-digital convertor

Fig.5 Electronics block diagram of the neutron detection system.

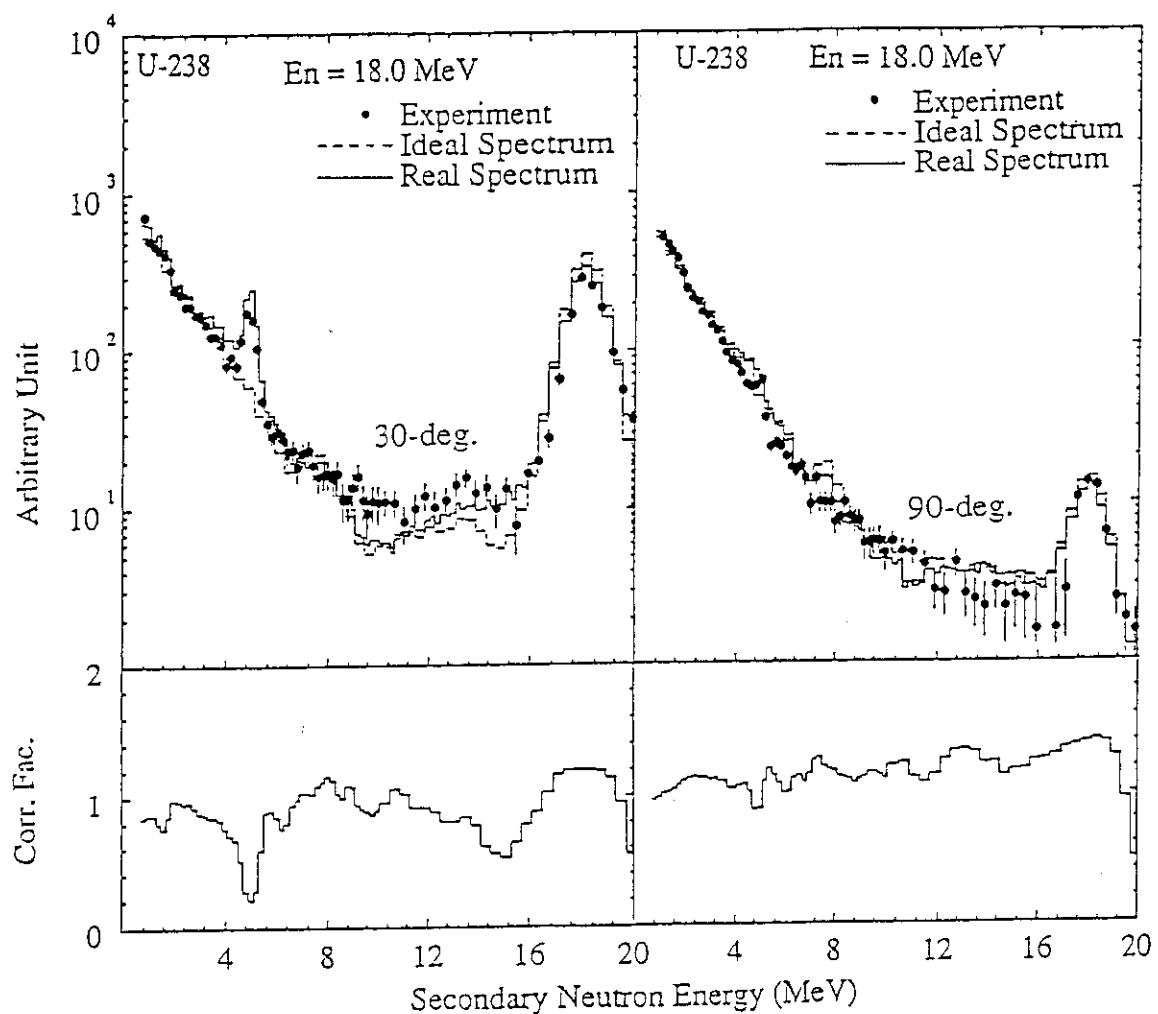


Fig.6 Examples of Monte-calro simulation of emission spectra and correction factors for the effects of finite sample-size and parasitic neutrons. Ideal and Real spectra are those simulated for the cases without and with the effects of sample-size and parasitic neutrons. The correction factors are given by the ratio between Ideal and Real spectra.

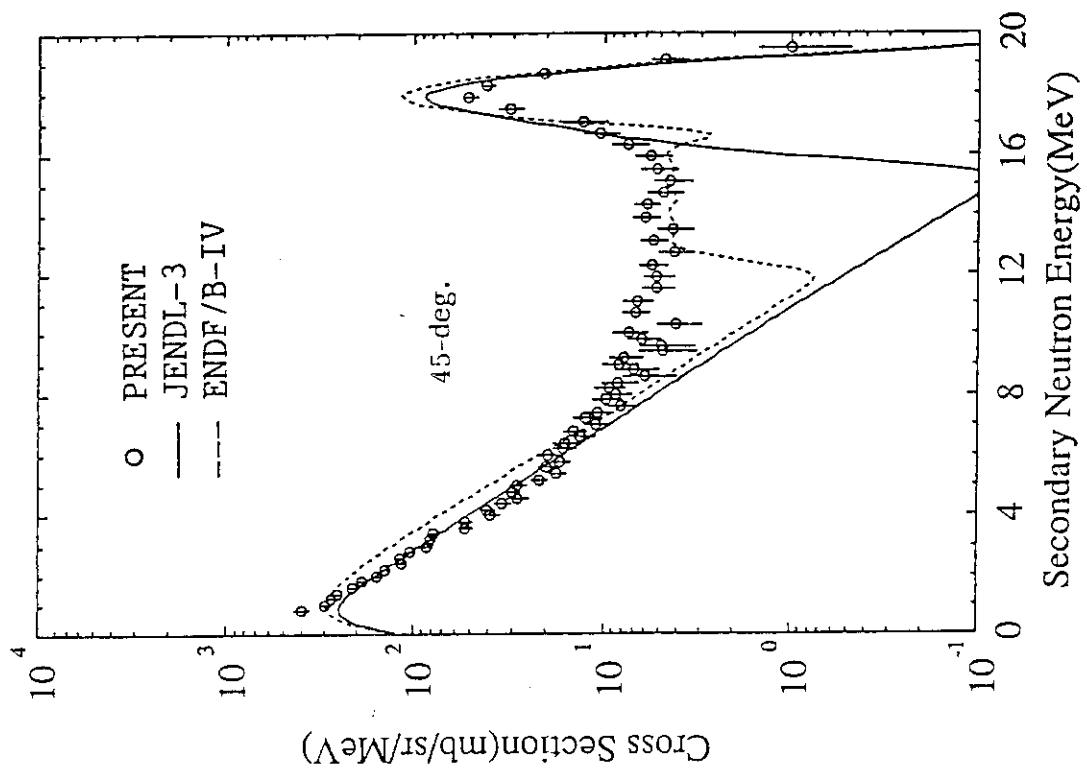


Fig. 8 DDX of U-238 at 45-deg.

