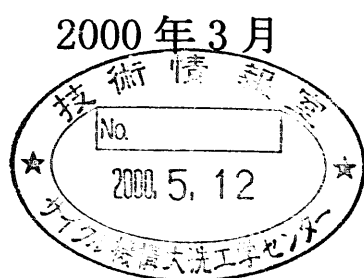


新手法に基づく Np-237 の核分裂断面積及び 核分裂中性子スペクトルの測定

(核燃料サイクル開発機構 研究委託内容報告書)



東北大学 工学部 量子エネルギー工学科

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせ下さい。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松 4 番地 49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technology Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1184

Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

2000

新手法に基づく Np-237 の核分裂断面積及び 核分裂中性子スペクトルの測定

(核燃料サイクル開発機構 研究委託内容報告書)

馬場 護*

要 旨

原子炉における最も基本的なパラメータの1つである核分裂断面積と核分裂スペクトルの総合的な検討を可能とするべく、核分裂スペクトルを絶対値で測定する手法を新しく整備・確立し、これによって²³⁷Npなどのアクチノイド核の核分裂断面積値と核分裂スペクトルパラメータデータを得ることを目的として、実験的及び解析的研究を行った。

この結果、中性子生成微分断面積のよく分かった標準核種の中性子生成収量と中性子フルエンス因子、サンプルサイズ効果をモンテカルロ法で計算してサンプルの違いを厳密に評価することによって、核分裂スペクトルの絶対値を決定できる実験手法を確立した。これを用いると、核分裂断面積と核分裂即発中性子数の積を評価することができ、核分裂スペクトルの絶対値と形状に対する実験データを分離して取得できる。本研究では、この手法を、²³⁷Np、²³²Th、²³³Uに適用して、これらの核種の核分裂中性子スペクトルのパラメータを取得し、従来不明であった絶対値と形状の問題を明らかにした。また、さらに、高速炉設計標準コードを用いた解析も実施し、核分裂中性子スペクトルパラメータの実効増倍係数に対する感度も求めた。

・本報告書は、東北大学が核燃料サイクル開発機構の委託により実施した研究成果に関するものである。

機構担当課室：大洗工学センターシステム技術開発部炉心技術開発グループ

* 東北大学大学院サイクロトロンラジオアイソトープセンター

Measurement of Fission Cross Section and Fission Neutron Spectrum of Np-237 by An Advanced Technique

Mamoru Baba*

Abstract

For fission cross section and prompt fission neutron spectrum, which largely influence core characteristics of a fast reactor, we have performed experimental and analytical studies for developing an advanced technique to measure absolute fission cross section and neutron fission spectrum for actinide nuclides such as Np237.

As the results, we could develop an advanced technique, which combines a normalization technique for the well-known differential cross section and a correction method by a Monte-Carlo code for sample effects. This advanced technique accurately provides both absolute fission cross section and prompt fission neutron spectrum individually. By employing this technique, in this study, we have measured for three actinides (^{237}Np , ^{232}Th and ^{233}U), then, have obtained the fission cross sections and fission spectrum parameter data for those nuclides. Furthermore, we have also performed an analytical study to examine sensitivity of fission spectrum parameter to core multiplication factor by using the standard calculation code for a fast reactor.

Work was performed by Tohoku University under contract with Japan Nuclear Cycle Development Agency.

JNC Liaison: Reactor Physics Research Group

System Engineering Technology Division

O-arai Engineering center, JNC

* Cyclotron Radio-Isotope Center, Tohoku University

目次

1. 序論	1
2. 核分裂断面積と核分裂スペクトルデータの現状	5
2.1 核分裂断面積	5
2.2 核分裂スペクトル	5
2.3 核分裂スペクトルの絶対測定	7
3. 実験方法	10
3.1 中性子源	10
3.2 サンプル	10
3.3 中性子検出器と測定回路	11
3.4 測定	12
4. データ処理	15
4.1 核分裂スペクトルの導出	15
4.2 データの補正	15
5. 結果と検討	19
5.1 核分裂スペクトルの絶対測定	19
5.2 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{233}U の核分裂スペクトルデータ	21
6 核分裂スペクトルの炉特性への影響の検討	38
6.1 計算手法	38
6.2 結果	38
7. まとめ	45
参考文献	46

図のリスト

Fig.1.1	Comparison of fission neutron spectrum data of ^{237}Np and ^{232}Th	3
Fig.1.2	Comparison of calculated fission neutron spectrum for ^{252}Cf	4
Fig.2-1	Fission cross section of ^{237}Np	4
Fig.2-2	Experimental arrangement for fission spectrum measurement by Barnard et al. (top), and the results of the experiment (bottom) [9].	9
Fig.3-1	Experimental arrangement for the present study	13
Fig.3-2	Electronics block diagram for the present measurement	14
Fig.4-1	Examples of TOF spectra in the present experiment	18
Fig.5-1(a)	Maxwellian fit to the experimental result ($E_n = 0.55$ MeV)	24
Fig.5-1(b)	Maxwellian fit to the experimental result ($E_n = 1.9$ MeV)	25
Fig.5-1(c)	Maxwellian fit to the experimental result ($E_n = 4.1$ MeV)	26
Fig.5-2(a)	Fission neutron spectrum of ^{238}U for 1.9 MeV neutrons	27
Fig.5-2(b)	Fission neutron spectrum of ^{238}U for 4.1 MeV neutrons	28
Fig.5-2(c)	Neutron emission spectra of ^{238}U in the previous measurements [10]	29
Fig.5-3	Fission neutron spectrum of ^{232}Th for 4.1 MeV neutrons	30
Fig.5-4(a)	Fission neutron spectrum of ^{233}U for 0.55 MeV neutrons	31
Fig.5-4(b)	Fission neutron spectrum of ^{233}U for 1.9 MeV neutrons	32
Fig.5-4(c)	Fission neutron spectrum of ^{233}U for 4.1 MeV neutrons	33
Fig.5-5	Fission neutron spectrum of ^{237}Np for 0.55 MeV neutrons	34
Fig.5-6	Maxwellian temperature vs. neutron energy for ^{238}U	35
Fig.5-7(a)	Ratio of the experimental and evaluated fission spectrum data of ^{237}Np for 0.6 MeV neutrons to the best fit Maxwellian (top) and Watt (bottom) spectrum for the experimental data (Fig.5-5).	36
Fig.5-7(b)	Ratio of the experimental and evaluated fission spectrum data of ^{233}U for 0.55 MeV neutrons to the best fit Maxwellian spectrum for the experimental data.	37

Fig.6-1	Fission spectra with Maxwell temperature from 1.0 MeV to 2.0MeV	40
Fig.6-2	MOX core configuration (Monjyu)	41
Fig.6-3	Metal core configuration	42
Fig.6-4	R-Z geometry of MOX and metal cores	43
Fig.6-5	Maxwell temperature and core multiplication factor (MOX core)	44
Fig.6-6	Maxwell temperature and core multiplication factor (Metal core)	44

表のリスト

Table 3-1	Neutron sources in the present study	10
Table 3-2	Fission samples in the present study	11
Table 5-1	Maxwellian temperature (T_m) for the present data	22

1. 序 論

新しい核燃料サイクルの1つとしてとして考えられているアクチニドリサイクルにおいては、種々のアクチニド核種の生成と消滅、それに伴うエネルギー生成などを的確に予測することが重要な課題である。これらの生成消滅チェーンは、炉心における中性子スペクトルと核種反応断面積によって支配される。中でも、中性子スペクトルは、炉内における全ての反応率を決定し、それを通じて炉の静的・動的挙動を支配する点で極めて重要である。

核分裂断面積と核分裂中性子スペクトルは、核分裂による中性子源項の主要パラメータであり炉における中性子スペクトル形成の基本的なメカニズムを与えるものである。また、核分裂断面積は核分裂によるエネルギー生成、核変換、消滅など原子炉の基本的な諸特性を決定する重要な反応である。高速炉の場合、減速と吸収はそれぞれ、主として非弾性散乱と捕獲・核分裂によって生じる[1]。

原子炉における中性子スペクトルは、核分裂によって生成する中性子の減速と吸収のバランスによって決定される。核分裂によるエネルギー E の単位立体角当たり中性子源 $S(E)$ は、次式で与えられる。

$$S(E) = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int \nu(E') \Sigma_f(E') \phi(E') dE' \quad (1)$$

ここで、 $\phi(E)$ 、 $\Sigma_f(E)$ 、 $\nu(E)$ はそれぞれエネルギー E の中性子スペクトル、巨視的核分裂断面積、核分裂当たりの即発中性子数であり、 $\chi(E)$ は核分裂スペクトルすなわち核分裂即発中性子が E のエネルギーをとる確率である。従って、核分裂中性子の強度は核分裂断面積と核分裂当たりの即発中性子数によって、スペクトル形状は核分裂スペクトルによって決まる。従って核分裂中性子源の評価には、これらの量に関してバランスのとれたデータが必要となる。

この内で、 $\nu(E)$ 値は核分裂計数管と大型液体シンチレータの組み合わせなどによって1%以下程度の精度で測定する手法が確立されており、評価済みデータファイルにおいてもデータ精度はほぼ満足すべきものと考えられている[1]。核分裂断面積についても、その重要性故に非常に多くの実験がなされ、当研究室でもBack-to-Back型核分裂計数管を用いて測定を行ってきた[2,3,4]。これらによってマイナーアクチニドの場合には未だ十分とはいえないまでも、主要な核種に関してはデータファイル間の一致もかなり良好となってきた。一方、核分裂スペクトルに関しては現在OECD/NEAのNSC(Nuclear Science Committee,

改組中)においてワーキンググループが組織されて国際協力が進められており、データ向上の必要性が世界的に認識されている。Fig.1-1 にNp, Thについて代表的なデータライブラリーである JENDL-3.2 と ENDF/B-VI の比較を示すが、主要ライブラリー間に依然としてかなりの差が見られ、核分裂断面積のみならず核分裂スペクトルデータについても精度向上が重要な課題である。そのため、核分裂スペクトルについて、幾つかの理論計算モデルの開発も行われてきたが [5,6],

Fig.1-2 に見られるようにモデル間及び実験値との間にかかなりの食い違いあり、やはり信頼できる実験データが不可欠である。

主要核種の核分裂スペクトルに関しては幾つかの実験データが報告されてはいるが、それらの実験値のほとんど全てが相対測定値（任意スケールのスペクトルデータ）であるため、絶対値に任意性があり、これだけでは問題点を明らかにできない。たとえば、Fig.1のTh データの場合、全体としての差は大きいものの高エネルギー部分での勾配では差はそれほど大きいわけではないので、両者を適当に規格化して実験値と比較すると、どちらの評価値がより実験値に近いかを判別することは殆ど不可能に近い。従って核分裂スペクトルの議論を明確にするためには従来のような相対測定値では不十分で、スペクトルの絶対値（入射中性子当たりの核分裂スペクトル）を求めた実験データが必要である。絶対値データの場合、(1)式から分かるように、スペクトル全体の高さを決める核分裂断面積と即発中性子数を含めて検討することができるので、核分裂線源項を形状と大きさの両面から検証でき、より多面的な情報を実験データから得ることが可能となる。

本研究では、以上の観点から

- 1)核分裂スペクトルを絶対値で測定する手法を新しく確立し、これによって
 - 2) ^{237}Np などの核分裂断面積と核分裂スペクトルの精度評価を行う手法を検討し
 - 3)核分裂スペクトルの理論計算のための参照値を提供する、とともに
 - 4)核分裂スペクトルが原子炉特性に与える影響の評価を行う、
- ことを目的とする。

本年度は、 ^{238}U を標準核種として ^{232}Th , ^{233}U を対象として実験を行い、本手法の検討を行う。入射中性子エネルギーは 0.6, 1.9, 4.1 MeVである。また、当研究室で以前測定した ^{237}Np の核分裂スペクトルの絶対値規格化についても検討し、本手法の有効性を検証する。

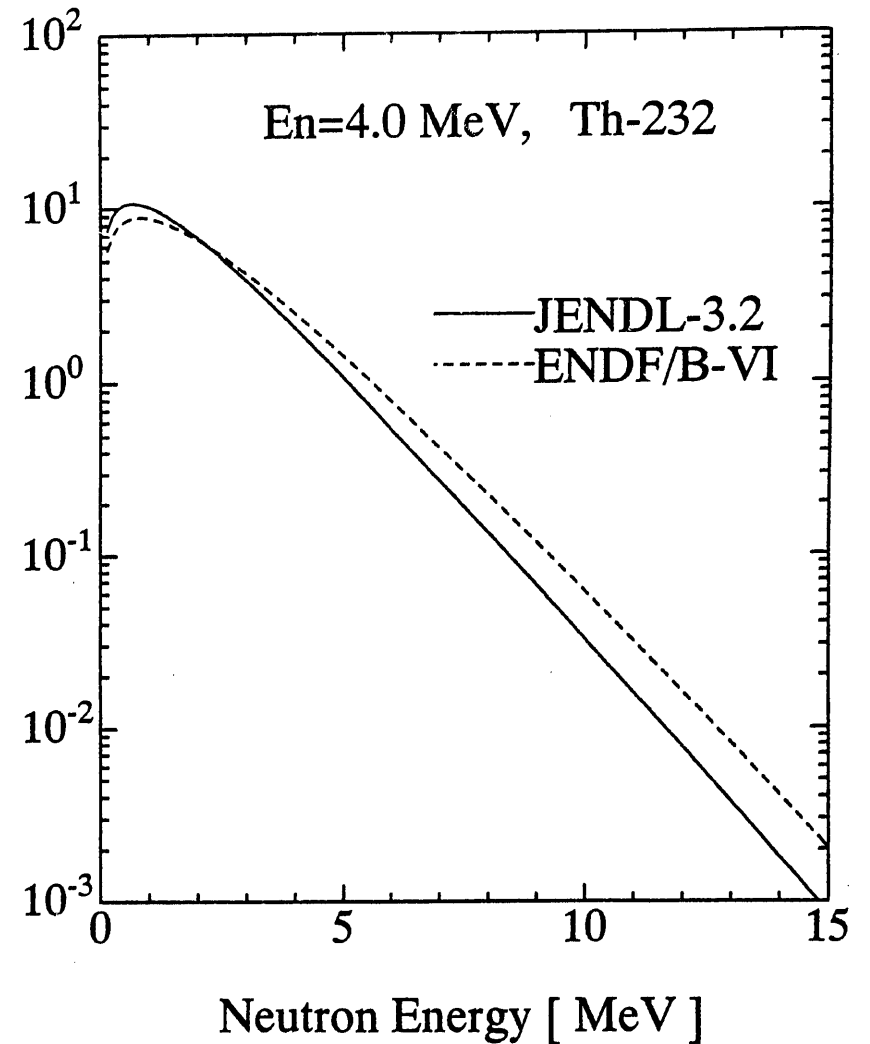
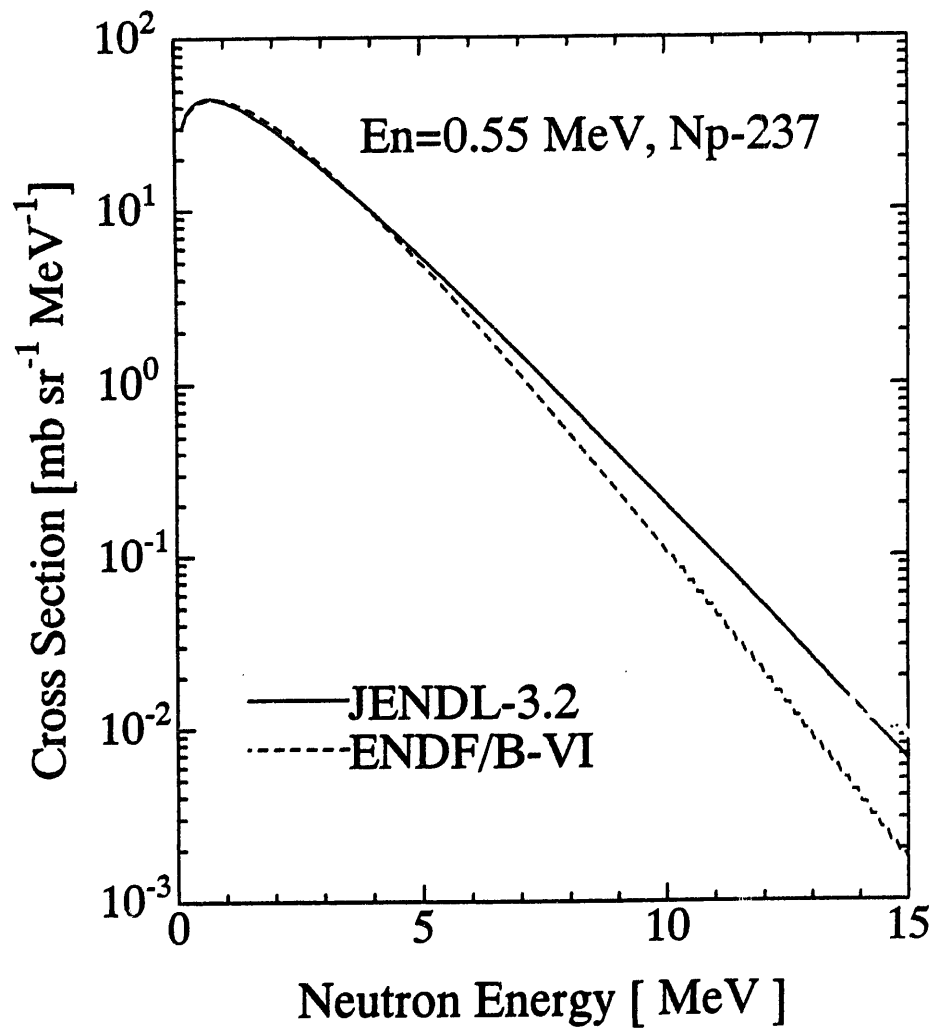


