JAERI-M
9999

NEANDC(J)81/AU
INDC(JAP)68/G

1981年核データ研究会報告

1982年3月

シグマ研究委員会

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

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。
入手の問合わせは，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 Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

編集兼発行　日本原子力研究所
印　　刷　いばらき印刷㈱

1981年核データ研究会報告

日本原子力研究所シグマ研究委員会

（1982年1月28日受理）

シグマ研究委員会主催の核データ研究会が1981年11月26・27日の両日，原研の東海研究所において開催された。今年度の研究会の主題は，(1)核データの不一致の現状，(2)遅発中性子データ，(3) JENDLの積分的検証，(4)燃料サイクルの核データ，(5)核融合炉核データに関する積分実験，(6)ガンマ線生成核データであった。本報告書はその報文集である。

プログラム委員会　：関　雄次，飯島俊吾，川合将義，五十嵐信一，浅見哲夫，菊池康之
編集委員会　　：五十嵐信一，浅見哲夫，松本純一郎，菊池康之

Proceedings of the 1981 Seminar on Nuclear Data

Japanese Nuclear Data Committee

Japan Atomic Energy Research Institute

(Received January 28, 1982)

The 1981 Seminar on Nuclear Data was held on November 26 and 27, 1981 in Tokai Research Establishment, JAERI, by Japanese Nuclear Data Committee (JNDC). The seminar concerned: (1) Status of nuclear data discrepancies, (2) delayed neutron data, (3) benchmark tests of JENDL, (4) nuclear data for fuel cycle, (5) integral measurements on nuclear data for fusion neutronics and (6) γ-ray production nuclear data. Given are papers presented and discussion made at the seminar.

Keywords: Nuclear Data, Delayed Neutron, JENDL, Nuclear Fuel Cycle, Gamma-ray, Integral Test, Benchmark Tests

---

Program committee : Y. Seki, S. Iijima, M. Kawai, S. Igarasi, T. Asami and Y. Kikuchi

Editors : S. Igarasi, T. Asami, Z. Matumoto and Y. Kikuchi

目　　次

1. 開会の言葉　原田吉之助（原研）…… 1

2. 核データの不一致の現状　座長：山室信弘（東工大）…… 2

2.1 NEANDC Discrepancy File について　五十嵐信一（原研）…… 2

2.2 ^{238}U の核データ　神田幸則（九大）…… 21

2.3 核分裂即発中性子スペクトル　木村逸郎（京大炉）…… 35

3. 遅発中性子データ　座長：山田勝美（早大）…… 56

3.1 高速炉系の β_{eff} と反応度スケール　中野正文（原研）…… 56
中村　久（富士電機）

3.2 遅発中性子に関する測定データの現状　松延廣幸（住原工）…… 68

3.3 遅発中性子放出確率推定の試み　中嶋龍三（法大）…… 110

3.4 β崩壊強度関数のシステマティクスと遅発中性子放出 …… 125
橘　孝博（早大）

4. 総括（I）　椙山一典（東北大）…… 135

5. JENDLの積分的検証　座長：菊池康之（原研）…… 137

5.1 JENDL－2Bのベンチマークテストのレビュー …… 137
菊池康之（原研）

5.2 JUPITER実験解析－JENDL－2BによるZPPR－9，10の解析 …… 161
白方敬章（動燃）
加藤恭義（FBEC）
貝瀬與一郎（MAPI）

5.3 構造材および核分裂生成物核データの積分テスト …… 183
飯島俊吾（NAIG）
渡部　隆（川重）

5.4 原子炉材料中の中性子スペクトルの測定と解析 …… 205
森　貴正（京大），
林　脩平（京大炉）
小林捷平（〃）
木村逸郎（〃）
山本修二（京大炉）
西原　宏（京大）
中川正幸（原研）

6. 燃料サイクルの核データ　座長：久武和夫（東工大）…… 218

6.1 燃料サイクル核データWGの活動の概要　梅沢弘一（原研）…… 218

6.2 燃料サイクル核データの要求の現状　西村和明（原研）…… 221

7. 核融合炉核データに関する積分実験　座長：関　泰（原研）……239
7.1 核融合炉に関する積分実験の過去と現状　関　泰（原研）……239
7.2 FNSによるFirst Blanket Experiment ……247
前川　洋（原研）
7.3 オクタビアンにおけるDDX測定による二次中性子データの検証 ……257
高橋亮人
山本淳治（阪大）
8. ガンマ線生成核データ　座長：小林捷平（京大炉）……268
8.1 ガンマ線生成核データ測定の現状　井頭政之（東工大）……268
8.2 ガンマ線生成核データ理論計算の現状　水本元治（原研）……293
8.3 ファイル化と応用　川合将義（NAIG）……317
9. 自由討論　座長：神田幸則（九大）……356
10. 総括（Ⅱ）　五十嵐信一（原研）……358

Contents

1. Opening Talk Kichinosuke HARADA (JAERI) 1
2. Status of Nuclear Data Discrepancies 2
Chairman: Nobuhiro YAMAMURO (TIT)
2.1 Report on NEANDC Discrepancy File Sin-iti IGARASI (JAERI) 2
2.2 Discrepancies in ^{238}U Nuclear Data Yukinori KANDA (Kyushu Univ.) 21
2.3 Prompt Fission Neutron Spectrum Itsuro KIMURA (KUR) 35
3. Delayed Neutron Data Chairman: Katsumi YAMADA (Waseda Univ.) 56
3.1 Effective Delayed Neutron Fraction β_{eff} and Reactivity Scale for LMFBR Cores 56
Masafumi NAKANO (JAERI), Hisashi NAKAMURA (Fuji Electric)
3.2 The Present Status of the Experimental Data on Delayed Neutrons 68
Hiroyuki MATSUNOBU (SAEI)
3.3 On the Estimation of Delayed-Neutron Emission Probabilities 110
Ryuzo NAKASIMA (Hosei Univ.)
3.4 Systematics of β-Decay Strength Functions and the Delayed Neutron Emission Takahiro TACHIBANA (Waseda Univ.) . 125
4. Summary Talk (I) Kazusuke SUGIYAMA (Tohoku Univ.) .. 135
5. Benchmark Tests of JENDL Chairman: Yasuyuki KIKUCHI (JAERI) 137
5.1 Review of Benchmark Tests on JENDL-2B Library 137
Yasuyuki KIKUCHI (JAERI)
5.2 Analysis of JUPITER Experiments
- Analysis of ZPPR-9, 10 with JENDL-2B - 161
Keisho SHIRAKATA (PNC), Yasuyoshi KATO (FBEC)
Yoichiro KAISE (MAPI)
5.3 Integral Test of JENDL Neutron Cross Sections for Structural Materials and Fission Products 183
Shungo IIJIMA (NAIG), Takashi WATANABE (KHI)
5.4 Measurement and Analysis of Neutron Spectra in Some Assemblies of Reactor Materials 205
Takamasa MORI (Kyoto Univ.), Shu A. HAYASHI,
Katsuhei KOBAYASHI, Itsuro KIMURA,
Shuji YAMAMOTO (KUR), Hiroshi NISHIHARA (Kyoto Univ.)
Masayuki NAKAGAWA (JAERI)
6. Nuclear Data for Fuel Cycle Chairman: Kazuo HISATAKE (TIT) 218
6.1 Status of the Working Group on Nuclear Data for Fuel Cycle 218
Hirokazu UMEZAWA (JAERI)

6.2 Present Status of Nuclear Data Requested for Nuclear Fuel Cycle 221
Kazuaki NISHIMURA (JAERI)
7. Integral Measurements on Nuclear Data for Fusion Neutronics 239
Chairman: Yasushi SEKI (JAERI)
7.1 Past and Present of Fusion Reactor Neutronics Integral Experiments 239
Yasushi SEKI (JAERI)
7.2 First Blanket Experiment by FNS Hiroshi MAEKAWA (JAERI) 247
7.3 Assessment of Secondary Neutron Data by the Measurement of Double Differential Emission Cross Sections 257
Akito TAKAHASHI, Junji YAMAMOTO (Osaka Univ.)
8. Gamma-ray Production Nuclear Data 268
Chairman: Katsuhei KOBAYASHI (KUR)
8.1 Present Status of Gamma-Ray Production Nuclear Data Measurements 268
Masayuki IGASHIRA (TIT)
8.2 Status of Nuclear Model Calculations for Gamma-ray Production Cross Sections Motoharu MIZUMOTO (JAERI) 293
8.3 Making an Evaluated Photon Production Nuclear Data File and Its Application to Photonic Calculation 317
Masayoshi KAWAI (NAIG)
9. Free Discussion Chairman: Yukinori KANDA (Kyushu Univ.) 356
10. Summary Talk (II) Sin-iti IGARASI (JAERI) 358

1. 開会の言葉

原田吉之助 +

Opening Talk

Kichinosuke HARADA+

シグマ研究委員会は，その活動の一環として毎年12月頃に研究会を開いてまいりましたが，この行事もすっかり定着した感があります。年毎に異る主題を採上げ，継続して研究会を開き，いつも盛況裡に終れるということは，シグマ研究委員会がそれだけ活発に活動を続けていることの証明でありまして，大変嬉しく思っている次第です。

シグマ研究委員会の最近の活動状況については，近く原子力学会誌に掲載される2年報に詳しく記述されておりますのでここでは言及しませんが，世界的に誇れるような成果がいくつか得られています。初代委員長百田光雄氏によって種を撒かれた当委員会も，19年を経過しようやく成木となり見事な花を咲かせているのが現状であるといえましょう，このような光景を初代委員長に是非見て頂こうと考えまして，今会の研究会には百田氏を特別にご招待申しあげました。最盛期にはそれなりの問題もあるものです。百田先生に，そのような問題点の指摘も含めて，本研究会に出席してのご感想を今夕の懇親会の席で述べてくださるようお願いしてありますので皆様どうぞご期待下さい。

さて，今回の研究会も参加者全員が少なくとも1回は発言するというような活発なものにしたいと願っております。会場のみならず控室などでも，核データに関するホットな議論が展開されることを念じて，開会の挨拶とします。

+ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

2. 核データの不一致の現状

Status of Nuclear Data Discrepancies

2.1 NEANDC Discrepancy Fileについて

五十嵐 信 一+

「新しい測定が行われると新しい食違いが生ずる。」核データの利用者にとってこれ程厄介なことはない。NEANDCとINDCでは核データの食違いの問題を調査し，共通のDiscrepancy File を維持，更新することになった。こうすることによって，核データの食違いを減らして行こうとする意識を測定者にも評価者にも持ってもらう訳である。この報告ではこのFile に登録されている問題を紹介し，その中の2，3の例を具体的に取り上げて紹介する。

Report on NEANDC Discrepancy File

Sin-iti IGARASI+

"A new measurement introduces a new discrepancy." Nothing is more confusing problem for users of nuclear data than this discrepancy. NEANDC and INDC have examined the nuclear data discrepancies, and agreed recently to maintain a joint discrepancy file in cooperation with each other. This will stimulate nuclear data measurers and evaluators to reduce the discrepancies. In this report, a brief is presented on the discrepancy file and on some examples of the discrepant data.

1. はじめに

自然科学のデータに誤差はつきものである。良く知られているように，誤差には大きく分けて二種類ある。即ち，統計誤差と系統誤差である。データの食い違い（discrepancy）は主として後者によるもので，核データの評価などでは最も取扱いのやっかいな量の一つである。

統計誤差は測定値ごとに与えられるが，系統誤差は同一量の測定が二件以上ないと判断出来ない場合が多い。逆に，測定件数が増えるに従って，データ間の食い違いは複雑になって行って，深刻な問題を提起する場合が多い。特に，絶対値が非常に重要な核データでは測定値間の食い違

+ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

いは深刻な問題として測定者や評価者を悩ましている。

データ間の食い違いは核データ利用者にとっても重大な問題である。核データの利用者が測定データまたは評価ずみデータを要求している内容には，測定値のないデータに対する新しい測定要求とともにデータの精度向上を要求しているものがある。前者はともかくとして，後者については統計誤差を小さくすることも必要であるが食い違いを小さくすることを要求している場合が多いと思われる。核データの利用者からのこれらの要求は国際核データセンターを通して集められ，WRENDA*)に収録されて世界の核データ測定者や評価者に配られている。核データの測定者や評価者はWRENDAの内容を見て，データ間の食い違いを小さくする努力を行ってきている。

国際核データ委員会（INDC）やNEAの核データ委員会（NEANDC）では，WRENDAの内容を検討し，核データへの要求と測定及び評価の状況を把握して，核データの利用者や測定者などに適切な助言と勧告を行う努力を続けて来ている。両委員会にはこれに関連した作業を行う幾つかの小委員会が置かれ，独立に問題を検討して来たが，最近になって，両委員会の小委員会の間で協力体制が作られるようになった。この協力体制は同じ問題を担当している幾つかの小委員会の間に成立していて，例えば核データの食い違いを検討するdiscrepancies subcommittee はその一つである。この小委員会では核データの食い違いを調査し，NEANDCとINDCの共通のdiscrepancy file を作成し，維持して行くことになっている。この報告では，NEANDCの小委員会で取りあげられている核データの食い違いの問題を紹介することになっているが，INDCの小委員会で議論されている内容も関連があるので，合せて紹介することにする。

2. 国際委員会の活動

ここでは，NEANDCとINDCの小委員会がこれまでに行って来た活動を振り返ってみる。核データニュース（旧JNDCニュース）には両委員会の様子が出席者からの報告として載っているので，その報告に基づいて小委員会の活動を概観してみる。

核データニュースによると，最初に核データの食い違いが話題になったのは^{239}Puのα－値のようである。これはそれまで用いられていたkeV領域のα－値に比べてかなり大きな値が測定され，当時大きな話題になったデータである。INDCでも1968年の第1回会議でこの問題を取りあげている。

核データの測定はこの時期以前にも勿論行われていたが，数から言っても質から見ても良いデータは少なかったので，データの食い違いを本格的に問題に出来る状況にはなかったと言える。しかし，^{239}Puのα－値の問題は測定者を刺戟し，方々で測定が行われるようになった。

1970年になると，INDCでは標準核データを含む重要な核データの食い違いに関する特別小

*) World Request List for Nuclear Data の略である。IAEAでは世界中の核データに対する要求を電算機を使って格納し，2年ごとに更新して行く体制を取っている。また，更新した内容をリストし，本として世界に配布している。

委員会設置を決め，standards subcommittee とdiscrepancies subcommittee とを作っている。この時の記録によると^{239}Puのα－値の他に$\bar{\nu}$と構造材の捕獲断面積とが取りあげられている。標準核データは，1971年のINDC第4回会合において，^{1}H（n，n），^{3}He（n，p），^{6}Li（n，α），^{10}B（n，α），^{12}C（n，n），^{235}U（n，f），^{197}Au（n，γ）の各反応断面積が検討の対象としてあげられているが，これらは非常に高精度のデータを必要とするので，他の核データの食い違いの問題とは質の違った問題になっている。現在では上記の他に^{252}Cfの$\bar{\nu}$とχ（E）や^{27}Al（n，α），^{237}Np（n，f），^{238}U（n，f）の反応断面積なども標準核データとして取り扱われている。

食い違いが問題にされた核データの種類は1973年頃からだんだん増加し，1975年のINDCの記録を見ると核融合炉用核データも含まれるようになり，少しでも重要と見るとすべてが検討の対象になってしまったのではないかと思われる程である。Table 1に1976年までのINDC，NEANDCの小委員会で取りあげられた食い違いが問題になった核データを示した。

両委員会の小委員会が協力して核データの食い違いの問題を処理して行こうとする動きは1974年頃から始っている。記録によると，INDC第7回会議（1974年）において，status file 作成とその維持についてNEANDCの小委員会と協力して行くことが提案されている。その後，両者の間でどのような交渉があったのか記録はないが，1979年になって，NEANDC第21回会議の際に非常にはっきりした形の協力体制が決められている。それによると，NEANDCのfile on discrepancies を作る。そして，INDCのstatus file on standards and discrepancies にコメントをつけてINDCに送る，と言うものである。この時点では，INDCのfileには標準核データも含まれていたようである。この会議の後に，NEANDCで取りあげた食い違いのある核データのレビューの報告*)が出ているが，これによると，両委員会の小委員会は協力してjoint discrepancy fileを維持して行くことに同意したことになっている。現在，両委員会は交互に9ケ月おきに会合を持っているので，NEANDCの第21回会合（1979年9月）の後はINDCの第11回会合（1980年6月）が，そしてNEANDCの第22回会合（1981年4月）が順次開かれ，joint discrepancy file もその都度更新される予定であった。しかし，9カ月ごとにfileを更新するということは，核データの状況が変らない限り意味のないことなので，この点はもっと融通性のあるものに変え，更新が必要になったものだけを新しくすることになった。そして，fileもloose leaf fileにして，差し代えが容易に出来るように変更することにした。従って，現時点では9ケ月ごとに核データの食い違いを検討するが，joint fileの更新はそれが必要な部分だけを，その時の担当に当った小委員会の方で行うことになっている。Table 2に現在取りあげられている核データを示した。この表で○印はなお問題があるとしてfileに残されたもの，×印は食い違いは解消したとしてfileから除かれたもの，△印は他の小委員会に委ねたものを示す。例えばINDCの11回会合で，^{7}Li（n，n′αt）は核融合関連データを扱う小委員会に移されることになった。

*) このレビューの報告書はNEANDCの内部資料（A－document）なので引用出来ないが，食い違いの現状を知るには非常に有用な資料である。

3. 核データの食い違いの例

Table 2には現在食い違いが問題になっている核データをあげたが，その中から数件を取り出して，ここで紹介する。ただし，ここで紹介しない核データにも重要な問題が含まれていて，決しておろそかにはできないのであるが，紙面の関係で割愛することにした。なお，関心のある方はNEANDCまたはINDCの関連資料を見ていただきたい。

3.1 ^{7}Li（n，n′αt）の反応断面積

トリチウム生成の核反応なので核融合炉用核データとして重要であることは良く知られている。トリチウム生成率を1％の精度で推定するためには，この核データは5％以下の精度で知られていなければならないようである。

このデータの問題は，Harwell[1]で測った5～14 MeVのデータがENDF／B－Ⅳのデータよりも26％も小さく，トリチウム生成の推定を行っていた人々に深刻な問題を与えたのがきっかけとなってクローズアップされた。また，Jülich[2]，KFK[3]，LosAlamos[4]で行われたトリチウム生成の実験値はENDF／B－Ⅲを使った計算値よりそれぞれ15％，35％，15％づつ小さいという結果を示した。そのうえ，KFKの実験値と他の二つの実験値の間にも差が出ている。

ORNL[5]では，0.76 MeV以上のエネルギーを持つ放出中性子の角度分布を50°と126°で測り，ENDF／B－Ⅳを使った値と比較したが，測定値の方が20％小さいという結果を得た。

以上が1979年頃から1980年にかけての状況で，NEANDCの21回会合では新しい測定が必要であることが述べられている。INDCの11回会合当時は新しい測定が発表されておらず，また，INDCには別に核融合関係の小委員会があるので，このデータの問題はその小委員会に移し，discrepancy subcommitteeからは除くことにした。

NEANDC第22回会合が1981年4月に開かれたが，この時までに，ANL[6]，Geel[7]，Jülich[8]，Los Alamos[9]などから新しい測定結果が発表された。これらの結果をFig. 1に示したが，ENDF／B－Ⅳよりは小さく，測定値間の差はあまりない。この結果を見て，NEANDCの小委員会では測定値間の食い違いは無くなったと判断した。また，Los AlamosのYoungの評価値[10]はENDF／B－Ⅳよりも15％小さく，測定値とも一致している。これらのことからこのデータの食い違いは解消したとしてdiscrepancy fileから除くことを決めた。

ただここで少々気になるのは，利用者がこれらのデータを使った時にどんな結果を出してくるのか，また，積分データとの差はないのか，と言ったことである。この結果は今後にまつよりないが，本当に問題が解決したと言って良いのかどうか，もう少し様子を見るべきではないのか，と言う気がする。なお，参考のために，古い測定データをFig. 2に示した。

3.2 Cr，Fe，Niの捕獲断面積

スチールのドップラー効果への影響など，これらの核種の重要性は良く知られている。精度要求は100 eV～100 keVでCrが20％，Feが5～10％，Niが10％，また100 keV～1 MeVではCrが30％，Feが10～20％，Niが20％になっている。

これらいわゆる構造材核種は少数の広い幅を持ったs－波共鳴レベルと鋭いp－及びd－波共鳴レベルの存在が特徴的である。また，捕獲過程の自由度（Γ_γ のPorter－Thomas分布の自由度）は15程度で小さく，共鳴レベル幅のゆらぎが大きいことを示している。

1977年にGeel で開かれた構造材核データの専門家会議[11]では多くの問題が討議されている。測定データに関するレビューも行われている。この会議以後の測定に注目すると，Fe については，ORNL－Lucas Heightsの協同実験，40 keVまでのHarwell の測定，600 keV以下を測ったGeelの実験，27.7 keV s－波共鳴を測ったKFKの実験などがある。これらのうち，KFKを除く三つの測定について ^{56}Fe の小さなs－波共鳴とp－及びd－波共鳴とを比較してみると，それぞれの捕獲面積（capture area）の間に顕著な食い違いがある。

Geel の測定[12]（0～90 keV）を基準に取るとHarwellのデータ[13]は8％低く，ORNL－Lucas Heights のデータ[14]は20％高くなっている。ここで，もし，Harwell の1.15 keV p－波共鳴の中性子幅 Γ_n をGeelのデータに置きかえて捕獲面積を規格化すると両者のデータの食い違いは2％に減少する。これは中性子束に関係した食い違いの問題を指摘した試みで，ORNLとHarwell の測定ではblack resonance 法でcalibration を行ったのに対して，Geel では1.15 keV の共鳴パラメータを規格化の基礎に使っている。Geel の方法では中性子束のふるまいについては何も知らなくても良く，ただ1.15 keVの共鳴パラメータが正確に決っていればよい。

KFK ではFröhner の指摘に従って散乱中性子に影響されない方法でs－波共鳴捕獲の測定を行った[15]。Moxon－Rae 検出器を使って27.7 keV のs－波共鳴を測り，その際に捕獲光子によるシグナルと散乱中性子によるシグナルとを時間的に分離する方法を取った。この方法によると27.7 keV共鳴の Γ_γ は古い測定値より70～80％も小さくなることが示された。これはガンマ線検出器として中性子感度の低いものを使うことの重要さを示している。

これら二点の他にも通常言われている食い違いの原因を補正することは重要であるが，上記の二点の試みによって捕獲断面積は10％以内の精度にすることができる，とINDCの11回会合では楽観的見解を述べている。

NEANDC第22回会合ではINDCと同様の見解を表明し，既存の測定データを使って評価すれば300 keV以下のデータは10％の精度で求まるであろうと，言っている。JENDL－2の評価に用いたデータは上記の補正が行われていないのではないか，との指摘があったが，その通りであろう。今後この点の改良も必要である。

3.3 ^{232}Thの捕獲断面積（10 keV 以上）

このデータに対する要求精度は2～3％である。古い測定値は新しいデータより10～20％高く，新しいデータの間でも10％の範囲に広がっている。最近のデータで問題があるのはMacklin－Halperin[16]のものでLindner et al.[17]やPönitz－Smith[18]より低いし，24 keVでもChrien et al.[19]やYamamuro et al.[20]よりも低い。ENDF／B－Ⅳはこれらの測定値よりも大きい。ENDF／B－Ⅴは測定値と10％以内で合っている。Fig. 3はOhsawa[21]の論文から借用したものであるが，この図に上記の様子が良く現れている。ただし，Ohsawaの評価はMacklin－Halperinに近く，低い値を示している。

現状ではこのデータは10％より良い値にすることは困難で，新しい測定が必要である。特にMacklin-Halperinのデータとの食い違いの理由が明確になることが必要である。最近，Macklinは検出器の補正に誤りがあったことを見つけている。^{232}Thの捕獲断面積の場合，この補正値は11％位である。

INDC 11回会合では，この補正に触れ，食い違いが減少する方向にあると述べている。しかし，1MeVまでの測定値にはなお5～10％のばらつきがあるし，4MeV以上には新しい測定がない。従って，この領域の新しい測定は必要である，と指摘している。

NEANDC 22回会合でも現状は未だ不満足であることが表明され，discrepancy file はそのまま継続することになっている。

3.4 ^{237}Npの(n，2n)反応断面積

^{238}Puは医療用を始めとして用途の多い核種であるが，その生成過程は^{237}Np(n，γ)^{238}Np $\xrightarrow{\beta^-}$ ^{238}Puが主である。この過程と競争する^{237}Np(n，2n)^{236}Np $\xrightarrow{\beta^-}$ ^{236}Puで生ずる^{236}Puは^{208}Tlを娘核として生ずるが，この^{208}Tlは2.6MeVの強いガンマ線を出して非常に危険である。このこともあって，^{236}Puは出来るだけ生成量を少くしたい訳である。^{237}Np(n，2n)反応断面積はこの生成量を推定するために必要なデータである。

^{236}Npにはisomer stateがあって，22時間で崩壊して^{236}Pu(48％)と^{236}U(52％)に変る。[22] 一方ground stateは1.15×10^5年の半減期を持っていて^{236}Pu(9％)と^{236}U(91％)に壊変する。括弧内の数値はそれぞれの核種への分岐比である。この数値からも判るように^{236}Puの生成は^{236m}Npからだけと考えて良い。

^{237}Np(n，2n)反応断面積の微分データには放射化法で^{236}Puの生成量を測定して求めたものが4件ある。Fig. 4にこれらの測定から求めた^{237}Np(n，2n)^{236m}Np反応断面積を示した。9.6MeVの測定1件を除くと他はすべて14MeVのデータである。

一方，積分測定から求めたデータは^{236}Pu／^{238}Puまたは^{236}Puの生成量を測定して，これらの量からburn-up codeを使って間接的に求めたものである。[23,24] 前者のデータを^{235}Uの核分裂スペクトルで平均すると1.10±0.10mb，後者を炉内スペクトルで平均すると2.5±0.63mbになる。

微分データと積分データとを比較するためにJary[25]とPearlstein[26]の計算値*)を仲立として使う。但し，この場合の計算値は^{237}Np(n，2n)の全反応断面積なので^{236}Npを生ずる断面積にするためにはisomer ratioを知らなければならない。この値は14MeVで測ったMyers et al.[27]のものがあるので，それを使う。但し，isomer ratioにはエネルギー依存性はないと仮定する。Fig. 4に結果の曲線が示されている。この図から微分測定とJaryの計算は良く合っていることがわかる。しかし，スペクトル平均を取ってみると，逆にENDF／B－Vの計算値の方が積分測定とは良く一致する。

以上のようなデータの食い違いはいろいろな仮定に立ったデータ処理にも問題がある。また，最も寄与の大きい7～12MeVに微分データがないことも重大な問題であるし，isomer ratio

*) ENDF/B－Vの値はPearlsteinの値に0.89を掛けている。図にはENDF／B－Vの値を示した。

の測定が14 MeVできり行われていないことも事情を困難にしている。

NEANDC第22回会合ではこれらの事情を議論し，14 MeV以外の所での測定と，断面積の新しい評価が必要であることを確認した。最近，Cadarachеで評価を始めたが，この評価では^{236g}Npと^{236m}Npのスピンーパリティをそれぞれ6^-と1^-に仮定していること，6.8，9.6，14.5 MeVのisomer ratioからそのエネルギー依存性を求めようとしていることが紹介された。

このために，6.8と9.6 MeVでのisomer ratioと断面積との測定値が欲しいとのことであった。これについては，断面積の測定はBruyères-le-Châtelで計画があるとの報告がある。

3.5 ^{241}Amの核分裂共鳴積分

^{241}Amの核分裂断面積には大きな食い違いがあったが，最近多くの測定が行われ，この問題は解決している。しかし，核分裂の共鳴積分には一寸奇妙な問題が残っている。それは共鳴積分の測定値が共鳴パラメータを使って求めた計算値の2倍以上になる，と言うことである。

Fig. 5には^{241}Amの核分裂断面積を示したが，0.576 eVに共鳴があることが分る。この共鳴レベルは共鳴積分の測定に良く用いられるCdによる熱中性子のcut-off energy 0.5 eVに近いので，この共鳴の影響が最も疑われる要素である。しかし，Lynn et al.[28]の検討によると，cut-off energyを0.5 eVから0.4 eVに変えても共鳴積分値は10.6 barnsから11.1 basnsになった程度であった。

0.308 eVのレベルはcut-off energyより下なのでこれは別とすると，0.576 eVとその上の1.276 eVの二本の共鳴レベルは共鳴積分の2／3を占める。そこで，この二本の共鳴パラメータを調べてみたが，測定値間の一致は良く，パラメータのせいではないようである。

こう言うことから，微分データの方に原因を見つけることは出来なかったので，積分測定の方を調べてみた。一つの可能性は，^{242m}Amの共鳴積分が大きいので，この不純物混入がないかと言うことである。しかし，試料を調べてみると0.8%程度きり混っていない。これでは2倍の差は説明出来ない。また，各測定とも共鳴積分と共に熱中性子領域の平均断面積も測っているので，これらの値を調べてみると，これも一致している。従って試料の不純物の影響は問題にならない。

もし，Cdの覆を通って入って来たepithermal中性子が熱化したとしても，0.0253 eVの断面積が3.1 barnsと小さいので問題にはならないと思われる。また，0.308 eV共鳴レベルに入り込む中性子が有意な影響を与える程多いとも考えられない。

以上のような事から微分，積分測定とも詳細にやりなおしてみる必要があると思われる。INDCでもNEANDCでもこの問題にはお手上げであった。

4. おわりに

核データの食い違いについて，NEANDCとINDCの小委員会で取りあげている問題の一部を紹介した。現在取りあげられて，discrepancy fileに入っている問題はTable 2に示されている。これらの問題をすべて紹介することは出来なかったが，どの問題にも示唆に富んだレビューがついているので今後核データの評価を行う人には大いに参考になると思う。

レビューはNEANDCの小委員会から各専門家に依頼して行ったものである。核データの評価

を行う際には多かれ少かれこの種のレビューは行うが，データ間の食い違いの原因を探すことまではなかなかやれないものである。

各レビューでは，微分データ間，積分データ間及び微分ー積分データ間の食い違いを調べ，それぞれの原因となっていそうな事項を注意深く探している。精度の高い評価データを求めるためにはこのような原因追求の努力がどうしても必要である。その意味で，discrepancy fileとその関連のレポートは核データ評価者にとってますます重要な参考資料になって行くものと思う。

References

1). Swinhoe, M. T and Uttley, C. A.: "Tritium Breeding in Fusion", Proc. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 246 (1979).

2). Herzing, R., Kuijpers, L., Cloth, P., Filges, D., Hecker, R. and Kirch, N.: Nucl. Sci. Eng. 60, 169 (1976).

3) Bachmann, H., Fritscher, U., Käppler, F. W., Rusch, D., Werle, H. and Wiese, H. W.: Nucl. Sci. Eng. 67, 74 (1978).

4). Hemmendinger, A., Ragan, E. E., Shunk, E. R., Ellis, A. N., Anaga, J. M. and Wallace, J. M.: Nucl. Sci. Eng. 70, 274 (1979).

5). Morgan, G. L.: "Cross Sections for the ^{7}Li(n,xn) and ^{7}Li(n,n'γ) Reactions between 1 and 20 MeV", ORNL-TM-6247 (1978).

6). Smith, D. L., Bretscher, M. M. and Meadows, J. W.: Nucl. Sci. Eng. 78, 359 (1981).

7). Liskien, H. and Paulsen, A.: Private Communication.

8). Quaim, S.: Private Communication.

9). Lisowski, P. W., Auchampaugh, G. F., Drake, D. M., Drosy, M., Haouat, G., Hill, N. W. and Nilsson, L.: "Cross Sections for Neutron Induced, Neutron-Producing Reactions in ^{6}Li and ^{7}Li at 5.96 and 9.83 MeV", LA-8342 (1980).

10). Young, P. G.: Private Communication from H. T. Motz to NEANDC.

11). Proc. Specialists' Meeting on Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors, held at CBNM (Geel) 1977.

12). Brusegan, A., Corvi, F., Rohr, G., Shelley, R. and van der Veen, T.: "Neutron Capture Cross Section Measurements of ^{56}Fe", Proc. Conf. on Neutron Cross Sections for Technology, Knoxville, 163 (1979).

13). Gayther, D. B. and Moxon, M. C.: Private Communication to NEANDC.

14). Allen, B. J.: Nucl. Phys. A269, 408 (1976).

15). Wisshak, K. and Käppeler, F.: Nucl. Sci. Eng. 77, 58 (1981).

16). Macklin, R. and Halperin, J.: Nucl. Sci. Eng. 64, 849 (1977).

17). Lindner, M., Nagle, R. J. and Landrum, J. H.: Nucl. Sci. Eng. 59, 381 (1976).

18). Pönitz, W. and Smith, D.: "Fast Neutron Radiative Capture Cross Section of ^{232}Th", ANL/NDM-42 (1978).

19). Chrien, R. E., Liou, H. I., Kenny M. J. and Stelts, M. L.: Nucl. Sci. Eng. 72, 202 (1979).

20). Yamamuro, N., Doi, T., Miyagawa, T., Fujita, Y., Kobayashi, K. and Block, C.: Nucl. Sci. Tech. 15, 637 (1978).

21). Ohsawa, T. and Ohta, M.: Nucl. Sci. Tech. 18, 408 (1981).

22). Schmorak, M. R.: Nucl. Data Sheets 20, 192 (1977).

23). Paulson, C. K. and Hennelly, E. J.: Nucl. Sci. Eng. 55, 24 (1974).

24). Halperin, J., Idom, L. E., Baldock, C. R., Oliver, J. H. and Rainey, R. H.: "Measurements of the (n,2n) Cross Sections of ^{233}U, ^{235}U and ^{237}Np", ORNL-4306 (1968).

25). Jary, J.: Private Communication from A. Michaudon to NEANDC.

26). Pearlstein, S.: Nucl. Sci. Eng. 23, 238 (1965).

27). Myers, W. A., Lindner, M. and Newbury, R. S.: J. Inorg. Nucl. Chem. 37, 637 (1975).

28). Lynn, J. E., Patrick, B. H., Sowerby, M. G. and Bowey, E. M.: Prog. Nucl. Energy 5, 255 (1980).

Table 1: Nuclear data considered at the INDC and NEANDC discrepancy subcommittees in the past.

1968	INDC 1	α-value of Pu-239 in keV region.
1970	INDC 3	$\bar{\nu}$, α-value of Pu-239, σ_γ of structural materials (SM).
1971	INDC 4	Standard: $^{1}H(n,n)$, $^{3}He(n,p)$, $^{6}Li(n,\alpha)$, $^{10}B(n,\alpha)$, $^{12}C(n,n)$, $^{235}U(n,f)$, $^{197}Au(n,\gamma)$ Discrepancy: ^{239}Pu(α-value), $^{239}Pu(n,f)$, $^{238}U(n,\gamma)$, χ, $\bar{\nu}$, SM(n,γ), dosimetry data.
1973	INDC 6	$^{235}U(n,f)$ above 100 keV, $^{239}Pu(n,f)$, $^{238}U(n,f)$, $^{238}U(n,\gamma)$, $^{238}U(n,\gamma)/^{235}U(n,f)$, ^{239}Pu(α-value), resonance parameters(R.P.) of ^{235}U, ^{238}U and ^{239}Pu, $\bar{\nu}$, χ, $^{238}U(n,n')$, σ_γ of Cr, Fe, Ni, R.P. of Na.
1974	INDC 7	$^{239}Pu(n,f)$, $^{238}U(n,f)$ above 100 keV, $^{238}U(n,\gamma)$, ^{235}U(α-value), ^{239}U(α-value), R.P. of ^{235}U, ^{238}U and ^{239}Pu, $^{238}U(n,n')$, $\bar{\nu}$ of ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U and ^{239}Pu, χ of ^{235}U, ^{239}Pu and ^{238}U, σ_γ of Cr, Fe and Ni, R.P. of Na.

1975	NEANDC 18	$^{235}U(n,f)$, $\bar{\nu}$ of ^{252}Cf, $^{58}Ni(n,p)$ in 2 ∿ 4 MeV, $T_{1/2}$ of ^{239}Pu and ^{241}Pu, $\bar{\nu}_p$ of ^{235}U and ^{239}Pu in 1 keV ∿ 14 MeV.
	INDC 8	$^{239}Pu(n,f)$ above 100 eV, $^{238}U(n,f)$, $^{238}U(n,f)/^{235}U(n,f)$, $^{238}U(n,\gamma)$, $^{238}U(n,\gamma)/^{235}U(n,f)$ above 100 eV, $^{235}U(\alpha\text{-value})$, $^{239}Pu(\alpha\text{-value})$ above 100 eV, R.P. of ^{235}U, ^{238}U and ^{239}Pu, $\bar{\nu}$ of ^{235}U, ^{238}U and ^{239}pu, $^{238}U(n,n')$, σ_γ of Cr, Fe and Ni above 100 eV, σ_γ and σ_{tot} of Na at 3 keV resonance, χ of ^{235}U, ^{238}U and ^{239}Pu, FP chain yield, trans Pu nulcear data, dosimetry data, $^{93}Nb(n,n')$, charged particle nuclear data for (D,T), (T,T) fusion, delayed neutron yield.
1976	NEANDC 19	$^{235}U(n,f)$, $^{241}Am(n,f)$, discrepancies of $\sigma(n,p)$, $\sigma(n,\alpha)$, $\sigma(n,\gamma)$ in eV region.

Table 2: Nuclear data considered at the INDC and NEANDC discrepancy subcommittees in the present. Symboles o, × and Δ mean, respectively, the data in significant discrepancy at the present the data solved their discrepancies, and the data placed under the control of another subcommittee.

Items	21st NEANDC	11th INDC	22nd NEANDC
Li-7(n,n'αT) cross section	o	Δ	×
Capture cross sections for Cr, Fe, Ni	o	o	o
Cu-63 (n,α) Co-60 reaction	o	×	×
Nb-93 (n,n') Nb-93m reaction	o	o	o
Fast neutron capture in Th-232	o	o	o
Fast neutron fission of Th-232	o	o	o
Fission cross section and fission cross section ratios for U-233	o	o	o
U-235 fission cross section	o	Δ	Δ
U-238(n,γ) cross section below 100 keV and U-238 resonance parameters	o	o	o
Inelastic neutron scattering from U-238	o	o	o
Np-237(n,2n) cross section	o	o	o
Pu-239 decay power discrepancy	o	o	o
Am-241 fission resonance integral	o	o	o
Am-241 fission cross section		×	
U-235, Pu-239 resonance parameters	o	×	o
Rh-103(n,n') Rh-103m		o	o
Delayed neutrons	o		o
Min. in σ_T in Sc at 2 keV			o
Zr resonance parameters			o

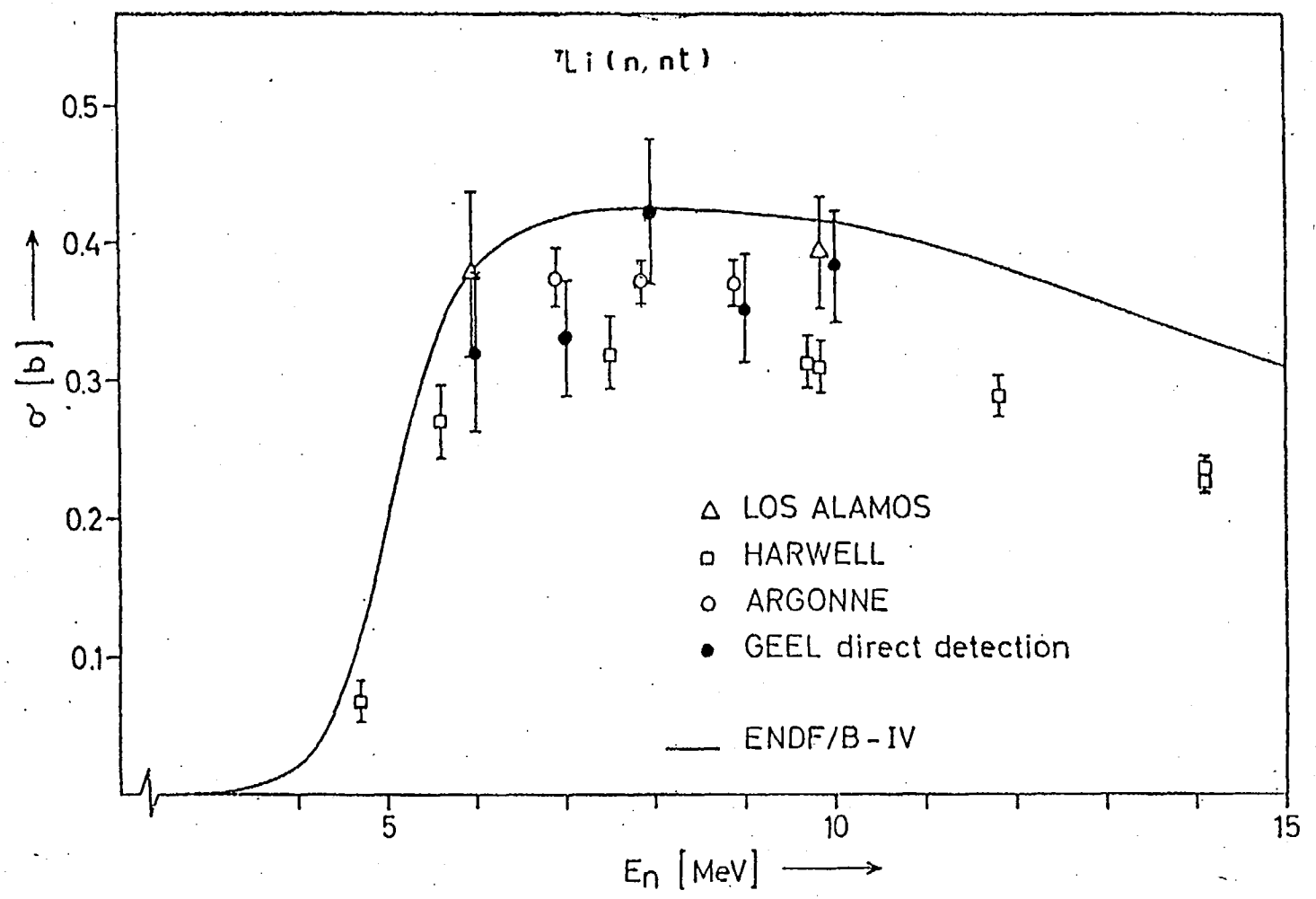


Fig. 1: Recent experimental data of the $^{7}Li(n,n'\alpha t)$ reaction cross section.

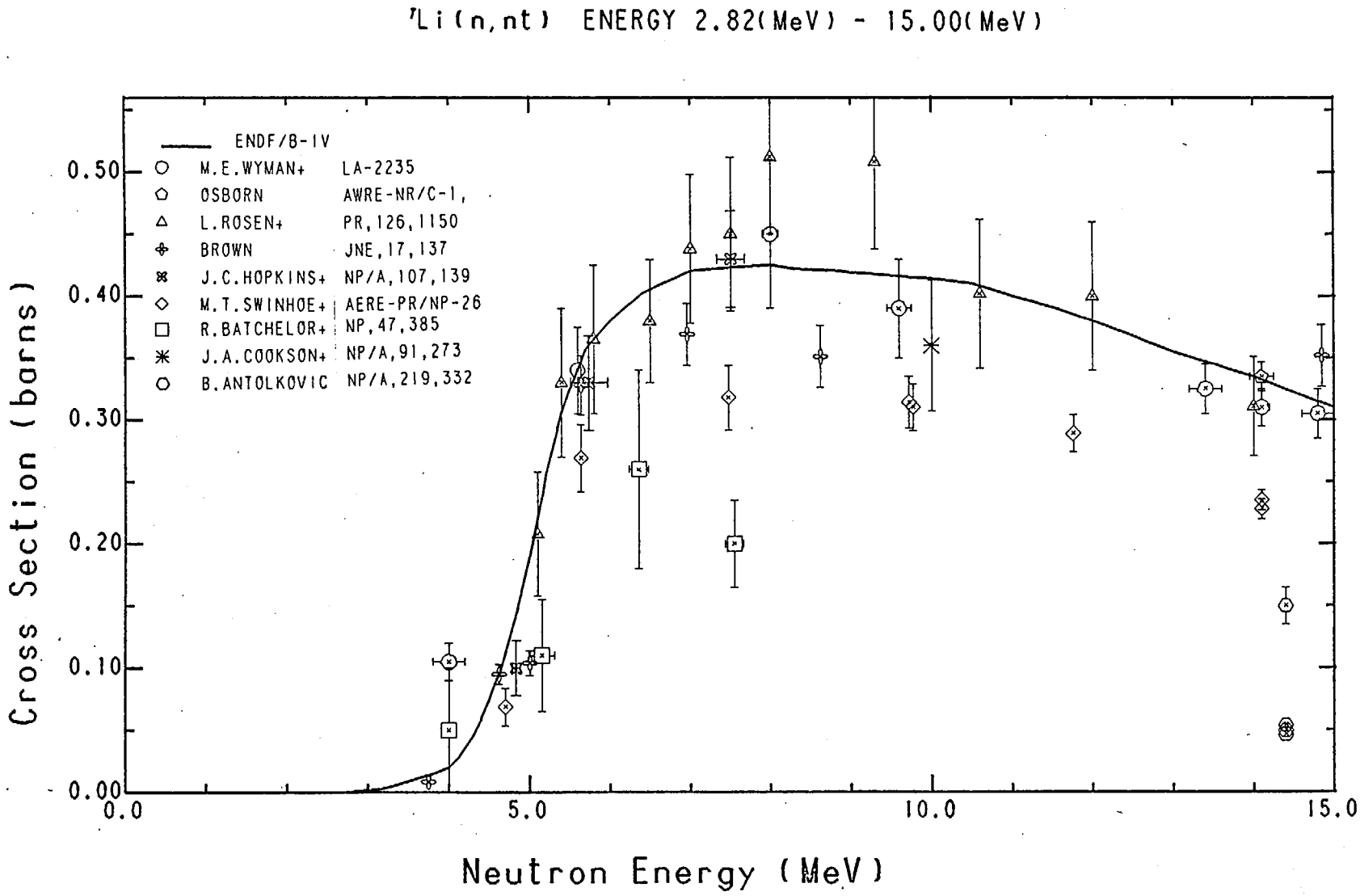
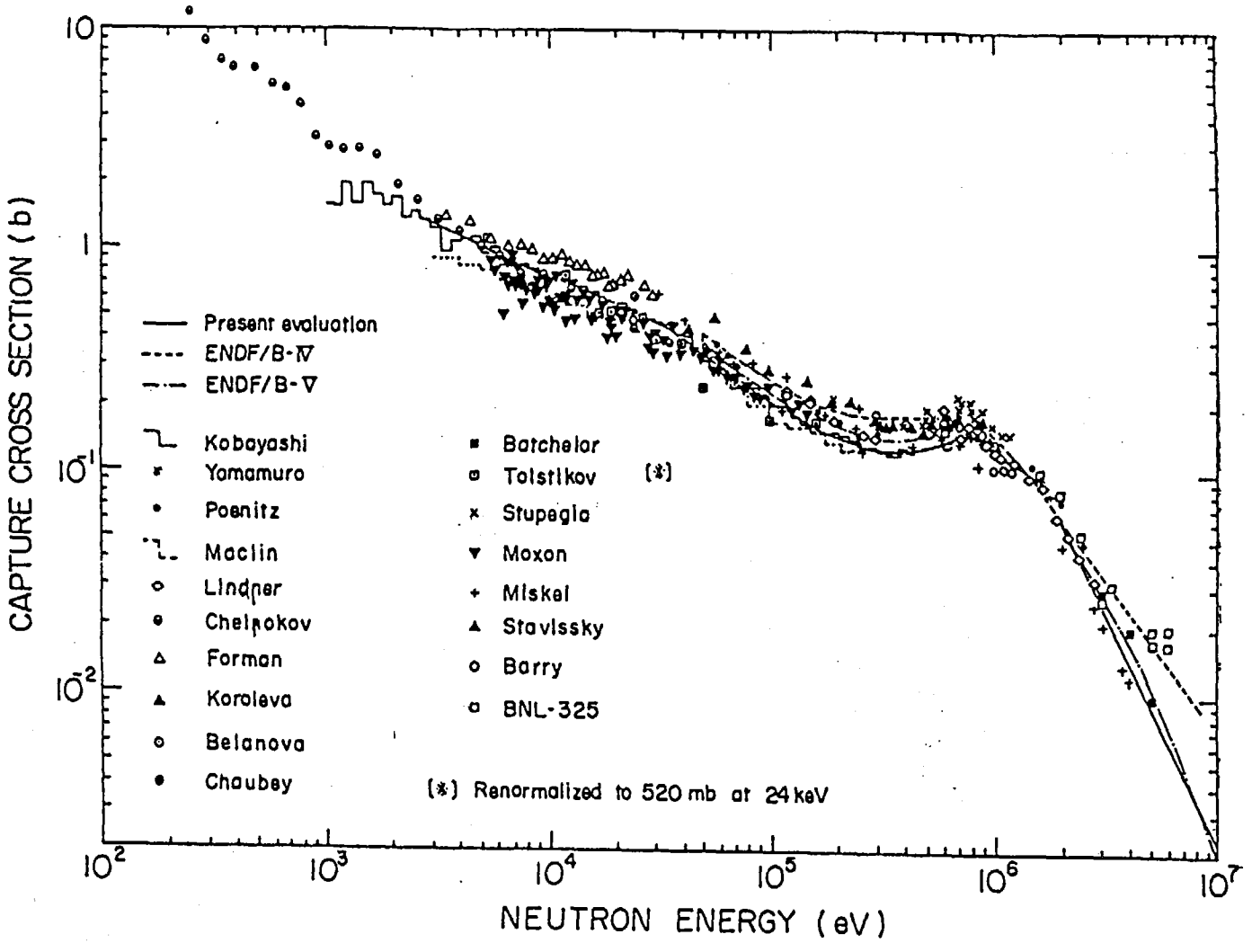


Fig. 2: Cross section of the $^{7}Li(n,n'\alpha t)$ reaction, including old experimental data.



Radiative capture cross section for ^{232}Th

Fig. 3: Fission cross section of ^{232}Th (from ref. 21).

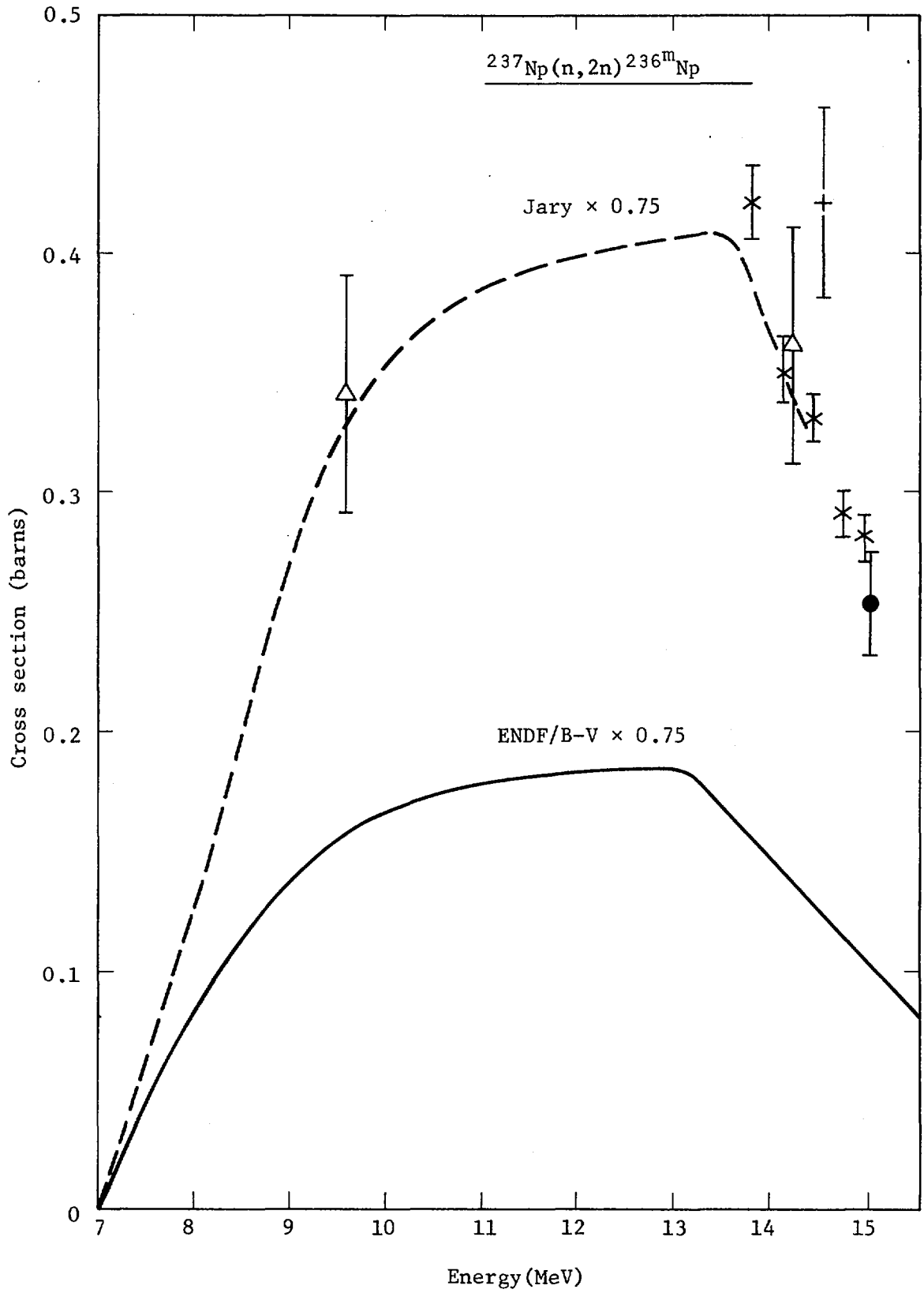


Fig. 4: Comparison between experimental and calculated cross sections of the ^{237}Np(n,2n)^{236m}Np reaction.

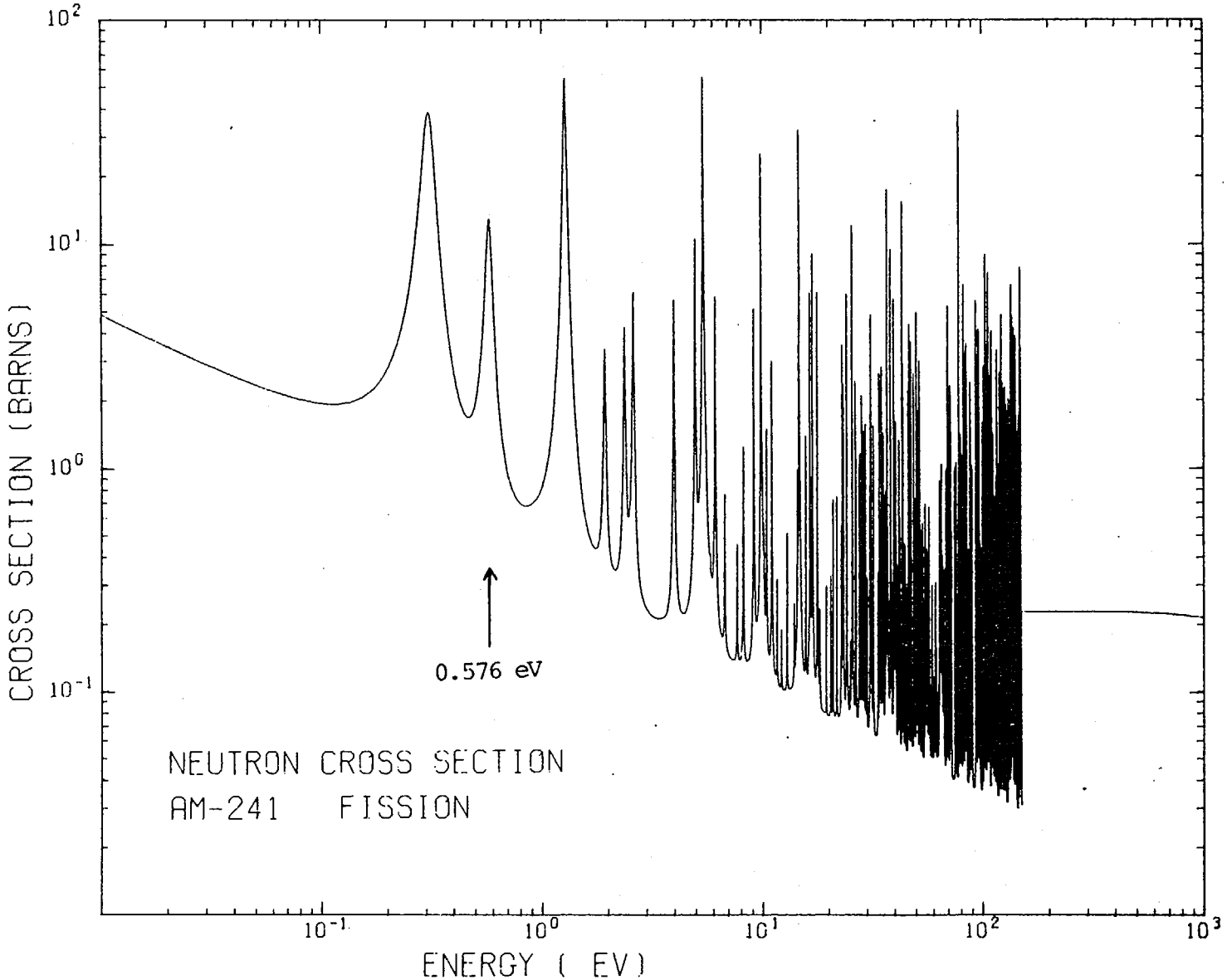


Fig. 5: Fission cross section of ^{241}Am below 1 keV.

討　論

C：椙山一典（東北大）

五十嵐氏の示した^{7}Li（n，n′α）T断面積の図は最近の測定値で他にも多くの測定がある。最近の測定値のみが一致の方向にあるからと言って断面積値が収束したと言えるだろうか。他の古い値の不一致の原因を説明すべきであろう。

C：山室信弘（東工大）

最近のDOEの報告書の中に，LASLで測られた14 MeV中性子に対する^{7}Li（n，n′α）T反応断面積が与えられているが，この値はかなり高くでており，最近の実験結果が$E_n \leqq 6$ MeVで5％内で一致していると言うのは少し無理と考えられる。

C：椙山一典（東北大）

15 MeVでLASLや東北大の結果は大きな値を示したが，これらは放出中性子の測定のために，連続部分の寄与の差引きが困難なためによるものであろう。トリチウム測定による値が確率が高いものであれば，それを用いて放出中性子の機構〔（n，n′），（n，2n）など〕が明らかに出来ると思われ非常に興味がある。

C：大沢孝明（九大）

^{232}Thの捕獲断面積の古いデータ間には50％以上の差異がみられるが，新しいデータ間にもなお20％ほどの不一致がある。JENDL－2用の評価では，山室（東工大），小林（京大炉）氏らのデータが素性がよくわかっておりまたエネルギ依存の振舞がCASTHYコードによる計算値とよく合うという理由で，採用されている。最近のMacklinらの補正は，それによって不一致が解消されるというものではない。

C：小林捷平（京大炉）

Macklinより私言として彼の^{232}Th（n，γ）反応断面積値のrevised values をもらったが，全般的には，やはり，やや低目であったように思う。

2.2 ^{238}Uの核データ

神 田 幸 則*

^{238}U核データの中で，特に不一致が指摘されている問題の中から，低エネルギー共鳴準位の共鳴パラメータと非弾性散乱断面積を取りあげ，問題となっている点の指摘，それに対する核データ測定の現状，解決の程度を重点的にまとめた。熱中性子炉体系の積分実験効果と計算値の不一致は，新たに測定された共鳴パラメータを用いた計算で一部改善される方向にある。非弾性散乱断面積の測定は，原理的に誤差が伴い易く，精度が悪い。同時に，核反応模型による計算との不一致があって，評価での取扱い方により，結果に影響する。

Discrepancies in ^{238}U Nuclear Data

Yukinori KANDA*

Discrepancies in both the resonance parameters of the first three resonances and the inelastic cross sections of ^{238}U have been reviewed and discussed mainly on the presentation of the problems, the status of the data measurements and the improvement of the discrepancies. The differences between experiments and calculations in integral experiments of thermal critical assemblies have been decreased by using the data measured recently. Uncertainties in the inelastic cross section data have been generally large. In addition, there have been discrepancies between experiments and calculations based on the models. These have affected the evaluated nuclear data.

1. まえがき

^{238}Uは，熱中性子炉，高速増殖炉のいずれを問わず，構成核種として多量に含まれるために，その核データへの要求度は厳しい。従って，測定値も多く，測定精度も他核種に比べると相当良くなっていると思われるのにも拘らず，利用者側からの注文は尽きない。

現在，データの不一致が主に指摘されているものは，i）低エネルギー共鳴準位パラメータ，ii）中性子100 keV以下のσ（n，γ）の大きさ，iii）非分離共鳴領域のσ（n，γ）のパラメーター，iv）σ（n,n$'$）の値，である。ここでは，i）とiv）の問題をとりあげて紹介する。これ

* 九州大学，Kyushu University

らについては，そのためのセミナーが開かれたり，不一致を解決すべき実験がなされたりして，活発な研究活動が顕著にみえるので，話題が豊富である。ほかの二つの問題は重要性が少ないわけではないが，最近の研究活動に目立ったものがないので取り上げなかった。

上に示した四つの問題はいずれもσ（n，γ）とσ（n，n′）に関連している。^{238}Uは原子炉炉心を構成する核種では最も多いものであるから，中性子消減につながる（n，γ），及び中性子減速に関係する（n，n′）が常に問題となっている。今回とは違った観点から，両反応断面積について以前にも詳しく論じたこと[1]がある。

測定データの不一致を単に羅列することは避け，以下の各項では先ずどうして不一致が問題となるのかの理由を明示して，それを解消するためにどんな努力がなされているのかを具体例を示しながら現時点での不一致の程度を示して，問題がどれほど解決されているかを述べる。

2. 低エネルギー共鳴準位のパラメター

2.1 問題の発端

^{238}Uの低エネルギー共鳴準位，特に最初の三つのｓ－波共鳴，6.67，20.87および36.68 eVの共鳴パラメータが従来用いられている値と違うのではないかと指摘された。この内容の詳しい議論は1975年ＢＮＬで開かれた「^{238}Uの共鳴吸収に関するセミナー」報告書[2]にまとめられている。この件は，臨界及び未臨界実験の解析から端を発している。積分実験の測定値と計算値が合わない原因を，直ちに核データに求め勝ちな風潮が無きにしもあらずであるけれども，上記会議では他の可能性を充分に検討した結論であることが示されている。議論の経過や内容の詳細は同報告書を参照してもらうこととし，ここでは，その内容の一部を引用して，どうしてこれらの値を再測定することになったのかを簡単に説明する。

この会議の時点では，計算に使用可能な評価済み核データはＥＮＤＦ／Ｂ－Ⅲ とⅣであった。

Table 1に，臨界実験装置による積分実験と計算の比較[3]を示す。ＴＲＸは1.3％^{235}U濃縮金属ウラン－軽水，ＭＩＴは天然ウラン－重水のいずれもAl被覆燃料の臨界実験装置である。減速材－燃料比は表中に示してある。計算はＳＲＬ（Svannah River Lab.）の結果のみを引用した。低濃縮度体系でのk_{eff}では計算値は約２％だけ低く^{238}Uによるepithermal-to-thermal capture ratioは計算値が約10％高い。実験値と計算値との不一致は，0.625 eV以上の実効共鳴積分を1.0±0.3ｂだけ減少させることで除かれる。ORNLの高濃縮（93 wt％^{235}U）uranyl nitrate球体系のk_{eff}では広範囲の減速材－燃料比及び球半径について，実験値と計算値とのよい一致が得られているので^{235}Uの断面積には欠点はないものと考えられる。

この他の積分実験と計算値との違いを調べると，^{238}Uのepithermalにおけるσ（n，γ）の値が大き過ぎると結論された。これに大きく寄与する低エネルギー共鳴準位のΓ_nとΓ_γの値が問題として指摘された。

2.2 準位巾の測定データ

1975年のＢＮＬ会議当時までの低エネルギー４準位の準位パラメータはBhatによってまとめられている。そこから6.7，20.9及び36.7 eVの３準位のデータを引用し，それにそれ以降の

データを加えたのがTable 2である。

ENDF／B－Ⅲと－Ⅳでは6.7 eVのΓ_n，Γ_γは同じ値で，

$$\Gamma_n = 1.50\,\mathrm{meV}$$

$$\Gamma_\gamma = 25.6\,\mathrm{meV}$$

である。

最近の測定の中から，Liou and Chrien[7]による実験を例にしてΓ測定の現状をみてみる。彼等は上述の状況を踏まえて，100 eV以下で^{238}Uの共鳴パラメータ及び共鳴の裾の部分の断面積を決定する目的で高中性子束原子炉を使って3種類の実験を行った。ⅰ）透過実験：飛行時間法により厚さを変えた^{238}U金属箔及び$^{238}U_3O_8$試料を用いて通常の透過測定とself-indication測定を行い，面積法と形状法を用いて解析して，Γ_nとΓ_γを求めた。ⅱ）補獲断面積の直接測定：飛行時間法を用い，中性子補獲後放出されるγ線を測定した。中性子エネルギー変化によるγ線放出率変化についても充分な配慮がなされている。この方法では，主に6.7 eV共鳴の裾の形を詳しく測定した。以上はfast chopperを用いた実験である。ⅲ）放射化法：neutron monochrometerからの2.5 eV中性子を照射して，残留放射能を測定してσ（n，γ）を求め，上記2方法で求めた共鳴パラメータによるσの計算結果と合うことを確めた。この実験で得られた最終結果はTable 2に示した。これら共鳴パラメータによる値とⅱ）の方法による測定値との比較をFig.1とFig.2に引用した。

2.3 問題点の考察

Liou and Chrien[7]の値が前述の積分実験との不一致をどのように改善するかはTRX－1についての比較がなされている。それをTable 4に引用した。他の格子条件での比較でも一致する傾向のあることが述べられている。

この問題は完全に改善されてはいないが，積分実験の検討が提起した問題に核データ測定によって応え，一部良い方向へ進んだ例である。この過程には幾つかの教訓的内容が含まれている。第一に，ベンチ・マーク実験と計算の不一致から，核データの不備を指摘するまでに相当詳細で厳密な議論があったようにうかがえて，これならあとは核データの測定が必要だと納得できる。第二は評価をする際に，測定値に与えられた誤差は充分内容を検討する必要がある事は当然なのだが，この場合にそれを具体的な例で示しているので少し詳しく取りあげる。

Table 2を見ると，1970年代初までの6.7 eV共鳴パラメータで最も良い精度のデータはJackson[8]の測定である。特にこのデータはBNL－325，2nd Ed.（1965）にはΓ_γの誤差が，0.4 meVと間違って引用されており，非常に信頼性のあるデータの印象が強い。ところが，この測定は金属ウランのDoppler拡がりを通して格子振動について調べるのが目的で，核データは副産物であった。それに，誤差を再計算してみると±5 meVで，誤差の範囲内でLiou and Chrienの結果と合う。

今迄の評価済みデータ・ライブラリーに，これらの事情がどのように反映していたかは不明だが，種々情報を総合すると，ENDF／B－Vでは低エネルギー共鳴準位のΓ_γは従来の値に比べて15％減のようである。また，これらの結果は，最近のHarwell[5]での測定にほぼ合っているようである。

3. 非弾性散乱断面積

3.1 問題点

σ（n, n′）の測定は原理的に精度良く測るのが困難である。測定は（n, n′γ）で放出される2次中性子n′か，その後で放出されるγを検出する手段が取られる。(n, n′)は残留核のエネルギー準位毎に測らなければならないので，入射中性子エネルギーの単色度も良く，放出n′またはγ線のエネルギー測定の分解能も良い必要がある。また放出n′やγの角度分布を測定して，角度について積分する必要もあるので，n′やγ線の検出器から試料を望む立体角は小さくする必要があって，検出されるn′やγ線は放出される全数のほんの一部にすぎないため統計精度が悪い。σ（n, n′）を測定したい中性子エネルギー範囲では，中性子源が弱く，ますます統計精度が良くならない。以上の様に悪い条件が重なるために，σ（n, n′）のデータはばらつきが多く当然測定データの一致はよくない。その様子はFig. 3からFig. 4を見れば明らかである。

σ（n, n′）の測定相互の不一致は，上に説明したような理由で理解できるが，^{238}Uの場合は，これらのばらついている測定値に対して，核反応模型を使った計算値が常に低めであるという問題がある。この測定値と計算値の不一致は，^{238}U（n, n′）の断面積評価にとって極めて不都合なことである。重い核ではエネルギー準位密度が高いので，各準位についての測定は不可能であるから，多くの準位について核反応模型を用いた計算で評価値を求めるほかはない。そのためには，測定されている低い準位での測定と計算の一致を基にして，高い準位へ外挿するのが望ましい。^{238}Uの場合，この方法が単純に使えないことに問題がある。

3.2 測定データの現状

^{238}U（n, n′）の測定は困難であるが，測定技術，中性子源の開発で少しずつデータの欠けいるエネルギー領域の測定がなされてきた。Fig. 3に第1励起準位45 keVへのσ（n, n′）を1970年までのデータとそれ以降のデータを区別して示した。入射中性子エネルギーの範囲が拡大されていることがわかる。しかし，測定値のばらつきは大きく，誤差も大きい。これらの原因は前節で述べたσ（n, n′）に附随する原理的なものである。Fig. 4に第2励起準位148 keVへのσ（n, n′）を同じように示す。

3.3 測定値と評価値

^{238}U（n, n′）の断面積を評価する際に，低い励起準位への（n, n′）の測定値の和をとって全非弾性散乱断面積の評価を試みたことがある。この方法では，測定値のない高い励起準位及び連続領域への（n, n′）を未だ加えないうちでも，他の断面積と比較して不自然に大きな価となってしまう。このため実験値をそのまま採用することはせず，また，未だ測定されていない部分の（n, n′）の値を求めるためにも核反応模型による計算を基礎とした評価をした。その結果をFig. 3とFig. 4に示した。この事情は両図に示したENDF／B－Ⅳの評価値にもあったと想像される。

最近Poenitz et al.[9]によってなされた評価は，上の原則とは別に，実験値に合うように評

価している。このようにした場合，当然全（n，n′）断面積は大きな値となる。他の部分断面積やσ_tとの関係がどうなっているかを詳しく調べてないが，多分この分は（n，n）の値を下げているものと思われる。これが（n，n）の方の実験値と矛盾がなければむしろこの方が妥当であろう。

Poenitz et al.が思い切って実験値の方を重視して評価した背景には，彼等自身の実験経験からくる自信があるのではないか。それに加えて，1970年以降になされたエネルギー領域を拡大したデータが基になっていると思われる。

4. その他の問題点

^{238}Uの断面積で，以上述べて来た以外の問題として，s波強度関数S_0，1～100 keV におけるσ（n，γ）等が重要である。特に後者は以前から測定値の不一致のある所であり新しい測定も加っている。しかし，相当のデータの蓄積がありながら一致が悪いという状態では，どのような基準で測定データが収束したと判定するのか，むしろ，この方が今後の課題である。

熱中性子炉の温度係数に測定と計算との不一致があり，この原因は，熱中性子領域で1／v 法則からはずれているのではないかとの疑いが持たれている。ずれていれば炉物理上の矛盾がなくなる。この解決のためにはσ_tとσ（n，γ）の形状測定が望まれている。

5. むすび

^{238}Uの核データへの注文は多種多様である。これは前述のごとく，原子炉に多量に含まれているために種々の炉物理的現象との関係が強く当然のことである。問題点が指摘されれば再測定によって応えうる場合もある。その例が2に取り上げた低エネルギー共鳴パラメータの問題である。しかし，現在の測定技術の限界で制限される問題もある。それが，σ（n，n′）である。しかし，少しずつながらも解決の方向へ向いつつあることを示した。

測定核データの不一致は当然評価値を求める際にそれをどの様に考え，どのように処理するかが重要なポイントとなる。本稿で取り上げた二つの核データに関連して，一方では与えられた小さい誤差を信じてそれに重点を置くことの危険性を，一方では不一致のひどい測定でも確信を持ってそれを採用する経験の裏附けの必要性を示唆しているように思われる。

最後に，本稿の図作成に協力を惜しまなかった大学院生奥剛司君に感謝する。

References

1) 神田幸則 ： 「^{238}U（n, γ）および^{238}U（n, n'）断面積の実験データと評価の現状」 JAERI－1228, p13 （1973）.