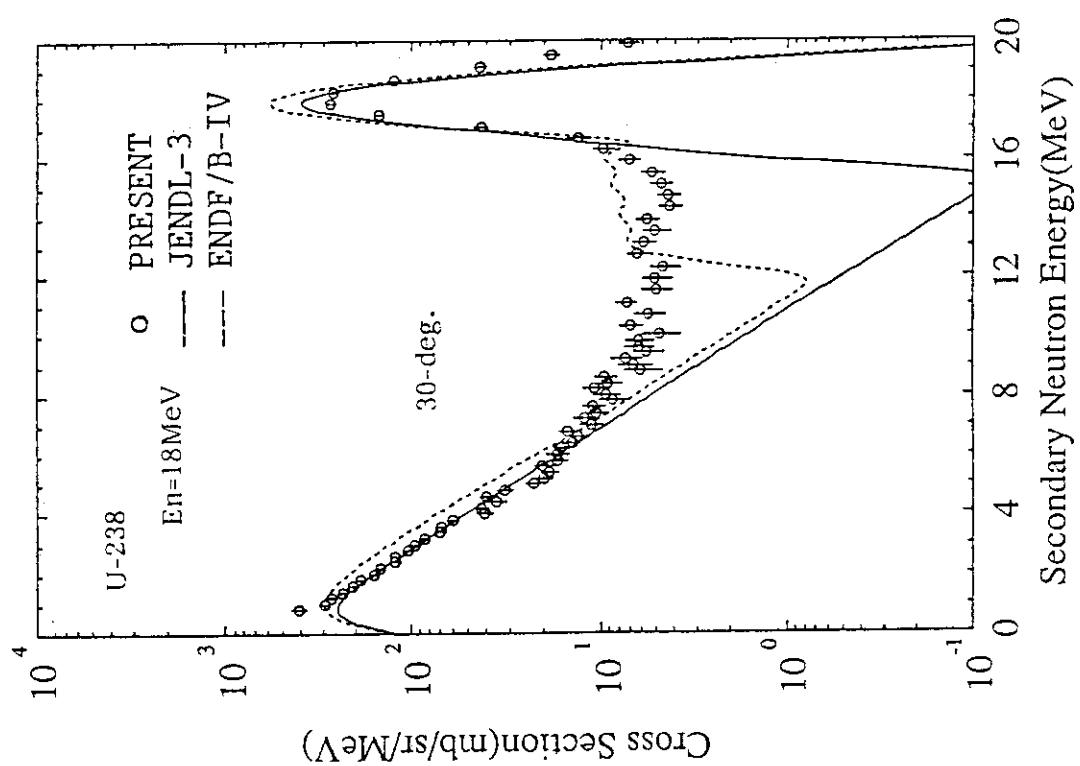


Fig. 7 DDX of U-238 at 30-deg.

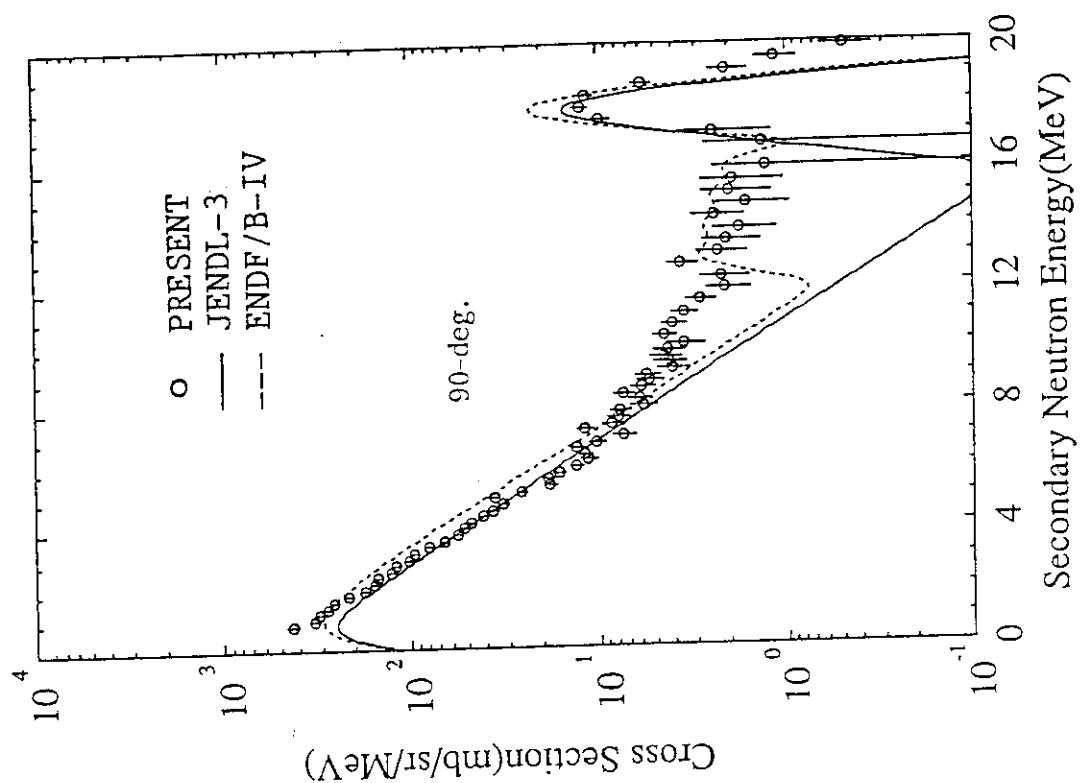


Fig.10 DDX of U-238 at 90-deg.

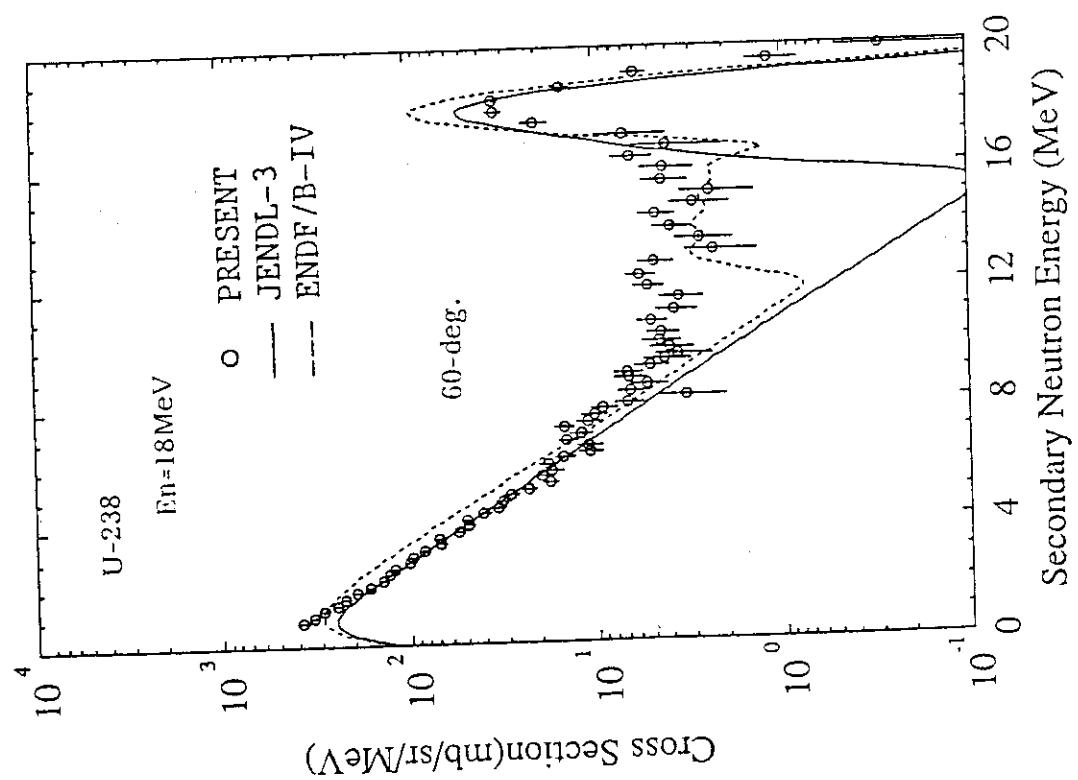


Fig.9 DDX of U-238 at 60-deg.