Fig.1.1: Comparison of fission neutron spectrum data of ²³⁷Np and ²³²Th

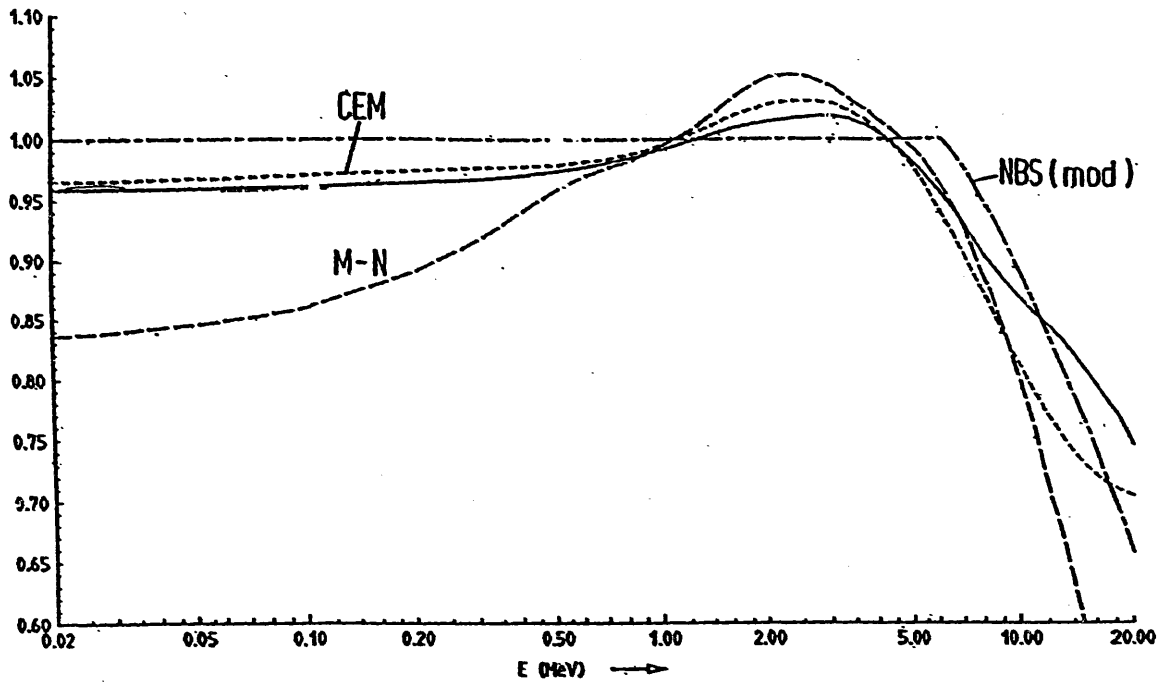


Fig.1.2: Comparison of calculated fission neutron spectrum for ^{252}Cf

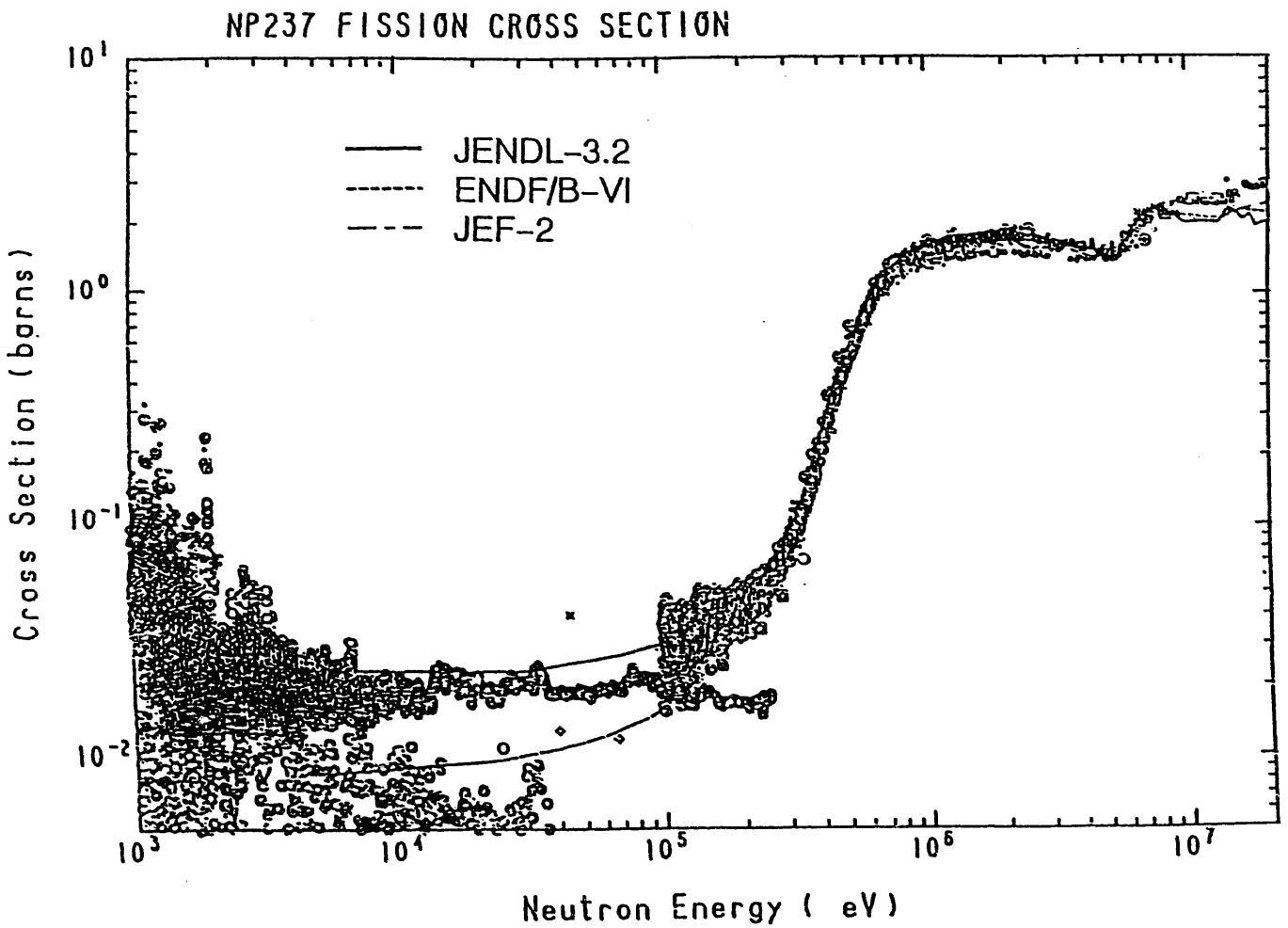


Fig.2-1: Fission cross section of ^{237}Np

2. 核分裂断面積と核分裂スペクトルデータの現状

2.1 核分裂断面積

核分裂断面積は、文献[2-4]などにまとめたように、入射中性子当たりの核分裂率を測定することによってなされる。核分裂率は通常核分裂計数管を用いて核分裂片を検出することによって測定するが、アルファ放射性の強い核種などでは本研究と同様に核分裂中性子を検出する場合もある。核分裂中性子を測定する場合には、検出器の効率やしきい値以下への外挿などの誤差要因があるので核分裂片測定の場合より誤差は大きい。

核分裂断面積を決定するには中性子束を知る必要があるがこれはかなり困難なので²³⁵Uなど、断面積のよく知られた核種との相対測定を行う場合が多い。核分裂断面積データの現状については、昨年度報告書などに詳しく述べてあるので、ここでは²³⁷Npの例をFig.2-1に挙げるにとどめる。

2.2 核分裂スペクトル

1)核分裂スペクトルデータの現状

Fig.1-1に例を挙げたように核分裂スペクトルデータについてはライブラリー間でかなりの差がある。これらの差が実効増倍率や各種の反応率、遮蔽性能などに有意な差をもたらすことが感度解析などによって調べられている[1]。

これらのデータの評価法は必ずしも確立しておらず、ライブラリーによってまちまちである。従来は、実験データがある場合にはそれらを、下に示す Maxwell 型や Watt 型などの半実験式でフィットし、そのエネルギー依存性は後に述べる Howerton-Doyas [5] の半実験式を用いて内・外挿する方法がしばしば用いられていた。

$$\chi_M(E) = C_M \exp\left(-\frac{E}{T_M}\right), \quad (T_M; \text{Maxwell温度}) \quad (2)$$

$$\chi_W(E) = C_W \sinh(\sqrt{BE}) \exp\left(-\frac{E}{A}\right). \quad (3)$$

この方法では実験データが無いマイナーアクチニドの場合などに困るので、統計模型を基礎とした Madland-Nixモデル[6]やその改良版である Ohsawa' モデル[7]などによる理論計算値を採用するケースが多くなってきた。しかし、これらモデルも実験値とはFig.1-2 に示すようにかなりの差異を示し、改良が求まられている。序論で述べたNEAのワーキンググループでもLANLのMadland がリーダーとして検討を進めている。最近、Ohsawa らは、Brosa

らのマルチモード核分裂模型に基づく計算を行い、Np など幾つかの核種に対する結果を発表している[8]。いずれにしてもこれらのモデルは単独でスペクトルを予測できるわけではないので、参照値としての実験データが不可欠である。

2)核分裂スペクトル測定の方法と実験データ

核分裂スペクトルは、核分裂で発生する中性子のエネルギースペクトルを飛行時間法(TOF)または中性子スペクトロメータで測定することによって決定される。核分裂中性子は100keV以下から15 MeV 以上までの極めて広い範囲に亘るため、実験には広帯域のスペクトロメータが必要とされる。このため、初期の実験においては反跳陽子カウンターなどの中性子スペクトロメータが用いられたが、パルス中性子やエレクトロニクスを進歩とともに帯域を広くとれるTOF法が用いられるようになった。

核分裂試料としては、核分裂計数管を用いる方法と固体サンプルを用いる方法がある。前者の場合、核分裂事象からの中性子を選別できるために原理的には中性子エネルギーを選ばないメリットがあるが、核分裂試料を核分裂片の自己吸収が問題にならない程度に薄くする必要があるので、このため核分裂試料の量がグラム以下程度に制限されるので、断面積の小さい高速中性子核分裂の場合、非常に長時間にわたる測定が必要となり、統計誤差も大きい。また、核分裂計数管と中性子検出器のバックグラウンドの偶発同時計数が問題となる。

Fig.2-2(a) に、Barnardらによる実験の例を挙げる[9]。この場合、加速器を用いて発生させたパルス中性子を多重箔型の核分裂計数管に入射させ、生成した核分裂中性子のエネルギースペクトルをTOF法によって測定する。そのTOFデータに核分裂計数管出力ゲートをかけることによって核分裂以外の中性子を除去している。その結果の1部をFig.1-4(b) に示す。散乱中性子を除去しているため、入射エネルギーより低い領域までデータが得られている。この測定では絶対値を決定していないので測定されたスペクトルは相対値である。(2)式から分かるように $E^{1/2}$ で割った値がセミログスケールでほぼ直線上に乗っているため、実験結果はMaxwellスペクトルでかなり良く表されることが分かる。但し、計数率が低いので中性子エネルギー範囲はかなり限られている。

これに対して、固体サンプルを用いる場合は、核分裂中性子を散乱中性子から区別できないため、測定可能なスペクトルは入射中性子エネルギーより高い領域に限られるのが難点である。しかし、サンプル原子数を多くとれるので、信号対雑音比が高く広いエネルギー範囲を測定できるメリットがある。当研究室では、固体サンプルを用いる方法によって、

^{238}U , ^{232}Th , [10,11], ^{237}Np [12] について測定を行った実績を有するので、本研究でも固体サンプルの手法を採用する。

2.3 核分裂スペクトルの絶対測定

従来、核分裂スペクトルの測定は上の例のようにスペクトル形状が分かればよいという考え方で、ほとんどが相対測定の間で行われてきた。序論に述べたように相対測定のみでは問題が明確にならない場合が多いので、従来ほとんど報告されていないが絶対スケールの核分裂スペクトルデータを新しく取得することには大きな意義があると考えられる。そこで本研究では、中性子生成断面積測定における絶対値決定法を参考に、核分裂スペクトルの絶対測定の手法を検討する。

一般に、中性子生成断面積測定の場合、中性子エネルギー E 、角度 θ における中性子収量は下記のように与えられる。

$$Y(E, \theta) = I \cdot F \cdot N \cdot \sigma(E, \theta) \cdot \Omega \cdot \varepsilon(E) / A \quad (4)$$

I は中性子束、 $\sigma(E, \theta)$ はエネルギー E 、角度 θ に対する中性子生成断面積、 N はサンプル原子数、 Ω は検出器の立体角、 A はサンプルサイズ効果に対する補正係数、 ε は検出効率である。 F は中性子フルエンス因子すなわちサンプル中の実効中性子フルエンスで、次式で与えられる。

$$F = \frac{\int_{V_1} \int_{V_2} \frac{S(\phi)}{r^2} \exp(-\Sigma_T \cdot \ell_1) dV_1 dV_2}{\int_{V_1} \int_{V_2} S(0^\circ) \exp(-\Sigma_T \cdot \ell_1) dV_1 dV_2} \quad (5)$$

ここで、 ϕ : ビーム軸に対する源中性子の放出角度、 $S(\phi)$: 源中性子角度分布、 r : 中性子源・サンプルの微小体積要素間距離、 Σ_T : サンプルのマクロ全断面積、 ℓ_1 : サンプル中での源中性子の透過距離、 V_1, V_2 : 中性子源、サンプルの体積、である。 F は中性子源、サンプルの形状と断面積によって異なり、絶対値決定に極めて重要である。

核分裂スペクトル測定の場合には(4)式は次のようになる。

$$Y(E, \theta) = I \cdot F \cdot N \cdot \sigma_f \cdot \nu \cdot \chi(E) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon(E) / A \quad (6)$$

記号の意味は上に同じである。この内 $I \cdot Q$ は絶対値決定の鍵となるものであるが計算で求めるのは困難である。

そこで、絶対値の決定法には次の二つが考えられる。

- (a)H, Cなど微分散乱断面積のよく知られた核種との相対測定による方法,
- (b)核分裂スペクトルの絶対値が良く知られた核種に対する相対測定による方法。

(a)の場合は(4)と(6), (b)の場合は(6) の比, 標準核種と目的核種の間でとることによって $I \cdot Q$ を消去し, 標準断面積を用いて絶対値を決定できる。(a)の方法の場合中性子収量は

$$\sigma_f \cdot v \cdot \chi = \frac{Y_X}{Y_S} \cdot \frac{N_S}{N_X} \cdot \frac{A_X}{A_S} \cdot \frac{F_S}{F_X} \cdot \frac{\epsilon_S}{\epsilon_X} \cdot \sigma(E, \theta) \quad (7)$$

と求められる。ここでサフィックス Sは標準核種, Xは目的とする核種を表す。(b)でも同様に求められる。

(a)の方法は一般であるが、散乱中性子と核分裂中性子のエネルギーが違うので検出効率の精度に敏感である。(b)の方法はより直接的で便利であるが、この条件を満たす核種があるのかも明かではないので、本研究で検討を行った。後に示すように数 MeVの領域では²³⁸Uが標準となり得ることが分かったので、それを用いて ²³²Th, ²³³U の絶対値を求める。また、Np測定の場合には、バックグラウンド測定に用いたPbを標準とできることが分かった。なお、Np測定の詳細は文献[12]に述べられている。

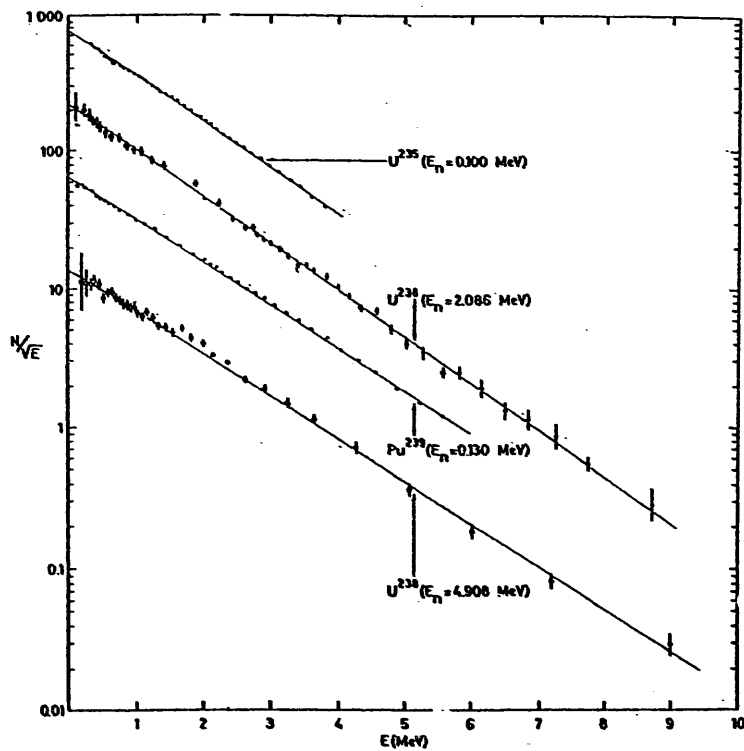
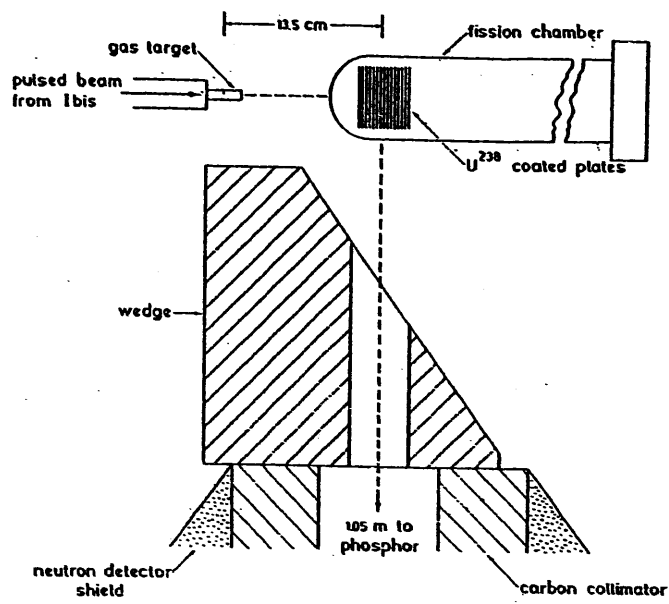


Fig.2-2: Experimental arrangement for fission spectrum measurement by Barnard et al. (top), and the results of the experiment (bottom) [9].