2) Pearlstein, S.(Ed.): "Seminar on ^{238}U Resonance Capture" (March 1975) BNL-NCS-50541 (1975).

3) McCrosson, F.J.: Ref. 2) p122.

4) Bhat, M.R.: Ref. 2) p255.

5) Haste, T.J. and Moxon, M.C.: Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and Other Applied Purposes, Proc. of an Int. Conf., Harwell (1978) p337.

6) Olsen, D.K., et al.: Nucl. Sci. Eng. 62, 479 (1977).

7) Liou, H.L. and Chrien, R.E.: Nucl. Sci. Eng. 62, 463 (1977).

8) Jackson, H.E. and Lynn, J.E.: Phys. Rev. 127, 461 (1962).

9) Poenitz, W., et al.: ANL/NDM-32 (1977).

Table 1 Criticality and ratio of epithermal-to-thermal ^{238}U capture[3].

Benchmark		Criticality k_{eff}		Ratio of Epithermal-to-Thermal ^{238}U Captures+		
	Mod/Fuel	Calculation III*	Calculation IV*	Experiment	Calculation III*	Calculation IV*
TRX-1	2.35	0.9766	0.9875	1.311±0.020	1.454	1.417
-2	4.02	0.9859	0.9941	0.830±0.015	0.890	0.868
MIT-1	20.74	0.9735	0.9883	0.498±0.008	0.5683	0.5464
-2	25.88	0.9752	0.9888	0.394±0.002	0.4659	0.4483
-3	34.59	0.9788	0.9911	0.305	0.3624	0.3490

+ Thermal cutoff energy = 0.625 eV

* ENDF/B-version

Table 2 Resonance parameters of low-lying s-wave resonance of ^{238}U[4-7].

E_R (eV)	Γ_n (meV)	Γ_γ (meV)	Quantity Measured	Author	Year
6.6680±0.00030	1.5070±0.00080	23.54±0.53	σ_t	Haste	'78
6.6743±0.0001	1.480±0.32	23.0±0.8	σ_t	Olsen	'77
6.67	1.50±0.03	21.8±1.0	σ_t, σ_γ, S.I.	Liou	'77
6.65±0.10	1.52±0.05	(23.5)	σ_t, σ_γ, S.I.	Rahn	'72
6.65	1.578±0.106	23.43±10.12	σ_γ, σ_s	Asghar	'66
6.65	1.52±0.01	27.2±1.5	σ_t	Jackson	'62
6.68±0.06	1.48±0.05	25±2	S.I.	Rosen	'60
6.690±0.025	1.15±0.04	21.15±1.30	σ_t	Radkevich	'57
6.67	1.45±0.12	26.0±3.0	σ_t	Bollinger	'57
6.67±0.04	1.4±0.1	26.1±1.5	σ_t	Lynn	'56
6.70±0.06	1.54±0.1	24±2	σ_t	Levin	'56
6.70±0.06	1.52±0.07	(24±2)	σ_t	Harvey	'56

Table 2 (Continued)

E_R (eV)	Γ_n (meV)	Γ_γ (meV)	Quantity Measured	Author	Year
20.8773±0.00080	10.17±0.10	22.44±0.43	σ_t	Haste	'78
20.871±0.001	10.16±0.21	22.8±0.8	σt	Olsen	'77
20.90	9.86±0.50	23.5±1.5	σ_t, σ_γ, S.I.	Liou	'77
20.90±0.10	8.50±0.78	22±3	σ_t, σ_γ, S.I.	Rahn	'72
20.79	9.34±0.44	33.83±3.74	σ_γ, σ_s	Asghar	'66
21.0±0.3	9.0±0.3	25±2	S.I.	Rosen	'60
21.00±0.14	6.35±0.59	36.0±3.5	σt	Radkevich	'57
20.8	9.9±0.4	21.9±2.3	σt	Bollinger	'57
21.0±0.3	8.7±0.3	28.8±2.3	σt	Lynn	'56
21.2±0.3	10.3±2.0	25.9±12.0	σt	Fluharty	'56
21.1±0.02	8.3±0.7	30±6	σt	Levin	'56
20.9±0.2	8.5±0.4	25±5	σt	Harvey	'56

Table 2 (Continued)

E_R (eV)	Γ_n (meV)	Γ_γ (meV)	Quantity Measured	Author	Year
36.6916±0.00013	34.41±0.41	24.03±0.87	σ_t	Haste	'78
36.682 ±0.001	33.76±0.70	22.9±0.8	σ_t	Olsen	'77
36.80	33.3±1.20	23.6±2.0	σ_t, σ_γ, S.I.	Liou	'77
36.8±0.07	37.98±2.00	23±2	σ_t, σ_γ, S.I.	Rahn	'72
36.58	30.95±1.17	26.33±3.0	σ_γ, σ_s	Asghar	'66
36.4	31.0±0.9	31.3±2.2	σ_t	Firk	'63
36.53	34.5±3.0	21.2±3.5	σ_γ	Moxon	'62
36.8±0.6	33±2	26±4	S.I.	Rosen	'60
37.0±0.4	22.0±3.5	34±10	σ_t	Radkevich	'57
36.6	34.0±2.3	29±10	σ_t	Bollinger	'57
36.8±0.15	28.6±1.5	24.9±4.2	σ_t	Lynn	'56
37.0±0.6	32.6±9.0	27.7±24.0	σ_t	Fluharty	'56
37.1±0.4	30±4	40±20	σ_t	Levin	'56
37.0±0.3	32.5±1.9	29±9	σ_t	Harvey	'56

Table 3 Effect of new level parameters obtained by Liou and Chrien on dilute and effective (TRX-1) resonance itegrals. (Cited from Liou and Chrien[7])

	ENDF/B-IV				New Parameters (This Work)			
E_0 (eV)	Γ_n (meV)	Γ_γ (meV)	I_γ (b)	I_{eff} (b)	I_γ (b)	I_{eff} (b)	ΔI_γ (b)	ΔI_{eff} (b)
6.67	1.5	25.6	131.38	3.917	130.12	3.615	-1.26	-0.302
20.9	8.8	26.8	62.56	1.751	65.59	1.735	3.03	-0.016
36.8	31.1	26.0	43.13	1.387	42.07	1.367	-1.06	-0.020
66.15	25.3	23.5	11.48	0.493	11.21	0.482	-0.27	-0.011
80.74	2.0	23.5	1.17	0.103	1.25	0.107	0.08	0.004
102.5	71.0	26.0	7.47	0.450	7.03	0.426	-0.44	-0.024
116.8	28.3	23.5	3.88	0.222	3.97	0.228	0.09	0.006
							Sum = 0.17	-0.363

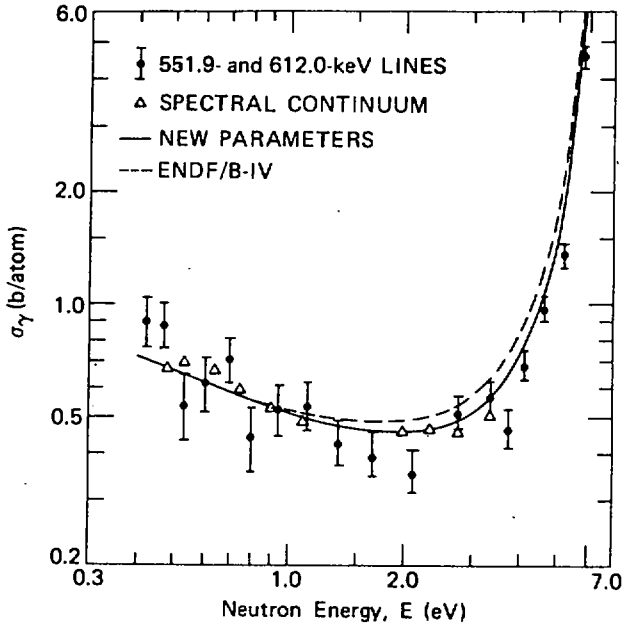


Fig. 1 Measured neutron capture cross sections (the closed circles and opened triangles). For comparison, the dashed curve is plotted with the values in ENDF/B-IV, and the solid curve is evaluated from new level parameters. (Cited from Liou and Chrien[7])

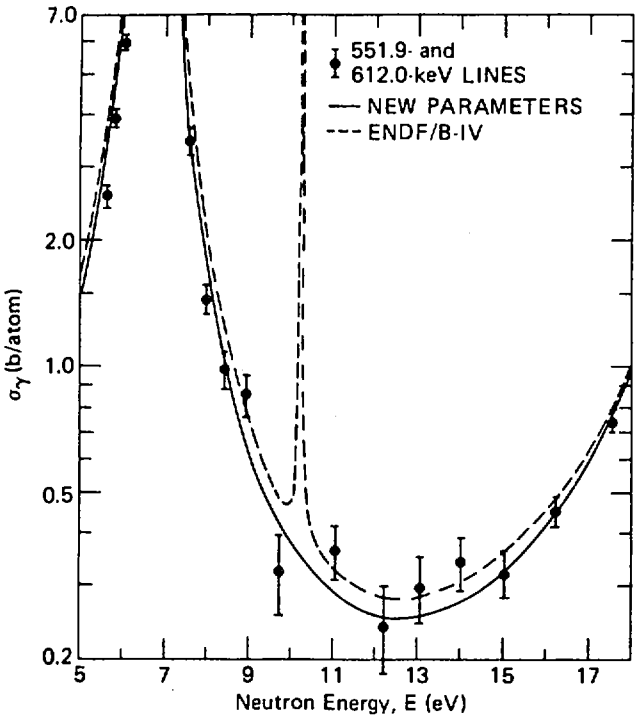


Fig. 2 Measured neutron capture cross sections. See the caption of Fig. 1. (Cited from Liou and Chrien[7])

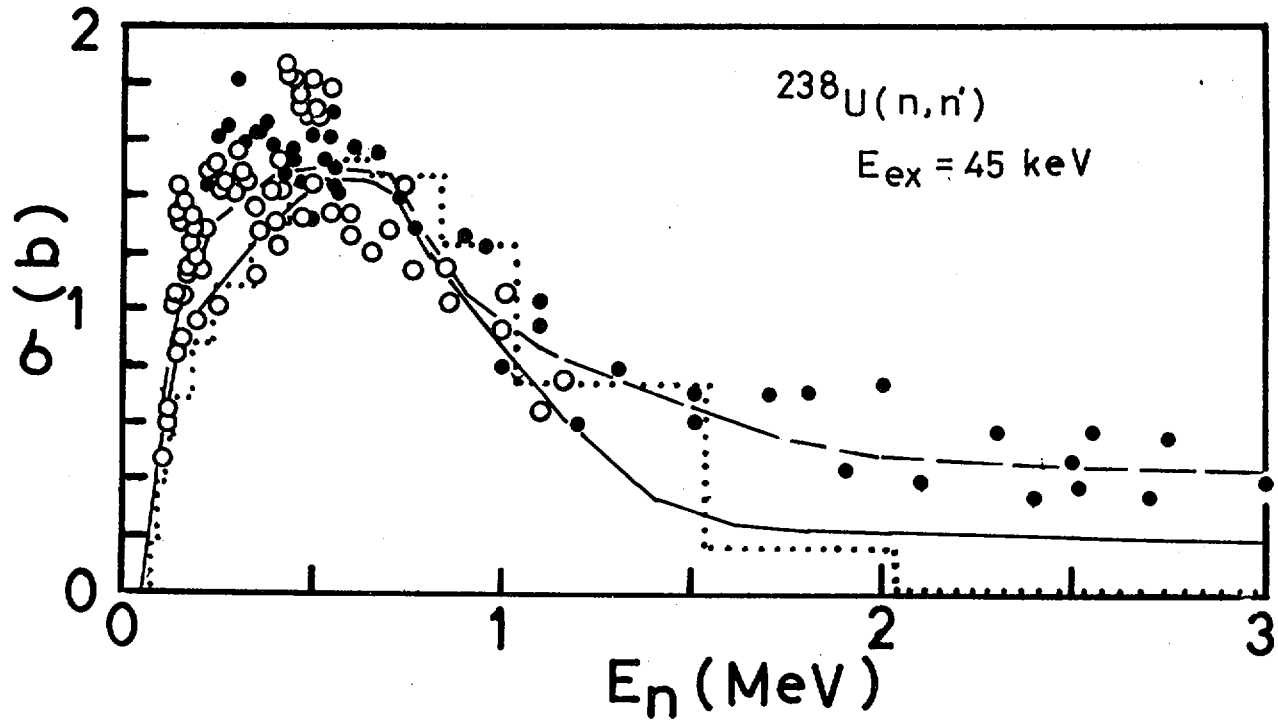


Fig. 3 Inelastic cross sections for the excitation of the 45 keV state. The opened circles are experimental data measured by 1970 and the closed circles are ones after 1970. The doted line is our results evaluated for JENDL-2, the dashed line is from Poenitz et al., and the solid line is from ENDF/B-IV. (drawn by refering to Poenitz et al.[9])

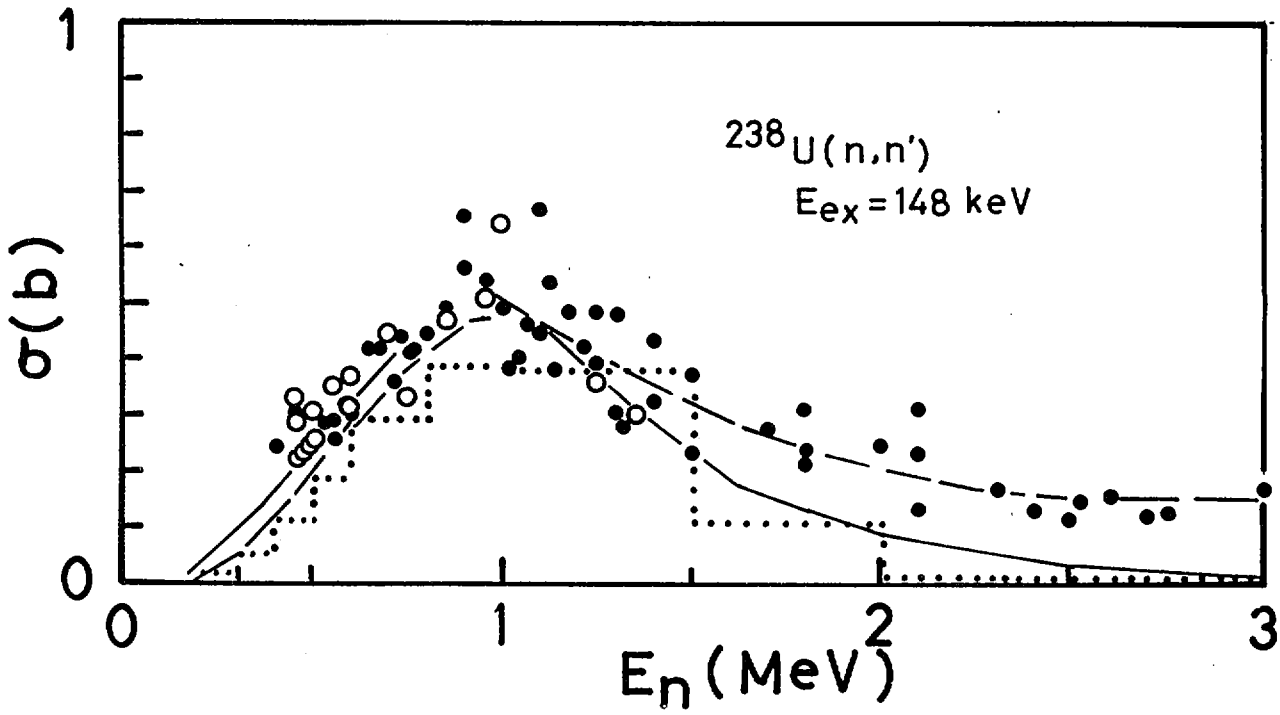


Fig. 4 Inelastic cross sections for the excitation of the 148 keV state. See the caption of Fig. 3.

討　論

Q：菊池康之（原研）

ENDF／B－Ⅳ やJENDL－2でσ_{in}実験値まで上げられないのは，k_{eff}を中心とする積分実験の影響を受けているからではないか。

A：神田幸則（九大）

それ以前の問題を述べている。σ_{in}とσ_{el}の相関を考えると，前者を大きくした分を後者は小さくしてσ_tを合わせる必要がある。Poenitz 等はσ_{el}を小さくして調整しているようである。

C：中島豊（原研）

6.6 eV の共鳴パラメータは，原研では測定しなかったので，，BNL－325から引用した値である。2 keV 以下の共鳴パラメータは，最近の測定の結果 discrepancy は少なくなり，実用上問題はない。

2.3 核分裂即発中性子スペクトル

木 村 逸 郎*

核分裂に伴って放出される即発中性子のエネルギースペクトルの形状に関し，比較的低い入射エネルギーでの^{235}U，^{233}Uおよび^{239}Puの中性子核分裂，ならびに^{252}Cfの自発核分裂の場合の現状についてサーベイする。また，筆者の行ったしきい反応平均断面積による核分裂スペクトルの積分的評価を紹介する。さらに核分裂スペクトルの今後の問題を示す。

Prompt Fission Neutron Spectrum

Itsuro KIMURA*

A review is given on the present status about the shape of energy spectra of prompt neutrons emitted from the neutron-induced-fission of ^{235}U, ^{233}U and ^{239}Pu, and the spontaneous fission of ^{252}Cf. An integral check of the shape of the fission neutron spectrum through the average cross sections for some threshold reactions by the author is introduced. Finally the author shows the problems to be solved in future.

1. 序 言

核分裂の発見後まもなく，核分裂に伴って2，3個の中性子が発生することが知られた。これが核分裂連鎖反応の担い手であり，さらに原子炉の原理となっていることは広く知られている。ところが，この核分裂現象の中で中性子がいかに発生してくるのか，いまだによく分っていないことも多い。

さて，^{235}Uの中に中性子が吸収されてから，核分裂が起こるまでの過程は図1のように考えられている[1]。Bowmanらの実験[2]によって，いわゆる核分裂即発中性子の大半はfragment neutronsとして核分裂片から放出されるが，一部は核がちぎれる際（scission）にscission neutrons（別名central neutrons）として放出されるらしいことが明らかになった。こうした現象より遥かに後で，核分裂生成物から放出されるのがいわゆる遅発中性子である。

核分裂即発中性子に関する重要な量として次のようなものがある。

(1) 何個でるか …… ν

(2) 角度分布は …… θ

(3) エネルギー分布は …… $\chi(E)$

* 京都大学原子炉実験所，Research Reactor Institute, Kyoto University

これらはいずれも重要であり，また相互に関連がある場合もあるがここでは一応エネルギー分布について述べることにする。とくに，主要な核の核分裂における即発中性子エネルギースペクトルのデータの現状とその問題点を示したい。

2. ^{235}U（n,f）反応

熱中性子ないし比較的低いエネルギーの中性子（＜1 MeV）による^{235}Uの核分裂は最も古くから研究されており，即発中性子スペクトルのデータも多い。表1は1950年以後の主な測定値を示す。この表のスペクトル表示式にあるM及びWの記号はそれぞれMaxwell 分布及びWatt型分布の略である。それぞれの関数表示は次式のようになり，その平均エネルギー$\bar{E}$はそれぞれ次のようである。

(1) Maxwell 分布（Mと略称）

$$\chi(E) = C_M \sqrt{E} \exp(-E/T)$$
$$\bar{E} = 1.5\,T$$

(2) Watt 型分布（Wと略称）

$$\chi(E) = C_W \exp(-E/a) \sinh\sqrt{bE}$$
$$\bar{E} = 1.5\,a + 0.25\,a^2 b$$

1960年代の末まで^{235}U（n，f）反応の$\bar{E}$は2MeV以下の値が多く，主要な原子炉物理の教科書でも2MeV以下の値が用いられてきた。当時のENDF／Bは$\bar{E}$＝1.95MeVを採用している。

しかしながら，1960年代の終り頃から70年代冒頭にかけて，しきい反応の反応率[9]～[11]，高速炉の解析[15][28]及び軽水中の核分裂即発中性子のフェルミ年令[12]などの点から^{235}U（n，f）反応の$\bar{E}$が2MeV以上あるという指摘がなされた。この結果^{235}U（n，f）反応の即発中性子スペクトルが再び世界的脚光を浴びて登場した。

この気運を受けて開催されたのが1971年のIAEA Consultants Meeting on Prompt Neutron Spectra[29]である。これには東西から15件の論文が表され，17項目のrecommendationsが出されている。この後まとまったENDF／B－Ⅳでは^{235}U（n，f）反応の$\chi(E)$と$\bar{E}$はそれぞれMaxwell 分布で1.98MeVとなっている。

これに引続いて，1975年にHarwellで非弾性散乱と核分裂スペクトルの会議が開催された[30]。この会議では西欧各機関で測定された^{235}U（n，f）及び^{239}Pu（n，f）の即発中性子スペクトルの最新データが詳しく比較された結果，^{235}U（n，f）の$\chi(E)$としてはWatt型分布の方がよいとし，また$\bar{E}$＝2.016MeVを勧めている。なお，試料が有限の大きさをしていることの補正が重要で，それを行うと$\bar{E}$が大きくなることが示された。また200keV以下のデータはなお不十分で今後^{252}Cfとの比較測定をすべきであることが示された。

同じ年に第1回のASTM／EURATOM原子炉ドジメトリーシンポジウムがPettenで開催されたが[31]，その際米国NBSグループから，^{235}U（n，f）の$\chi(E)$について，Maxwell 分布を領域別に補正する次のような式が提唱された[32]。これはNBS型としてドジメトリーグループ

でよく用いられている。

$$\chi(E) = \mu(E)\ 0.7501\ \sqrt{E}\ \exp(-1.5\ E/1.97)$$

領　　域	$\mu(E)$
0　～0.25 MeV	$1+0.800\ E-0.153$
0.25～0.8	$1-0.140\ E+0.082$
0.8 ～1.5	$1+0.040\ E-0.062$
1.5 ～6.0	$1+0.010\ E-0.017$
6.0 ～ ∞	$1.043\ \exp\{-0.06\ (E-6.0)/1.043\}$

この後，1978年核分裂スペクトルのWorkshopがBNLで開催され[33]，翌年のAtlantaでのANS会合では核分裂即発中性子スペクトルの特別セッションが持たれている[34]。こうした討論を経て，ENDF／B－Ⅳの^{235}U（n，f）の$\bar{E}$がなお低すぎるという指摘が通り，ENDF／B－Ⅴの^{235}U（n，f）反応の$\chi(E)$と$\bar{E}$は，それぞれWatt型分布で2.031 MeVとなった。$\chi(E)$の式は，

$$\chi(E) = \exp(-E/0.988)\ \sinh\sqrt{2.249\,E}$$

である[35]。

$\bar{E}$＝1.98 MeVのMaxwell分布，上記ENDF／B－ⅤのWatt型分布及び前述のNBS型を図示すると図2のようになる。

なお，JENDLでは今のところENDF／B－Ⅳを踏襲しているとのことである。

3. ^{233}U（n, f）反応

^{233}U（n，f）反応の即発中性子スペクトルのデータは，^{235}Uに比べて遥かに少ない。主なものを表2に示す。ENDF／B－ⅣではGreenらのデータを参考にして，$\bar{E}$＝2.016 MeVのMaxwell分布がとられていた。しかしながら，その後^{235}Uと同様にこの$\bar{E}$では低すぎるのではないかとの指摘があり[37]，^{233}U系の臨界実験データと全体の漏洩率について整理すると図3のようになって，漏洩が増加するにつれて実効増倍係数 k_{eff} が1より大きくなることも示された[25]。こうしたことからENDF／B－Ⅴでは$\bar{E}$＝2.073 MeVにされている[38]。なおスペクトルの形状はWatt型分布になったらしいが詳細は入手していない。^{233}U（n，f）もJENDLではENDF／B－Ⅳの値が使われている。

4. ^{239}Pu（n, f）反応

^{239}Pu（n，f）反応の即発中性子スペクトルのデータは^{235}Uに比べると少ないが，^{233}Uよりは多い。その主なものを表3に示す。

平均エネルギー$\bar{E}$の値について，^{235}Uや^{233}Uのような炉物理サイドからの問題提起はないが，Watt型分布の方がMaxwell分布より高速炉パラメータの一致がよくなるとの報告がある[41]。

ENDF／B－Vの^{239}Pu（n，f）の即発中性子スペクトルはWatt 型分布で，a = 0.966，b = 2.842，平均エネルギー$\bar{E}$ = 2.111 MeV になっている[35]。

なお，最近Starostov らは，^{235}U（n，f）や^{233}U（n，f）の即発中性子スペクトルに見られた0.05～0.3 MeV の盛上りが^{239}Pu（n，f）のそれにはないという報告を行っている[27]。

5. ^{252}Cf 自発核分裂

^{252}Cf は便利な自発核分裂の中性子源として広く用いられるようになってきた。自発核分裂なので，中性子を入射させる必要がないので即発中性子スペクトル測定も容易であり，測定データは多くデータ間の一致もかなりよい。主な実験データを表4に示す。

現在のところ平均エネルギーE = 2.13 ± 0.027 MeV という値のMaxwell 分布が最もよく用いられているが，^{235}U と同様にさらに補正係数$\mu(E)$を乗じる方がよいということがNBSより提唱されている[32]。これを下に示しておく。

$$\chi(E) = \mu(E) \cdot 0.6672 \sqrt{E} \exp(-1.5E/2.13)$$

領　域	$\mu(E)$
0　～0.25	$1 + 1.20E - 0.237$
0.25～0.8	$1 - 0.14E + 0.098$
0.8　～1.5	$1 + 0.024E - 0.0332$
1.5　～6.0	$1 - 0.0006E + 0.0037$
6　～∞	$1.0 \exp[-0.03(E - 6.0)/1.0]$

Green らは，単純なMaxwell分布の他に核分裂モデルによる3ないし4個の核温度を考えた式を出している[49]。実際に数値を入れてみた結果上のNBS 型と似ていることが分った。

一方，^{252}Cf の自発核分裂について，Watt型分布は殆んど用いられない。ENDF／B－V用としてMagrunoが高い平均エネルギーのWatt 型分布を使っているが[59]，これは明らかに高すぎておかしいので実際のENDF／B－Vでは用いられていないのではないか。

図4は$\bar{E}$= 2.13 MeV のMaxwell 分布，NBS 型及び上述のMagruno のWatt 型分布の^{252}Cf自発核分裂即発中性子スペクトルを示す。この図から見てもMagrunoの分布は他のものよりかなり硬い。

実験データの分布を図5に示す[3]。0.25～8 MeV にわたってデータはかなりよく一致していて，精度5％といわれているが，0.25 MeV 以下及び8 MeV 以上においてデータの分散が大きくなっていることが分かる。これにはのせていないがStarostov らによると0.05～0.3 MeV でさらに大きな盛上りがあるという[27]。

このように，なお若干の問題はあるといえ，^{252}Cfの自発核分裂即発中性子スペクトルは一つの標準的な高速中性子スペクトルと考えられている[60]。そこでこの標準場を用いてしきい反応などの中性子反応平均断面積を求め，エネルギー依存断面積を評価することが広く行われるようになっている[61][62]。もちろんエネルギー依存断面積の方が精度よく求められていれば，標準場の中性子スペクトルの形が求められることになる。表4のCsikai らの測定[55]はその一例であり，

筆者らの結果は後に示す。

このように，$\bar{E}$ = 2.13 MeV のMaxwell 分布でほぼ落ち着いていた　Cf の自発核分裂即発中性子スペクトルの形状についてSmith らによって新たな問題提起がなされている[26][63]。その実験では，^{252}Cfのスペクトルを^{235}U，^{233}U，^{239}Pu 及び^{240}Puの（n，f）反応即発中性子スペクトルと直接比較測定を行い，表5のような結果を得ている。この表を見て特に顕著なのは，^{235}U（n，f）や^{233}U（n，f）の即発中性子スペクトルの$\bar{E}$と^{252}Cf の自発核分裂の$\bar{E}$の相対値がENDF／B－Ⅳの値には比較的近いが，ENDF／B－V とはかなり異っていることである。従って，ENDF／B－Vの^{252}Cf の$\bar{E}$が約65 keV 低すぎるか，あるいは反対に^{235}U等の$\bar{E}$が同じ値だけ高すぎるかということを示唆しているとSmith らは言う。^{235}U等の$\bar{E}$については，既に述べたようなしきい反応の反応率や炉物理的な要請から大きくされたものなので，再び下げてEND ENDF／B－Ⅳに近い値に戻るのは不合理であり，将来^{252}Cf の$\bar{E}$が値を2.13 MeV より高くせざるをえないことになるかも分らない。しかし，この^{252}Cf の$\bar{E}$= 2.13 MeV も数多くの実験データの上に立って定められた値なので安易には動かせないであろう。それに^{252}Cfの$\bar{E}$を動かすと，^{252}Cfのνの値にも影響があり，それから派生して^{235}Uなどのνにまで響くともいわれている[63]。現在ANL では再度^{252}Cf の自発核分裂即発中性子スペクトル測定が行われているときく[64]。このように^{252}Cf の自発核分裂即発中性子スペクトルとその平均エネルギーの値は目下一つの関門にさしかかっている。

6. しきい反応断面積による核分裂スペクトルの積分的評価

何種類ものしきい反応などの中性子反応箔を使用して核分裂スペクトルを積分的に評価することができる。このためには，これらの反応のエネルギー依存断面積が精度よく求められていることが必要である。ところが一般にそれらの精度は不十分であり，実際上はこうした比較によってしきい反応などの断面積を評価することが多い。

筆者らは以前からこの問題に取組み，不十分ながら^{235}U（n，f）反応の即発中性子スペクトルの積分的評価を行って前記の1971年のIAEAのConsultants Meeting に論文参加した[65]，その後，^{252}Cfの自発核分裂即発中性子場でのしきい反応箔の照射も行った。ENDF／B－V の Dosimetry File に収録されている反応に対する結果を表6及び表7に示す[66]。これらの表の記号は平均断面積の実験値と計算値の食い違い（discrepancy）Δは

$$\Delta = |\ 1 - \langle\sigma\rangle_c / \langle\sigma\rangle_m\ |$$

$\langle\sigma\rangle_m$ ：平均断面積実験値

$\langle\sigma\rangle_c$ ：同上計算値

とした場合にその値がどの範囲にあるかを示している。これらの記号はZijpのもの[67] と同じであり次のように定義されている。

++ ： $0 < \Delta < 2\%$

\+ ： $2\% < \Delta < 4\%$

0 ： $4\% < \Delta < 6\%$

－　：6％＜Δ＜8％

－－：8％＜Δ

これらの表はちょうど星取表のようなもので＋＋や＋が多いほど実験値と計算値の一致がよいことになる。^{235}U（n, f）反応の即発中性子の場合について表6を見ると，明らかにNBS型の成績がよいことが分かる。これに対して，前述のような議論を経てようやく辿りついた高い平均エネルギーのWatt型分布，すなわちENDF／B－Vの即発中性子スペクトルの成績が悪いことが目立っている。むしろ平均エネルギーが低すぎると考えられる$\bar{E}$＝1.97 MeVのMaxwell分布でさえ＋＋が4個もあり Watt 型分布よりよい。しかしながら一般にしきい反応のエネルギー依存断面積の精度はあまりよくない現状なので，この表からNBS型核分裂スペクトルに軍配をあげるのは尚早のように思われる。

同様のことは^{252}Cf自発核分裂即発中性子スペクトルについてもいえる。なおこの場合，反応の平均エネルギーを横軸にとり，平均断面積の計算値と実験値の比を縦軸にとったものを図6に示す。これには表7にある核分裂スペクトル以外に，前述の非常に高い平均エネルギーのWatt型分布[59]とGreenらの蒸発モデル分布[49]による計算値の結果も示している。この図からみて，このWatt型分布は明らかに平均エネルギーが大きすぎることが分かる。表7及び図6からして，この場合もNBS型が他のスペクトルよりもよさそうに見えるが，高いしきい値のしきい反応ではNBS型がかえって他より劣るのでなお結論は出しにくい。前節の終りの方で述べた^{252}Cf自発核分裂即発中性子スペクトルの平均値を上げることについてはむしろ否定的であるように思われる。

7. 今後の問題

(1) 主要核種とくに^{252}Cf自発核分裂及び^{235}U（n, f）の即発中性子スペクトルに対するSmithらの指摘した新たな問題の解決が急がれる。

(2) 低エネルギー領域（E＜0.25 MeV）及び高エネルギー領域（E＞8 MeV）における精度を向上すべきである。

(3) 中性子核分裂の場合，より高いエネルギーの中性子入射の場合も何点か測定し，即発中性子スペクトルの入射中性子エネルギー依存性を検討し整理すべきである。

(4) 核分裂現象の中の一つとして核分裂即発中性子スペクトルを考慮し，他の物理量との相関を考えた実験解析を行うべきである。

(5) 実験の場合，補正を十分にし，その内容を記録し論文にも記載する。補正項目として，試料や空気の散乱補正，検出器の中性子検出効率やγ線弁別性，エネルギー軸決定上の問題，測定回路や時間分析器の状況などがある。試料や空気の散乱の補正や時間分析器の数え落し補正[68]の有無で核分裂即発中性子スペクトルの形状とその平均エネルギーがかなり変化することがある。

標準的なスペクトルとの比較を行うのがよいが，最も標準的な^{252}Cf自発核分裂のスペクトルに問題があるということは困ったことである（上の(1)参照）。

(6) 実験データのある核種が限られているので，もっと多くの核種のデータを求めておく必要が

ある*。それによって核種による核分裂即発中性子スペクトルの形状の違いを整理することが可能になろう。現在のところこの平均エネルギー $\overline{E}$ と平均発生中性子数 ν の間で次のような式が示されている。

$$\overline{E} = a + b\sqrt{\nu + 1}$$

データが不十分なのでこの a や b の値も十分確定しているとはいえない。

(7) 最近注目されることとして，核分裂即発中性子スペクトルの理論計算が盛んに進められていることがある(69)～(73)。本稿では全く触れていないが，これによって，散発的ともいえる核分裂即発中性子スペクトルの実験データが整理され，未測定データについても理論的に予測可能となろう。

(8) 最後に，本質的なことではないが，わが国でもこれに関連した研究が進められることを期待する。極く最近，東北大学で ^{232}Th（n，f）反応の即発中性子スペクトルの測定がなされ(74)，今後の発展が待たれる。

謝　辞

本稿をまとめるに当り，日本原子力研究所核データセンターの浅見哲夫，菊池康之両氏にいろいろ資料を提供して頂いた。ここに両氏に深謝する。

また，京大炉の小林捷平氏にもいろいろと協力を得た。ここに謝意を表したい。

なお，筆者がANLを訪問したさい口角泡を飛ばさんばかりに核分裂即発中性子スペクトルの形状について論じて下さった老大家A.B.Smith博士にも謝意と敬意を捧げる。

---

*最近，燃料再処理や廃棄物処理の面で超ウラン元素の自発核分裂即発中性子スペクトルデータの必要なことがあるがデータは極めて乏しい。

参考文献

1) Michaudon, A.: "Nuclear Fission and Neutron-Induced Fission Cross-Sections", Pergamon Press, Oxford, p.6 (1981).
2) Bowman, H.R., et al.: Phys. Rev., 126, 2120 (1962).
3) Knitter, H.H.: IAEA-208, Vol.1, p.183 (1978).
4) Watt, B.E.: Phys. Rev., 87, 1037 (1952).
5) Cranberg, L.: ibid., 103, 662 (1956).
6) Bonner, T.W.: Nucl. Phys., 23, 116 (1961).
7) Condé, H. and During, G.: Arkiv för Fysik, 29, 313 (1965).
8) Barnard, E. et al.: Nucl. Phys., 71, 228 (1965).
9) Grundl, J.A.: Nucl. Sci. Eng., 31, 191 (1968).
10) Bresesti, A.M. et al.: ibid., 40, 331 (1970).
11) Fabry, A. et al.: Proc. Second Intern. Conf. on Nucl. Data for Reactors, Vol.2, p.535, IAEA (1970).
12) Story, J.S.: ibid., Vol.2, p.721.
13) Smith, A.B.: Nucl. Sci. Eng., 44, 439 (1971).
14) Almén, E. et al.: AE-429, Studvik, Sweden (1971).
15) Cambell, C.G. and Rowlands, J.L.: Proc. 14th EACRP Meeting, Stockholm, Sweden (1971).
16) Werle, H. and Bluhm, H.: J. Nucl. Energy, 26, 165 (1972).
17) Islam, M.M. and Knitter, H.H.: Nucl. Sci. Eng., 50, 108 (1973).
18) Johansson, P.I. and Adams, J.M.: Proc. Nucl. Cross Sections and Technology, NBS Special Publ. 425, Vol.2, p.631, NBS (1975).
19) Aleksandrova, Z.A. et al.: Sov. J. Atom. Energy, 38, 140 (1975).
20) Abramson, D. and Lavelaine, C.: AERE-R8636 (1977).
21) Adams, J.M.: ibid., Appendix A.
22) Andreichuk, L.M. et al.: Sov. J. Atom. Energy, 42, 23 (1977).
23) Lajtai, A., et al.: INDC (HUN)-14/L, IAEA (1977).
24) Johansson, P.I. and Holmqvist, B.: Nucl. Sci. Eng., 62, 695 (1977).
25) Ullo, J. L., et al.: Trans. Am. Nucl. Soc., 32, 729 (1979).
26) Smith, A.B., et al.: Nucl. Sci. Eng., 76, 357 (1980).
27) Starostov, B.I., et al.: INDC (CCP)-164/L, IAEA (1981).
28) Okrent, D., et al.: Nucl. Appl. Tech., 9, 454 (1970).
29) Proc. Consultants' Meeting on Prompt Fission Neutron Spectra, IAEA (1972).
30) Proc. Specialists Meeting on Inelastic and Fission Neutron Spectra, AERE-R8636 (1977).

31) Proc. ASTM/EURATOM Symp. on Reactor Dosimetry, EUR-5667 e/f (1977).
32) Grundl, J. and Eisenhauer, C.: ibid., Part 1, p.425.
33) Stewart, L.: LA-7739-C (ENDF-278) (1978).
34) Trans. Am. Nucl. Soc., 32, 725∿ (1979).
35) Bhat, M.R.: BNL-NCS-51184 (ENDF-248) (1980).
36) Green, L., et al.: Nucl. Sci. Eng., 52, 406 (1973).
37) Steen, N.M.: Trans. Am. Nucl. Soc., 28, 712 (1978).
38) Stewart, L., et al.: BNL-NCS-17541 (ENDF-201) 92-U-233 (1979).
39) Johansson, P.I., et al.: Proc. Nucl. Cross Sections and Technology, NBS Special Publ. 425, Vol.2, p.572, NBS (1975).
40) Knitter, H.H.: Atomkernenergie, 26, 76 (1975).
41) Kujawski, E. and Stewart, L.: Trans. Am. Nucl. Soc., 24, 453 (1976).
42) Hjalmer, H., et al.: Phys. Rev., 100, 1542 (1955).
43) Smith, A.B., et al.: ibid., 108, 411 (1957).
44) Meadows, J.W.: ibid., 157, 1076 (1967).
45) Green, L.: Nucl. Sci. Eng., 37, 232 (1969).
46) Kroshkin, N.I. and Zamyatnin, Y.S.: Sov. J. Atom. Energy, 29, 790 (1970).
47) Averchenkov, V.Y., et al.: Sov. J. Nucl. Phys., 14, 632 (1972).
48) Knitter, H.H., et al.: Atomkernenergie, 22, 84 (1973).
49) Green, L., et al.: Nucl. Sci. Eng., 50, 257 (1973).
50) Blinov, M.V., et al.: Sov. J. Nucl. Phys., 16, 634 (1973).
51) Spiegel, V.: Nucl. Sci. Eng., 54, 28 (1974).
52) Aleksandrova, Z.A., et al.: Sov. J. Atom. Energy, 36, 355 (1974).
53) Johnson, R.H., et al.: Proc. Nucl. Corss Sections and Technology, NBS Special Publ. 425, Vol.1, p.62 (1975).
54) Kotel'nikova, G.V., et al.: INDC (CCP) 81/U, IAEA (1976).
55) Csikai, J. and Densö, Z.: Annals. Nucl. Energy, 3, 527 (1976).
56) Piksajkin, V.M., et al.: Sov. J. Nucl. Phys., 25, 385 (1977).
57) D'yachenko, P.P., et al.: Sov. J. Atom. Energy, 42, 26 (1977).
58) Blodeman, J.W., et al.: Trans. Am. Nucl. Soc., 32, 733 (1979).
59) Magruno, B.A.: Proc. third ASTM/EURATOM Symp. on Reactor Dosimetry, EUR-6313, Vol.2, p.903 (1980).
60) Vlasov, M.F.: INDC(NDS)-81/LM, IAEA (1977).
61) Kobayashi, K. and Kimura, K.: Proc. third ASTM/EURATOM Symp. on Reactor Dosimetry, EUR-6313, Vol.2, p.1004 (1980).
62) Mannhart, W.: Nucl. Sci. Eng., 77, 40 (1981).

63) Smith, A.B., et al.: ANL/NDM-50 (1979).

64) 椙山一典 ： 私信.

65) Kimura, I., et al.: 文献（29），p.113.

66) 小林捷平，木村逸郎 ： 「核分裂スペクトル平均断面積の測定とENDF／B V Dosimetry File の評価」原子力学会昭和55年年会，C－9（1980）.

67) Zijp, W.L.: IAEA(NDS)-103/M, p.187, IAEA (1979).

68) Chalupka, A.: Nucl. Sci. Eng., 69, 339 (1979).

69) Browne, J.C. and Dietrich, F.S.: Phys. Rev., C10, 2545 (1974).

70) Dietrich, F.S. and Browne, J.C.: Trans. Am. Nucl. Soc., 32, 728 (1979).

71) Madland, D.G. and Nix, J.R.: ibid., 24, 885 (1979).

72) idem: ibid., 32, 726 (1979).

73) 胡済民，王正行 ： 高能物理与核物理，3，772（1979）.

74) 田村俊明他 ： 「^{232}Th の核分裂中性子スペクトルの測定」原子力学会昭和56年年会，D－9（1981）.

表1　^{235}U（n, f）の即発中性子スペクトルの測定データ＊
（入射中性子エネルギー1MeV以下）

研究者（発表年）（文献）	入射中性子エネルギー（keV）	測定した中性子エネルギー域（MeV）	測定法	スペクトル表示式	平均エネルギー（MeV）
Watt (52)(4)	Th	3.3∿17	Proton recoil	W	2.0
Cranberg+ (56)(5)	5∿80	0.18∿2.7	TOF	W	1.981
	Th	0.35∿12	Emulsion	M	1.935
Bonner (61)(6)	Th	<4	Bonner Ball	M	1.998±0.045
Condé + (65)(7)	40	0.3∿7.5	TOF	M	1.86±0.06
Barnard+ (65)(8)	100	0.3∿4	TOF	M	1.946±0.045
Grundl (68)(9)	Th	0.8∿16	Foil activation	5 groups	2.20
Bresesti+ (70)(10)	Th	0.4∿20	Foil activation	W	2.0
Fabry+ (70)(11)	Th		Foil activation	Wその他	1.98±2.024
Story (70)(12)	Th		Fermi age	M	2.025±0.03
Smith (71)(13)	35∿400	0.3∿1.6	TOF	M	2.11±0.21
Almén+ (71)(14)	0.95	0.95∿9.5	TOF	M	1.905±0.015
Campbell+ (71)(15)	Th		Reactor phys.	M	2.10±0.10
Werle+ (72)(16)	Th	0.1∿9.5	Proton recoil	M	1.956±0.13
		0.1∿6.6	^{3}He sandwich	M	2.02±0.025
Islam+ (73)(17)	400	0.55∿7.0	TOF	W & M	2.06±0.05
Jahansson+ (75)(18)	100,180	0.16∿15	TOF	W	1.992
	530			M	1.977±0.045
Aleksandrova+(75)(19)	100	1.5∿14	Stilbene scinti.	M	1.95±0.03
Abramson+ (77)(20)	10∿58	0.8∿14	TOF	M	1.935±0.04
Adams+ (77)(21)	520	0.6∿15.6	TOF	W	1.986
		0.975∿5.121	TOF	W	2.037
Andreichuk+ (77)(22)	Th	0.5∿10	TOF	M	1.926±0.030
Lajtai+ (77)(23)	Th	0.03∿1	TOF	Mよりソフト	isotropic nを示唆
Johansson+ (77)(24)	530	0.6∿14	TOF	W	2.028±0.030
Ullo+ (79)(25)	Th		Reactor phys.	St.model	2.073
Smith+ (79)(26)	530	0.5∿7.5	TOF	M	^{252}Cfとの差−0.157
Starostov+ (81)(27)	Th	0.01∿5	TOF	M	(0.05∿0.3で盛上り)

＊　本表はKnitterのレビュー[3]を参考にし，CINDA等を見て加筆した。
研究者の＋の印は「その他」を意味する。以下の表でも同じ。

表2 ^{233}U（n，f）の即発中性子スペクトルの測定データ
（入射中性子エネルギー1MeV以下）

研究者（発表年）(文献)	入射中性子エネルギー (keV)	測定した中性子エネルギー域 (MeV)	測定法	スペクトル表示式	平均エネルギー (MeV)
Bonner (61)(6)	Th	<4	Bonner ball	M	2.034±0.046
Grundl (68)(9)	Th	0.8∿16	Foil activation	6 groups	2.246
Green+ (73)(36)	167	0.8∿10	TOF	M	2.010±0.03
Andreichik+(77) (22)	Th	0.5∿10	TOF	M	1.926±0.03
Smith+ (79)(26)	530	0.5∿7.5	TOF	M	^{252}Cfとの差-0.123
Starostov+ (81)(27)	Th	0.01∿5	TOF	M	(0.05∿0.3で盛上り)

表3 ^{239}Pu（n，f）の即発中性子スペクトルの測定データ
（入射中性子エネルギー1MeV以下）

研究者（発表年）(文献)	入射中性子エネルギー (keV)	測定した中性子エネルギー域 (MeV)	測定法	スペクトル表示式	平均エネルギー (MeV)
Bonner (61)(6)	Th	<4	Bonner ball	M	2.078±0.047
Condé+ (65)(7)	40	0.3∿7.5	TOF	M	2.01±0.06
Barnard+ (65)(8)	130	0.1∿5.5	TOF	M	2.11±0.03
Grundl (68)(9)	Th	0.8∿16	Foil activation	6群	2.285
Werle+ (72)(16)	Th	0.1∿9.5	Proton recoil	M	2.136±0.024
		0.1∿6.6	^{3}He sandwich	M	2.075±0.017
Johansson+ (75)(39)	100,180 530	0.3∿15	TOF	W	2.096
Knitter (75)(40)	215	0.25∿15	TOF	M	2.136±0.045
Aleksandrova+(75)(19)	100	1.8∿14	Stilbene scinti.	M	2.07±0.03
Abramson+ (77)(20)	10∿58	0.8∿14	TOF	M	2.025±0.04
Andreichuk+ (77)(22)	Th	0.5∿10	TOF	M	2.050±0.040
Smith+ (79)(26)	550	0.5∿10	TOF	M	^{252}Cfとの差-0.076
Strarostov+ (81)(27)	Th	0.01∿5	TOF	M	(0.05∿0.3 MeVの盛上りなし)

表4　^{252}Cf 自発核分裂即発中性子スペクトル実験データ ＊

研究者（発表年）(文献)	測定した中性子エネルギー域(MeV)	測　定　法	スペクトル表示式	平均エネルギー (MeV)
Hjalmar+ (52) (42)	>2	Emulsion	M	2.10±0.13
Smith+ (57) (43)	0.2∿7.0	TOF & Emulsion	W	2.36
Bonner (61) (6)	>4	Bonner ball	M	2.050±0.045
Bowman+ (62) (2)	0.5∿6	TOF	Evap.sp.	2.34±0.05
Conde+ (65) (7)	0.7∿7.5	TOF	M	2.085±0.075
Meadows (67) (44)	0.003∿15	TOF	M	2.348
	0.5∿15	TOF	M	2.283
Green (69) (45)		Mn bath		2.10
Kroshkin+ (70) (46)	0.5∿6	TOF	M	2.22±0.05
Werle+ (72) (16)	0.1∿9.5	Prop. counter	M	2.13±0.022
	0.1∿3.7	^{3}He sandwich	M	2.00
Averchenkov+(72) (47)	0.6∿8	TOF	微細構造あり	
Knitter+ (73) (48)	0.15∿15	TOF	M	2.13±0.08
Green+ (73) (49)	0.5∿13	TOF	M	2.105±0.014
			Evap.sp.	
Blinov+ (73) (50)	0.02∿0.2	TOF	$\sqrt{E}$	
Spiegel (74) (51)		Fermi age		2.21±0.05
Aleksandrova+(74)(52)	2.04∿13.2	Stilbene scinti.	M	2.13±0.045
Johnson+ (75) (53)	2.6∿15	Scinti.	M	2.13±0.030
Kotelnikova+(76) (54)	0.5∿7	TOF	M	2.19±0.03
Csikai+ (76) (55)	2.5∿15	Foil activation	M	2.12±0.03
Piksajkin+ (77) (56)	1∿11	Scinti.	M	2.025
			(isotropic成分あり)	
D'yachenko+ (77) (57)	>1	^{6}Li sandwich	M	2.145
Boldeman+ (79) (58)	0.6∿15	TOF	M	2.136±0.020
Starostov+ (81) (27)	0.01∿10	TOF	M	(0.05∿0.3で盛上り)

＊　本表はKnitterのレビュー[3]を参考にし，CINDAを見て加筆した。

表5　^{233}U，^{235}U，^{239}Pu及び^{240}Puの中性子による核分裂即発中性子平均エネルギーの^{252}Cfの自発核分裂即発中性子平均エネルギーに対する相対値(keV)*

反　応	^{233}U (n,f)	^{235}U (n,f)	^{239}Pu (n,f)	^{240}Pu (n,f)
実験値	−123±30	−157±24	−76±29	−46±29
ENDF/B-IV	−114.0	−135.0	−33	−93
ENDF/B-V	−56.9	−99.2	−18	−56.9

*(Smithらの結果[62]の要約)

表 6　^{235}U（n・f）反応即発中性子に対するしきい反応平均断面積の実験値と計算値の比較（記号は本文参照）

反　　応	小林・木村				Fabry***	Zijp****
	ENDF/B-V			ENDF/B-IV NBS type	IAEA-208 (1978)	ECN-70 (1979)
	Watt type*	Maxwellian**	NBS type			
^{27}Al(n,α)^{24}Na	− −	− −	−	−	+	+ +
^{27}Al(n,p)^{27}Mg	− −	− −	− −	− −	− −	−
^{46}Ti(n,p)^{46}Sc	−	+ +	+ +		− −	− −
^{47}Ti(n,p)^{47}Sc	− −	− −	− −		− −	− −
^{48}Ti(n,p)^{48}Sc	− −	− −	−		− −	− −
^{54}Fe(n,p)^{54}Mn	−	+ +	+ +	+ +	+	+
^{55}Mn(n,2n)^{54}Mn	− −	− −	+ +			+ +
^{56}Fe(n,p)^{56}Mn	− −	0	+ +		+ +	+ +
^{58}Ni(n,p)^{58}Co	−	+ +	+ +	+ +	+ +	−
^{58}Ni(n,2n)^{57}Ni	− −	− −	− −	− −		− −
^{59}Co(n,α)^{56}Mn	0	0	0			+
^{59}Co(n,2n)^{58}Co	− −	− −	− −			
^{63}Cu(n,α)^{60}Co	− −	− −	− −	− −		− −
^{115}In(n,n')^{115m}In	0	− −	− −	− −	+ +	+
^{127}I(n,2n)^{126}I	− −	− −	− −			− −
^{232}Th(n,f)	+	−	−	− −		− −
^{238}U(n,f)	0	+ +	+ +		+ +	+

* ENDF/B－V にある ^{235}U（n・f）反応即発中性子スペクトル $\chi(E)$ で，$\bar{E}$＝2.073 MeV である。

** $\bar{E}$＝1.97 MeV の Maxwell 分布。

*** $\chi(E)$ は SAND－II 内蔵式，断面積は ENDF/B－1V。

**** $\chi(E)$ は NBS 型，断面積は ENDF/B－1V。

表 7　^{252}Cf 自発核分裂即発中性子に対するしきい反応平均断面積の実験値と計算値の比較（記号は本文参照）

反　　応	小林・木村			Fabry** IAEA-208 (1978)	Mannhart*** NSE 69,333 (1979)	Zijp** ECN-70 (1979)
	ENDF/B-V		ENDF/B-IV NBS type			
	Maxwellian*	NBS type				
^{27}Al$(n,\alpha)^{24}$Na	− −	0	0	0	0	−
^{27}Al$(n,p)^{27}$Mg	−	0	+	+ +		+ +
^{46}Ti$(n,p)^{46}$Sc	+ +	+ +		− −	+	−
^{47}Ti$(n,p)^{47}$Sc	− −	− −		− −	− −	− −
^{48}Ti$(n,p)^{48}$Sc	−	+ +		− −	+	− −
^{54}Fe$(n,p)^{54}$Mn	+	+		0	+ +	0
^{55}Mn$(n,2n)^{54}$Mn	+	− −				
^{56}Fe$(n,p)^{56}$Mn	0	+ +		+ +	+ +	+ +
^{58}Ni$(n,p)^{58}$Co	+	+	+	+	+	+
^{58}Ni$(n,2n)^{57}$Ni						
^{59}Co$(n,\alpha)^{56}$Mn	−	+				
^{59}Co$(n,2n)^{58}$Co	− −	− −				− −
^{63}Cu$(n,\alpha)^{60}$Co						
^{115}In$(n,n')^{115m}$In	− −	− −	− −	+	−	− −
^{127}I$(n,2n)^{126}$I						
^{232}Th(n,f)	− −	− −				
^{238}U(n,f)	+ +	+ +		+ +		+ +

*　$\bar{E}$ = 2.13 MeV の Maxwell 分布。
**　$\chi(E)$ は NBS 型，断面積はENDF/B－IV。
***　$\chi(E)$ は NBS 型，断面積としてはいろいろなものが混っている。

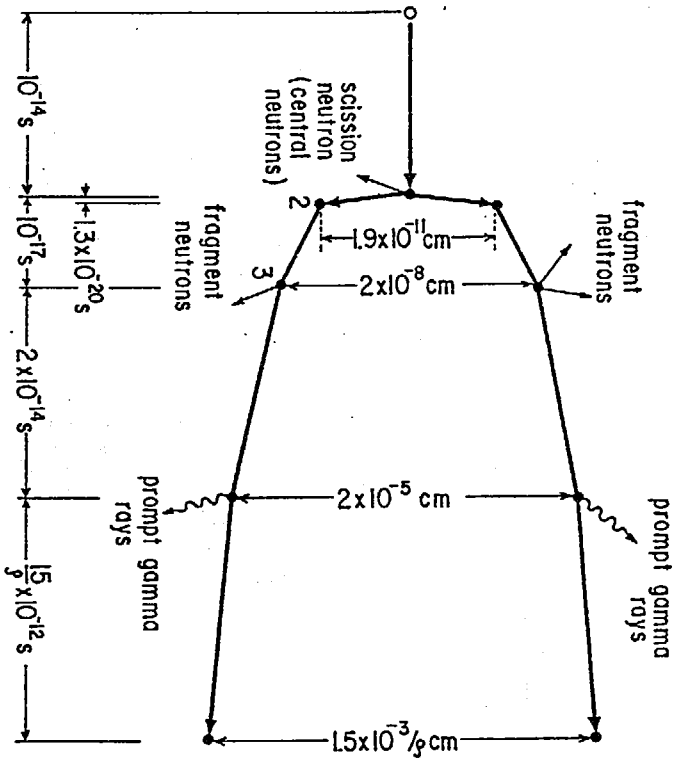


図１　核分裂過程の図解。各数字は次の状態に対応：０…初期状態の形成，１…核分裂（より厳密には scission），２…核分裂片がその運動エネルギーの 90 %取得，３…即発中性子放出，４…即発 γ 線放出，５…核分裂片は停止し，遅延過程として崩壊。(Michaudon[1]の図に少し説明追加)

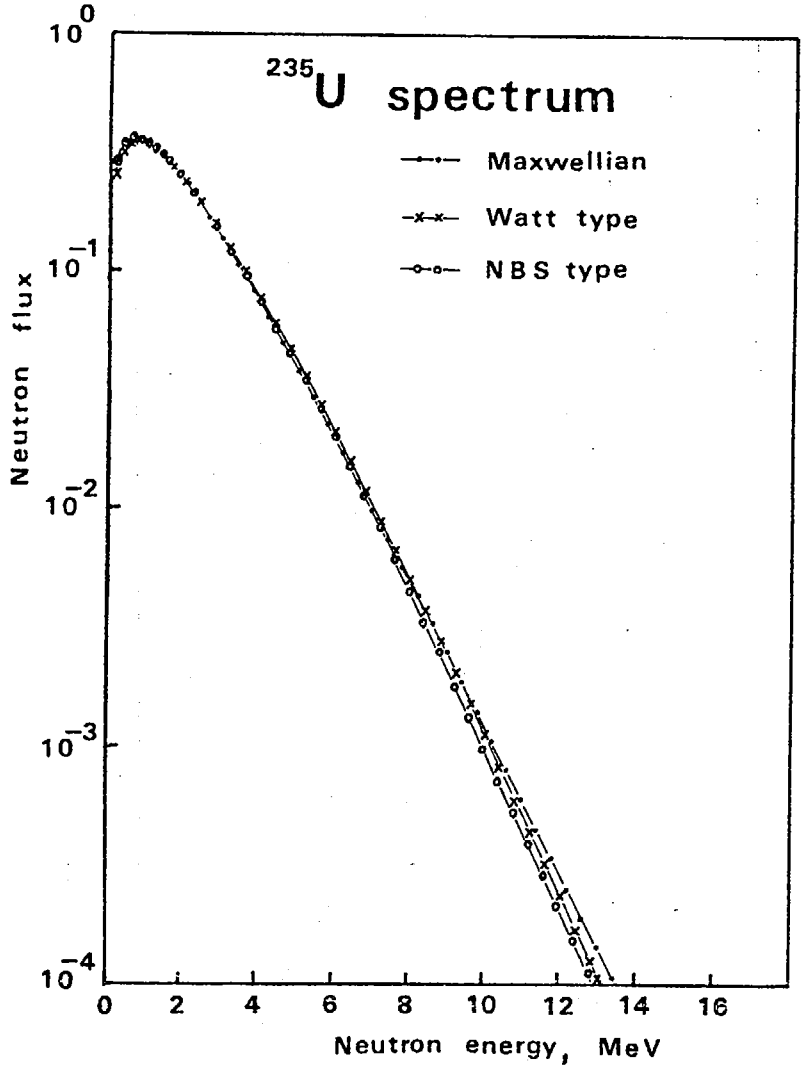


図２　^{235}U（n_{th}, f）反応即発中性子スペクトル
図の Maxwell 分布は平均エネルギー $\bar{E}$ = 1.98 MeV のもの，Watt 型分布はＥＮＤＦ／Ｂ－Ｖに採用されているものである。NBS 型については本文参照。

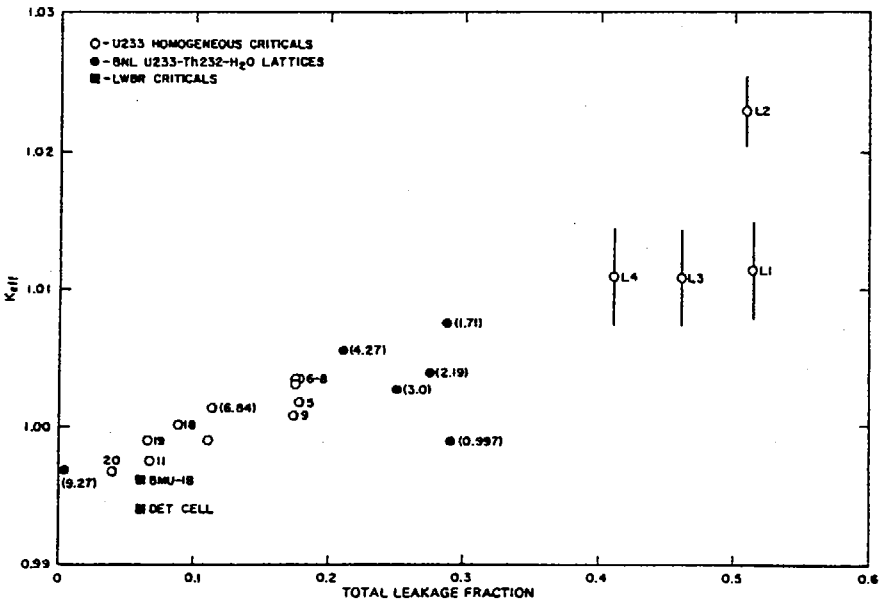


図3　^{233}Uが装荷された各種臨界実験データを中性子漏洩率について整理して実効増倍係数 k_{eff} の計算値を縦軸にプロットしたもの。（Ullo ほか[25]）

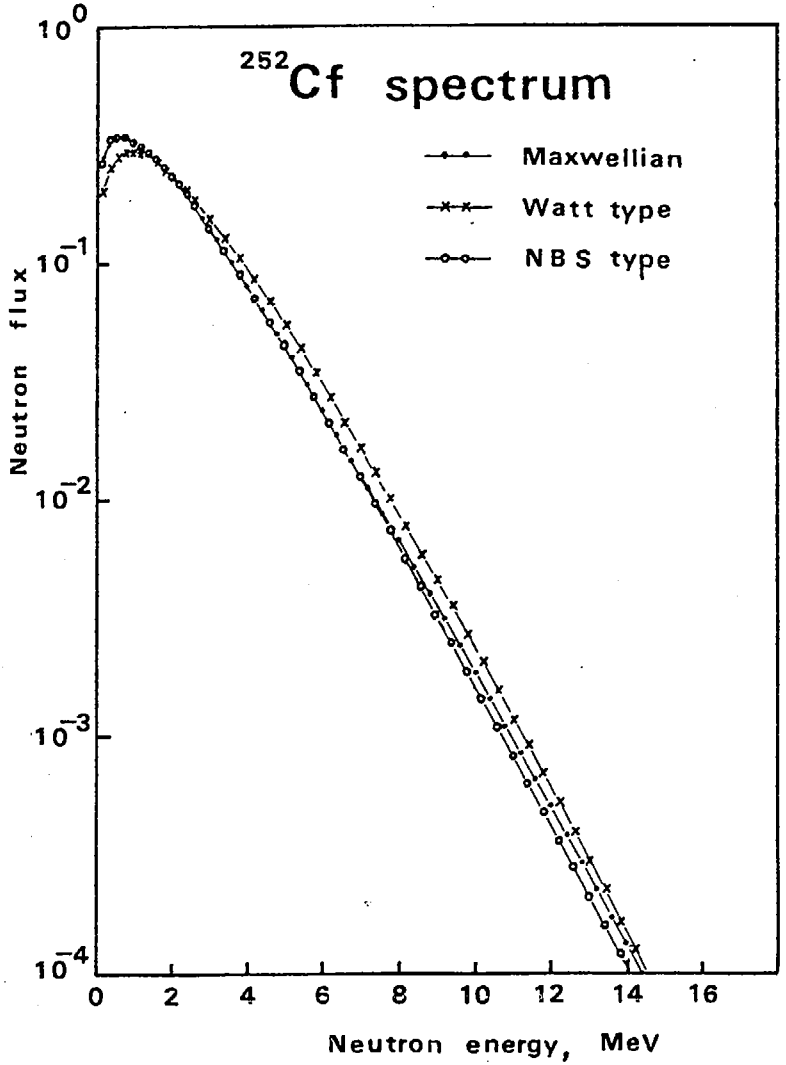


図4　^{252}Cf 自発核分裂即発中性子スペクトル
図のMaxwell分布は平均エネルギー $\bar{E}$ = 2.13 MeV のもの，Watt 型分布はMagruno のものである。NBS 型については本文参照。

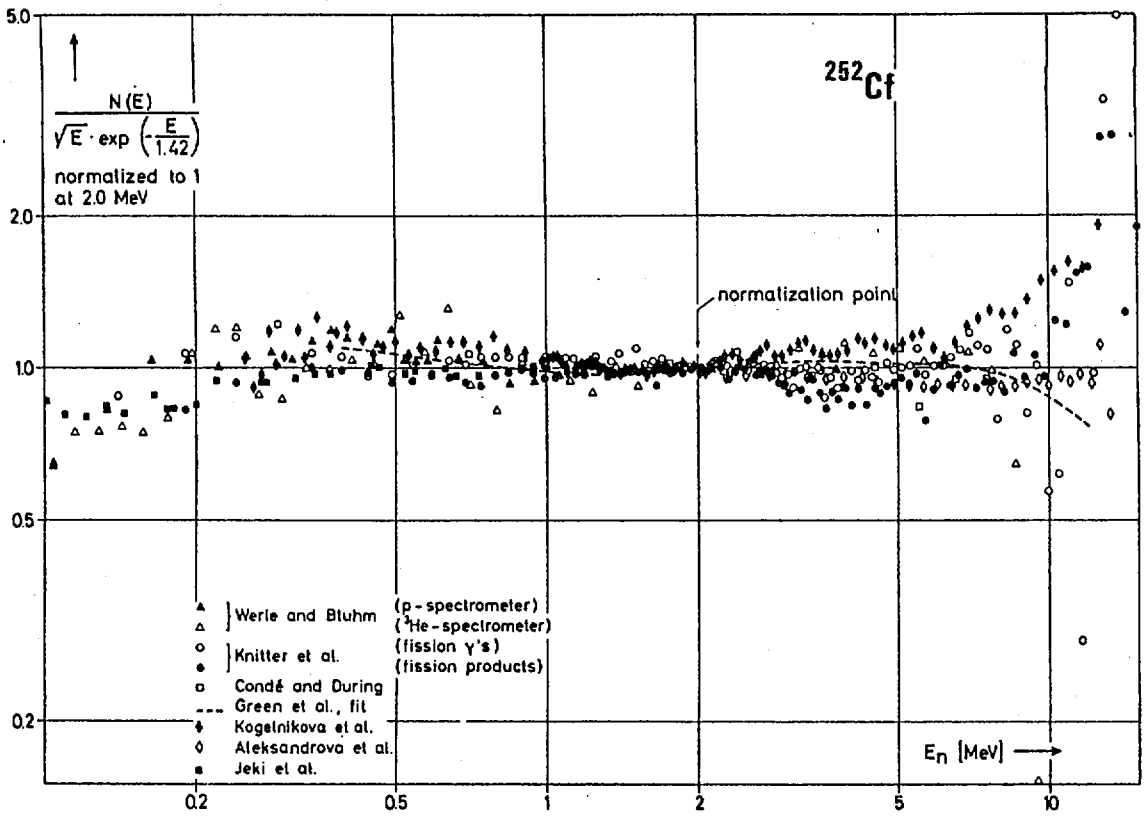


図５　最近の^{252}Cf自発核分裂即発中性子スペクトル実験データの分布。各データは２MeVで規格化されている。（Knitter[3]）

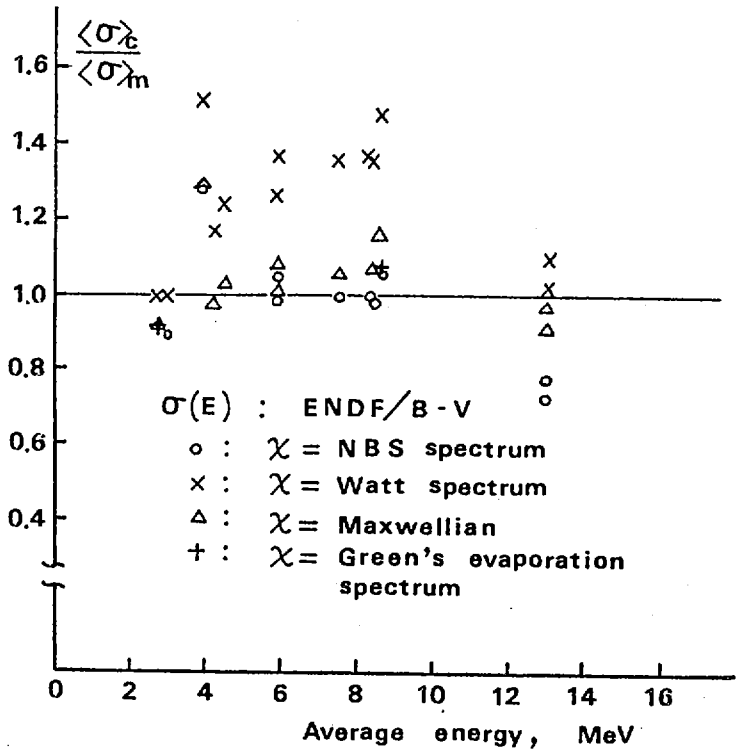


図６　^{252}Cf自発核分裂即発中性子スペクトルに対するしきい反応平均断面積の計算値（ENDF／B－Vの断面積と図中に示した核分裂中性子スペクトルχを使用）と実験値の比をしきい反応平均エネルギーに対してプロットしたもの（小林，木村[66]）。

討　論

C：五十嵐信一（原研）

核分裂スペクトルはdiscrepancy subcommittee ではなく，standard subcommittee で取り上げられている。そのレポートはまだよく調べていないが，参考までに述べておく。

Q：椙山一典（東北大）

ある核種についてはMaxwellian，ある核種についてはWatt型スペクトルが適合するとのことであるが，それらの物理的意味づけは何なのか，もし物理的意味からすれば，Browne-DietrichやMadland-Nix型の複雑な関数形のfitを考えてみるべきではないだろうか。

また，ANLに行っている田村俊明氏からの連絡によれば，Poenitzは^{252}Cf のスペクトルを確度高くおさえねば問題を解決することにならぬとの立場でその測定を行っているとのことであるのでコメントしておく。

A：木村逸郎（京大炉）

そしかに核種によってMaxwell分布とWatt型分布があるということは物理的意味づけが乏しいといえる。少なくともMaxwell分布よりWatt型分布の方が物理的な裏付けがあり，また二つのパラメータがあるため実験値の近似がやり易いので当面Watt型が主に用いられると思うが，将来関数型は複雑でも物理的意味が明確でかつ実験値によく合う式が定まればそれが用いられるようになるであろう。

Q：関根俊明（原研）

いろいろなしきい反応について，その積分実験値に対して微分の実験データと中性子スペクトルから計算した値との比較が示されたが，これを反応のしきいエネルギーと横軸にとってみると，systematicな変化が見えるのではないか。（n，$2n$）反応についてはあるように思われるがどうか。

A：木村逸郎（京大炉）

しきいエネルギーでなく，反応の平均エネルギーを横軸にとって，平均断面積の計算値と実験値の比を縦軸にプロットしてみると，図6のようになった。したがってこの図から核分裂スペクトルの形状をある程度評価することができよう。なお，（n，$2n$）反応について特に調べたことはないので今後検討したい。今のところわれわれの扱っている（n，$2n$）反応に関するかぎり，どの核分裂スペクトルに対する計算値も実験値の比が1からかなりずれている。

（追　補）

(1)^{252}Cf 等の自発核分裂即発中性子スペクトルの現状について，IAEA Consultants' Meeting on Neutron Source Properties（Debrecen，Hungary，17～21 March 1981，Proceeding はINDC（NDS）－114／GT）におけるBlinovのレビュー論文"Neutron Energy Spectra of Spontaneous Fission Sources"があることを追記する。

なお，同発表論文集を見ると^{252}Cf核分裂スペクトルに関する2，3の論文（要旨のみ）もある。

(2)さらに極く最近，オーストリアのJasicekとBenschは反跳陽子計数管によって^{252}Cf 核分裂中性子スペクトルを求めており，その結果，下記のようなMaxwell分布を2次式で補正した

式を提案している*。

$$\widetilde{N}(E) = K\left[\sqrt{E}\exp(-E/T)\sum_{i=1}^{2} a_i E^i\right]$$

ここで，$a_0 = 0.812 \pm 0.047$，$a_1 = 0.0934 \pm 0.0241$，$a_2 = -0.0079 \pm 0.0026$，$T = 1.409 \pm 0.015$ MeV。

(3) ^{233}U（n，f）反応の即発中性子スペクトルの形状がENDF／B－Vでどうなっているかについて，極く最近BNLのNational Nuclear Data CenterのS．Pearlsteinから情報が入ったので追補しておく。すなわち，^{233}U（n，f）反応の即発中性子エネルギーの場合，

$$\chi(E) = \exp(-E/0.977)\sinh\sqrt{2.546\,E}$$

となっている。

* H. Jasicek and F. Bensch : Nucl. Sci. Eng., 77, 51 (1981)

3. 遅発中性子データ

Delayed Neutron Data

3.1 高速炉系のβ_{eff}と反応度スケール

中野　正文[+]・中村　久[*]

高速炉系におけるβ_{eff}の計算値の不確かさを検討した。大型炉では遅発中性子（DN）データの相違によるβ_{eff}のばらつき（systematic な誤差）は約6％になる。このうち，DNスペクトルの相違によるものが3％程度ある。反応度スケールの信頼性評価に関する各国の臨界実験装置による積分実験をレヴューした。ENDF／B－Ⅳ（Ⅴ）によるβ_{eff}の計算値は測定値を4％程過少評価している。

Effective Delayed Neutron Fraction β_{eff}

and Reactivity Scale for LMFBR Cores

Masafumi NAKANO[+] and Hisashi NAKAMURA*

Uncertainties of the calculated β_{eff} of LMFBR cores have been studied. The systematic error of the calculated β_{eff} due to different delayed neutron (DN) data is estimated to be about 6% for a large LMFBR core, 3% from DN spectra and 3% from DN yield data evaluated by different authors.