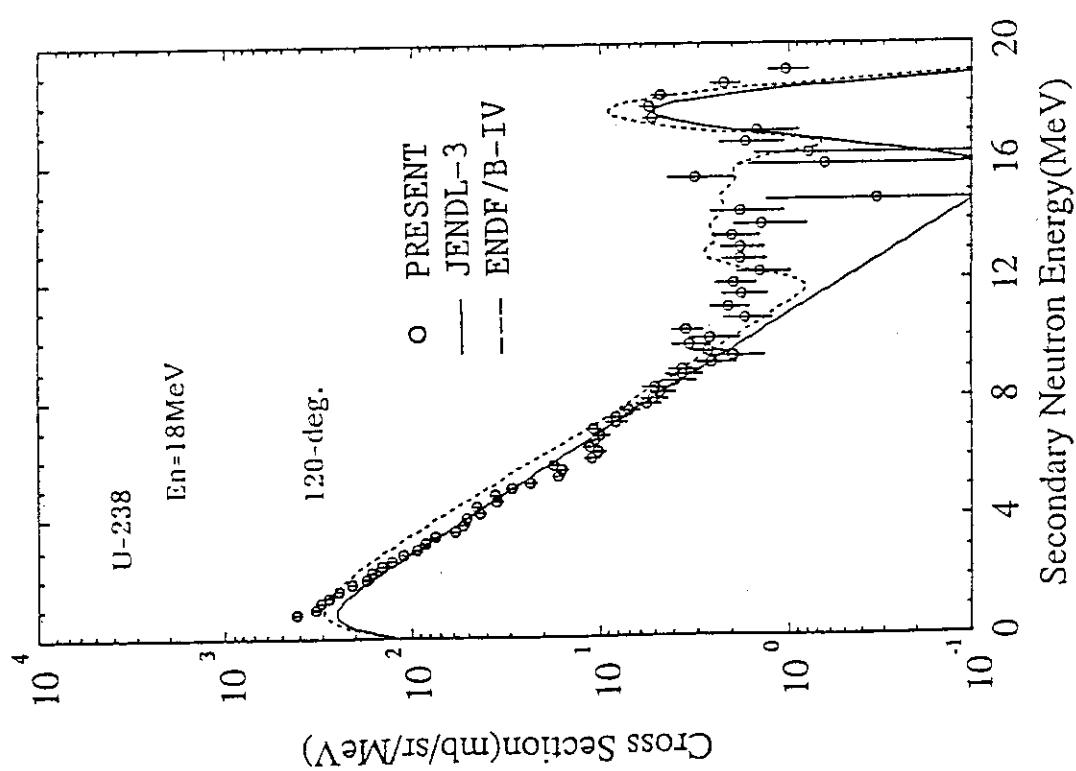


Fig. 11 DDX of U-238 at 120-deg.

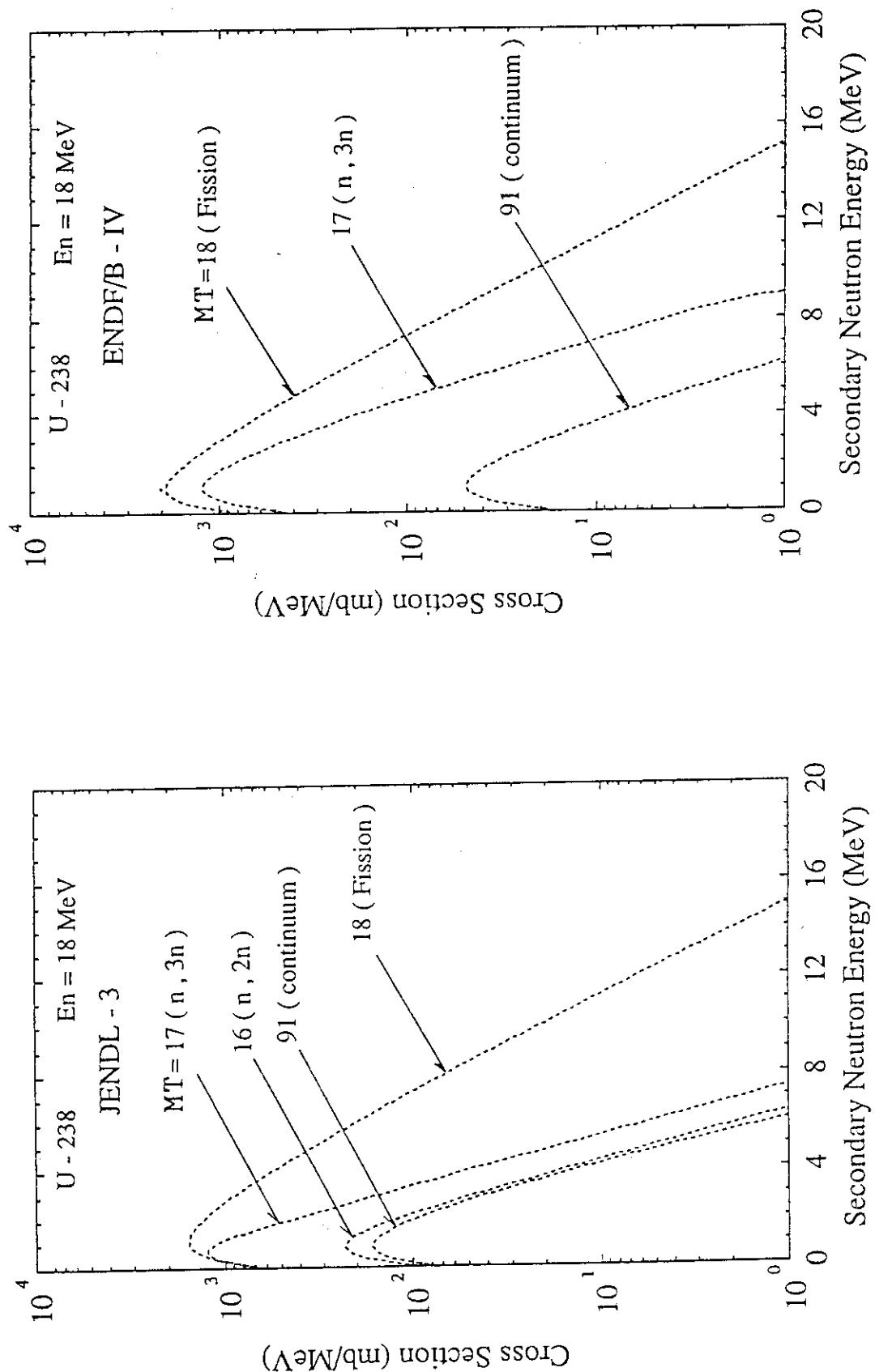


Fig. 12 Neutron emission spectra given by JENDL-3 and ENDF/B-IV for continuum neutron emission reactions of U-238.