3. 実験

実験は東北大学ダイナミロン実験室で、TOF法を用いて行った。

Fig.3-1に実験配置を示す。核分裂スペクトルの測定においては、S/N(Signal to Noise Ratio)とともにエネルギー分解能が重要である。一方、 ^{233}U 、 ^{237}Np の場合には、サンプル量が少なく、サンプルから放射線も強いので、収量とS/Nの向上を最優先に実験条件を決定した。

核分裂スペクトルの測定は、実験室系の後方角度1点で行った。核分裂中性子は入射中性子エネルギーが数MeV程度では殆ど等方的と考えられ、実験でも確認されている[10]。従って測定角度の選定は、バックグラウンドとなる弾性散乱中性子の収量になるべく小さくなるように選んだ。

3.1 中性子源

中性子源はダイナミロン加速器からのパルス陽子、重陽子ビームと Table 3-1 に示す反応によって得た。いずれも Table に示す幅を持った単色中性子である。ビームのパルス幅は約2ns、繰り返し2 MHzである。Liターゲットは白金バッキング上に金属Liを蒸着したもので、TターゲットはTi 吸蔵型、D₂ターゲットは 3-cm 長のガスセル(窓:Mo 5 μm 厚)である。いずれのターゲットも小型軽量化し、冷却も圧搾空気で行うことによって中性子の散乱を減少させた。また、パルスビームの幅を狭めるためにポストチョッパを用いた[13]。

Table 3-1; Neutron sources in the present study

En (MeV)	Reaction	Q-value	Target	エネルギー巾
0.55	$^7\text{Li}(p,n)$	-1.64 MeV	Li metal	60 keV
1.9	T(p,n)	-0.76 MeV	Ti-T	90 keV
4.1	D(d,n)	3.27 MeV	D ₂ gas	300 keV

3.2 サンプル

サンプルは全て固体または粉末である。その組成、サイズ等をTable 3-2 にまとめる。(Npサンプルは今回の実験には関係ないが参考のためにあわせて示す)。 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{237}Np サンプルはAl, SUSの管に封入されている。 ^{233}U サンプルは軽量のプレートなので、それらを低質量の厚紙容器にパックして用いた。

サンプルはサンプルチェンジャーを用いてターゲットら約6 cm (Npの場合8cm) の位置に釣り糸を用いてつり下げた。パルスビームの時間形状は今回の実験にとって極めて重要であるが、サ

ンプルチェンジャーの使用によって、測定中ビームを止めることなく測定を継続しパルス形状を安定に保つことができた。

核分裂中性子の収量を稼ぐためにターゲット・サンプル間距離を6 cm 程度と短めにしたのでサンプル上での中性子エネルギー幅がやや大きくなったが、核分裂スペクトルのエネルギー依存性は非常に弱いのでその影響は無視できる。バックグラウンドの評価にはNpサンプルの缶とほぼ等価なダミー缶を用いた。又、サンプル依存バックグラウンドの評価のために核分裂を起こさないPbのサンプル(2cm直径×5cm長)を用いた。²³³U、²³⁷Npサンプルの放射能が強いので、被曝を避けるために迅速なセットが可能となるようサンプルの固定に工夫した。

Table 3-2 Fission samples in the present study

核種	組成	サイズ	重量
²³⁸ U	U metal	2-cm φ x 5-cm 長	302.4 g
²³² Th	Th metal	2-cm φ x 5-cm 長	182.5 g
²³³ U	U ₃ O ₈ -Al alloy	1.27cm x 1.27cm x 0.1-cm x 24	2.28g
²³⁷ Np	NpO ₂	SUS二重管 (肉厚 6 mm) 内側; 12.8mm直径×107 mm長, 外側; 13.8mm直径×120mm長で	19.9 g

3.3 中性子検出器と測定回路

中性子検出器は5" φ × 2" 厚のNE213シンチレータで、浜松ホトニクス製R1250光電子増倍管に結合されている。核分裂スペクトルの測定においては、数100keVから15MeV以上までの広範囲にわたって中性子スペクトルを測定することが必要なので、この検出器では広い波高ダイナミックレンジにわたって良好なタイミング特性と線形性を持つように設計された光電子増倍管ベースを用いている。これによって300 keVから 20 MeV 程度までの測定が可能である[10-12]。

検出器は炭酸リチウム入りパラフィンを主成分とするコニカル型中性子コリメータ内に納めて遮蔽した。飛行距離は 2.0 m 前後である。収量を高めるために飛行距離に比して検出器がやや厚めであるが、エネルギー分解能の制約のために起こり得るスペクトルの歪みについては後述するようにデータ処理の中で検討した。最終的に影響はほとんどない。

Fig 3-2 に測定回路を示す。 γ 線バックグラウンドを除去してS/Nを高めるために、ゼロクロス法による波形弁別回路を用いて $n \cdot \gamma$ 弁別を行った。検出器からのTOF, 波高, 波形の3つの信号を, 3パラメータデータ収集装置MPC1600 (Laboratory Equipment社) を用いてリストモードで収集した。これによって, 中性子エネルギーごとに適切な波高バイアスを設定してS/Nや時間分解能を高めるなど柔軟なデータ処理が可能となった。

また, 測定中, 中性子源スペクトルを確認し, 各測定を規格化するために小型のNE213 (5-cm直径 \times 5-cm長)を中性子モニターに用い, TOFモードで中性子源スペクトルを測定した。このモニター検出器がサンプルからのガンマ線を数えると正しい規格化ができなくなるので, 検出器をコリメートし, シャドーパーでサンプルからシャドーした。

3.4 測定

測定は, (1)サンプル, (2)ダミー缶, 及び (3)鉛サンプルについてサイクリックに行った。

鉛サンプルの測定は核分裂中性子の領域にサンプル依存バックグラウンドが存在しないことを確認するために行ったものである。この種のバックグラウンドはパルスビームのこぼれ, 床散乱で生じた中性子やガンマ線が原因となって生じる可能性があるが, 次節で示すように鉛のスペクトルは即発ガンマ線と弾性, 非弾性散乱ピークを除けば平坦と見なすことができ, サンプル依存バックグラウンドは問題とならないことが確認された。

従って, サンプルとダミー缶についての測定を交互に行ってデータを集積した。確認のために適宜, Pbに対する測定も行った。ビーム電流は $2\text{-}3 \mu\text{A}$ であった。

Experimental Set UP

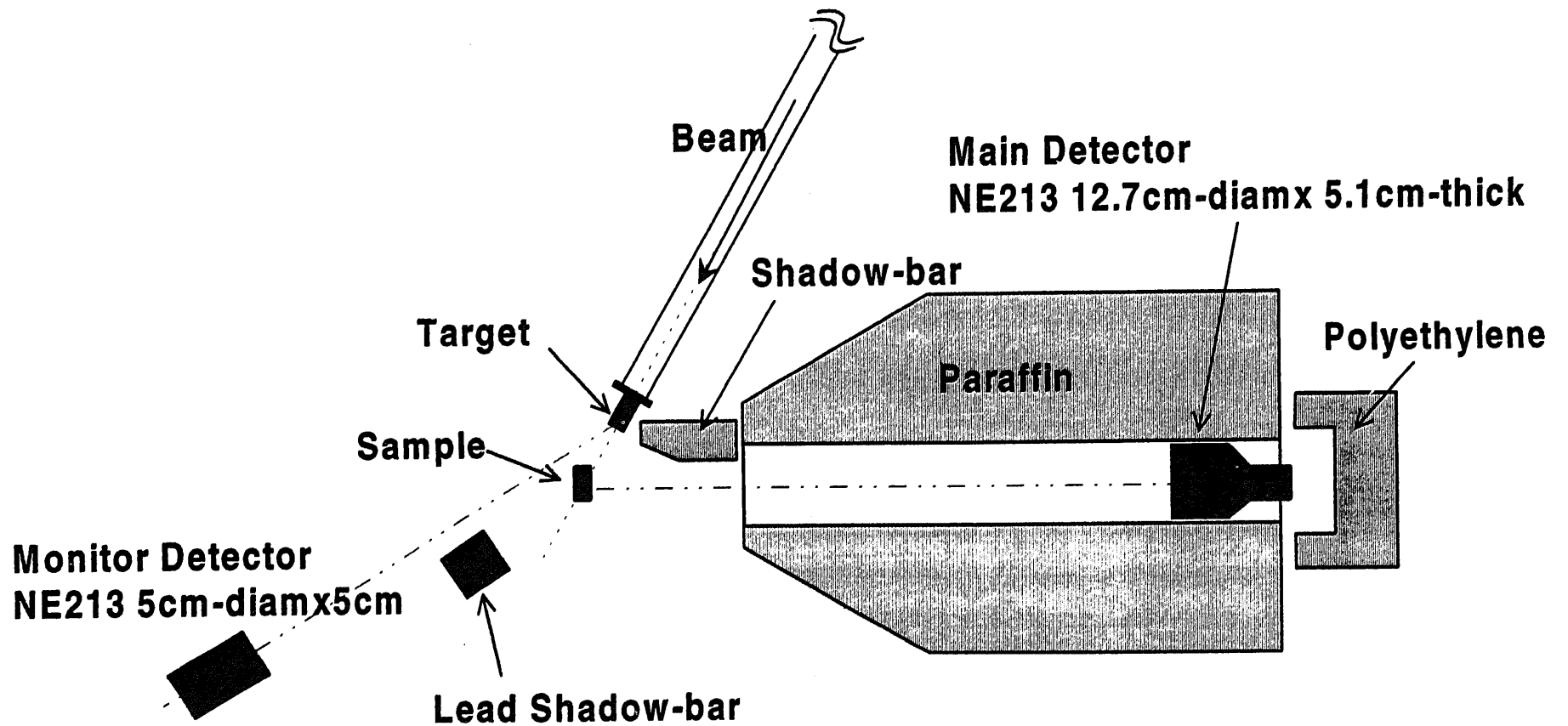
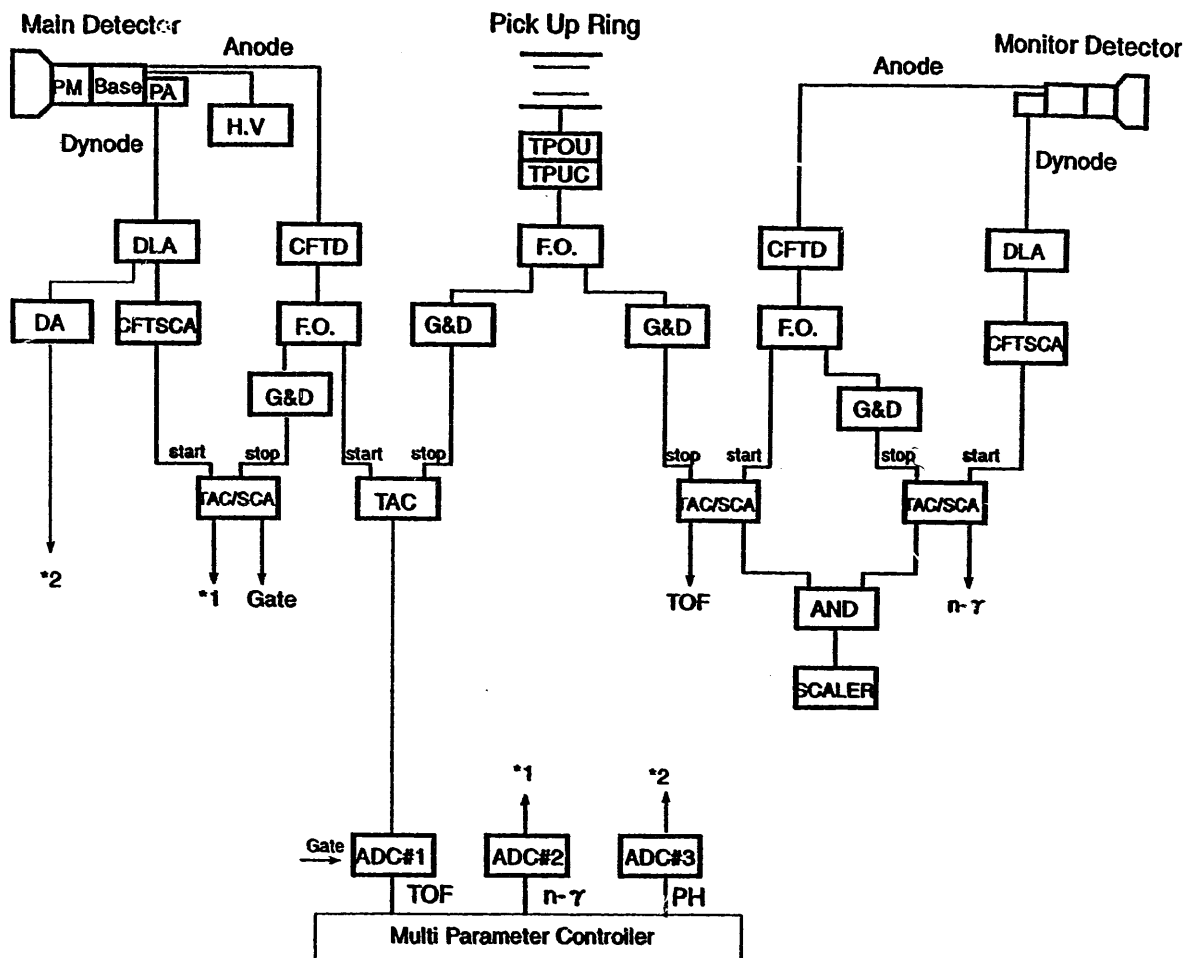


Fig.3-1: Experimental arrangement for the present study



PM : Photo MultiTube	Base : Photo Multiplier Base Assembly
H.V. : High Voltage Power Supply	TPOU : Time Pick Off Unit
PA : Pre Amplifier	TPOC : Time Pick Off Controller
F.O. : Fan Out	CFTD : Constant Fraction Timing Discriminator
DLA : Delay Line Amplifier	CFTSCA : Constant Fraction Timing Single Channel Analyzer
DA : Delay Amplifier	G&D : Gate & Delay Generator
TAC : Time to Amplitude Converter	
SCA : Single Channel Analyzer	

Fig.3-2: Electronics block diagram for the present measurement

4. データ処理

4.1 核分裂スペクトルの導出

実験で得られた3パラメータデータにまず波高バイアスを設定し、その条件で中性子事象の選別を行ってTOFスペクトルを導出した。TOFスペクトルのS/Nと時間分解能はバイアスレベルに強く依存するので、いくつかの陽子エネルギーにバイアスを設定してデータ処理を行った。一般には高いバイアスの方がS/Nや時間分解能に優れるので高バイアスデータから高エネルギー部 ($E_n > 5-8$ MeV), 低バイアスデータからそれ以下の領域のスペクトルを求めた。

Fig 4-1 にサンプル対するTOFスペクトルの例を示す。1.5 MeV バイアスで $n \cdot \gamma$ 弁別 onの場合とそうでないを示すが、 $n \cdot \gamma$ 弁別によってガンマ線バックグラウンドが1桁程度減少し、S/Nが向上するとともに高エネルギー中性子に対する即発ガンマ線のテイルが大幅に減少していることが分かる。

このスペクトルからバックグラウンドを差し引いてエネルギースペクトルを求めるが、その内サンプルに依存しない成分はダミー缶の測定で評価した。Fig 4-1の Pb に対するTOFスペクトルを見るとバックグラウンドスペクトルは即発ガンマ線ピークを除けば平坦と見なすことができる。

サンプルが核分裂核種の場合はさらに

- 1) サンプル放射能によるもの、
- 2) 核分裂後の遅発 γ 線, β 線, 中性子 によるもの、

が加わる。1)は勿論であるが、2)も測定の時間スケール(約500ns)内では平坦な時間スペクトルを示すので、バックグラウンドは 1), 2)の影響を併せてTOFスペクトル上で即発 γ 線より早い時間領域の収量から評価した。

NE213の検出効率は基本的にモンテカルロコードSCINFUL[14]による計算で求めた。この計算値の妥当性は、以前の実験において、高エネルギー部分についてはn-p散乱、それ以下については²⁵²Cf中性子のTOF測定 [10,11] によって確かめられている。高低両バイアスによるデータを5MeV近傍で接続してスペクトル全体のデータを導出したが、上の方法で求めた検出効率によって両バイアスのデータを矛盾無く接続することができた。

4.2 データ補正

得られたスペクトルに以下の補正を行った。

- (1) ダミー缶によるスペクトルの歪み

ダミー缶による中性子の減衰は透過率によって評価した。缶は薄いのでその影響は1%以下であった。

(2) サンプルが有限の大きさを持つための効果

これはサンプルサイズ効果と呼ばれ、多重散乱によるスペクトルの歪みとサンプル内の中性子が減衰する効果からなる。前者は核分裂中性子がサンプル中で散乱や吸収を受けることによるものであり、後者は絶対値にのみ関連するので、相対測定の際には考慮する必要はない。相対測定を目的とした従来の測定では後者を無視して、多重散乱によるスペクトル変化のみに着目したが、今回絶対値を求めるために従来の補正法を改良する必要が生じた。補正の概略は従来の解析的な手法の方が分かりやすいので参考のために述べておく。

2-1) 従来の補正法

相対測定を目的とした従来の測定では下に示すディスク近似を用いた解析的な計算で補正係数 $f(E)$ を求め、これを実験値にかけることによって補正した。核分裂スペクトルは中性子エネルギーとともに大きく変化するためモンテカルロ法でこの評価を行うのは効率的ではなく、また核分裂中性子はほとんど等方的に放出されるためにディスク近似で十分正しい評価を行うことができる。

$$\begin{aligned} f(E) &= \frac{I - \text{Spectrum}}{R - \text{spectrum}} \\ &= \frac{\chi(E)}{\chi'(E) + \chi(E) \cdot \exp\left\{-\frac{8}{3\pi} \cdot \Sigma_{nl}(E) \cdot R\right\}} \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $\chi(E)$ は核分裂スペクトル、 $\chi'(E)$ は多重散乱によって歪みを受けた核分裂中性子のスペクトル、 Σ_{ne} はマクロ弾性外断面積、分母第2項は多重散乱を受けることなくサンプルを脱出した核分裂中性子のスペクトルを表す。 $\chi'(E)$ は次式で近似できる。

$$\begin{aligned} \chi'(E) &= \int_0^\infty dE' \chi(E') \left\{ 1 - \frac{8}{3\pi} \cdot \Sigma_{nl}(E') \cdot R \right\} \times \\ &\quad \left\{ \frac{\Sigma_{in}(E') \cdot P_{in}(E', E) + 2\Sigma_{2n}(E') \cdot P_{2n}(E', E) + \Sigma_f(E') \cdot \nu_f \cdot P_f(E', E)}{\Sigma_{ne}(E')} \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 Σ_{in} 、 Σ_{2n} 、 Σ_f はそれぞれ非弾性散乱、(n,2n)反応、核分裂のマクロ断面積、 $P(E', E)$ は入射エネルギー E の時それぞれの反応で放出される二次中性子のエネルギー分布関数で、中性子の多重度(ν_n)を考慮している。補正計算はJENDL-3.2のデータを用いて行った。

計算の結果、この効果は1%を越えることはなかったが、これは測定範囲では、多重散乱の成分

がそれほど大きくないことに加え、多重散乱して減速していく中性子のエネルギー領域では核分裂中性子の収量が遙かに多いためであると説明できる。

2-2) 本研究における補正手法

上の式の場合、本来のスペクトルに多重散乱で歪んだ部分をプラスして観測されるスペクトルを模擬しているのでスペクトル形状すなわち相対値に関しては十分信頼できる。しかし、中性子束減衰によって失われた部分の多重散乱成分へ寄与をきちんと考慮していないので、絶対値を問題とする場合には問題が生じる。