Experimental studies for evaluating the reliability of the reactivity scale derived with DN data are reviewed. Integral experiments with fast critical assemblies indicate that the calculation with ENDF/B-IV(V) data underpredicts β_{eff} by about 4%.

+ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

* 富士電機製造（株），Fuji Electric Co., LTD.

1. はじめに

温度係数やボイド係数など種々の反応係数や制御棒反応度価値，燃料物質の反応度価値等は炉の特性をあらわす重要な積分量である。高速炉臨界集合体による炉物理実験では，臨界性や出力分布などの他に，反応度に関係した積分量として，制御棒反応度価値，ナトリウムボイド効果や種々の物質の反応度価値の測定が行われ，計算値と比較することによって計算の予想精度を評価するとともに，データ・メソッドの検討が行われている。

反応度の測定方法としては，ペリオド法，制御棒落下法，パルス中性子源法，炉雑音法等種々の方法が開発されている。いずれの方法も中性子束の時間変化から体系の反応度を求めることになるが，中性子束の時間変化の様子は体系の反応度と同時に，即発中性子寿命や遅発中性子パラメータに依存する。つまり，反応度や反応度価値の測定値を表わす単位となる「反応度スケール」には遅発中性子パラメータが含まれることになり，特にある種の測定方法では実効遅発中性子割合β_{eff}そのものが測定値の単位となる。なお，反応度測定には中性子源増倍法や臨界バランス法など静的な方法も広く使われるが，測定値は上述の動的な方法で測定した反応度スケールを単位にしてあらわされる。

一方，反応度の計算値は増倍係数kから$\rho=(k-1)/k$の関係を用いて$\Delta k/k$単位で得られる。したがって，反応度あるいは反応度価値の計算値と実験値の比較に際し，両者の単位を統一するための換算係数を求める必要がある。この係数は，普通，β_{eff}等遅発中性子パラメータを用いて計算することになる。したがって，反応度に関する実験解析では，遅発中性子（DN）データが重要な意味をもつことになる。

本稿では，まず，反応度測定の単位となる反応度スケールとβ_{eff}等遅発中性子パラメータの関係について簡単にふれ，DNデータから計算されるβ_{eff}値の不確かさや反応度スケールの信頼性評価に関する炉物理実験等について述べる。

2. 反応度スケールの較正と遅発中性子パラメータ

体系の反応度測定や反応度スケールの較正には，i) ペリオド法，ii) 制御棒落下法，iii) Inverse Kinetics 法等がよく用いられる。各方法における反応度と中性子束の時間変化は遅発中性子パラメータを用いて次のように関係付けられる。これらの方法はいずれも1点炉近似にもとづいて求められており，各パラメータは体系の実効的な値が用いられる。

i) ペリオド法（$\rho>0$）

$$\rho=\frac{\beta_{eff}}{T}+\beta_{eff}\sum_i\frac{a_i}{1+\lambda_i T}\approx\beta_{eff}\sum_i\frac{a_i}{1+\lambda_i T} \tag{1a}$$

$$\approx\frac{\beta_{eff}}{T}\sum_i(a_i/\lambda_i),\quad \lambda_i T\gg 1 \tag{1b}$$

ただし，

T ＝炉周期，

Λ_{eff} ＝実効遅発中性子生成時間，

$a_i = \beta_{eff\,i}/\beta_{eff}$，　$\beta_{eff} = \sum_i \beta_{eff\,i}$，

β_{effi}＝遅発中性子グループ i の実効遅発中性子割合，

λ_i ＝グループ i の遅発中性子先行核の崩壊定数。

ii）制御棒落下法（$\rho < 0$）

$$-\rho = \begin{cases} \beta_{eff}\,[n_0/n(0) - 1] & \text{－外挿法－} \quad (2a) \\ [\Lambda_{eff} + \beta_{eff}\sum_i (a_i/\lambda_i)]\, n_0 / \int_0^{\infty} n(t)\,dt & \text{－積分法－} \quad (2b) \end{cases}$$

ただし，

n_0 ＝落下前の定常状態（臨界）の中性子密度，

$n(0)$＝落下直後の中性子密度。

iii）Inverse Kinetcs 法

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{eff}} = 1 - \frac{\varepsilon \cdot S_{eff}}{\beta_{eff}}\frac{1}{R(t)} - \frac{1}{R(t)}\sum_i a_i \lambda_i e^{-\lambda_i t}\int_{-\infty}^{t} R(\tau)\, e^{\lambda_i \tau} d\tau \quad (3)$$

ただし，

$R(t)$＝計数率（$= \varepsilon \nu F$），

S_{eff} ＝実効中性子源強度，

ε ＝中性子検出効率。

ペリオド法は反応度スケールの較正に用いられる最も一般的な方法といえる。高速炉系では，Λ_{eff}が短く（10^{-7}sec オーダー），反応度は普通β_{eff}と$\sum_i a_i/(1+\lambda_i T)$の積で与えられる。特に，反応度が小さくペリオドTが長い場合には（1b）式で近似できる。落下法のデータ解釈には外挿法と積分法がある。外挿法では中性子密度の測定値からβ_{eff}単位（ドル単位）の反応度が得られる。一方，積分法の場合，反応度ρと中性子密度の観測値を結ぶ係数はペリオド法の（1b）式と同じ形になっている。最近では，中性子束の時間変化をそのまゝ解析して反応度を求めるInverse Kinetics 法もよく用いられるようになってきた。この方法では，遅発中性子パラメータの他に$\varepsilon \cdot S_{eff}$が必要になるが，制御棒落下時における計数率の時間変化を(3)式にフィットすることによって，$\varepsilon \cdot S_{eff}/\beta_{eff}$および$a_i$を実験的に決定することが可能である[1)]。

ペリオド法により反応度スケールを較正する場合の各遅発中性子グループの寄与を知る目安として^{239}Puの遅発中性子について$a_i/(1+\lambda_i T)$の値をTable 1に示す。DNデータとしてKeepinの値[2)]を用いた。標準的なペリオドT＝100sec（$\rho \approx 0.1$ドル）の場合，第2グループが支配的であり，第1～第3グループで全体の90％を占める。反応度が小さくペリオドTの値が非常に大きい場合や制御棒落下法の積分法の場合，各グループの寄与は（a_i/λ_i）で与えられるが，Table 1に示すように，この場合もT＝100secの場合と同様，第2グループが支配的で，第1～第3グループの寄与が90％以上になる。

3. β_{eff} 値の計算とその不確かさ

実効遅発中性子割合 β_{eff} は，前節でみたように，反応度スケールを決める主要因子であり，通常は，DNデータをもとに体系の実効値を計算によって求める。この値は核種m，遅発中性子グループiの実効遅発中性子割合 β^{m}_{effi} の総和として

$$\beta_{eff} = \sum_{m} \sum_{i} \beta^{m}_{effi} , \tag{4}$$

で与えられ，β^{m}_{effi} は

$$\beta^{m}_{eff\ i} = \int dV \left[\int \chi^{m}_{di} \phi^{+} dE' \cdot \int \beta^{m}_{i} \nu \Sigma^{m}_{f} \phi dE \right] / N 。 \tag{5}$$

ただし，

$$N = \sum_{m} \int dv \left[\int \chi^{m} \phi^{+} dE' \cdot \int \nu \Sigma^{m}_{f} \phi dE \right] \tag{6}$$

$$\chi^{m} = \chi^{m}_{p} \left(1 - \sum_{i} \beta^{m}_{i}\right) + \sum_{i} \chi^{m}_{di} \beta^{m}_{i} \tag{7}$$

から計算する。ここに，β^{m}_{i} は核種mの核分裂中性子1ケ当り生じるグループiの遅発中性子先行核の割合，χ_p および χ_d はそれぞれ核分裂で発生する即発中性子および遅発中性子のエネルギ・スペクトルである。また，ϕ および ϕ^{+} は中性子束およびインポータンスである。

上式から分るように，β_{eff} 値の計算には遅発中性子割合 β^{m}_{i} の他に，核分裂中性子のスペクトル χ^{m}_{p}，χ^{m}_{di} や核分裂断面積 Σ^{m}_{f}，中性子束およびインポータンス等が必要になる。大型高速炉のインポータンスと χ_p および χ_d はFig. 1のようなエネルギー分布を示す。インポータンスは数10 keV以上ではエネルギーの増加とともに増加し，特に濃縮度が低く ^{238}Uの多い大型炉では ^{238}U核分裂しきい値以上のエネルギー領域での増加が大きい。一方，即発分裂中性子の平均エネルギーは約2 MeVであるのに対し遅発中性子の平均エネルギーは数100 keVと低い。したがって，Fig. 1から分るように，遅発中性子のインポータンスは即発中性子のそれに比べて低く，大型炉では両者の比は0.9以下になる。

大型炉における β_{eff} 値のもう1つの特徴は，主要核分裂物質である ^{239}Pu の他に親物質である ^{238}Uの寄与が極めて大きいことである。例として，臨界実験装置ZPPRによる大型炉模擬実験体系ZPPR－9[3]の核種ごとの β_{eff} 値をTable 2に示す。大型炉では ^{238}U／^{239}Pu 核分裂率比は0.02程度であるが，原子数密度比が10倍近くなり，さらに，核分裂当りの遅発中性子生成が約7倍あるので結果として，^{238}Uによる寄与が ^{239}Pu よりも大きくなっている。

β_{eff} 値の計算で入力データとなるDNの生成割合（yield）データおよびエネルギー・スペクトルの相違による β_{eff} 値の差を，ZPPR－9をモデルに検討した*)。DNスペクトルにはSaphier.（1977）[4]のデータを用いた。一方，DN yieldデータとしては，Tomlinson

*) 本研究は富士電機製造（株）が動燃事業団の委託によって行った。

（1972）[5]，Cox（1974）[6]およびTuttleの改訂データ（1979）[7]を用いた。核計算には，JENDLE－2にもとづく18群定数を使用した。結果をANLの計算値とともにTable 3に示す。ANLのβ_{eff}値はENDF／B－Ⅳライブラリーと ENDF／B－VのDNデータから計算されたものである。ENDF／B－ⅣおよびVのDNデータは主にCoxのデータ[6]にもとづいており，DNスペクトルはFieg（1972）[8]のデータを採用している。Fieg(1972）とSaphier（1977）のDNデータはそれぞれ軟いスペクトルと硬いスペクトルの典型と考えられる。

Table 3から分るように，DNデータの相違による大型炉のβ_{eff}値のばらつきは約6％であり，その内訳けは，yieldデータに起因する不確かさが3％，スペクトルの不確かさによるものが3％程度である。ANLと本計算のモデルの違いによる効果は1％程度と考えられている。なお，原型炉級以下の小型炉心ではβ_{eff}値はDNスペクトルの相違に敏感でないと報告されている[4]。

4. 反応度スケールの評価

反応度の測定値を$\Delta k/k$単位に変換する変換係数は普通DNデータから計算するが，一方では臨界実験装置を用いてβ_{eff}値や変換係数を実験的に求める方法が開発され，DNデータや計算手法の妥当性が検討されている。

β_{eff}値の測定

代表的な測定法として^{252}Cf中性子源法[9]があげられる。この方法は，中性子源のみかけの反応度価値（ドル単位）がβ_{eff}，体系全体の核分裂率，中性子源強度等で表わせることを利用する。β_{eff}値の決定には中性子源強度の他，核分裂率の絶対値および^{252}Cf中性子源の反応度価値の体系全体でのmappingが必要になる。測定誤差は4％程度で，主に，核分裂率の絶対測定および核分裂率と反応度価値のmappingの測定精度によって決る。ANL（米国）では臨界実験装置ZPRおよびZPPRを用いて高速炉体系のβ_{eff}値測定を実施してきているが，ENDF／B－Ⅳデータによる計算値はPu炉心，濃縮ウラン炉心とも実験値を4％程度過少評価している[10]。

^{252}Cf中性子源法によるβ_{eff}値測定はKarlsruhe（西独）の高速炉臨界実験装置SNEAKでも行われ，Table 4に示すような結果を得ている[11]。実験はPu燃料体系3種類と濃縮ウラン体系とで行われた。DNデータとして，Keepin（1965），Tomlinson（1972）およびTuttle（1975）[12]を採り上げ，26群定数KFKINRを用いて各体系のβ_{eff}値を計算した。Keepinのデータから得られるβ_{eff}値は実験値を一様に過少評価する（5～10％）。この過少評価はTomlinsonのデータを採用するとかなり改善される。また，Tuttleのデータによるβ_{eff}値は測定誤差の大きい9C2体系を除いて実験値とよく一致している。

燃料密度係数法

FCAでは普通ペリオド法により較正した反応度スケールを用いているが，これとは別に，DNデータを使わないで反応度スケールを評価する方法が開発されている[13]。この方法では，核分裂率などの絶対測定を行う代りに，極めて計算精度の高い「燃料密度反応度係数」C_fの測定値を計算値で規格化することにより測定に用いた反応度スケールを較正する。実際の測定では，

体系の小部分での燃料密度変化による反応度変化を位置を変えて測定し，後に体系全体にわたって体積積分することになる。反応度変化は基準の反応度ρ_0を単位に較正されている制御棒の臨界位置の変化から求める。

高速実験炉「常陽」の模擬炉心FCA V－2集合体における結果をTable 5に示す。V－2集合体はPu／^{235}U混合燃料の小型炉心である。計算には3種類の断面積セットが用いられた。これらのセットは臨界量に関しては15％もくい違う結果を与えるが，C_fの違いは1％以内である。実験値をこの計算値で規格化して得られたρ_0（DCM）値に比べて，Keepin[2]のデータを用いてペリオド法により較正した値ρ_0（period）は約4％小さくなっている。同様の測定が原型炉「もんじゅ」の模擬炉心でも行われている。FCA Ⅳ－2集合体の結果をTable 6に示す[14]。ρ_0（DCM）に比べてKeepin[2]のデータは7％ほど反応度スケールを過少評価するのに対し，Krick－Evans[15]やTomlinson[15]の評価データはかなり良い一致を示している。

臨界実験装置ZEBRA（英国）でも，FCAの場合と同様の考えで，計算精度の高い炉心燃料濃縮度変化による反応度効果の計算値と実験値を比較することによってペリオド測定にもとづいて求めた反応度スケールの妥当性を評価・検討している。原型炉級の模擬炉心における実験では燃料濃縮度変化にもとづく反応度スケールとペリオド測定から求めたスケールの比は0.99～1.1.02となり，両者は実験誤差の範囲で良い一致を示した[16]。反応度価値等の計算にはAdjusted data FGL－5を用い，DNデータとしてはTomlinsonの評価したデータをもとに，Smithの改訂したtotal yield data[16]を採用している。なお，最近の大型炉模擬炉心実験でも燃料濃縮度変化とペリオド測定から得た反応度スケールは良い一致を示している[17]。これらの結果は，ZPPRにおける燃料物質のサンプル反応度価値実験の解析でENDF／B－Ⅳによる計算値が実験値を15％程度過大評価している[10]のと対象的である。

5. まとめ

実効遅発中性子割合β_{eff}は反応度に関する実験値と計算値の単位を統一する際の主要因子である。この値は通常DNデータをもとに計算することになるが，最近のよく使用されているDNデータを使った場合にも，大型高速炉のβ_{eff}値には6％程度の巾（systematicな誤差）が残る。特に大型炉になるとβ_{eff}値はDNスペクトルに敏感になる。

臨界実験装置を用いた反応度スケールに関するいくつかの積分実験例から，

- TomlisonやTuttle（1975）のDNデータは他の積分実験とほゞ矛盾のない結果を与える。
- ENDF／B－Ⅳ（V）のDNデータはβ_{eff}値を4％程度過少評価することが指摘されている。

参考文献

1) Carpenter, S.G.: "Measurement of Control Rod Worths Using ZPPR", Proc. Specialist Meeting on Control Rod Measurement Techniques, Cadarache (1976).
2) Keepin, G.R.: "Physics of Nuclear Kinetics", Addison-Wesley Publ. Co. (1965).
3) Lineberry, M.J., et al.: Trans. Am. Nucl. Soc., 33, 834 (1979).
4) Saphier, D., et al.: Nucl. Sci. Eng., 62, 660 (1977).
5) Tomlinson, L.: "Delayed Neutron from Fission", AERE-6993 (1972).
6) Cox, S.A.: "Delayed Neutron Data-Review and Evaluation", ANL/NDM-5 (1974).
7) Tuttle, R.J.: "Delayed-Neutron Yields in Nuclear Fission", Consultants' Meeting on Delayed Neutron Properties, IAEA, Vienna, 26-30 (1979).
8) Fieg, G.: J. Nucl. Energy, 26, 585 (1972).
9) Carpenter, S.G., Gasidlo, J.M., Stevenson, J.M.: Nucl. Sci. Eng., 49, 236 (1972).
10) LeSage, L.G.: "Status of Fast Reactor Physics", Proc. 1980 Advances in Reactor Physics and Shielding, Sun Valley (1980).
11) Fisher, E.A.: Nucl. Sci. Eng., 62, 105 (1977).
12) Tuttle, R.J.: Nucl. Sci. Eng., 56, 37 (1975).
13) 飯島勉 他 : FCA Ⅴ炉心系における密度係数, JAERI－M 5890 (1974).
14) 飯島勉 他 : FCA Ⅵ－2集合体の臨界実験, JAERI－M 7888 (1978).
15) Krick, M.S., Evans, A.E.: Nucl. Sci. Eng., 47, 311 (1972).
16) Stevenson, J.M.: "A Comparison of Diverging-period and Plutonium-worth Reactivity Scales in Zebra, Pros. Specialist Meeting on Control Rod Measurement Techniques, Cadarache (1976).
17) Kappler, F., et al.: "Comparative Analyses of Experiments in a Large Plutonium-Fueled Core", Proc. Symp. Fast Reactor Physics, IAEA-SM-244/43 (1979).

Table 1 $a_i/(1+\lambda_i T)$ values of ^{239}Pu (Keepin's data[2])

Group i	λ_i (sec^{-1})	$a_i/(1+\lambda_i T)$	a_i/λ_i
		T = 100 sec	
1	0.0129	0.017 (15%)	2.95 (20%)
2	0.0311	0.068 (61%)	9.00 (61%)
3	0.134	0.015 (14%)	1.61 (11%)
4	0.311	0.010 (9%)	0.99 (7%)
5	1.26	0.001	0.08
6	3.12	0.000	0.01
Sum		0.111	14.6

Note: $a_i = \beta_{effi}/\beta_{eff}$

Table 2 β_{eff}^{m} values of ZPPR-9 (Keepin's data[2])

m	β_{eff}^{m}	n_d/F*
^{235}U	0.008×10^{-2}	0.0165
^{238}U	0.188	0.0412
^{239}Pu	0.140	0.0063
^{240}Pu	0.006	0.0088
^{241}Pu	0.006	0.0159
Sum	0.348	

* n_d/F = delayed neutron yield/fission

Table 3 Uncertainty of calculated β_{eff} for a large fast critical assembly, ZPPR-9

Delayed Neutron (DN) Parameters	Calculated β_{eff} (%)
Reference (ANL-value)	0.3436
DN spectra, Saphier (1977)[4]	
DN yield data	
Tomlinson (1972)[5]	0.3642 (1.06)*
Tuttle (1979)[7]	0.3608 (1.05)
Cox (1974)[6]	0.3539 (1.03)

* Values in parenthesis are ratios to β_{eff} (ANL), which is calculated by using DN parameters for ENDF/B-V.

Table 4 Experimental and calculated β_{eff} for SNZAK assemblies

Assembly	Measured β_{eff}*	C/E		
		Keepin[2]	Tomlinson[5]	Tuttle[12]
	$\times 10^{-2}$			
7A (PuO_2-UO_2)	0.395(±3%)	0.927	0.963	0.987
7B (")	0.429(±3%)	0.946	0.986	1.011
9C2(")	0.426(±4.5%)	0.891	0.924	0.948
9C1(EUO_2)	0.758(±3.2%)	0.953	0.969	0.995

* ^{252}Cf source method (NSE 62, 114)

Table 5 Reactivity calibration by fuel density coefficient (FCA Assembly V-2)

Fuel	Fuel density coefficient ($\Delta k/k/\Delta N_f/N_f$)			
	J-F-O	RCBN	ABBN	Experiment
Pu	0.267	0.254	0.258	$(685\pm6)\rho_o$
EU	0.213	0.223	0.219	$(575\pm6)\rho_o$
Pu+EU	0.480	0.477	0.477	$(1260\pm9)\rho_o$

ρ_o = 0.0379 %Δk/k (D.C.M.)

ρ_o = 0.0363 %Δk/k (period) $\frac{\rho_o(\text{D.C.M.})}{\rho_o(\text{period})} = 1.045$

ρ_o : reactivity worth for 0-30 mm stroke of No.9 safety rod

(JAERI-M 5890)

Table 6 Reactivity calibration by fuel density coefficient (FCA Assembly VI-2)

	Fuel Density Coefficient ($\Delta k/k/\Delta N_f/N_f$)		
	Test Region	Driver	Test Region+Driver
Experiment	$386.5\cdot\rho_o$	$543.0\cdot\rho_o$	$929.5\cdot\rho_o$
Calculation (J-F-O, 2D R-Z)	0.2046	0.2776	0.4822

	D.C.M.	Keepin	Krick & Evans	Tomlinson
ρ_o (%Δk/k)	0.0519	0.0483	0.0532	0.0506
$\frac{\rho_o\ (\text{period})}{\rho_o\ (\text{D.C.M.})}$	1.000	0.930	1.024	0.975

ρ_o : 0-50 mm stroke of #9 safety rod

(JAERI-M 7888)

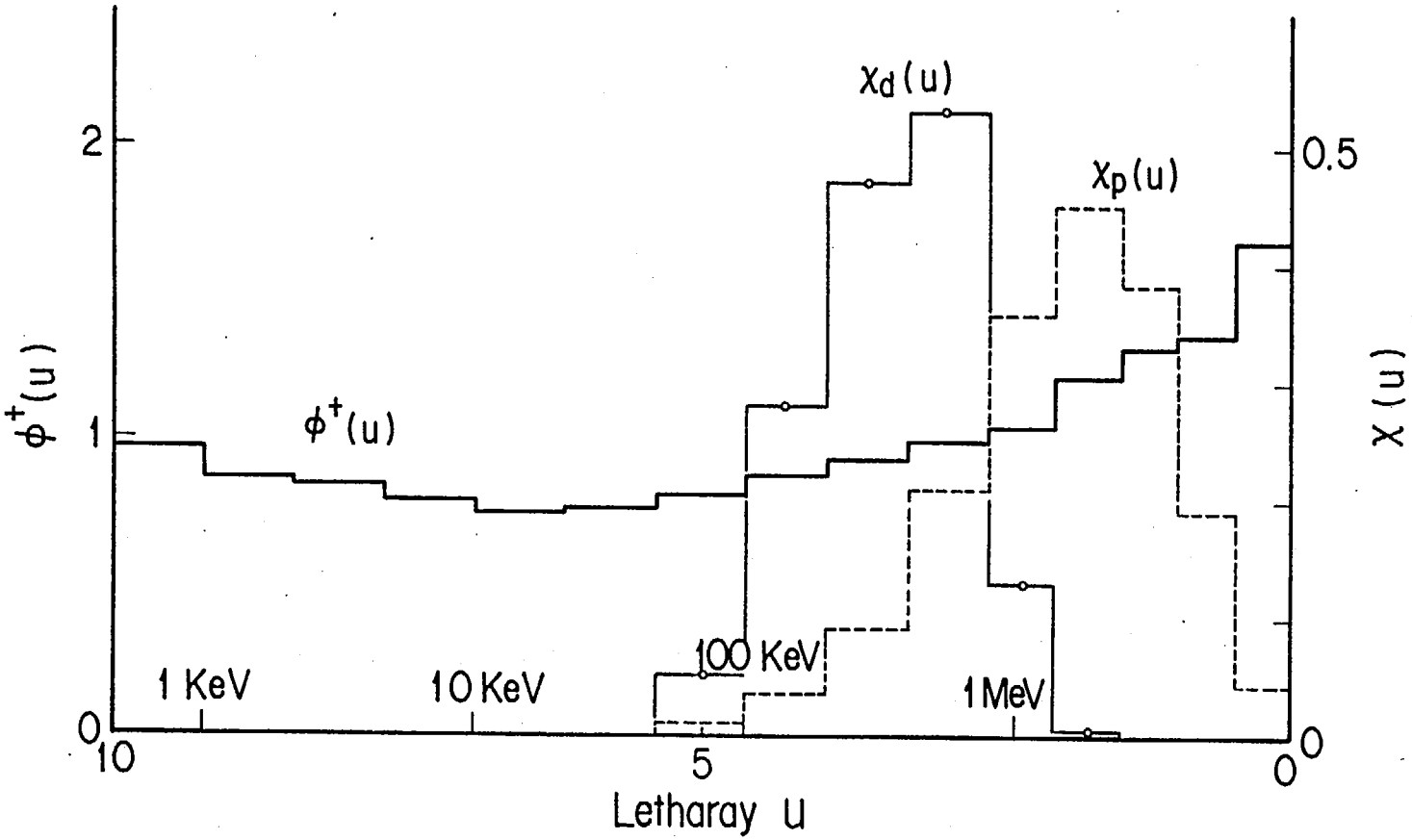


Fig. 1 $\phi^+(u)$, $\chi_p(u)$ and $\chi_d(u)$ of an LMFBR core

討　論

C：中嶋龍三（法政大）

Thomlinsonでそこまで合うなら，これ以上評価で苦労する意味はない。

Q：吉田正（NAIG）

ZEBRAでの測定の解析から，Smith／Tomlinsonのβデータを用いると測定値との合いが良いとのことだが，これは1972年のTomlinsonのデータが支援されたのだと考えて良いのか。それともSmithによる修正が本質的で，1972年のデータとは別物と考えた方が良いのか。

A：中野正文（原研）

ZEBRAではTomlinsonのデータを基に，Smithの改訂したyieldデータを用いて良い結果を得ている。改訂データは文献16）に示されているが，主な改訂は^{238}Uのyieldで Tomlinson に比べて約4％増加している。もう1点指摘できることは，計算に adjusted data FGL 5を用いることにより，核分裂率比やその空間分布の予測精度が良くなっていることである。

Q：菊池康之（原研）

β_{eff} の測定値と計算値をKeepin，Thomlinson，Tuttle のデータ間で比較しているが，ENDF／B－Ⅳのcoxの評価値と比較したものはないか。

A：中野正文（原研）

ANLの研究では，ENDE／B－Ⅳ データによるβ_{eff}の計算値は，Pu炉心濃縮ウラン炉心とも，実験値を4％程度過小評価している。

Q：飯島俊吾（NAIG）

高速炉以外の，軽水炉，グラファイト炉等の熱中性子炉で，β_{eff}値の選択が利くかどうか。

A：中野正文（原研）

軽水炉やグラファイト炉ではβ_{eff} の大部分が^{235}Uによるものである。臨界実験装置によるβ_{eff} の実験値とKeepinのデータから求めた計算値は矛盾がないようである。

3.2 遅発中性子に関する測定データの現状

松 延 廣 幸*

1980年迄に収集した $^{232}T_h$, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, $^{240}P_u$, $^{241}P_u$, および $^{242}P_u$ の遅発中性子に関する測定データに基いてその現状を報告する。核分裂当り放出される遅発中性子の個数（所謂 $\bar{\nu}_d$）に関しては，個々の核種毎にデータの現状を述べ，且つ評価の観点からデータ間の discrepancy を取り上げ，又，$\bar{\nu}_d$ の入射中性子に対するエネルギー依存性に就ても考察する。遅発中性子の fractional group yield に関しては，熱中性子および速中性子による核分裂から得られた測定データを，評価データも含めて表の形で比較する。特に，fractional group yield のエネルギー依存性の問題を ^{238}U の $\alpha_2(E_n)$ を例にとって記述すると共に，データ間に見られる大きな discrepancy を図によって示す。遅発中性子のエネルギースペクトルに関しては，最近の測定を簡単にレビューした後，$^{232}T_h$, ^{235}U, ^{238}U, および $^{239}P_u$ のエネルギースペクトルに就て，データ間の discrepancy の問題を測定に使用されたスペクトロメータと関連させて記述する。

The Present Status of the Experimental Data on Delayed Neutrons

Hiroyuki MATSUNOBU*

The present status of delayed neutron data for ^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, and ^{242}Pu is reported on the basis of the experimental data compiled up to 1980. On the absolute total delayed neutron yields, the status of the data is described for each nuclide. Discrepancies among the data are pointed out, and the incident neutron energy dependences of $\bar{\nu}_d$ are considered from a point of view of evaluation. On the delayed neutron fractional group yields, the experimental data obtained with thermal and fast fission neutrons are compared with the evaluated data in the form of tables. In particular, the energy dependence of fractional group yield is described for $\alpha_2(En)$ of ^{238}U, and the large discrepancies among the data

* 住友原子力工業（株），Sumitomo Atomic Energy Industries, Ltd.

are shown in a figure. On the delayed neutron energy spectra, the recent measurements are briefly reviewed, and discrepancies among the data for ^{232}Th, ^{235}U, ^{238}U, and ^{239}Pu are described in relation to the spectrometers used in the measurements.

1. はじめに

昭和54年度および55年度に核データセンターから委託を受けて，夫々，U同位核種，Pu同位核種の遅発中性子に関する核データの調査を行なった。この調査では，測定データ丈でなく評価データや，レビュー，データ収集，理論および計算に関する文献の調査およびデータの収集も行なったが，本日はこの中から測定データに関するもののみを取りまとめて報告する。尚，今回の調査で収集した測定データは，1980年迄に発表されたもので，且つ入手可能であったものに限られており，1981年以降に発表された新しいデータは含まれていない。又，1979年3月にウィーンで"Consultant's Meeting on Delayed Neutron Properties"が開催され，多くのreview paperが発表されているので，これも本日の話の参考資料とした。特に$^{232}T_h$の遅発中性子データは今回の調査には含まれていなかったが，UおよびP$_u$同位核種と一緒に測定されている場合が多く，可成りの数のデータがU，Puのデータと共に集められた事と，上記Consultant's MeetingでR.J.Tuttle[1]がreview paperの中で$^{232}T_h$のデータをまとめて表にしているので，U，P$_u$同位核種と共に，$^{232}T_h$に就ても報告する。尚，以下の文中で文献および著者を引用する場合には，簡単の為，文献が発表された年代（西暦）の下2桁の数字と第1著者名とを組合せて引用する。又，同じ年に同一著者による文献が二つ以上有る場合には，2桁の数字の後にアルファベットa，b，c，……を付けて区別する。

2. 遅発中性子データの種類

遅発中性子に関する核データを収集するに当っては，CINDA－A[2]およびCINDA 80 Supplement[3]を用いたがCINDAでは遅発中性子に関するデータは総べて"Delayed Neutron"の項目（Quantity）にまとめられているが，一口に遅発中性子データと云ってもその内容は極めて多岐に亘っている。今回の調査で調べた範囲内ではあるが，その内容を分類してみるとTable 1のようになる。これから判るように，遅発中性子データは大きく分けて遅発中性子の収率（Delayed Neutron Yield）に関するもの，エネルギースペクトルに関するもの，先行核に関するもの，等になる。最後の先行核に関するデータは，遅発中性子の放出確率，先行核の半減期，崩壊定数，崩壊曲線，核分裂片（先行核）の運動エネルギーと云ったデータに細かく分けられるが，此等に関してはデータの収集および整理が充分でなく，又，時間も少いので本日はこれを省略し，炉物理や原子炉設計の分野に関係の深い遅発中性子収率と遅発中性子エネルギースペクトルとに就て測定データの現状を紹介すると共に，今後評価を行なう際に問題となる点に就ても言

及する。

3. 遅発中性子収率（Delayed Neutron Yield）

Table 1に示したように，遅発中性子収率（以下の文中では簡単の為DNYと略す）はAbsolute Total Yield（核分裂当り放出される遅発中性子の数で，一般に$\bar{\nu}_d$の記号で表わされる。以下では$\bar{\nu}_d$又は$\bar{\nu}_d$（E_n）と略す），他の核種（殆どが^{235}U，次いで^{238}U）の$\bar{\nu}_d$に対する比として測定されるRelative Total Yield，核分裂当り放出される全中性子数（$\bar{\nu}_t = \bar{\nu}_p + \bar{\nu}_d$）に対する$\bar{\nu}_d$の比として求められるDelayed Neutron Fraction（$\beta = \bar{\nu}_d / \bar{\nu}_t$），先行核の崩壊曲線を，その半減期$\tau_i$に応じて5組又は6組の指数関数のグループに分解した時に，グループiのβ値として求められるDelayed Neutron Group Fraction β_i（$\Sigma \beta_i = \beta$），グループiの$\bar{\nu}_d$値，即ち$\bar{\nu}_{di}$と$\bar{\nu}_d$との比で与えられるFractional Group Yield（α_iと略す，$\alpha_i = \bar{\nu}_{di} / \bar{\nu}_d$，$\sum_i \alpha_i = 1$），および主としてグループ1（$\tau_1 = \sim 55$ sec）のα値（α_1）に対するグループiのα値（α_i）の比として与えられるRelative Fractional Group Yield α'_i（$\alpha'_1 = 1$，$\alpha'_i = \alpha_i / \alpha_1$），と云ったデータで構成されている。ソ連関係の文献に見られるFractional Group Yieldのデータは，殆どがrelativeなα'_iの形で与えられている。

今回，此等のDNYに関して収集した測定データは，UおよびP$_u$の同位核種全部で約50件であるが，即発中性子数$\bar{\nu}_p$に関する文献並びに測定データに比べると，その数は大分少い。又，今回収集したDNY関係のデータの中では，$\bar{\nu}_d$（E_n）に関するデータ（相対測定も含む）およびα_i，α'_iに関するデータが最も多く，夫々約30件であった。βおよびβ_iに関するデータは意外に少く5件を数えるのみであった。そこで以下の小節に於て，Total DNYとFractional Group Yieldに就て現状を述べる。

3.1 Total Delayed Neutron Yield

Total DNYの測定は古くは1947年頃より行なわれており，最近も次々と測定データが発表されているが，上に述べたように，即発中性子数の測定に比べると測定件数もデータ点数も少い。測定データが最も豊富な^{235}Uおよび^{238}Uで19件，$^{232}T_h$と$^{239}P_u$が14件，^{233}Uが10件，$^{241}P_u$が3件，$^{240}P_u$と$^{242}P_u$が2件と云った状態である。但し，此等のデータの中には$\bar{\nu}_d$の絶対値測定丈でなく，相対測定およびβの測定によるデータも数件含まれている。その理由は，はじめに述べた79 Tuttle[1]が，此等の相対測定やβ測定のデータには彼がrecommendする基準値を乗じて$\bar{\nu}_d$に変換して他のデータと比較しているので，こゝでも79 Tuttleに習って此等のデータを彼が変換した$\bar{\nu}_d$値としてグラフを作成した為である。又，79 Tuttleは$\bar{\nu}_d$値の絶対測定データに関しても，その大部分のデータをadjustしている。

Fig. 1～Fig. 7に$^{232}T_h$，^{233}U，^{235}U，^{238}U，$^{239}P_u$，$^{240}P_u$，$^{241}P_u$の$\bar{\nu}_d$（E_n）のデータをプロットしたが，$^{232}T_h$～$^{239}P_u$のデータに関して，79 Tuttleが元のデータをadjustしている場合にはadjustされたデータをプロットした。$^{240}P_u$と$^{241}P_u$に関してはデータが少いので，測定者が原論文に載せているデータとadjustされたデータの両方をプロットした。以下のサブ小節で個々の核種の$\bar{\nu}_d$（E_n）に就て詳述する。

3.1.1 $^{232}T_h$

$^{232}T_h$ の $\bar{\nu}_d$（E_n）の測定データは大半が1 point data であり，文献数の割にはデータ点が少い。Fig. 1から判るように，データは1.5～3.5 MeV の領域に7点，14～15 MeV の領域に11点あるのみで，4～14 MeV の領域には測定データが全く無い。従来3～4 MeV 以下の領域では $\bar{\nu}_d$ は一定と考えられていたが，一定と考えると2.4 MeV の59 Maksyutenko [4]，3 MeV の56 Brunson [5]，3.1 MeV の69 Masters [6] のデータは夫々0.0571，0.0568，0.0566 で極めて良く一致していると云える。これに対して3 MeV における57 Rose [7] のデータは低過ぎ，大きな discrepancy を示している。又，70 Cox [8] のデータは1.3～1.6 MeV の領域の $\bar{\nu}_d$ の平均値であるが，上記3件のデータに比べて0.0525とやゝ低い。しかし次節以降で述べる ^{233}U，^{235}U，および $^{239}P_u$ のデータに見られるように，3，4 MeV 以下の領域で $\bar{\nu}_d$ は一定ではなく，エネルギー依存性を持っているのではないか，即ち $d\bar{\nu}_d / dE_n$ が0ではないと云う事が最近問題になっている。若しそうだとすると，70 Cox のデータは低いのではなく，逆に59 Maksyutenko のデータが高過ぎると云う事になるかも知れない。しかし，$^{232}T_h$ の場合，3 MeV 以下のデータが少な過ぎるので，$\bar{\nu}_d$（E_n）の真のエネルギー依存性がどうなっているのか，現在の測定データ丈からは何も云えない。

3 MeV を過ぎると，59 Maksyutenko [4]，57 Keepin [9] のデータに見られるように，second chance fission（n，n'f）断面積が立ち上る事によって，$\bar{\nu}_d$（E_n）の値は直線状に急速に減少する。この $\bar{\nu}_d$（E_n）の直線的減少が何 MeV 迄続くかを推定するのは難しいが，69 Masters，59 Maksyutenko，および57 Keepin のデータと他の核種のケースから考えて約5 MeV と想定される。

14～15 MeV 領域のデータは Fig. 1に見られるように，極めて大きな discrepancy を示している。即ち14 MeV の50 Sun [10]，60 McGarry [11] のデータ，14.5 MeV の61 Shpakov [12] のデータ，および15 MeV の59 Maksyutenko [4] のデータは，1.5～3.5 MeV 領域の $\bar{\nu}_d$ よりも大きな0.058～0.083の値を与えているのに対し，他のデータは約0.03以下の低い値を示している。14～15 MeV におけるこの現象は $^{232}T_h$ 丈に限らず，Fig. 2～Fig. 5からも判るように，^{233}U，^{235}U，^{238}U，および $^{239}P_u$ の場合にも見られる。最近，77 Alexander [13] によって試みられた ^{235}U の $\bar{\nu}_d$（E_n）の理論計算の結果を見ると，E_n の増加と共に $\bar{\nu}_d$ は単調に減少する事を示している。従って，これから判断しても，上に挙げた4件の高い値を示すデータは，何か間違った因子を含んでいるのではないかと想像される。一方，低い値を示す6件のデータも二つのグループに分れている事が判る。即ち，14 MeV で $\bar{\nu}_d$ が0.02前後の値を示す67 Hermann [14]，69 Notea [15]，72 Benedict [16] のデータと，0.03前後の値を示す69 Keepin [17]，69 Masters [6]，71 Brown [18] のデータである。この後者3件のデータの一致は Fig. 1から判るように極めて良い。さて，この二つのグループの内，何れがより正しい値を示しているか俄かには断定し難いが，$^{232}T_h$ 丈でなく，他の核種の14.1および14.9 MeV データも求めている69 Keepin のデータが，夫々，他の測定者のデータと良い一致を示している事から，69 Keepin のグループのデータが真値に近いのではないかと推定される。

$^{232}T_h$ の $\bar{\nu}_d$（E_n）の評価を行なう際には，理論計算を併用するにしても，2 MeV 以下およ

び4～14 MeVの領域で更に精度の良いデータが出ないと，$\bar{\nu}_d$ の値およびそのエネルギー依存性を精度良く推定する事は困難と思われる。

3.1.2　^{233}U

^{233}Uの $\bar{\nu}_d$ の測定に関する文献の数は $^{232}T_h$ よりも少く，10件に過ぎないが，Fig. 2 から判るように73 Evans [19] のデータが出た事によってデータ点は可成り豊富である。しかし7～14 MeVの領域には未だ測定データは無い。

熱領域の $\bar{\nu}_d$ 値は4件あるが，69 Notea [15] のデータは少し高過ぎるし，誤差が極めて大きい。これと対象的に，56 Brunson [5] のデータは0.27 MeVのデータも含めて他のデータと比較すると，やゝ低い感がある。残る2件のデータは57 Keepin [9] と71 Conant [20] のデータであるが，この二者は極めて良い一致を示している。尤も71 Conant は β の測定を行なって0.027 ± 0.0001なる値を出したのであって，79 Tuttle [1] がこれに $\bar{\nu}_t$ = 2.498を乗じて $\bar{\nu}_d$ に変換したのであるが，$\bar{\nu}_t$ の値はその99.7％迄が $\bar{\nu}_p$ の値で決定され，$\bar{\nu}_p$ の thermal value はほゞ確立されているから79 Tuttle が変換した $\bar{\nu}_d$ の値は71 Conant のデータと云っても実質的には同じである。この二者のデータ（$\bar{\nu}_d$ = 0.0066および0.00674）を，73 Evans のデータを直線的に熱領域迄外挿した値，約0.0074と比べるとやゝ低いが，69 Notea および56 Brunson のデータと比べると最も信頼性の高いデータと云えよう。因に79 Tuttle は57 Keepin と71 Conant のデータの平均値に当る0.00667の値を recommend している。

次に50 keV～6.6 MeVの領域には上に述べた73 Evans [19] のデータ（25点）の他に，前述の56 Brunson [5]（270 keV），57 Rose [7]（1 MeV），57 Keepin [9]（1.45 MeV），69 Masters [6]（3.1 MeV）の1 point data と，72 Krick [21] の0.1～1.8 MeVでの平均値（0.0075）とがある。データ点の数が最も多く，且つ5件のデータの中では最新の73 Evans のデータを基準として，他のデータとの比較を行なうと，56 Brunson のデータは少し低く，57 Keepin のデータはやゝ低目ながら良い一致を示している。57 Rose と73 Evans のデータとの一致は極めて良い。又，69 Masters のデータの近傍には73 Evans のデータは無いが，73 Evans の3 MeV以下のデータと4 MeVのデータとを用いて直線内挿した値よりやゝ低い値を示す。しかし，57 Keepin の1.45 MeVのデータと69 Masters のデータとを結ぶ直線の勾配は，73 Evansのデータの勾配と極めて良く一致する。

此等4 MeV以下のデータを調べて判る事は，^{233}Uにはthermal～4 MeVの領域で $\bar{\nu}_d(E_n)$ に可成り大きなエネルギー依存性が在ると云う事である。しかしその依存性，即ち $d\bar{\nu}_d / dE_n$ がどの位の値になるかは，$\bar{\nu}_d$ の thermal value を決定し，且つMeV領域でどのデータを採用するかによって可成り変動する。79 Tuttle は上記のデータによって3通りの勾配を求めている。

4～6.6 MeVにおける73 Evans のデータは，（n，n′f）断面積の立ち上がりに起因する $\bar{\nu}_d(E_n)$ の急激な減少を示している。この領域の $\bar{\nu}_d$ のエネルギー依存性はFig. 2から判るように，大体，直線で近似されよう。

14～15 MeV領域のデータは $^{232}T_h$ と比べると乏しく，60 McGarry [11]，69 Keepin [17]，および69 Masters [6] のデータがあるのみである。$^{232}T_h$ の場合と同様に，60 McGarry のデータは0.0142と極めて大きい。前節で述べた理由により，評価の際にはこのデータはその対象から

除外すべきであろう。一方，69 Keepin と 69 Masters のデータは極めて良い一致を示している。$^{232}T_h$ の場合と同じく，この二者のデータが正しいと仮定すると，7～14 MeV の領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）は殆ど平らな，又は極めて小さな負の勾配を有する直線となる事が予想されるが，これを立証する為にも，矢張りこの領域の測定が強く要望される。

3.1.3 ^{235}U

^{235}U の $\bar{\nu}_d$ の測定データに関する文献は ^{238}U と並んで最も多く 19 件を収集した。この中に前述した 73 Evans [19] のデータが含まれているので，thermal～7 MeV の領域はデータ点も豊富である。此等のデータをプロットしたグラフを Fig. 3 に示す。

熱領域には 10 件のデータがあるが，Fig. 3 に見られるように，データ間に非常に大きな discrepancy が存在する。此等のデータを 50 keV～3 MeV 領域のデータと比較してみると，48 Hughes [22] のデータは多少高く，67 Herrmann [14]，69 Notea [15]，および 79 Benedict [23] のデータは極めて高く，且つ誤差も大きいので，此等のデータは評価の対象とはなり得ないであろう。従って thermal value を決定するデータは残りの 6 件からと云う事になるが，此等のデータは 3 点ずつ妥当な $\bar{\nu}_d$ の範囲内で高い値を示すグループと，低い値を示すグループとに分れており，且つ夫々のグループ内のデータの一致は極めて良い。二つのグループの内，高い値を示すデータは 47 Snell [24]，56 Brunson [5]，59 Maksyutenko [4] と古いデータが多く，0.0173～0.0176 の値を示している。他方，低い値を示すデータは 57 Keepin [9]，71 Conant [20]，79 Synetos [25] と新しいデータが含まれており，その値は 0.0156～0.0158 の範囲で非常に良く一致している。そこで又，何れのグループが信頼性が高いかゞ問題になるが，57 Keepin および 59 Maksyutenko は thermal value の他に，夫々，1.45 および 2.4 MeV の $\bar{\nu}_d$ を測定しているので，MeV 領域における二者のデータを他のデータと比較してみると，1.45 MeV における 57 Keepin の値は 0.01675 で 73 Evans のデータと極めて良い一致を示しているが，2.4 MeV における 59 Maksyutenko の値は 0.0178 で，Fig. 3 に見られるように，他のデータに比べて少し高い。又，2 MeV 以下の 73 Evans のデータに最小自乗法で fit する直線を熱領域迄外挿した値は，僅かに高目ながら 57 Keepin のグループの値に非常に近い。従って thermal value としては，多少低い感はあるが，57 Keepin のグループのデータの方が信頼性が高いと考えられる。後に示すように 79 Tuttle は 0.01621 の値を recommend している。

次に，50 keV～7 MeV の領域は上記 73 Evans のデータが圧倒的に多く，50 keV～6.7 MeV の範囲で 27 点のデータを与えている。73 Evans の他には，74 Cox [26] が 1～4 MeV の範囲で 4 点，59 Maksyutenko [4] が 2.4 および 3.3 MeV の 2 点のデータを出しているが，その他は 56 Brunson [5]（0.29 MeV），57 Rose [7]（1 MeV），57 Keepin [9]（1.45 MeV），69 Masters [6]（3.1 MeV），72 Clifford [27]（0.63 MeV），77 Besant [28]（0.63 MeV）の 1 point data，および 72 Krick [21] の 0.1～1.8 MeV 領域の平均値（0.0163 ± 0.0013）である。

73 Evans のデータは数が多く，且つ広いエネルギー領域に亘っているので，^{233}U の場合と同様に，これを基準として他のデータを比較してみると，前述した 57 Keepin のデータと 72 Krick，74 Cox，77 Besant のデータは 73 Evans と極めて良く一致している。又，3 MeV 近傍の 59 Maksyutenko，69 Masters，74 Cox のデータも良い一致を示している。^{235}U の場

合，73 Evans のデータが示しているように，3.5 MeV から 7 MeV にかけて $\bar{\nu}_d$（E_n）は急激に減少する。この領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）の形はほゞ直線で近似される。

次に，上で基準とした 73 Evans の 2 MeV 以下のデータに注目して見ると，極めて明瞭な構造（波形）を示している事が判る。しかし，73 Evans のデータのみではこれが事実か否か判断が難かしいが，これは丁度，即発中性子数 $\bar{\nu}_p$（E_n）の 1 MeV 以下での構造の問題に対応しているように見える。何れにしても thermal ～ 3.5 MeV の領域のデータを検討してみると，この領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）は一定ではなく，比較的大きなエネルギー依存性を有しているものと推定される。

最後に，7 ～ 14 MeV の領域には ^{233}U と同様に測定データは皆無である。14～15 MeV 領域も亦，^{233}U と殆ど同じで，59 Maksyutenko [4]（15 MeV），60 McGarry [11]（14 MeV），69 Keepin [17]（14.1 および 14.9 MeV），69 Masters [6]（14.9 MeV）の 4 件のデータがあるのみである。こゝでも亦，59 Maksyutenko および 60 McGarry のデータは $^{232}T_h$ および ^{233}U の場合と同様に，極めて大きな値を示している。69 Keepin と 69 Masters のデータの一致は極めて良い。従って ^{235}U の場合もこの領域は 69 Keepin および 69 Masters のデータを採用して評価を行なうべきであると考える。そうすると，7 ～ 14 MeV の領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）の推定される形は ^{233}U の場合と全く同じになり，殆ど平らな，又は僅かに負の勾配を有する直線となるであろうと予想される。

3.1.4 ^{238}U

^{238}U の $\bar{\nu}_d$ に関しては ^{235}U と同じ 19 件の文献があり，データ点も可成り豊富である。此等のデータをプロットしたグラフを Fig. 4 に示す。この図から判るように，73 Evans [19] の測定が最もデータ点が多く，1.65 ～ 6.9 MeV に 14 点のデータがある。次いで 76 Meadows [29] が 2.5 ～ 5 MeV の領域で 6 点のデータを出している。76 Meadows のデータは 4 ～ 5 MeV の範囲で 73 Evans のデータと極めて良く一致している。他のデータは大部分が 1 point data，又は 2，3 のエネルギー点で測定されたデータである。

1 ～ 5 MeV の領域のデータは，Fig. 4 に見られるように，$\bar{\nu}_d$ が 0.048 前後の高い値を示すデータと，0.043 前後の低い値を示すデータと，二つのグループに分れている。高い値を示すデータには上記 73 Evans，76 Meadows の他に，56 Brunson [5]，69 Masters [6]，および 72 Clifford [27] の 1 point data が 3 MeV の近傍にある。2.7 MeV における 56 Brunson のデータは 76 Meadows のデータと良く一致している。72 Clifford の 2.77 MeV のデータは 76 Meadows より少し高い。3.1 MeV の 69 Masters のデータは，76 Meadows のデータを規格化するのに使われている。他方，低い値を示すデータには，57 Rose [7]（3 MeV），57 Keepin [9]（3.01 MeV）59 Maksyutenko [4]（2.4 および 3.3 MeV），74 Cox [26]（1.97，2.98，および 3.98 MeV）の 7 点のデータの他に 0.9 ～ 2.4 MeV の範囲で平均値（0.0436 ± 0.0028）を測定した 70 Cox [8] のデータがある。この中で 57 Rose のデータは 0.0386 ± 0.0052 と最も低く，且つ誤差が最も大きく，評価の対象にはし難い。3 MeV における 57 Keepin と 74 Cox のデータの一致は良い。又，70 Cox と 1.97 MeV の 74 Cox のデータも極めて良く一致している。59 Maksyutenko のデータは 57 Rose と 74 Cox のデータの中間の値を示している。

高い値を示すグループのデータは 0.0463 ～ 0.0492 の範囲に在り，他方，低い値を示すグルー

プのデータは 0.0386 ～ 0.0439 の範囲に在り，最も新しい 77 Besant [28]（2.77 MeV）のデータは 0.0445 で，二つのグループの中間の値を示している。

1 ～ 5 MeV 領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）のエネルギー依存性は余り明白ではない。Fig. 4 から判るように，76 Meadows のデータは明らかに正の勾配を示しているのに対し，74 Cox のデータの勾配は僅かながら負の値を示しており，又，59 Maksyutenko のデータは 2 点のみであるが可成り大きな負の勾配を示している。76 Meadows と 74 Cox とは共に ANL のデータで，且つ測定年代も比較的新しいにも拘らず，$\bar{\nu}_d$ の値に可成りの discrepancy があり，且つ $d\bar{\nu}_d / dE_n$ の符号が相反している事から，この領域の評価は可成り難しいが，上述したように 4 ～ 5 MeV の範囲で 76 Meadows のデータは 73 Evans のデータに極めて良く一致（接続）している事，および ^{233}U，^{235}U，又は次に述べる ^{239}Pu の様に測定データが豊富な核種では 3 MeV 以下の領域では皆，正の勾配となっている事から，76 Meadows のデータの方が，より信頼性に富んでいるように思われる。

$\bar{\nu}_d$（E_n）が急激に減少する 5 ～ 7 MeV の領域は，殆どが 73 Evans のデータ（9 点）で，他には 76 Meadows のデータが 5 MeV に 1 点あるのみである。73 Evans のデータから判断して，この領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）は直線で極めて良く近似出来る。73 Evans のデータを最小自乗法を用いて 1 次式で fit させ，5 MeV におけるこの式の値を求めると，0.04603 となり 76 Meadows の値 0.04831 より 5 %程低くなる。又，この式は 4.75 MeV の 73 Evans のデータを約 2 % のずれで再現する。この事から 76 Meadows の 5 MeV のデータは少し高いのではないかと考えられる。

次に 7 ～ 14 MeV の領域は ^{233}U および ^{235}U と全く同様で，測定データは 1 件も無い。しかし，14 ～ 15 MeV の領域のデータは $^{232}T_h$ の場合と事情が似ており，10 件の測定データがある。7 MeV 以下の $\bar{\nu}_d$ の値と比較して，非常に高い値を示すデータのグループと，低い値を示すデータのグループに分れているのも，$^{232}T_h$，^{233}U，および ^{235}U の場合と全く同じである。非常に高い値を示すグループには，14 MeV における 50 Sun [10]，60 McGarry [11] のデータ，および 15 MeV における 59 Maksyutenko [4] のデータが在り，$\bar{\nu}_d$ の値は 0.065 ～ 0.08 の範囲に分布しており，この三者のデータの間にも大きな discrepancy が見られる。他方，低い値を示すグループには，14 MeV 近傍に 67 Herrmann [14]，69 Keepin [17]，69 Notea [15]，および 72 Benedict [16] のデータ，15 MeV 近傍には 66 Butsko [30]，69 Keepin [17]，69 Masters [6]，および 71 Brown [18] のデータが在り，$\bar{\nu}_d$ の値は 0.02 ～ 0.03 の範囲に分布している。14 MeV 近傍の 67 Herrmann，69 Keepin，および 72 Benedict のデータの一致は極めて良い。上記三者のデータに対して 69 Notea のデータは少し低い値を示している。15 MeV 近傍のデータは 14 MeV のデータ程ではないが，比較的良い一致を示している。

最後に 7 ～ 15 MeV 領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）のエネルギー依存性に就て考察してみると，現在は 7 ～ 14 MeV 領域に測定データが無いので確実な事は云えないが，^{233}U および ^{235}U のエネルギー依存性と同様と仮定すると，5 ～ 7 MeV 領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）の急激な減少は約 9 MeV 迄続き，9 MeV 以上で殆ど平らな直線となる事が予想される。しかし，14.1 および 14.9 MeV における 69 Keepin のデータに，^{233}U および ^{235}U とは異った傾向が見られる。即ち，^{233}U および ^{235}U の場合には，両エネルギー点における $\bar{\nu}_d$ の値は殆ど同じであるが，^{238}U の場合，14.9 MeV の値が少し低い。従って 2 点のみではあるが，69 Keepin のデータおよび 69 Masters のデータに

基いて$\bar{\nu}_d$（E_n）の勾配を決めると，この直線は可成り大きな負の勾配を有し，6.9 MeV における 73 Evans のデータにほゞ一致する。しかし，何れにしても今後この領域の測定データが集積する事が何よりも強く要望されると共に，理論に基く究明も発展させねばならない。

3.1.5　$^{239}P_u$

$^{239}P_u$ の $\bar{\nu}_d$ に関する文献は $^{232}T_h$ の場合と同じ 14 件で，^{235}U および ^{238}U よりはやゝ少い。最も測定点が多いのはU同位核種の場合と同じく，73 Evans [19] のデータで，50 keV ～ 1.75 MeV の領域で 18 点のデータを出している。次いで 74 Cox [26] が 1，2，3，4 MeV で 4 点のデータを出している。他は 2 points data が 4 件，1 point data が 7 件で，この他に 0.1 ～ 1.8 MeV の範囲で平均値を求めた 72 Krick [21] のデータがある。此等のデータをプロットしたグラフを Fig. 5 に示す。

熱領域には 6 件のデータがあるが，データ間に大きな discrepancy が見られる。最も大きな値 $\bar{\nu}_d$ = 0.009 を出しているのが 47 de Hoffmann [31] のデータで，次いで 47 Wilson [32] と 69 Notea [15] が 0.0076 と，これも可成り大きな値を与えている。その他は 71 Conant [20] が 0.00661，57 Keepin [9] が 0.0061，56 Brunson [5] が 0.00604 と，MeV 領域のデータと比較して妥当な値を出している。最大値を示す 47 de Hoffmann と最小値を示す 56 Brunson のデータの間にはファクター 1.5 の差がある。56 Brunson と 57 Keepin のデータの一致は極めて良い。従って，熱領域の $\bar{\nu}_d$ を評価する場合，47 de Hoffmann，47 Wilson，および 69 Notea のデータは評価の対象から外すべきであろう。

次に 50 keV ～ 4 MeV の領域には上に述べた 73 Evans [19] および 74 Cox [26] のデータの他に，56 Brunson [5]（0.42 MeV），57 Rose [7]（1 MeV），57 Keepin [9]（1.59 MeV），69 Masters [6]（3.1 MeV），および最も新しい 77 Besant [28]（0.74 MeV）のデータがある。Fig. 5 に見られるように，$^{239}P_u$ の場合も ^{238}U と同様に，この領域では $\bar{\nu}_d$ の高い値と低い値とを有するデータの二つのグループに分れている。高い値を示すデータは，56 Brunson，57 Rose および 74 Cox のデータで，0.007 前後の値を与えている。他方，低い値を示すデータは，57 Keepin，72 Krick，73 Evans，および 77 Besant のデータで 0.0062 の近傍に集中しており，高い値を有するグループよりもデータのばらつきは小さい。特に 57 Keepin と 73 Evans のデータの一致は極めて良い。73 Evans と 74 Cox のデータのエネルギー依存性を比べてみると，73 Evans のデータは正の勾配を示しており，他方，74 Cox のデータは僅かながら負の勾配を示している。又，73 Evans のデータを最小自乗法を用いて直線で近似し，この直線を 4 MeV 迄外挿すると，3 ～ 4 MeV における 69 Masters および 74 Cox のデータと極めて良く一致する。更に，73 Evans の低エネルギーにおけるデータは，熱領域の 56 Brunson および 57 Keepin のデータと完全に一致する。一方，74 Cox のデータを熱領域へ外挿すると，71 Conant のデータに近いが少し高い値を示す。以上の事から 74 Cox のデータは 71 Conant のデータと consistent であり，又，73 Evans のデータは 57 Keepin，72 Krick，77 Besant，および 3 ～ 4 MeV で 69 Masters および 74 Cox のデータと極めて consistent であると云える。Thermal ～ 2 MeV の領域で何れのデータを採用するかゞ評価する際には問題となるが，U同位核種の場合と同様に，こゝでも亦，57 Keepin，73 Evans，および 69 Masters のデータを採るのが，

重核種全体の consistency を保つ上からも妥当ではないかと思う。

^{239}Pu の場合，73 Evans は 2 MeV 以上では測定を行なっていないので，4～14 MeV の領域には測定データは全く無い。14～15 MeV には 61 Shpakov [12]（14.5 MeV），69 Keepin [17]（14.1 および 14.9 MeV），および 69 Masters [6]（14.9 MeV）の 3 件のデータしかない。61 Shpakov のデータは，今迄に見られたソ連のデータと同様に，0.0135 と云う極めて大きな値を与えている。他方，69 Keepin および 69 Masters のデータは 0.0042 前後の低い値を示しており，両者のデータの一致も良い。そこで，この領域も亦，評価としては後者の低い値を採るべきであろう。69 Keepin および 69 Masters のデータから判断して，この領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）は殆ど一定に近い値を持つものと考えられる。

$^{239}P_u$ に就ては $\bar{\nu}_d$（E_n）が急激に減少する 4～7 MeV 領域の測定値は無いので，この領域の評価には ^{233}U および ^{235}U に見られる系統性，および理論計算を用いねばならない。

3.1.6　$^{240}P_u$，$^{241}P_u$，および $^{242}P_u$

今迄の小節で述べた $^{232}T_h$ から $^{239}P_u$ 迄の 5 核種のデータと比べて，$^{240}P_u$，$^{241}P_u$，および $^{242}P_u$ の 3 核種に関しては，データが極めて少い。

$^{240}P_u$ に就ては 2.13 MeV に 57 Keepin [9]，14.1 および 14.9 MeV に同じく 69 Keepin [17] のデータが計 3 点あるのみである。これを Fig. 6 に示すが，データ点が少いので，Keepin が出した元のデータと，79 Tuttle [1] によって adjust された値とを併せてプロットした。

$^{241}P_u$ に就ては熱領域に 61 Cox [33]，14.9 MeV に上記 69 Keepin の 1 point data に加えて，76 Meadows [29] が 0.15～5 MeV の領域で 15 点のデータを測定しているので，比較的データは多い。Fig. 7 から 61 Cox のデータと 76 Meadows のデータは一見 consistent に接続しているように見えるが，0.15 MeV のデータは thermal value よりも 10 %以上低く，又，全体としてもデータに起伏があり，且つ他の核種と異なるエネルギー依存性を示す。即ち，0.4 MeV から 1 MeV にかけて $\bar{\nu}_d$（E_n）が減少している。$^{241}P_u$ の場合，このようなエネルギー依存性が正しいか否かは今後の測定データの出現を持たねばならないが，現時点では此等 3 件のデータに基いて $\bar{\nu}_d$（E_n）の評価を進めねばなるまい。

$^{242}P_u$ に就ては，0.7～1.3 MeV の領域で $\bar{\nu}_d$（E_n）の平均値 0.015 ± 0.005 を求めた 72 Krick [21] のデータと，0.64～1.25 MeV のほゞ同じ領域で 4 点の測定を行なった 73 Evans [19] のデータとがあるのみである。73 Evans のデータは 0.0149～0.0160 の範囲に分布しており，多少高目ながら 72 Krick の平均値とほゞ一致している。$^{242}P_u$ に関しては，14～15 MeV 領域のデータは無く，従って 1.25 MeV 以上の領域では，測定データは皆無である。

3.1.7　$\bar{\nu}_d$ の（Z，A）依存性とエネルギー依存性

3.1.1～3.1.6 に於て $^{232}T_h$ から $^{242}P_u$ 迄の重要核種の $\bar{\nu}_d$ に関する測定データの現状と，評価を行なう際の問題点とに就て述べたが，重い核種の $\bar{\nu}_d$ に就ては，個々の核種の原子番号 Z および質量数 A と $log_{10}\bar{\nu}_d$ との間に Fig. 8 に示すような直線関係が成立する事が経験的に知られている。Fig. 8 は 79 Tuttle [1] が review paper の中で使用している図であるが，横軸には（3Z－A_c）A_c／Z をパラメータとして採っている。こゝで A_c は複合核の質量数を表わす。

図中で核種名の横に付したnは中性子による核分裂，γは光子による核分裂，sは自然核分裂（spontaneous fission）を表わす。この図から判るように，大部分の核種はこの線上に乗るが，中にはこの直線からはずれる核種も幾つかある。$^{242}P_u$もその例であるが，3.1.6で述べたように，この核種は測定データが2件しかないので，今後測定データがふえれば直線に乗る方向に近ずくかも知れない。$^{242}P_u$に限らず一般に直線からはずれている核種は，測定データが乏しいものが多い。重い核全般に亘って，$\bar{\nu}_d$の測定データは$\bar{\nu}_p$に比べて少いので，将来測定データがもっと豊富になれば，（Z，A）と$log_{10}\bar{\nu}_d$との関係は更に明確になり，best fit する関数形も多少修正されるかも知れない。そしてこの関係式が確立されれば，将来$\bar{\nu}_d$の評価に大いに役立つ事は云う迄もない。

次に，$\bar{\nu}_d(E_n)$のエネルギー依存性に関しては，既に個々の核種に就て各小節で述べたように，熱領域から3～5 MeV迄の領域では，従来考えられていたように$\bar{\nu}_d(E_n)$は一定ではなく，僅かながら$d\bar{\nu}_d/dE_n$は大部分の核種に対して正の値を持っているように見える。特に^{233}U，^{235}U，および$^{239}P_u$に対しては，これは明白と考えられる。（n，n'f）反応が起る3～5 MeVから約7 MeV迄の領域では$\bar{\nu}_d(E_n)$は可成り大きな負の勾配を有する1次式で近似出来，E_nの増加と共に急激に減少する。7～15 MeVの領域では$\bar{\nu}_d(E_n)$は殆ど一定，又は極めて緩かな負の勾配を有する1次式で表わされるようである。79 Tuttle は^{233}U，^{235}U，および$^{239}P_u$の3核種に就て，Fig. 9に示すようなエネルギー依存性を仮定している。^{238}Uに就ても5 MeV以下の領域で，$\bar{\nu}_d(E_n)$に正の勾配があるように見えるが，79 Tuttle は^{238}Uに就ては言及していない。その他の核種の3～5 MeV以下におけるエネルギー依存性に関しては測定データが乏しく，明確な結論を出せないと云うのが現状である。又，79 Tuttle は$^{231}P_a$から$^{242}P_u$迄の12核種に就て，夫々，熱中性子，速中性子，および14 MeV中性子による$\bar{\nu}_d$の推奨値を載せているので，これをTable 2に示す。

3.2 Fractional Group Yield

遅発中性子のFractional Group Yield α_iおよびα_1を1とするRelative Fractional Group Yield α'_iに関する測定データは，遅発中性子データの中では可成り大きな割合を占めているが，今回収集したデータは，$^{232}T_h$が7件，^{233}Uが6件，^{235}Uが14件，^{238}Uが最も多くて16件，$^{239}P_u$が8件，$^{240}P_u$，$^{241}P_u$，$^{242}P_u$が各1件で，文献総数は23件であった。

此等の測定に用いられた中性子は，熱中性子，速中性子，および単色エネルギー中性子と様々であるが，単色中性子によるデータは，その殆どがMaksyutenko および彼のグループによって測定されたものである。Maksyutenko らのデータの特色は，遅発中性子のグループ数を5組にしている事，および第1グループ（τ_1＝～55 sec)のFractional Group Yield α_1の値を1として，他の組のα_i値をα_1に対する比として与える上記Relative Fractional Group Yield α'_iでデータを発表している事である。従ってこの方法を採らない他のデータと比較する際には，何れかの形に変換して統一する必要がある。

α_iの測定に於ては（β_iの場合も同様であるが），遅発中性子を放出する先行核の半減期τ_iをどう決めるかがα_iの値に大きく影響するが，半減期の値は測定者によって必ずしも同じではない。τ_iが比較的大きな第1および第2グループでは，それ程大きなτの差は見られないが，

τ_i が小さな第3～第5又は第6グループに就ては，測定者によって τ の値に可成り大きな差が見られる。従ってグループ数を5組にするか6組にするかによっても，半減期の短いグループの τ_i の値は可成り大きく変動する。又，当然の事ながら，核種によっても τ_i の値は多少異ってくる。

異る測定者によって求められた α_i のデータを比較，検討するのは $\bar{\nu}_d$ のように簡単ではない。その理由の一つは上に述べたように，測定者によって τ_i が多少異っている事である。もう一つの理由は下記の通りである。始めに述べたように，単色エネルギー中性子による測定はその殆どがMaksyutenko らによってのみ行なわれており，それも同一エネルギーによる測定の重複は殆ど無い。従って他の測定者のデータは大部分が速中性子による測定，残りが熱中性子又は14 MeV 中性子による測定である。速中性子による測定の場合，一口に速中性子と云ってもそのエネルギーが総て同じとは限らない。逆にむしろ測定者毎にエネルギーは異っているのではないかと考えられる。従って，α_i のデータに関して同一エネルギーで測定者が異るデータを集める事は，熱中性子による測定以外は困難である。

以上が，α_i のデータの比較が困難な理由であるが，余り厳密な事を云うと何も比較出来なくなるし，又，$\bar{\nu}_d$ のデータに見られたように，3～5 MeV 以下の領域では $\bar{\nu}_d$ は余り大きくは変化しないので，α_i の場合にも $\bar{\nu}_d$ に似た関係があるのではないかとも考えられる。そこで ^{235}U，^{238}U，および ^{239}P$_u$ に就て速中性子による測定データを夫々，Table 3，Table 4，および Table 5 にまとめ，又，熱中性子による ^{235}U の α_i の測定データを Table 6 に，^{233}U，^{239}P$_u$，および ^{241}P$_u$ の測定データを Table 7 にまとめてみた。尚，此等の表に速中性子によるデータには 75 Tuttle [34] の評価値を，熱中性子によるデータには 72 Tomlinson [35] の評価値を比較の為に添付した。