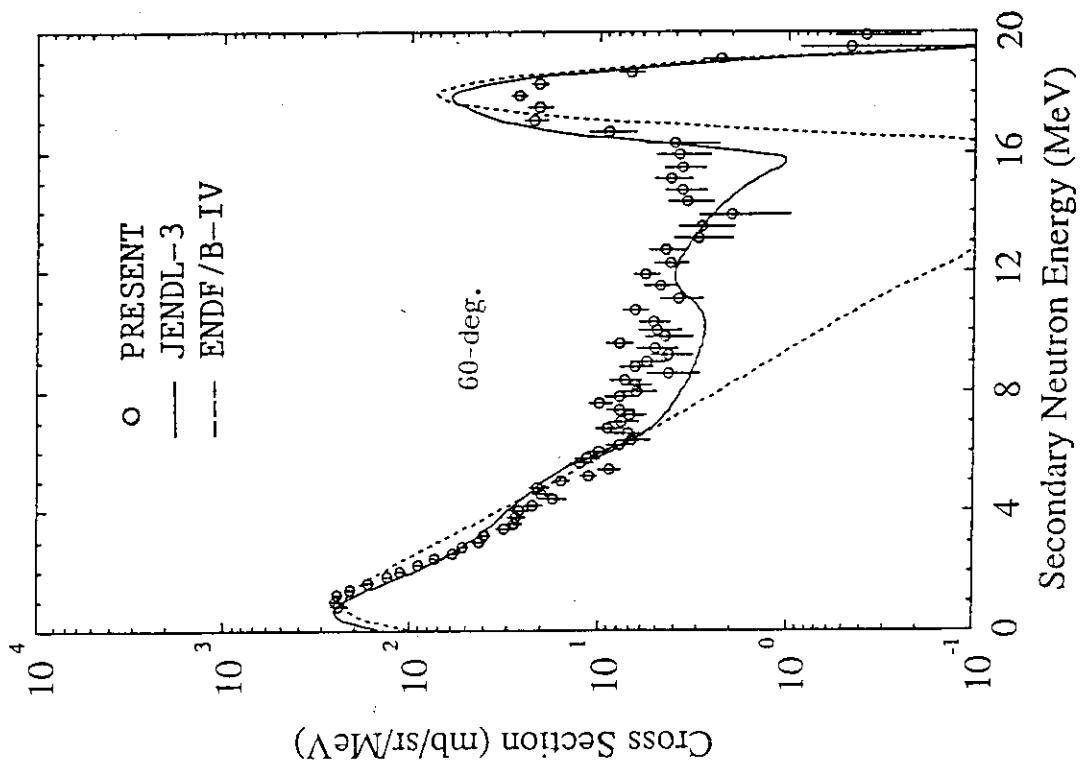


Fig.14 DDX of Th-232 at 60-deg.

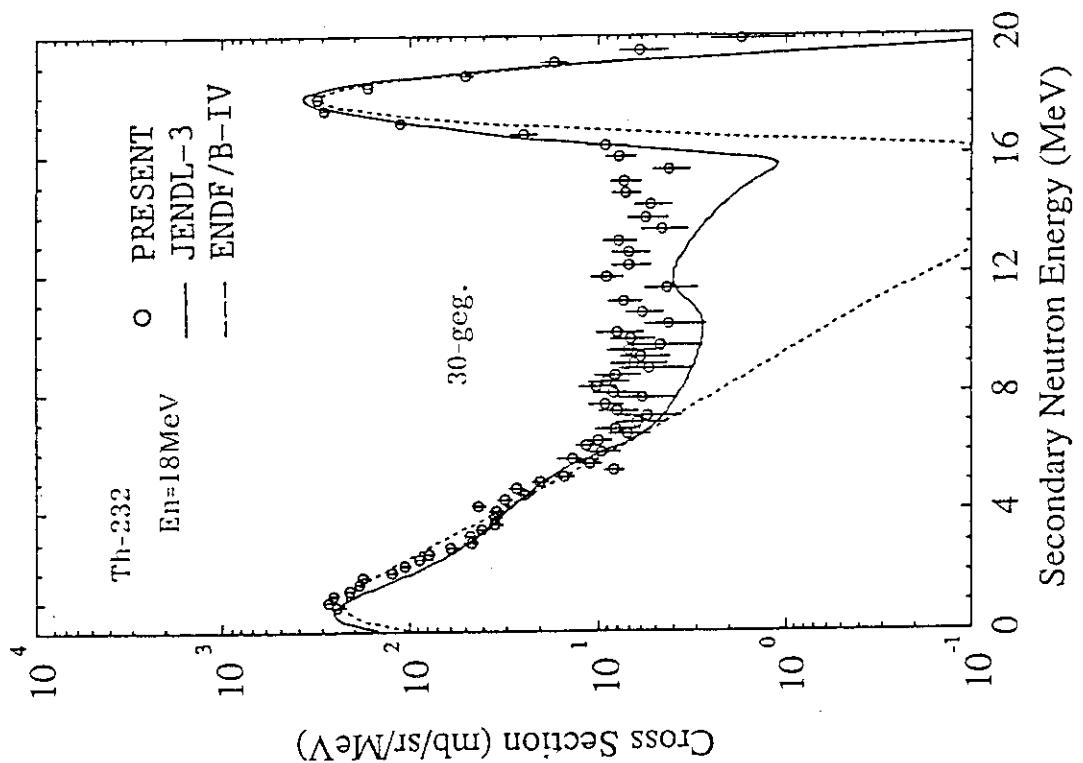


Fig.13 DDX of Th-232 at 30-deg.

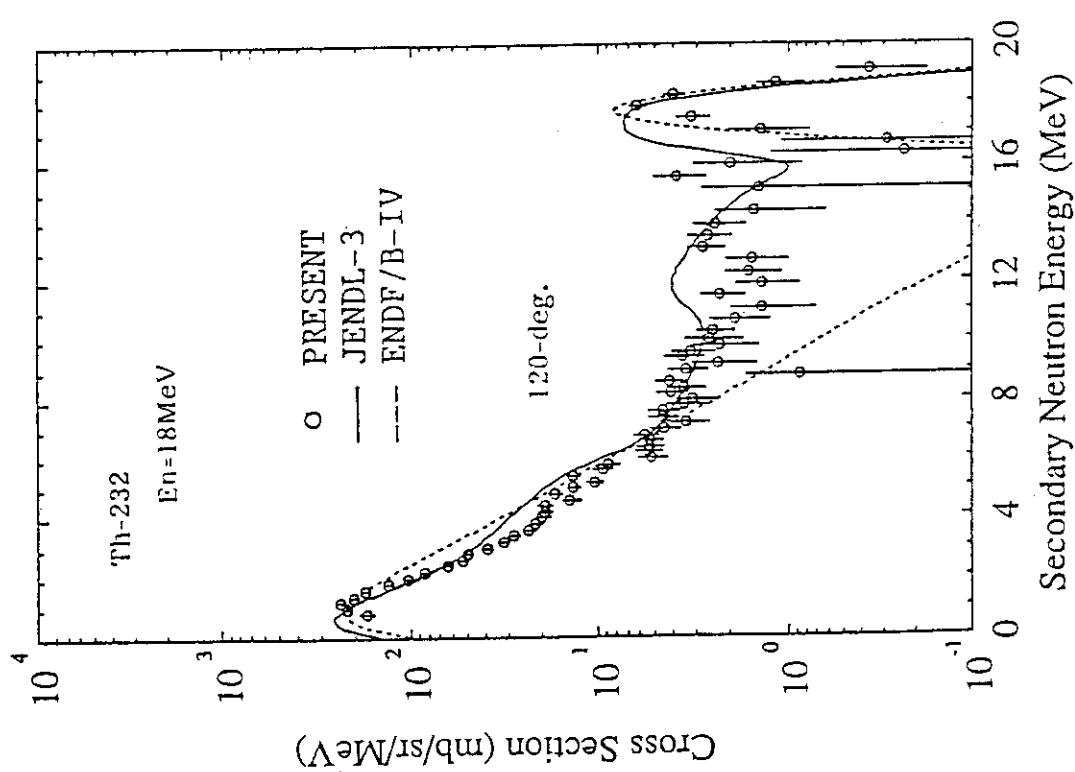


Fig. 15 DDX of Th-232 at 120-deg.