そこで本研究では、これらの効果を矛盾無く考慮するため、当研究室で開発整備してきた散乱実験データ補正用モンテカルロコードSYNTHIA [15] によって評価した。詳細は文献[15]に譲るが、このプログラムは多重散乱した中性子のエネルギーと角度の変化、中性子源の非等方性などを厳密に考慮し、(8)式における *I-spectrum* と *R-spectrum* を出力する。このれによる補正係数 *f* を用いることによって中性子束減衰と多重散乱によるスペクトルの歪みを矛盾無く取り扱うことができる。また、絶対値の決定で問題となるフルエンス因子((5)式)もこのプログラムで正確に評価することができる。この計算はJENDL-3.2のデータを用いて行った。

(3)時間分解能の影響

本研究では、収量とS/Nを優先して2m程度の飛行距離とした。この時のエネルギー分解能がスペクトルに与える歪みを次式によって評価した。

$$N_{obs}(t) = \int N(t')R(t, t')dt' \quad (10)$$

ここで、*N* と *N_{obs}* はそれぞれ、本来のTOFスペクトルと時間分解能によって歪んだTOFスペクトル、*R(t, t')* は分解能関数で観測されたγピークを再現するガウス関数に選んだ。*N* と *N_{obs}* の比から補正係数を導出したが、實際上ほとんど影響はない。

En= 1.9 MeV, 1.5 MeV Bias

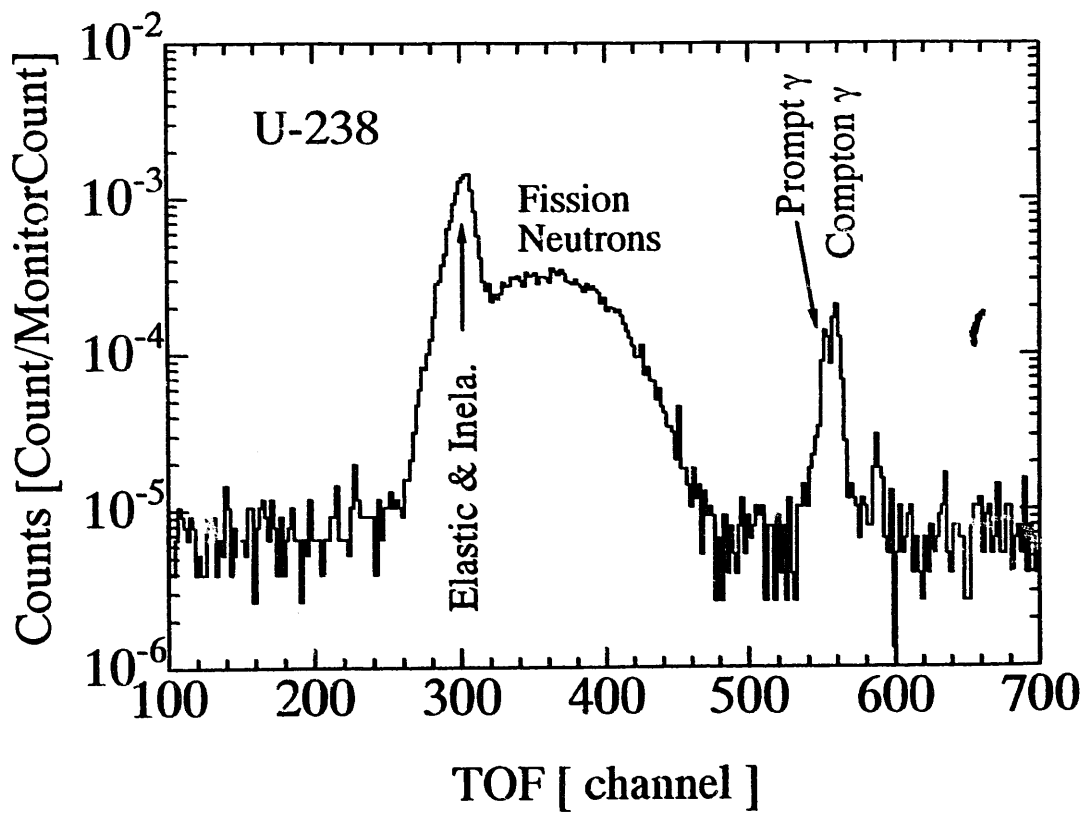
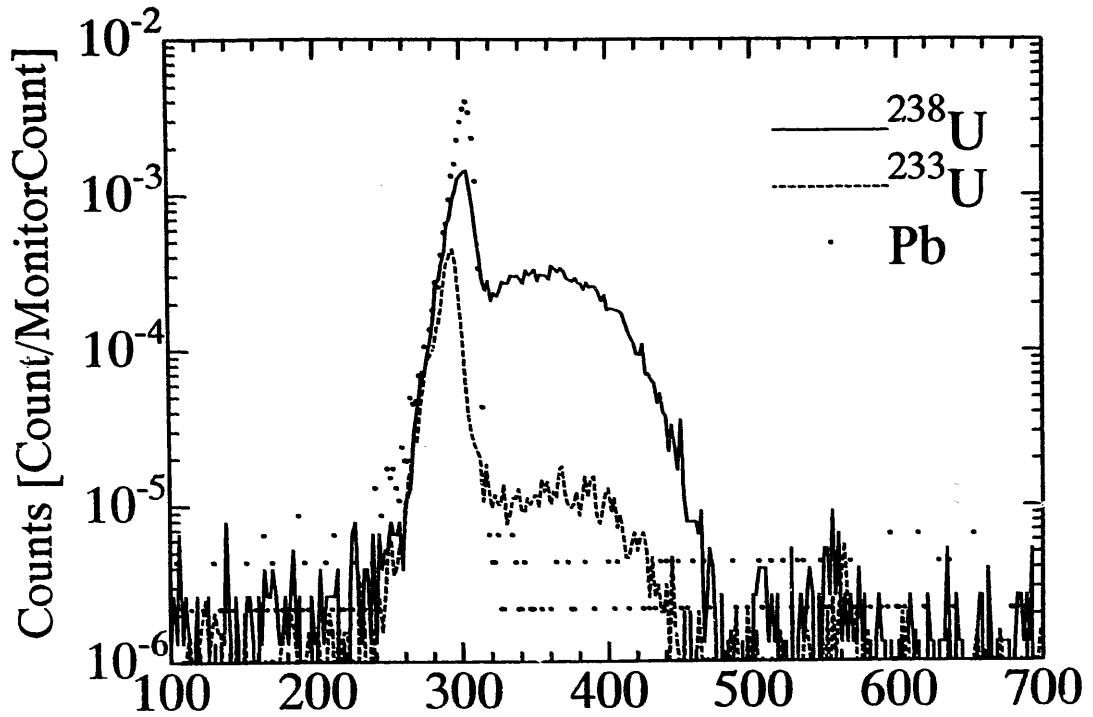


Fig.4-1: Examples of TOF spectra in the present experiment

5. 結果と検討

本節では、実験結果を示し、検討を加える。

最初に、本年度の主目的である核分裂スペクトルの絶対測定について、結果を示しその意義を検討する。序論で述べたように絶対値の核分裂スペクトルデータは、実験結果とデータライブラリーに差異があるとき、核分裂断面積と核分裂スペクトル、すなわち絶対値と形状の問題を明らかにするのに有効であろうと期待される。以前の実験結果であるNpのデータについての検討結果も示す。

次に、 ^{238}U 、 ^{232}Th 、 ^{233}U の核分裂スペクトルの形状を評価値と比較するとともに、本実験結果から導出できるパラメータを求め、これら3核種の核分裂スペクトルデータの現状を調べる。またその系統性を調べる。これらの情報は上記の検討にも有効である。

各結果を示す前に、データの様相を見るためにそれぞれに対する Maxwell フィットの結果を Fig.5-1(a)-(c)に 入射エネルギーごとに示す。5.2節で述べるようにMaxwell分布は荒いモデルではあるが、実験データをかなり良く再現するので、スペクトルの基準としてよく利用される。本研究の結果は、4.1 MeV ではかなり統計誤差が大きいが、全体として Maxwellian に沿っており概ね妥当な結果といえる。

5.1 核分裂断面積の絶対測定

2.3節で述べた標準核種を用いる手法で、核分裂スペクトルの絶対値を求め検討する。

1) ^{238}U ウランを標準核種とした ^{232}Th 、 ^{233}U の絶対値決定

最初に ^{238}U に対する 1.9 MeV 及び4.1 MeVでの測定結果をFig.5-2(a)(b)に示す。次節に示すMaxwell温度の比較で示すように、今回の 1.9 MeV での結果は前回の2MeVにおける測定結果[10] と良く一致している。今回の実験結果は10MeV近傍で両評価値及び前回の値よりやや大きいが実験の再現性はかなり良いといえる。

また、JENDL-3.2 及び ENDF/B-VI の評価値は両エネルギーで形状、絶対値ともかなり近い。形状では実験結果ともよく一致している。さらに ^{238}U の核分裂断面積及び ν (核分裂あたりの即発中性子数) もよく分かっているので[1]、 ^{238}U 核分裂スペクトルは絶対値の上でもよく分かったものとして評価することができる。このことは、Fig.5-5(c)に示す前回の中性子生成データ — 実験値はH(n,n)断面積を用いて絶対値で求められている — が絶対値で JENDL-3 と良く一致し

ていた[10] ことから確認できる。従って、今回測定した1.9MeV, 4.1 MeV での ^{238}U の核分裂中性子収量を JENDL-3.2 の値に規格化し、それを用いて ^{232}Th (1.9 MeVのみ) と ^{233}U (1.9, 4.1 MeV)の絶対値を決定する。

その結果を それぞれ, Fig.5-3, Fig.5-4(a)(b)(c) に示す。なお, ^{233}U の0.55 MeV の場合, 評価値は良く一致し, 実験値とも形状で一致するので, MeV領域で評価値に規格化したものを示す。

^{232}Th の場合, 高エネルギー部分の形状のみではどちらの評価値が妥当であるか判断が困難であるが, この絶対値の比較によって, 実験結果は明らかに JENDL-3.2 に近くENDF/B-VIは高エネルギー部でかなりの過大評価であることが分かる。核分裂スペクトルの積分値, すなわち $\nu \sigma_f$ の値においても実験値と両評価値ではほぼ等しいのでENDFの問題がスペクトル形状にあることも明らかである。

^{233}U の場合には, 0.55 MeV では評価値は良く一致し, 実験値も形状の上でかなり近い。1.9 MeV になると評価値間に差が現れ, 実験値はJENDL-3.2の高めの値に近いが, 4.1 MeV になると逆にENDF/B-VIの低めの値に近くなっており, 傾向が一定しない。1.9 MeV, 4.1 MeV では形状のみでなく絶対値の上でも評価値間に差が見られることが注目される。JENDL-3.2とENDF/B-VI の間で, $\nu \sigma_f$ で5%程度の差がありかつスペクトルが似ているためこの差が見えやすくなっていると思われる。この差をさらにつめることが重要と考えられる。

2)Pb散乱断面積を標準とした ^{237}Np の絶対値決定

^{237}Np の前の実験値(相対値)[12] の絶対値決定法を検討する。

Npの測定の場合には, バッグラウンド測定に用いたPb の散乱中性子収量のデータがある。Pb の場合, 非弾性散乱や捕獲断面積積が小さく弾性散乱断面積が大きいので, 弾性散乱断面積の不確かさは比較的小さいと考えられる。Pbの弾性散乱断面積を標準値として(6)式によって, Np の絶対値を求めた。

Np 核分裂スペクトルの結果をFig.5-5 に示す。両評価値は2 MeV 以下の領域では殆ど同じ値であり, 核分裂断面積では殆ど差が無く, エネルギーの高い領域での違いはもっぱらスペクトルの違いによる。

実験の核分裂中性子収量を積分して求めた値は, JENDL-3.2 の $\nu \sigma_f$ の値と6%程度で一致しており, 本実験の手法で核分裂断面積(厳密には核分裂断面積と即発中性子数の積であるが後者の不確かさは非常に小さい)の直接的な評価も可能なことがわかる。従って, 低エネルギー部で実験値が評価値と一致することは, 評価値の核分裂断面積が妥当であること, JENDL-3.2のスペクトルが実験値からエネルギーとともにずれることはスペクトルが硬すぎることを示している。

以上のように、核分裂スペクトルの絶対測定によって、核分裂断面積と核分裂中性子スペクトルについての情報が得られ、形状と絶対値の問題を分離して明らかにできることが分かった。従ってこの手法により、核分裂断面積とスペクトル形状、それぞれ明らかにすると共に、両者が余りよく分かっていない場合にも有用な情報の得られることが期待される。

5.2 スペクトルパラメータの導出と比較

本実験で得られた核分裂スペクトルに関するパラメータを求め系統性を調べるとともに、スペクトル形状の定量的な比較を行う。

上に述べたように核分裂スペクトルは、通常 *Maxwell* 型や *Watt* 型のスペクトル関数を用いて表現される。これらの関数は、*Maxwell* 型の場合には中性子を放出する核分裂片の運動を無視し、*Watt* 型の場合には核分裂片の運動は考慮するもののそれを単一と仮定するなど、ともに核分裂中性子の生成機構を非常に単純化した荒い近似にもとづくものではあるが、実験データをかなりの程度再現し、何よりもパラメータが1ないし2の簡単な関数であるために実用上便利である。そのために両式とも評価済データなどでもかなり利用されている。また、それぞれの関数に対して核分裂中性子の平均エネルギー $\langle E \rangle$ が以下のように与えられる点でも便利である。

$$\langle E_M \rangle = \frac{3}{2} \cdot T_M \quad (10)$$

$$\langle E_W \rangle = A \left(\frac{3}{2} + \frac{AB}{4} \right) \quad (11)$$

Howerton と Doyas [5] は T_M が核分裂即発中性子数 ν_f と以下の関係を持つことを半経験的に導いた。

$$T_M = 0.353 + 0.510 \sqrt{(1 + \nu_f(E))} \quad (12) \text{ または}$$

$$T_M = 0.997 + 0.125 \nu_f \quad (13).$$

核分裂即発中性子数 ν_f は序論で述べたように一般に精度良く求められているので、この関係は核データ評価などによく用いられる。ここでは実験値を *Maxwell* スペクトルでフィットして *Maxwell* 温度を求め、それを元に他の実験値や評価値と比較を行う。

フィットの結果求められた *Maxwell* 温度を Table 5-1 に示す。また Howerton-Doyas の式による ²³U についての予測値を Fig.5-6 にまとめる。Fig.5-6 より、本実験及び前回の実験による *Maxwell*

温度はBarnard, Batchelor ら他の実験者による値とも近いことが分かる。

Table 5-1 Maxwellian temperature (Tm) for the present data

Nucleus	Incident. Energy (MeV)	Tm (MeV)
U-238	1.9 MeV	1.28 ± 0.02 (1.26±0.01)*1
	4.1	1.34 ± 0.03
Th-232	4.1	1.28 ± 0.003
U-233	0.55	1.31 ± 0.02
	1.9	1.36 ± 0.02
	4.1	1.39 ± 0.05
Np-237	0.55	1.29 ± 0.04 (1.38)*2

*1: Previous data

*2: JENDL-3.2

5.3 スペクトルの形状比較

次に広いエネルギー範囲に亘って核分裂スペクトルデータが得られている ^{237}Np と ^{233}U について形状の詳細な比較を行ってみる。核分裂スペクトル形状の詳細な比較には、実験値にもっとも良くフィットするMaxwell または Watt型を基準としてそれとの比を表示する方式が用いられる。Fig.5-7(a,) に Maxwell と Watt スペクトルに対する Np の実験値と評価値の比, Fig.5-7(b) にMaxwellian に対する ^{233}U の結果を示す。それぞれ規格化されているから形状そのものの比較である。

まずNpについて実験値とMaxwell, Wattスペクトルの比較であるが、5-6MeV あたりまでは両スペクトルとも実験値を同程度に再現しているが、それ以上になると Maxwell型は実験値より大きくなり、Watt型の方がよい再現を与えている。この傾向は他の核種の場合も同様[10,11]で、Watt型が核分裂片の運動を考慮し、Maxwell型が無視しているという点からも合理的と言えよう。

次に評価値と実験値を比較する。JENDL-3.2は前にも見たようにかなり高めのMaxwell温度を与えているため、スペクトル形状においても実験値よりかなり硬いスペクトルとなっている。その結果、高エネルギー一部で過大評価、低エネルギー一部で過小評価となるが、実用上は低エネルギー

部での過小評価が問題となろう。

一方、ENDF/B-VIは数MeV領域でやや大きめであるが、全体としては実験値にかなり近いデータを与えている。ENDF/B-VIの基礎となったMadland-Nixモデルは、一般的にMeV領域で高め、それ以下及び以上の領域で低めの値を与えることが指摘されてきたが[6,7,10], ^{237}Np データに関する限りそれほど顕著ではなく、全体としてはかなり実験値に近い結果を与えている。

^{233}U の場合には、Maxwell分布が比較的高いエネルギーまで実験値を追従している。JENDL-3.2もENDF/B-VIも詳細には2-10 MeVの領域で実験値より大きく、度合いは違うもののこの傾向はNpの場合と同様である。上で述べたMadland-Nixモデルの計算値に見られる傾向である。しかし、 ^{233}U ではその差はあまり大きくなく、上のNpの場合と同様、主アクチニド核種の場合と異なる点が注目される。