3.2.1 速中性子による α_i のデータ

速中性子による α_i の測定データとしては，55 Paxton [36]，57 Rose [7]，57 Keepin [9]，59 Maksyutenko [4]，65 Maksyutenko [37]，69 Cox [38]，および 77 Besant [28] の7件のデータが集められた。この中で 59 Maksyutenko および 65 Maksyutenko のデータは，夫々，2.4 MeV および 1.6 MeV の単色エネルギー中性子のデータであるが，速中性子の平均エネルギーに近い値と思われるので，比較する材料を豊富にする為にこゝに加えた。しかし 65 Maksyutenko のデータは Table 4 から判るように，τ_3 の値が他のデータに見られない 15.2 sec となっており，これに伴って τ_4 および τ_5 が他のデータでは夫々，τ_3 および τ_4 に対応する値となっている。又，このデータは，59 Maksyutenko のデータと比較して，τ_1 の値は極めて近いにも拘らず，α_1 の値は2倍近く異っている。

Table 3～Table 5 の3核種に共通して見られる特徴は，グループ1およびグループ2では τ_i，α_i 共にデータ間の discrepancy はそれ程大きくなく，^{235}U などはむしろ良い一致を示していると云える位であるが，グループ3～グループ5又は6では τ_i，α_i 共に大きな discrepancy が目立つ。この主たる原因は始めに述べたように τ_i が相違する事によって α_i に大きな discrepancy が現れるものと考えられるが，57 Rose のデータのように τ_5 の値は他のデータとさ程異っていないにも拘らず α_5 の値は他と比べて非常に小さいと云うケースもある。しかしこれも 57

Rose の τ_4 の値が他のデータに比べて可成り小さい事に起因する波及効果ではないかとも考えられる。

次に，75 Tuttle の評価データに注目すると，^{235}U，^{238}U，および ^{239}P$_u$ の3核種共，誤差は多少修正されているが，α_i の値は総て 57 Keepin のデータを採っている事が判る。

3.2.2　熱中性子による α_i のデータ

熱中性子による α_i の測定データとしては，^{235}U に就ては 57 Keepin[9]，59 Maksyutenko[4]，64 Maksyutenko[39]，の3件のデータがあるが，^{233}U と ^{239}P$_u$ では 57 Keepin，^{241}P$_u$ では 61 Cox[33] の各1件のテータしか無い。従って測定データ間の比較が出来るのは ^{235}U のみである。この ^{235}U の場合にも 64 Maksyutenko のデータは τ_3 が 15.5 sec と他のデータに無い値を採っており，従って τ_4 と τ_5 の値が他の τ_3 と τ_4 に対応する。

^{235}U に就て 57 Keepin と 59 Maksyutenko のデータを比較してみると，τ_1 と τ_2 が非常に近い値となっているにも拘らず，α_1 と α_2 の値は 10 %以上ずれている。又，速中性子データの場合には discrepancy が大きくなる筈の第3および第4グループの α_3 および α_4 の値が，こゝでは逆に 6 ～ 7 %のずれで小さくなっている。しかし 59 Maksyutenko と 64 Maksyutenko のデータに就て，対応する τ_i および α_i の値を比較すると，57 Keepin とは逆の傾向も出ている。何れにしても熱中性子データの場合には比較し得る測定データが少な過ぎるので，α_i に就て明確な傾向を引き出す事は出来ない。

次に 72 Tomlinson[35] の評価データを見てみると，75 Tuttle の場合と全く同様に，57 Keepin が測定していない ^{241}P$_u$ を除いて他の核種の α_i は総べて 57 Keepin のデータを採用している事が判る。これは 57 Keepin のデータは信頼性が高い事を示しているものと云えよう。

3.2.3　α_i のエネルギー依存性

3.2.1 で述べた 59 Maksyutenko および 65 Maksyutenko のデータのように，対応する τ_i の値が同じでも α_i の値が大きくずれている場合には，α_i に入射中性子のエネルギー依存性が強く働いているのではないかと云う疑問が生ずる。そこで α_i 値の測定データが最も豊富な ^{238}U に就て，τ_i の値が余りばらつかず，且つ α_i の値が大きく測定精度が良いと云う条件から第2グループを採り上げて，2 MeV 以上 21 MeV 迄の入射中性子による α_2 の測定データを集め，これをグラフにプロットした。その結果を Fig. 10 に示す。

この図にプロットされたデータの大半は Maksyutenko らの測定によるものであるが，この図から判るように，データは非常に広い範囲に分散しており，これから，α_2 のエネルギー依存性を推定するのは極めて難しい。データは3つのブロックに分れている。即ち，8 MeV 以下の領域，14 ～ 15 MeV の領域，および 18 ～ 21 MeV の領域である。8 ～ 14 MeV および 15 ～ 18 MeV の領域には測定データは全く無い。

2 MeV 近傍のデータは α_2 が 0.2 以上の大きな値を有する 66 Maksyutenko[40] のデータと，0.15 前後の値を有する 59 Maksyutenko[4] のデータに分れている。59 Maksyutenko のデータは 57 Rose[7] のデータと良い一致を示しており，且つ，67 a Maksyutenko[41] のデータにスムースに接続するように見える。ところが 75 Maksyutenko[42] の新しいデータは極めて強いエネ

ルギー依存性を示しており，5 MeV 近傍では 0.096 程度で，67 a Maksyutenko の 5 MeV における値～0.15 に比べて著しく低い。しかしこの新しいデータの 4～6 MeV における勾配は，6～8 MeV における前者の勾配にほゞ近い。

14～15 MeV の領域には 59 Maksyutenko の他に 67 Butsko[43]，67 Herrmann[14]，69 Notea[15]，70 East[44]，72 Benedict[16] の 5 件のデータがある。70 East および 72 Benedict のデータは他の 4 件のデータよりやゝ低い。これに対し 4 件のデータの一致は良い。しかし一致が良くても誤差の大きな古いデータにそれ程信頼性があるとは思われず，評価の際には何れを採るか問題となるところであろう。

18～21 MeV の領域には 67 b Maksyutenko[45] と 68 Maksyutenko[46] の 2 件のデータしかないが，こゝでも 2～8 MeV 領域と同様に，二つのデータの間にエネルギー依存性の大きな相違が見られる。即ち，67 b Maksyutenko のデータは 19.5 MeV 近傍が鋭い谷となるような形状を示しているのに対し，68 Maksyutenko のデータはゆるやかな起伏を示している。

結局はこれ丈のデータから $\alpha_2(E_n)$ の正確なエネルギー依存性を求めるのは極めて困難である。現時点におけるデータからは，可成り強いエネルギー依存性がありそうだと推定されるが，それが具体的にどのような形になるかは，更に精度の良い測定データの集積を待たねば決定出来ないであろう。

4. 遅発中性子エネルギースペクトル

遅発中性子のエネルギースペクトル（簡単の為，以後 DNS と略す）の測定は，遅発中性子データの中ではそれ程多くはないが，古くは 46 Burgy[47] の測定に始って，今日迄に約 20 件の文献が発表されている。此等 20 件の文献の内，半分以上が 1970 年代に入ってから発表されたもので，これは最近になって DNS の重要性が認識されると共に，測定データ相互の不一致が問題になってきた為と考えられる。そこで今迄に行なわれた主な測定を 1970 年代にウェイトを置いて Table 8 にまとめて見た。DNS 測定に於ては測定に使用される遅発中性子スペクトロメータが測定結果に可成り大きな影響を及ぼすのではないかと考えられているので，この Table には測定核種および入射中性子のエネルギーの他に，使用されたスペクトロメータの種類も併せて記載した。

この Table から判るように，最も古い測定として知られている 46 Burgy[47]，その 10 年後に測定を行なった 56 Batchelor[48] および 56 Bonner[49]，更にその 11 年後の測定である 67 Chrysochoides[50] は何れも ^{235}U に就て，その熱中性子による核分裂の DNS を測定しているが，此等の測定に使用されたスペクトロメータが夫々，異っている。

46 Burgy は水素の霧箱中の反跳陽子によって，個々のエネルギーグループの DNS を測定した。56 Batchelor は Harwell の BEPO 原子炉の反射体中に天然ウランを置いて，^3H_e スペクトロメータを用いて DNS を測定した。56 Bonner は遅発中性子の第 4 エネルギーグループのスペクトルを測るのにメタン霧箱を使用した。67 Chrysochoides は β 線と中性子の coincidence を用いた TOF 法によって DNS を測定した。

次に，1970 年代に入って，71 Chulik[51] は $^{252}C_f$ の自然核分裂で放出される遅発中性子の

内，第4エネルギーグループのスペクトルをTOF法で測定した。Table 8からも判るように1972年以降になると，一つの実験で1核種丈でなく，複数個の核種に就てDNSが測定されるようになった。72 Fieg[52]は14 MeV中性子による^{235}U，^{238}U，および^{239}P_uの核分裂で放出される遅発中性子のスペクトルをproton recoil counterを用いて測定した。尚，72 Fiegは^{235}Uの熱中性子核分裂によるDNSも併せて測っている。73 Shalev[53]はイスラエルの研究炉の中性子を用いて^{232}T_h，^{233}U，^{235}U，^{238}U，および^{239}P_uの5核種からのDNSを高圧^{3}H_e比例計数管で測定した。これに対して，ワシントン大学の74 Sloan[54]および77 Eccleston[55]は，メタンを充塡したproton recoil counterを用いてDNSを測定した。但し，74 Sloanは熱中性子による^{235}U，^{238}U，および^{239}P_uからのDNSを，他方，77 Ecclestonは，10 MeV陽子による^{9}B_e（p，n）^{9}B反応からの速中性子を用いて，73 Shalevと同じ^{232}T_h～^{239}P_uの5核種からのDNSを測定している。最後に，LASLの77 Evans[56]は3.75 MeV陽子による厚いL_iターゲットからの速中性子を用いて，^{235}U，^{238}U，および^{239}P_uからのDNSを^{3}H_e比例計数管で測定した。

DNSの測定結果は，従来，簡単なグラフでしか与えられなかったが，最近ではグラフが詳細になると共に，数値データも多数掲載されるようになった。しかし，断面積や$\bar{\nu}_p$，$\bar{\nu}_d$のデータと異り，エネルギーに関して連続的に測定されたDNSのデータを幾つかの測定に就て重ねてプロットするのは，計算機を使用しない限り容易ではない。今回は，DNSデータを計算機に入力する余裕もなかったので，77 Saphier[57]が論文に記載しているグラフを利用させてもらい，幾つかの測定データに就て問題となっているdiscrepancyを指摘する。此等のDNSのグラフをFig. 11～Fig. 17に示す。尚，77 Saphierの論文は^{232}T_h～^{239}P_uの5核種に就て，熱中性子，速中性子，および14.7 MeV中性子による核分裂から放出される遅発中性子のエネルギースペクトルを評価したもので，^{85}A_sから^{144}C_s迄の21箇の先行核のDNSを高分解能の^{3}H_e比例計数管およびオンライン質量分析器を用いて測定した72 Shalev[58]，74a Shalev[59]および74b Shalev[60]の測定データが評価の基礎になっている。

Fig. 11～Fig. 15は夫々，^{232}T_h（Fast），^{235}U（Thermal），^{235}U（Fast），^{238}U（Fast），および^{239}P_u（Fast）に就て，77 Ecclestonの測定データと77 Saphierの評価データとを比較したものである。上で述べたように，77 Ecclestonの測定にはメタンを充塡したproton recoil counterが使われ，他方，77 Saphierの評価は高分解能の^{3}H_e比例計数管を用いた測定に基いている。この遅発中性子スペクトロメータの違いが原因しているのか否か，現時点では未だ明確な事は云えないようであるが，此等のグラフから判るように，二つのデータ間には極めて大きなdiscrepancyが見られる。このdiscrepancyは5ケース全部に共通しており，100 keV以下と，200 keV～800 keV又は1 MeVの領域に現れているが，特に100 keV以下に於て著しい。この100 keV以下の低エネルギー領域では，スペクトロメータも含めた測定法の違いがdiscrepancyの主たる原因ではないであろうかと考えられる。

次に，^{235}Uの熱中性子および速中性子による核分裂に就て，そのDNSを他の測定データも含めて77 Saphierの評価データと比較した図がFig. 16およびFig. 17である。熱中性子核分裂によるDNSデータを比較したFig. 16では3件のデータの間に77 Ecclestonのデータ程，大きなdiscrepancyは現れていない。唯，詳細に云うと，56 Batchelorのデータは100～400 keVで

77 Saphier のデータより可成り低く，600 keV ～ 1.4 MeV で僅かに高い。又，100 keV 以下で 56 Batchelor のデータは尾をひいているが，他のデータにはこれは見られない。一方，72 Fieg のデータは，56 Batchelor と比較すると，77 Saphier のデータにより良く一致している。但し，100 ～ 400 keV で少し低く，700 keV ～ 1 MeV で僅かに高い。この 2 件の測定データに就ては，面白い事に $^{3}H_{e}$ 比例計数管を用いた 56 Batchelor のデータの方が，proton recoil counter を用いた 72 Fieg のデータよりも 77 Saphier のデータからずれている。

最後に ^{235}U の速中性子核分裂による DNS データの比較を示した Fig. 17 では 72 Fieg，74 Sloan，および 77 Eccleston の 3 件の測定データが 77 Saphier の評価データと一緒にプロットされている。Fig. 11 ～ Fig. 16 と異り，中性子エネルギーを対数目盛にしている Fig. 17では，低エネルギー部分がエネルギー軸の方向に拡大されるので，100 keV 以下のデータ相互の discrepancy が明瞭に識別出来る。72 Fieg のデータは熱中性子による核分裂の場合と同様に，200 keV 以上では 77 Sapier の評価値と良い一致を示しているが，150 keV 以下で少し低い。77 Eccleston と 77 Saphier のデータ間の discrepancy は，Fig. 13 と同じであるが，77 Eccleston と同じ proton recoil counter を使用している 74 Sloan のデータも前者と同様な discrepancy を示している。しかし詳細に見ると，74 Sloan と 77 Eccleston のデータには DNS の構造の相違が可成り顕著に現れている。全体としてこの図からは，200 keV 以下の低エネルギー領域に於て，データ間の discrepancy が極めて大きくなる事が判る。

この DNS の低エネルギー領域における discrepancy の問題とスペクトロメータとの関連に就ては，1979 年の " Consultant's Meeting on Delayed Neutron Properties " でも K. － L. Kratz [61] が DNS に関するレビューの中で採り上げている。彼は proton recoil counter，TOF 法，および $^{3}H_{e}$ 比例計算管を使用する測定に就て，夫々の長所と短所を述べているが，$^{3}H_{e}$ 比例計数管に関しては，これは最近になって急速に開発された技術で，この検出器の性質に就ては最近に至る迄よく判らなかったと述べている。又，今迄の測定に於ても，100 keV 以下の低エネルギー領域でスペクトルの tail が切れて了った例を挙げている。一方，proton recoil counter に関しては，低エネルギー領域では検出効率が 10^{-5} のオーダー迄低下する欠点がある事を挙げている。

何れにしても DNS の discrepancy の問題に関しては，スペクトロメータを含めた測定法に原因がある事は，ほゞ間違いないようであるから，discrepancy を解消する為には測定法の一層の向上が強く望まれる次第である。

5. まとめ

遅発中性子データの中でも炉物理，原子炉設計の分野で重要な核データである遅発中性子収率（$\bar{\nu}_d$ および α_i）と遅発中性子エネルギースペクトルに就て，測定データの現状を述べ，且つ評価の観点から問題点を指摘したが，各章節で述べた個々の問題点をまとめると下記のようになる。

1）重い核全体に亘って，即発中性子データと比べると，遅発中性子データは測定が少い上，誤差が大きい。

2）$^{232}T_h$ から $^{242}P_u$ 迄の核種に就て $\bar{\nu}_d$ の測定が未だ行なわれていないエネルギー領域は下

記の通りである。

$^{232}T_h$ ：4～14 MeV	$^{239}P_u$ ：4～14 MeV
^{233}U ：7～14 MeV	$^{240}P_u$ ：3～14 MeV
^{235}U ：7～14 MeV	$^{241}P_u$ ：5～14 MeV
^{238}U ：7～14 MeV	$^{242}P_u$ ：1.5 MeV 以上

3）$\bar{\nu}_d$ の熱領域のデータ，および特に 14～15 MeV データの間に大きな discrepancy がある。

4）$\bar{\nu}_d$ のエネルギー依存性の検討が必要であるが，特に測定データが無い領域の $\bar{\nu}_d$（E_n）の推定が難しい。

5）α_i に就ては半減期が小さなグループに大きな discrepancy が見られる。しかし，α_i の値は半減期の決め方やグループ数にも依存するので，単純な比較によって結論を出すのは危険である。

6）α_i のエネルギー依存性に就ては，測定データが激しく分散しており，現在のデータ丈でその依存性を推定するのは極めて困難である。

7）遅発中性子のエネルギースペクトルに関しては，1970 年代の新しいデータの間にも大きな discrepancy が見られ，特に 200 keV 以下の低エネルギー領域に於て著しい。

此等の問題点を解決して行くには，何と云っても測定技術の向上および測定法の改良を図って精度の良いデータを生産する事が第一に望まれるが，しかしこれを達成するには相当長い時間を必要としよう。従って現時点で此等のデータの評価を行なうとすると，現在あるデータを吟味して取捨選択を行ない，且つデータ間の系統性を見つけ，一方では信頼出来る理論を開発しながら，此等を手掛りとして評価を進める以外，方法は無いように思う。

References

1) Tuttle, R. J. : "Delayed-Neutron Yields in Nuclear Fission", INDC(NDS)-107/G+Special, P.29, (1979).

2) CINDA-A : An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data, IAEA, Vienna (1979).

3) CINDA 80 Supplement : An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data, IAEA, Vienna (1980).

4) Maksyutenko, B. P. : Sov. Phys. JETP 8, 565 (1959).

5) Brunson, G. S., Pettitt, E. N. and McCurdy, R. D. : Nucl. Sci. Eng. 1, 174 (1956).

6) Masters, C. F., Thorpe, M. M. and Smith, D. B. : Nucl. Sci. Eng. 36, 202 (1969).

7) Rose, H. and Smith, D. B. : J. Nucl. Energy 4, 141 (1957).

8) Cox, S. A. and Dowling Whiting, E. E. : "Energy Dependence of Delayed Neutron Yield from Neutron-Induced Fission of Th-232, U-235 and U-238", ANL-7610, P.45 (1970).

9) Keepin, G. R., Wimett, T. F. and Zeigler, R. K. : J. Nucl. Energy 6, 1 (1957).

10) Sun, K. H., Charpie, R. A., Pecjak, F. A. and Jennings, B. : Phys. Rev. 79, 3 (1950).

11) McGarry, W. I., Omohundro, R. J. and Holloway, G. E. : Bull. Am. Phys. Soc. 5, 33 (1960).

12) Shpakov, V. I., Petrzhak, K. A., Bak, M. A., Kovalenko, S. S. and Kostchkin, O. I. : At. Energi. 11, 539 (1961), English translation : Sov. At. Energy 11, 1190 (1962).

13) Alexander, D. R. and Krick, M. S. : Nucl. Sci. Eng. 62, 627 (1977).

14) Herrmann, G. : "Recent Work on Delayed Fission Neutrons at the University of Mainz", IAEA Panel on Delayed Fission Neutrons, P.191, Vienna, 24-27 April (1967).

15) Notea, A. : "Prediction of Delayed Neutron Precursors", IA-1190, P.97 (1969).

16) Benedict, G., Luthardt, G. and Herrmann, G. : Radiochim. Acta 17, 61 (1972).

17) Keepin, G. R. : "Absolute Delayed Neutron Yield Measurements", LA-4320 (1969).

18) Brown, M. G., Lyle, S. J. and Martin, E. B. M. : Radiochim, Acta 15, 109, (1971).

19) Evans, A. E. and Thorpe, M. M. : Nucl. Sci. Eng. 50, 80 (1973).

20) Conant, J. F. and Palmedo, P. F. : Nucl. Sci. Eng. 44, 173 (1971).

21) Krick, M. S. and Evans, A. E. : Nucl. Sci. Eng. 47, 311 (1972).

22) Hughes, D. J., Dabbs, J., Cahn, A. and Hall, D. : Phys. Rev. 73, 111 (1948).

23) Benedict, G. : quoted by R. J. Tuttle in INDC(NDS)-107/G+Special, P.29 (1979).

24) Snell et al. : quoted by R. J. Tuttle in INDC(NDS)-107/G+Special, P.29 (1979).

25) Synetos, S. and Williams, J. G. : "Delayed Neutron Yield and Decay Constants for Thermal Neutron Induced Fission of ^{235}U", INDC(NDS)-107/G+Special, P.183 (1979).

26) Cox, S. A. : "Delayed Neutron Data — Review and Evaluation", ANL-NDM-5 (1974).

27) Clifford, D. A. : Ph. D. Thesis, Imperial College, London (1972).

28) Besant, C. B., Challen, P. J., McTaggart, M. H., Tavoularidis, P. and Williams, J. G. : Br. Nucl. Energy Soc. 16, 161 (1977).

29) Meadows, J. W. : "The Delayed Neutron Yield of ^{238}U and ^{241}Pu", ANL-NDM-18 (1976).

30) Butsko, M. : At Energi. 20, 153 (1966), English translation : Sov. At. Energy 20, 187 (1966).

31) de Hoffmann, F. and Feld, B. T. : Phys. Rev. 72, 567 (1947).

32) Wilson, R. R. : Phys. Rev. 71, 560 (1947).

33) Cox, S. A. : Phys. Rev. 123, 1735 (1961).

34) Tuttle, R. J. : Nucl. Sci. Eng. 56, 37 (1975).

35) Tomlinson, L. : "Delayed Neutron from Fission: A Compilation and Evaluation of Experimental Data", AERE - R 6993 (1972).

36) Paxton, H. C. : Nucleonics 13, 10, 49 (1955).

37) Maksyutenko, B. P. : "Variation of Relative Yields of Delayed Neutrons", IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vol. 2, P.215, Salzburg, Austria, 22-26 March (1965).

38) Cox, S. A. and Dowling Whiting, E. E. : "Energy Dependence of the Delayed Neutron Yield from Neutron Induced Fission of Th-232, U-235, and U-238", ANL-7410, P.27 (1969).

39) Maksyutenko, B. P. : Sov. At. Energy 15, 1042 (1964).

40) Maksyutenko, B. P. : J. Nucl. Energy 20, 607 (1966).

41) Maksyutenko, B. P. : "Delayed Neutrons from Uranium Isotopes, Thorium-232 and Plutonium-239", IAEA Panel on Delayed Fission Neutrons, P.191, Vienna, 24-27 April (1967).

42) Maksyutenko, B. P., Balakshev, Yu. F. and Volkova, G. I. : Sov. J. Nucl. Phys. 22, 129 (1975).

43) Butsko, M. : J. Nucl. Energy 21, 302 (1967).

44) East, L. V., Augustson, R. H., Menlove, H. O. and Masters, C. F. : Trans. Am. Nucl. Soc. 13, 760 (1970).

45) Maksyutenko, B. P., Ramazanov, R. and Tarasko, M. Z. : "Delayed Neutrons from Nuclear Fission by Neutrons with Energies of 15 to 21 MeV", IAEA Panel on Delayed Fission Neutrons, P.203, Vienna, 24-27 April (1967).

46) Maksyutenko, B. P., Ramazanov, R. and Tarasko, M. Z. : Sov. J. Nucl. Phys. 7, 189 (1968).

47) Burgy, M., Pardue, L. A., Willard, H. B. and Wollan, L. O. : Phys. Rev. 70, 104 (1946).

48) Batchelor, R. and McK. Hyder, H. R. : J. Nucl. Energy 3, 7 (1956).

49) Bonner, T. W., Bame, Jr., S. J. and Evans, J. E. : Phys. Rev. 101, 1514 (1956).

50) Chrysochoides, N. G., Nicolitsas, A. J., Papadopoulos, N. N., Zikides, C. C. and Mitsonias, C. A. : "Work in Greece on Delayed Neutrons", Proc. Conf. Delayed Fission Neutrons, P.213, STI/PUB/176, IAEA, Vienna, 24-27 April (1967).

51) Chulik, E. T., Reeder, P. L., Eichler, E. and Bemis, C. E. : Nucl. Phys. A168, 250 (1971).

52) Fieg, G. : J. Nucl. Energy 26, 585 (1972).

53) Shalev, S. and Cuttler, J. : Nucl. Sci. Eng. 51, 52 (1973).

54) Sloan, W. R. and Woodruff, G. L. : Nucl. Sci. Eng. 55, 28 (1974).

55) Eccleston, G. W. and Woodruff, G. L. : Nucl. Sci. Eng. 62, 636 (1977).

56) Evans, A. E. and Krick, M. S. : Nucl. Sci. Eng. 62, 652 (1977).

57) Saphier, D., Ilberg, D., Shalev, S. and Yiftah, S. : Nucl. Sci. Eng. 62, 660 (1977).

58) Shalev, S. and Rudstam, G. : Phys. Rev. Lett. 28, 687 (1972).

59) Shalev, S. and Rudstam, G. : Nucl. Phys. A230, 153 (1974).

60) Shalev, S. and Rudstam, G. : Nucl. Phys. A235, 397 (1974).

61) Kratz, K-L. : "Review of Delayed Neutron Energy Spectra", INDC(NDS)-107/G+Special, P.103 (1979).

Table 1 Delayed Neutron Data

1. Delayed Neutron Yield
   - i) Absolute Total Yield ($\bar{\nu}_d$)
   - ii) Relative Total Yield (Ratio to $^{235}\bar{\nu}_d$, $^{238}\bar{\nu}_d$)
   - iii) Delayed Neutron Fraction ($\beta = \frac{\bar{\nu}_d}{\bar{\nu}_t}$)
   - iv) Delayed Neutron Group Fraction (β_i, $\sum_i \beta_i = \beta$)
   - v) Fractional Group Yield (α_i, $\sum_i \alpha_i = 1$)
   - vi) Relative Fractional Group Yield (α_i', $\alpha_i' = 1$)

2. Delayed Neutron Spectra

3. Data on Delayed Neutron Precursor
   - i) Neutron Emission Probability (Pn)
   - ii) Half-life (τ_i), Decay Constant (λ_i)
   - iii) Decay Curve
   - iv) Kinetic Energy of Fission Fragment

4. Others

   Average Kinetic Energy of Delayed Neutron, etc.

Table 2 Delayed-Neutron Yields* Recommended by Tuttle

Nuclide	Thermal	Fast	14 MeV
^{231}Pa	-	(0.0111 ± 0.0011) 10.0%	0.0080 ± 0.0026 32.5%
^{232}Th	-	0.0531 ± 0.0023 4.2%	0.0285 ± 0.0013 4.6%
^{233}U	0.00667 ± 0.00029 4.3%	0.00731 ± 0.00036 4.9%	0.00422 ± 0.00025 5.2%
^{234}U	-	(0.0105 ± 0.0011) 10.7%	(0.0062 ± 0.0008) 13.3%
^{235}U	0.01621 ± 0.00050 3.1%	0.01673 ± 0.00036 2.1%	0.00927 ± 0.00029 3.1%
^{236}U	-	(0.0221 ± 0.0024) 10.7%	(0.013 ± 0.002) 13.3%
^{238}U	-	0.0439 ± 0.0010 2.3%	0.0273 ± 0.0008 2.9%
^{238}Pu	-	(0.0047 ± 0.0005) 10.7%	0.0028 ± 0.0004 13.3%
^{239}Pu	0.00628 ± 0.00038 6.0%	0.00630 ± 0.00016 2.5%	0.00417 ± 0.00016 3.7%
^{240}Pu	-	(0.0095 ± 0.0008) 7.9%	0.00671 ± 0.00050 7.5%
^{241}Pu	(0.0152 ± 0.0011) 7.3%	(0.0152 ± 0.0011) 7.3%	0.00834 ± 0.00070 8.4%
^{242}Pu	-	(0.0221 ± 0.0026) 11.8%	(0.0084 ± 0.0011) 13.3%

* Values influenced by empirical estimates are shown in parentheses.

Table 3 Comparison of the Experimental and Evaluated Data on Fractional Group Yields of Fast Fission Delayed Neutrons for ^{235}U

i	57 Rose		59 Maksyutenko (2.4 MeV neutron)		69 Cox	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	55.6	0.035±0.001	56.09	0.037	54.76	0.033
2	22.0	0.224±0.007	22.27	0.221	22.08	0.218
3	4.51	0.340±0.017	5.46	0.217	6.51	0.184
4	1.52	0.320±0.021	2.17	0.409	2.22	0.397
5	0.43	0.081±0.027	0.435	0.116	0.497	0.168

i	55 Paxton		57 Keepin		77 Besant		75 Tuttle(Evaluation)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	54.3	0.036±0.006	54.51	0.038±0.003	55.32	0.035±0.002	54.58	0.038±0.004
2	21.7	0.210±0.019	21.84	0.213±0.005	21.26	0.234±0.003	21.87	0.213±0.007
3	5.87	0.192±0.027	6.00	0.188±0.016	5.13	0.216±0.069	6.027	0.188±0.024
4	2.18	0.409±0.022	2.23	0.407±0.007	2.52	0.290±0.055	2.229	0.407±0.010
5	0.46	0.135±0.008	0.496	0.128±0.008	0.829	0.178±0.038	0.4951	0.128±0.012
6	0.126	0.018±0.004	0.179	0.026±0.003	0.185	0.047±0.013	0.1791	0.026±0.004

Table 4 Comparison of the Experimental and Evaluated Data on Fractional Group Yields of Fast Fission Delayed Neutrons for ^{238}U

i	57 Rose		59 Maksyutenko (2.4 MeV neutron)		65 Maksyutenko (1.6 MeV neutron)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	55.6	0.012±0.001	54.88	0.012	55	0.0225
2	22.0	0.154±0.005	21.41	0.152	24	0.204 ±0.003
3	4.51	0.266±0.017	5.47	0.176	15.2	0.0605±0.0003
4	1.52	0.401±0.032	1.95	0.440	5.2	0.189 ±0.004
5	0.43	0.167±0.033	0.568	0.220	2.2	0.524 ±0.022

i	55 Paxton		57 Keepin		77 Besant		75 Tuttle(Evaluation)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	53.0	0.011±0.003	52.38	0.013±0.001	52.51	0.013	52.51	0.013±0.001
2	22.0	0.128±0.013	21.58	0.137±0.002	21.935	0.144±0.003	21.59	0.137±0.003
3	4.94	0.182±0.018	5.00	0.162±0.020	4.68	0.182±0.031	4.987	0.162±0.030
4	1.77	0.405±0.017	1.93	0.388±0.012	1.88	0.372±0.024	1.936	0.388±0.018
5	0.39	0.240±0.015	0.490	0.225±0.013	0.379	0.257±0.026	0.4916	0.225±0.019
6	0.117	0.034±0.008	0.172	0.075±0.005	0.0619	0.032±0.030	0.1724	0.075±0.007

Table 5 Comparison of the Experimental and Evaluated Data on Fractional Group Yields of Fast Fission Delayed Neutrons for ^{239}Pu

i	55 Paxton		57 Rose	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	53.7	0.037±0.016	55.6	0.031±0.002
2	22.9	0.265±0.037	22.0	0.304±0.013
3	6.11	0.193±0.019	4.51	0.317±0.014
4	2.14	0.378±0.013	1.52	0.293±0.024
5	0.40	0.120±0.007	0.43	0.055±0.018
6	0.15	0.007±0.004	—	—

i	57 Keepin		77 Besant	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	53.75	0.038±0.003	55.01	0.030±0.002
2	22.29	0.280±0.004	23.03	0.294±0.006
3	5.19	0.216±0.018	5.874	0.181±0.039
4	2.09	0.328±0.010	2.1935	0.373±0.025
5	0.549	0.103±0.009	0.425	0.108±0.091
6	0.216	0.035±0.005	0.1894	0.014±0.042

75 Tuttle(Evaluation)	
τ_i(s)	α_i
53.73	0.038±0.004
22.29	0.280±0.006
5.173	0.216±0.027
2.094	0.328±0.015
0.5501	0.103±0.013
0.2159	0.035±0.007

Table 6 Comparison of the Experimental and Evaluated Data on Fractional Group Yields of Thermal Fission Delayed Neutrons on ^{235}U

i	57 Keepin		59 Maksyutenko		64 Maksyutenko		72 Tomlinson (Evaluation)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	55.72	0.033±0.003	55.55	0.039	55	0.039	55.72	0.033±0.004
2	22.72	0.219±0.009	22.02	0.245	24	0.147±0.0023	22.72	0.219±0.013
3	6.22	0.196±0.022	6.06	0.206	15.5	0.139±0.0027	6.22	0.196±0.033
4	2.30	0.395±0.011	2.25	0.418	5.2	0.208±0.0150	2.30	0.395±0.016
5	0.610	0.115±0.009	0.462	0.092	2.2	0.467±0.0116	0.610	0.115±0.013
6	0.230	0.042±0.008					0.230	0.042±0.012

Table 7 Comparison of the Experimental and Evaluated Data on Fractional Group Yields of Thermal Fission Delayed Neutrons

^{233}U

i	57 Keepin		72 Tomlinson (Evaluation)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	55.00	0.086±0.003	55.00	0.086±0.004
2	20.57	0.299±0.004	20.57	0.299±0.006
3	5.00	0.252±0.040	5.00	0.252±0.059
4	2.13	0.278±0.020	2.13	0.278±0.030
5	0.615	0.051±0.024	0.615	0.051±0.036
6	0.277	0.034±0.014	0.277	0.034±0.021

^{239}Pu

i	57 Keepin		72 Tomlinson (Evaluation)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	54.28	0.035±0.009	54.28	0.035±0.013
2	23.04	0.298±0.035	23.04	0.298±0.052
3	5.60	0.211±0.048	5.60	0.211±0.071
4	2.13	0.326±0.033	2.13	0.326±0.049
5	0.618	0.086±0.029	0.618	0.086±0.043
6	0.257	0.044±0.016	0.257	0.044±0.024

^{241}Pu

i	61 Cox		72 Tomlinson (Evaluation)	
	τ_i(s)	α_i	τ_i(s)	α_i
1	54.0	0.010±0.003	54.0	0.010±0.003
2	23.2	0.233±0.006	23.2	0.229±0.006
3	5.6	0.176±0.026	5.6	0.173±0.025
4	1.97	0.396±0.051	1.97	0.390±0.050
5	0.43	0.185±0.019	0.43	0.182±0.019
6			0.2	0.016±0.006

Table 8 Measurements of Delayed Neutron Spectra

Expementalist	Target Nuclide	Incident Neutron	Spectrometry
46 Burgy	^{235}U	Thermal Fission	proton*
56 Batchelor	^{235}U	Thermal Fission	^{3}He**
56 Bonner	^{235}U		methane†
67 Chrysochoides	^{235}U	Thermal Fission	TOF††
71 Chulik	^{252}Cf	Spontaneous Fiss.	TOF
72 Fieg	^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu	14 MeV	proton
73 Shalev	^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu	Reactor Spectrum	^{3}He
74 Sloan	^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu	Thermal Fission	proton
77 Eccleston	^{232}Th, ^{233}U, ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu	Fast Fission	proton
77 Evans	^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu	Fast Fission	^{3}He

* proton recoil counter
** ^{3}He proportional counter
† methane cloud chamber
†† time of flight method

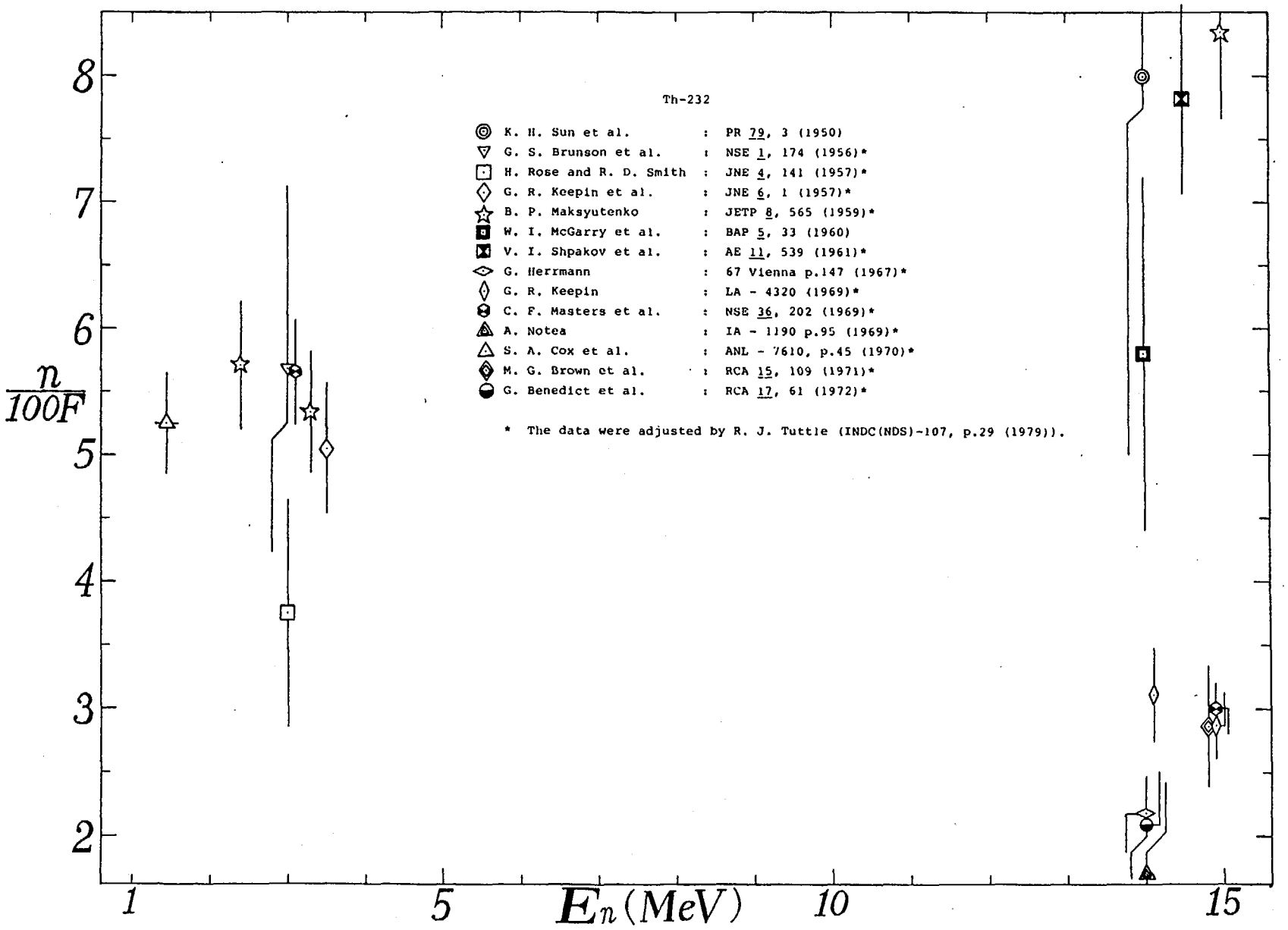


Fig. 1 Absolute total yield of delayed neutron for ^{232}Th

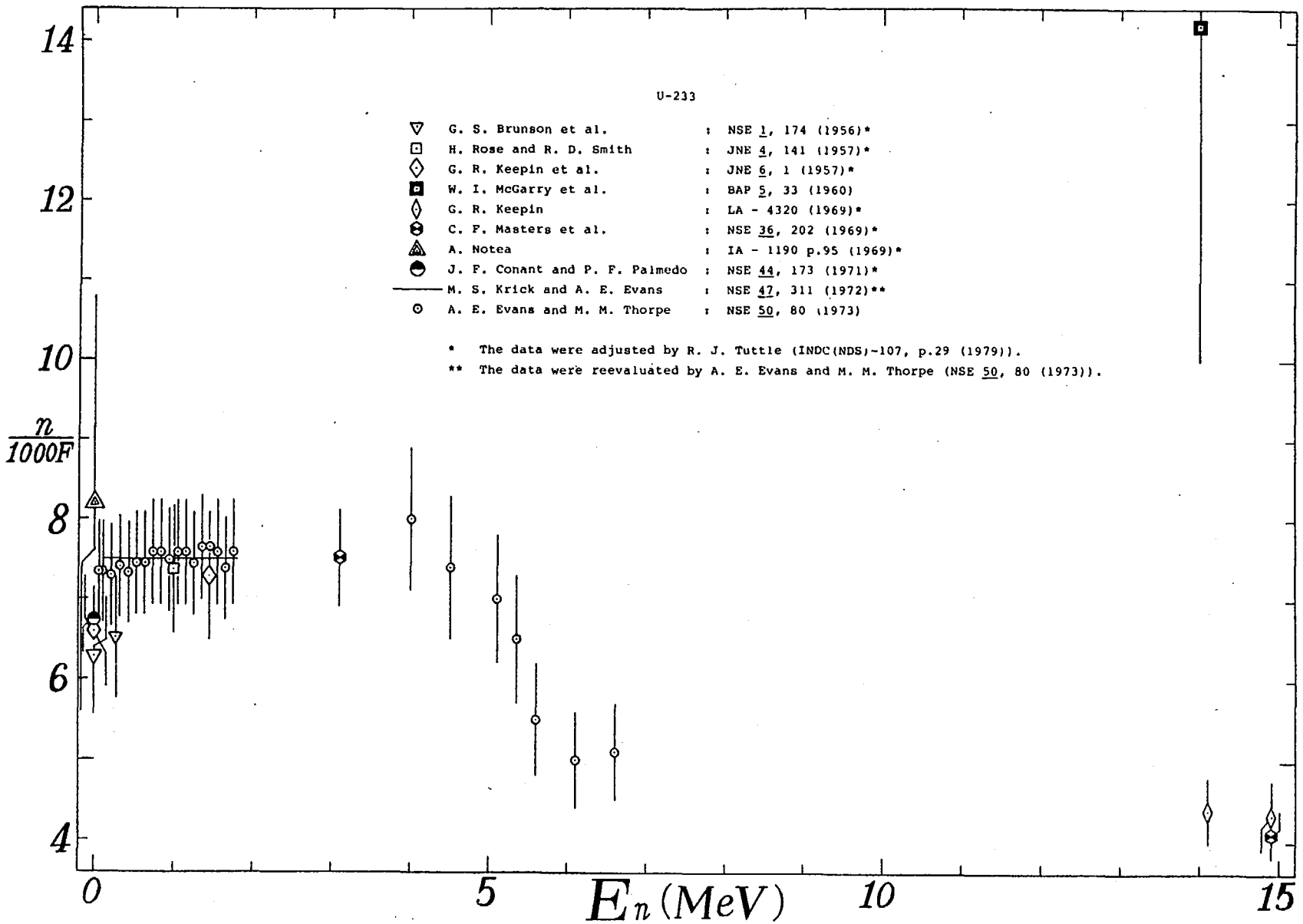


Fig. 2 Absolute total yield of delayed neutron for ^{233}U

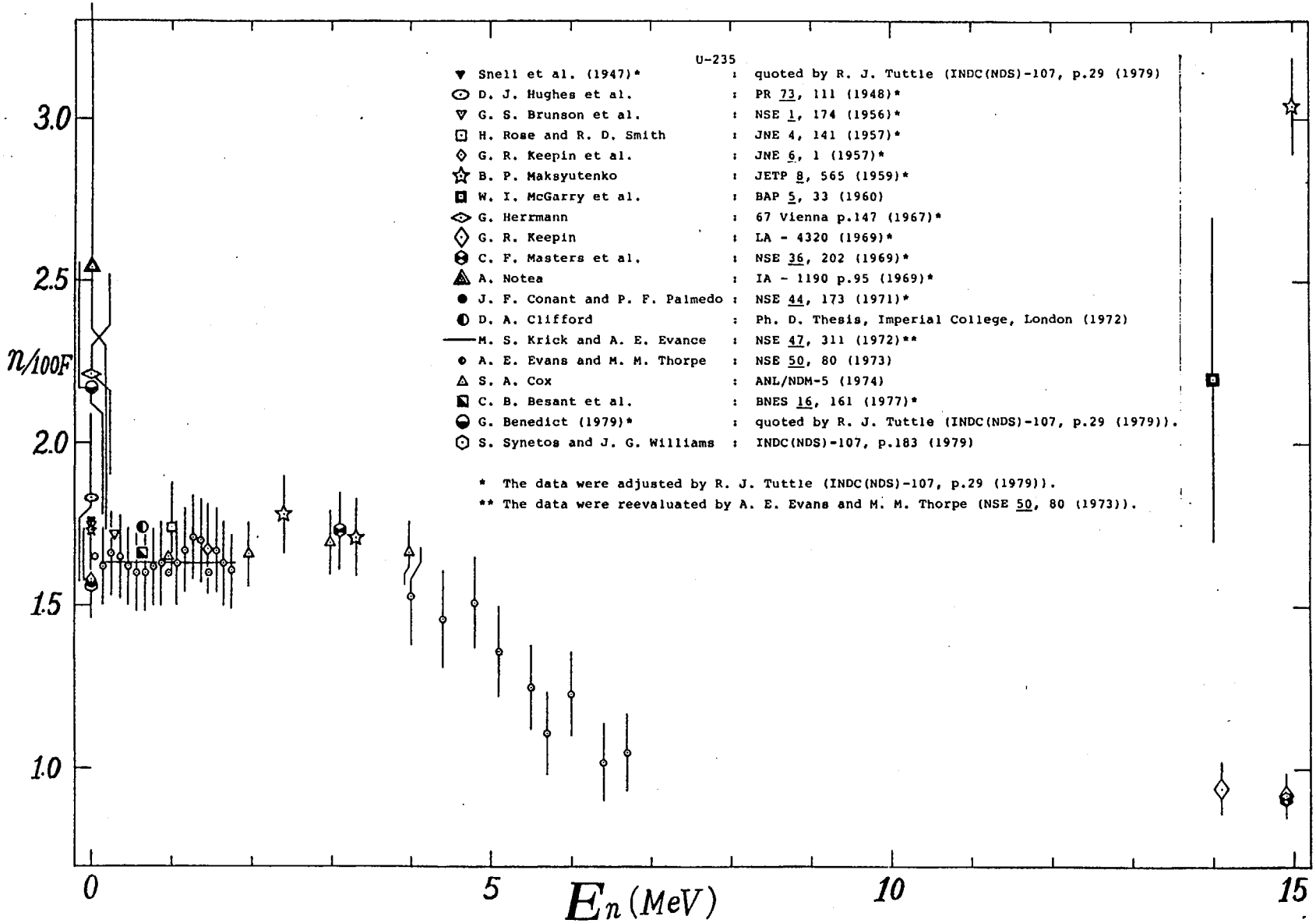


Fig. 3 Absolute total yield of delayed neutron for ^{235}U

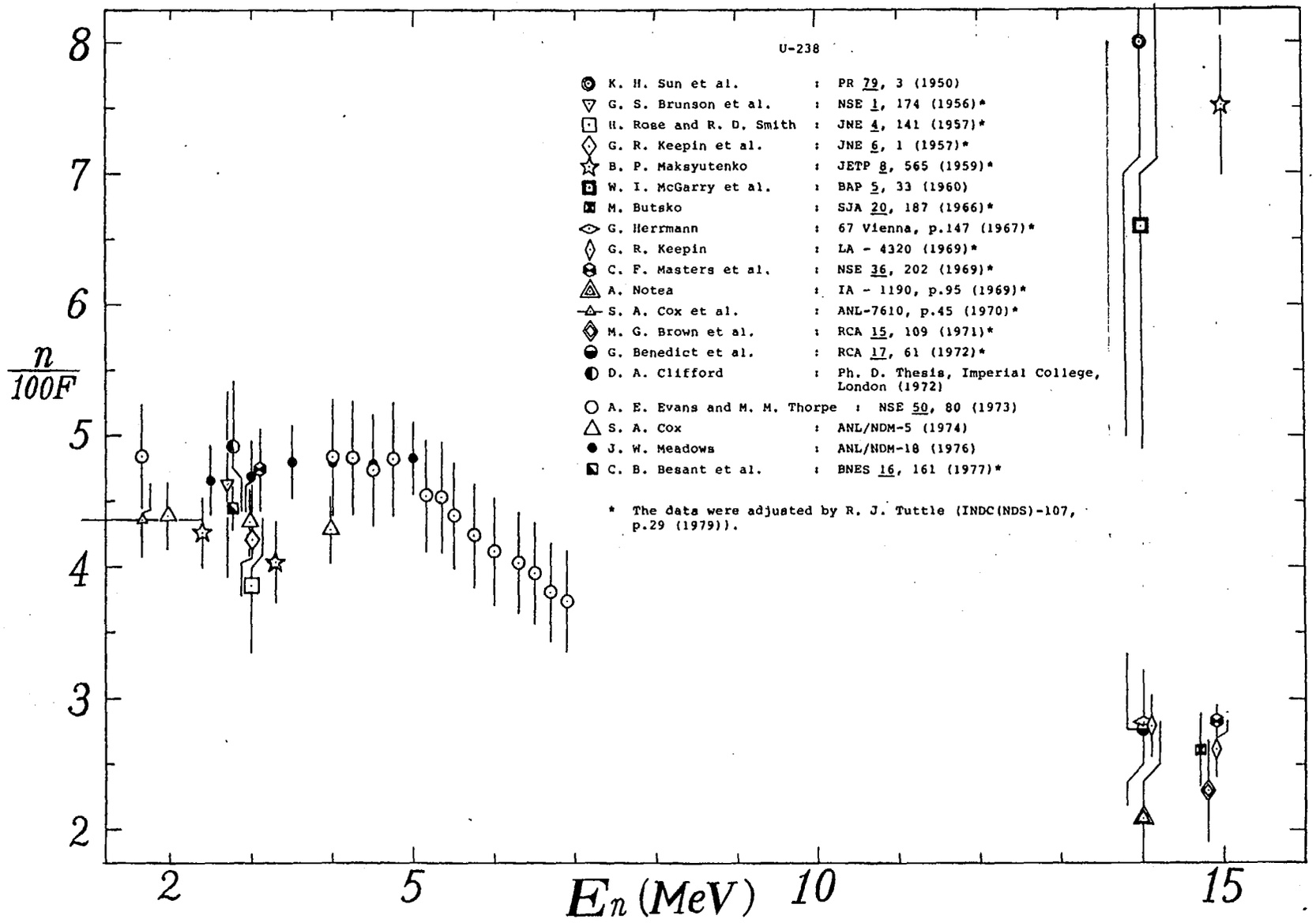


Fig. 4 Absolute total yield of delayed neutron for ^{238}U

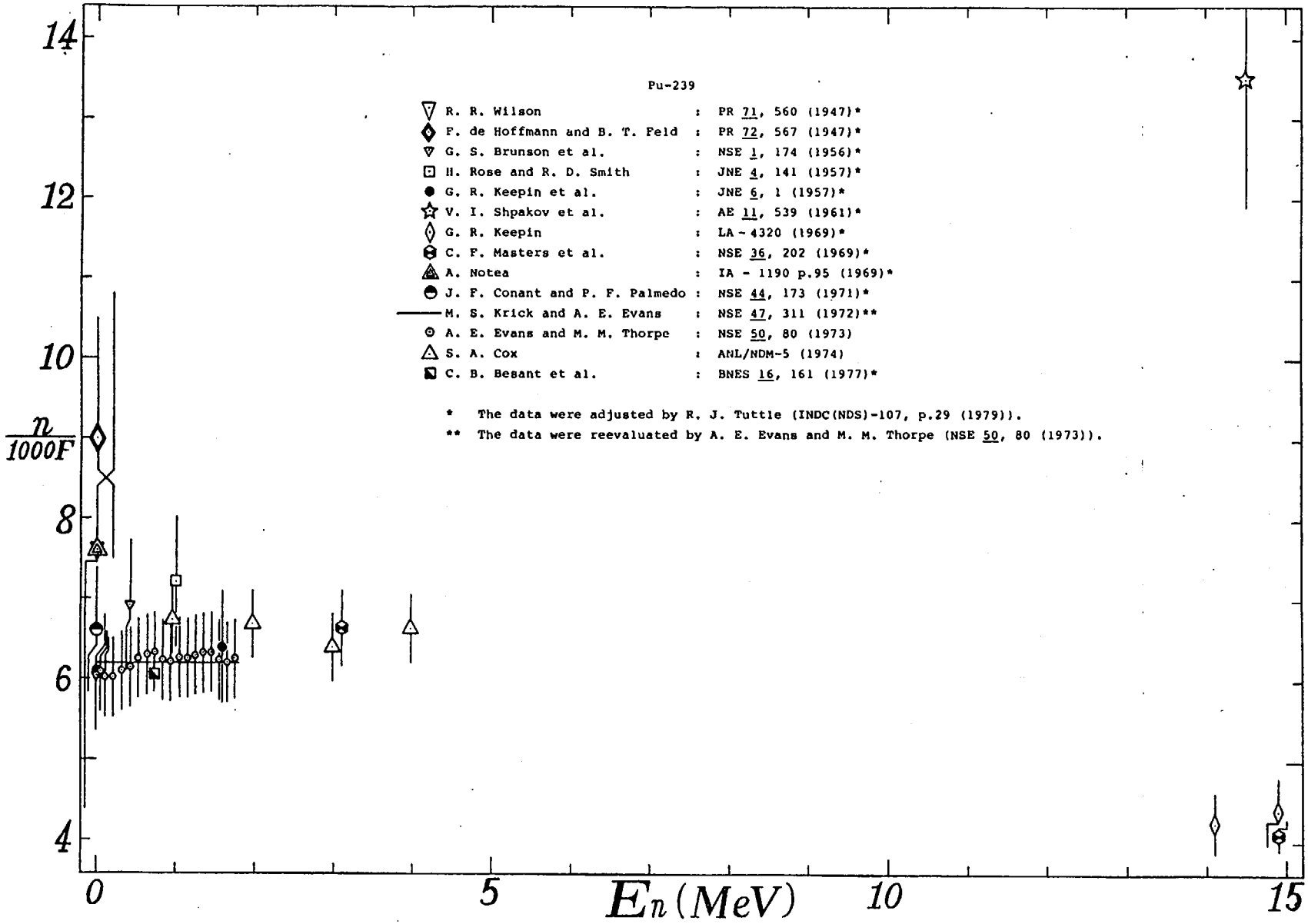


Fig. 5 Absolute total yield of delayed neutron for ^{239}Pu

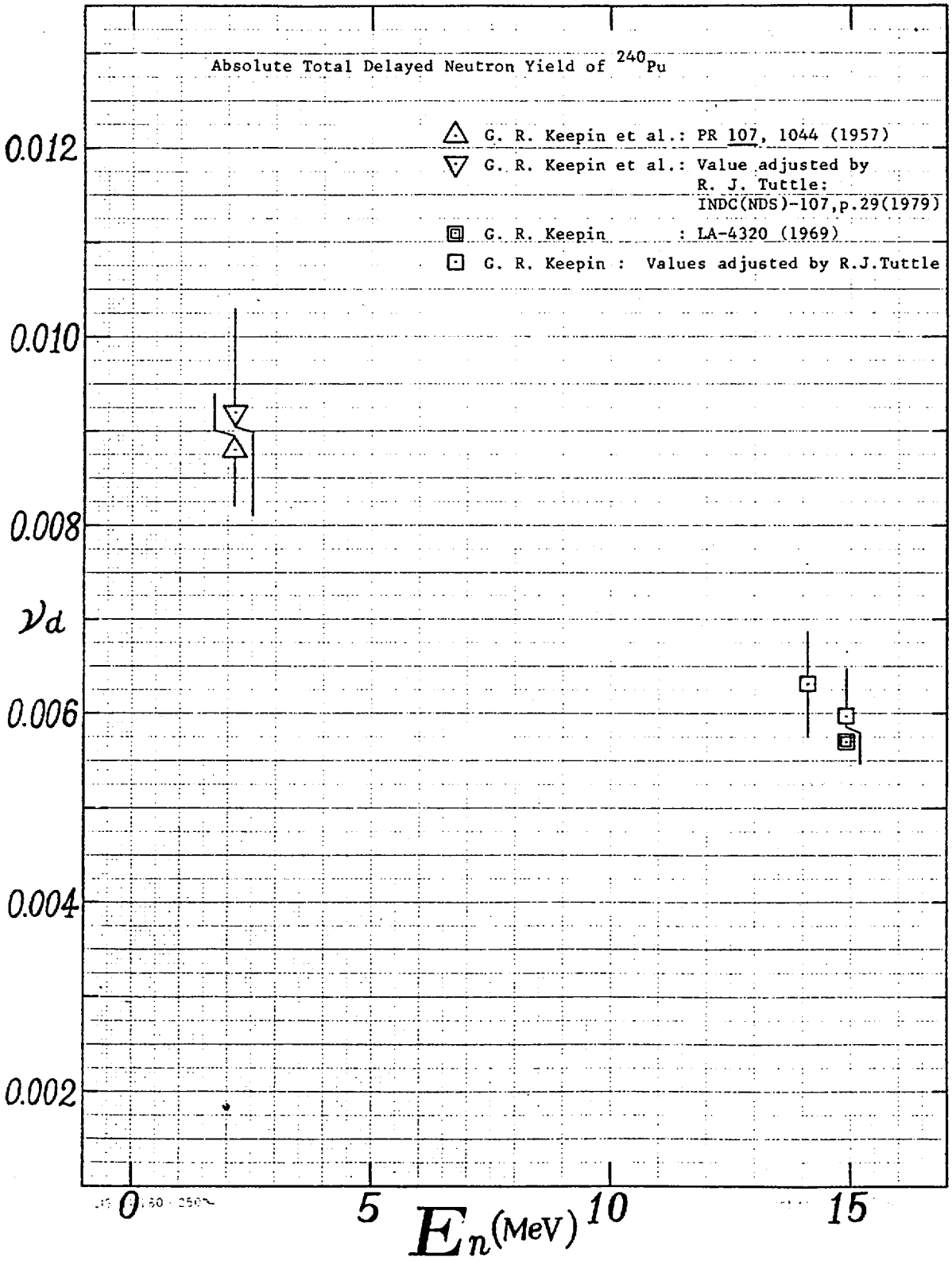


Fig. 6 Absolute total yield of delayed neutron for ^{240}Pu

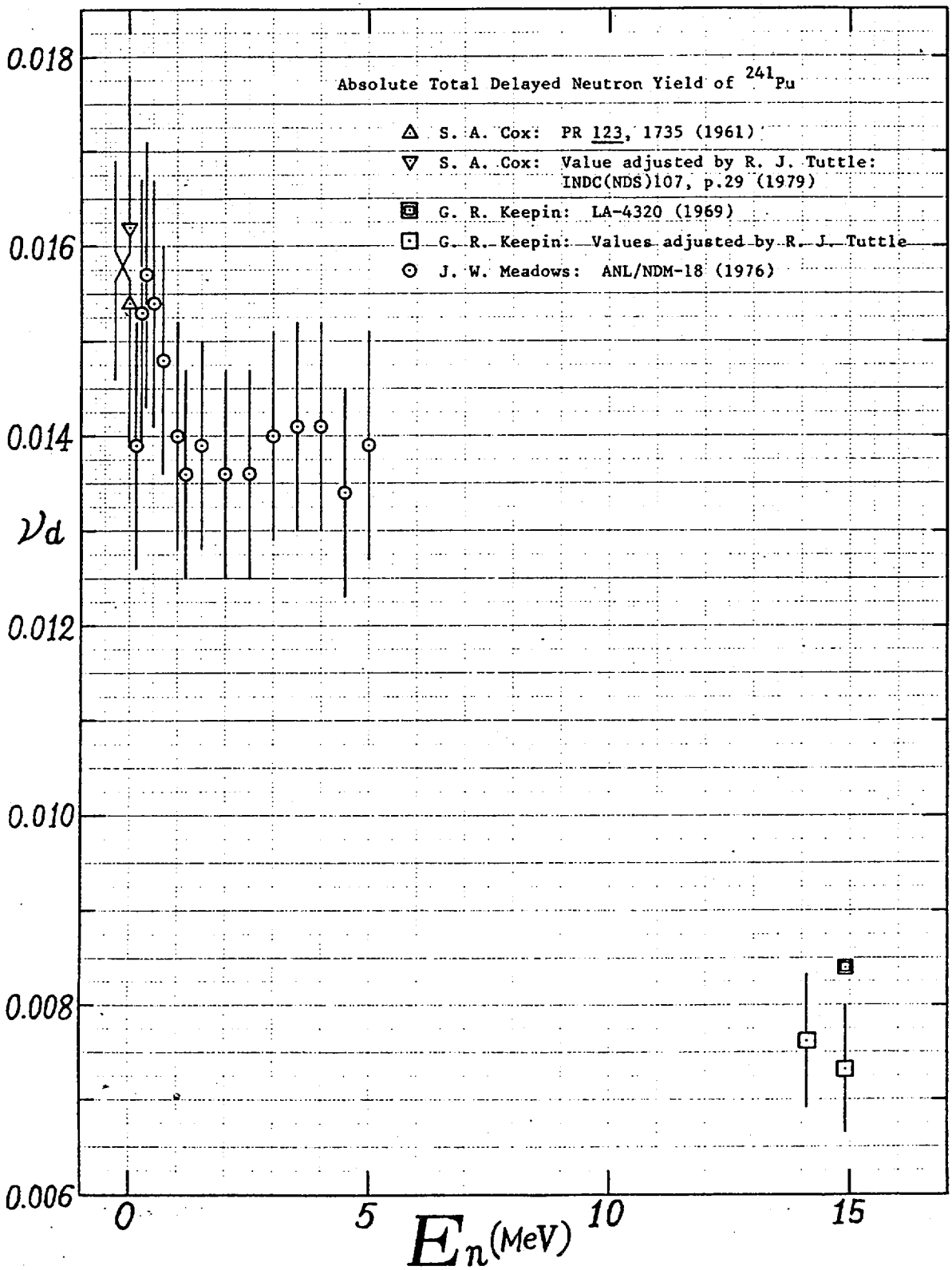


Fig. 7 Absolute total yield of delayed neutron for ^{241}Pu

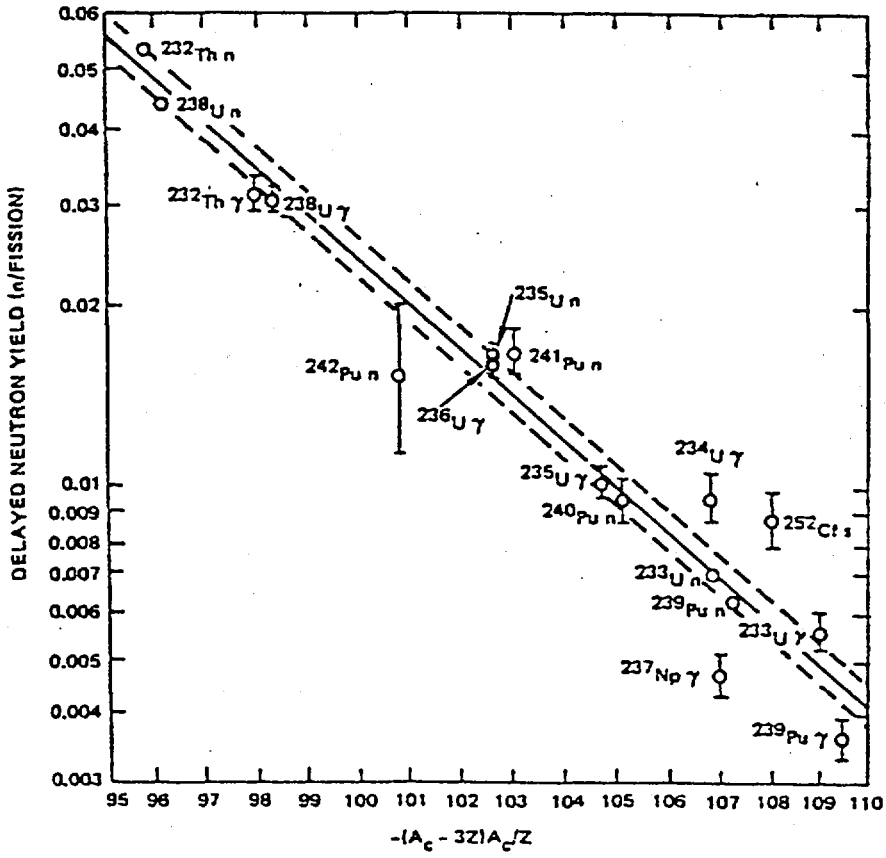


Fig. 8 The relation between delayed neutron yield and the mass and proton numbers of the fissioning nucleus

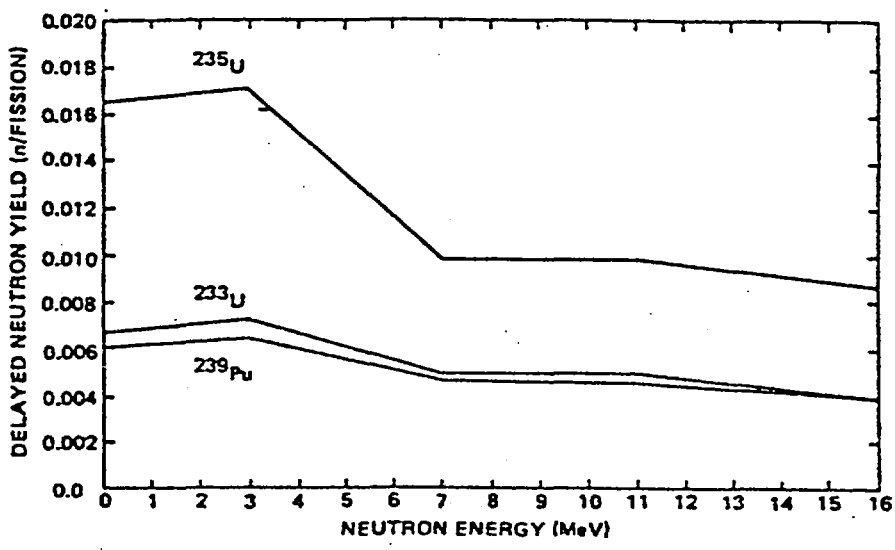


Fig. 9 Representation of delayed-neutron yields for U-233, U-235, and Pu-239 with assumed energy dependence

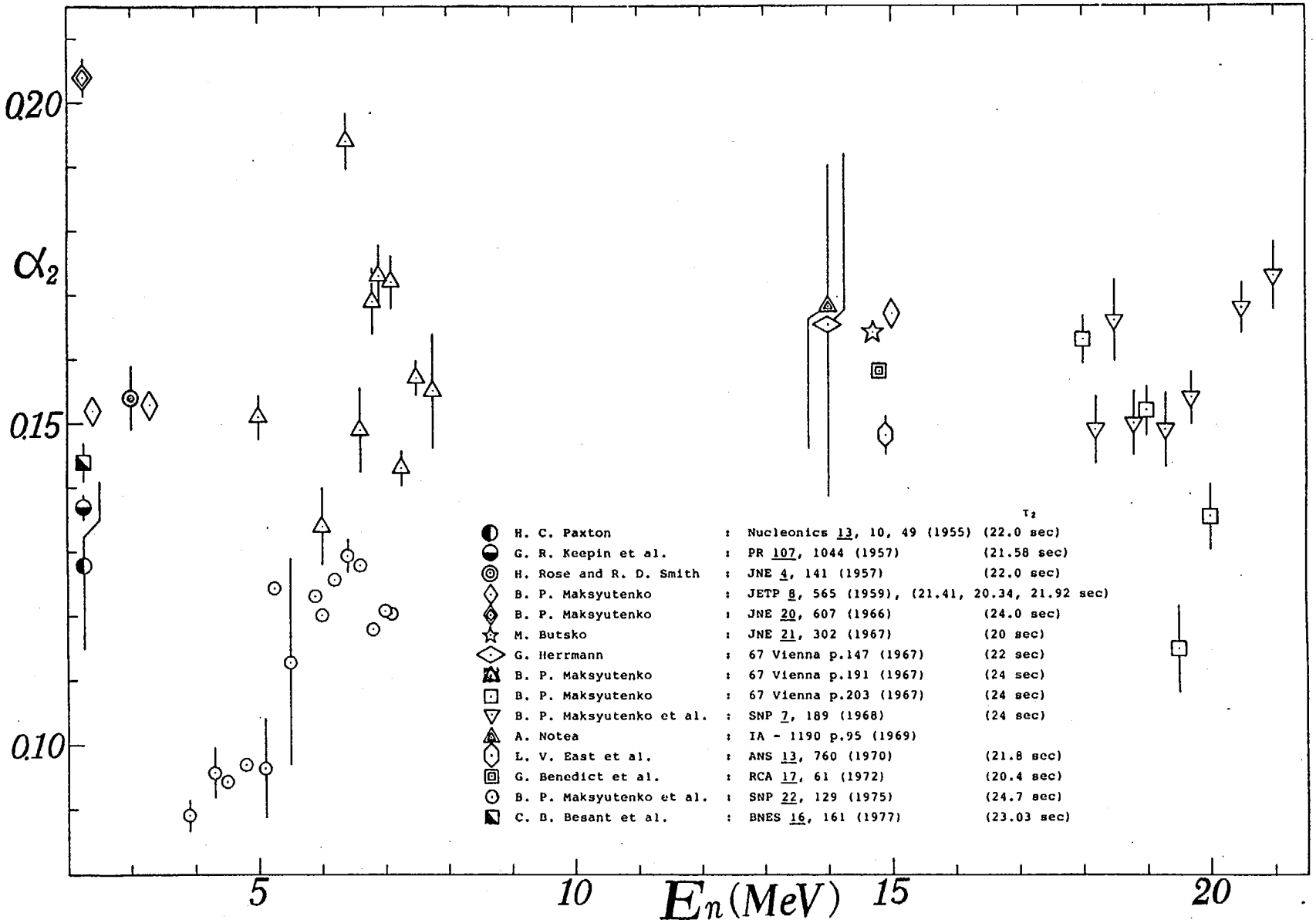


Fig. 10 Comparison of the fractional group yield data α_2 for ^{238}U

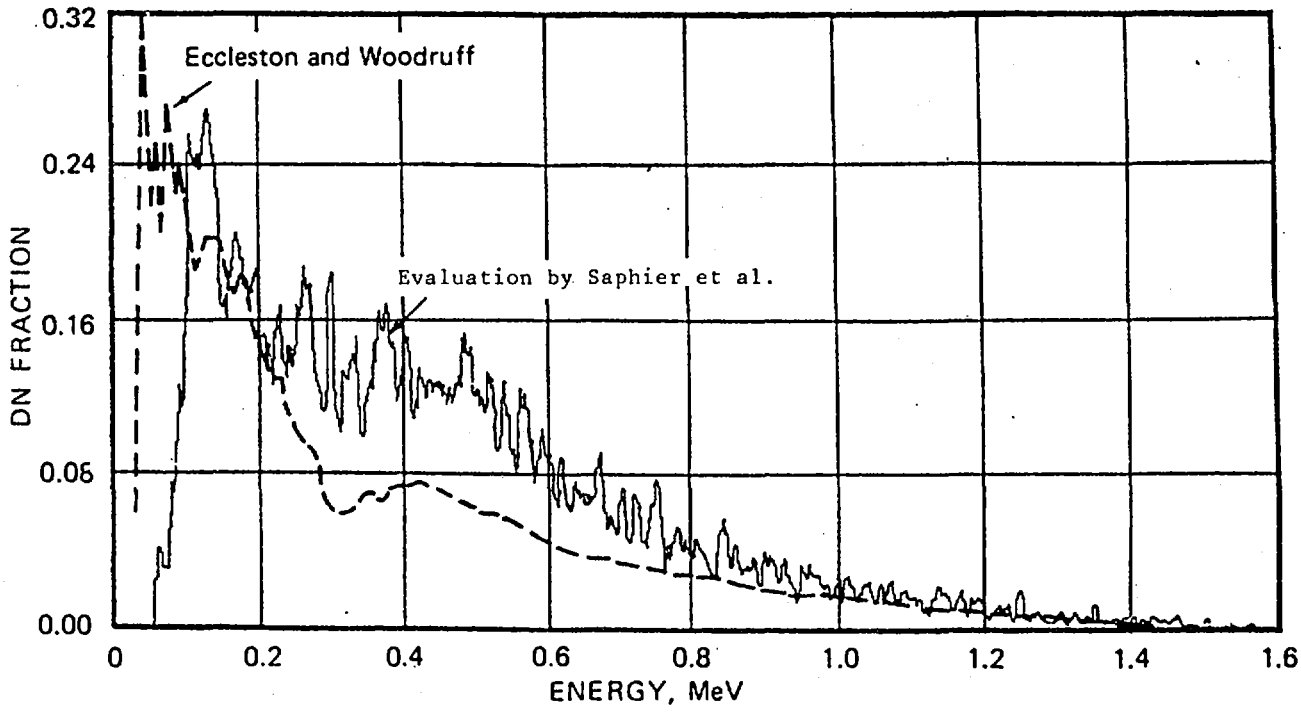


Fig. 11 Equilibrium DN spectrum from fast-neutron fission of ^{232}Th.