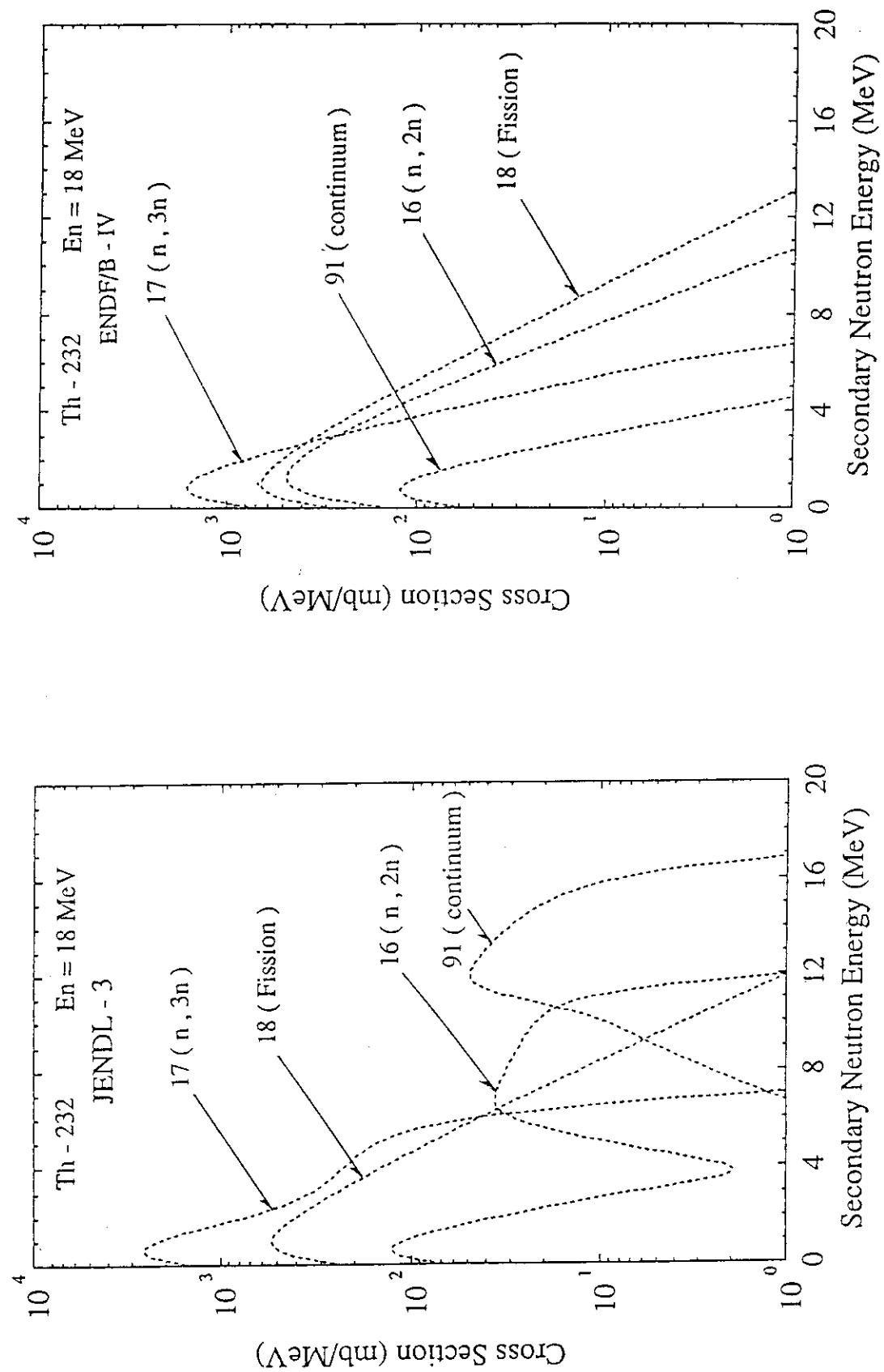


Fig. 16 Neutron emission spectra given by JENDL-3 and ENDF/B-IV for continuum neutron emission reactions of Th-232.

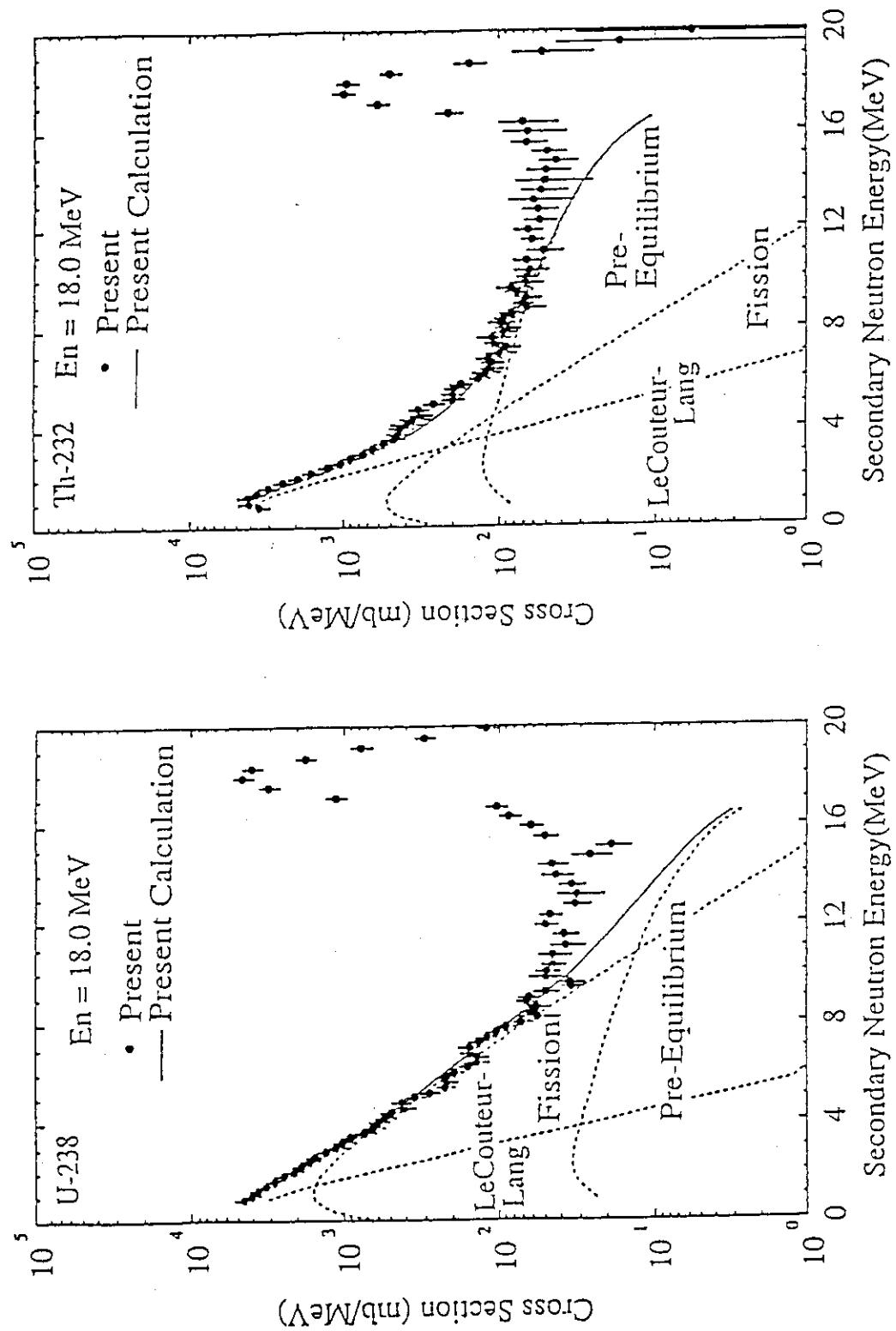


Fig.17 Results of angle-integrated neutron emission spectra and spectrum fit for U-238 and Th-232.