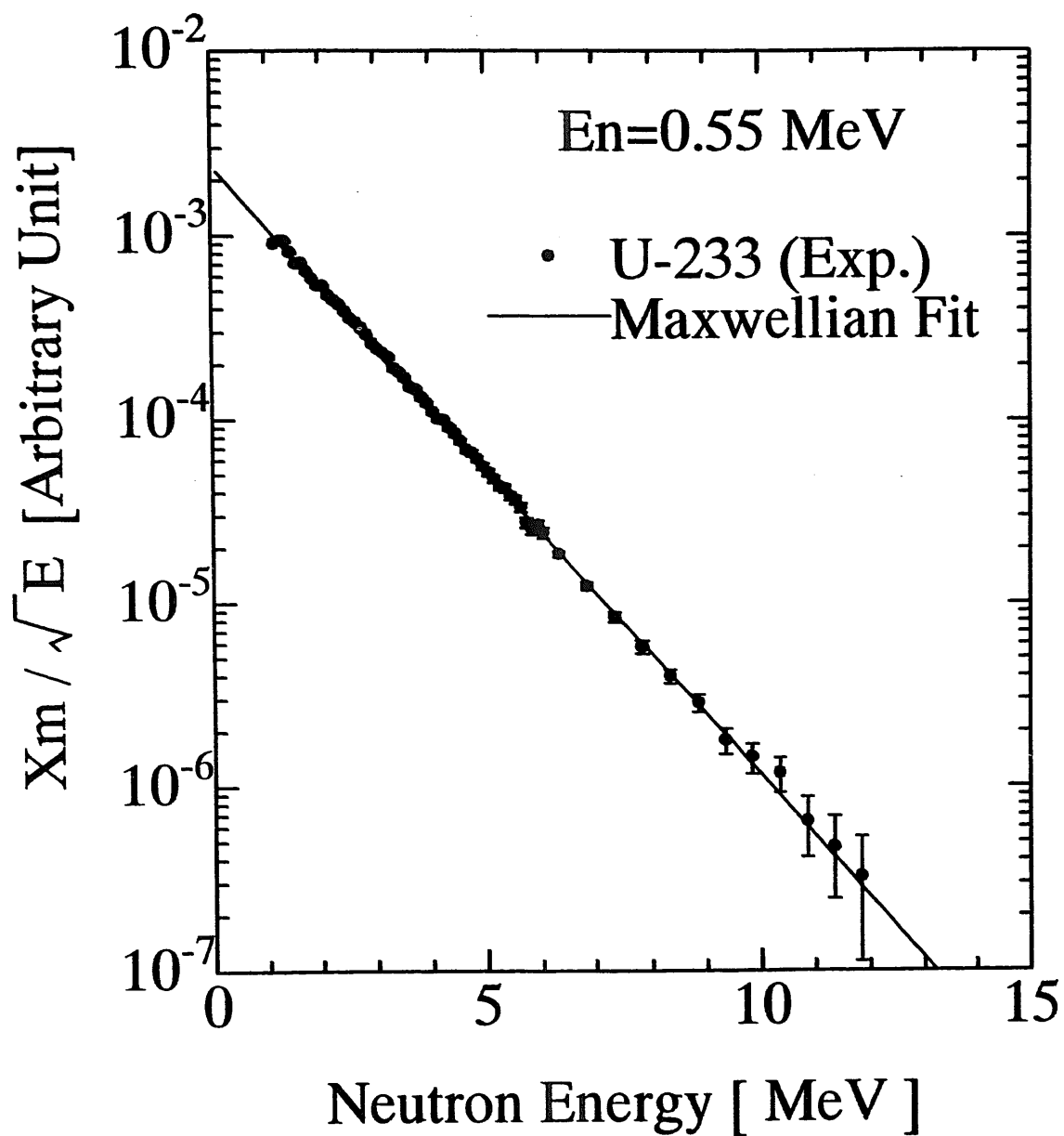


Fig.5-1(a): Maxwellian fit to the experimental result ($E_n = 0.55$ MeV)

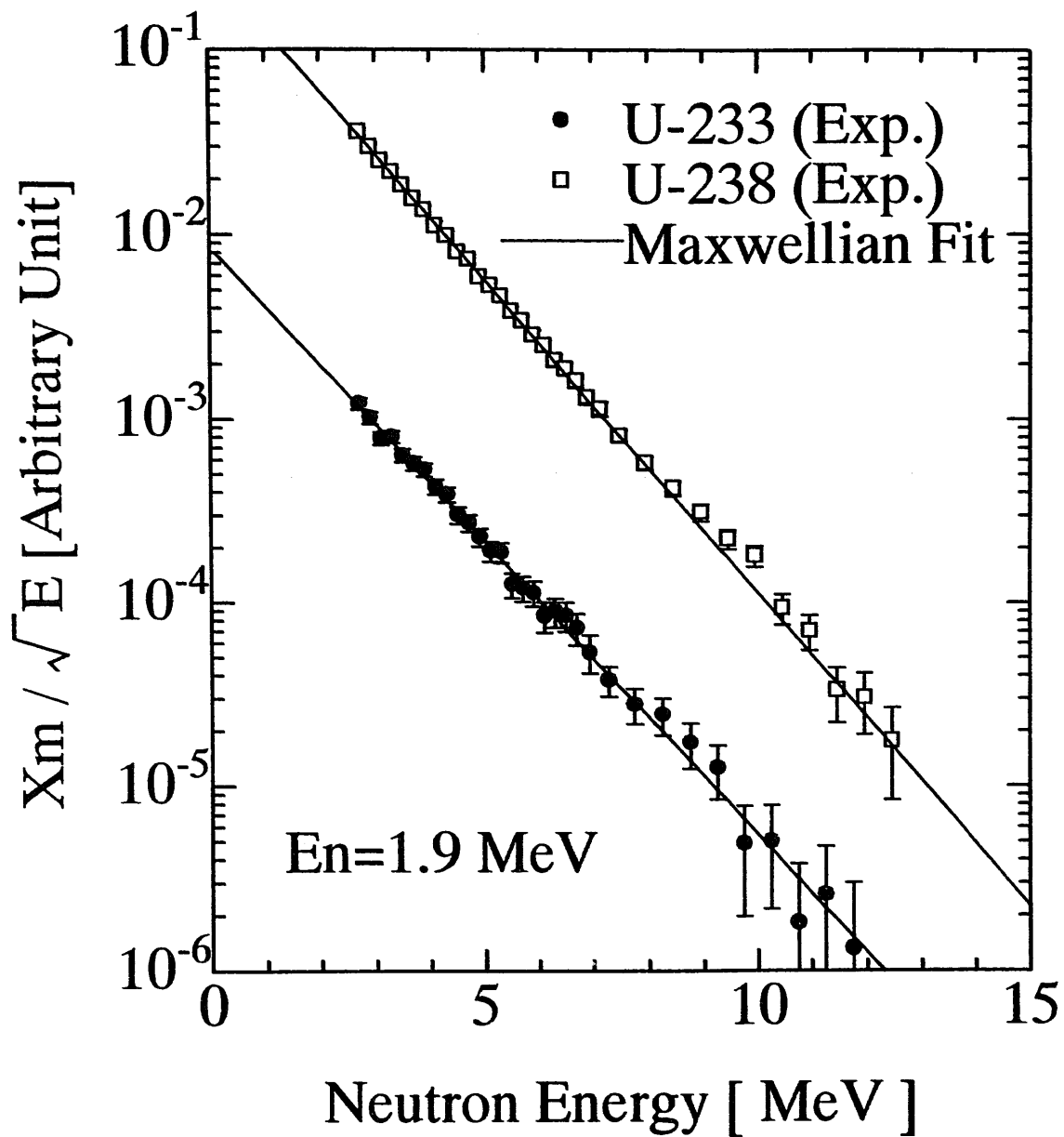


Fig.5-1(b): Maxwellian fit to the experimental result ($E_n = 1.9 \text{ MeV}$)

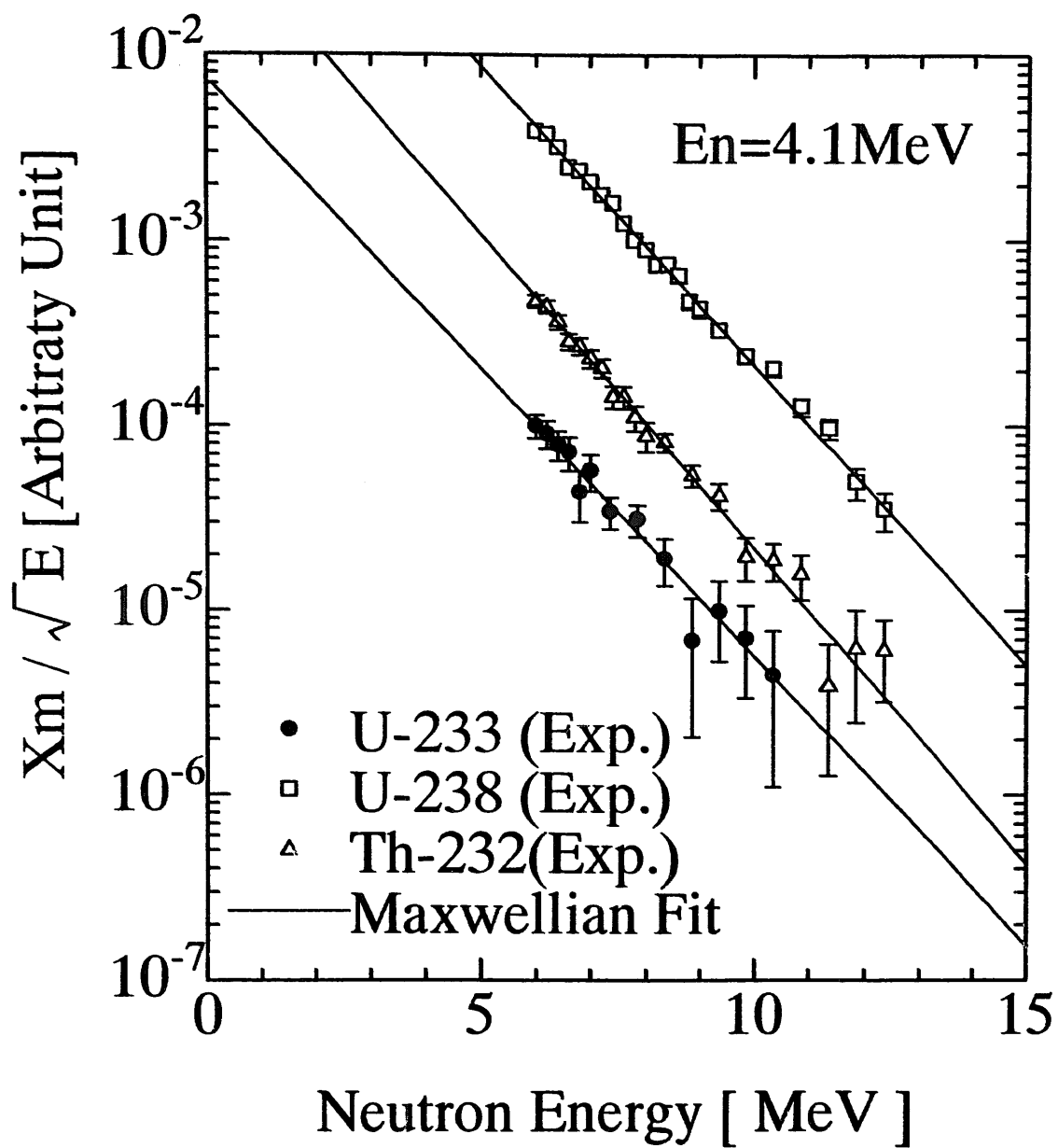


Fig.5-1(c): Maxwellian fit to the experimental result ($E_n = 4.1 \text{ MeV}$)