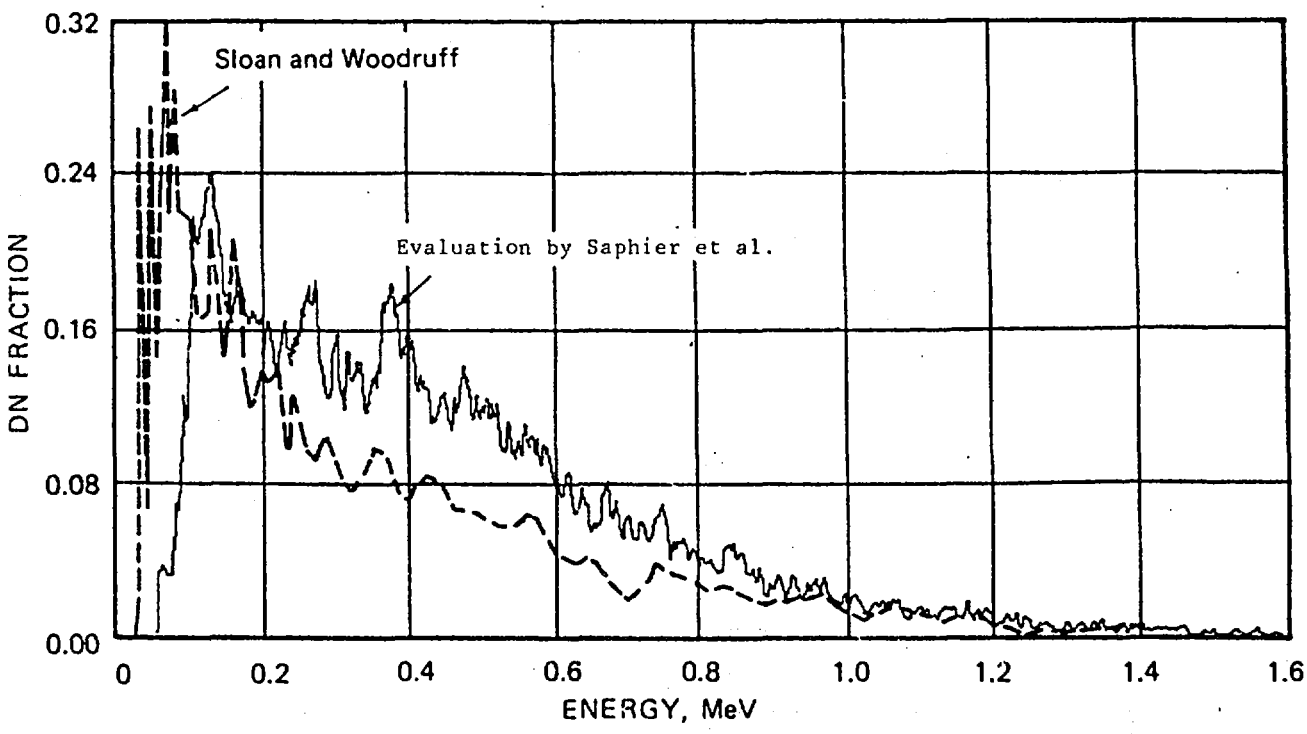


Fig. 12 Equilibrium DN spectrum from thermal-neutron fission of ^{235}U.

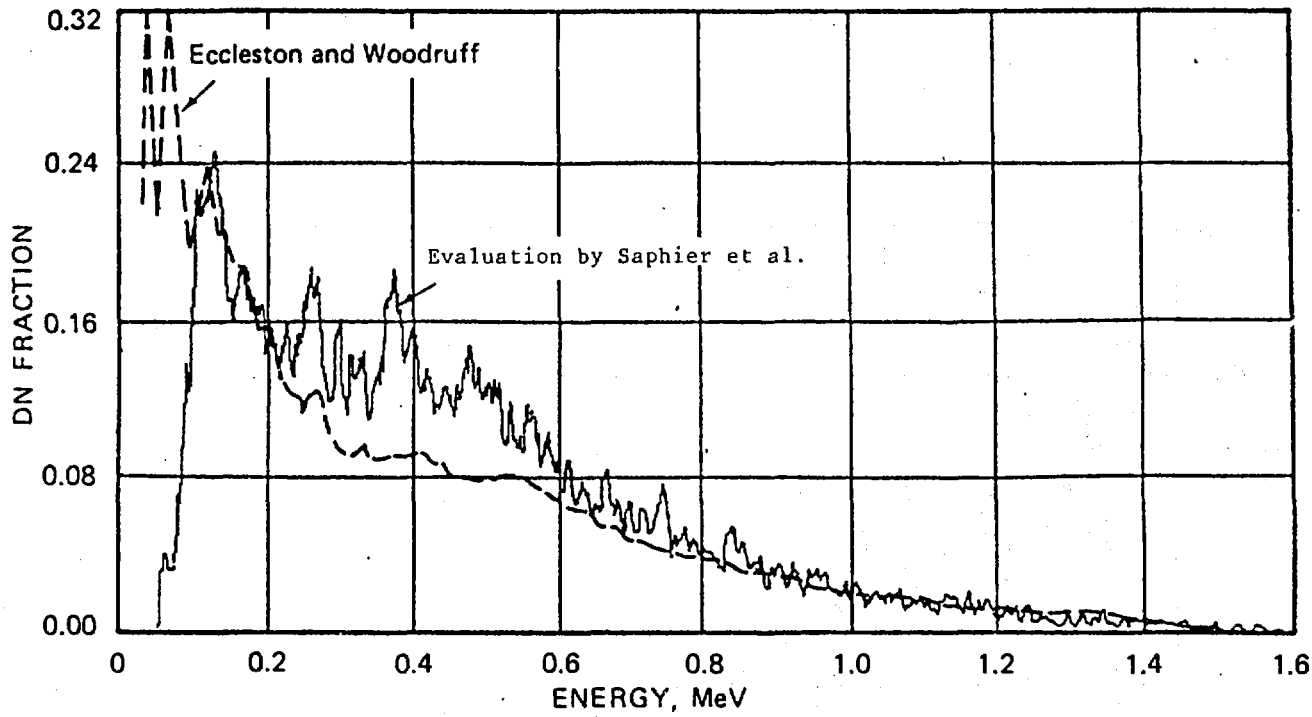


Fig. 13 Equilibrium DN spectrum from fast-neutron fission of ^{235}U.

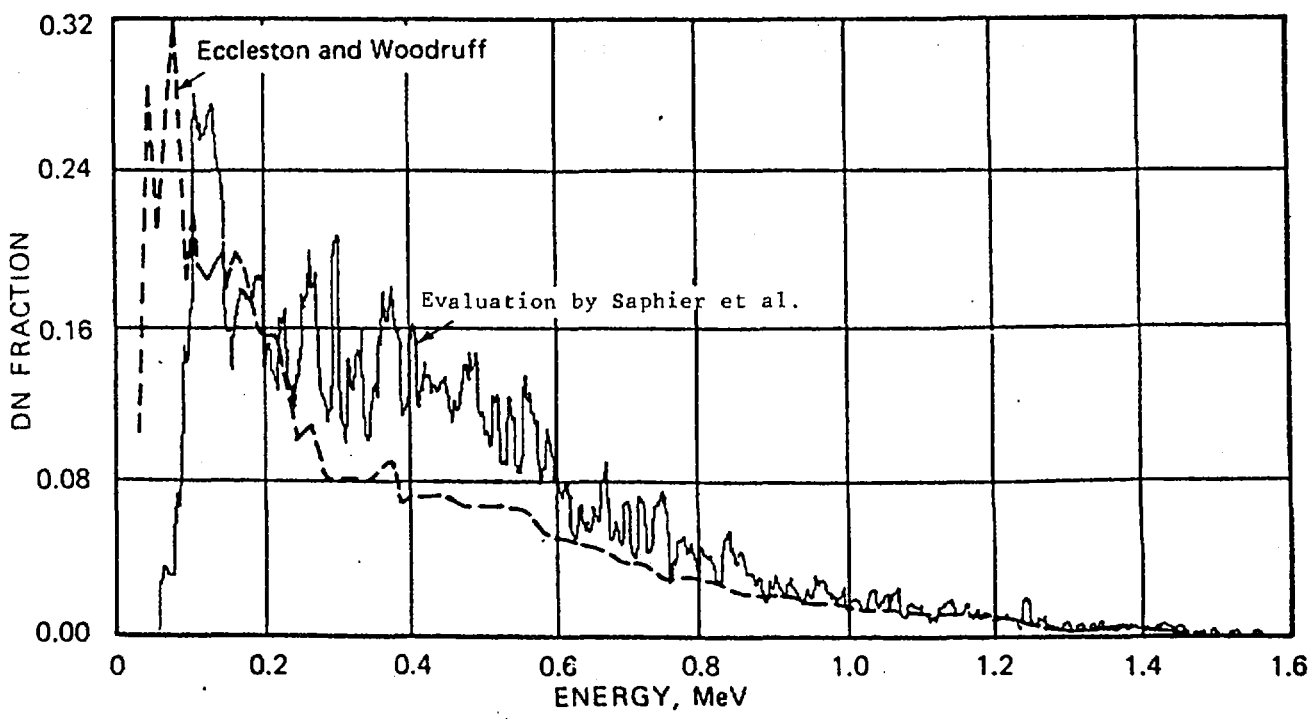


Fig. 14 Equilibrium DN spectrum from fast-neutron fission of ^{238}U.

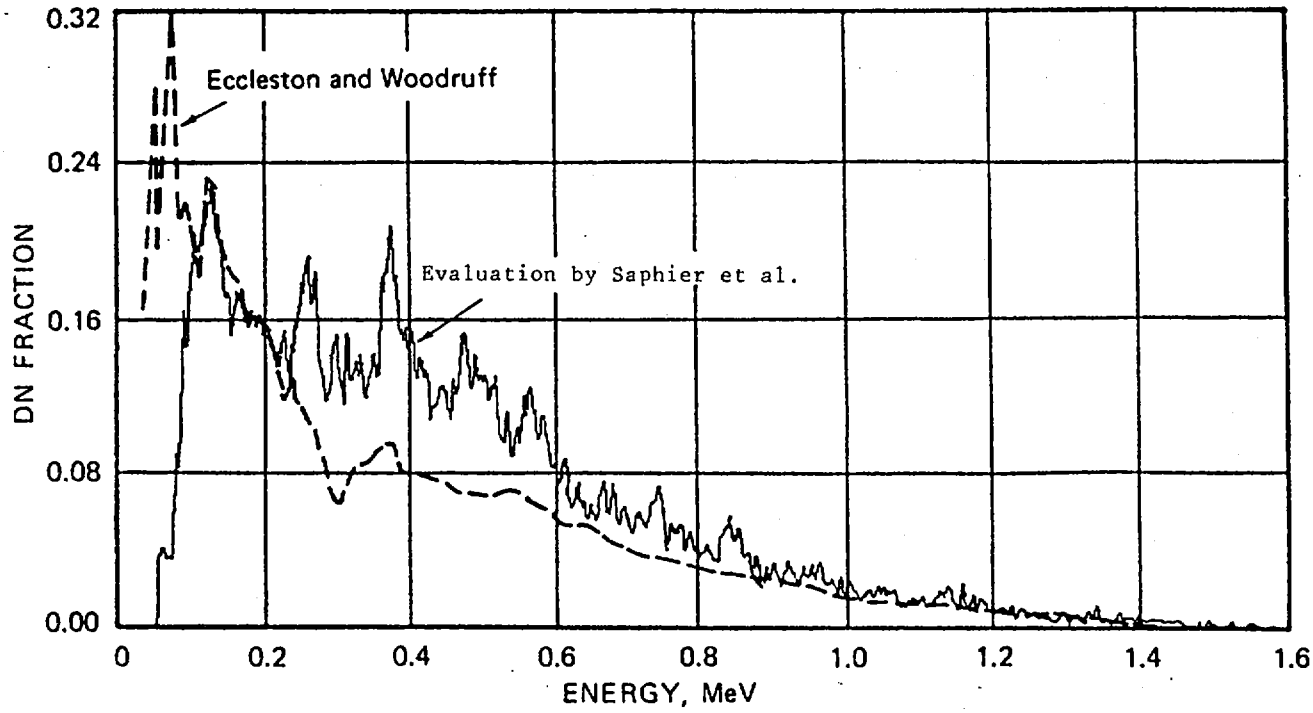


Fig. 15 Equilibrium DN spectrum from fast-neutron fission of ^{239}Pu.

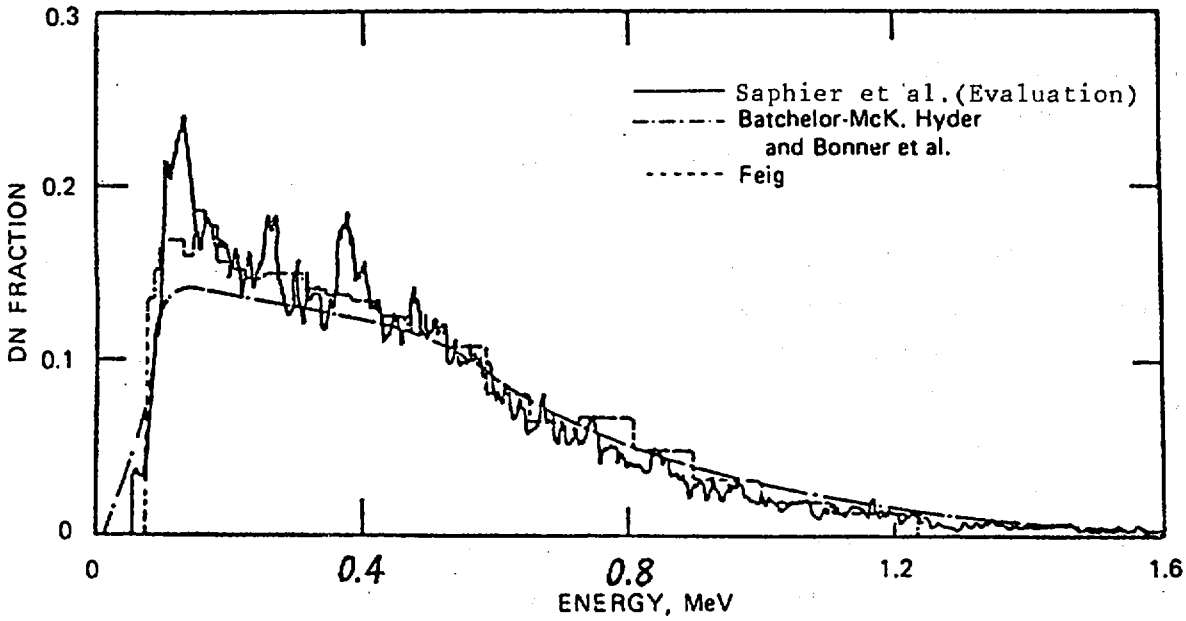


Fig. 16 Comparison of Saphier's evaluation with some older measurements of DN equilibrium spectra from thermal-neutron fission of ^{235}U.

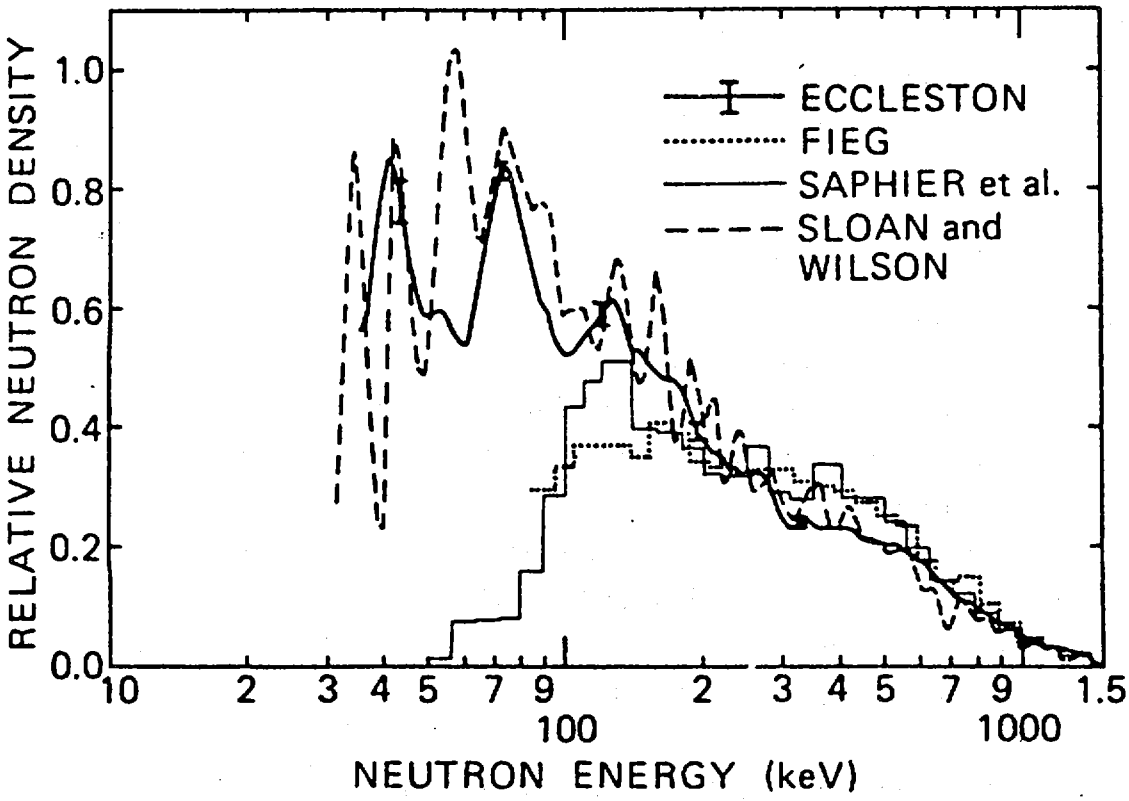


Fig. 17 Comparison of ^{235}U delayed neutron spectra.

討　論

Q：久武和夫（東工大）

delayed neutron の第5，第6グループの yield に不一致があるようにみえるのは，それらの life time の値のきめ方によるのではないか。生の data はあまり違わないのではないか。

A：松延廣幸（住原工）

未だ詳細に α_i 値の検討をしていないので確定的な事は言えないが，多分おっしゃる通り半減期の決め方に依るものと思う。唯，生の data である decay curve に関する情報が記載されていない文献が多いので，直接検証してみるのは困難である。

Q：大竹　巌（富士電機）

(1)　ν_d のエネルギー依存性は yield の方から来ているのだろうから，ソ連等の 14 MeV の値等は無視すべきであろう。また，ν_d の規格化は ν_p と同じくエネルギーに対する連続性から言っても thermal value ですべき（系統性から）ではないのか。

(2)　スペクトルの低エネルギー側で評価値と実測値が異なっているのは何故か。

A：松延廣幸（住原工）

(1)　14 ～ 15 MeV における高い ν_d 値は確かに理論的にもおかしいので，評価に際してはその対象からはずすのが妥当と思う。

$\overline{\nu}_d$ の規格化に就いては，大半のデータが ^{235}U の thermal value を用いて規格化しているが，中には ^{238}U のMeV data に規格化しているものもある。これも日本で評価する際には重核種全体の consistency を保つように，一貫性のある standard を決めておく必要があるが，現在，測定データが全く無い 7 ～ 14 MeV 領域のエネルギー依存性を決めるのは可成り難しいと思う。

(2)　77 Saphier の評価は，評価者の一人である S. Shalev が G. Rudstam と組んで ^3H_e spectrometer を用いて測定したデータ（1972 ～ 1974）に基いており，一方，76 Eccleston の測定は proton recoil counter を用いたものであり，DN detector の違いが低エネルギー部のスペクトルに大きな discrepancy をもたらしているのではないかと推測されるが，はっきりした事は未だ判らない。77 Saphier もこの領域は測定技術の面からも非常に難しい領域で，この discrepancy の解明は今後の測定に待たねばならないと述べている。

C：椙山一典（東北大）

d. n. energy spectrom の低エネルギー部の不一致について Fieg の意見は Woodruff らの測定で FP からの strong γ － ray を止めるため鉛の遮蔽を用いているのが問題で，これが遅発中性子エネルギーを retard していると言っていた。事実，最近の多くの precursors について測定している Mainz の Kratz らの data では低エネルギー側の中性子は非常に少い結果を示している。

最近の ^3H_e spectrometer による測定では，この detector の response を詳しく測定した上で用いているので信用できるものと思うが，detector の周囲に遮蔽体などが置かれていると問題であろう。

Q：神田幸則（九大）

D. N. yield の data の誤差は thermal neutron の方が小さくなると思われるのに，MeV領域の方が誤差が小さいのはどうしてか。表示誤差の内容が違うのではないか。

A：松延廣幸（住原工）

図に示したデータの誤差の大部分は，測定者が与えた誤差に基いて，Tuttle が標準偏差に変換した probable error であり，一般に元の誤差よりも大きくなっているが，中には Tuttle が adjust していないデータや，Tuttle が収集していないデータもある。

しかし thermal data に関しては，その殆どが独立した 1 point data であり，その誤差がまちまちであるのは，個々の元のデータに精度の良いものと悪いものとがある為である。

thermal と同時に MeV 領域の $\bar{\nu}_d$ を測ったデータに就いて見ると，thermal dataの誤差が特に大きいという矛盾は起きていない。

Q：菊池康之（原研）

thermal neutron の yield data の standard は共通にとっているのか。

A：松延廣幸（住原工）

図に示したデータの中には $\bar{\nu}_d$ の絶対値を測定したデータの他に，β 値を測定したものや，^{235}U や ^{238}U の $\bar{\nu}_d$ に対する比を求めたデータも含まれており，此等のデータに関しては Tuttle が自分の推奨値（$\bar{\nu}_{tot}$，$^{235}\bar{\nu}_d$，$^{238}\nu_d$ 等）を用いて絶対値に変換している。

しかし，Tuttle が adjust したデータの中には，必ずしも共通した standard を使ったとは考えられないデータもあるが，その理由に就いては詳細な記述が無いので判らない。

例えば，^{235}U の β 値を測った 47 Snell（$\beta = 0.010 \pm 0.002$）や 48 Hughes（$\beta = 0.00755 \pm 0.00050$）に対しては $\bar{\nu}_{tot} = 2.4229$ を用いているが，70 Conant（$\beta = 0.0065 \pm 0.0003$）に対しては $\bar{\nu}_{tot} = 2.4188$ を用いている。

3.3 遅発中性子放出確率推定の試み

中 嶋 龍 三*

最近の実験データの急増にともなって，JNDC FP Decay Data File 第一版に収録した遅発中性子データを再検討する必要が生じた。そのためここでは，実験的には確認されていないが明らかに遅発中性子先行核であると考えられる核種に対して，遅発中性子放出確率を推定するいくつかの方法について概観し，それらの結果を比較検討する。

On the Estimation of Delayed-Neutron Emission Probabilities

Ryuzo NAKASIMA*

According to the recent experimental progress, it is necessary to reevaluate the delayed-neutron data included in the first version of JNDC FP Decay Data File. This review is concerned with several methods used in estimating the delayed-neutron emission probabilities for possible delayed-neutron precursors.

1. はじめに

シグマ委員会の崩壊熱評価ワーキング・グループは，最近JNDC FP Decay Data Fileの第一版を完成したが,[1] 遅発中性子放出確率については，1977年のRudstamの推奨値[2]をほぼ全面的にとり入れている。放出確率はわからないが，遅発中性子先行核（precursor）であることが実験的に確かめられているいくつかの核種に対しては，以下に概説するような2，3の推定法によって放出確率を求めた。しかしその後実験データが急速に増加して，放出確率が測定されている核種数はRudstamの1977年の報告[2]では48核種だったものが，彼の1979年の報告[3]では65核種，ENDF／B－V[4]では67核種に増えており，また最近の測定値が以前のものと大きく違っているものもかなりある。未測定放出確率を推定するためには，以下で述べるように，どうしても測定された実験データの系統的な傾向を利用せざるを得ないことが多い。したがって，JNDC FP Decay Data File をいずれ改訂する際には，新しい実験データに基づいて遅発中性子放出確率を再評価する必要が生じたわけである。

遅発中性子の問題には先行核の遅発中性子放出確率を決めること以外に，遅発中性子のエネルギー・スペクトルを求めるということがある。後者は，核物理でもそうであるが炉物理では非常に重要な問題であって，とくに最近になって多くの結果が報告されている。しかし現在のJNDC

* 法政大学，Hosei University

FP Decay Data File では，エネルギー・スペクトルのデータを収納していないので，ここではこの問題には触れないことにする。

以下2.では遅発中性子放出確率推定のいくつかの方法について概説するが，それらの詳細については原論文を参照してほしい。3.では，実験値の系統的傾向および推定値を具体的に計算して比較する。また，分裂当りに放出される遅発中性子数を計算して比較検討する。ただし，ここで示す結果は最終的なものではなく，今後さらに検討を加えて改良されるべきものである。

2. 遅発中性子放出確率

遅発中性子放出はFig. 1に示したように，β^- 崩壊をする親核 ${}^{A}_{Z}X$ の Q_β（親核と娘核との基底状態間のエネルギー差）が，その娘核 ${}^{A}_{Z+1}Y$ の中性子分離エネルギー s_n より大きい場合に，その可能性があることは当然である。事実遅発中性子放出確率は，$Q_\beta - s_n$（neutron window，遅発中性子の窓）の大きさに強く依存する。

さて，先行核（β^-崩壊の親核）は射出核（β^-崩壊の娘核）のたくさんの準位にβ^-崩壊し得るだろうから，遅発中性子放出確率 P_n は（例えば参考文献5），6）参照），

$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} \Sigma_J |M|^2(E) \cdot f(Z+1, Q_\beta - E) \cdot \omega(E, j_e) \cdot \Gamma_n^{j_n}(E_n) / \Gamma_{tot} \cdot dE}{\int_0^{Q_\beta} \Sigma_{j_e} |M|^2(E) \cdot f(Z+1, Q_\beta - E) \cdot \omega(E, j_e) \cdot dE} \qquad (1)$$

と表わせる。ここで，$|M|^2(E)$は遷移行列の2乗であり，$f(Z+1, Q_\beta - E)$ はいわゆるFermi 関数，$\omega(E, j_e)$ は射出核のスピン依存準位密度，Γ_n / Γ_{tot} は射出核準位の中性子とγ線との競争を考えたときの中性子放出確率である。分子のΣ_J は，射出核や最終核の準位のスピンおよび放出中性子の角運動量について考察する際に必要となる和を表わすものとする。これら角運動量に対する考察は厳密な計算を行なう場合，とりわけエネルギー・スペクトルの計算には必要となるが，通常は関連する準位のスピンがわからないことが多いので，適当な仮定をもち込んで計算するかまたは省略することがしばしばである。

遅発中性子放出確率を求めるためには(1)式を計算すればよいわけだが，関連する準位の角運動量以外にも，β崩壊の遷移行列とか中性子とγ線との競争とかさらにはQ_β や s_n など，わからない要素が多々あるので適当な近似をしなければならない。Q_β と s_n とに関しては，多くの場合に実験値がないので質量公式を使ってこれらを求める必要がある。

なお，遅発中性子のエネルギー・スペクトルは，(1)式の分子の被積分量を射出核および中性子の角運動量（j_e および j_n）について加え合わせたものに比例することを附言しておく。

2.1 Rudolph－Kratz の試み[5)]

まず，Fermi 関数 $f(Z+1, Q_\beta - E)$ を $(Q_\beta - E)^5$ で近似する。これはEが大きい場合

にはやや過小評価になるそうであるが，屢々行なわれる近似である。準位密度$\omega(E, j_e)$ としてはスピン依存性をもったFermi ガス模型をとる。そうすると(1)式は，

$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} \Sigma_{j_e} |M|^2(E) \cdot e^{c_1\sqrt{U}} \cdot e^{c_2/\sqrt{U}} \cdot \frac{(Q_\beta - E)^5}{U^2} \cdot \Sigma_{j_n} \frac{\Gamma_n(E, j_n)}{\Gamma_{tot}(E)} \cdot dE}{\int_0^{Q_\beta} \Sigma_{j_e} |M|^2(E) \cdot e^{c_1\sqrt{U}} \cdot e^{c_2/\sqrt{U}} \cdot \frac{(Q_\beta - E)^5}{U^2} \cdot dE} \quad (2)$$

となる。ここで，Pをpairing エネルギーとした場合にU＝E－P(N)－P(Z)で，また射出核のスピンはc_2の中に含まれている。(2)式をさらに，

$$P_n = \frac{\overline{|M|_1^2} \cdot \overline{\Gamma_n}}{\overline{|M|_2^2} \cdot \overline{\Gamma_{tot}}} \cdot P_{nc} \quad (3)$$

$$P_{nc} = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} \Sigma_{j_e} e^{c_1\sqrt{U}} \cdot e^{c_2/\sqrt{U}} \cdot \frac{(Q_\beta - E)^5}{U^2} \cdot dE}{\int_0^{Q_\beta} \Sigma_{j_e} e^{c_1\sqrt{U}} \cdot e^{c_2/\sqrt{U}} \cdot \frac{(Q_\beta - E)^5}{U^2} \cdot dE} \quad (4)$$

と書いて，(4)式を実際には計算する。

(4)式を計算する際に彼らは，質量数150以下の核種に対してはGarvey らの質量公式を用い，注) より重い核種に対してはZeldes らの質量公式を使ってQ_βとs_nを求めた。また，先行核と射出核の基底状態のスピンの差が3以上の場合には，(4)式分母の積分の下限を0ではなく，射出核のpairing エネルギーの値とした。

P_nの実験値と(4)式の計算値P_{nc}との比を$(Q_\beta - s_n)/Q_\beta$に対してプロットしてみると，点はかなりばらついてはいるものの，Fig. 2に大体の様子を示したように大まかな系統的傾向が見られる。Fig. 2には示してないが実際の点のばらつきは，部分的には(3)式の中の$\overline{|M|_1^2} / \overline{|M|_2^2}$と$\overline{\Gamma_n} / \overline{\Gamma_{tot}}$とに帰せしめられようが，$Q_\beta$と$s_n$とが重要な原因になっているように思われる。このことは，$|M|^2$を一定として，Γ_n / Γ_{tot}に対しては実験的なエネルギー・スペクトルの形から決められる$E_n^*(\ell)$を導入することにより，

$$\Gamma_n^\ell(E_n)/\Gamma_{tot} = \begin{cases} 1 & \text{for} \quad E_n \geqq E_n^*(\ell) \\ 0 & \text{for} \quad E_n < E_n^*(\ell) \end{cases}$$

と仮定して(4)式と類似の式でエネルギー・スペクトルを計算したShalev－Rudstamの結果[7] からもいえる。

注）ここでは質量公式については論じないので，参考文献としてはリストしないことにした。

2.2 Pappas－Sverdrup の試み [6)]

(1)式の被積分関数の中に現われる $|M|^2(E)\cdot\omega(E)$ は，いわゆる β 強度関数 S_β と呼ばれるものである。もっと正確にいうと，S_β は β 崩壊の ft 値の逆数として定義されるので，$\lambda_\beta(E)$ を単位エネルギー当りの準位への β 崩壊の割合とすると，

$$S_\beta(E) = 1/f\cdot T_{1/2} = \lambda_\beta(E)/f\cdot \ln 2$$
$$\simeq |M|^2\cdot\omega(E)/6260 \quad s^{-1}\cdot MeV^{-1} \tag{5}$$

と書くことができる。

いまはエネルギー・スペクトルのことには触れないので $\Gamma_n/\Gamma_{tot}=1$ とすると，(5)式の最後の形を使って結局(1)式の被積分量は β 強度関数 S_β と Fermi 関数 f の積で表わされる。そこで Pappas らは，従来多くの人たちによって用いられた仮定，すなわち i）S_β は準位密度 ω に比例する（$|M|^2$ は一定）と，ii）S_β は射出核のある励起エネルギー以上では一定，として(1)式の積分を実行した。

結果は，採用する質量公式によってかなり大きく変動するが，仮定 i）は P_n の実験値よりやや大きく，仮定 ii）は実験値よりかなり小さくなる傾向を示している。しかしどちらかというと，$|M|^2$＝一定という仮定の方が $|M|^2\cdot\omega$＝一定とした場合よりも優れているということが彼らの結果からはいえそうである。

2.3 Takahashi の試み [8)]

彼は，まず β 強度関数を調べるために，(5)式の中に出てくる $\lambda_\beta(E)$ を β 崩壊の大局理論に基づいて2，3の核種に対して計算した。その結果は，S_β に関して2.2で述べた仮定 ii）（$|M|^2\cdot\omega$＝一定）とは異なりエネルギー依存性があるけれども，仮定 i）（$S_\beta\propto\omega$）よりもっとゆるやかに励起エネルギーとともに増加している。このことは，P_n に対して2.2の場合よりもよい結果を与えるであろうと予想させる。

(1)式はまた，$P_n=\lambda_n/\lambda_\beta$ と書ける。ここで，λ_n と λ_β はそれぞれ中性子放出および β 崩壊の割合を表わしている。λ_β は，先行核の半減期を使って $\lambda_\beta=\ln 2/T_{1/2}$ と書けるから，半減期が測定されていれば λ_β は実験的に決められる。そこで Takahashi は，λ_n を β 崩壊の大局理論によって計算して $\lambda_\beta P_n$ の実験値と比較した。計算結果は $Q_\beta-s_n$ に強く依存するが，2.2の Pappas らの結果よりも一般に実験値との一致はよい。そして計算値の全体的傾向は，

$$\lambda_n \equiv \lambda_\beta P_n = a\,(Q_\beta - s_n)^m \tag{6}$$

の形でかなりよく表わされそうである。$\lambda_\beta P_n$ の実験値もかなりよく(6)式で再現できそうであるが，Q_β と s_n 以外に半減期の測定値が大きな影響を及ぼす。

2.4 Systematics による推定

Fermi 関数や準位密度の積分とか β 強度関数の計算などを行なわず，系統的な傾向だけで P_n を求めようという試みがずっと以前から多くの人々によって行なわれた。[9)] ここでは詳しい議

論は一切省くが，ほとんどすべての試みでは，neutron window（$Q_\beta - s_n$）の関数としてP_nを表わしている。これらを列挙すると，前述の

$$\lambda_\beta P_n = a\,(Q_\beta - s_n)^m \tag{6}$$

以外に，

$$P_n = a\,(Q_\beta - s_n)^m \tag{7}$$

$$P_n = a\left(\frac{Q_\beta - s_n}{Q_\beta}\right)^m \tag{8}$$

$$P_n = a\left(\frac{Q_\beta - s_n}{Q_\beta - Q_0}\right)^m \tag{9}$$

として実験値からaとmとを決める。ただし(9)式のQ_0は，射出核（β^-崩壊の娘核）のpairing効果の影響を考慮したパラメータである。

これらを全質量数領域に適用するとか，軽い分裂破片と重い分裂破片のそれぞれに当てはめるとか，あるいは特定元素の同位元素だけに適用するとか，いろいろな試みがなされた。これらの優劣については断定的なことはいえないが，概して(6)式と(9)式とがよさそうに思われる。

3. 計算結果の比較

3.1 測定されたP_nの系統的傾向

約55核種の実験データに対して，前述の(9)式を適用した結果をFig. 3に示す。ここで用いたQ_βはJNDC FP Decay Data File[1]に収録されている値（実験値かWapstra－Bos[10]の値，ごくわずかのものはUno－Yamadaの質量公式による値）で，s_nはWapstra－Bosの質量表[10]から計算した。パラメータQ_0に関しては，弱い質量数依存性をもったものがS_βの計算などで使われるが，[11] ここでは偶奇性だけをとり入れた。測定されたP_nの傾向は，

$$P_n(\%) = 118.48\left(\frac{Q_\beta - s_n}{Q_\beta - Q_0}\right)^{3.32} \tag{10}$$

$$Q_0 = \begin{cases} 0 & \text{for even-even precursor} \\ 1.2 & \text{for odd-A precursor} \\ 2.0 & \text{for odd-odd precursor} \end{cases}$$

で表わすことができる。ただし，Q_β，s_n，Q_0の単位はすべてMeVである。

また，軽い分裂破片と重い分裂破片とに対して別々に(6)式を適用してみると，

$$\begin{aligned} \lambda_\beta P_n &= 0.0366\,(Q_\beta - s_n)^{4.25} \quad \text{for } A < 100 \\ &= 0.1160\,(Q_\beta - s_n)^{3.62} \quad \text{for } A > 100 \end{aligned} \tag{11}$$

という経験式が得られる。

質量表[10]からは計算できない s_n に対しては大まかな系統性から求めた値を使って，測定値のある65核種の P_n の値を(10)式と(11)式とから計算して実験値との比（C／E）をとってみたのがFig. 4である。ここには，2.1で述べたRudolphらの結果[5]も比較のために示してある。また，C／Eがfactor 2以内にあるもの（$0.5 \leqq C/E \leqq 2.0$）の数を示したのがTable 1である。50～60％のものがfactor 2以内に入っているが，実験値が怪しいと思われるものもいくつかあり，そのことを考慮するとこの数値はもう少し大きくなる可能性がある。

なお，Q_β と s_n をすべてUno－Yamadaの質量公式から求めて58核種に対して(6)式を適用してみると，実験点のばらつきはFig. 3の場合より大きいようであるが，

linear 型では　$\lambda_\beta P_n = 0.133\ (Q_\beta - s_n)^{3.29}$　(12)

constant 型では　$\lambda_\beta P_n = 0.048\ (Q_\beta - s_n)^{3.72}$　(13)

と表わされ，C／Eがfactor 2以内にあるものは(12)式では30核種，(13)式では21核種となる。

3.2　推定値の比較

Table 2には，実験値のない場合にEnglandら[4]が推定した核種に対して，(10)式，(12)式および(13)式によって推定した P_n の値を，Rudolphらの推定[5]とともに示してある。(10)式を使って推定する場合，かなりの核種に対して質量表[10]からは s_n が計算できないので，Uno－Yamadaの質量公式から求めた。また，Englandら[4]の推定方法は記載がないので不明である。

JNDC FP Decay Data Fileの中に含まれているものでは，これらに加えてさらに約60核種が遅発中性子先行核であると考えられる。

3.3　分裂当りに放出される遅発中性子数

分裂当りに放出される遅発中性子の数は，個々の先行核の累積収率と遅発中性子放出確率を掛けて，これらをすべて加え合わせたものである。Table 3に100分裂当りの遅発中性子数の計算結果を示したが，ここでJNDC Fileというのは，JNDC FP Decay Data File 第一版[1]に収録されている遅発中性子データを使った結果である。累積収率それ自身が遅発中性子放出確率に影響されるので，P_n の新しい実験値やここで示したような推定値を使って直ちに分裂当りの放出数を求めるわけにはいかないが，もし累積収率をそのままにして遅発中性子放出確率だけを新しいものに変えたとすると，放出数はTable 3のJNDC Fileの値より若干大きくなる。

表のRudstam[2]の，^{238}U の2.98という値はRider and Meekの1977年の収率[12]を使った場合であり，3.83というのはMeek and Riderの1974年の収率[13]を使った結果である。これからわかるように，もし遅発中性子放出確率の値がかなり正確になれば，収率データ評価に対してもある程度の有力情報を提供する可能性がある。しかしながら多くの場合，遅発中性子先行核種の収率はそれ程大きくないので，それが少々変更されたとしても，たとえば崩壊熱総和計算などにはほとんど大きな影響を与えないであろうと予想される。

4. おわりに

遅発中性子放出確率を推定する方法は，2.で述べたようにいろいろあるが，現在のところ明確にその優劣を論ずることはできそうもない。ただ，2.2や2.3で述べたように，(1)式を計算するということは，中性子とγ線の競争Γ_n / Γ_{tot}を別とするとβ強度関数とFermi 関数を掛けたものを積分するということだから，何らかの処方でβ強度関数を求めることができれば，それが最も納得のいく推定法だといえるであろう。

しかしながら，どんな推定法を採用するにせよ，遅発中性子放出確率はQ_βとs_nの値に強く影響される。多くの場合にQ_βとs_nの実験値がないので質量公式を使って計算しなければならないが，どの質量公式にもそれぞれ独特の癖があって，放出確率の推定値は大きく変動する。したがって，いろいろな質量公式から求めたQ_βやs_nの平均値を使って放出確率を計算した2，3の論文がある。純血を重んずる立場からは批難もされようが，これも一つの逃道にはちがいない。

分裂当りに放出される遅発中性子数に関しては，Table 3を単純に（計算値に対する誤差のことは考えずに）眺めるかぎり，^{238}Uや^{232}Thなどの場合には，まだ未測定先行核に対する放出確率の推定が不足していることを示しているようだが，その他の場合には計算値がすでに測定値を上まわっている。これは，収率データの再検討の必要性を暗示していると同時に，遅発中性子データの再評価を強く要請しているものであろうと受止めて，JNDC FP Decay Data File の改訂までに十分検討するつもりである。

参考文献

1) Yamamoto, T., Akiyama, M., Matumoto, Z. and Nakasima, R.: JAERI-M 9357 (1981).
   Ihara, H., Matumoto, Z., Tasaka, K., Akiyama, M., Yoshida, T. and Nakasima, R.: JAERI-M 9715 (1981).
2) Rudstam, G.: Proc. of the 2nd Advisory Group Meeting on FP Nucl. Data, Petten (1977), p.567.
3) Rudstam, G.: Proc. of Consultant's Meeting on Delayed Neutron Properties, Vienna (1979), p.69.
4) England, T.R., Schenter, R.E. and Schmittroth, R.: International Conf. on Nucl. Cross Sections for Tech., Knoxvill (1979).
5) Rudolph, W. and Kratz, K.-L.: Z. Physik A281, 269 (1977).
6) Papers, A.C. and Sverdrup, T.: Nucl. Phys. A188, 48 (1972)
7) Shalev, S. and Rudstam, G.: Nucl. Phys. A230, 153 (1974).
8) Takahashi, K.: Progr. Theor. Phys. 47, 1500 (1972).
9) たとえば，Amiel, S.: Proc. of 2nd Symp. "Physics and Chemistry of Fission" (1969) p.569.

10) Wapstra, A.H. and Bos, K.: Atomic Data and Nuclear Data Tables 19, 1 (1977).

11) たとえば, Hansen, P.G.: "Advances in Nuclear Physics" Vol.7 (1973) p.159 (Plenum).

12) Rider, B.F. and Meek, M.E.: NEDO-12154-2(D) (1977).

13) Meek, M.E. and Rider, B.F.: NEDO-12154-1 (1974).

Table 1 Number of precursors of which ratios of calculated and experimental P_n-values are within factor of 2

	No. of Experiments	$0.5 \leq C/E \leq 2.0$		
		Ref. 5)	Eq. (11)	Eq. (10)
A<100	36	22	20	18
A>100	29	13	11	20
Total	65	35	31	38

Table 3 Delayed-Neutrons per 100 Fissions

	JNDC File[1)]	England et al.[4)]	Rudstam[2)]	Experiments cited in Refs.2),4)
^{235}U(T)	1.65	1.77 (1.66)+	1.70	1.58±0.07, 1.654±0.042 *1.621±0.050
^{235}U(F)	1.80	1.98 (1.84)	—	1.71±0.17, *1.673±0.036
^{235}U(H)	0.977	0.978(0.902)	—	0.95±0.08, *0.927±0.029
^{238}U(F)	3.04	3.51 (3.13)	2.98(3.83)++	4.12±0.25, 4.510±0.061 *4.39±0.10
^{238}U(H)	2.32	2.69 (2.38)	—	2.83±0.13, *2.73±0.08
^{239}Pu(T)	0.653	0.769(0.675)	0.70	0.61±0.05, *0.628±0.038
^{239}Pu(F)	0.588	0.724(0.612)	—	0.65±0.06, 0.624±0.024 *0.630±0.016
^{241}Pu(T)	1.29	1.58 (1.34)	—	1.57±0.15, *1.52±0.11
^{233}U(T)	0.796	0.846(0.803)	—	0.66±0.04, *0.667±0.029
^{232}Th(F)	4.62	4.76 (4.51)	—	4.96±0.30, *5.31±0.23

+ Values in parentheses are calculated using only measured P_n-values.

++ Calculated by using 1974 recommended yield data[13)].

* Recommended values by R.J. Tuttle (taken from Ref. 4)).

(T) : thermal fission

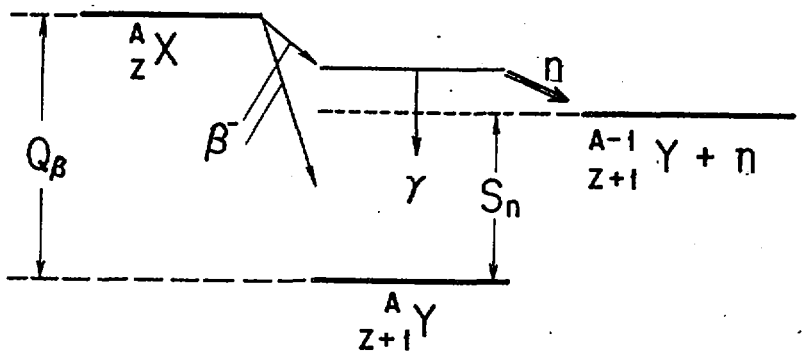
(F) : fast fission

(H) : high energy (∿14 MeV) fission

Table 2 Comparison of estimated P_n-values for possible precursors listed in England et al.[4)]

	Present, Eq. (10)		Present		Ref.4)	Ref.5)
	s_n from Ref.10)	Q_β, s_n Uno-Yamada	Eq.(12)	Eq.(13)		
Zn 79	0.53	1.3	0.46	0.03	1.1	
Ge 83		1.4×10^{-3}	3.0×10^{-3}	0.00	0.17	0.2
84	4.0	6.7	13	6.2	10	4.3
85		15	22	17	20	14
86		19	16	9.4	22	16
Se 90		10	14	5.4	11	9.3
Br 93	43	49	48	40	41	38
Kr 95	16	17	28	10	9.5	10
Sr 100		4.6	5.1	3.8	5.0	5.0
Y 97	0.56	0.15	0.05	0.02	0.33	
98m	4.3	0.81			0.54	
100m		2.1			5.5	8.1
100		1.9	1.2	1.7		
Zr 104		0.49			0.11	0.3
105		1.4			1.4	5.1
Nb 103		0.53			0.13	0.3
104		0.79			0.71	2.9
105		8.3			2.9	5.8
106		4.4			5.5	12

	Present, Eq. (10)		Present		Ref.4)	Ref.5)
	s_n from Ref.10)	Q_β, s_n Uno-Yamada	Eq.(12)	Eq.(13)		
Mo 109		0.51			0.53	1.9
110		1.5			1.3	4.1
Tc 109		1.1			1.7	0.5
110		1.9			3.1	10
Ag 122		0.14	0.06	0.36	1.4	
123		2.1	0.37	1.2	4.6	
Cd 128	1.1×10^{-5}	1.4			0.11	
In 127	0.26	0.20			0.72	1.6
Sn 133	2.6×10^{-5}	0.14	0.19	0.48	0.02	3×10^{-5}
135		11	13	21	8.6	7.1
Sb 137		31	35	61	20	26
Te 139		5.4	6.9	8.8	6.3	11
I 142	18	16	27	46	16	24
143					18	30
Xe 143	0.72	1.1	0.16	0.11	1.2	4.0
144	0.79	1.3	4.4	2.1	0.73	1.7
Ba 149		4.6×10^{-4}			0.03	0.2
150		0.24			0.24	5.5
La 149		0.42			0.81	3.4
150		0.40			0.94	5.1



$^{A}_{Z}X$: (delayed - neutron) precursor, 先行核

$^{A}_{Z+1}Y$: (delayed - neutron) emitter, 射出核

$^{A-1}_{Z+1}Y$: final nucleus, 最終核

Fig. 1 Illustration of delayed-neutron emission

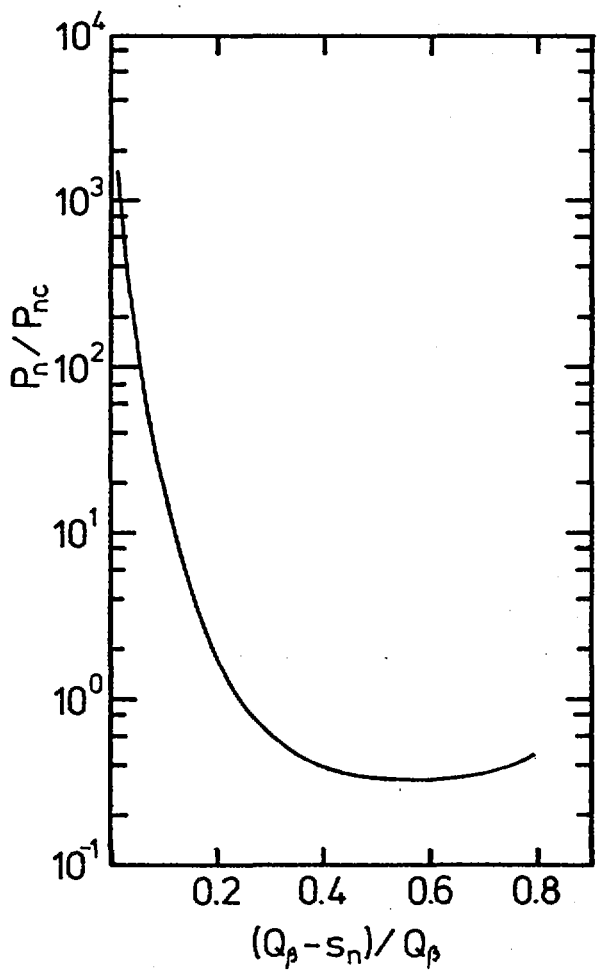


Fig. 2 Systematic trend of P_n/P_{nc} v.s. $(Q_\beta-S_n)/Q_\beta$. (taken from Ref.(5))

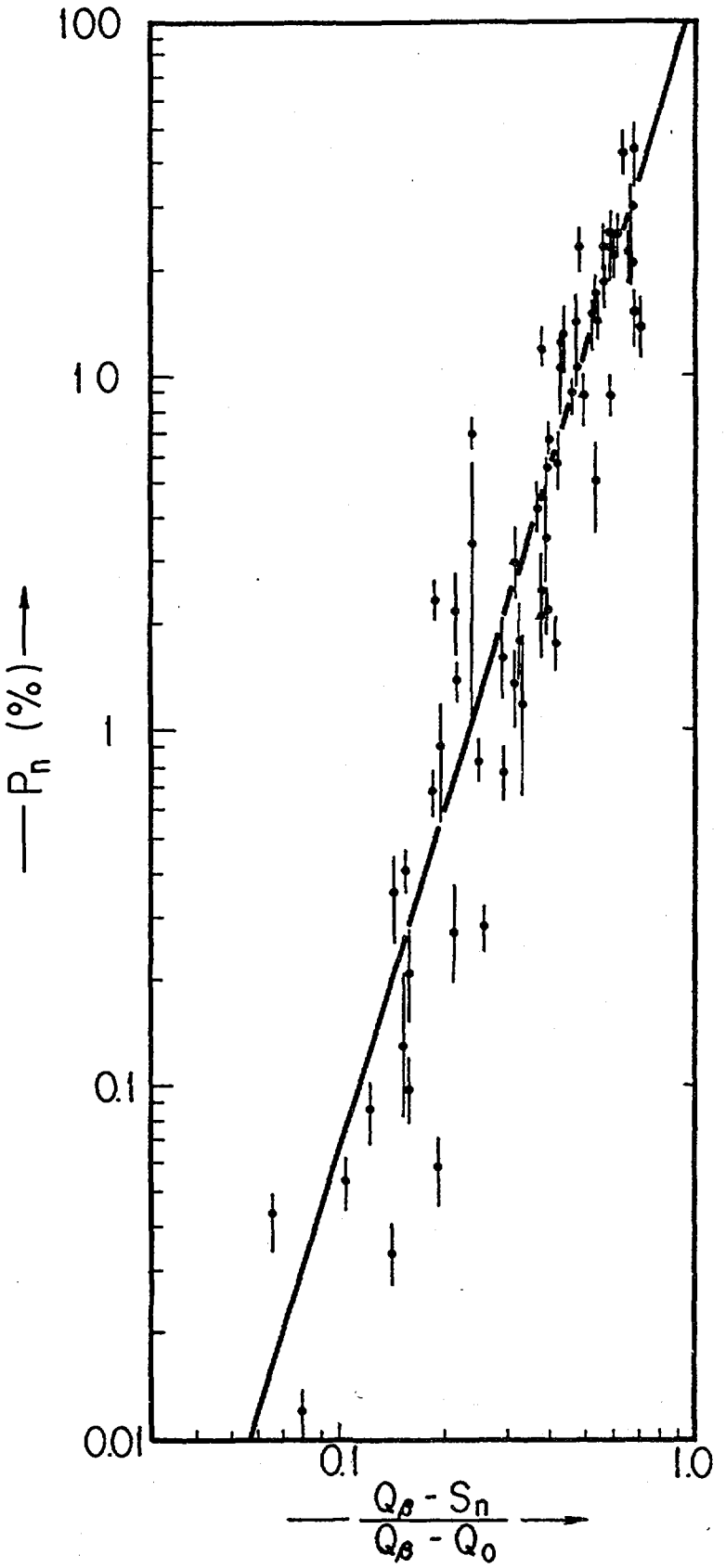


Fig. 3 Systematic trend of P_n v.s. $(Q_\beta-s_n)/(Q_\beta-Q_0)$.
The straight line is expressed by Eq. (10) in the text.

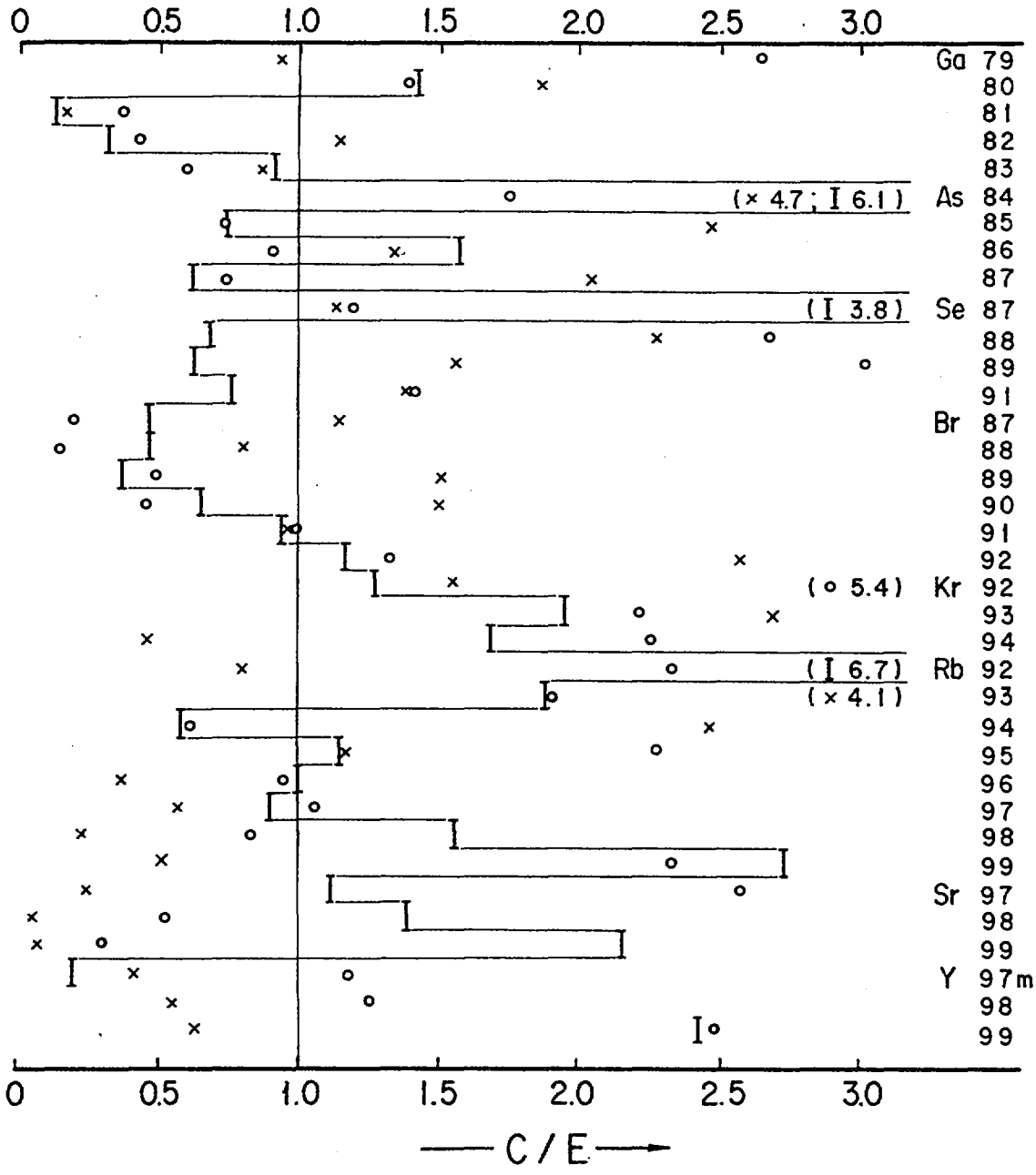


Fig. 4 Comparison of calculated (C) and experimental (E) P_n-values in the form of C/E. C/E's are represented by symbol I for Rudolph and Kratz[5], o for Eq. (10), and x for Eq. (11), respectively. C/E-values larger than 3.0 are given in parentheses.

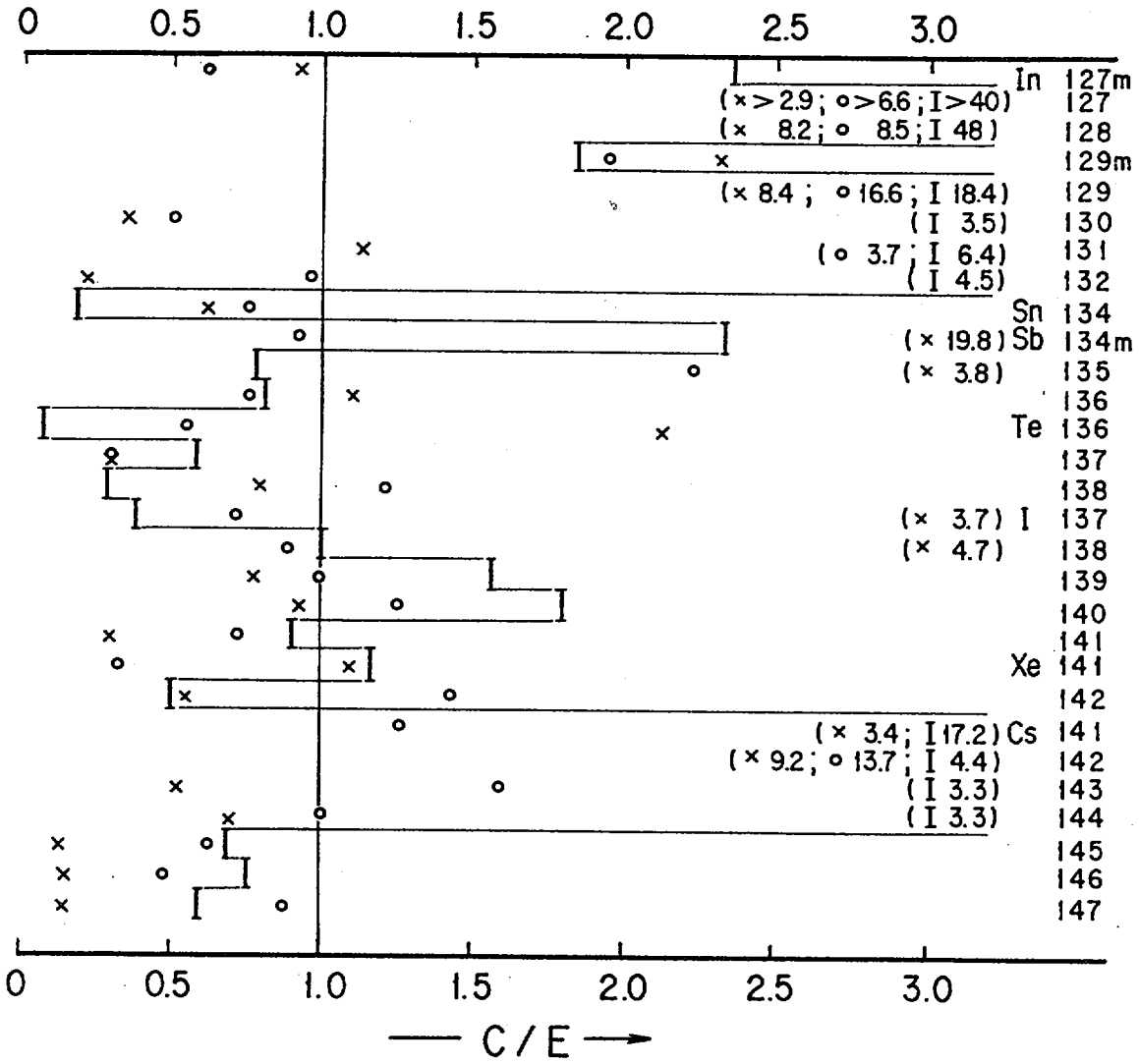


Fig. 4 (continued)

討　論

Q：飯島俊吾（NAIG）

P_n の推定値に大きなずれ（実験値と推定値）があるのに，total β では測定値と可成り良く合っているのはなぜか。

A：中嶋龍三（法政大）

一般に，推定しなければならないような核種の total に対する寄与率は小さい。寄与率の大きな，たとえば Br 87～91，Rb 93～97，I 137～140 などの P_n は実験で測られていて，採用した値に大きな違いはない。

Q：久武和夫（東工大）

今回の作業で対象としていない先行核はどれ位あるか。

A：中嶋龍三（法政大）

JNDC FP Decay Data File に入っているものの中で，なお 50～60 核種推定すべきものがある。

Q：久武和夫（東工大）

対象としてない先行核の寿命は，すべて短いのではないか。

A：中嶋龍三（法政大）

たしかに短いものが多い。しかし，先行核になり得るか否かは別にして，gross theory で計算した寿命が数分以上のものも若干ある。

Q：大竹　巌（富士電機）

先行核でデータのない核種が百数十核種あると言うことだが，これ等の核種は実用上（原子炉への）は，ほとんど必要なしと言っても良いのではないか。

A：中嶋龍三（法政大）

P_n は大きくても yield がきわめて小さいので，全く実用上は問題にならないと言ってよい。ただ，FP Decay Data File の中に入っている核種については，そう手間のかかることではないので，推定値を出しておこうというだけである。

3.4 β崩壊強度関数のシステマティクスと遅発中性子放出

橘　孝博*

ある原子核（中性子数N_1，陽子数Z_1）のβ崩壊強度関数を，隣接する3核種（N_1，Z_1+1），（N_1-2，Z_1），（N_1-2，Z_1+1），のβ崩壊データを用いて推定することを試みる。

この方法は，N_1がmagic numberより2だけ大きくZ_1が奇数のときに最も有効と考えられ，いくつかの核種の遅発中性子放出に応用できるが，とくに^{87}Br，^{137}Iの遅発中性子放出確率（厳密にはその下限）がそれぞれ2.55％，3.3％（実験値はそれぞれ2.57％と6.7％）と計算された。

Systematics of β-Decay Strength Functions and the Delayed Neutron Emission

Takahiro TACHIBANA*

An attempt is made to deduce the β-decay strength function of the nucleus with N_1 neutrons and Z_1 protons ((N_1,Z_1)nucleus) from β-decay data on the three neighboring nuclides, (N_1,Z_1+1), (N_1-2,Z_1), and (N_1-2,Z_1+1). This approach is considered to be most effective when N_1 equals to a magic number plus two and Z_1 is odd, and can be applied to the delayed neutron emission of some nuclides. In particular, the delayed neutron emission probability (strictly speaking, its lower limit) is calculated to be 2.55% for ^{87}Br and 3.3% for ^{137}I (experimental values are 2.57% and 6.7%, respectively).