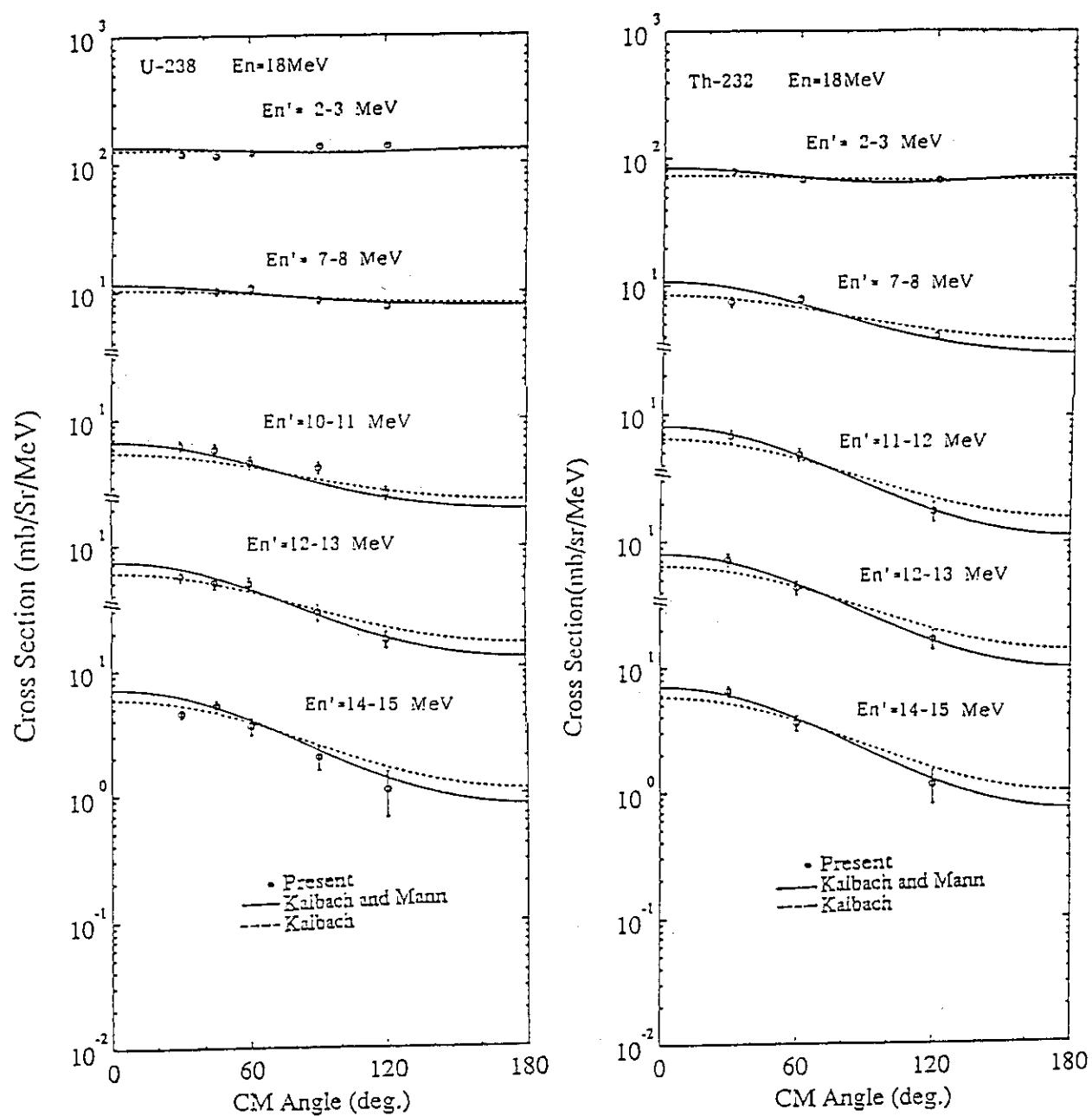
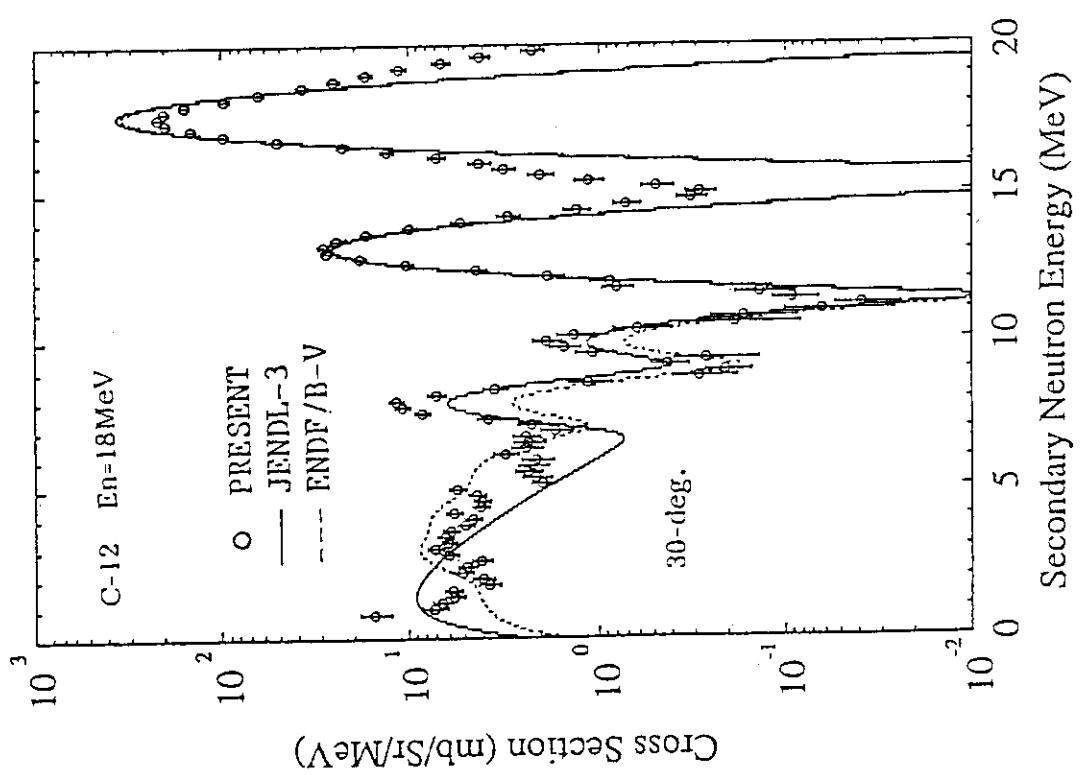