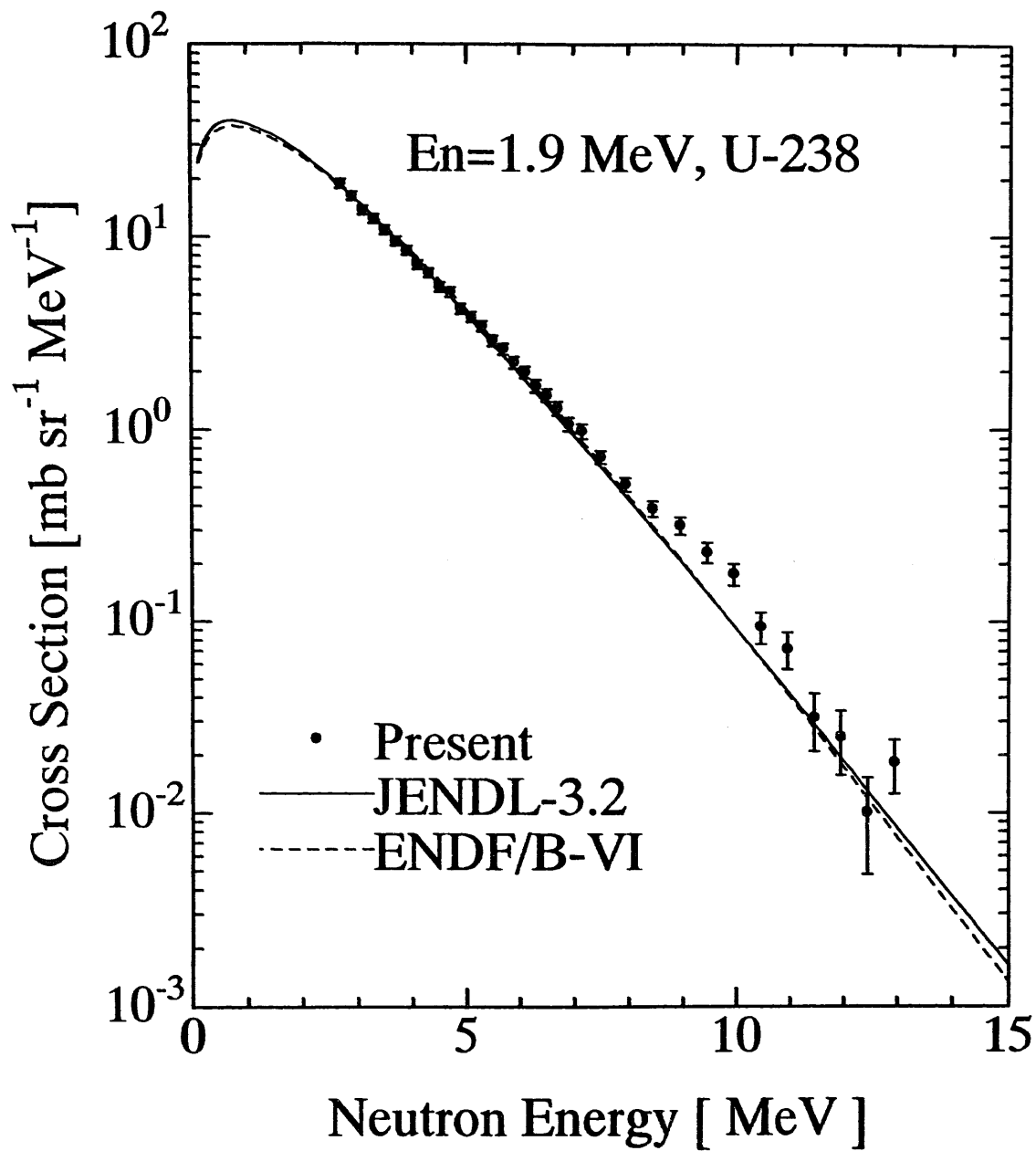


Fig.5-2(a); Fission neutron spectrum of ^{238}U for 1.9 MeV neutrons

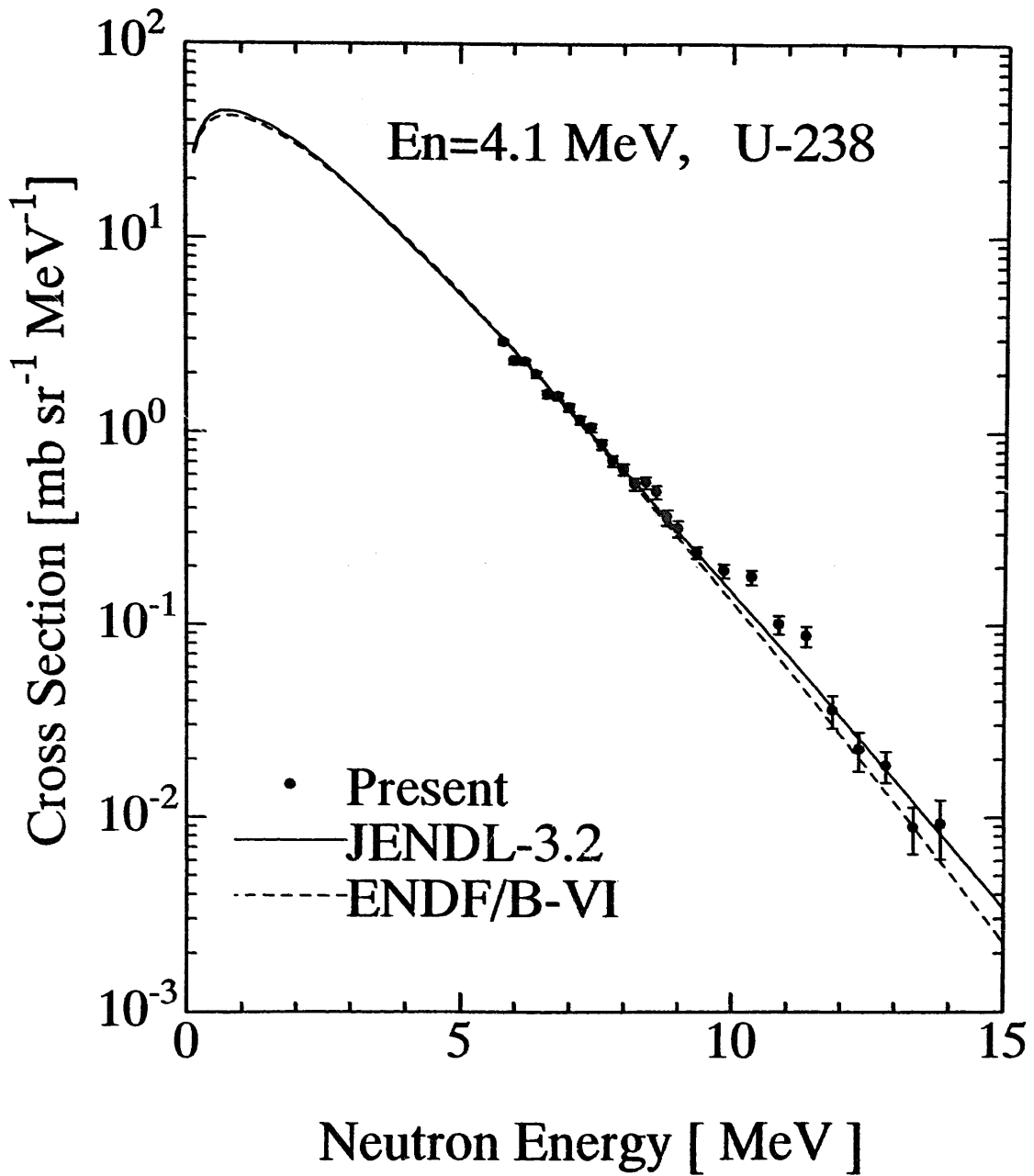


Fig.5-2(b); Fission neutron spectrum of ^{238}U for 4.1 MeV neutrons

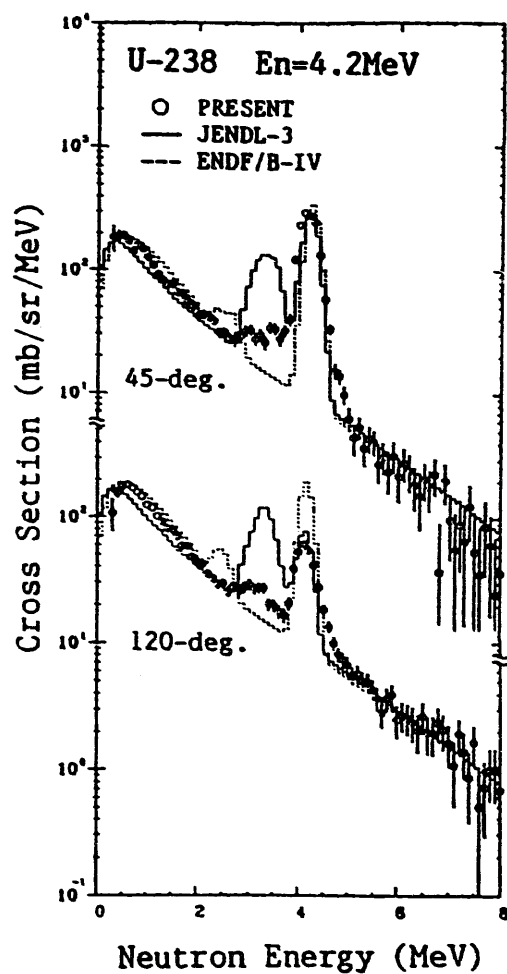
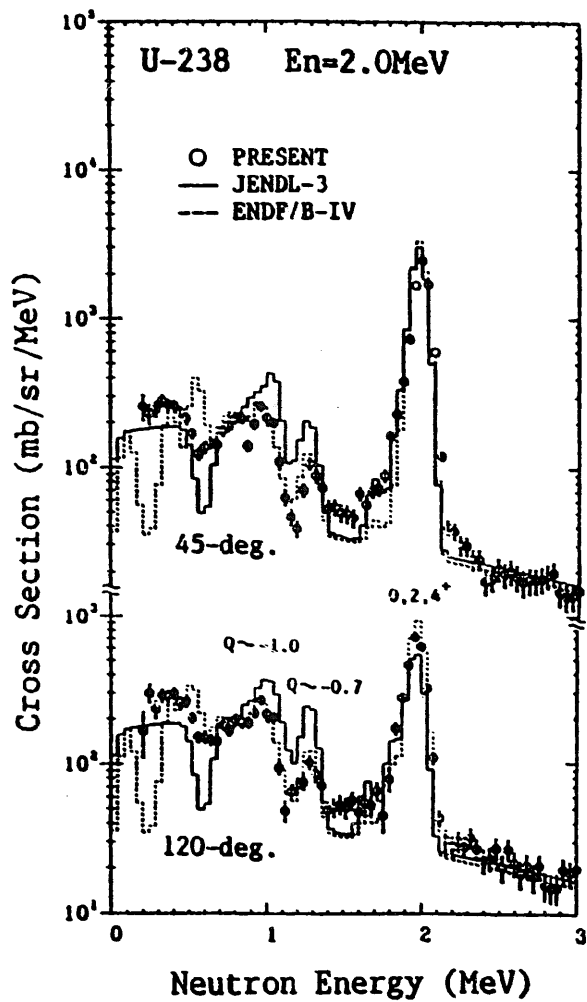


Fig.5-2(c); Neutron emission spectra of ^{238}U in the previous measurements [10]