1. はじめに

β^-崩壊の強度関数S_βのうち，とくに娘核の中性子分離エネルギーS_n以上のエネルギーレベルに対応するものは，核分裂生成核として現在90種以上ある遅発中性子放出核の研究に欠かせない。このS_βは親核と娘核の波動関数が正確に決まれば原理的には求まるが，残念ながら波動

* 早稲田大学理工学部，Waseda University

関数に対する知識不足のためにS_βを直接計算する方法は一部の場合にしか成功していない。また計算も煩雑である。

そのため，広い視野に立ってβ崩壊及び遅発中性子放出に関する性質を研究する必要性が生じる。それは一般的には必要な量を簡単な形に仮定したり，経験的法則やシステマティクスを用いる方法である。たとえば，これまでにPappas およびSverdrup [1]，Amiel およびFeldstein [2]，Rudolph およびKratz [3] の研究がある。β崩壊大局的理論 [4] もそのひとつの試みで，遅発中性子放出の評価に関する応用もなされ [5]，遅発中性子エネルギースペクトルや放出確率P_nがいくつかの核種について求められている。

今回は，大局的理論を参考にしながら，しかしやや異なった立場に立ってβ崩壊を研究する。その方法は，ある核のβ崩壊強度関数S_βを，その核と隣接した他の核のS_βの実験データから求めるもので，これを遅発中性子放出を伴うβ崩壊に適用する。

2. 隣接核からのS_βの推定

2.1 推定方法

対象として，中性子数がmagic number ＋2（＝N_1）で陽子数が奇数（＝Z_1）の核を扱う。この核を（N_1，Z_1）として，大局的理論で用いられた方式による核子のエネルギーレベルをFig. 1に示す。これには大局的理論で考慮されたペアリングのgapの他に，中性子に対する一番上のmagic gapも示してある。Fig. 1の左側にmagic numberまでつまった中性子のcoreとmagic gapの上のペアを組んだ中性子を示し，右側に陽子のレベルを示す。

簡単のため，Fig. 1の各部分をそれぞれ“core neutrons（c.n.）”，“vacant proton levels（v.p.l.）”，“paired neutrons（p.n.）”，“single proton hole（s.p.h.）”と名付けておく。この（N_1，Z_1）核のβ^-崩壊は，（p.n.）のひとつが（v.p.l.）や（s.p.h.）に落ちること，または（c.n.）の中の中性子のひとつが（v.p.l.）や（s.p.h.）に落ちることで起こる。

これら4種のβ^-崩壊を，Fig. 2にあるような（N_1，Z_1+1）核，（N_1-2，Z_1）核，（N_1-2，Z_1+1）核のβ^-崩壊の実験データから求めるのが我々の手法である。まずFig. 1の（p.n.）→（v.p.l.）遷移と（c.n.）→（v.p.l.）遷移をFig. 2の（N_1，Z_1+1）核のβ^-崩壊で置き換える。同様に（c.n.）→（s.p.h.）遷移と（c.n.）→（v.p.l.）遷移を（N_1-2，Z_1）核のβ^-崩壊で置き換える。ただし，奇質量核同士の（N_1，Z_1）核と（N_1-2，Z_1）核の基底状態スピン・パリティが同じであることが必要である。

さらに，以上のような置き換えだけでは（N_1，Z_1+1）核のβ^-崩壊，（N_1-2，Z_1）核のβ^-崩壊の両方に（c.n.）→（v.p.l.）遷移が含まれるので，（N_1-2，Z_1+1）核のβ^-崩壊を用いてこの部分を引いておく。

一応これで，（N_1，Z_1）核のβ^-崩壊強度関数S_βを得るわけだが，この手法だけでは（p.n.）→（s.p.h.）遷移が考慮されていない。しかし対象とする核の中性子数がmagic number＋2であれば（p.n.）→（s.p.h.）遷移の遷移エネルギーは大きい。だから，その部分の寄与は娘核の基底状態や低い励起状態への崩壊になると考えられる。一方，今考慮した（p.n.）→

（v.p.l.）遷移，（c.n.）→（s.p.h.）遷移，（c.n.）→（v.p.l.）遷移は遷移エネルギーが小さい。これらは娘核の高い励起状態への崩壊になり，それらが娘核のS_n以上のレベルであれば遅発中性子放出の情報も得られる。それ故，遅発中性子放出や部分的なS_βを知る上では，（p.n.）→（s.p.h.）遷移をはずしてもよい。中性子数が magic number ＋2，陽子数が奇数となっている核種としては具体的に ^{85}As，^{87}Br，^{135}Sb，^{137}I などがあり，Kratz et al[6] によりS_βが求められている。また，これらは遅発中性子放出の precursor になっている。

2.2 遷移エネルギーの補正

次に，2つの核種の遷移エネルギーを対応させる場合に，対応する遷移エネルギーがいくらか違うのに注意する必要がある。（N_1，Z_1）核のβ^-崩壊におけるある遷移エネルギーE_1は，実験でわかっている（N_1，Z_1+1）核，（N_1-2，Z_1）核，（N_1-2，Z_1+1）核の対応する遷移エネルギーE_2をそのまま用いてはいけないのである。この違いは主に，一中性子，一陽子の受ける平均核力ポテンシャル，クーロンポテンシャル，さらにエネルギーレベル密度が核によって違うために生じる。

中性子数N，陽子数Zの核で，一中性子の受ける平均ポテンシャルとそれに対応する一陽子の受ける平均ポテンシャル（クーロン力は除く。）の差$\Delta U(N, Z)$は，近似的に次式で表される。

$$\Delta U(N, Z) \approx \frac{33\ (N-Z)}{A} \qquad (\mathrm{MeV}) \tag{1}$$

ここで$A=Z+N$である。このΔUだけ中性子の平均核力ポテンシャルが陽子のそれより浅い。係数33は，核子の有効質量M^*と静止質量Mの比を

$$\frac{M^*}{M} = 0.6 + 0.4\,A^{-1/3} \tag{2}$$

とし，核半径を$A^{1/3}$で割った値r_0を

$$r_0 = 1.25\ (1 + 0.65\,A^{-2/3} \qquad (\mathrm{fm}) \tag{3}$$

とした一核子レベルに対応するものである。[7] 他の有効質量を使えば値が変わる。たとえば$M^*/M=1$とすれば，約50 MeV になる。これらの係数を決めるためには，Ref. 8），9）の実験データを用いた。

次に，β^-崩壊における親核状態と，娘核中でのそのアイソバリック・アナログ状態とのエネルギー差を，Jänecke[8),10)] の Coulomb displacement energy の式を用いて次式で表す。

$$\Delta E_c(N, Z_<) = \frac{1}{A^{1/3}}\ (a_1 Z_< + a_2) - (m_n - m_H)\,c^2 (\mathrm{MeV}) \tag{4}$$

ただし

$$a_1 = 1.389 \qquad (\mathrm{MeV})$$
$$a_2 = -2.041 \qquad (\mathrm{MeV}) \tag{5}$$

$$(m_n - m_H)\ c^2 = 0.782 \quad (\mathrm{MeV})$$

であり，$Z_<$ は親核の陽子数である。

これで，核力とクーロン力による陽子と中性子の一粒子平均ポテンシャルの差が $\Delta E_c - \Delta U$ として求まる。対象とする核におけるこの差を $\Delta E_{c1} - \Delta U_1$，実験で S_β のわかっている核における差を $\Delta E_{c2} - \Delta U_2$ とする。これらに，それぞれの遷移エネルギー E_1，E_2 を加えたものは，それぞれの核の一粒子エネルギーレベルの平均間隔に比例すると考えられる。レベルの平均間隔は，フェルミ・ガスモデルを用いると核半径の2乗に反比例する。そこで，(3)式の括弧内第2項を無視し，2つの核で同じ一粒子レベルの中性子が遷移するとして，

$$\begin{aligned} E_1 + \Delta E_{c1} - \Delta U_1 &= C(l_1)\ A_1^{-2/3} \\ E_2 + \Delta E_{c2} - \Delta U_2 &= C(l_2)\ A_2^{-2/3} \end{aligned} \tag{6}$$

と書ける。ここで $C(l_1)$ は，β^- 崩壊において中性子が陽子の l_1 番目のレベルへ遷移するとして，その l_1 で決まる係数である。遷移エネルギー E_1，E_2 による遷移は，それぞれの核で陽子の同じレベルへの遷移なので $l_1 = l_2$ として，

$$E_1 = (\Delta U_1 - \Delta E_{c1}) + (E_2 - \Delta U_2 + \Delta E_{c2})\ \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^{2/3} \tag{7}$$

が求まる。これで置き換えにおける遷移エネルギーの変換ができたことになる。

2.3 具体例とエネルギー範囲の上限

具体例として，β^- 崩壊 $^{87}Br \rightarrow {}^{87}Kr$ を対象として，$^{88}Kr \rightarrow {}^{88}Rb$ からの置き換えをとり上げる。$^{88}Kr \rightarrow {}^{88}Rb$ における ^{88}Rb の第2励起状態（0.19632 MeV）への遷移は，基底状態間の Q_β が 2.913 MeV なので，遷移エネルギーが 2.717 MeV になり，それに対する積分されたフェルミ関数は $f = 0.926 \times 10^3$ となる。（この遷移は $0^+ \rightarrow 1^-$ なので第一禁止遷移に属するが，簡単のために今回はすべて許容遷移のフェルミ関数を用いる。）$^{88}Kr \rightarrow {}^{88}Rb$ の半減期は $T_{1/2} = 2.84$ h，第2励起状態への分岐比は 1.8 %であるから，部分半減期が $t_{1/2} = 5.68 \times 10^5$ sec，$\log ft = 8.72$ が得られ，それに対応する強度の積分として $1.90 \times 10^{-9}\ \mathrm{sec}^{-1}$ が求まる。すなわちこれを 1 MeV 幅に広げると，β 崩壊強度 S_β への寄与が $1.90 \times 10^{-9}\ \mathrm{sec}^{-1}\ \mathrm{MeV}^{-1}$ となる。(7)式より，上の遷移は ^{87}Br では 3.49 MeV の遷移エネルギーに対応するので，$^{87}Br \rightarrow {}^{87}Kr$ の基底状態間の $Q_\beta = 6.84$ MeV を用いると，これは ^{87}Kr の 3.35 MeV 励起したところへの $S_\beta = 1.90 \times 10^{-9}\ \mathrm{sec}^{-1}\ \mathrm{MeV}^{-1}$ の β^- 崩壊となる。

こゝで，ひとつ注意を要することは，置き換えの際に用いる S_β の実験データが，娘核の基底状態からはかって Q_β 以上のレベルには存在しえないことである。これにより S_β を推定できる励起エネルギー範囲にも上限が生じる。

3. 結果とむすび

中性子数が magic number ＋2，陽子数が奇数の核で遅発中性子放出を伴うβ^-崩壊をするものは ^{85}As，^{87}Br，^{135}Sb，^{137}I などである。それらを対象核（N_1，Z_1）とすると，以上の手法を適用するために（N_1，Z_1+1），（N_1-2，Z_1），（N_1-2，Z_1+1）核の実験データがなくてはならない。Ref. 9）によると，これらの中で利用できる実験データのあるものは ^{87}Br に関する ^{88}Kr，^{85}Br，^{86}Kr と ^{137}I に関する ^{138}Xe，^{135}I，^{136}Xe であり ^{85}As，^{135}Sb に関するものはデータ不足である。

ここで前述したように奇質量核同士の基底状態スピン・パリティが同じである必要があるが ^{85}Br の基底状態のそれは$\frac{3}{2}^-$であり ^{87}Br のそれも$\frac{3}{2}^-$であると推定されている。[9] また ^{135}I の基底状態は$7/2^+$であり，我々は ^{137}I のそれも$7/2^+$であると推定する。

以上述べた方法で得られた ^{87}Br と ^{137}I のβ^-崩壊強度関数S_βが Fig. 3～6 にある。実験結果[6] はそれぞれのエネルギーにおけるS_βを 100 keV 幅で平均し，今回の結果は Fig. 3. 4 で各遷移に対する積分強度を 1 MeV 幅で広げている。また，Fig. 5，6 ではそれぞれの積分強度を標準偏差$\sigma = 0.5$ MeV のガウス分布に広げた。

遅発中性子放出確率P_nを求めるには，ガウス分布で広げた強度のうちS_n以上で推定上限以下のものに，積分されたフェル関数とγ崩壊との競合ファクターをかけて積分し，その値と実験で求められた親核の半減期$T_{1/2}$を掛ければよい。その結果を Table 1 に示す。

競合ファクターは，Sn 以上での中性子とγ線放出のエネルギー幅をΓ_n，Γ_γとした時$\Gamma_n/(\Gamma_n+\Gamma_\gamma)$で表されるが，一般にこれは 1 より小さく，放出される中性子が持ち去る角運動量に依存する。今回の計算では$\Gamma_n/(\Gamma_n+\Gamma_\gamma)=1$，つまり$S_n$以上のレベルに崩壊したものはすべて中性子放出するとした場合と，Takahashi[5] が評価した$\Gamma_n/(\Gamma_n+\Gamma_\gamma)$を用いる場合の二通りの計算を行なう。また Ref. 6），9）で採用される ^{87}Br，^{137}I のQ_βと ^{137}Xe のS_nが違うので，それぞれの場合について計算する。

S_βに関しては，^{87}Kr の励起エネルギー 3～4 MeV あたりに強い部分があるが，今回の結果でも現れている。また遅発中性子放出領域の大きな山もほぼ再現されている。

^{137}I でも遅発中性子放出領域の山もほぼ再現されるが，^{137}Xe の基底状態にあるピークが出ない。これは今回の手法に（p. n.）→（s. p. h.）遷移がはいっていないためだが，このピークを見積るひとつの方法として次のような手法を考える。^{137}I と同じ中性子数 84 で陽子数が奇数の核種 ^{139}Cs，^{141}La を考える。ここで ^{139}Cs の基底状態のスピン・パリティは$7/2^+$であり，^{141}La のそれも$7/2^+$であると推定する。^{139}Cs，^{141}La の娘核の基底状態での積分されたS_βはそれぞれ $1.15\times10^{-7}\,\mathrm{sec}^{-1}$，$5.48\times10^{-8}\,\mathrm{sec}^{-1}$で，これを用いて一次近似すると ^{137}I に対して娘核の基底状態への積分されたS_βは $1.74\times10^{-7}\,\mathrm{sec}^{-1}$となり，Kratz et al[6] の結果$S_\beta = 2.51\times10^{-7}\,\mathrm{sec}^{-1}$と近い値が得られる。これも$S_\beta$に対するひとつのシステマティクスを与えている。^{137}Xe の高い励起エネルギー（$E\approx6$ MeV）で実験は大きなS_βを示すが，この領域での測定は難しく，不確かさを伴うと考えられる。一方，我々の計算ではこの領域は 2. 3 節の最後に言及したエネルギー範囲の上限にひっかかるため，信頼できるS_βを求められない。

今回の方法ではS_βの上限（E u.l.と表す）が存在するので，それらから求めたP_nは実際のP_nの下限を与えると解釈できる。Table 1からわかるように，中性子放出領域（$Q_\beta - S_n$），として大きい値（Kratz et alの値）をとった方がよい結果を示し，$\Gamma_n/(\Gamma_n+\Gamma_\gamma)$もTakahashiの評価に従う方が実験データ[11]との一致がよい。

以上の研究によって，今回の方法が遅発中性子放出の評価に対してかなり有力な手段を提供することがわかった。今後より多くの核種に適用できるように実験データの集積されることが望まれる。また理論の側では，今回示したようなシステマティクスを，より多くの核種に適用できるように拡張してゆく必要がある。最後に早大理工研山田勝美教授の多大な御指導に感謝します。

References

1) Pappas, A.C. and Sverdrup, T.: Nucl. Phys., A188, 48 (1972).
2) Amiel, S. and Feldstein, H.: Phys. Lett., 31B, 59 (1970).
3) Rudolph, W. and Kratz, K.-L.: Z. Phys., A281, 269 (1977).
4) Takahashi, K. and Yamada, M.: Prog. Theor. Phys., 41, 1470 (1969).
山田勝美，森田正人，藤井昭彦 ："ベータ崩壊と弱い相互作用"，培風館（1974）.
5) Takahashi, K.: Prog. Theor. Phys., 47, 1500 (1972).
6) Kratz, K.-L., Rudolph, W., Ohm, H., Franz, H., Zendel, M., Herrmann, G., Prussin, S.G., Nuh, F.M., Shihab-Eldin, A.A., Slaughter, D.R., Halverson, W. and Klapdor, H.V.: Nucl. Phys., A317, 335 (1979).
7) Kondoh, T. and Yamada, M.: Prog. Theor. Phys., Supplement No.60, 136 (1976).
8) Jänecke, J.: "Isospin in Nuclear Physics", North-Holland, Amsterdam, 297 (1969).
9) Lederer, C.M. and Shirley, V.S.: "Table of Isotopes", 7th ed., John Wiley & Sons, Inc., (1978).
10) Jänecke, J.: Z. Phys., 196, 477 (1966).
11) Lund, E., Hoff, P., Aleklett, K., Glomset, O. and Rudstam, G.: Z. Phys., A294, 233 (1980).

Table 1 Delayed-neutron emission probabilities for precursors ^{87}Br and ^{137}I. The first three lines for each precursor show the values of the relevant quantities used in the calculation. In Cases I and II the values of Q and S_n are taken from Ref. 6), while in Cases III and IV they are taken from Ref.9). In the forth line listed are the upper limits of the excitation energy (see Section 2.3) above which we cannot estimate the strength reliably. In the fifth line given are (the lower limits of) the delayed-neutron emission probabilities calculated from the strength of Figs. 5 and 6 in the region of the excitation energy between S_n and E u.l. In the last line, the experimental delayed-neutron emission probability[11] is given.

^{87}Br	Case I	Case II	Case III	Case IV
Q (MeV)	6.84	6.84	6.5	6.5
Sn (MeV)	5.515	5.515	5.515	5.515
$\Gamma n/(\Gamma n+\Gamma\gamma)$	1	Ref. 5)	1	Ref. 5)
E u.l. (MeV)	5.97	5.97	5.63	5.63
Pn cal. (%)	4.89	2.55	0.54	0.27
Pn exp. (%)		2.57		

^{137}I	Case I	Case II	Case III	Case IV
Q (MeV)	5.82	5.82	5.5	5.5
Sn (MeV)	4.025	4.025	3.862	3.862
$\Gamma n/(\Gamma n+\Gamma\gamma)$	1	Ref. 5)	1	Ref. 5)
E u.l. (Mev)	4.94	4.94	4.62	4.62
Pn cal. (%)	12.46	3.28	9.15	1.98
Pn exp. (%)		6.7		

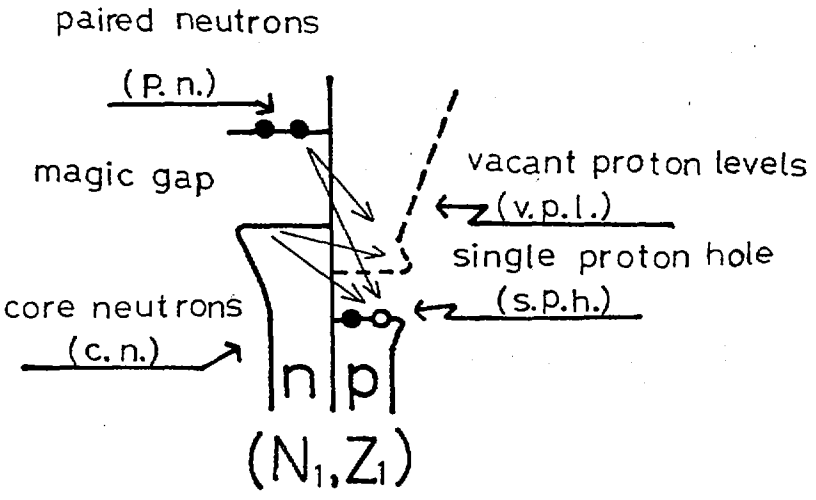


Fig. 1 Schematic illustration of single particle levels in the nucleus (N_1,Z_1). The neutron number N_1 is equal to a magic number plus two, and the proton number Z_1 is odd. Occupid levels are shown by solid lines, and vacant levels are shown by a dashed line. Four types of transitions are indicated.

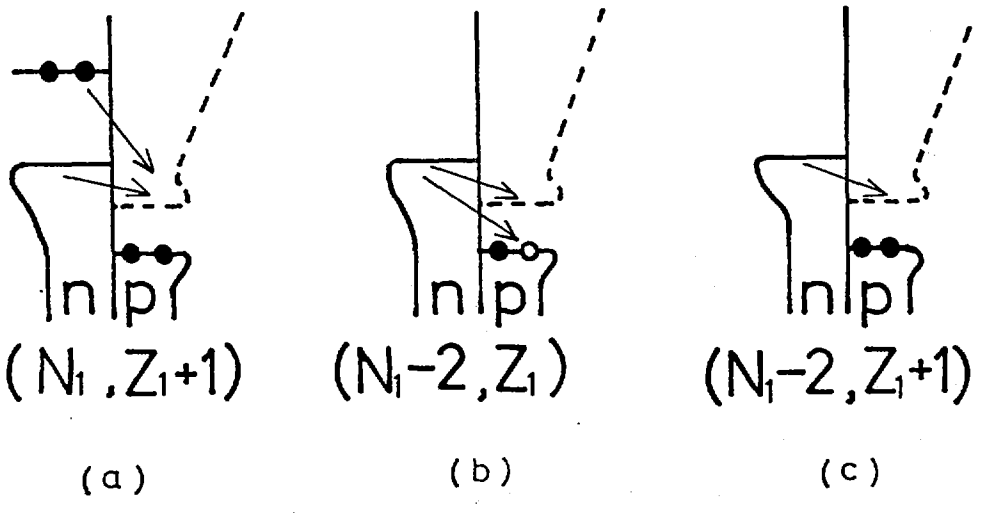


Fig. 2 Schematic illustration of the neighboring nuclides.

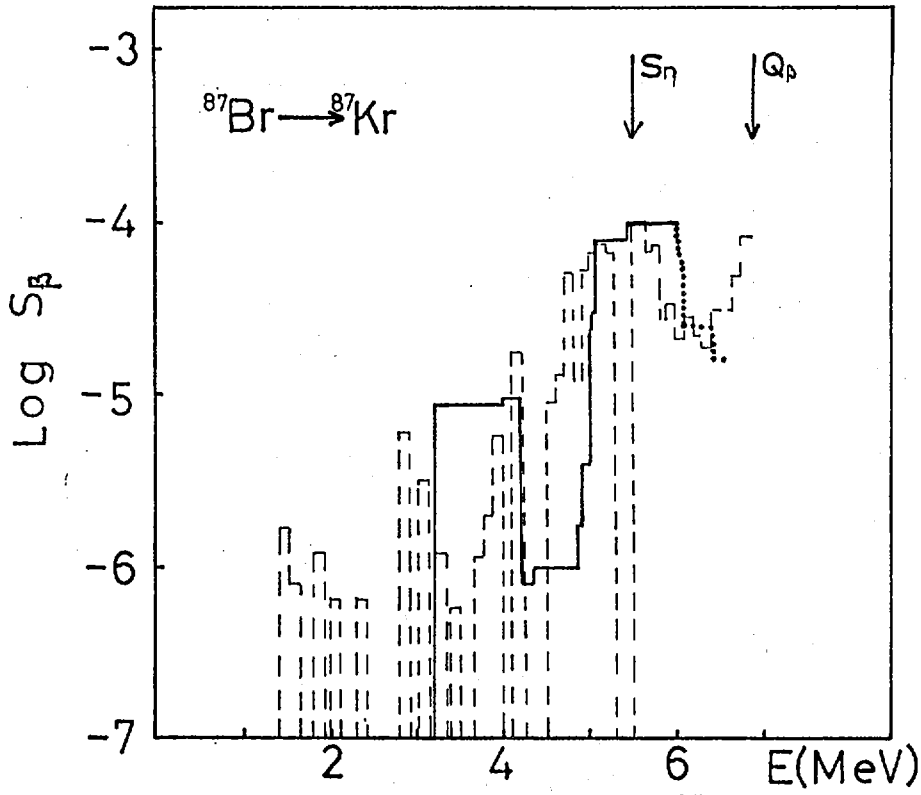


Fig. 3 Strength function S_β for the β-decay of ^{87}Br. The abscissa E is the excitation energy of the daughter nucleus (emitter). The calculated strength which has been obtained by giving a width of 1 MeV to each integrated strength shown by solid lines, and, in the energy region above the upper limit mentioned in Section 2.3, it is drawn with a dotted line. The experimental data have been taken from Ref. 6) and are represented by dashed lines.

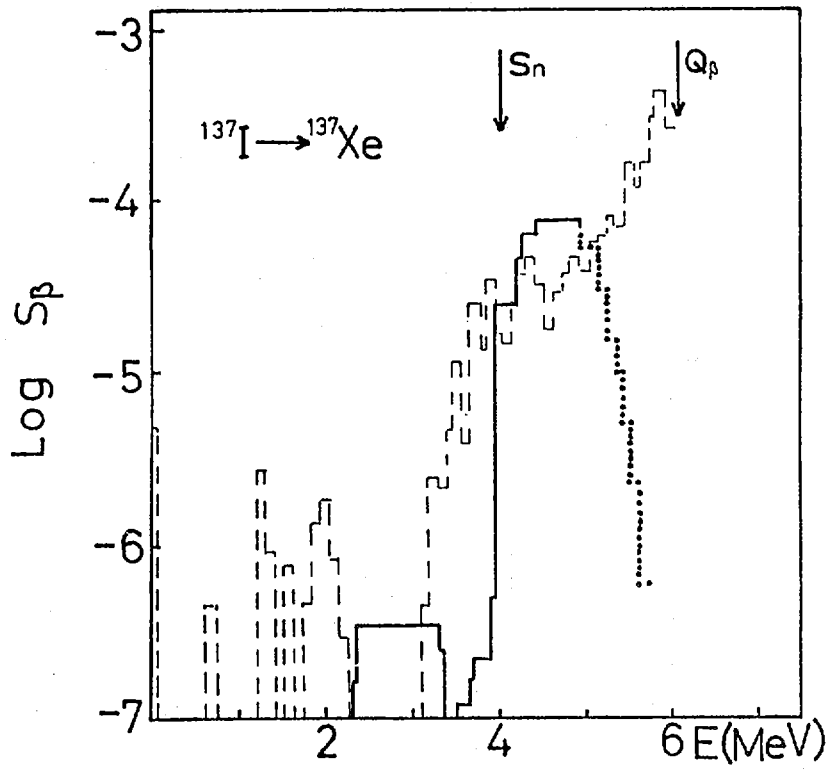


Fig. 4 Strength function S_β for the β-decay of ^{137}I. See also the caption of Fig. 3.

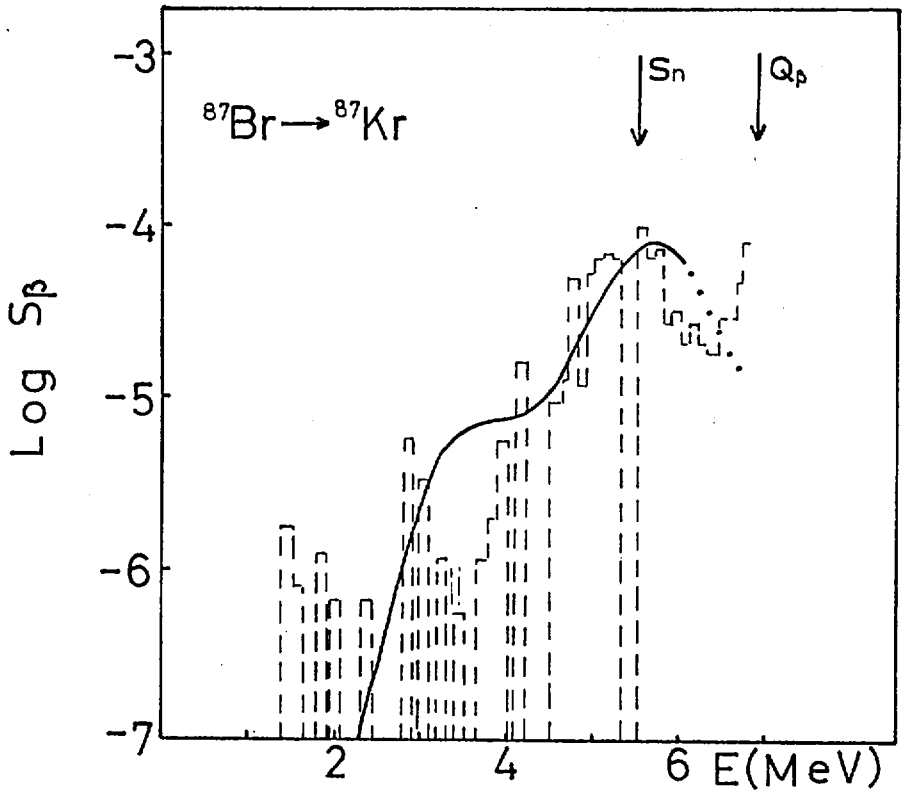


Fig. 5 Strength function S_β for the β-decay of ^{87}Br. The calculated strength has been obtained by giving a Gaussian distribution with standard deviation of 0.5 MeV to each integrated strength. See also the caption of Fig. 3.

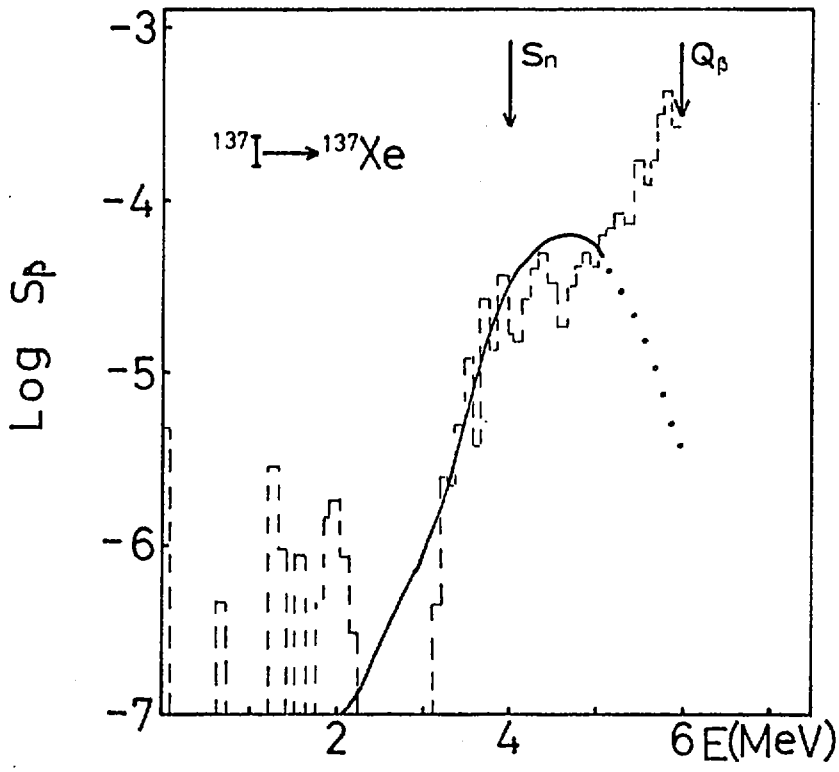


Fig. 6 Strength function for the β-decay of ^{137}I. See also the caption of Fig. 5.

4. 総　　括（I）

椙 山 一 典*

Summary Talk (I)

Kazusuke SUGIYAMA*

シグマ委員会・核データ研究会は，今年も同委員会および核データセンターの努力により開かれました。例年と異って，今回は第1日目のSummary も行うという試みをしようということで，その責が私に与えられたことは光栄です。

本研究会第1日目のテーマとして，「核データの不一致」と「遅発中性子データ」がとりあげられた。

原子炉核設計のみならずドジメトリィにおいて重要な核データの標準化と，測定値あるいは評価値の間に存在する不一致を明確にし，ファイル化しようとする動きは1976年頃からNEANDCで始まり，1979年から今年にかけてのNEANDCとINDC meeting で議論されてきた。そこで取り上げられ，整理され，当面どんな核種あるいは核反応断面積が問題になっているかについて，五十嵐氏は，体調の苦しさを押えて30分にわたる解説をされた。国際的に，こんな問題が検討され，まな板の上にのせられているかと云うことが，その話の内容から理解できたと思う。今後，測定者，評価者，使用者にとって大へん参考になるであろう。例として上げられた ^{7}Li（n, n′α）t および ^{232}Th については我国でも測定と評価が行われており，それだけに質疑が活発であり，関心の高さを示すものであった。次いで，^{238}Uにおける不一致の現状と問題点の指適について，神田幸則氏が整然とした話をされた。Resonánce parameter について未だ問題点が残されているとのことで，少々驚きであったが，測定誤差が小さいという引用があっても簡単に信用してはならないという教訓は印象深いものであった。問題があれば必ず原典に帰れという教訓は，この場合にも生きていることを改めて示されたものである。^{238}Uの非弾性散乱断面積については，これからも，微分および積分実験の面面から研究を行ってゆくべき問題の一つである。

核分裂即発中性子に関する重要な諸量について木村逸郎氏が概括的な話をされ，即発中性子スペクトルは「古くて新しい問題」であることを指適された。これについては，Maxwell 型か，Watt 型かという現象論的段階は何時までも続くのであろうか。平均断面積からの推定については，木村先生自らのお仕事であり，この点だけについて時間をかけたお話を聞きたいくらいであった。

座長の山室先生が，「データ間の不一致は常につきまとう問題であり，最近この不一致が議論できる段階になってきた」といわれた。系統的な測定が増え，詳細な評価も行われるようになり，

* 東北大学，Tohoku University

相互に比較して議論が行えるようになったのは喜しいことであるが，測定が増えることにより収束が得られるかどうかは疑問のあるところであろう。今後は精度を高めることもさることながら，誤差についての検討が必要であり，確度を問題にしてゆくべきであろう。

「遅発中性子データ」のセッションでは，先ず，中野正文氏による，高速炉系において遅発中性子データがβ_{eff}と反応度にどの様な影響を与えるかの話があり，大へん勉強になった。 次いで，松延氏が実験データの現状について紹介され，エネルギースペクトルの低エネルギー部分における測定間の不一致を指摘された。

遅発中性子に関しては，最近10年間に precursor と放出確率の測定が著しく進んでおり， これについて中島氏が豊富な知識と御自分の計算結果とを混じえながら放出確率推定法を話された。私の印象では，最近の実験データの蓄積にも拘らず理論上の進歩は見るべきものないと受けとったが如何なものであろうか。理論における努力は続いており，プログラムには載っていなかったが，早稲田グループの最近の成果について橘氏から紹介があった。

遅発中性子については，最近の on－line mass separator の開発はあったが， 実験面からみると苦労の多い測定である。精度を上げる努力の割には炉物理上の成果への寄与は大きいとは云えないのが現状であるといえよう。

第1日目は核データの不一致がとり上げられ，参加者にそれぞれの認識を与えたといえる。現在，核データには不一致や精度不足が存在しているが，実用上どこまで許容しうるかは大きな関心事であり，この点からの研究会を今後もたれることを期待しておきたい。

5. JENDLの積分的検証

Benchmark Tests of JENDL

5.1 JENDL-2Bのベンチマークテストのレヴュー

菊 池 康 之+

JENDL－2Bは，高速炉に最重要な8核種（^{235}U，^{238}U，^{239}Pu，^{241}Pu，Fe，Cr，Ni）をJENDL-2から，他の核種をJENDL－1から採った混成ライブラリーである。これら8核種はJENDL－2で完全な再評価を行った。特に重核に対しては同時評価法を採用し，構造材に対しては非分離共鳴領域における共鳴構造を数MeVまで考慮した。

このJENDL-2Bに対してベンチマークテストを行った。27の臨界集合体に対し，中心炉特性を1次元モデルでテストした。その結果全体としては満足すべきものが得られたが，スペクトルインデックスは炉心スペクトルに対して矛盾した予測を与える。また中心反応度価値は全ての核種に対して過大評価となり，Pu炉心とU炉心の間でC/Eに系統的な不一致が見られる。

さらにMOZART炉心とZPPR－3に対し，JENDL－2Bの適用性を詳細解析により検討した。反応率分布についてはJENDL－2BはJENDL－1より良好な予測精度を与える。一方Naボイド係数は正に過大評価されるが，これは減速項の過大評価によるらしい。制御棒価値はMOZART炉心では良好な予測を与えるが，ZPPR－3ではかなりの過小評価となった。

Review of Benchmark Tests on JENDL-2B Library

Yasuyuki KIKUCHI+

JENDL-2B is a mixed library consisting of JENDL-2 for the most important nuclides, i.e., ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, Cr, Fe and Ni and of JENDL-1 for other nuclides. Complete reevaluation work was made for these eight nuclides. The simultaneous evaluation method was adopted in the evalautaion for the five heavy nuclides. The resonance structure was carefully studied for the structural materials in the unresolved resonance region up to several MeV.

Benchmark tests have been made on JENDL-2B. Various core center characteristics were tested with one-dimensional model for total of 27 assemblies. Satisfactory results were obtained as a whole. The results of spectrum indices, however, suggested some inconsistent spectrum

+ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

prediction. Moremover, the reactivity worths were overestimated for most of materials, and apparent C/E discrepancies were observed between the Pu and U cores.

Applicablity of JENDL-2B was further tested to more sophisticated problems for MOZART and ZPPR-3 assemblies. The reaction rate distributions were better predicted with JENDL-2B than with JENDL-1. The positive sodium void reactivity worth was much overestimated with JENDL-2B due to too large moderation components. The control rod worths were well predicted in MOZART, but were considerably underpredicted in ZPPR-3.

1. 序

JENDL－2Bは，高速炉に重要な ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, Cr, Fe, Ni を JENDL－2 から，その他を JENDL－1から採った混成ライブラリーである。これは次に紹介される JUPITER 解析のために，JENDL-2 の一般公開前から使用されてきている。

シグマ委員会炉定数専門部会 JENDL 積分評価 W. G. ではこの JENDL－2Bのベンチマークテストを1979 年末から2年間行ってきた。第1段階は1次元モデルによる多数の臨界集合体の解析で，その成果は Ref (1)に発表されている。第2段階のテストは，MOZART および ZPPR－3を対象とした詳細解析によるものである。ここではその結果を簡単に報告する。

2. 1次元モデルによるベンチマークテスト

このテストは JENDL－1 のベンチマークテスト[2)]と同じで，27 の炉心を対象としている。

2.1 実効増倍率 ： Table 1, Fig. 1

k_{eff} のC/E値は 0.998であり，U炉心－Pu 炉心間の差も 0.2％と小さい。しかし，ZPR－3－48 と 3－49炉心の間で 0.51 の差がある事は，3－49 炉心が 3－48 炉心からNa を抜いたものであるので，Na ボイド係数を正に過大評価する恐れがある。この恐れは MZB炉心や ZPPR－9，－10の解析で不幸にも適中した。

2.2 中心反応率比 ： Table 2, Fig. 2

^{238}U fission / ^{235}U fission は実験値のバラツキが大きくて何とも言えないが，極端な場合を除くと C/E値は1に近い。^{239}Pu fission / ^{235}U fission はやや過小評価気味であるが，他のセットよりは良好である。^{238}U capture / ^{235}U fission と ^{238}U capture / ^{239}Pu fission の C/E 値は1に近く良好である。

2.3　中心反応度価値 Tables 3～9

この計算ではβ_{eff}はHardie等による計算値[2]を用いた。^{239}Puと^{235}UのC/Eは10～15%の過大評価であり，さらにU炉心とPu炉心の間に15%の差がある。^{10}B価値のC/Eは3%の過小評価となっている。

全体として見ると，どのセットも^{235}U, ^{239}Puの反応度価値を過大評価する傾向があるが，この一部はβ_{eff}に問題があると考えられる。

2.4　ドップラー反応度 ： Table 10

ドップラー反応度はTableに示すように非常に満足すべきものと思われていた。しかし，最近，弾性除去断面積の処理に実際の炉のスペクトルを用いる補正（REMO補正）を行うとC/Eが約10%下がる事が指摘された。[3] その補正後のJENDL-2BのC/Eは約0.9となる。

3. 詳細解析によるベンチマークテスト

3.1　MOZART

3.1.1　反応率分布 ： Figs. 3～4

MZBの反応率分布のC/EをFigs 3～4に示す。C/E値は炉心内では3%以内で1に一致しているが，炉心とブランケットの境界でギャップを生じている。しかし，これはセル計算に問題がある事が分り，現在検討中である。

3.1.2　Naボイド係数：Tables 11～12，Fig. 5

Naボイドトラバースの C/E値をFig 5に，またその1次摂動成分をTables 11～12に示す。JENDL-2BはNaボイド係数を過大評価する傾向が見られ，JENDL-1より予測精度は悪い。この原因は摂動成分から見るかぎり，正の減速項の過大評価と思われる。この原因を調べるため，一般化摂動による感度解析を進めている。

3.1.3　MZCの制御棒価値： Table 13

MZCの制御棒価値のC/EはTableに見られるよう極めて1に近い。一方JENDL-1は5%の過小評価となっている。

3.2　ZPPR-3

3.2.1　多数本制御棒価値： Table 14

JENDL-2BのC/Eの平均値は0.88でJENDL-1より8%低くなっている。この傾向はMZCと全く逆である。

3.2.2　^{235}U核分裂率分布： Table 15

^{235}Uの核分裂率分布のC/Eは，制御棒の挿入パターンによらず，外部炉心でも0.97と安定している。一方JENDL-1では，外側リングに制御棒が挿入されるとC/Eは0.92まで低下していた。

4 結 論

(1) JENDL－2B は全体として JENDL－1 より予測精度は良い。

(2) ^{239}Pu/^{235}U 核分裂率比からは数 100 keV 以上のスペクトルの過小評価が考えられる。また ^{10}B反応度価値の過小評価からは低エネルギー側のスペクトルの過小評価が考えられる。

(3) 中心反応度価値は，大体において過大評価気味で，U 炉心と Pu 炉心間で大きな差があった。これは一部は β_{eff} の問題と考えられる。

(4) 反応率分布で炉心とブランケットにギャップが見られた。

(5) Na ボイド係数が正方向に過大評価である。

(6) MZC とZPPR－3 の制御棒価値に矛盾した傾向が見られた。

参考文献

1) Kikuchi, Y., Narita, T. and Takano, H.: J. Nucl. Sci. Technol., 17, 567 (1980).

2) Hardie, R.W., Schenter, R.E. and Wilson, R.E.: Nucl. Sci. Eng., 57, 222 (1975)

3) 高野秀機 ： 私信（1981）.

Table 1 Effective multiplication factor

* C/E OF K-EFFECTIVE

* PLUTONIUM FUEL

NO.	ASSEMBLY	EXPERIMENTAL	JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-4
1	VERA-11A	1.00000	0.99236	0.98598	0.99240	0.98399
2 *	ZPR-3-54	1.00000	0.95443	1.02170	0.95435	0.93350
3	ZPR-3-53	1.00000	0.99116	0.99940	0.99650	0.97716
4	FCA 5-2	1.00000	1.00567	1.01078	1.00910	0.99726
5	SNEAK-7A	1.00000	1.00135	0.99552	1.00508	0.99072
6	FCA 6-2	1.00000	0.99946	1.00713	1.00452	0.99035
7	MZA	1.01080	0.99446	1.00267	1.00119	0.98305
8	FCA 6-1	1.00000	0.99481	0.99450	1.00041	0.98440
9	ZPR-3-50	1.00000	0.99709	0.99738	0.99848	0.98105
10	ZPR-3-48	1.00000	1.00049	1.00045	1.00306	0.98848
11	ZPR-3-49	1.00000	1.00546	1.00006	1.00416	0.99175
12	ZPR3-56B	1.00000	0.98885	0.99565	0.99668	0.97682
13	ZPPR-2	1.00000	1.00037	1.00717	1.00874	0.98780
14	MZB(1)	1.00400	0.99114	0.99851	1.00129	0.97959
15	ZPR-6-7	1.00000	0.99368	0.99826	1.00332	0.98098
16	SNEAK-7B	1.00000	0.99852	0.98982	1.00436	0.98922
17	ZEBRA-3	1.00000	0.99825	0.98163	0.99797	0.99182
* AVERAGE OF C/E			0.99707	0.99781	1.00170	0.98590
* AVERAGE(C/E)-1.0			-0.00293	-0.00219	0.00170	-0.01410
* AVERAGE OF ABS(1.0-C/E)			0.00460	0.00573	0.00395	0.01410
* STND.DEV. OF C/E			0.00486	0.00737	0.00438	0.00572

* URANIUM FUEL

NO.	ASSEMBLY	EXPERIMENTAL	JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-4
19	VERA-1B	1.00000	0.99537	1.00767	1.00360	0.99418
20	ZPR-3-6F	1.00000	1.01225	1.01950	1.01660	1.00831
21	FCA 5-1	1.00000	1.00169	1.00605	1.00589	0.99418
22	ZPR-3-12	1.00000	1.00114	1.00609	1.00697	0.99873
23	FCA 1-6	1.00000	0.99865	1.00930	0.99874	0.99647
24	FCA 1-1	1.00000	1.00992	1.01202	1.01765	1.01292
25	FCA 3-2S	1.00000	0.98920	1.00258	0.98812	0.98253
30	ZPR-6-6A	1.00000	0.99884	1.01390	1.00191	0.98946
31	ZEBRA-2	1.00000	0.98314	0.99020	0.98523	0.97814
32	ZPR-3-11	1.00000	1.00211	0.99986	1.00800	1.00504
* AVERAGE OF C/E			0.99923	1.00672	1.00327	0.99600
* AVERAGE(C/E)-1.0			-0.00077	0.00672	0.00327	-0.00400
* AVERAGE OF ABS(1.0-C/E)			0.00619	0.00870	0.00885	0.00926
* STND.DEV. OF C/E			0.00823	0.00767	0.01002	0.01038

SUMMARY OF ALL ASSEMBLIES

* AVERAGE OF C/E	0.99790	1.00123	1.00230	0.98978
* AVERAGE(C/E)-1.0	-0.00210	0.00123	0.00230	-0.01022
* AVERAGE OF ABS(1.0-C/E)	0.00521	0.00687	0.00584	0.01224
* STND.DEV. OF C/E	0.00645	0.00865	0.00714	0.00925

Table 2 Central reaction rate ratios

Quantities	No. of Cores	*	JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
U -238 Fission / U -235 Fission	Pu cores 15	A	1.086	1.008	1.021	1.031
		B	0.081	0.075	0.072	0.068
	U cores 9	A	1.016	0.954	1.016	1.022
		B	0.074	0.073	0.074	0.080
	All cores 24	A	1.060	0.988	1.014	1.028
		B	0.085	0.079	0.073	0.073
Pu-239 Fission / U -235 Fission	Pu cores 15	A	0.980	0.964	0.974	0.975
		B	0.032	0.031	0.031	0.030
	U cores 8	A	0.986	0.972	0.985	0.990
		B	0.040	0.041	0.038	0.039
	All cores 23	A	0.982	0.967	0.977	0.980
		B	0.035	0.035	0.034	0.034
Pu-240 Fission / U -235 Fission	Pu cores 9	A	1.073	1.009	1.058	1.063
		B	0.139	0.127	0.117	0.127
	U cores 4	A	1.043	1.008	1.061	1.083
		B	0.083	0.082	0.069	0.077
	All cores 13	A	1.064	1.009	1.059	1.069
		B	0.126	0.115	0.105	0.114
U -238 Capture / U -235 Fission	Pu cores 6	A	1.006	0.997	0.995	1.021
		B	0.029	0.028	0.027	0.029
	U cores 6	A	0.986	0.983	0.981	0.984
		B	0.016	0.013	0.014	0.023
	All cores 12	A	0.996	0.990	0.988	1.003
		B	0.026	0.023	0.023	0.032
U -238 Capture / Pu-239 Fission	Pu cores 6	A	1.034	1.042	1.030	1.052
		B	0.032	0.031	0.030	0.032
	U cores 5	A	0.974	0.985	0.972	0.965
		B	0.038	0.040	0.036	0.030
	All cores 11	A	1.007	1.016	1.004	1.012
		B	0.046	0.045	0.044	0.053

* A: Average of C/E, B: Standard Deviation of C/E.

ZPR-3-54 and FCA-I-6 are omitted in the statistical analyses.

Table 3 Central reactivity worths (C/E) of ^{239}Pu.

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	Inhour/kg* / %Δk/k	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	925.5	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	738	968.8	1.0482	1.431	1.184	1.439	1.479
	ZPR-3-53	681	950.3	1.0434	1.211	1.216	1.198	1.224
	SNEAK-7A	1023	911.8	0.9170	1.043	1.056	1.041	1.052
	ZPR-3-50	564	930.1	1.0488	1.135	1.145	1.138	1.152
	ZPR-3-48	445	932.5	0.9942	1.177	1.202	1.175	1.187
	ZPR-3-49	415	934.4	1.0489	1.096	1.131	1.103	1.112
	ZPR-3-56B	372	975.6	1.0644	1.280	1.275	1.278	1.301
	ZPPR-2	120	963.4	1.0000	-	-	-	-
	ZPR-6-7	158	972.5	1.0041	1.208	1.228	1.213	1.227
	SENAK-7B	584	843.7	0.9649	1.045	1.065	1.050	1.058
	ZEBRA-3	1144	837.9	0.9846	1.178	1.204	1.179	1.176
	Average of C/E				1.153	1.169	1.153	1.165
	Standard deviation of C/E				0.075	0.071	0.073	0.077
U	VERA-1B**	674	376.9	0.9735	0.888	0.879	0.877	0.884
	ZPR-3-6F**	452	407.2	1.0020	1.016	1.029	0.983	0.993
	ZPR-3-12	436	427.6	0.9948	0.960	0.954	0.957	0.965
	ZPR-6-6A	57	431.9	1.0029	1.023	1.020	1.045	1.038
	ZEBRA-2	195	442.3	0.9866	1.073	1.058	1.081	1.080
	ZPR-3-11	411	462.6	0.9884	0.992	0.991	0.989	0.993
	Average of C/E				1.012	1.006	1.018	1.019
	Standard deviation of C/E				0.042	0.038	0.048	0.044
All	Average of C/E				1.109	1.119	1.111	1.120
	Standard deviation of C/E				0.093	0.098	0.091	0.096

* Taken from Ref. (2)

** Omittec in statistical analyses

Table 4 Central reactivity worths (C/E) of ^{235}U.

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	567	1.0472	1.463	1.245	1.398	1.582
	ZPR-3-53	520	1.0447	1.252	1.287	1.168	1.328
	SNEAK-7A	757	0.9175	1.025	1.079	1.027	1.063
	ZPR-3-50	464	1.0485	1.119	1.167	1.100	1.177
	ZPR-3-48	334	0.9943	1.183	1.239	1.172	1.217
	ZPR-3-49	282	1.0494	1.168	1.254	1.184	1.214
	ZPR-3-56B	295	1.0632	1.229	1.254	1.221	1.266
	ZPPR-2	90	1.0008	-	-	-	-
	ZPR-6-7	133	1.0041	1.190	1.234	1.181	1.226
	SNEAK-7B	435	0.9649	1.055	1.118	1.070	1.086
	ZEBRA-3	721	0.9857	1.179	1.249	1.196	1.201
	Average of C/E			1.156	1.209	1.147	1.198
	Standard deviation of C/E			0.071	0.067	0.061	0.078
U	VERA-1B**	391	0.9741	0.887	0.899	0.885	0.880
	ZPR-3-6F**	320	1.0024	0.837	0.869	0.822	0.824
	ZPR-3-12	285	0.9959	0.963	0.983	0.967	0.976
	ZPR-6-6A	42	1.0028	1.061	1.079	1.071	1.081
	ZEBRA-2	140	0.9870	1.092	1.111	1.101	1.110
	ZPR-3-11	246	0.9891	1.040	1.066	1.044	1.051
	Average of C/E			1.039	1.060	1.046	1.055
	Standard deviation of C/E			0.048	0.047	0.050	0.050
All	Average of C/E			1.120	1.163	1.116	1.154
	Standard deviation of C/E			0.084	0.092	0.074	0.096

* Taken from Ref. (2)

** Omitted in statistical analyses

Table 5 Central reactivity worths (C/E) of ^{238}U

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	-82.0	1.0057	0.923	1.035	1.043	1.014
	ZPR-3-53	-75.1	1.0113	0.923	1.040	1.027	0.999
	SNEAK-7A	-38.8	0.9389	1.108	1.233	1.173	1.158
	ZPR-3-50	-42.1	1.0166	0.921	1.015	0.966	0.942
	ZPR-3-48	-23.6	0.9914	1.043	1.162	1.063	1.044
	ZPR-3-49	-18.5	1.0078	1.036	1.151	1.061	1.046
	ZPR-3-56B	-18.4	1.0178	1.224	1.339	1.247	1.222
	ZPPR-2	-	-	-	-	-	-
	ZPR-6-7	-10.9	0.9972	1.019	1.114	1.040	1.015
	SNEAK-7B	-24.2	0.9760	1.158	1.230	1.165	1.149
	ZEBRA-3	-36.0	0.9832	1.147	1.209	1.152	1.124
	Average of C/E			1.064	1.166	1.099	1.078
	Standard deviation of C/E			0.098	0.095	0.084	0.085
U	VERA-1B**	13.1	0.9045	1.579	1.436	1.128	1.218
	ZPR-3-6F**	2.7	0.9930	-	-	-	-
	ZPR-3-12	-12.0	0.9915	0.986	1.081	0.982	0.973
	ZPR-6-6A	-3.5	0.9983	1.111	1.188	1.087	1.123
	ZEBRA-2	-10.7	0.9854	1.023	1.086	0.996	1.027
	ZPR-3-11	-13.0	0.9886	1.014	1.067	1.027	1.014
	Average of C/E			1.034	1.106	1.023	1.034
	Standard deviation of C/E			0.047	0.048	0.040	0.055
All	Average of C/E			1.055	1.147	1.076	1.064
	Standard deviation of C/E			0.087	0.088	0.081	0.080

* Taken from Ref. (2)

** Omitted in statistical analyses

Table 6 Central reactivity worths (C/E) of ^{10}B

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	-42500	1.0275	0.833	0.793	0.936	0.852
	ZPR-3-53	-39029	1.0252	0.759	0.803	0.846	0.766
	SNEAK-7A	-19368	0.9274	1.004	1.054	1.063	0.990
	ZPR-3-50	-17515	1.0315	0.908	0.957	0.987	0.893
	ZPR-3-48	-8912	0.9919	1.015	1.082	1.059	0.982
	ZPR-3-49	-6967	1.0286	0.991	1.050	1.032	0.965
	ZPR-3-56B	-7000	1.0387	1.043	1.097	1.088	1.012
	ZPPR-2	-2269	1.0020	-	-	-	-
	ZPR-6-7	-2947	1.0018	1.154	1.232	1.217	1.114
	SNEAK-7B	-7542	0.9710	1.041	1.086	1.067	1.010
	ZEBRA-3	-9018	0.9848	1.050	1.097	1.043	1.029
	Average of C/E			0.996	1.051	1.045	0.973
	Standard deviation of C/E			0.104	0.110	0.092	0.092
U	VERA-1B**	-9846	0.9799	0.977	0.994	0.955	0.949
	ZPR-3-6F**	-3693	1.0010	1.070	1.106	0.978	0.959
	ZPR-3-12	-	-	-	-	-	-
	ZPR-6-6A	-1313	0.9989	0.956	0.989	0.941	0.931
	ZEBRA-2	-4506	0.9871	0.832	0.855	0.812	0.807
	ZPR-3-11	-3380	0.9889	0.963	1.003	0.944	0.930
	Average of C/E			0.917	0.949	0.962	0.889
	Standard deviation of C/E			0.060	0.067	0.027	0.058
All	Average of C/E			0.976	1.025	1.008	0.952
	Standard deviation of C/E			0.101	0.110	0.106	0.092

* Taken from Ref. (2)

** Omitted in statistical analyses

Table 7 Central reactivity worths (C/E) of chromium

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-53	-10.1	0.9973	1.327	1.040	1.585	1.777
	SNEAK-7A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-50	-13.1	1.0222	1.428	1.348	1.729	1.827
	ZPR-3-48	-12.3	0.9889	1.273	1.235	1.553	1.643
	ZPR-3-49	-11.8	1.0266	1.218	1.218	1.485	1.557
	ZPR-3-56B	-12.7	1.0304	1.081	1.052	1.318	1.393
	ZPPR-2	-3.4	1.0022	-	-	-	-
	ZPR-6-7	-4.5	1.0042	1.227	1.230	1.516	1.576
	SNEAK-7B	-	-	-	-	-	-
	ZEBRA-3	-	-	-	-	-	-
	Average of C/E			1.259	1.187	1.531	1.629
	Standard deviation of C/E			0.107	0.109	0.123	0.144
U	VERA-1B**	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-6F**	-4.6	1.0041	0.879	0.569	1.228	1.441
	ZPR-3-12	-	-	-	-	-	-
	ZPR-6-6A	-	-	-	-	-	-
	ZEBRA-2	-5.5	0.9855	1.109	1.080	1.504	1.537
	ZPR-3-11	-15.4	0.9868	0.972	0.979	1.202	1.274
	Average of C/E			1.041	1.030	1.353	1.406
	Standard deviation of C/E			0.069	0.051	0.151	0.132
All	Average of C/E			1.204	1.148	1.487	1.573
	Standard deviation of C/E			0.136	0.119	0.151	0.171

* Taken from Ref. (2)

** Omitted in statistical analyses

Table 8 Central reactivity worths (C/E) of iron

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-53	-4.5	0.9694	1.545	1.275	1.292	1.831
	SNEAK-7A	-32.2	0.9219	0.797	0.736	0.814	0.899
	ZPR-3-50	-13.2	1.0177	1.233	1.141	1.241	1.362
	ZPR-3-48	-12.2	0.9922	1.177	1.108	1.193	1.294
	ZPR-3-49	-14.1	1.0243	0.971	0.943	0.994	1.061
	ZPR-3-56B	-12.3	1.0280	0.989	0.943	1.009	1.088
	ZPPR-2	-3.2	1.0018	-	-	-	-
	ZPR-6-7	-4.3	1.0044	1.094	1.068	1.128	1.199
	SNEAK-7B	-21.2	0.9703	1.004	0.986	1.077	1.129
	ZEBRA-3	-	-	-	-	-	-
	Average of C/E			1.101	1.025	1.094	1.233
	Standard deviation of C/E			0.210	0.151	0.145	0.263
U	VERA-1B**	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-6F**	-6.9	1.0059	0.845	0.798	0.995	1.196
	ZPR-3-12	-11.5	0.9895	0.976	0.872	1.104	1.193
	ZPR-6-6A	-	-	-	-	-	-
	ZEBRA-2	-5.2	0.9854	1.090	0.994	1.255	1.281
	ZPR-3-11	-14.3	0.9869	1.091	1.038	1.162	1.254
	Average of C/E			1.052	0.968	1.174	1.243
	Standard deviation of C/E			0.054	0.070	0.062	0.037
All	Average of C/E			1.088	1.009	1.115	1.236
	Standard deviation of C/E			0.182	0.137	0.133	0.225

* Taken from Ref. (2)

** Omitted in statistical analyses

Table 9 Central reactivity worths (C/E) of nickel

Fuel	Assembly	Experimental* Inhour/kg	factor* 1D→2D	Calculated JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Pu	VERA-11A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-54**	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-53	-20.5	0.9956	1.594	1.528	1.227	1.328
	SNEAK-7A	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-50	-21.7	1.0195	1.443	1.312	1.299	1.352
	ZPR-3-48	-18.2	0.9913	1.459	1.348	1.361	1.402
	ZPR-3-49	-20.7	1.0217	1.151	1.098	1.101	1.120
	ZPR-3-56B	-16.8	1.0282	1.359	1.248	1.282	1.316
	ZPPR-2	-4.8	0.9984	-	-	-	-
	ZPR-6-7	-6.5	1.0040	1.304	1.198	1.244	1.259
	SNEAK-7B	-	-	-	-	-	-
	ZEBRA-3	-	-	-	-	-	-
	Average of C/E			1.385	1.289	1.252	1.296
	Standard deviation of C/E			0.138	0.134	0.080	0.090
U	VERA-1B**	-	-	-	-	-	-
	ZPR-3-6F**	-12.5	0.9955	1.620	1.687	1.487	1.593
	ZPR-3-12	-20.0	0.9893	1.188	1.093	1.221	1.167
	ZPR-6-6A	-	-	-	-	-	-
	ZEBRA-2	-9.8	0.9841	1.044	0.927	1.083	0.997
	ZPR-3-11	-19.2	0.9871	1.248	1.179	1.296	1.340
	Average of C/E			1.160	1.066	1.200	1.168
	Standard deviation of C/E			0.086	0.105	0.088	0.140
All	Average of C/E			1.310	1.215	1.235	1.253
	Standard deviation of C/E			0.163	0.163	0.086	0.125

* Taken from Ref. (2)

** Omitted in statistical analyses

Table 10 Doppler reactivity coefficients (C/E)

			JENDL-2B	JENDL-1	JFS-2	ENDF/B-IV
Small Sample Doppler Experiments	FCA	V -1	0.96	1.09	0.78	0.91
		V -2	0.86	0.98	0.74	0.78
		VI-1	1.00	1.13	0.94	0.93
		VI-2	0.93	1.03	0.90	0.87
	ZPPR-2	(Normal)	1.13	1.25	1.08	0.93
		(Na voided)	0.85	0.96	0.81	0.81
	ZPR-3-47		0.97	1.04	0.95	0.92
Whole Core Doppler Experiment	SEFOR		1.05	1.12	1.05	1.04
Average of C/E			0.97	1.08	0.91	0.90
Standerd Deviation of C/E			0.09	0.09	0.12	0.08

Table 11 Axial traverse of sodium void worth in plate-type central 9 elements of MZB assembly

(in unit of 10^{-6} $\Delta\rho$)

Axial Height of Void Region	Measured Worth	*	Perturbation Calculation (first order)						Direct Calc.
			Total	Fission	Absorption	Moderation	Radial Leakage	Axial Leakage	
0-12 cm	+175±2	1	+194	-38	+63	+178	-1	-8	+190
Core Center		2B	+228	-41	+71	+206	-1	-8	+240
12-45 cm	+56±4	1	+29	-59	+104	+300	-1	-315	-
Core Edge		2B	+93	-67	+118	+344	-1	-301	+121
0-45 cm	+231±5	1	+223	-97	+167	+478	-2	-323	+243
Core Height		2B	+321	-108	+189	+550	-2	-309	+335
45-80 cm	-76±3	1	-86	-1	+13	+71	0	-169	-
Axial Bl.		2B	-94	-3	+15	+77	0	-182	-79
0-80 cm	+149±6	1	+137	-98	+180	+549	-2	-492	-181
All Element		2B	+227	-111	+204	+627	-2	-491	+257

* 1: JENDL-1
2B: JENDL-2B

Table 12 Radial traverse of sodium void worth in 9 elements of MZB assembly

(in unit of 10^{-6} $\Delta\rho$)

Void Position	Measured Worth	*	Perturbation Calculation (first order)						Direct Calc.
			Total	Fission	Absorption	Moderation	Radial Leakage	Axial Leakage	
#A	+231±5	1	+223	-97	+167	+478	-2	-323	+243
Core Center		2B	+321	-108	+189	+550	-2	-309	+335
#B	+50±5	1	+10	-58	+94	+269	-103	-191	
I.C. Edge		2B	+68	-61	+104	+300	-96	-179	+121
#C	-201±5	1	-437	-28	+41	+120	-450	-120	-335
O.C.		2B	-242	-15	+37	+131	-314	-82	-186
#D	-129±2	1	-135	-2	+7	+38	-168	-10	-120
Rad. Bl.		2B	-88	-4	+8	+26	-112	-6	-83

See Fig. 4.

* 1: JENDL-1
2B: JENDL-2B

Table 13 Central control rod worth of MZC

^{10}B enrichment %	Experimental worth %Δk/kk'	JENDL-2B		JENDL-1	
		worth %Δk/kk'	C/E	worth %Δk/kk'	C/E
Natural	0.808 ± 1.3%	0.806	1.00	0.765	0.95
30	0.993 ± 1.4%	0.994	1.00	0.946	0.95
80	1.525 ± 1.8%	1.526	1.00	1.461	0.96
90	1.629 ± 1.9%	1.606	0.99	1.540	0.95

Table 14 C/E values for control rod worth of ZPPR-3 phase 1B core

No.	Control Rod Positions Inserted	No. of C.R.	Measured Worth($)	β_{eff} ($\times 10^{-3}$)	C/E Values JFS-2*	JENDL-1	JENDL-2B
1	8	1	1.94	3.51	0.96	0.94	0.90
2	2	1	2.02	3.51	1.00	0.98	0.89
3	2,8	2	3.58	3.51	-	0.95	0.91
4	Type-I in CRP-1	1	4.14	3.51	0.96	0.96	0.87
5	8,14	2	4.24	3.51	0.97	0.99	0.90
6	2,5	2	4.26	3.51	0.99	0.98	0.88
7	2,4,6	3	6.51	3.52	0.99	0.98	0.89
8	2,4,6,10,14,18	6	14.33	3.54	0.97	0.98	0.89
9	8,10,12,14,16,18	6	14.88	3.54	0.97	0.93	0.90
10	2,3,4,5,6,7,10,14,18	9	20.75	3.55	-	0.97	0.86
11	2,4,6,8,10,12,14,16,18	9	22.65	3.55	-	0.98	0.89
12	8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19	12	28.96	3.57	0.99	0.97	0.88
13	2,4,6,9,10,11,13,14,15,17,18,19	12	28.99	3.57	-	0.95	0.86
14	2,3,4,5,6,7,8,10,12,14,16,18	12	30.12	3.57	-	0.95	0.87
15	All except CRP-1	18	44.76	3.61	-	0.95	0.85
Average and one standard deviation of C/E values					0.98±0.01	0.96±0.02	0.88±0.02

Table 15 Comparison of C/E values of $^{235}U(n,f)$ reaction rate distribution in outer core by using three different library sets

Case	JENDL-1				JFS-2*				JENDL-2B			
	Max.	Min.	Max.-Min.	$\overline{C/E}\pm\sigma$	Max.	Min.	Max.-Min	$\overline{C/E}\pm\sigma$	Max.	Min.	Max.-Min.	$\overline{C/E}\pm\sigma$
Phase 2 Reference Core	0.99	0.91	0.08	0.95±0.02	1.02	0.96	0.06	0.98±0.01	1.00	0.94	0.06	0.97±0.01
A.I.R. Core	1.00	0.92	0.08	0.96±0.02	1.03	0.94	0.09	0.98±0.02	0.99	0.93	0.06	0.96±0.01
E.O.R. Core	0.97	0.88	0.09	0.92±0.02	1.02	0.94	0.08	0.98±0.02	1.00	0.94	0.06	0.97±0.02

* Taken from Ref. (17)

Note

1) Normalization between calculation and measurement is done near core center.
The C/E values at control rod channels are excluded in the statistical procedure.

2) Control rod patterns are:

a) Reference Core: 3CR inserted in the inner ring and 3CR insterted in the outer ring.

b) A.I.R. Core : 6CR inserted in the inner ring.

c) E.O.R. Core : 6CR inserted in the even positions of the outer ring.

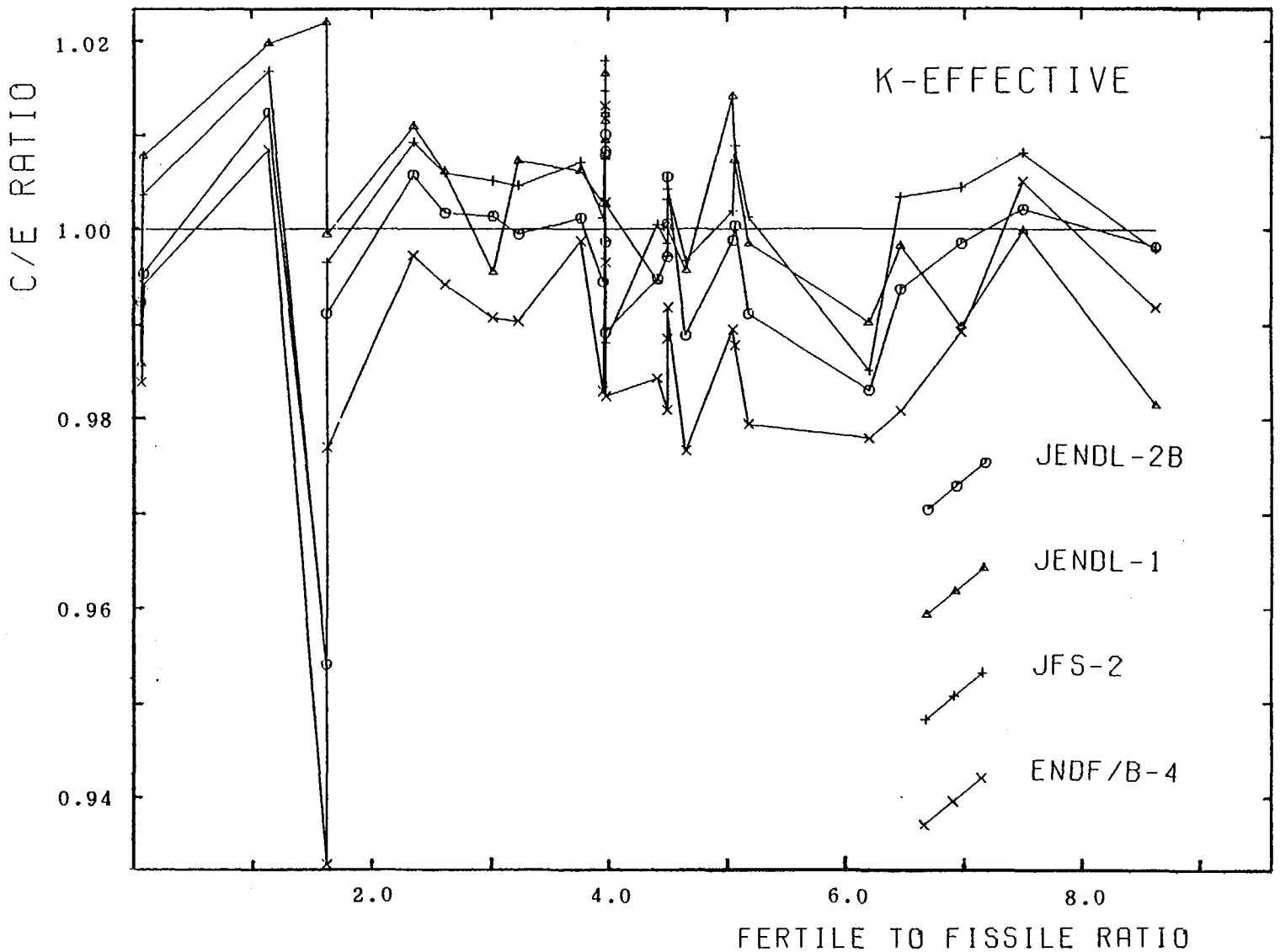


Fig. 1 C/E values of effective multiplication factor as a function of fertile to fissile ratio.

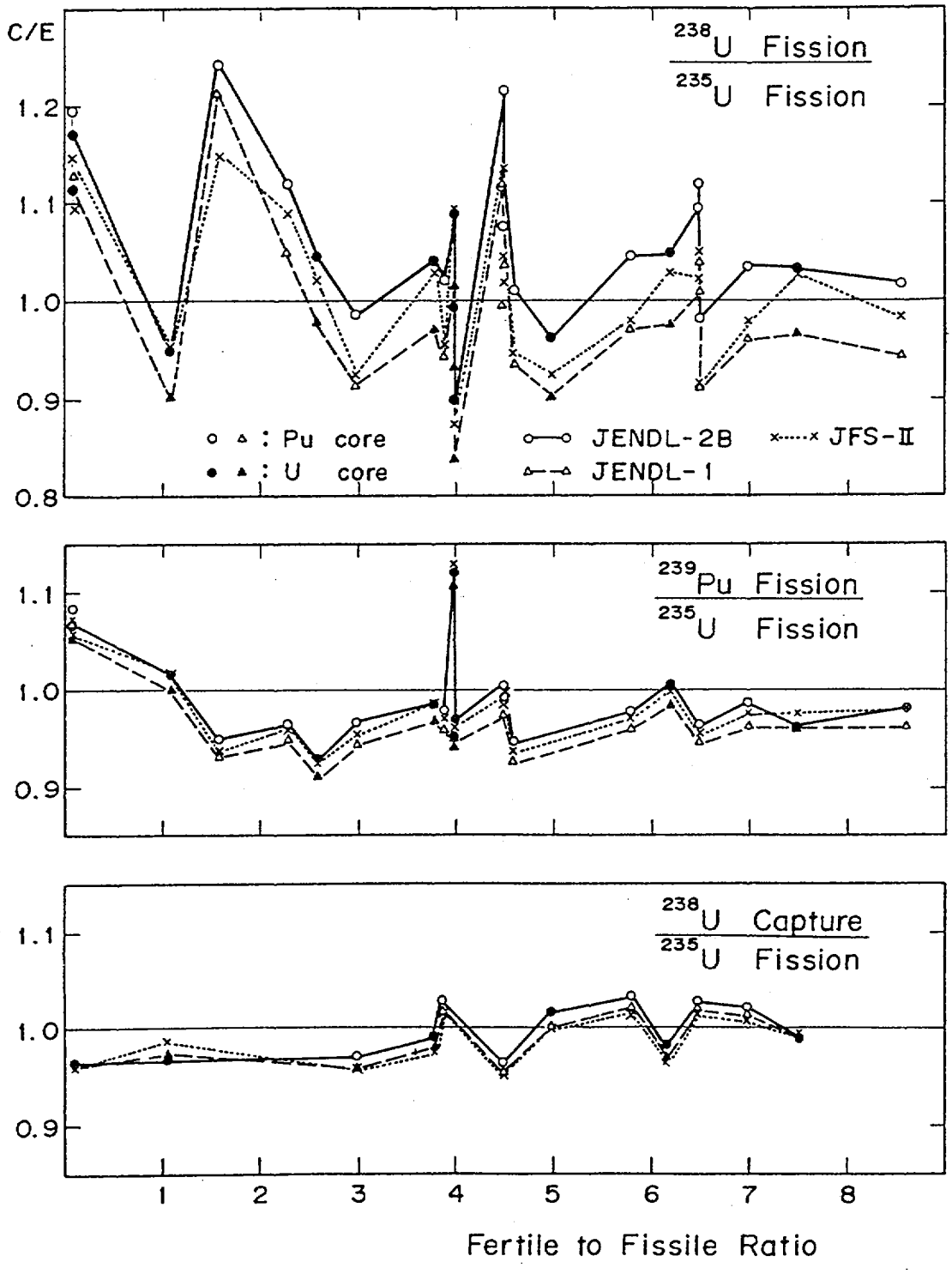


Fig. 2 C/E values of central reaction rate ratio as a function of fertile to fissile ratio.

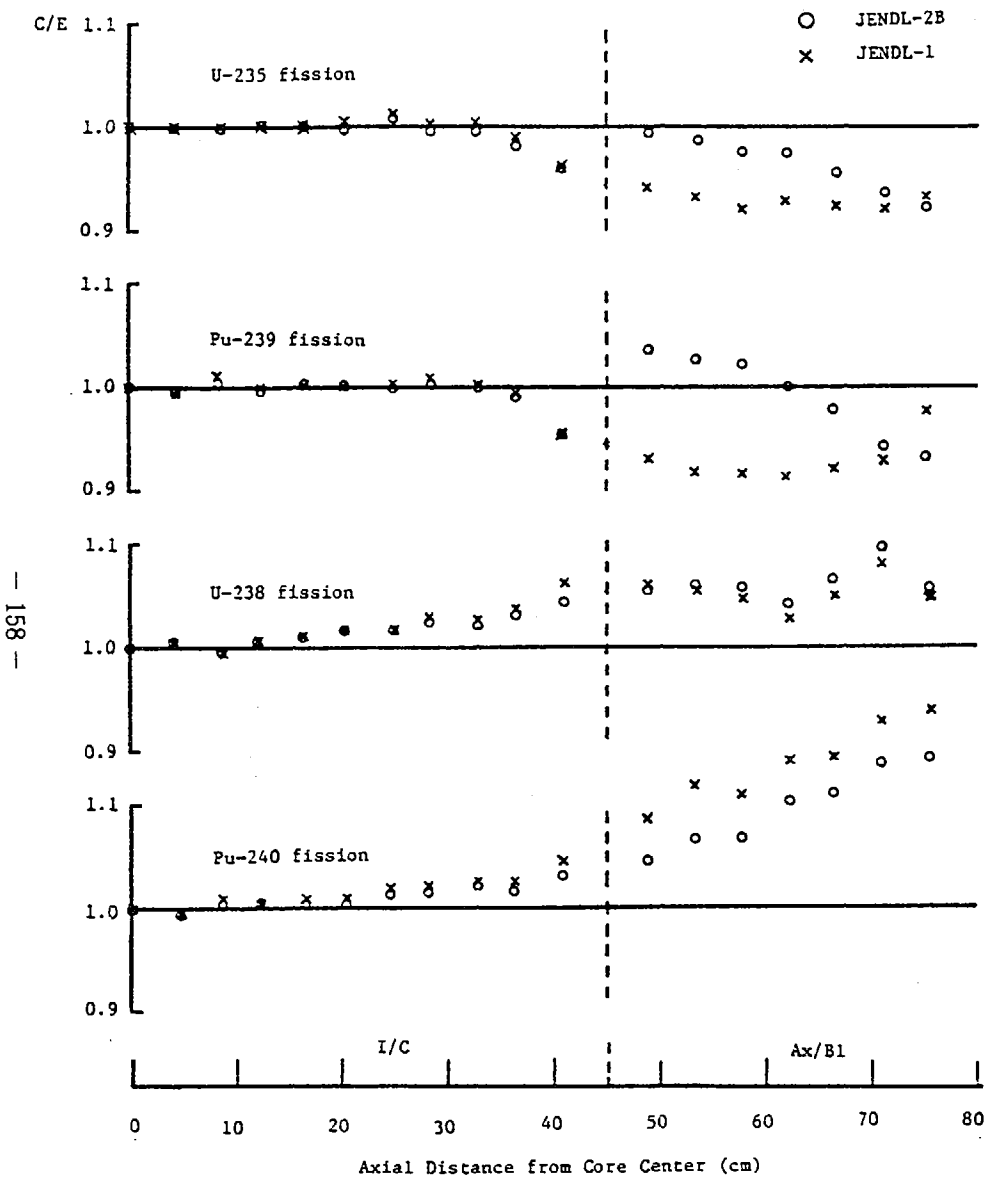


Fig. 3 Axial reaction rate (C/E) traverse in MZB.