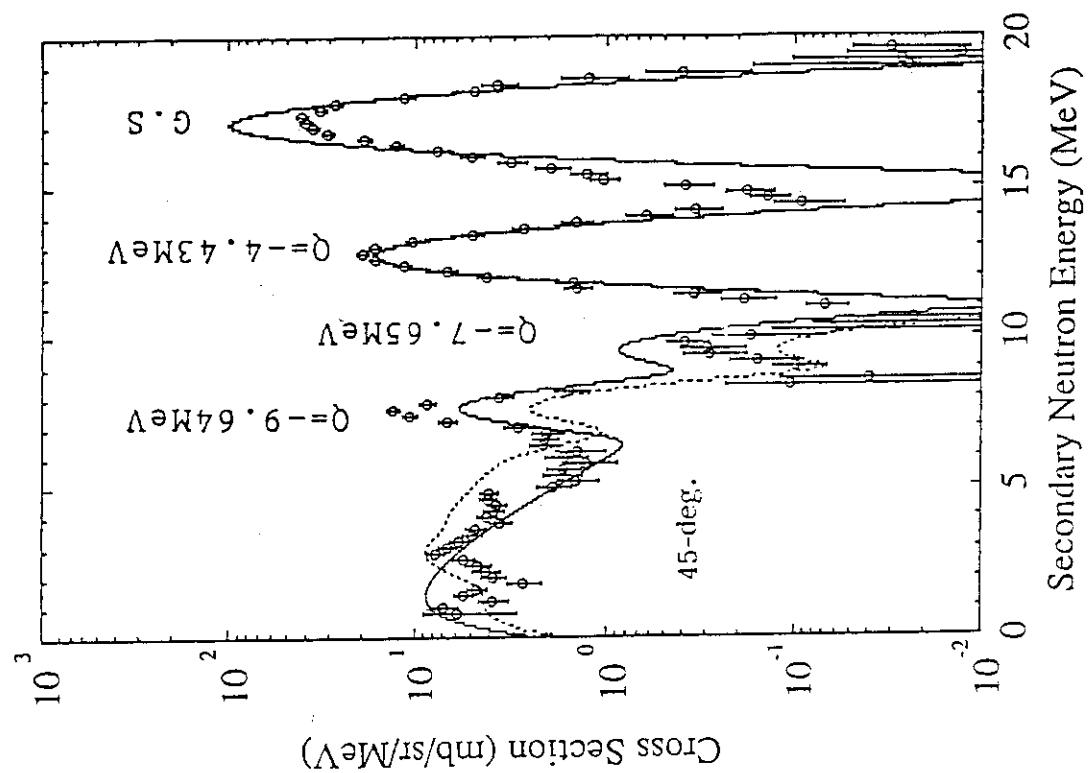
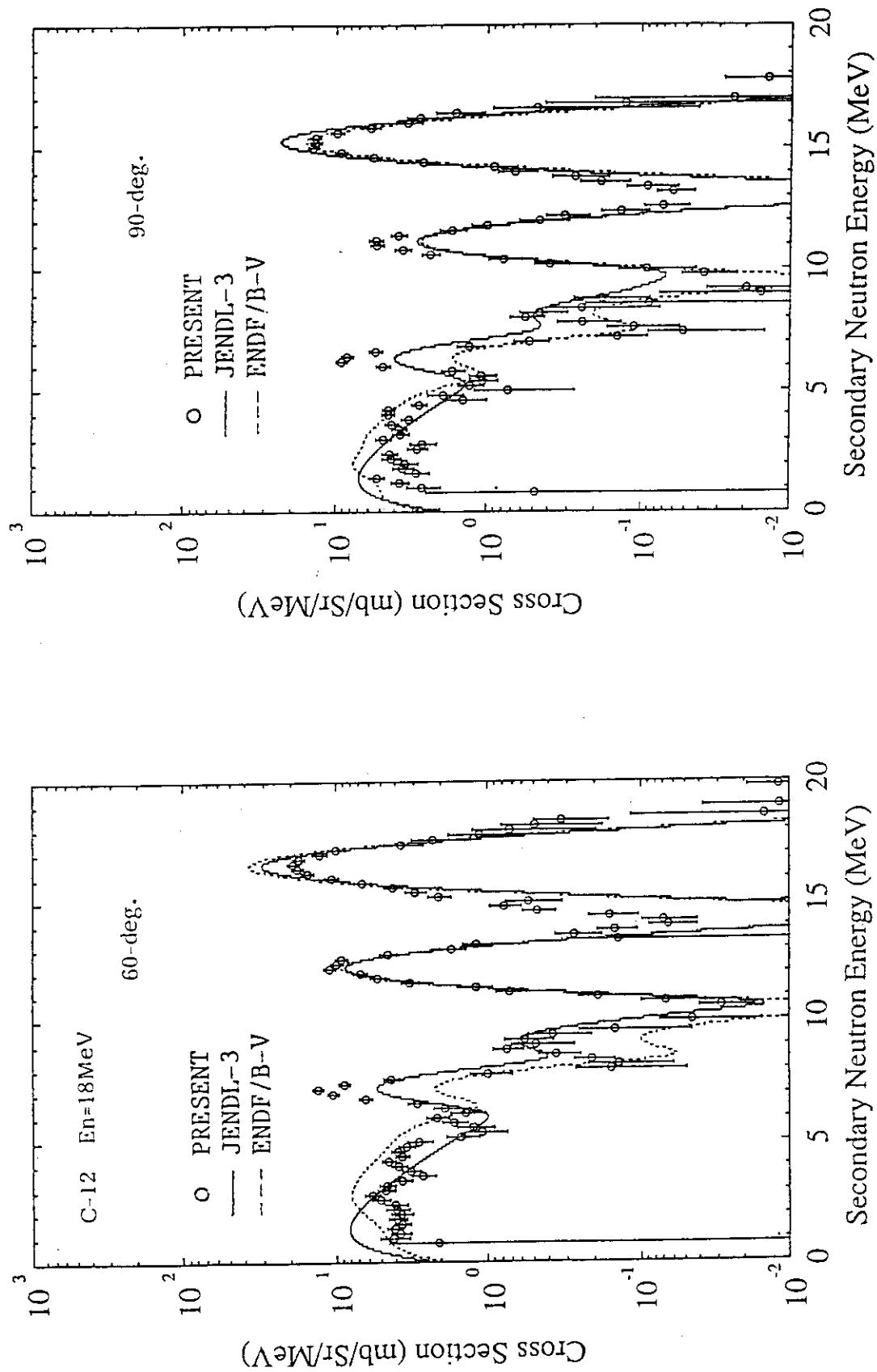