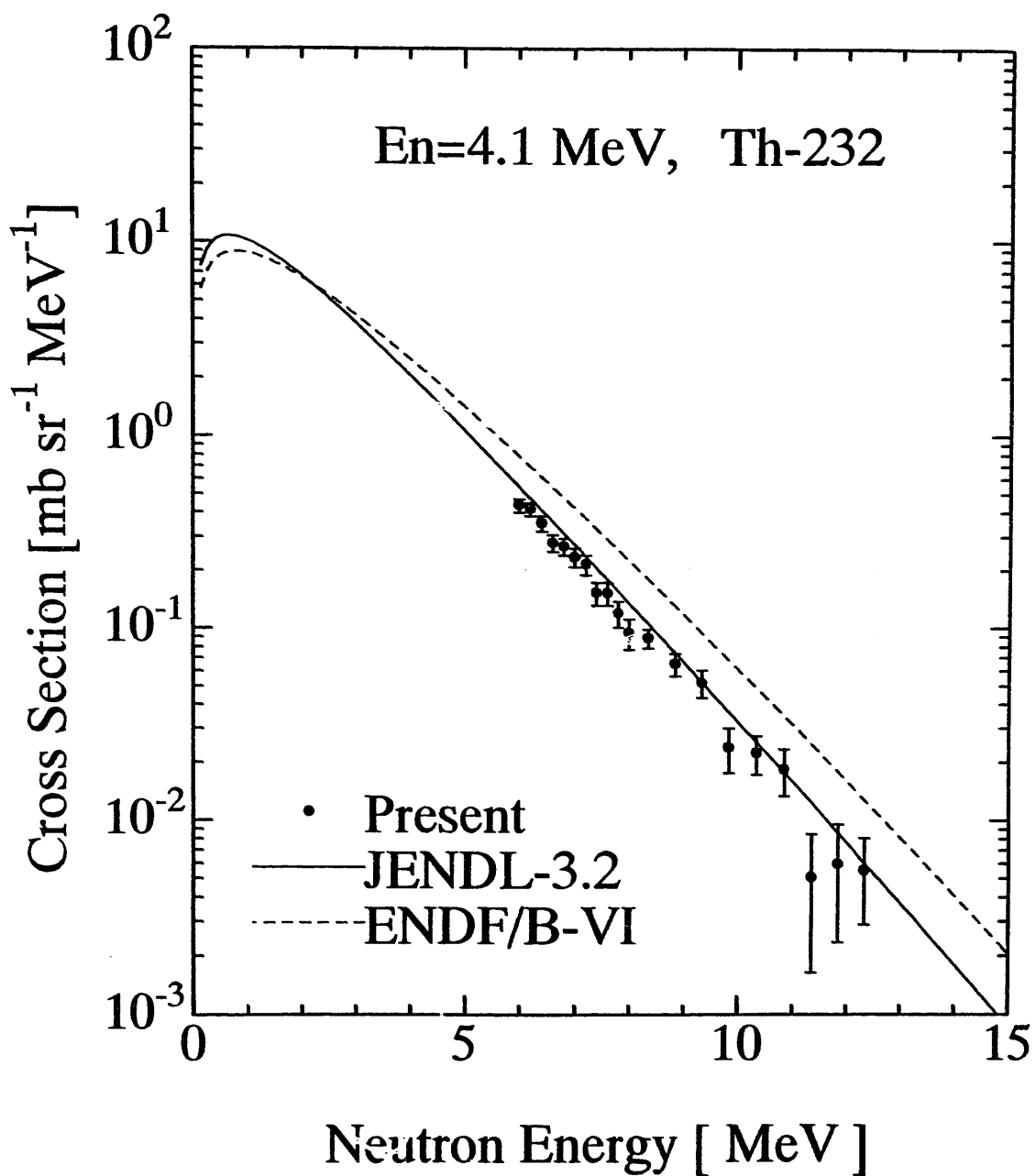


Fig.5-3; Fission neutron spectrum of ^{232}Th for 4.1 MeV neutrons

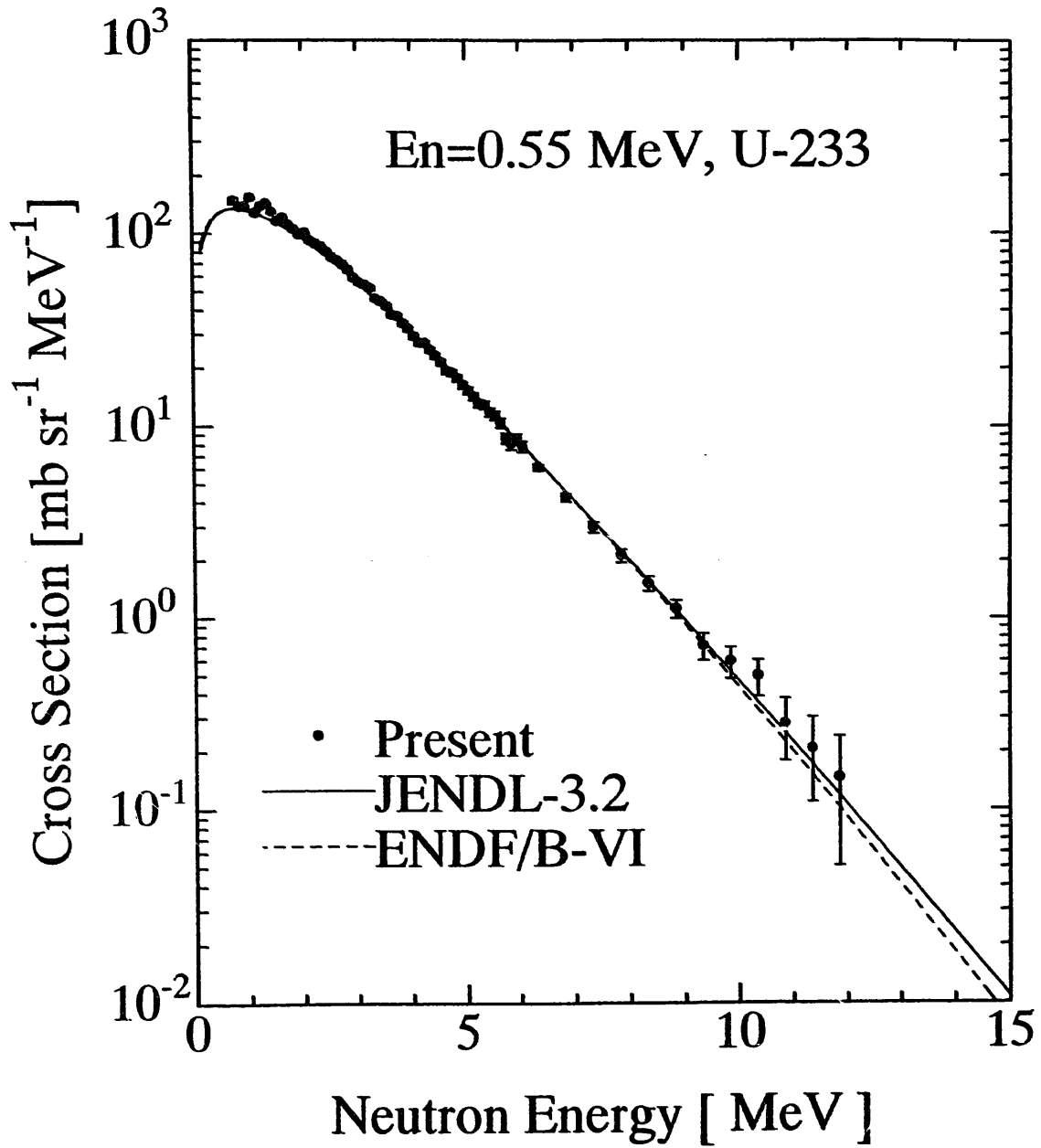


Fig.5-4(a); Fission neutron spectrum of ²³³U for 0.55 MeV neutrons

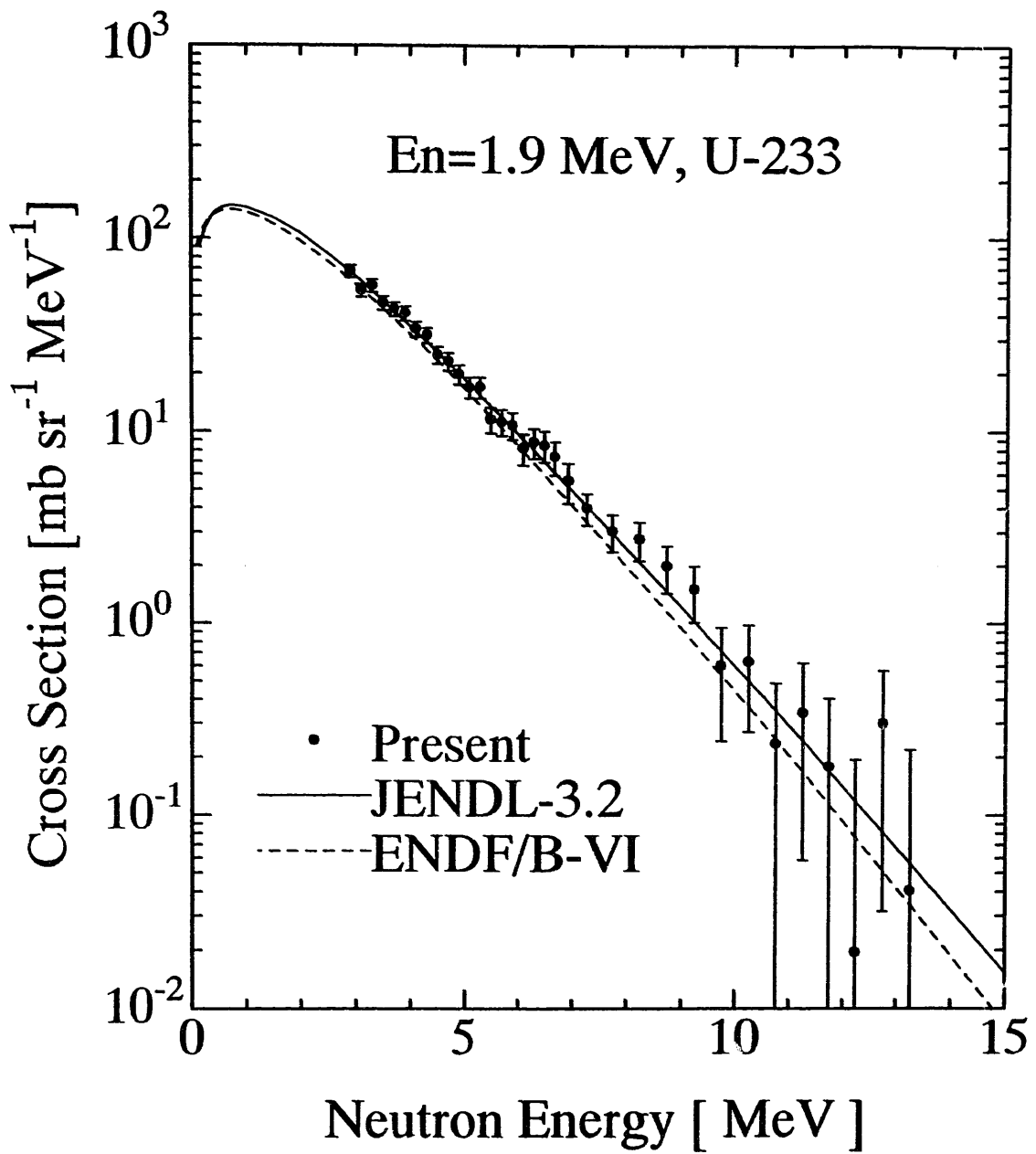


Fig.5-4(b); Fission neutron spectrum of ²³³U for 1.9 MeV neutrons

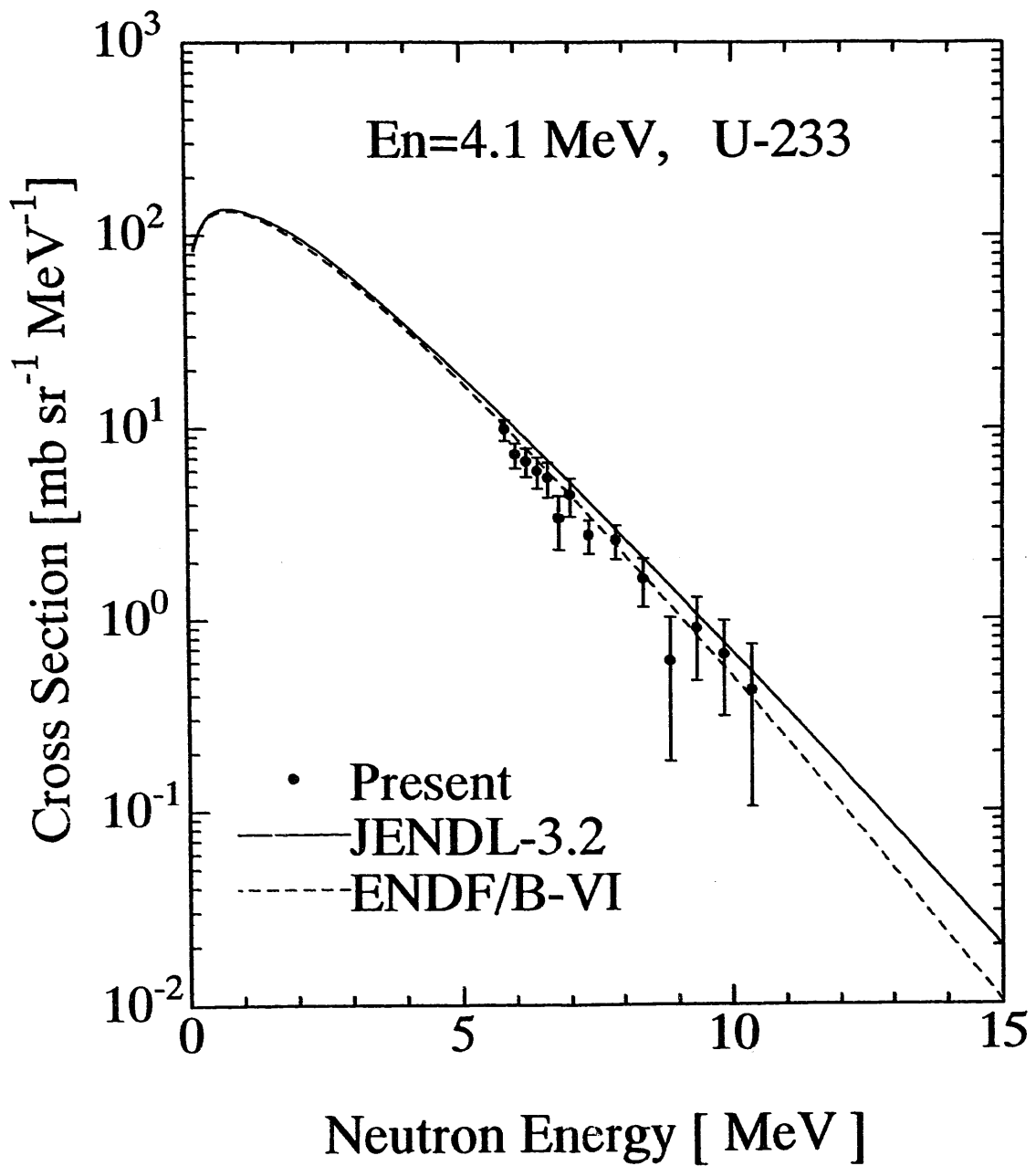


Fig.5-4(c); Fission neutron spectrum of ²³³U for 4.1 MeV neutrons

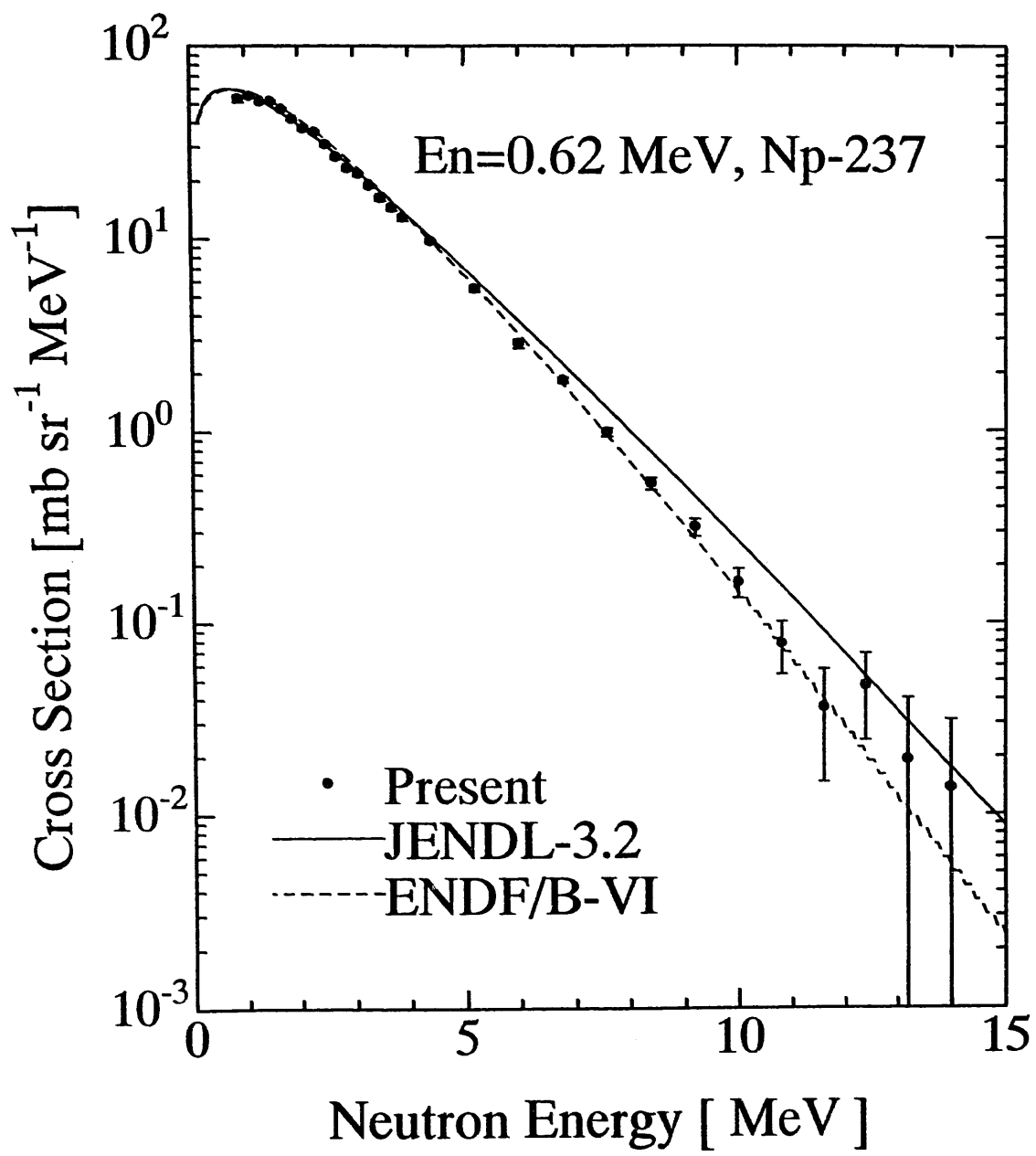
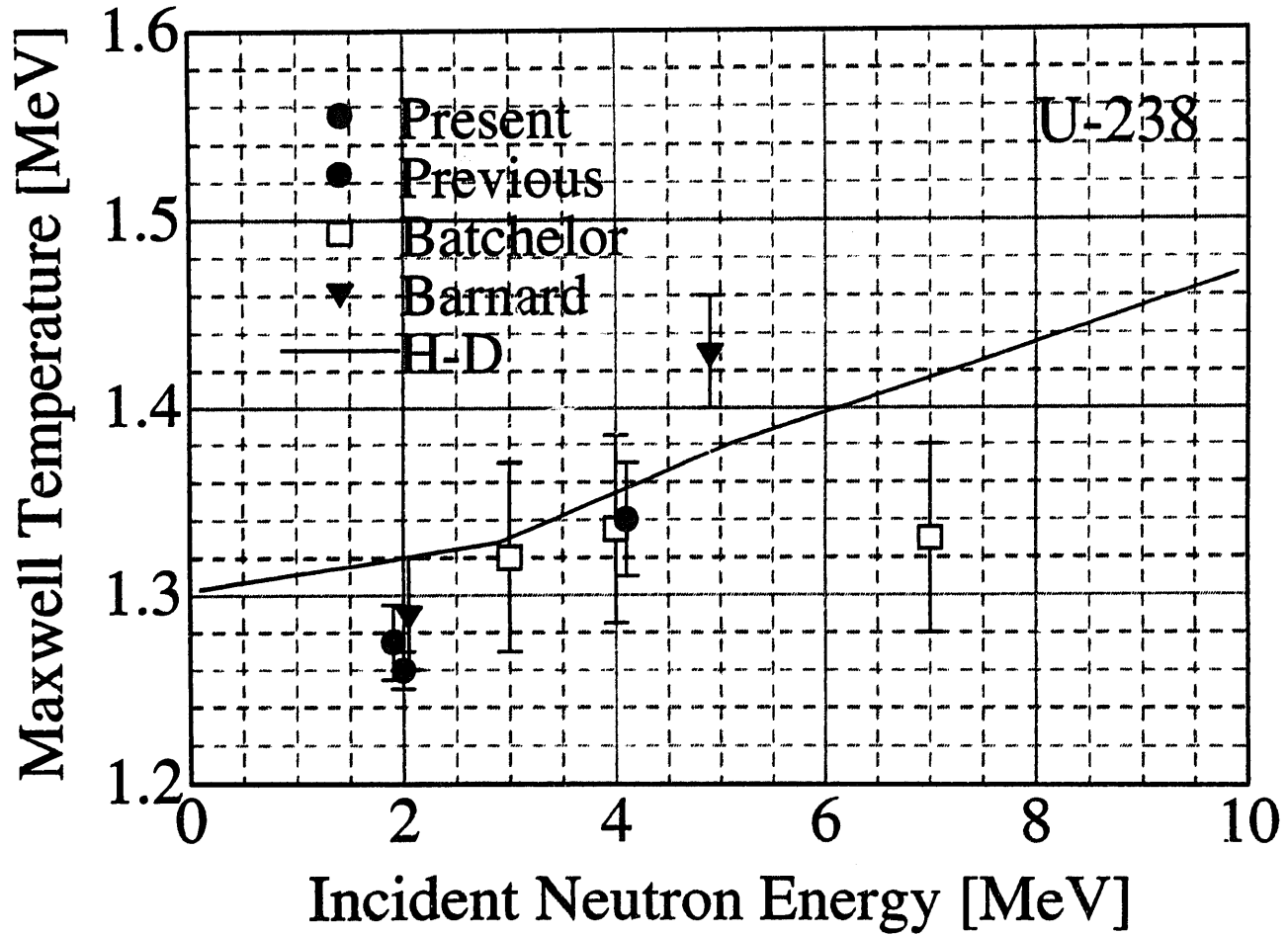


Fig.5-5; Fission neutron spectrum of ²³⁷Np for 0.55 MeV neutrons

U-238, Maxwell Temperature



H-D : Howerton-Doyas formula

Fig.5-6; Maxwellian temperature vs neutron energy for ^{238}U

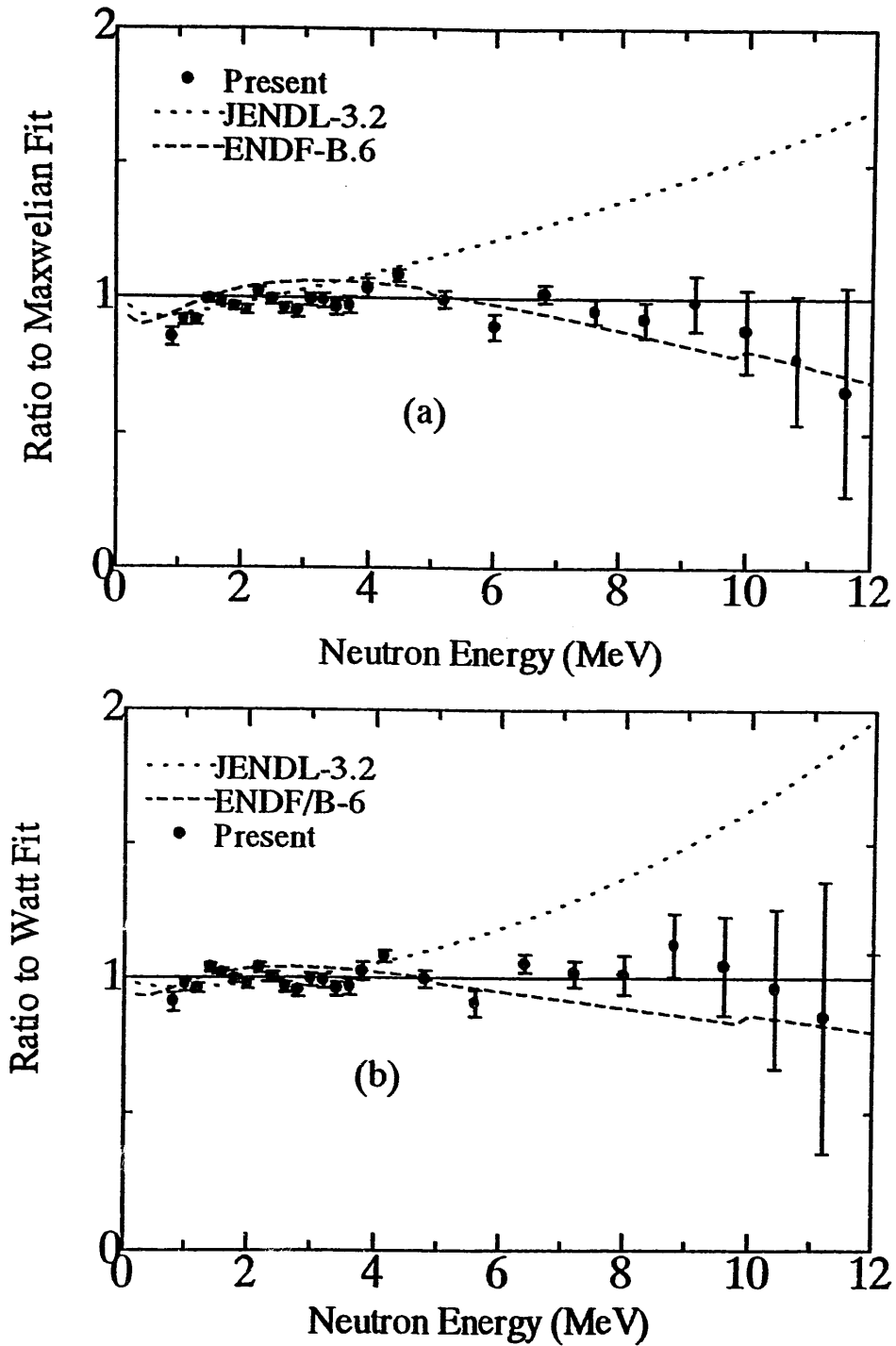


Fig.5-7(a); Ratio of the experimental and evaluated fission spectrum data of ^{237}Np for 0.6 MeV neutrons to the best fit Maxwellian (top) and Watt (bottom) spectrum for the experimental data (Fig.5-5).

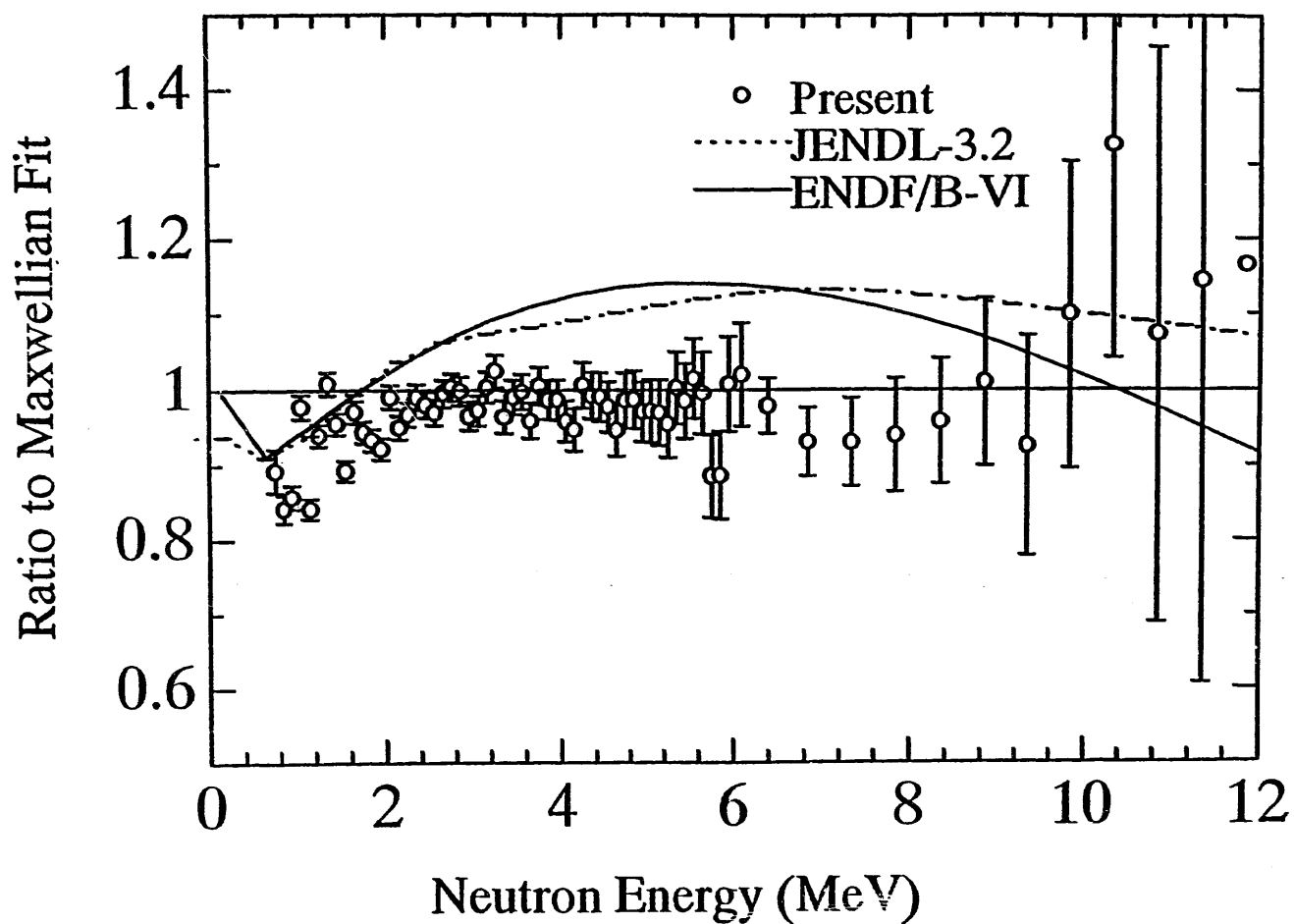


Fig.5-7(b); Ratio of the experimental and evaluated fission spectrum data of ^{233}U for 0.55 MeV neutrons to the best fit Maxwellian spectrum for the experimental data.