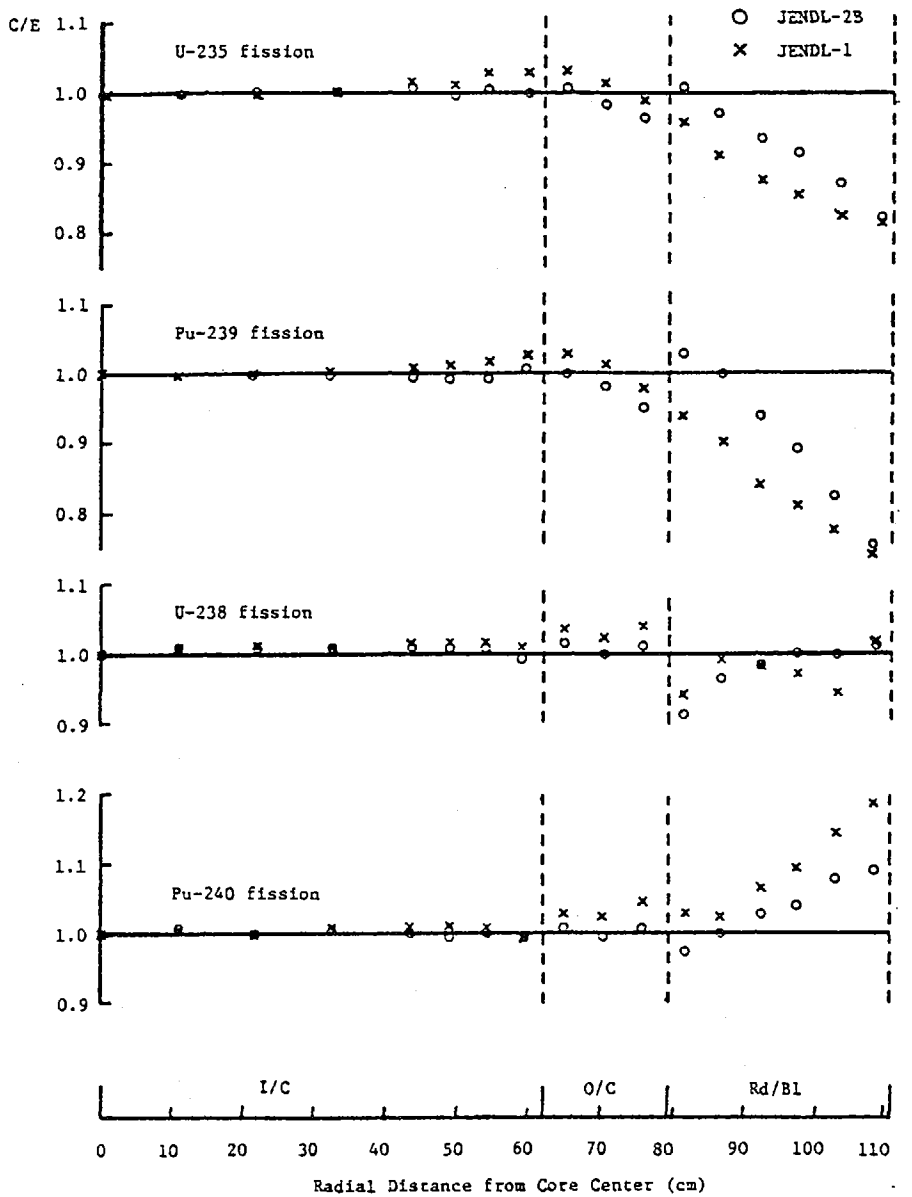


Fig. 4 Radial reaction rate (C/E) traverse in MZB.

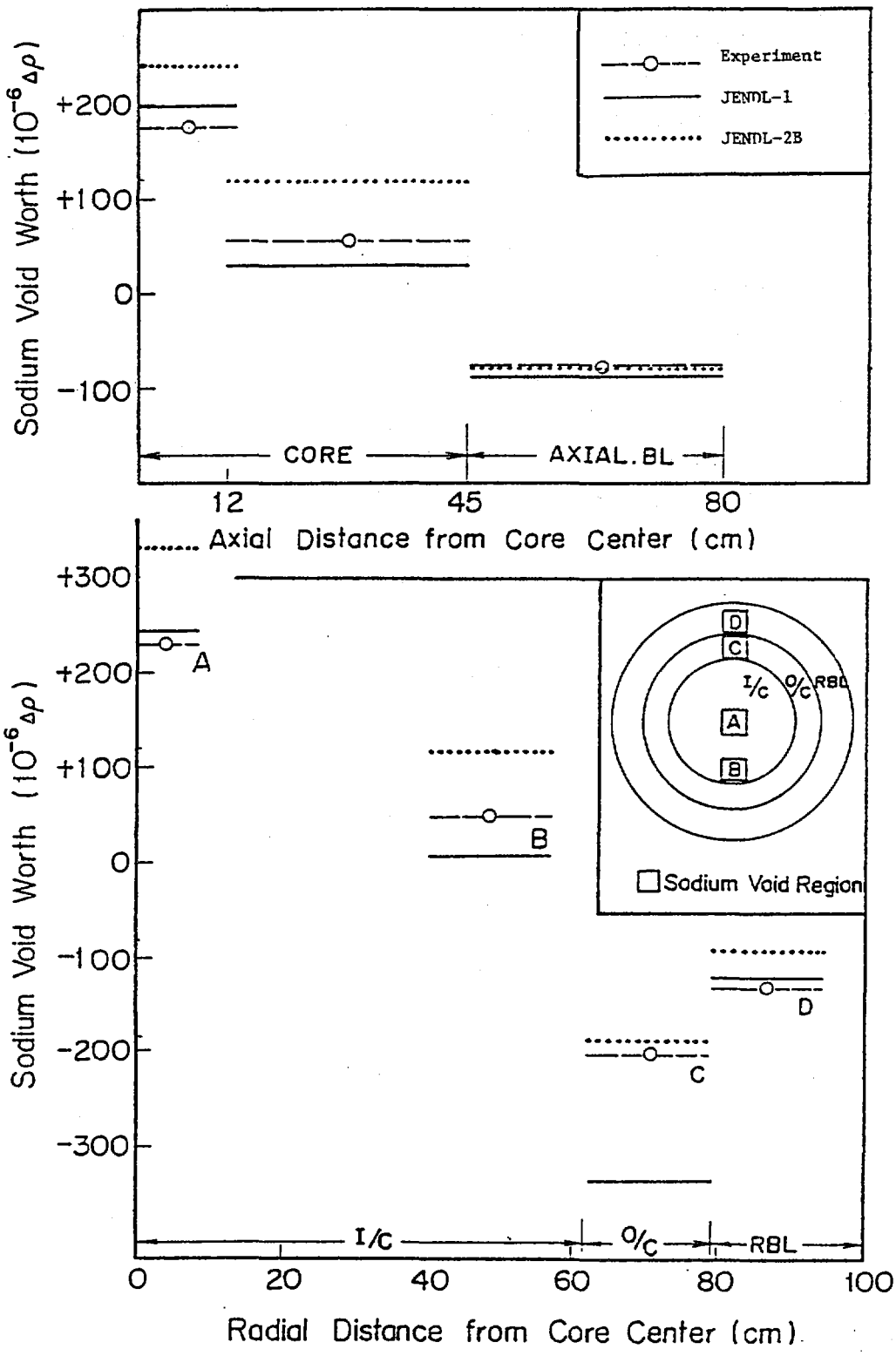


Fig. 5 Axial and radial traverse of sodium void worth in MZB.

討　論

Q：川合将義（NAIG）

ナトリウムボイド反応度についてJENDL－2の過大評価の理由としてadjoint fluxの形のまずさが挙げられたわけだが，それはfissle 又は fertile の断面積のいずれに起因するものか。Pu系とU系と比較した場合に測定値の再現性に差があるのか。

C：中川正幸（原研）

JENDL－2Bを用いた計算がナトリウムボイド反応度を過大評価する原因について，簡単なチェック計算を行った。JENDL－1と－2Bの差は，主に^{239}Pu fissionの0.8 KeV～6 KeVにおける断面積の差から生ずる所が大きい。また^{240}Pu fissionの0.6～0.8 MeVにかけての差も原因となっている。これらの領域の核データ評価の自由度を考えて見直したらどうだろうか。

C：川合将義（NAIG）

KeV域の^{239}Puの核分裂断面積は，^{235}Uのそれと同様ORNLのGwinのデータに基いている。但し1～3 KeVについてはGwinのデータはエネルギー巾の広い平均値で支えられているので，Harwellの Gaytherの測定データのエネルギー依存性（形）を採用した。

5.2 JUPITER実験解析—JENDL-2BによるZPPR-9,10の解析—

白方敬章*, 加藤恭義**, 貝瀬與一郎***

ZPPR－9, 10 実験をJENDL－2B で解析し，特性別に次のような結果を得た。

(1) 臨界性は k_{eff} を約0.8％低く評価する。

(2) 反応率分布の計算値と実験値の比（C/E 値）は径方向依存性が見られ，内外炉心境界近傍でピークを持つ。^{238}U(n, f)はブランケット最内層で10％以上過大評価する。

(3) 物質反応度は重核種は5～13％，構造材核種は約20％過大評価する。UO_2 ドップラー反応度は約12％過小評価する。

(4) Na ボイド反応度は約30％過大評価する。

(5) 制御棒価値のC/E の平均値は 1.02±0.04 である。

Analysis of JUPITER Experiments

- Analysis of ZPPR-9, 10 with JENDL-2B -

Keisho SHIRAKATA*, Yasuyoshi KATO** and Yoichiro KAISE***

The ZPPR-9, 10 experiments were analyzed with JENDL-2B, and the following results were obtained for physics parameters.

(1) k_{eff} values were underpredicted by about 0.8%.

(2) Radial dependences were observed in reaction rate C/E distributions, which had peak values near the inner core-outer core boundary. ^{238}U(n,f) was overpredicted by more than 10% at the innermost blanket region.

(3) Material reactivity worths of heavy nuclides were overpredicted by 5 to 13%, and worths of nuclides of structural materials were overpredicted by about 20%. UO_2 Doppler reactivity worths were underpredicted by about 12%.

---

* 動力炉・核燃料開発事業団, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation.

** 高速炉エンジニアリング株式会社, FBR Engineering Co., Ltd.

*** 三菱原子力工業株式会社, Mitsubishi Atomic Power Industries, Inc.

(4) Sodium void reactivities were overpredicted by about 30%.

(5) The average C/E value for control rod worths was 1.02±0.04.

1. まえがき

JUPITER (Japanese-United States Program of Integral Tests and Experimental Researches) 計画[1]とは日米共同研究による大型高速増殖炉の臨界実験計画であり，大型炉の炉心設計と核設計法の評価に必要な情報を得ることを目的としている。実験はANLのZPPR装置を用いて行われ，解析は日米双方でそれぞれ独立に行われている。今回の実験は1978年4月から1979年8月にかけてZPPR-9, 10[2][3][4]という2つの集合体で行われたもので，JUPITER計画の中で将来のものと区別するためJUPITER Phase Iと呼ばれている。Phase Iは700～900 MWe級2領域均質炉心のベンチマーク実験であり，基本的な核特性の情報をクリーン炉心，EOC（End of Cycle）炉心，BOC（Beginning of Cycle）炉心にわたって測定し，核特性の炉心サイズ効果を調べ，現在の解析法の精度を評価することを目的としている。

日本におけるJUPITER実験の解析は昭和53年以来動燃の委託により，FBEC，東芝，日立，MAPI，富士電機の5社および日本原子力研究所，大阪大学の7機関が分担して実施*して来た。ZPPR-9の解析結果についてはすでに報告[5][6][7]されたが，今回は5社の結果を中心に現在までに各機関で得られた結果をまとめて，ZPPR-9, 10両方合わせた解析結果の概要を報告する。米国ではANLおよびGE社がENDF/B-Ⅳを用いてJUPITER実験を解析している。日米の解析結果を比較する目的で第2回JUPITER解析会議が昭和56年10月に東京で開かれ，両国のZPPR-10解析結果が報告されて比較検討がなされた。本報告では日本の解析結果をANLの結果と対比して報告することにする。

ここでZPPR-9, 10の体系を簡単に紹介する。ZPPR-9は炉心体積4600 ℓ（700 MWe相当）の2領域円筒クリーン炉心である。ZPPR-10は炉心組成は基本的にZPPR-9と同じであるが，CRP（制御棒位置）或はCR（制御棒）を有する6角形状炉心である。ZPPR-10はA, B, C, Dの4フェイズから成り，さらにフェイズDにはサブ・フェイズD/1，D/2がある。ZPPR-9およびZPPR-10各フェイズの炉心構成をFig. 1に，炉心主要目をTable 1に示す。10AはZPPR-9と同じく炉心体積4600ℓ，CRP 19本を有するEOC模擬炉心であり，ZPPR-10シリーズの基準となるものである。10Bは10Aに対してCRが中心および外側リングに6本，合計7本挿入された体系であり，BOC模擬炉心である。10CはCRP 19本を有する炉心体積6200ℓ（900 MWe相当）のEOC模擬炉心であり，10Aの炉心サイズを約30％大きくしたものである。10Dは炉心境界を10Cと同じに保ち，CRPを31本に増やした体系である。10D/1は10Dに対してCRが中心に1本，10D/2はCRが中間リングに6本挿入された体系である。

---

* 山本正昭，加藤恭義，西　裕士（FBEC），亀井孝信，吉田　正，山岡光明，横山次男(NAIG, 東芝)，畦倉和雄，瑞慶覧篤，川島克之，漆原　広，井上孝太郎（日立），貝瀬與一郎，田中由美子，関　雄次（MAPI），中村　久，青木　保，辻　延昌（富士電機），飯島　進，吉田弘幸（原研），竹田敏一，谷本浩一，和地永嗣（阪大）

次に，ZPPR－9,10 の実験の目的を簡単に紹介する。ZPPR－9実験の目的は大型炉クリーン体系の核特性を測定することであり，ZPPR－10 実験の目的は円筒炉心と6角形状炉心の違い，CRP の有無，CRP 本数の違い，CR の有無，炉心サイズの違い，など炉心形状の効果を調べることである。そのためZPPR－10では反応率分布，Na ボイド反応度，制御棒価値などの空間依存性の測定に重点が置かれ，特に10A と10B ではこれらの主要実験項目について多数のケースの測定が行われた。10A，10B実験の比較により各特性に対する制御棒の効果を調べることができる。10C，10D実験の主目的はさらに大きい炉心における反応率と制御棒価値の径方向分布を測ることである。10A，10C 実験の比較により各特性の炉心サイズ効果を調べることができ，10C，10D実験の比較によりCRP 19 本系と 31 本系の違い，制御棒の効果を調べることができる。

2. 解析法

5社のZPPR－9, 10 解析の手順を Fig. 2に示す。まず核定数は，核データ・ファイルとしてJENDL－2B を用い，重核種の共鳴データはTIMS－1[8]で，それ以外の核データはPROF－GROUCH－G－II[9]で処理し，Bondarenko 型の JENDL－2B－70 群セットを作成* する。これを用いてZPPR－9,10 の各セル・パターンに対して SLAROM[10] コードにより1次元セル計算を行い，70群セル平均実効群定数を計算する。それを SLAROMの 70群 1次元拡散計算によって18群に縮約し，さらにRZ 拡散計算により7群に縮約する。

特性毎の解析手法をTable 2 に示す。基準計算として3次元XYZ モデルで18群定数，非等方拡散係数を用いて拡散計算を行い，その結果にメッシュ・サイズ補正，輸送補正を施して解析を詳細化する，というのが基本的な考え方である。基準計算が7群の場合は群縮約補正を，2次元計算の場合は3次元補正をさらに施して，最終的には輸送補正を考慮した3次元計算結果と同等のものを求めている。なお，物質反応度とドップラー反応度は現段階では基準計算のみを行っている。

原研の JUPITER実験解析は Fig. 2において JENDL－2B－70 群セットの代りにJFS－3－J2 70群セットを用いる点が5社と異なっている。JFS－3－J2は JENDL－2B－70と同様核データ・ファイルJENDL－2B を処理して作成されたものであるが，次の点が改良されている。すなわち，群構造が等レサジー幅である，荷重スペクトルに中型高速炉の炉心スペクトルを用い，いわゆる REMO 補正を行う，スプライン内挿による自己遮蔽因子を考慮，中重核種の自己遮蔽因子の温度依存性を考慮，散乱断面積マトリックスで（n, n′），（n, 2n）反応を分離，数核種の核分裂スペクトルが選択できる，などである。

阪大のJUPITER実験解析は，いわゆる統一拡散係数[11]による Na ボイド反応度の解析，および新しいセル定数作成法によるピン制御棒価値の解析を行った。前者は従来の Benoist の拡散係数に対してボイド領域と周辺の燃料領域の干渉効果を取入れた拡散係数を用いる方法である。後者は模擬制御棒を吸収材領域と希釈材領域のスーパー・セルに分け，このセル内の反応率が保存されるように模擬制御棒の領域平均の実効断面積を繰返し計算で求める方法である。これらは，開発中の新しい解析方法を JUPITER 実験解析に適用してみたものである。

---

* 核データ・センターで作成され各機関に配布された。

3. 解析結果

各核特性ごとにZPPR－9,10 の解析結果を述べる。5社の解析結果を中心に，ANLの結果と対比させながら論じる。

(1) 臨界性

k_{eff} の解析結果を Table 3に示す。メッシュ・サイズ補正がZPPR-10のA, B, C とD, D/1, D/2 で符号が逆転しているのは，メッシュ・センターとメッシュ・エッジの計算コードをそれぞれ使用したからに過ぎない。補正値の中では輸送補正が絶対値で最も大きい項目であることが分る。体系間では10Bと10D/2 の輸送補正が大きいが，これは10B，10D/2 が制御棒7本，6本をそれぞれ挿入した体系であるからである。

k_{eff} のC/E値は日米とも体系間の一致がよく，平均値は日本側が0.9915±0.0014，ANLが0.9844±0.0012である。すなわち，臨界性の予測精度は体系依存性が殆どなく，k_{eff} の計算値は実験値に対して日本側は約0.8%，ANLは約1.6%低目である。

しかしながら日米それぞれ0.0014，0.0012という k_{eff} のC/E値の体系間誤差は，k_{eff} の実験誤差0.0004に比べると明らかに大きい。その原因を調べる一方法として，CR，CRP，スパイク・ドロワー反応度のC/E値を用いてZPPR-10 各フェイズの k_{eff} のC/E値を修正し，ZPPR－9 の値と比較してみた。その結果，ZPPR-10各フェイズの k_{eff} のC/E 値は相互に一致する方向に修正されたが，ZPPR-10各フェイズとZPPR－9の間には依然として一定の差が残った。これはCRPとスパイク・ドロワーの反応度のC/E値に問題のあることを示唆している。

JFS－3-J2による原研の解析は，JENDL-2B-70 による5社の解析に比べて k_{eff} を0.1%Δk だけ高く予測する結果になった。処理方法の違いから来る解析誤差が k_{eff} に関してはこの程度であることが分る。

(2) 反応率分布と反応率比

Fig. 3 はZPPR－10D，D/1，D/2 における径方向核分裂率分布のANLの計算値を示したものである。反応率分布が制御棒挿入によってどの程度変るかを示したものである。

Fig. 4, 5 はZPPR－10A, 10B における反応率 ^{239}Pu (n, f), ^{235}U (n, f), ^{238}U (n, γ), ^{238}U(n,f) のC/E値のy軸分布を示したものであり，5社と ANLの結果をそれぞれ示している。10A，10B 共に炉心部分では中心から内外炉心境界にかけてC/E値が上昇し，内外炉心境界近傍でピークを持つ，という径方向依存性が5社とANLの解析結果に共通に見られる。C/E 値の上昇幅は2～8%程度であるが，5社とANLの解析結果を比較すると，5社の方が上昇幅が大きく，径方向依存性が顕著である。これは，ANL の反応率分布の解析はシム・ロッド補正を施し，一方5社の解析は現段階ではシム・ロッド補正を行っていないことが原因ではないかと考えられる。というのは，半挿入のシム・ロッドはy軸近傍の内外炉心境界に近い内側炉心に位置しており，シム・ロッドを考慮した場合中性子束分布の計算値はシム・ロッド近傍で低くなり，C/E値が低い方へずれて径方向依存性が緩和されるからである。しかしながら，反応率のC/E 値の径方向依存性がシム・ロッド補正だけで解消できないことは Fig. 5から明らかで

ある。原因究明のため，炉心セルの非対称性の効果，燃料組成の径方向の僅かな違いの効果，セル計算および体系計算のモデルの効果，などが検討されている。

そのほかに，制御棒に隣接したドロワーでは反応率が数%低目に評価される結果になった。これは制御棒による中性子束分布の降下が過大評価されることを示している。また，スパイク・ドロワー位置では反応率分布が振動する，という現象が見られる。この原因としては，無限格子セル・モデルで定数を求めていること，実験値のセル・ファクターを一律に適用していること，などが考えられる。

次に，ブランケット領域では ^{238}U (n, f)のC/E 値が炉心に接した最内層で10%以上も突出し，外側に向って漸減するという現象が日米共通に見られる。これは炉心・ブランケット境界領域のセル計算法に改善の余地があることを示している。また，軸方向ブランケットでは外側に向ってすべての反応率の C/E 値が次第に降下する，という一般的傾向が日米双方に現われている。特に ^{238}U(n, f)はC/E 値の降下が顕著で，ブランケットの最外端では 0.5 程度まで落ちる結果になっている。これらの現象に対しては，セル構造の上部クリアランスの効果を調べる必要が指摘されている。反応率分布に関する原研の解析結果は 5 社の結果と殆ど同じであり，炉心部分では一般に 1 %以内で合っている。

次に，反応率比について述べる。 Table 4 は ZPPR－9, 10 の反応率比の解析結果をまとめたものである。ZPPR－10 の結果はフェイズA, B, C, D間で 1, 2 の例外を除いて C/E 値に有意の差が見られないため，4 フェイズの平均値のみを掲げている。ZPPR-9と10および ICとOCの比較では，どの反応率比もほぼ同じ値になっている。^{235}U(n,f)/^{239}Pu(n,f)はZPPR－9, 10 でそれぞれ 1.03，1.04 であり，5 社と ANL でよく一致している。^{238}U (n, γ)/ ^{239}Pu (n, f) は日米共に約 1.08 という結果になった。^{238}U (n, γ) は中性子バランス上全吸収の約半分を占めるため，8 %過大評価することは他の特性の予測に大きな影響を及ぼすことになる。^{238}U (n, γ)の過大評価は先に述べた反応率分布の径方向依存性および臨界性の過小評価の原因にもなっていると予想される。^{238}U (n, γ) / ^{239}Pu (n,f) の実験値の信頼性については，ANL－W，ANL－E および UKAEA－ Winfrith の実験値を相互比較した結果，実験誤差の範囲内で一致したという。またスペクトルの計算に対する疑いに対しては，日本側がスペクトルの計算値からそれぞれ反応率比を求めてみたところ，両者は 1 %以内で一致した。そういう訳で炉物理側の原因は現段階では見い出せない状況である。

^{238}U (n,f)/^{239}Pu (n, f) の C/E 値は 5 社と ANL で 4 ～ 6 %と有意に異なり，ANLの方が低い結果になっている。このことはANL の k_{eff} 予測値が 5 社のそれよりも 0.7 % Δk 低いという結果と符号している。

(3) 物質反応度とドップラー反応度

摂動サンプル反応度の解析結果を Table 5 に示す。ZPPR－9, 10A, 10B の内側炉心平均の C/E 値を 5 社と ANL で比較している。まず，ZPPR－9, 10A, 10B 間の比較では C/E 値が日米ともそれぞれほぼ同じ値になっており，CRP やCR の有無によって異なる体系間で系統的な差は見られない。重核種については，5 社は 5 ～13%，平均で 9 %，ANL は 14 ～ 21 %，平均で 17 %過大評価する。^{238}U の日米の C/E 値約 1.12, 1.15 は，Table 4 で示された ^{238}U(n, γ) /^{239}Pu (n, f) および ^{238}U(n, f)/^{239}Pu (n, f) の C/E 値とそれぞれ符号している。物質反応度の

測定は実は Table 5 の摂動サンプルの測定以外に，セル内プレートの置換による測定がZPPR－10Aでなされている。両者のC/E値を比較すると，^{239}Puはほぼ一致し，^{238}Uは置換測定の値が摂動サンプルの値よりも5社は6％，ANLは10％低い結果になっている。セル内プレートの置換反応度の解析は，計算モデルなどを今後検討する必要がある。

Table 5で構造材核種は5社は約20％，ANLは約40％過大評価している。^{10}BはJENDL－2B－70による解析のC/E値は平均1.09であるが，JFS－3－J2による解析では1.00～1.03になり，REMO補正の効果が大きいことが分る。一方ENDF/B－Ⅳによる ANLの解析ではC/E値が平均1.05である。Mnは日米共に大幅に過大評価し，吸収断面積が大き過ぎることを示唆している。TaはANLは妥当なC/E値を与えているが，5社の結果は大幅に過大評価している。これについては，1 keV以上の共鳴の自己遮蔽因子が考慮されていないことが1つの原因ではないかと考えられる。BeO_2は日米共に過大評価する。Naについてはセル内プレートの置換測定があり，C/E値は5社1.32，ANL 1.15である。この値は，後で述べるNaボイド反応度のC/E値と一致している。

UO_2サンプルのドップラー反応度の解析結果をTable 6に示す。JFS－3－J2による解析はJENDL－2B－70に比べてC/E値が10～17％も低い方へずれ，REMO補正の効果が大きいことが分る。またJENDL－2B－70による解析はC/E値の温度依存性が少し見られるが，JFS－3－J2による解析ではそれが解消されており，C/E値は平均0.88である。一方ANL解析のC/E値は平均0.93である。

(4) Naボイド反応度

Naボイド反応度はボイド・マップと広領域ボイドの2種類の測定がなされている。Fig.6は1例としてZPPR－10A，10Bのボイド・マップのx方向分布と5社の解析結果を示したものである。中心領域は約30％過大評価になっており，後で述べる中心広領域ボイドの結果と一致している。炉心・ブランケット境界付近は解析結果の方が負側にずれるという一般的傾向が見られる。

Naボイド反応度の解析は阪大により統一拡散係数を用いる方法でも行われている。その結果を5社と比較すると，ボイド・マップの場合漏洩項が効いて来る炉心・ブランケット境界付近で顕著な改善が見られる。一般に言われている漏洩項絶対値の過大評価が緩和されて，ボイド・マップの形が実験値に合う方向へ改善されることが明らかになった。

Fig. 7はZPPR－10Aの広領域ボイドの測定領域を示したものであり，ボイド領域がステップ状に拡大された。ZPPR－10Bでも比較のため，ほぼ同様の領域の測定が行われた。Fig. 8はZPPR－10Dにおいてステップ状に行われたボイド測定領域を示したものである。Fig. 9は広領域ボイド反応度の解析結果をまとめて示したものである。C/E値はステップごとの値ではなくて，そのステップまでの累積（いわゆるCumulative）ボイド領域に対する値である。日米共にボイド領域の増大に従ってC/E値が徐々に大きくなる傾向が見られる。Table 7は炉心領域の累積ボイドのC/E値を体系ごとに平均したものである。各体系のC/E値は5社，ANLそれぞれ1.25～1.40および1.08～1.19の範囲であり，さらに4体系を平均するとC/E値は5社1.31，ANL 1.16になる。Fig. 9, Table 7の結果から広領域ボイド反応度の解析に関しては，体系間で特に大きい違いは見られない。

(5) 制御棒価値

Fig. 10 はZPPR－10A，10C，10D の制御棒価値の解析結果であり，C/E 値の径方向分布を示したものである。10A，10C は径方向の位置に対して C/E 値がほぼ一定であるが，10D は中心から遠ざかるに従って日米とも C/E 値が上昇しており，C/E 値の径方向依存性は体系間で異なってくる。10D/1，10D/2で測定された ^{235}U(n, f) 反応率の空間分布によると，制御棒近傍では中性子束の凹み方が過大評価される傾向があった。その結果と制御棒価値 C/E 値の径方向依存性との関連を今後検討する必要がある。Fig. 10によると C/E 値の日米の比較では，5社の方が ANL よりも数%低く，1.0に近い値になっている。

Fig. 12 はZPPR－9 で行われた2本制御棒および ^{10}B摂動サンプルの解析結果について，C/E 値の径方向依存性を示したものである。^{10}B摂動サンプルは先に述べたように REMO 補正により C/E 値が下がり，2本制御棒の値に近づいている。径方向分布の形は両者で似通っている。

Table 8 はプレート制御棒の解析結果をまとめたものである。ANL の結果は補正が施されていないため，5社の結果のみを示している。ZPPR－9, 10 平均の C/E 値は 1.02 であり，実験値と解析値の一致がよい。ZPPR－10各フェイズの間では体系間の違いは特に見られないが，ZPPR－9 とは C/E 値の差がある。標準体系に CRP が存在しているか否かということにこの差が関係しているかどうかを今後検討する必要がある。

Fig. 11 はZPPR－10A で行われたピン制御棒実験のピン配列であり，Table 9はその解析結果である。阪大の新しいセル定数作成法によるピン制御棒の解析結果は，従来の方法による結果に対して2～5%低目の値を与える。Table 9の5社の解析結果は，この新しい補正を考慮した値である。Table 9によるとピンが分散しているパターンは C/E 値がプレート制御棒に近い値であり，ピンが中央に固まっているパターンはプレート制御棒に対して2～3%過大評価する結果になっている。^{10}B の濃縮度依存性は見られない。Ta 制御棒は5社は約20%，ANL は約10%過大評価する。

4. まとめ

JENDL－2B による ZPPR－9, 10 の解析結果を特性別にまとめる。

(1) 臨界性は k_{eff} を約0.8%低く評価する。体系間の差は小さい。

(2) 反応率分布は径方向依存性が見られ，内外炉心境界近傍でピークを持つ。^{238}U(n, f) はブランケット最内層で10%以上過大評価する。^{238}U(n, γ)/^{239}Pu(n, f) は8%過大評価する。

(3) 物質反応度は重核種は5～13%，構造材核種は約20%過大評価する。UO_2 ドップラー反応度は約12%過小評価する。物質反応度とドップラー反応度は一般に REMO 補正の効果が大きい。

(4) Na ボイド反応度は約30%過大評価する。漏洩項が効く領域では統一拡散係数が有用である。

(5) 制御棒価値の C/E の平均値は 1.02± 0.04 である。吸収物質が偏在している制御棒パターンでは，新しいセル定数作成法により数%改善される。

謝　辞

JUPITER計画に関与しておられる方々，および JUPITER 実験解析を担当しておられる方々に感謝致します。特に，本文をまとめる際に貴重な議論をして戴いたFBECの山本正昭氏に深く感謝致します。

参考文献

(1) 白方敬章，池上哲雄：動力炉技報，No. 37，79 (1981).
(2) Lineberry, M.J., et al.: Proc. IAEA Symp. Fast Reactor Physics, Aix-en-Provence, France, Vol. 1, 187 (1979).
(3) Carpenter, S.G., et al.: Proc. 1980 Advances in Reactor Physics and Shielding, Sun Valley, Idaho, 521 (1980).
(4) McFarlane, H.F., et al.: ibid., 546.
(5) 金城勝哉，他：原子力学会昭56年会要旨集，B 31～B 36, (1981).
(6) 井上晃次，他：原子力誌，23 (5)，310 (1981).
(7) 亀井孝信，金城勝哉：JAERI－M 9523，32 (1981).
(8) Takano, H., et al.: JAERI 1267, (1980).
(9) Hasegawa, A., et al.: Private communication.
(10) 中川正幸，土橋敬一郎：JAERI－M 5916, (1974).
(11) Takeda, T., et al.: J. Nucl. Sci. Technol., 18 [2], 93 (1981).

Table 1　Reactor parameters for ZPPR-9 and ZPPR-10

	9	10A	10B	10C	10D	10D/1	10D/2
Core Radius+, cm	119.9	126.6	126.6	144.8	144.8	144.8	144.8
Core Height, cm	101.8	101.8	101.8	101.8	101.8	101.8	101.8
Core Volume++, ℓ	4599	4596	4596	6168	6112	6112	6112
Fissile Pu, kg	1955	2071	2292	2577	2611	2635	2739
No. of CRPs	0	19	12	19	31	30	25
No. of CRs	0	0	7	0	0	1	6

+ Radius equivalent to core area including CRPs and CRs.

++ Volume of core excluding CRPs and CRs.

Table 2　解 析 手 法

核特性	基準計算*	補正計算
臨界性	7群，3D-XYZ，拡散	メッシュ，輸送，群縮約
反応率	7群，3D-XYZ，拡散	メッシュ，輸送，群縮約
物質反応度	18群，3D-XYZ，拡散，FOP	なし
ドップラー反応度	18群，2D-RZ，拡散，FOP	なし
Naボイド反応度	18群，3D-XYZ，拡散，EP	メッシュ，輸送
制御棒価値	7群，2D-XY，拡散	メッシュ，輸送，群縮約，3D

＊ メッシュ間隔：1メッシュ/ドロワー(XY平面)，～5 cm (Z軸)

拡 散 係 数：非等方(Benoist's D)

Table 3 Comparisons of k_{eff} results for ZPPR－9 and ZPPR－10 reference cores

		ZPPR-9	ZPPR-10A	ZPPR-10B	ZPPR-10C	ZPPR-10D	ZPPR-10D/1	ZPPR-10D/2
Japan	Calculated k_{eff}							
	Base calculation	0.9916	0.9894	0.9892	0.9894	0.9864	0.9857	0.9841
	Corrections							
	Mesh size	0.0005	−0.0015	−0.0045	−0.0011	0.0006	0.0008	0.0016
	Transport	0.0031	0.0047	0.0074	0.0046	0.0046 (0.0050) *	0.0053 (0.0055) *	0.0071 (0.0066) *
	Group collapsing	−0.0011	−0.0007	0.0011	−0.0009	−0.0008	−0.0007	−0.0002
	Compositions **	−0.0001	−0.0001	−0.0001	−0.0001	−0.0001	−0.0001	−0.0001
	Corrected k_{eff}	0.9940	0.9918	0.9931	0.9919	0.9907	0.9910	0.9925
	Experimental k_{eff}	1.00106 ±0.00037	1.00096 ±0.00038	1.00044 ±0.00038	1.00072 ±0.00038	1.00049 ±0.00038	1.00034 ±0.00038	1.00066 ±0.00038
	C/E	0.9929	0.9908	0.9927	0.9912	0.9902	0.9907	0.9918
				(Average : 0.9915±0.0014)				
ANL	C/E	0.9835	0.9848	0.9864	0.9835	0.9827	0.9850	0.9846
				(Average : 0.9844±0.0012)				

* Values calculated by RZ model.

** Correction for small differences in composition between the reference calculation model and the actual zone compositions.

Table 4 Summary of reaction rate ratio C/E results

		$^{235}U(n, f)/^{239}Pu(n, f)$		$^{238}U(n, \gamma)/^{239}Pu(n, f)$		$^{238}U(n, f)/^{239}Pu(n, f)$	
		I C	O C	I C	O C	I C	O C
ZPPR－9	5 Companies	1.03	1.03	1.06	1.08	0.99	0.98
	ANL	1.03	1.03	1.09	1.10	0.94	0.95
ZPPR－10*	5 Companies	1.04	1.04	1.07	1.08	0.99	0.97
	ANL	1.04	1.04	1.08	1.09	0.93	0.93

*Average of 10A, 10B, 10C and 10D.

Table 5 Inner core averaged C/E results for small sample worths in ZPPR－9, －10A and －10B

Sample ID (Principal Isotope)	ZPPR－9		ZPPR－10A		ZPPR－10B		Average	
	5 Com.	ANL	5 Com.	ANL	5 Com.	ANL	5 Com.	ANL
U－6 (^{235}U)	1.08	1.21	1.08	1.19	—	—		
DU－6 (^{238}U)	1.13	1.14	1.12	1.16	1.11	1.15		
UO2－2 (^{238}U)	—	—	1.06	1.16	—	—	1.09	1.17
PU－30 (^{239}Pu)	1.06	1.16	1.06	1.16	1.05	1.15		
P240R (^{240}Pu)	1.07	1.17	1.11	1.19	—	—		
WR－2 (^{233}U)	1.10	1.16	1.10	1.15	—	—		
FE－1	1.18	1.37	—	—	—	—		
NI－1	1.25	1.36	—	—	—	—	1.19	1.32
CR－3	1.16	1.43	—	—	—	—		
MO－1	1.17	1.43	—	—	—	—		
SS－1(SUS304)	1.15	1.29	1.10	1.24	—	—	1.13	1.26
B－1(^{10}B)	1.10 (1.03) *	1.06	1.09 (1.00) *	1.05	1.08	1.04	1.09	1.05
C－1(C)	—	—	1.24	1.54	—	—		
MN－1	1.95	1.97	—	—	—	—		
TA－1	1.70	1.08	—	—	—	—		
EU2O3－3	1.06	1.00	—	—	—	—		
BEO－2	1.92	1.45	—	—	—	—		

* JAERI (REMO correction applied)

Table 6 UO_2 sample Doppler reactivity C/E for ZPPR－9

Sample Temp. ΔT(°K)	5 Companies	JAERI	ANL
298－ 487.5	0.98	0.88	0.92
－ 644.4	1.01	0.88	0.93
－ 794.0	1.00	0.86	0.90
－ 935.4	1.06	0.89	0.95
－1087.0	1.06	0.89	0.94

Table 7 Comparisons of mean C/E values for large zone cumulative sodium void reactivities of the core regions of ZPPR－9, －10A, －10B and －10D

	5 Companies	ANL
ZPPR－9	1.27±0.10*	1.08±0.05*
ZPPR－10A	1.40±0.02	1.20±0.02
ZPPR－10B	1.25±0.11	1.19±0.06
ZPPR－10D	1.32±0.02	1.16±0.02

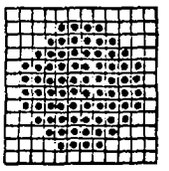
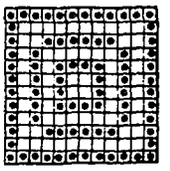
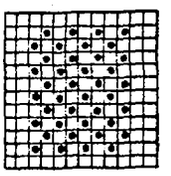
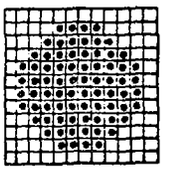
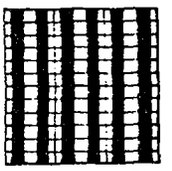
* 1 σ

Table8 Summary of C/E values for plate control rods in ZPPR－9 and ZPPR－10

	No. of patterns	C/E max.	C/E min.	Average C/E	
ZPPR－9	7*	0.991	0.946	0.974±0.018	
ZPPR－10A	19	1.029	0.976	1.011±0.012	1.022±0.025
ZPPR－10B	6	1.060	1.016	1.036±0.016	
ZPPR－10C	5	1.047	1.000	1.018±0.018	
ZPPR－10D	9	1.090	0.992	1.040±0.040	
ZPPR－9 & －10	46	1.090	0.946	1.015±0.030	

*One and two rods experiments

Table 9 C/E results for pin control rods in ZPPR−10A

Geometry	Absorber		C / E	
	Material	B-10, kg	5 Companies	ANL*
	B_4C (Nat.)	1.58	1.040	1.060
	B_4C (92%)	7.82	1.030	1.055
	B_4C (92%)	7.82	1.002	1.048
	B_4C+Fe (92%)	3.91	1.052	1.066
	Ta	41.25	1.218	1.096
	B_4C (Nat.)	3.64	1.017	1.049

*28G 2D-RZ base calculation

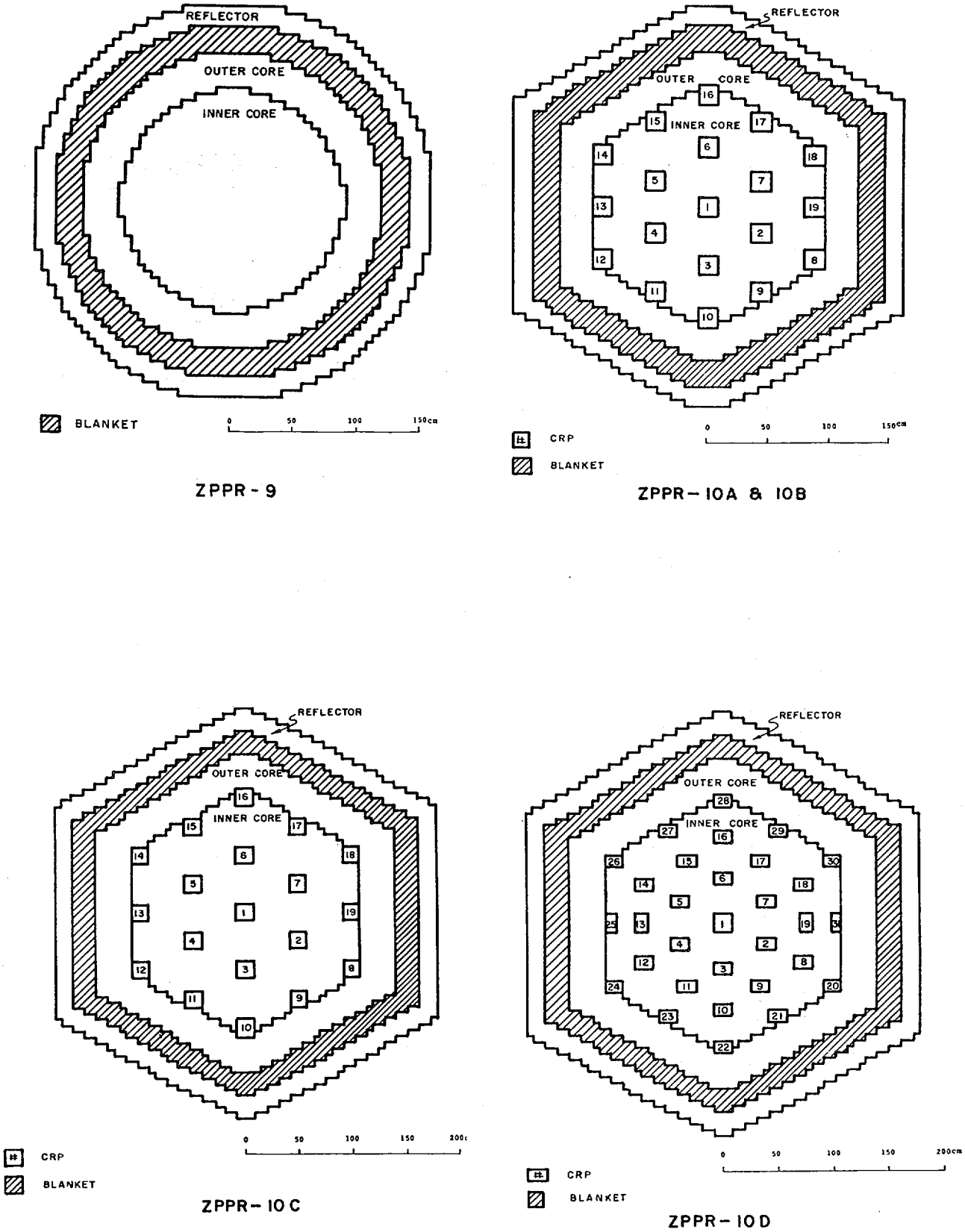


Fig. 1 Sectional views of ZPPR Assemblies 9, 10A, 10B, 10C and 10D

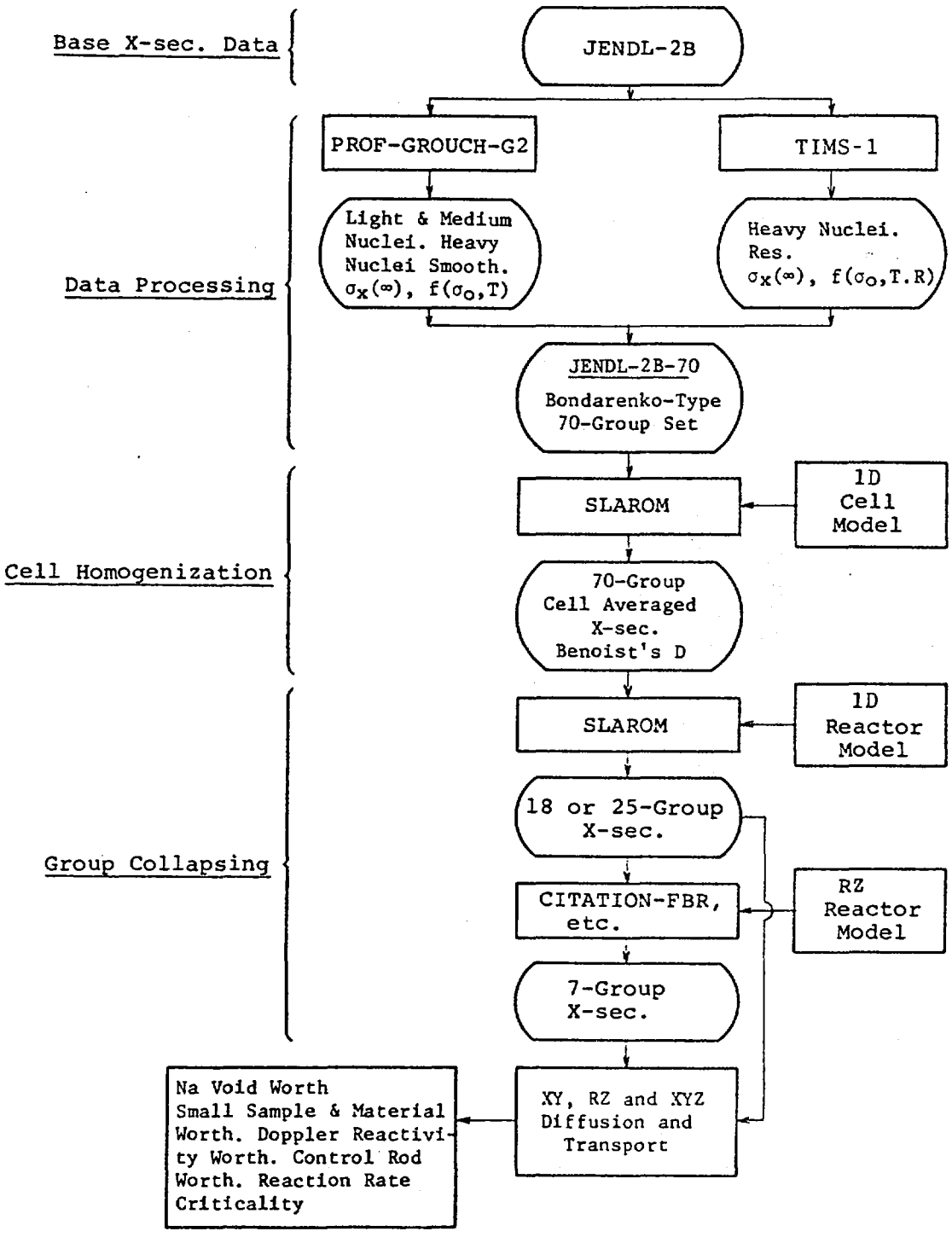


Fig. 2 General Procedure for Critical Assembly Analysis

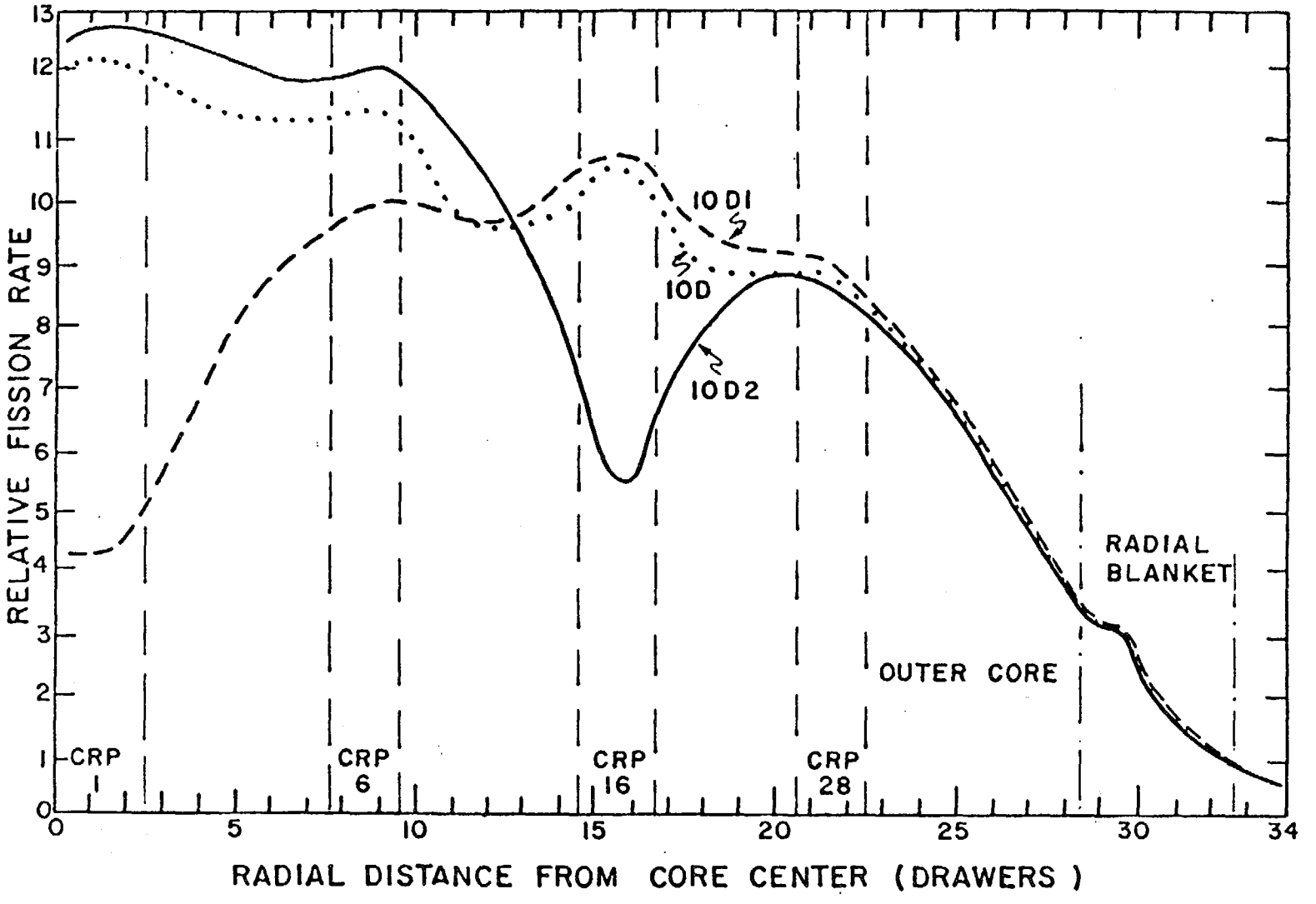


Fig.3 Fission rates along the x-axis of ZPPR-10D

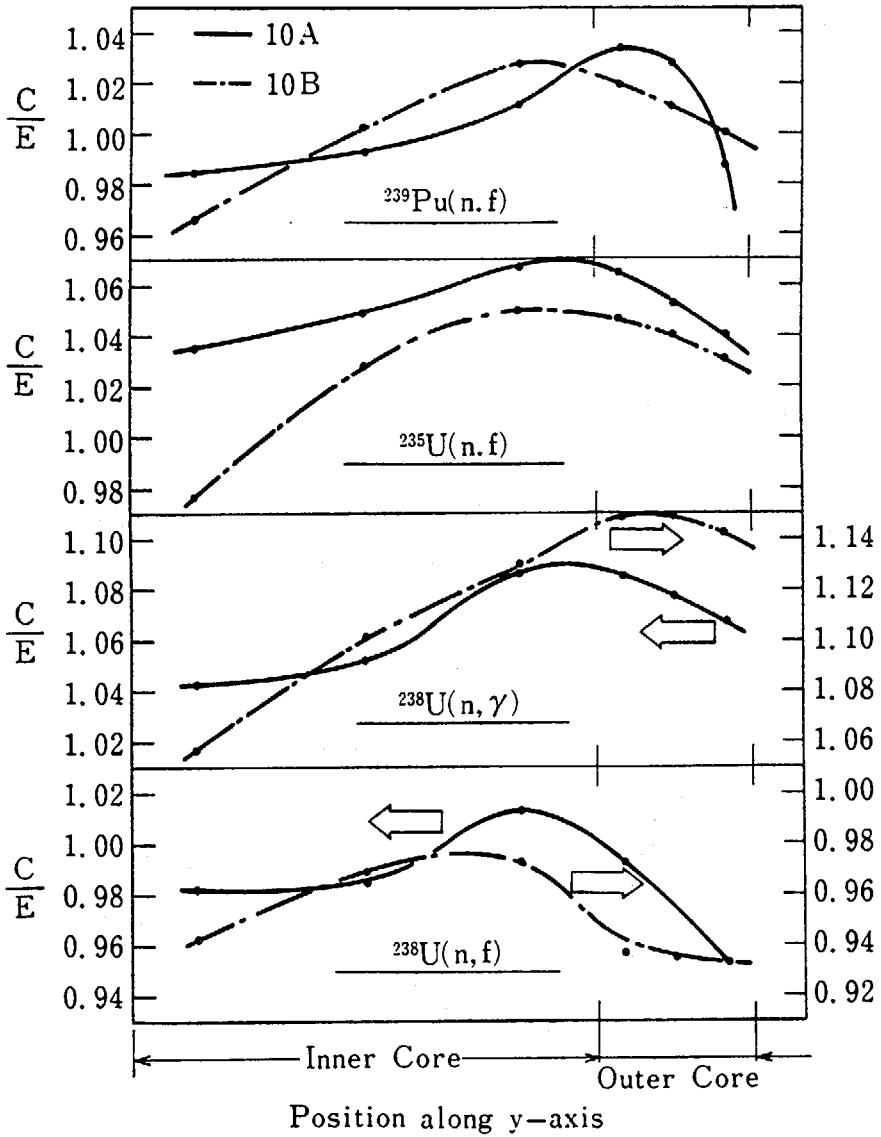


Fig. 4 Reaction rate C/E along y-axis (5 Companies), normalized to unity of $^{239}Pu(n,f)$ C/E over the inner core

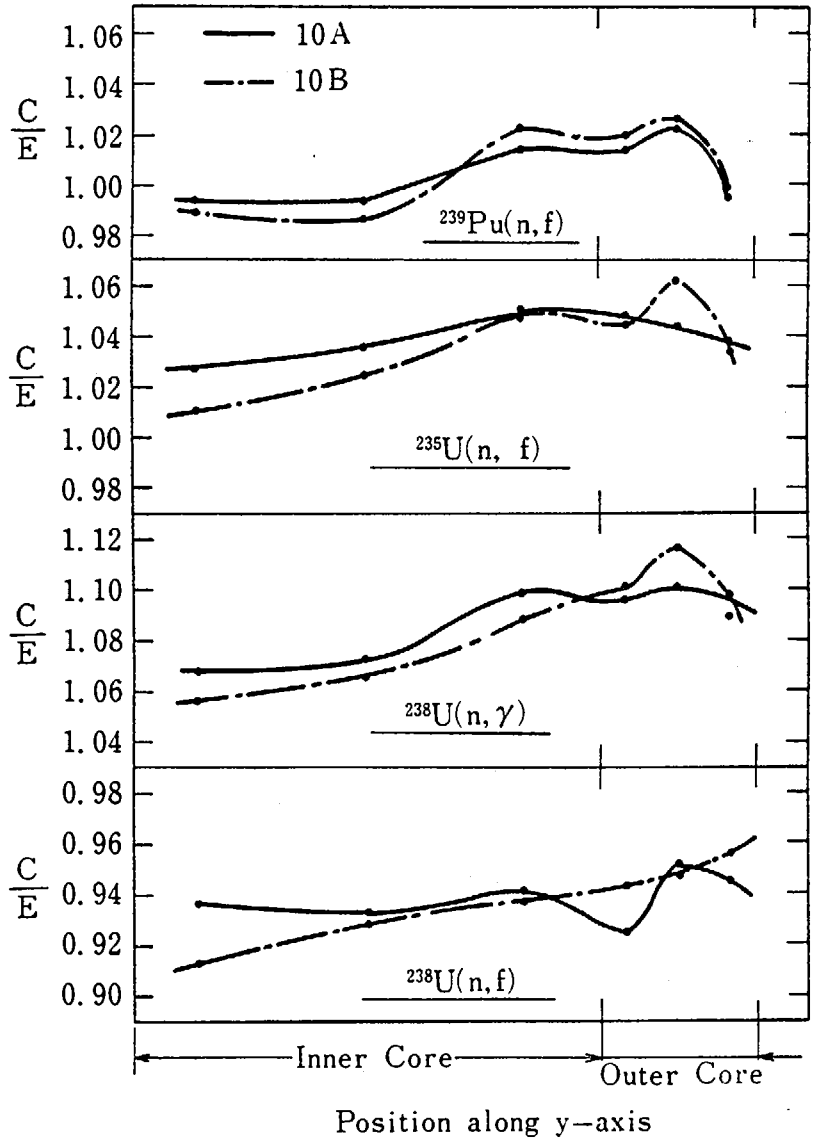


Fig.5 Reaction rate C/E along y-axis (ANL), normalized to unity of $^{239}Pu(n,f)$ C/E over the inner core

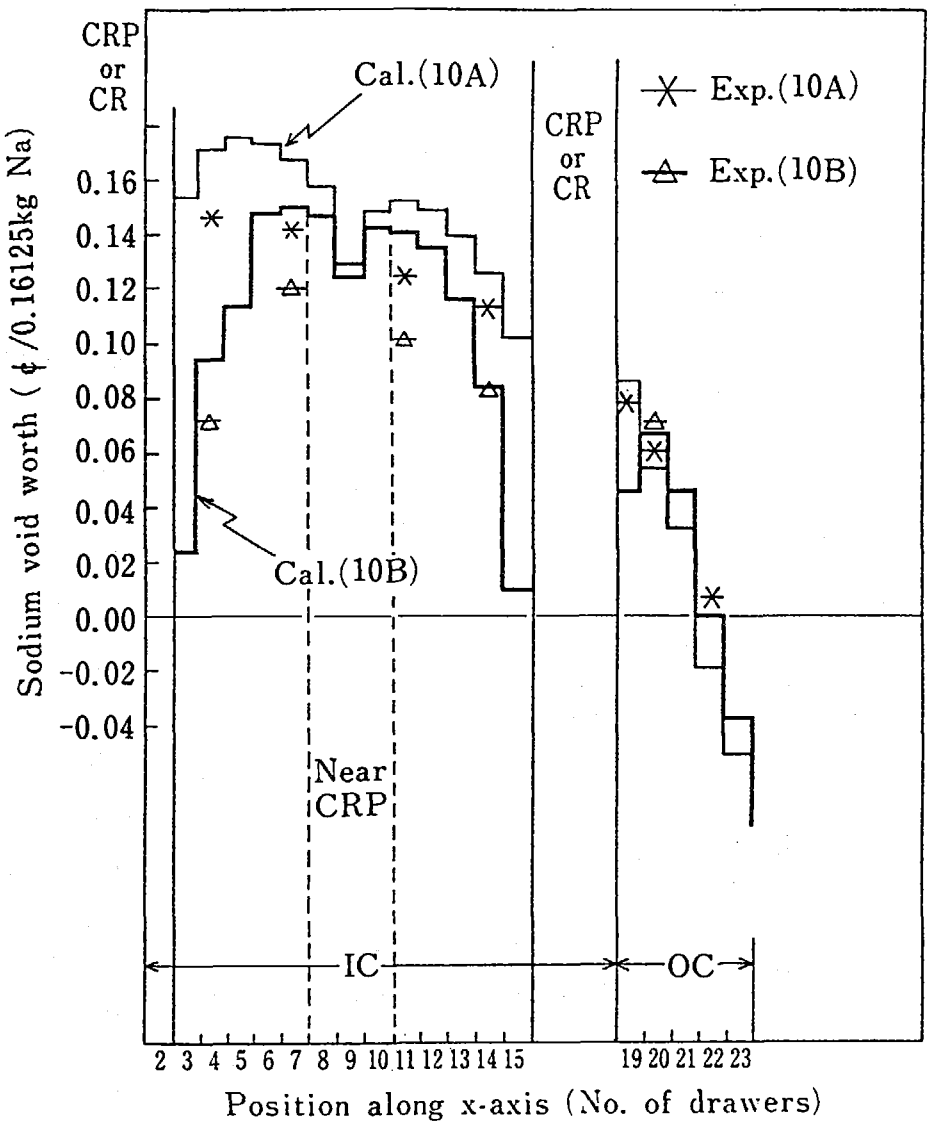


Fig.6 Sodium void reactivities along the x-axis of ZPPR－10A and ZPPR－10B

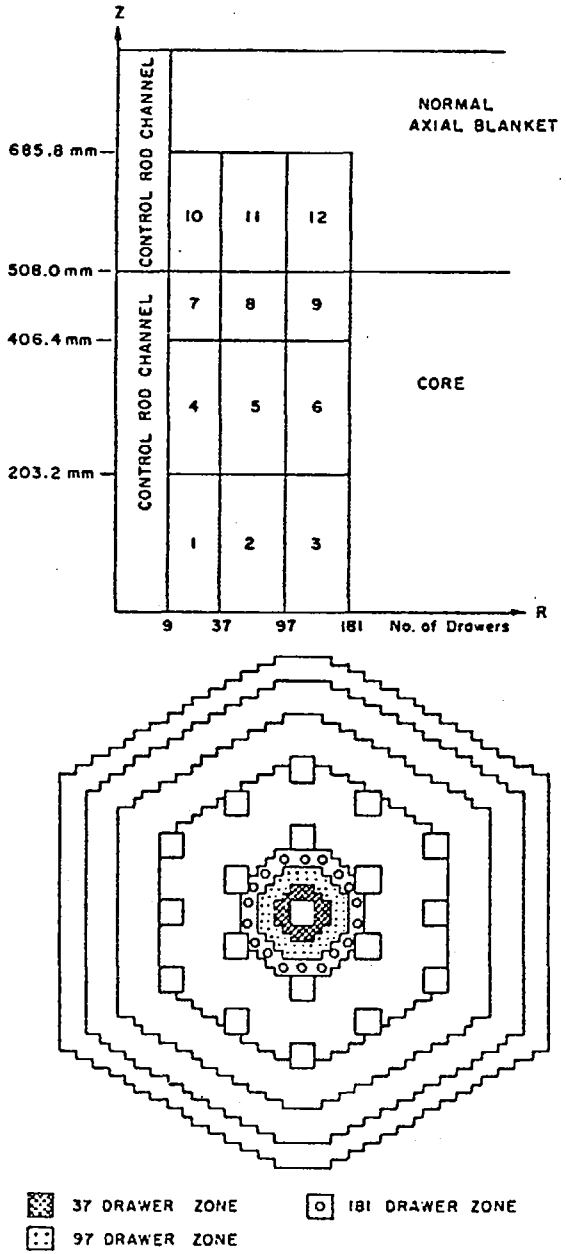


Fig.7 Sodium-void zones in ZPPR-10A

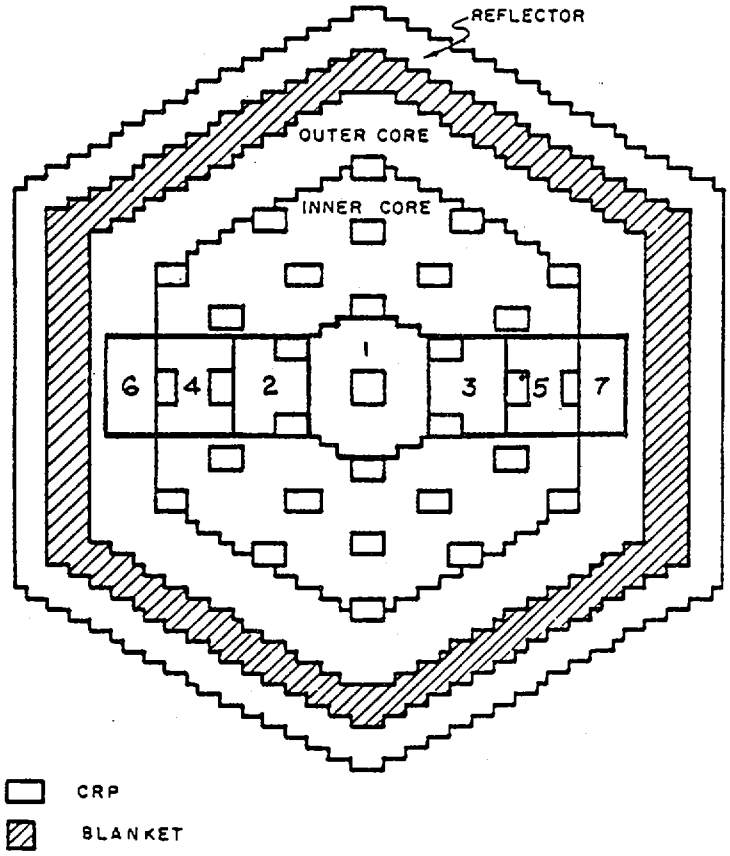


Fig.8 Sodium-void zones in ZPPR-10D

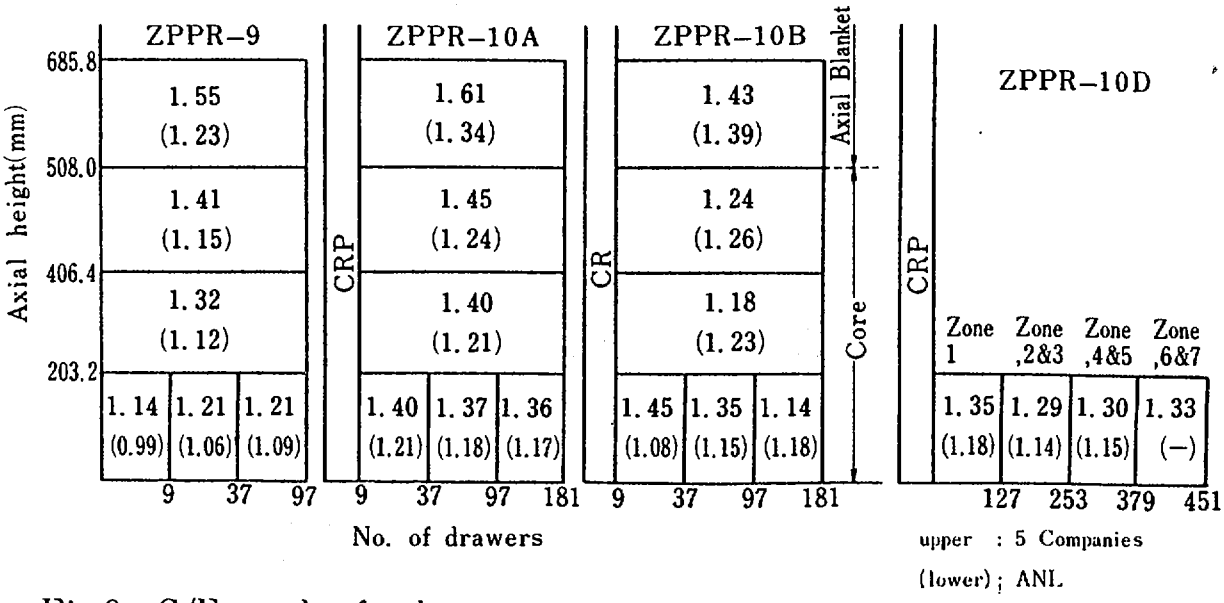


Fig.9 C/E results for large zone cumulative sodium void reactivities in ZPPR-9, -10A, -10B and -10D

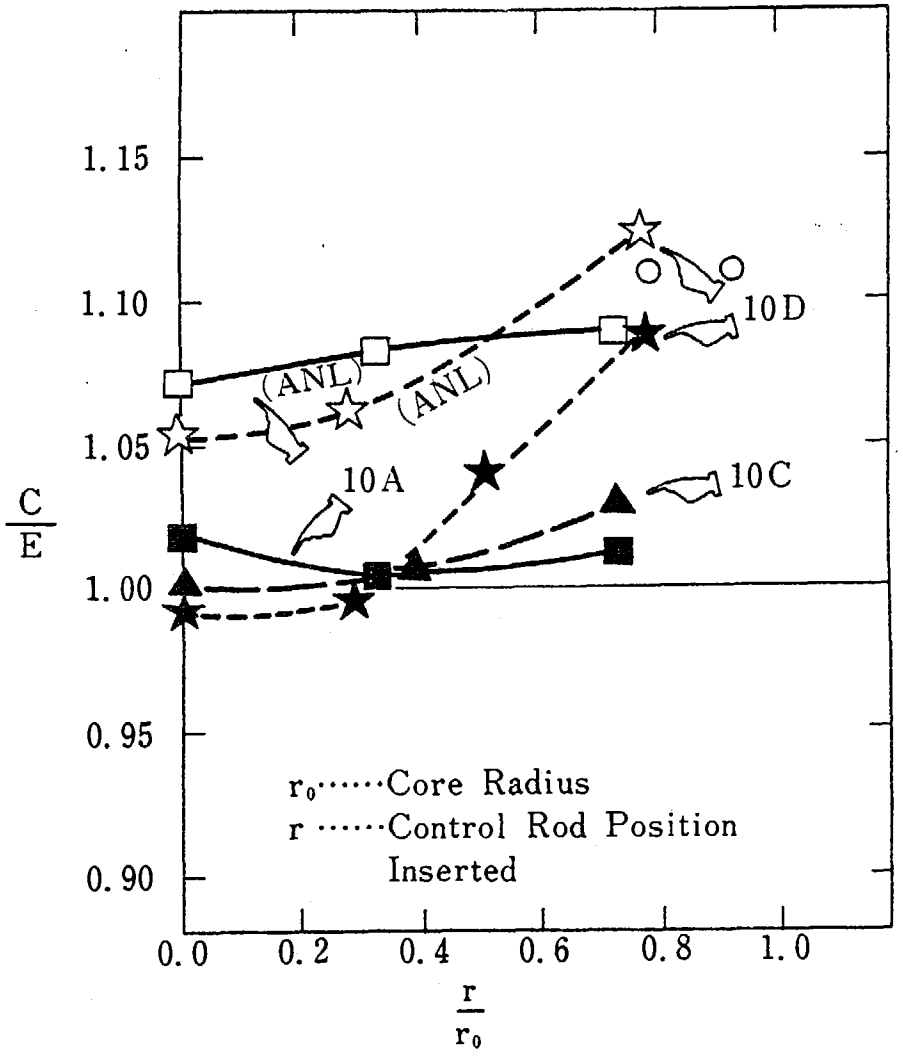


Fig.10 Radial dependence of CR worth C/E's for ZPPR-10

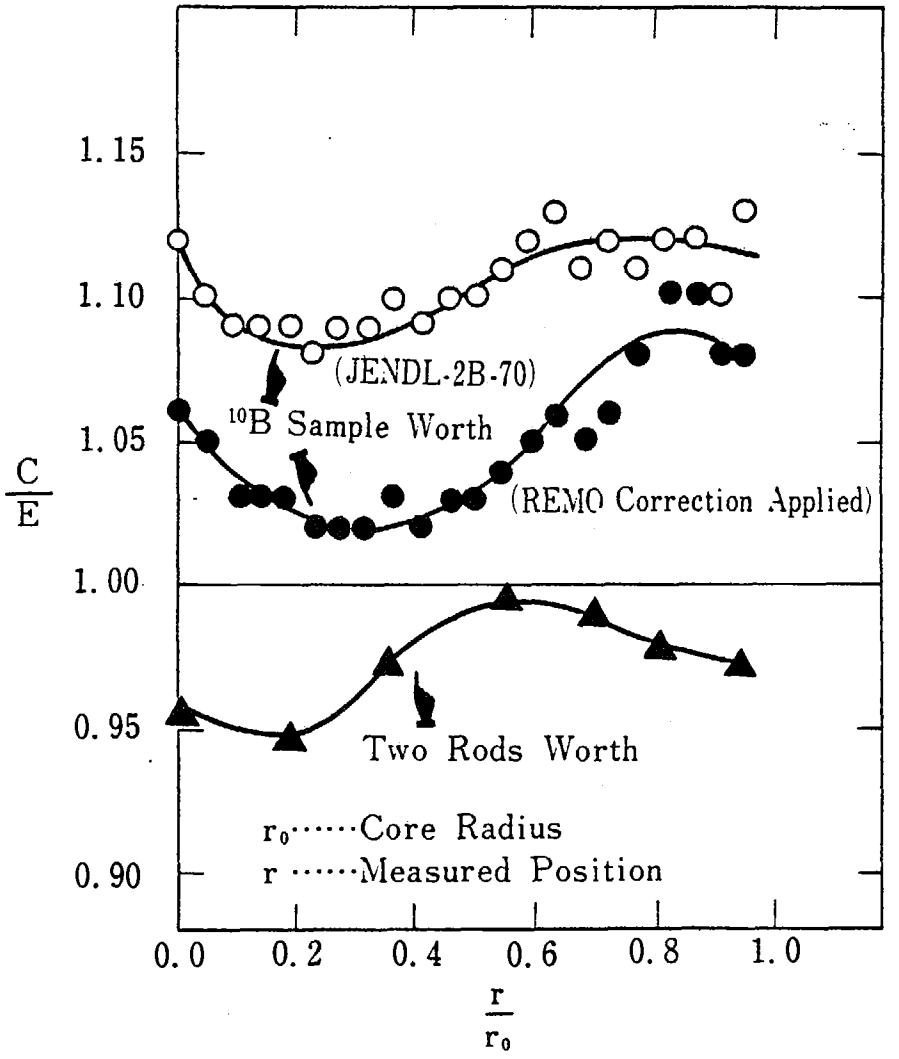


Fig.11 Radial dependence of two rods worth C/E and ^{10}B sample worth C/E for ZPPR-9

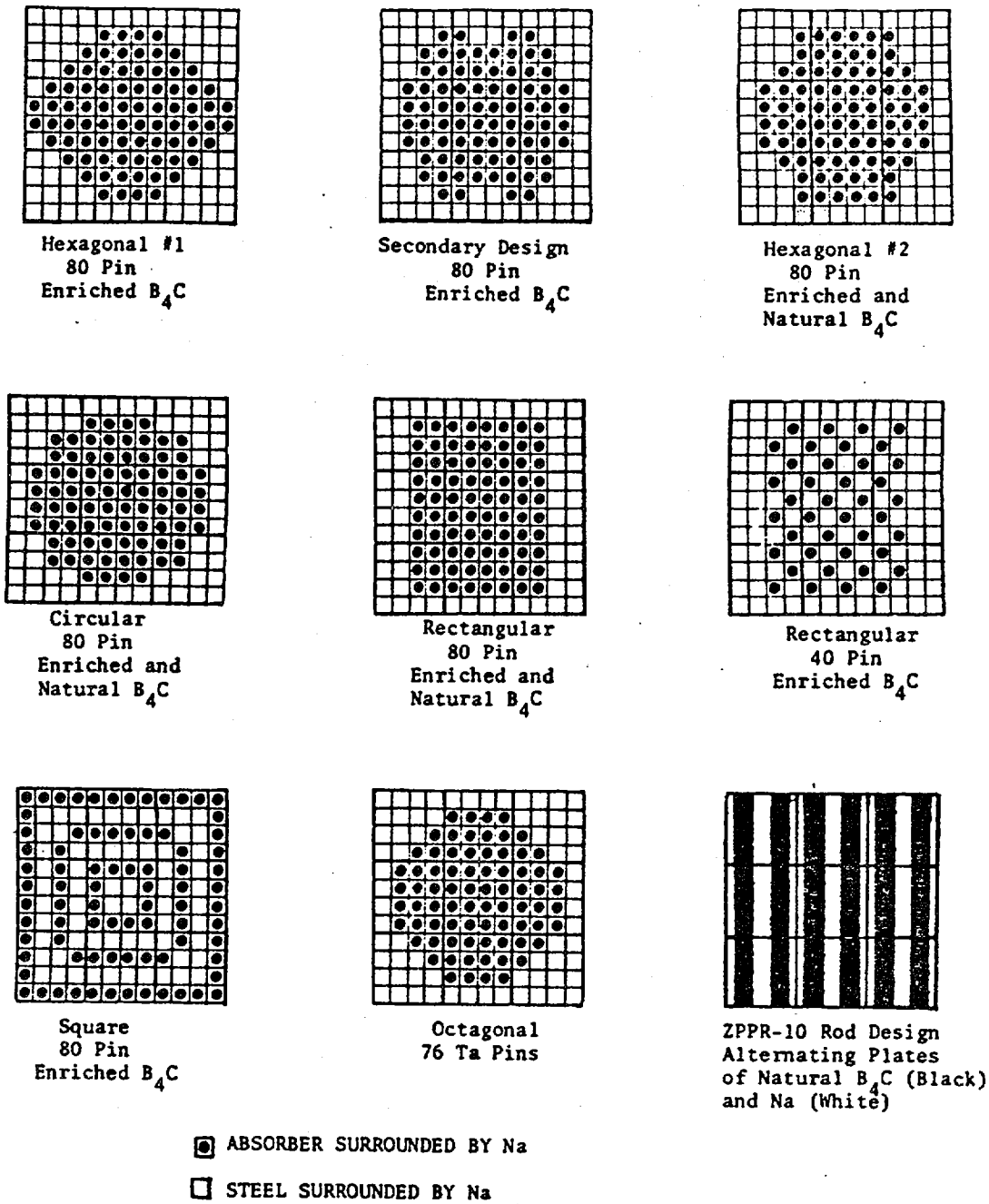


Fig.12 Cross-sectional Views of Rod Design Used in ZPPR-10A to Study Geometry and Enrichment Effects

討 論

Q: 八谷雅典（三井造船）

(1) ANLの計算結果は Transport 効果他の修正をしてあるか。

(2) ANL と日本の解析結果間に本質的に異なっている点はあるかどうか。一方が overestimate で他方が underestimate であるという例はないか。

A：白方敬章（動燃）

(1) ANL は解析が完全に終了したと考えていない。現在は実験と計算の一致の度合について大きな傾向をつかむ上で，必要な範囲で必要な修正を行っている。したがって，すべてのケースに修正計算をしている訳ではない。例えば制御棒価値では，中心，内側リング，外側リングの制御棒価値に対してのみ輸送，メッシュ等の必要な補正を加え，C/E 値の空間依存性，体系間の consistency，中心制御棒価値の consistency 等を確かめている。

(2) 現在までの ZPPR-9, 10 の解析結果の範囲では，計算値対実験値の傾向が両国の解析で本質的に異なる点は見られない。違いは傾向の度合である。

Q：松延廣幸（住原工）

^{238}Uの$\sigma_{n\gamma}$に関する積分データとして示された central worth および反応率の C/E 値が可成り大きい（JENDL-2だけでなく ENDF/B-Ⅳおよび B-Ⅴに就いても）点に就いて，微分データと積分データとの間に本質的な矛盾が在るような感じがする。即ち現在の微分測定データに基いた評価値からは C/E を1にするようなライブラリーは作れないという気がするが，この点どう思うか。

A：白方敬章（動燃）

^{238}Uの $\sigma_{n\gamma}$については，長年熱および高速両系の積分データ解析結果と微分データが矛盾していた。ところが最近のフランスの検討（NSE **79**，393～403（1981））によると，PWR 系格子での ^{238}U(n, γ) 共鳴積分を Multi-level formalism で求めると上記矛盾が解決されるという報告がある。これは，散乱断面積に対する“Multi-level formalism による取扱いの影響”が ^{238}U(n, γ) の共鳴積分に効く（すなわち Effective multi-group constant に効く）結果となっている。高速系での ^{238}U(n, γ) 反応率の内，共鳴の自己遮蔽が問題となる 40 keV 以下の寄与は～50％程度である。したがって，高速系でも上記の問題を検討してみる必要があろう。しかしそれですべて解決されるかどうかの見通しはない。いずれにせよ，上記のフランスの検討は炉物理側では，^{238}U(n, γ) の反応率計算を群定数計算法も含めて見直す必要性を示唆している。

5.3 構造材および核分裂生成物核データの積分テスト

飯島俊吾*，渡部　隆**

構造材および核分裂生成物の JENDL 中性子断面積評価値を，高速炉スペクトルにおける積分データによってテストした結果について述べ，議論する。始めに，これらの断面積に対する要求精度およびデータ現状を要約する。構造材核データについては，ZPPR－9および国際ベンチマーク炉心におけるサンプル反応度の計算と解析の結果を，微視データの立場から検討を行なった。核分裂生成物断面積のテストは，STEK 炉におけるサンプル反応度および CFRMF におけるサンプル活性化データを用いて行った。最近の微視断面積データと同時比較を行い，微視・積分データ間の喰違い点を指摘した。終りに，積分データによる断面積調節法の可否についてコメントを述べる。

Integral Test of JENDL Neutron Cross Sections for Structural Materials and Fission Products

Shungo IIJIMA* and Takashi WATANABE**

The JENDL evaluated neutron cross sections of structural materials and fission products were tested by integral data in fast reactor spectrum. The required accuracies and the status for neutron cross sections are briefly reviewed.