Fig.18 Angular distribution of secondary neutrons from U-238 and Th-232, compared with the calculation based on Kalbach-Mann and Kalbach systematics.





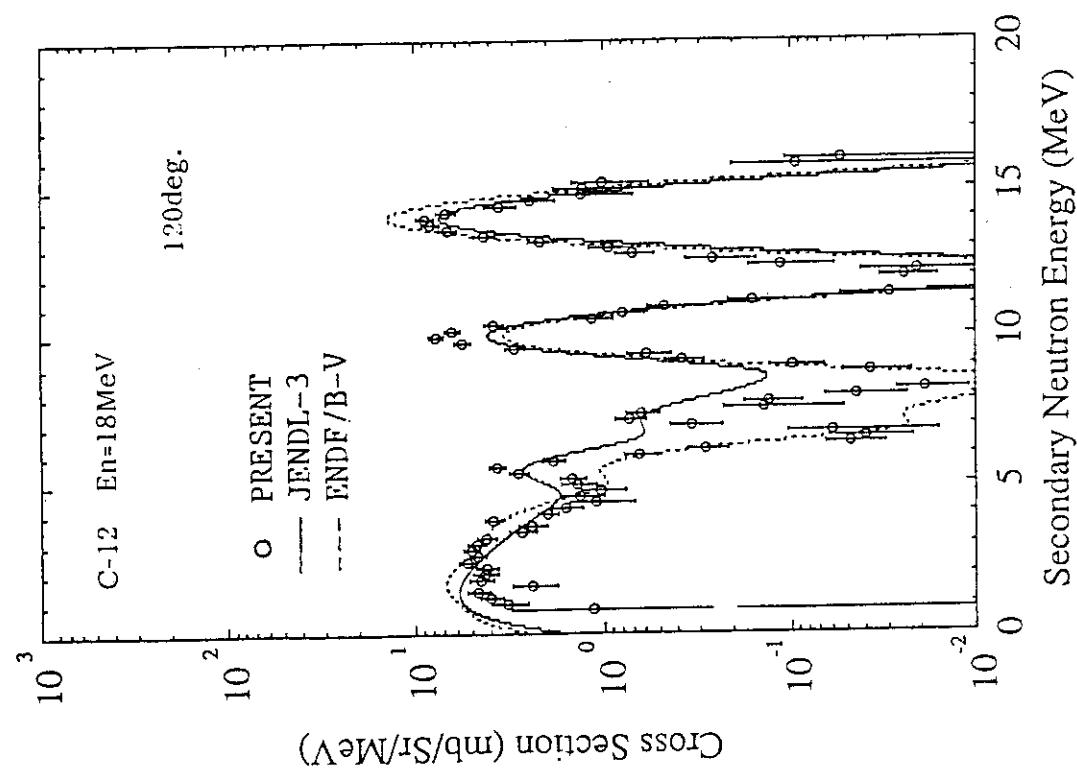


Fig.23 DDX of C-12 at 120-deg.

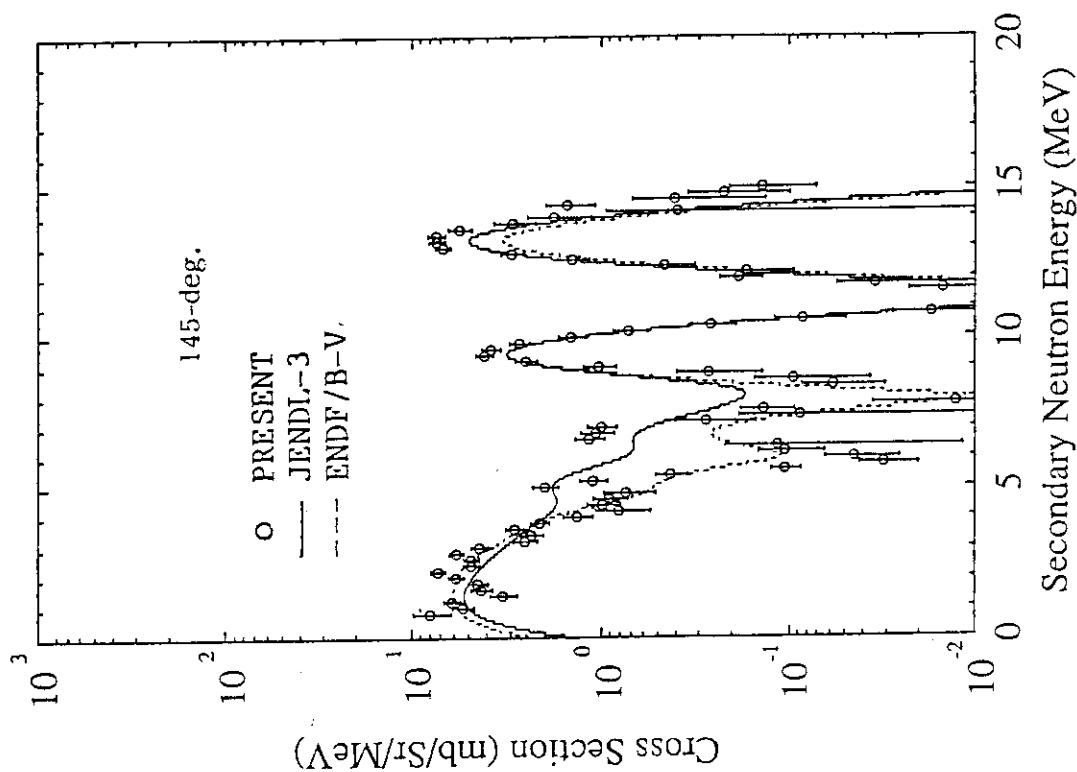


Fig.24 DDX of C-12 at 145-deg.

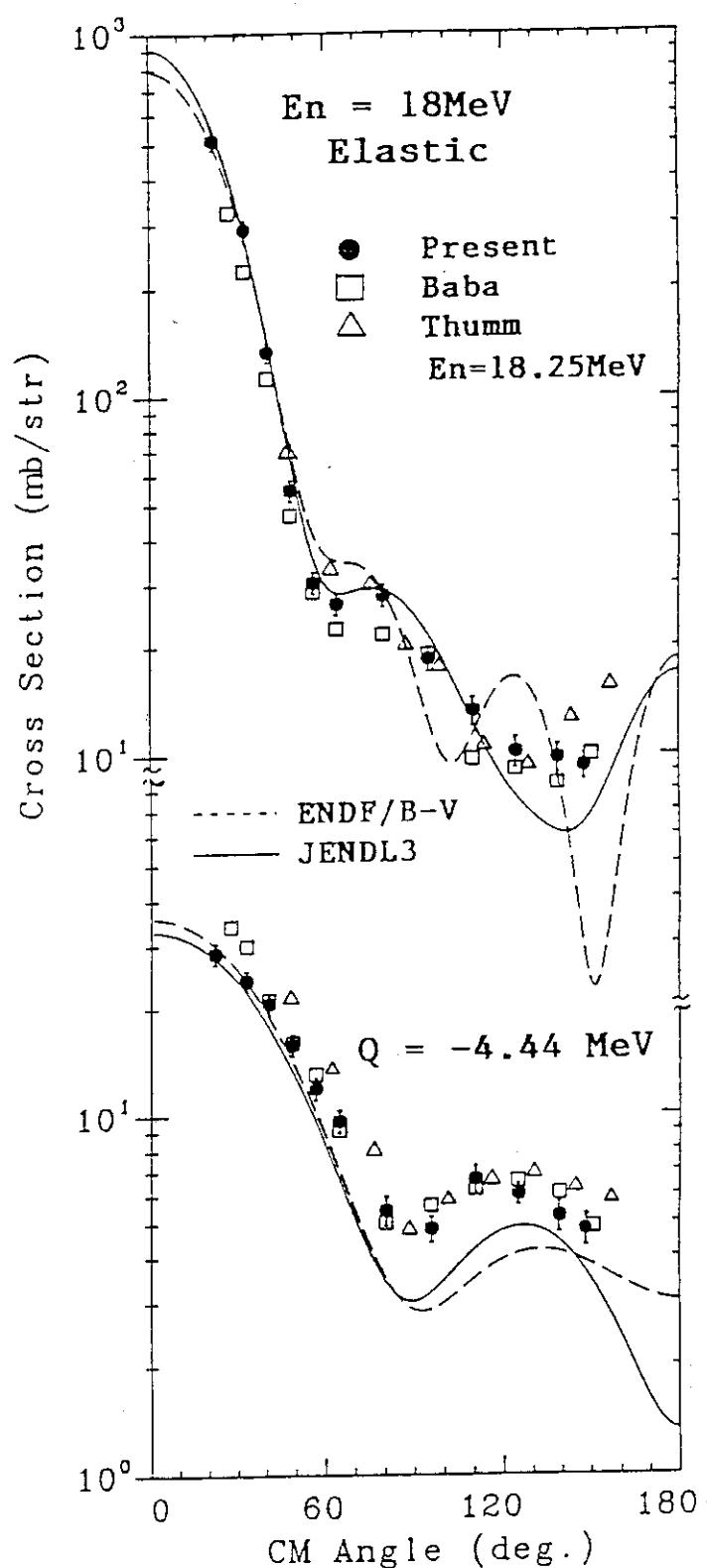


Fig.25 Partial scattering cross sections of C-12.