6. 核分裂中性子スペクトルの炉特性への影響

核分裂中性子スペクトルは、原子炉の特性に大きな影響を持つ。前章まで、実験的な手法を中心に、主要なアクチニド核種の核分裂中性子スペクトルのパラメータについて議論してきた。そこでは、核分裂中性子スペクトルは、従来考えられてきたようなスペクトル以上に複雑な形状であることが示された。このような核分裂スペクトルの形状が炉の特性にどの程度の影響を持っているか調べておくことは重要である。

しかし、実際的にこのような中性子スペクトルの形状の効果・感度が直接的に、炉のマクロ的な特性(代表的には増倍係数)にどのような影響を与えかを評価するのは容易ではない。そこで、本章では、従来から用いられてきた代表的なスペクトルを仮定して、その感度を明らかにする。この目的のため、ここでは、核分裂中性子スペクトルとしてMaxwell分布を仮定して、その温度(Maxwell温度)を系統的に大きな範囲で変更して、その感度を計算した。

6.1 計算手法

Fig.6.1に、ここで仮定した核分裂中性子スペクトルを示す。Maxwell分布において、その温度を1.0MeVから2.0MeVまで変えたものである。同図中には、Pu239の核分裂中性子スペクトルをあわせて示している。

計算コードは、SLAROM(JENDL3.2)を用い、単ピンセル計算を実施した。この時、径方向ならびに軸方向のバックリングを、下記の2炉心の形状をもとに算出、入力した。計算においては、前節で示した中性子スペクトルを入力し、増倍係数を結果として得ている。

対象炉心として、MOX燃料、ならびに金属燃料炉心の二つを想定した。Fig.6.2からFig.6.4までにここで対象とした炉心を示す。MOX炉心は「もんじゅ」、金属炉心は「もんじゅ」相当の設計例の炉心である。金属炉心のほうが若干小さい。

6.2 結果

Fig.6.5にMOX燃料に対する結果、Fig.6.6に金属燃料に対する結果を示す。なお、図中の点線はPu239の核分裂スペクトルによる値を示している。

MOX燃料の核分裂中性子Maxwellスペクトル依存性は、おおよそ6%dk/(MeV)であり、金属

燃料の同様の結果は11%dk/(MeV)であった。この図から、核分裂中性子スペクトルの増倍係数に与える影響を知ることができる。燃料内での酸素の有無による減速により、スペクトルが軟化しているMOX炉心のほうが金属燃料の値に比べておおよそ倍の感度を持っていることが分かる。

なお、ここで示した感度から前節までに示した核分裂中性子スペクトルの形状の効果を勘案することは難しい。実際的には、両炉心とも、特にMOX炉心の場合、核分裂中性子スペクトルが変化することによる増倍係数自体への影響はあまり大きくないと予測される。しかし、他の炉心特性（例えば、増殖比、MA生成消滅率）などの点については、その影響が小さいと予想することはできない。実際の燃料組成等を考慮し、詳細なスペクトル情報を入力した詳細な解析が必要であり、これは今後の課題であると考えられる。

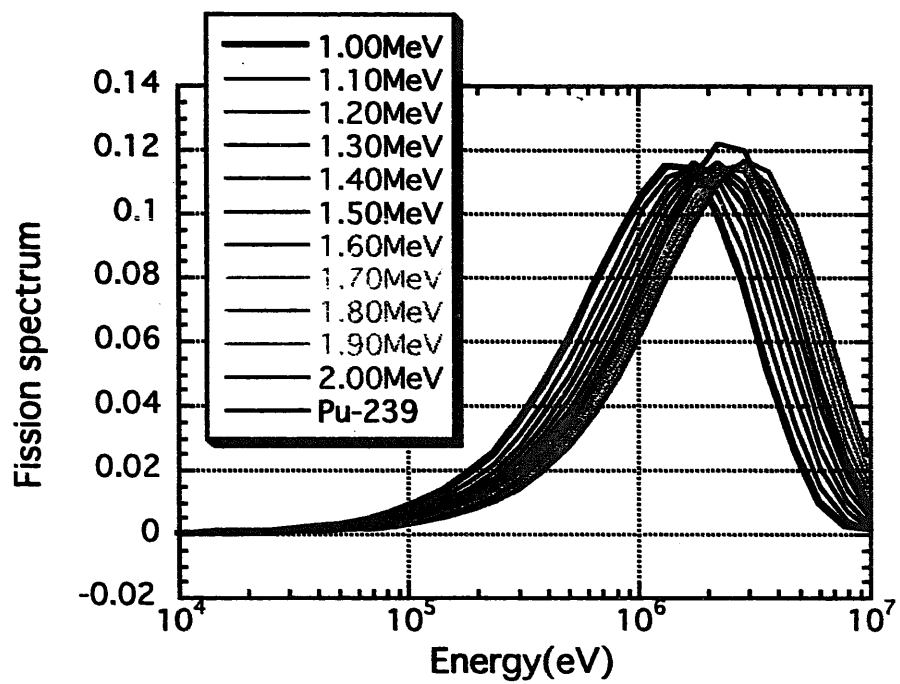
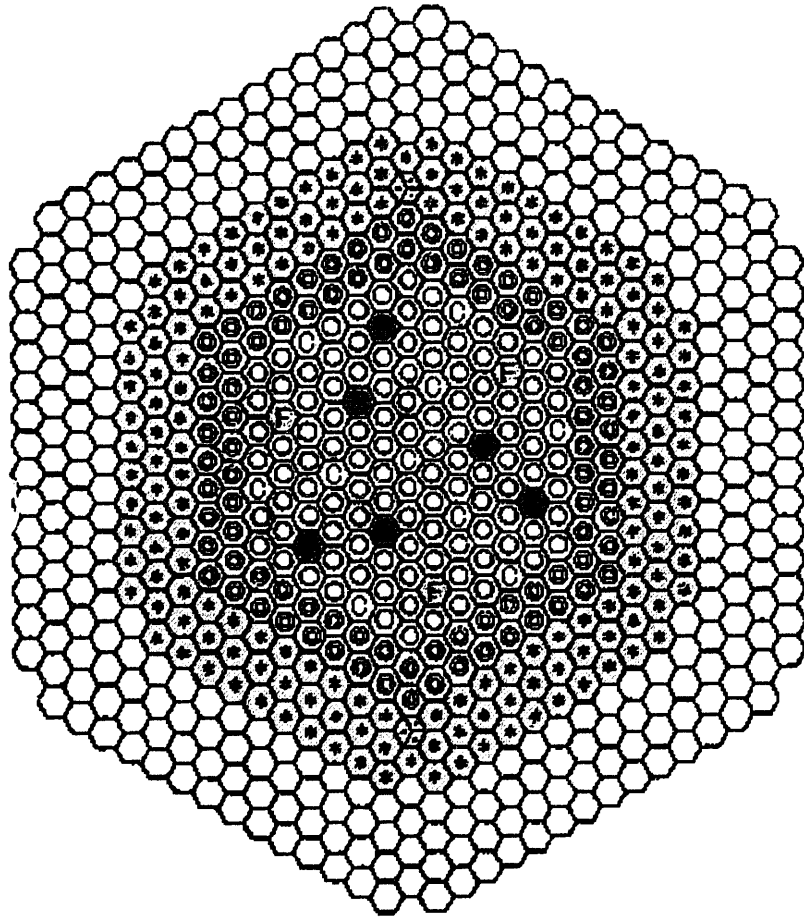
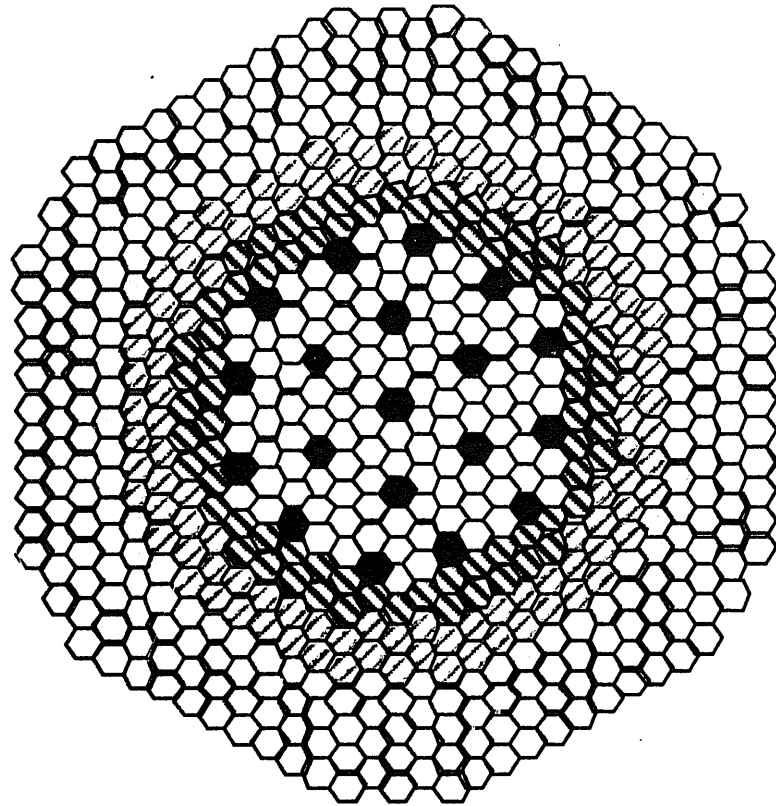








Fig.6-1 Fission Spectra with Maxwell temperature from 1.0 MeV to 2.0 MeV



炉心構成要素		記号	数量
炉心燃料集合体	内側炉心		108
	外側炉心		90
ブランケット燃料集合体			172
制御棒集合体	微調整棒		3
	粗調整棒		10
	後備炉停止棒		6
中性子源集合体			2
中性子しゃへい体			316
サーベイランス集合体			8

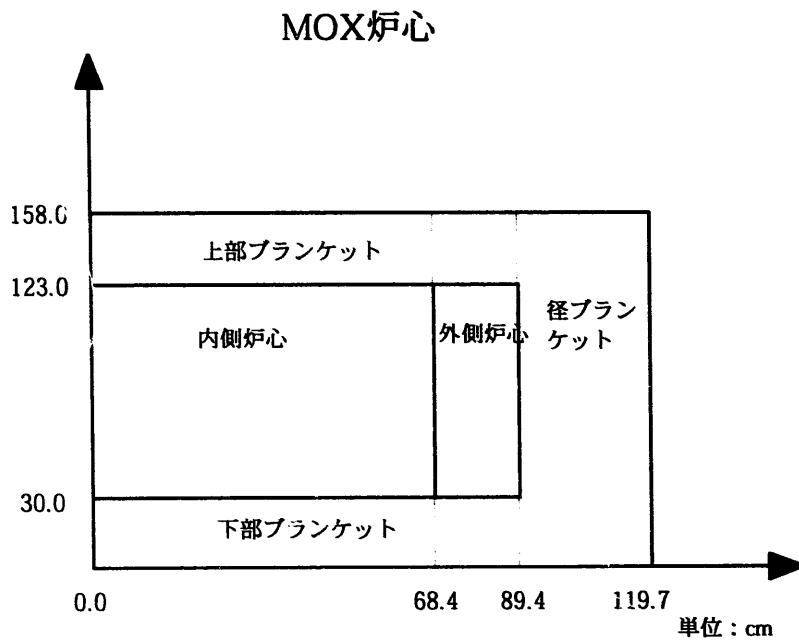
Fig.6-2 MOX core configuration (Monju core)



 内側燃料	108体
 外側燃料	72体
 軸方向ブランケット	114体
 径方向遮蔽体 (SUS)	66体
 径方向遮蔽体 (B4C)	234体
 制御棒	19体

合計	613体
----	------

Fig.6-3 Metal core configuration

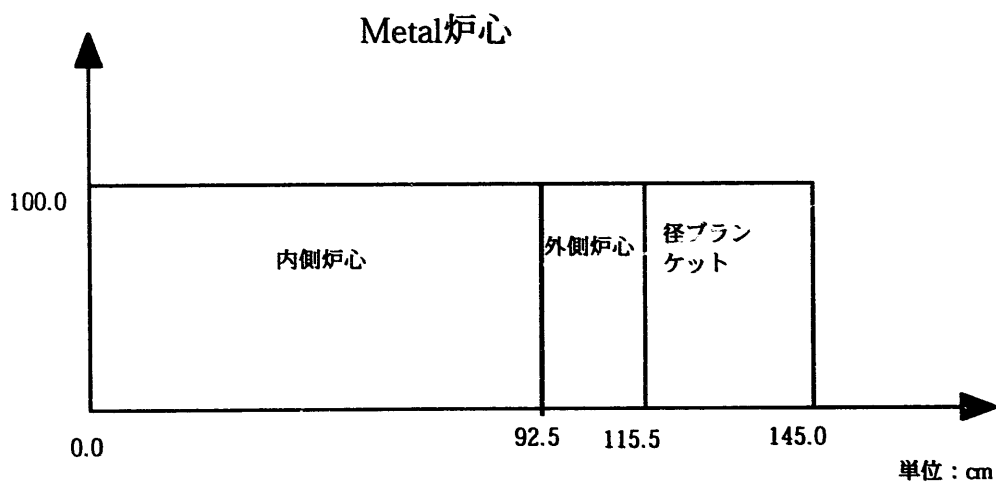


$$\text{Bucling} = \left(\frac{\nu_0}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$

$$R = 89.4 \text{ (cm)}$$

$$H = 93.0 \text{ (cm)}$$

$$\text{Bucling} = 1.854 \times 10^{-3}$$



$$\text{Bucling} = \left(\frac{\nu_0}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$

$$R = 115.5 \text{ (cm)}$$

$$H = 100.0 \text{ (cm)}$$

$$\text{Bucling} = 1.198 \times 10^{-3}$$

Fig.6-4 R-Z geometry of MOX and Metal cores

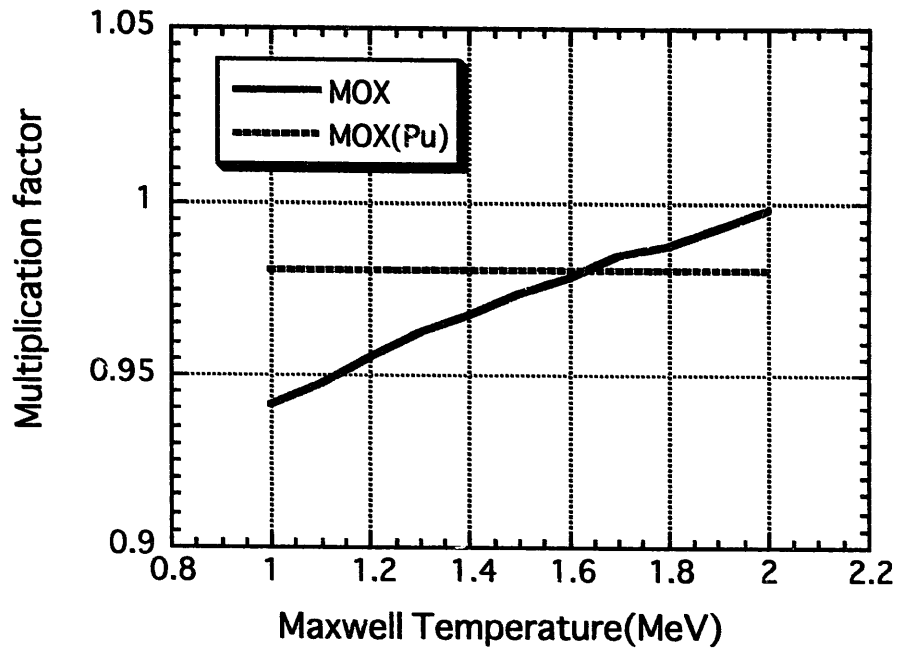


Fig.6-5 Maxwell temperature and core multiplication factor (MOX core)

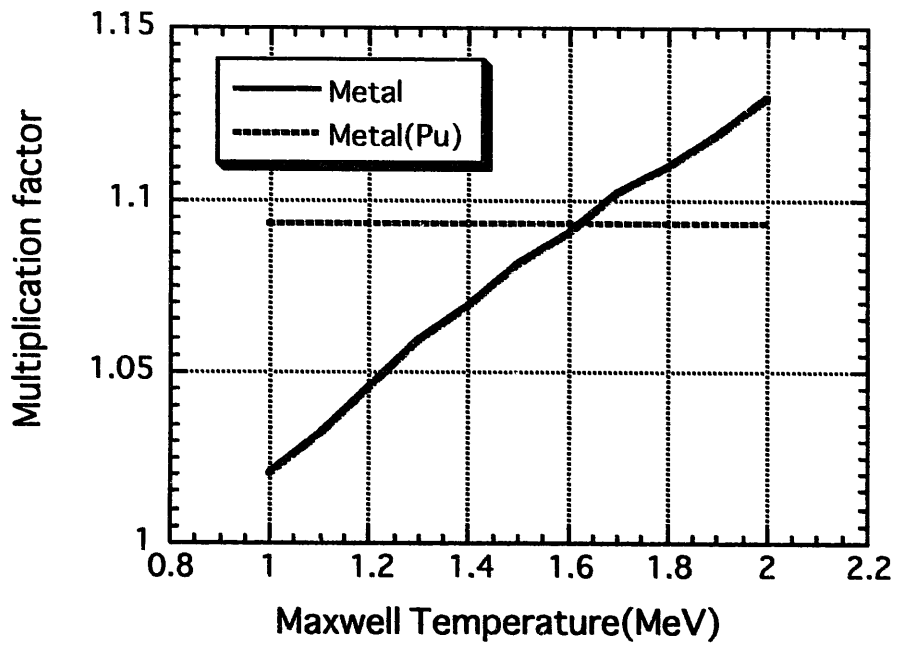


Fig.6-6 Maxwell temperature and core multiplication factor (Metal core)

7. まとめ

本研究では、原子炉における最も基本的なパラメータの1つである核分裂断面積と核分裂スペクトルの総合的な検討を可能とするべく

- 1) 核分裂スペクトルを絶対値で測定する手法を新しく整備・確立し、これによって
- 2) ^{237}Np などの核分裂断面積と核分裂スペクトルの精度評価を行う、とともに
- 3) 核分裂スペクトルの理論計算のための参照値を提供する、ことを目的として実験及び解析を行った。

この成果は以下のようにまとめられる。

- (1) 実験においては、核分裂スペクトルの絶対値を、
 - a) 中性子生成微分断面積のよく分かった標準核種の中性子生成収量を用い、
 - b) 中性子フルエンス因子、サンプルサイズ効果をモンテカルロ法で計算してサンプルの違いを厳密に評価することによって、決定できるようになった。
- (2) また、 ^{238}U が数MeV領域では核分裂中性子の標準として利用可能なこと、Pbも核分裂中性子数の決定に利用できる見通しであること、が分かった。
- (3) これによって、核分裂中性子収量を積分することにより、核分裂断面積と核分裂即発中性子数の積を評価することができ、核分裂スペクトルの絶対値と形状の問題を分離できるようになった。
- (4) この手法を、 ^{237}Np , ^{232}Th , ^{233}U に適用し、従来不明であった絶対値と形状の問題を明らかにした。またこれらの核種の核分裂中性子スペクトルのパラメータを求めた。
- (5) さらに、高速炉設計標準コードを用いた解析を実施し、核分裂中性子スペクトルパラメータの実効増倍係数に対する感度を、典型的な二つの高速炉炉心に対して明らかにした。

参考文献

1. Progress in Nuclear Energy 13 No. 2/3 (1982), "Cross Section Data for Reactor Analysis"
2. M.Baba et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 27, 895 (1990)
3. T.Iwasaki et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 26, 11 (1989)
4. PNC TJ9601 97-001:平川直弘「MA核種の高速中性子核分裂断面積の測定」(1997)
PNC TJ9601 98-002:平川直弘「MA核種の高速中性子核分裂断面積の測定」(1998)
JNC TJ9400 99-007:平川直弘「アメリシウム同位体の高速中性子核分裂断面積の測定」(1999)
5. R.J.Howerton and R.J.Doyas: Nucl. Sci. Eng., 46 414 (1971)
6. D.G.Madland & J.R.Nix: Nucl. Sci. Eng., 81 213 (1982)
7. T.Ohsawa and T.Shibata; Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Sci. & Technol.,
1991, Jeulich, (1992) p.965
8. T.Ohsawa et al.: JAERI-Conf 99-002 (1999) p.120
9. E.Barnard et al.: Nucl Phys., 71 238 (1965)
10. M.Baba et al: J.Nucl. Sci. Technol., 27[7] 601 (1990)
- 11 M.Baba et al: Proc. IAEA Consultants Meeting on Physics of Neutron Emission in Fission
[INDC (NDS)-220], (1989) p.149
12. Than Win, M.Baba et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 36 [6] 486 (1999)
13. S.Matsuyama et al: Nucl. Instrum. Methods, A348 34 (1994)
14. Dickens: ORNL-6462, -6463
15. M.Baba et al.: Nucl. Instrum. Methods, A366 353 (1995)