The results of calculation of structural material sample reactivities in ZPPR-9 and the international benchmark fast assemblies were presented, and the integral properties of JENDL structural material cross sections were examined and discussed.

The fission product cross sections were tested by the STEK small sample reactivity data and the CFRMF activation data. From the simulataneous comparison with recent micro-

* 日本原子力事業（株），総合研究所，NAIG Nuclear Research Laboratory, Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd

** 川崎重工業（株），Kawasaki Heavy Industries, Inc.

scopic capture measurements, the discrepancies among differential and integral data were pointed out and discussed. A comment was made of the validity of the fission product cross section adjustment based on integral data.

1. まえがき

本報告では，JENDL の構造材，特に Cr，Fe，Ni と，核分裂生成物（以下 FP と略する）の中性子断面積の積分テスト結果を述べる。Cr，Fe，Ni 核データは1978年に全面改訂を行い，JENDL－2 に収納されている。[1] FP 核データは 1975 年に 28 核種，[2] 1977 年に他の 34 核種[22] のデータを収納した。JENDL－1 の ^{92,94,96,98,100}Mo 5 核種[4]と合せて，計 67 核種の FP 領域核データが，JENDL-1 或は JENDL－1.5 として収められている。

高速炉を対象とした場合の，構造材，FP 核データに対する要求精度とデータ現状を第 2 章で簡単にレビューする。第 3 章では，ZPPR－9[5] および国際高速炉ベンチマ集合体での構造材サンプル反応度の解析結果[6,13]を示し，微視断面積の積分特性の検討結果を述べる。

第 4 章では FP 核データについての，STEK 炉[7-10]でのサンプル反応度および CFRMF[11] でのサンプル活性化データの解析結果のまとめを示し，併せて最近の捕獲断面積測定値[15-18] と対比して，微分・積分データ間の喰違い状況を指摘する。終りに，積分データに基づく FP 断面積を adjust する手法とその現状の適否についてコメントする。

2. 核データへの要求精度とデータ現状

2.1 要求精度

Table 1 は，高速実証炉の模擬炉心 ZPPR 9における，構造材核種の反応度の計算値を示している。[20] この全反応度，約 4％Δk を誤差±0.2％Δk（相当誤差 5％）で予測することが望まれる。このためには，主要核種の主要反応断面積を 5－10％の精度で知ることが必要である。Table 2 は，WRENDA 79/80 に載せられている，各種反応データへの要求精度をまとめたものである。

他方，FP については，燃焼に伴なう FP 反応度を約 3％％Δk とすると，±0.2％Δk の誤差でこれを予測するためには，バルク FP の捕獲断面積に対して 7％の精度が望まれる。個々の FP に関しては，1st および 2nd priority の核について夫々，10％，20％ の精度が要求されている。これらの核は次のものである。[22]

Ⅰ：^{97}Mo，^{99}Tc，^{101}Ru，^{103}Rh，^{105,107}Pd，^{133,135}Cs，^{147}Pm，^{149,151}Sm

Ⅱ：^{93}Zr，^{95,98,100}Mo，^{102,103,104}Ru，^{109}Ag，^{129}I，^{131,132}Xe，^{141}Pr，^{143,145,150}Na，^{153}Eu，

FP の散乱反応については，約 80 核種に関して 30％の精度が目標である。

2.2　データの現状

構造材

高速炉では，構造材捕獲断面積の重要な領域は，Fig. 1，Table 3 に示すように 1 keV－1 MeV 域である。但し Ni の場合は 1 MeV以上で ^{58}Ni (n,p)反応が大きく，全吸収の 25 %にも達する。一般に，構造材或は稍軽い核種は輻射捕獲が小さいので，(n，p)，(n,α) 反応の中性子吸収に寄与する割合が相対的に大きいことを注意すべきである。Cr, Fe, Ni では，捕獲の主要部分は，数 100 keV 以下の分離共鳴域であり，低エネルギーの p 波共鳴，存在比の 比較的小さな（<10%）同位元素の共鳴吸収も，重要な寄与をしている。これらの低エネルギー共鳴データの最近の値[21]を，^{56}Fe の例について Table 4, 5 に示す。

この ^{56}Fe の例から判るように，最近のデータは混沌としており，capture area についてファクター 2 近い discrepancy が存在する。

構造材の全断面積は，高分解能の測定が行われて居り，broad resolution の高精度の測定と比較して，喰違いは 3 ～ 4 %であると報告されている。　弾性，非弾性散乱については，4 MeV 以下では測定値が多く，Fe, Ni に関して誤差は 5 ～10%，4 MeV 以上では 10～15%と考えられている。[21]

核分裂生成物

FP 捕獲断面積はこの数年来，微分的，積分的に広汎な測定が行われている。[14] 微分データが尚大巾に不足或は不如しているものは，主に希ガス（Kr，Xe 同位元素）と，放射性 FP（^{93}Zr, ^{99}Tc, ^{103}Ru, ^{106}Ru, ^{107}Pd, ^{129}I, ^{135}Cs, ^{147}Pm, ^{151}Sm, ^{152,154,155}Eu）である。又，500 keV－数 MeV でのデータは極めて少なく，評価値によりファクター 5 のずれも稀ではない。現在，ANL および Bruyères -le-Châtel で，自然元素の MeV 域断面積の系統的な測定が進められている。

FP の積分測定は，(i)サンプル反応度（オランダ，STEK 炉），(ii)サンプル活性化（米国 CFRMF），(iii)サンプル照射による人工変換（米国 EBR－Ⅱ炉），等の方法で行われている。積分測定の特徴は，少ないサンプル量で測定可能であることであり，上記の(i), (ii), (iii) の各方法で必要なサンプル量は，夫々，gr, mg, μg の程度である。これらの積分測定によって，微分測定が困難であった前述の核種のうち，^{99}Tc, ^{129}I, ^{147}Pm, ^{125,154}Eu の積分データが得られている。

3. 構造材核データの反応度実験による積分テスト

こゝでは高速炉心中心部でのサンプル反応度による積分テストに議論を絞る。構造材の炉中心反応度は通常，負の反応度であり，捕獲，非弾性散乱減速が共に負の主要成分である。弾性散乱減速の成分は炉心構成によって正にも負にもなり，比較的小さい値ではあるが無視は出来ない。構造材，特に Cr，Fe，Ni は数 10 keV 以下に強い共鳴レベルを持つので，炉心構成とその中性子スペクトルによって，弾性散乱減速の反応度成分が著しく変動することが特徴的である。

Fig. 2－4 は，ZPPR－9 炉心での Cr, Fe, Ni サンプル反応度径方向トラバースの，測定値

と計算値[6]の比較を示す。ブランケット部での両者のずれは，計算では測定時の複雑な周囲条件を模擬しにくいためと考えられている。[6]炉心内部域での計算と測定の比はおよそ次のようである。

C／E 値： Cr（1.11），Fe（1.12），Ni（1.22），
Mo（1.16），Mn（1.91）

ちなみに ^{235}U, ^{239}Pu, ^{10}B についての C／E 比は夫々，1.08, 1.05, 1.10 であるので，上記の Cr, Fe のC／E 比 はこれらと consistent である。Ni は稍ずれが大きく，Mn については明らかに捕獲断面積（自己遮蔽因子の評価の適否も含めて）を過大評価している。

各々の反応度成分が炉心組成によりどのように変化するべきかを見ておくことは興味がある。Fig. 5 は，国際ベンチマーク炉心について，Fe 中心反応度を，所謂，"中心摂動断面積"の形でプロットしたものである。捕獲成分は比較的炉心組成に依存せず，net 反応度の変動は略，非弾性減速の変動に従っていることが判る。しかし，詳細に見ると弾性散乱減速の変動の影響も現れている。この部分は，ウラン炉心とプルトニウム炉心で異なる系統性を示すが，これは100 keV 以下での随伴中性子束スペクトル形の違いによるものと考えられる。（Ni の場合にはこの系統性の違いは Fe の場合よりもっと著しい。）

もう一つの例として，Table 6 に，ZPR－Ⅲの 48, 49, 50 炉心シリーズ[注]での Cr, Fe, Ni 中心摂動断面積の計算と測定の比較を示す。測定は炉心の empty box 雰囲気で行われているが，Ⅲ－49 炉心ではサンプル周囲に炉心物質を置いた場合も測定している。（ベンチマーク実験値として後者が採用されている。）この二つの測定法によって，Cr, Ni の測定値が著しく変ることは注意に値いする。Ⅲ－48, 50 炉心では empty box 雰囲気丈でしか測定が行われていないが，Cr, Ni のC/E 比が大きいのは，やはり測定法の問題と見られる。

以上の実験解析と計算例から次の推定或は結論をひき出せるであろう。

(1) 古い測定では測定法の問題があるので計算との比較には注意を要する。ZPPR－9（および ZPPR－10A）では，計算値と測定値は Cr, Fe, Ni, SUS については良好な一致を示している。

(2) 計算では，捕獲，非弾性散乱反応度成分は，炉心組成に対して系統的に変化するが，弾性散乱成分は系統性を把えにくい。しかし弾性散乱の寄与は一般には余り大きくない。従って，ベンチマーク積分測定があれば，実機炉心での構造材反応度は±10%程度の誤差で予測出来ると考えられる。

(3) しかし乍ら，断面積値の現在の不確かさを考えると，積分値との関連をより正確に把握しておく必要性が高い。特に低エネルギー共鳴パラメタと非弾性散乱について，感度解析を行うことは有意義である。

4. 核分裂生成物核データの積分テスト

4.1 積分測定の概要

STEK炉[8]は，MTR型燃料の thermal driver で囲まれ，鉛のバッファーを持つ高速炉心

注）ZPR－Ⅲ－49 炉心は，48 炉心からナトリウムを除去したもので，50炉心はこのナトリウムを炭素で置換したものである。従って炉心スペクトルは49 → 48 → 50 の順に軟化している。

で，燃料は90％濃縮ウランと炭素との2種等のプレートの unit cell で構成されている。縦型炉心で，格子管はAl である。中央チャンネルが oscillator element であり，炉心下部に駆動機構，sample changer がある。サンプル取替は遠隔操作で出来るようになって居り，1万キュリーのサンプル迄扱える。高速炉心部として，C/^{235}U比を 72, 48, 35, 23, 11 と5種類に変えた炉心が組まれ，夫々，STEK-4000, 3000, 2000, 1000, 500 炉心と呼ばれている。炉中心の中性子スペクトル[9]は，微分的，積分的測定を使って ABBN型 26群 ^{235}U群定数を調節し計算で求めている。同じくこの群定数によって随伴中性子スペクトルを計算で求めている。

STEKのサンプル反応度は，炉中心での規格化反応度 ρ_0：

$$\rho_0 = \frac{1}{\text{摂動分母}} \text{（単位強度 } ^{252}\text{C}_f \text{ 反応度）} \times \text{（1 gr } ^{235}\text{U核分裂率）}$$

を単位として提示されている。

CFRMF[11]は MTR 型燃料炉心内の減速ウランブロック（14.5 cm 正方，61 cm高）であり，ブロック中に 5.3 cm 直径の軸方向孔がある。ブロックと孔はボラルでカバーされており，孔の中には ^{235}U の 0.9 mm sleeve がある。サンプルをこの孔の中で，100 kW 出力（～10^{12} n/cm^2・s）で照射している。中性子スペクトルは ENDF/B－Ⅳ を使って71群輸送計算およびモンテカルロ計算で求められて居り，微分・積分スペクトル測定値と良く一致すると報告されている。サンプルとモニターを照射して γ 線を計測し，最終結果は，^{235}U 核分裂率との比で与えられている。最終データの主な誤差は，崩壊データの不確かさによるものと述べられている。

EBR－Ⅱ での実験[12]では，炉中心部と上部反射体内で，0.1～50 μg の濃縮サンプルを約30日（4.3×10^{21} n/cm^2 fluence）照射して質量分析，或は崩壊 γ 測定を行い，その結果を反応率に換算してデータを提示している。中性子，スペクトルの詳細データは未だ発表されていないが，ENDF/B－Ⅳによる。^{149}Sm, $^{151, 152, 153, 154}$Eu の中性子捕獲反応率の解析と測定の結果が報告されている。[12]

4.2 積分テスト結果と検討

JENDL FP データを用いた，STEK, CFRMF データの解析結果については已に Ref.(3)で一部報告している。その後，keV域での（n, γ）測定値が大巾に得られているので，それと比較したまとめを Table 7 に示す。計算を媒介としたこの比較表から，微分，積分データは概して互いに consistent であるが，幾つかの重要な相互 discrepancy が存在することが判る。これらは，

(1) 積分データ間の喰違い：^{99}Tc, ^{127}I, ^{133}Cs, ^{147}Pm

(2) 微分・積分データ間の喰違い：^{104}Ru, ^{109}Ag, ^{127}I, ^{133}Cs, ^{148,150}Nd, ^{149}Sm, ^{151,153}Eu.

^{133}Cs については最近の Macklin の測定は山室達の測定と良く一致して居り，結局，STEK の反応度データよりも微視データを重視して良いと考えられる。Fig. 6 に ^{133}Cs 断面積を示す。^{127}I については多数の微視データがあり，この場合，CFRMF データは納得し難い。

最近の原研での測定[17]では，^{107,109}Ag の捕獲断面積は互いに略等しい。一方，CFRMF の

activation 測定では，スペクトル平均断面積は，$<\sigma_f^{25}>=1.595$b として，夫々，0.238 b（±19％）（^{107}Ag），0.318 b（±9.7％）（^{109}Ag）であり両者間に（誤差の範囲内ではあるが）明らかな差が存在する。現在，^{99}Tc，^{104}Ru，^{103}Rh，^{109}Ag，^{127}I，^{147}Pm について，CFRMF において再測定が進められており，又，ORELA では^{99}Tc，^{109}Ag の微視データ測定が行われている。

^{149}Sm，^{151,153}Eu の最近の微視データ[15, 17, 18]は，断面積評価の上で困難な問題を提起している。^{149}Sm の最近のデータをフィットするためには，統計理論計算において，$S_\gamma(=\Gamma_\gamma/D_s)=640\times10^{-4}$ が必要である。他方，共鳴パラメタ平均値からは，$\Gamma_\gamma\approx60-70$ mV，$D_s=2.2$ eV として，$S_\gamma\approx300\times10^{-4}$ が期待される値である。又，最近の微視データを採用すると，STEK 反応度を大きく過大評価する結果にならざるを得ないという矛盾がある。Fig. 7は^{151,153}Eu の例である。この場合も新しい微分データを再現するには，異常に大きなS_γ又はS_0（或は両方）が必要であり，平均共鳴パラメタ値から期待される値とは大きく異なってしまう。

現在，上記の微分・積分データを反映して，JENDL FPデータの再評価を進めて居り，JENDL－2 FP データ・ファイルとする計画である。そのさい，上に述べた discrepancy の問題，および測定値の不足している，希ガス，放射性同位元素の評価が，重要課題である。

終りに，積分データによる adjustment の適否について私見を述べておきたい。現在，各国の FP 評価データファイルにおいて，フランスの CARNAVAL－Ⅳ は26 群の adjusted library であり，オランダの RCN－2A は，微視データファイル RCN－2 に基づいて積分データにより adjust したものである。ENDF/B－V は，ENDF/B－Ⅳ に基づいて，積分データ及び最近の微視データを同時に用いて adjust して作成されたものである。

Table 8は，Gruppelaar の論文[23]から抜粋した，RCN－2，RCN－2A，CARNAVAL-4の，高速炉スペクトル平均断面積の比較を示す。この表では，特に RCN－2A とCARNAVAL－4の違いの著しい核種を示したが，このような大きな違いは，adjustment 法に大きな疑問を抱かせる。又，Fig. 8 は^{149}Sm についての ENDF/B－V の adjustment 前後の模様を示したものである。[24] RPI データは前記の原研データ[17]と良く類似しているので，ENDF/B－Vは多分，STEK 反応度を可成り過大評価することになるはずであり，STEK データを adjustment に用いた趣旨とそぐわない結果になっている。この2例から判るように，微分データと積分データ間，或は積分データ相互間に discrepancy がある時には，adjustment 法によっても妥当な評価値は必ずしも得られない。これは，discrepant な微分データがある時に，最小自乗法によって最善評価は行えるが，結果の信頼性は乏しいことゝ同じことである。

従来，積分データによる核データ adjustment の根拠は，積分データの方が微分データよりも精度がはるかに良いということにあった。しかしFP 反応度，反応率等の積分データ（data reduction も含めて），或はその解析では，場合により可成りの誤差やばらつきが存在する一方，他方では最近の微視データ測定の精度が高まっている。このように微視，積分データの誤差が同程度になると，adjustment 法の結果は入力誤差の与え方に強く依存するようになり，結果の信頼性が欠けることになるものと考えられる。

謝　辞

山本正昭（FBEC），中村久（富士電機），亀井孝信（NAIG）の諸氏に，ZPPR－9 炉心計算および構造材反応度計算の詳細を提示して頂いた。菊池康之氏（原研）には，国際ベンチマーク炉心計算結果を頂いた。又，FP に関する報告内容はシグマ委員会FP ワーキンググループでの計算，資料に基づいている。こゝに感謝の意を表明する。

参考文献

1) 飯島，山越，浅見，菊池，関根　：Contribution to 1979 NEANDC Topical Discussions（未公刊）

2) Kikuchi, Y., et al.: JAERI 1268 (1981)

3) Iijima, S., et al.: NEANDC(E) 209 "L", Proc. Specialists' Meeting on Fission Product Neutron Cross Sections, 1979, Bologna, ed. by Coceva, C. and Panini, G., p.317.
Nishimura, H., et al.: JAERI-M 8163 (1979) p.136.

4) Igarasi, S., et al.: Japanese Evaluated Nuclear Data "Library Version 1, JENDL-1, JAERI-1261 (1979).

5) 白方敬章，本研究会報告

6) 中村久，青木保 ： 私信（1981）

7) Bustraan, M., et al.: Proc. Second Advisory Group Meeting on Fission Product Nuclear Data (FPND)-1977, Petten, IAEA-213, Vol.2, p.627.

8) Klippel, H.Th. and Smit, J.: RCN-209 (1974).

9) Dekker, J.W.M., et al.: ECN-35 (1978).

10) Veenema, J.J. and Janssen, A.J.: ECN-10 (1976).

11) Harker, Y.D., et al.: ENDF-266, TREE-1259 (1978), also NEANDC(E) 209 "L" (ibid.) p.5.

12) Anderl, R.A., et al.: NEANDC(E)209 "L" (ibid.) p.363.

13) 菊池康之，シグマ委員会積分評価ワーキンググループ資料

14) Progress in Fission Product Nuclear Data, No.1-No.7, (1975-1981), INDC(NDS).

15) Musgrove, A.R.deL, et al.: Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and Other Applied Purposes, Harwell, 1978, p.438.

16) Macklin, R.L., et al.: NEANDC(E)209 "L" (ibid.) p.103.

17) Yamamuro, N. and Asami, A.: NEANDC(E)209 "L" (ibid.) p.19.
および，原研でのその後の測定結果（シグマ委員会ＦＰワーキンググループ資料）

18) Kononov, V.N., et al.: Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 947, 27 (1978) 10.

19) Priesmyer, H.G.: NEADC(E)209 "L" (ibid.) p.85

20) 亀井孝信 ： 私信（1980）

21) Proc. Specialists' Meeting on Neutron Data of Structural Materials for Fast Reactors, 1977, Geel, Pergamon Press.

22) Iijima, S.: IAEA-213 (1979), Vol.1, p.279.

23) Gruppelaar, H.: NEANDC(E)209 "L", p.299.

24) Schenter, R.E. and England, T.R.: NEANDC(E)209 "L", p.253.

Table 1 Structural Material Reactivities in ZPPR-9 (in % Δk/k)

	Net	Capture	Moderation	Leakage
Cr	-0.88	-0.41	-0.93	+0.46
Fe	-2.34	-1.27	-2.71	+1.64
Ni	-0.46	-0.56	-0.22	+0.32
Mn	-0.29	-0.28	-0.07	+0.06
Mo	-0.47	-0.46	-0.09	+0.08
Sum	-4.44	-2.98	-4.02	+2.56

Table 2 Data and Accuracy (%) Requests

						WRENDA 79/80
	Cr	Fe	Ni	Mn	Mo	Object
σ_{tot}	3	1-5	3			FBR,SHIELD
σ_{el}	10-20	5-10	5-20			SHIELD,FBR,FUS
σ_{inel}	10-15	5-10	10-15		10-15	
$\sigma_{n\gamma}$	5-20	5-20	5-20	7-20	7-15	FBR,FUS,ACT
$\sigma_{n,x\gamma}$	10	10-15	10		15	SHIELD,FUS
$\sigma_{n,emiss}$	10	10	10			SHIELD,FUS
$\sigma_{n,p}$	10-30	10-30	10-30		10-15	FUS,FBR
$\sigma_{n,\alpha}$	10-30	10-20	10-30		10-25	FUS,FBR
$\sigma_{n,2n}$	10-20	10	10-15	5	10-15	FUS,DOSIMETRY
$\sigma_{n,t}$			15			FUS

Table 3 Grou-wise Fractions of Neutron Captures in Structure Materials for ZPPR-9 Inner Core Spectrum

Group	Energy Range	Cr	Fe	Ni	Mo
1	10.5-4.0 MeV	0.6%	1.6%	11%	0.06%
2	4.0-1.4	1.3	1.7	14	1.1
3	1.4-0.1	15	27	17	15
4	100-10 keV	24	31	48	31
5	10-1	54	34	8.8	31
6	1-0.1	4.8	4.4	2.4	21
7	<0.1	0.4	0.5	0.2	1.1

Table 4 ^{56}Fe 1.15 keV (1/2-) Resonance Parameters

	Γ_n (eV)	Γ_n (eV)	$g\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma$	$g\Gamma_n/\Gamma$
64 Block	0.068 6	0.60	0.061	0.10
65 Moxon	0.052 5	0.56	0.048	0.085
68 Hockenbury	0.086 21	0.6(Assumed)	0.075	0.125
69 Ju	0.062	0.57 6	0.056	0.098
70 Moxon (Eval.)	0.056 6	0.673 100	0.052	0.077
77 Perey (Eval.)	0.060 4	0.6	0.055	0.091
78 Brusegan	0.051 2	0.785 100	0.048	0.061
78 Gayther	0.074 12	0.58 4	0.066	0.113
ENDF/B-4 (Eval.)	0.086	0.6	0.075	0.125

Table 5 Fe Low S-wave Resonance Parameters

E, keV		Perey	Allen	Fröhner	Moxon
27.6	Γ_n	1520 30	1200 300	1400 200	1474 17
	Γ_γ	1.4 1	1.6 4	1.25 20	0.89 13
74.0	Γ_n	535 10	740 150	(539)	617.8 45
	Γ_γ	0.73 7	0.8 1	0.65 15	
83.6	Γ_n	1250 50	1300 200	(1300)	1211 17
	Γ_γ	1.28 13	0.9 2	0.58 22	
129.8	Γ_n	500 50	700 200	(380)	600 9
	Γ_γ	1.10 10	0.8 2	1.30 40	
140.3	Γ_n	2700 100	2900 300	(2800)	2704 28
	Γ_γ	2.2 2	2.4 3	1.48 31	

(Γ in eV)

Table 6 Calculated and Measured Central Perturbation Cross Section in ZPR-III Assemblies 48, 49 and 50

	Core	Calculated (mb)				Measured (mb)[a]	
		Capture	Inel.	Elastic	Net	Net (C/E)[b]	Net (C/E)[c]
Cr	49	-11	-15	-0.8	-26.3	-42.1 (1.60)	-31.3 (1.19)
	48	-12	-13	-0.1	-24.7	-31.4 (1.27)	
	50	-16	-12	+3.4	-24.1	-33.7 (1.40)	
Fe	49	-7.8	-18	-1.0	-27.0	-28.6 (1.06)	-25.7 (0.95)
	48	-8.7	-16	+0.2	-24.4	-28.8 (1.18)	
	50	-11	-15	+2.8	-22.7	-27.5 (1.21)	
Ni	49	-40	-14	+3.2	-51.3	-69.9 (1.37)	-60.0 (1.17)
	48	-40	-12	+5.1	-47.1	-68.8 (1.46)	
	50	-43	-12	+8.9	-45.5	-64.2 (1.41)	

a) Converted to perturbation cross section from Ih/kg value.

b) Measured in empty box at core center.

c) Measured in core material environment.

Table 7 Summary of Comparison of JENDL Fission Product Neutron Cross Sections with Integral and Differential Data[a)]

	STEK Reactivity Data	CFRMF Activation Data	Recent Differential Data	Discre-pancy
Zr 91	C≈E (ρ小)		1∿1.2	
93	capture過大 (ファクター2)			
Nb 93	1.0-1.06	0.68(±50%)		
Mo nat	0.97-1.1			
95	0.95-1.05		≈1	
97	0.95-1.1		≈1	
98	capture過大	1.24(±6%)		
100	∿1 (ρ小)	0.89(±17%)		
Tc 99	0.85-0.9	1.21(±15%)		✓
Ru 101	0.95-1.1		1∿1.2	
102	capture過大	1.58(±7%)	≈1.5	
104	C∿E (ρ小)	1.17(±6%)	≈1	
Rh 103	≈1.0	0.98(±24%)	≈1	✓
Pd 105	0.8		≈0.8	
107	0.8 (低濃縮)			
108	1.1-1.3 (ρ小)*	0.82(±7%)*	≈0.8	
110	C∿E (ρ小)		≈0.6	
Ag 107		0.99(±19%)	≈1∿1.1	
109	∿1 (データにちらばり)	1.03(±10%)	≈1.4∿2	✓
I 127	0.95-1.05	1.23(±10%)	≈1	✓
129	1.3-1.5	1.49(±7%)		
Xe 131	1.04∿1.30			
132		1.11(±7%)*		
134		1.15(±7%)*		
Cs 133	0.8-0.9	1.01(±7%)	≈1.0	solved
135	0.9-1.0 (低濃縮)			
137		未解析		
La 139	C∿E (ρ小)	1.21(±5%)	≈1∿1.2	
Ce 140	capture過大(ρ小)		∿2	
142	capture過大(ρ小)	2.05(±7%)		
Pr 141	C∿E (ρ小)	0.92(±15%)	≈0.9∿1.0	

a) Table gives the ratio of JENDL or JENDL calculation to measurement.

*) ENDF/B-4 cross sections were used.

Table 7 (continued)

	STEK Reactivity Data	CFRMF Activation Data	Recent Differential Data	Discre-pancy
Nd 142	capture 過大 (ρ 小)*			
143	0.9		≈0.85	
144	C∿E (ρ 小)		≈1.1	
145	0.7*		≈0.6∿0.7	
146	C∿E (ρ 小)	1.00(±7%)	≈0.85	
148	capture 過大 (ρ 小)	1.49(±14%)	≈1.2	✓
150	C∿E (ρ 小)	1.84(±12%)	1.2∿2	✓
Pm 147	0.95	1.13(±13%)		✓
Sm 147	0.95-1.05		0.85∿1.0	
148	1.0-1.5		1∿1.2	
149	0.9-1.1		≈0.75	✓
150	0.9-1.2		≈1.0	
151	1.0-1.1 (低濃縮)			
152	≈0.9-1.1	1.19(±6%)	1∿1.2	
154	∿1 (データちらばり)	1.25(±5%)	1∿1.3	
Eu nat	0.8-1.05			
151		0.87(±6%)	0.6-0.8	✓
153	0.9-1.05*	0.96(±7%)*	0.6-1.1	✓
Gd 156	0.9∿1.4 (データちらばり)			
157	≈1.1			
158		1.01(±12%)*		
160		1.51(±9%)*		
Pu 239	≈1.0**	0.97 (n,f)**		
U 235	1.0-1.1**	[1.000 (n,f)]		
U 238		1.04 (n,f)**		
		1.07 (n,γ)**		
B nat	≈1.0			

**) JENDL-2A (preliminary version of JENDL-2) values.

Table 8 SNR-300 Spectrum-averaged Capture Cross Sections of RCN-2, RCN-2A and CARNAVAL-IV, (in mb)[a),b)]

	RCN-2	RNC-2A	CARNAVAL-IV	CARNAVAL/RCN-2A
^{105}Pd	653	704	822	1.17
^{109}Ag	552	590	693	1.17
^{129}I	254	251	318	1.27
^{133}Cs	393	374	404	1.08
^{147}Pm	779	964	781	0.81
^{143}Nd	247	228	175	0.77
^{147}Sm	1003	911	797	0.87
^{151}Sm	1526	1303	2897	2.22

a) Excerpted from H. Gruppelaar (23).

b) Only the cases of significant discrepancies are shown.

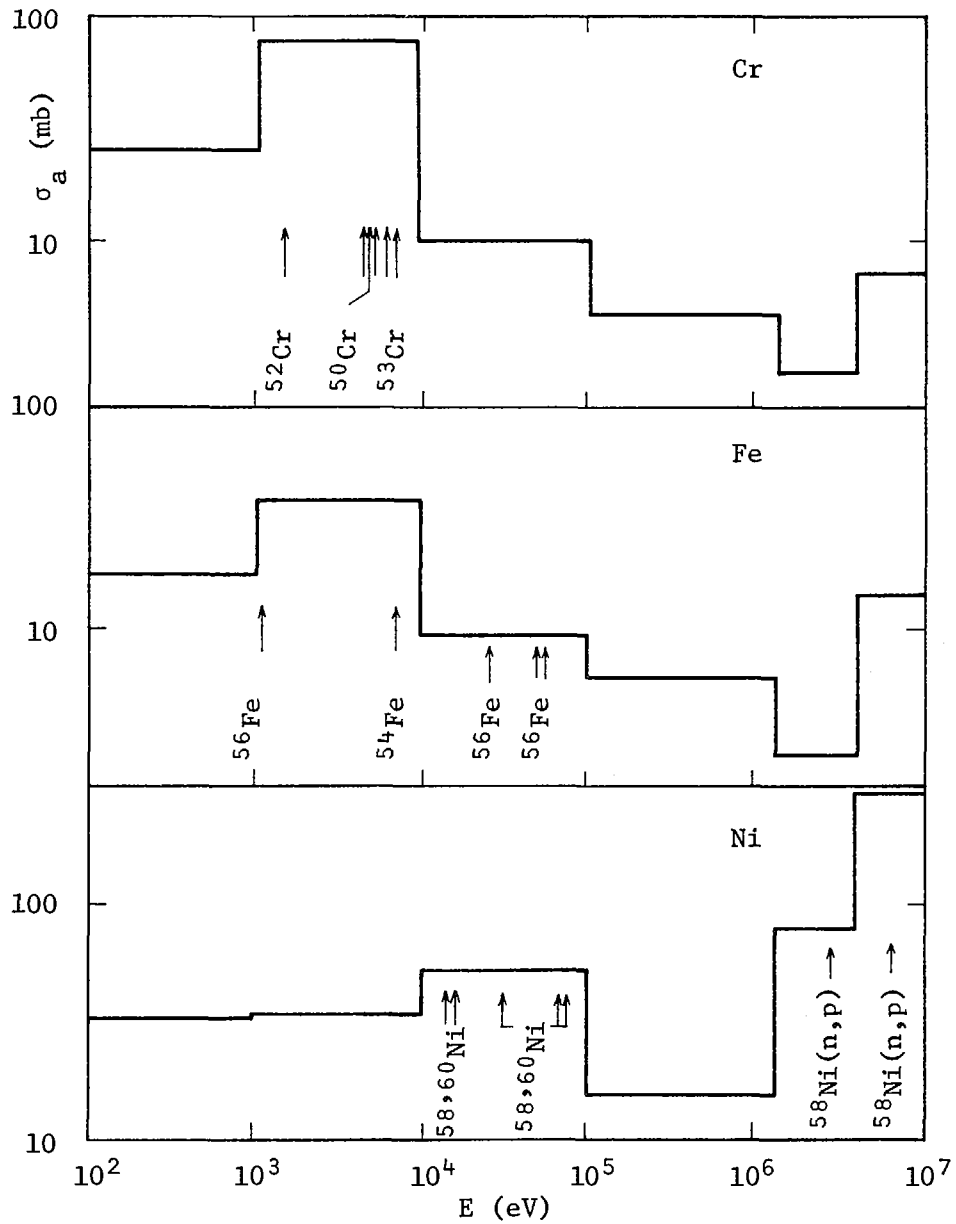


Fig. 1 7-group Capture Cross Sections of Cr, Fe and Ni in ZPPR-9 Inner Core.
Arrows indicate the prominent low energy resonance positions.

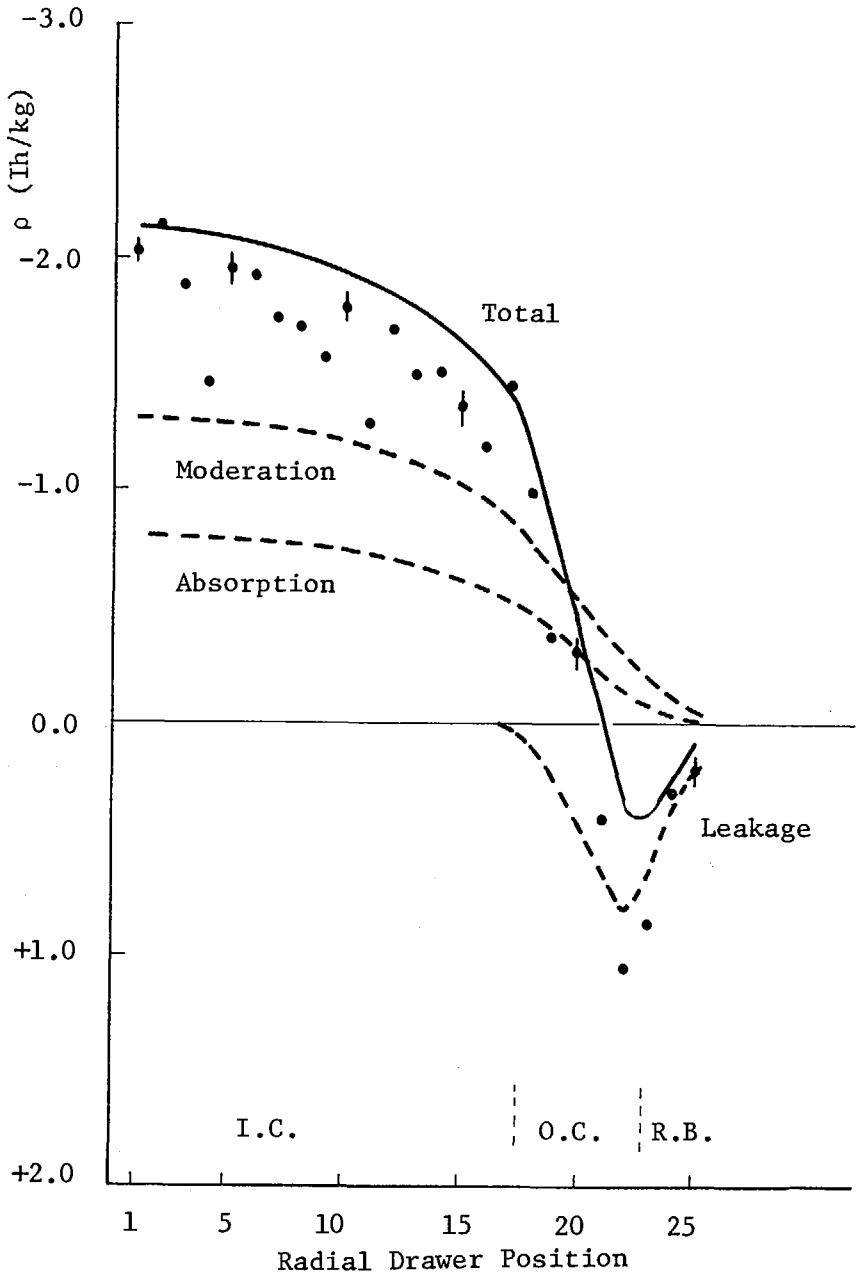


Fig. 2 Chromium Sample Reactivity Radial Traverse in ZPPR-9.

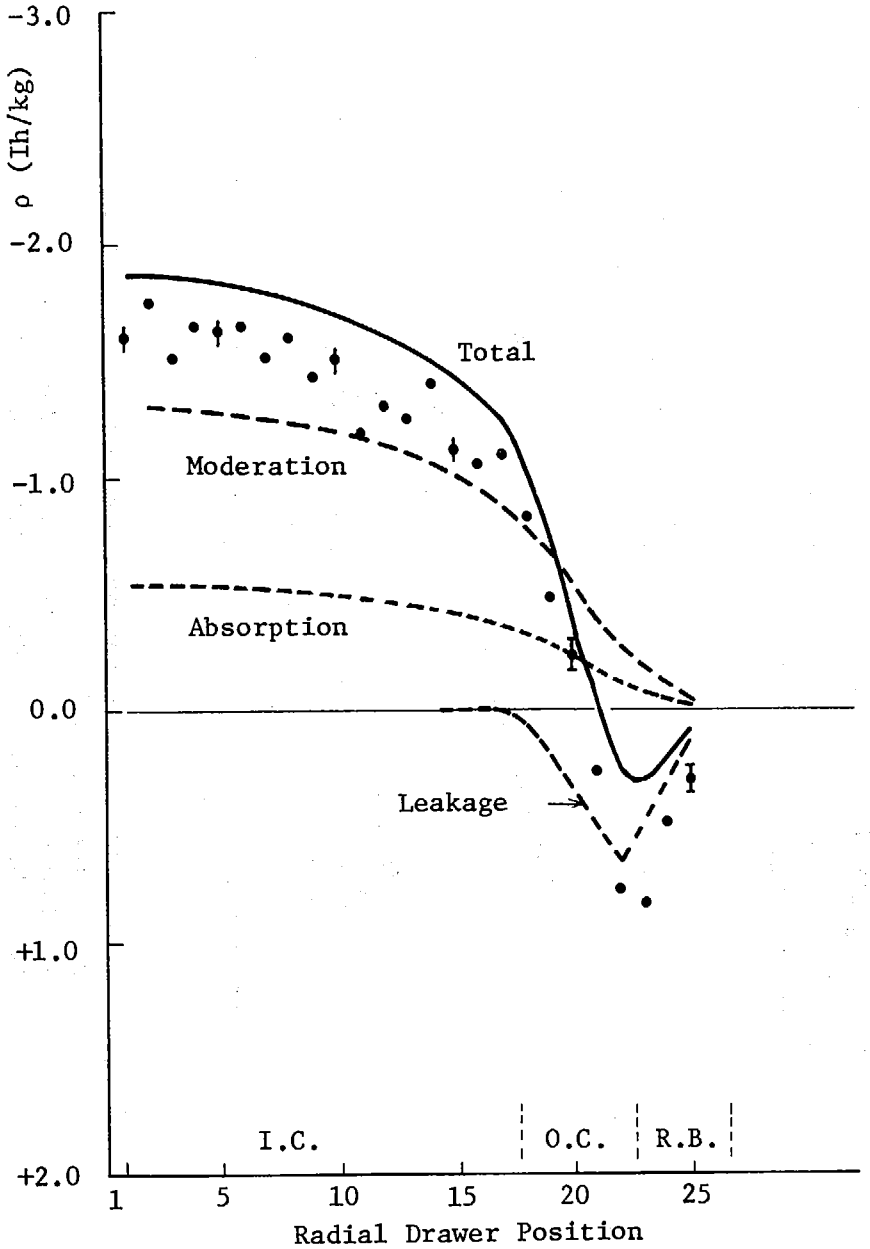


Fig. 3 Iron Sample Reactivity Radial Traverse in ZPPR-9.

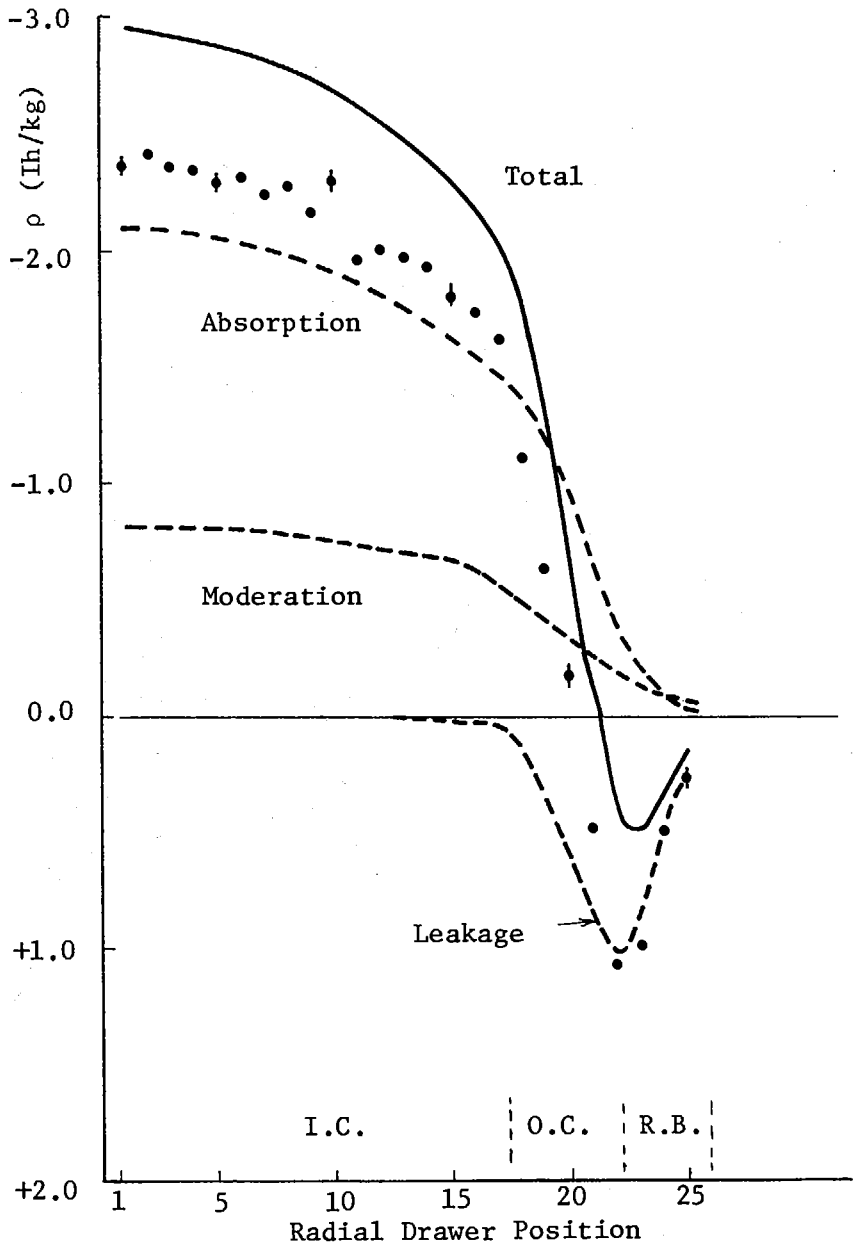


Fig. 4 Nickel Sample Reactivity Radial Traverse in ZPPR-9.

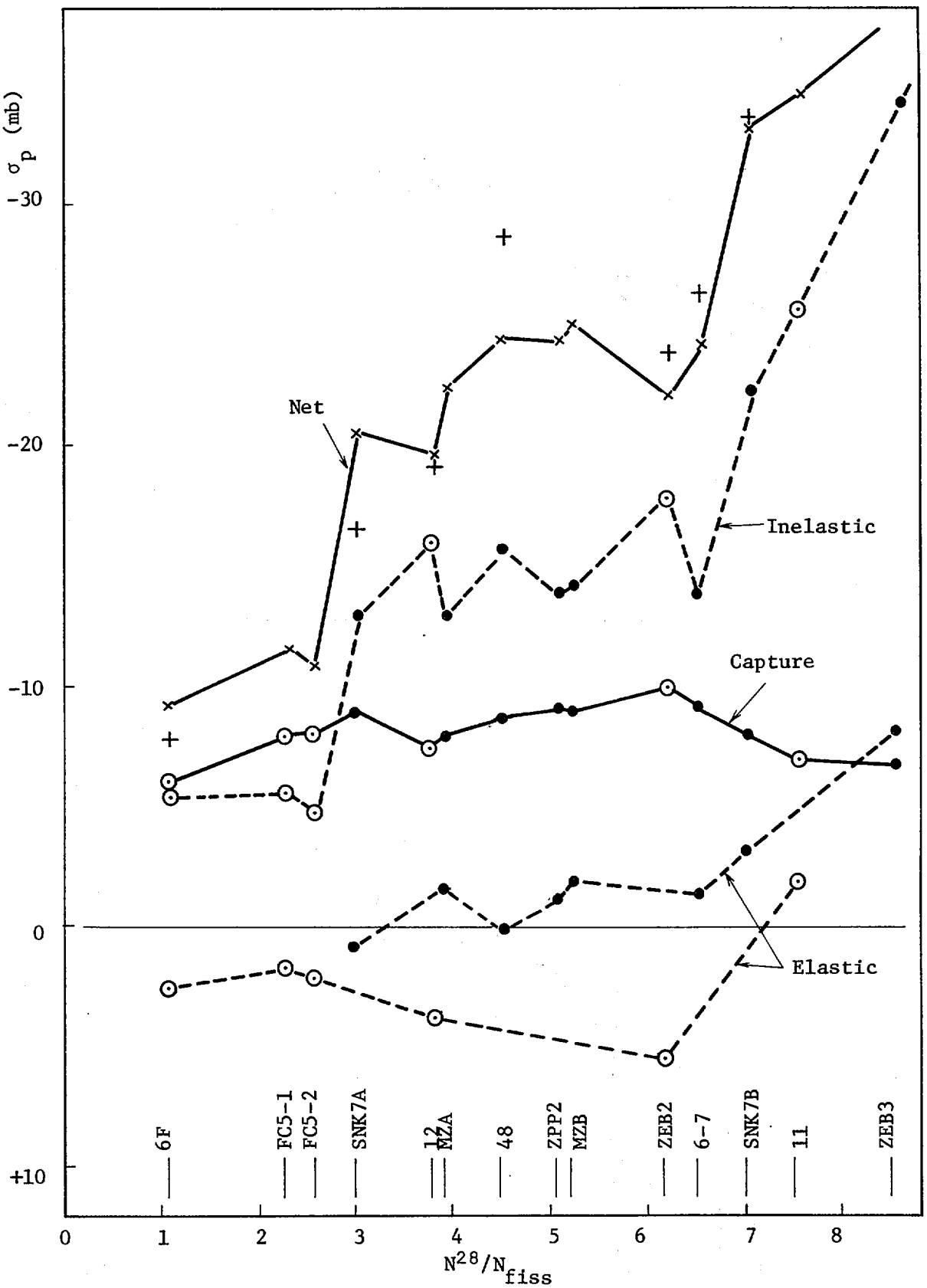


Fig. 5 Iron Central Perturbation Cross Sections for Fast Benchmark Assemblies.
+ : Measured ● Pu assemblies ⊙ U assemblies
Note the systematic difference between Pu and U assemblies for elastic moderation component.

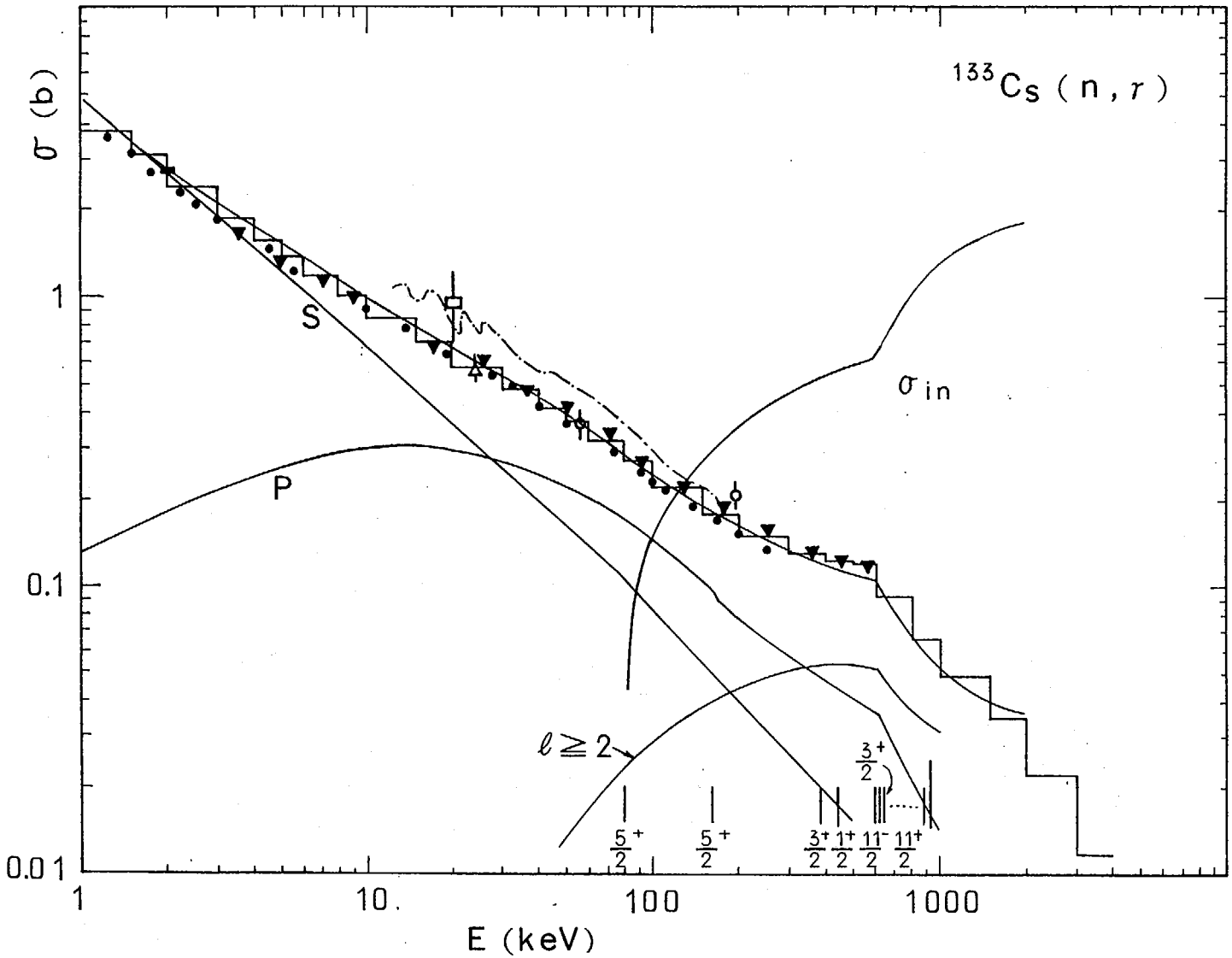


Fig. 6 ^{133}Cs Capture Cross Section.
Exp,data: ● recommended by Matsunobu based on 62 Popov and Yamamuro, ○ 77 Fujita, △ 75 Yamamuro, ▬ 69 Schuman, —·— 68 Kompe, ⊟ 58 Booth (corrected)
Evaluated: ⌐ JENDL-1, —— new calc.

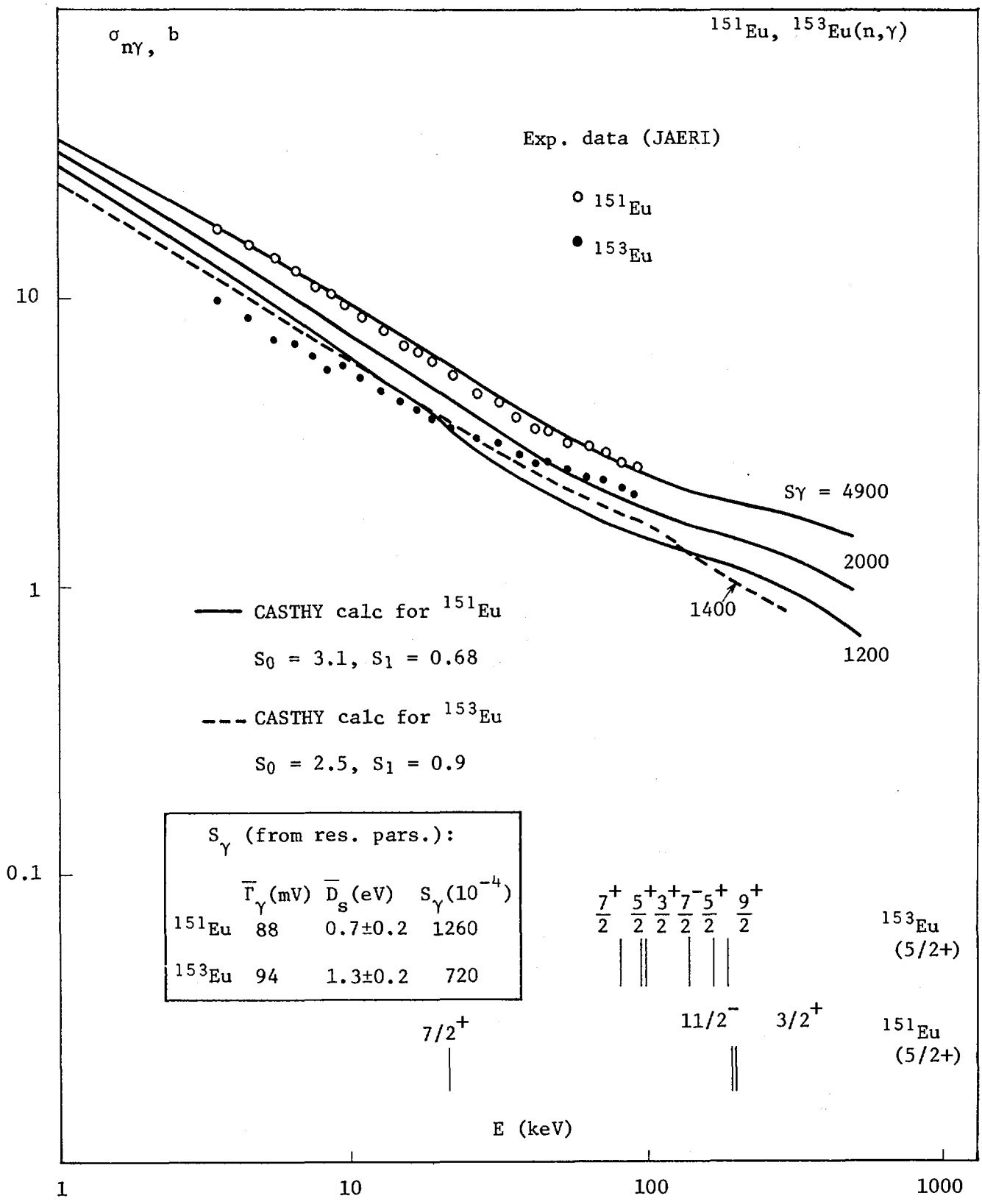


Fig. 7 ^{151}Eu and ^{153}Eu Capture Cross Sections
Exp. data: o ● 80 Mizumoto et al.
Calc.: —— CASTHY calc. for ^{151}Eu with varying S_γ values.
--- CASTHY calc. for ^{153}Eu with $S_\gamma = 1400\times10^{-4}$.

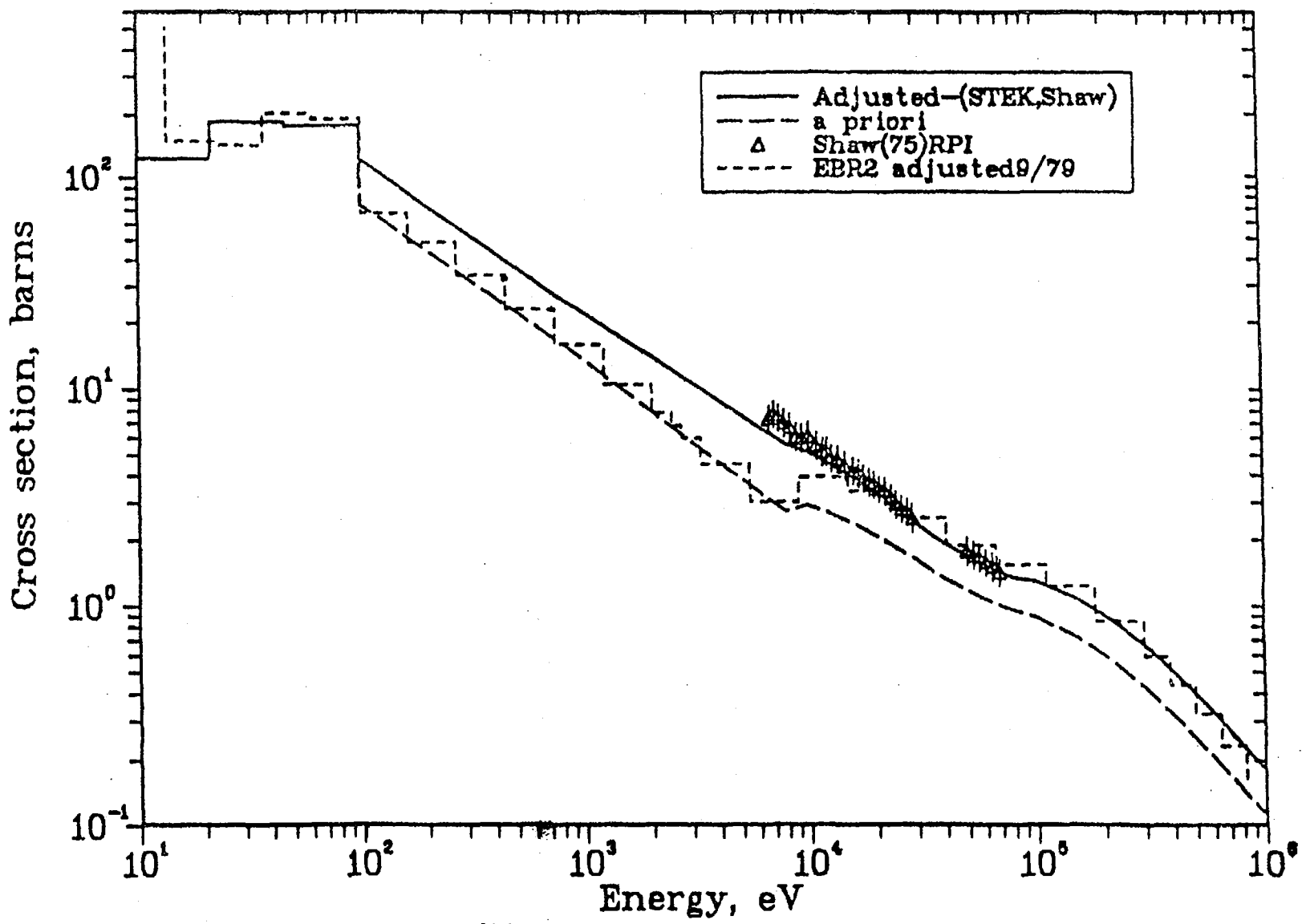


Fig. 8 ENDF/B-5 ^{149}Sm Capture Cross Section Evaluation (taken from R.E. Schenter (24)).

討　論

Q：瑞慶覧篤（日立）

STEKのStandard spectrum（測定値）の測定誤差はどのくらいか。また，誤差を考慮した場合の計算値と実験値の一致の度合はどうか。

A：飯島俊吾（NAIG）

スペクトル測定誤差がC/E値に与える影響は検討してない。ECNレポートにはスペクトル誤差が与えられている。低エネルギーの末尾部では誤差は可成り大きい。又，ECNでは，断面積のadjustmentのために，スペクトル誤差も含めて評価断面積のcovarianceを出している。我々はそこ迄やっていない。

Q：水本元治（原研）

原研ではA＝150近辺の核を系統的に測定しているが，低エネルギーの平均共鳴パラメータでkeV領域の捕獲断面積を再現出来ない例が多い。それを説明する可能性として^{149}Smの例に見られる様なS_0のエネルギー依存性，Ba，Ndの例に見られるようなΓ_nとΓ_γとの間の相関が上げられるのではないか。

A：飯島俊吾（NAIG）

中間構造的なS_0のエネルギー依存性はあるのであろうが，データがはっきりしない限り計算へのとり入れ方がむずかしい。又，Γ_nとΓ_γに強い相関があれば，$\sigma_{n\gamma}$は，エネルギーにも依存するが，20％程大きくなるはずである。ただ，強い相関が実験的に確認されているケースは多くないようなので，^{149}Sm，^{151}Euのような例は説明しにくいと思っている。

Q：椙山一典（東北大）

白方氏のJUPITER実験解析結果にもあったが，sample worthのC/EがMnで大きくずれており，Taでは日本と米国では差が大きい。これについてJENDLの評価値はどうなっているのか。

A：飯島俊吾（NAIG）

Mnは見ていないので，別の方に答えて頂いた方が良さそうである。

Taについては，現ファイルでは共鳴領域が分離共鳴のみで1 keV以下となっているので，共鳴自己遮蔽が余り利いていないためと考えられる。ファイルの比較的簡単な修正（非分離共鳴を付加する）で改善出来るはずである。

C：菊池康之（原研）

Mnについて現在再評価は行われていない。JENDL－2はJENDL－1のままにならざるをえないと思かれるが，問題であることは認識している。

5.4 原子炉材料中の中性子スペクトルの測定と解析

森 貴正*，林 脩平**，小林捷平**，
木村逸郎**，山本修二**，西原 宏*，
中川正幸+，

京都大学原子炉実験所では，原子炉構造材等の中性子断面積データの評価を目的とし，種々の試料パイル中の中性子スペクトルの測定と解析が行われている。ここでは，トリウム，モリブデン及びクロムについて JENDL-1 あるいは -2 と ENDF/B-Ⅳ で解析した結果を実験値と比較することにより JENDL-1 あるいは -2 と ENDF/B-Ⅳ の評価を行った結果について報告する。

Measurement and Analysis of Neutron Spectra in Some Assemblies of Reactor Materials

Takamasa MORI*, Shu A. HAYASHI**
Katsuhei KOBAYASHI**, Itsuro KIMURA**
Shuji YAMAMOTO**, Hiroshi NISHIHARA*
and Masayuki NAKAGAWA+

In order to assess neutron cross sections of structural materials for reactor, measurement and analysis of neutron spectra in sample piles have been continuously carried out at the Research Reactor Institute, Kyoto University.

This paper describes the results for thorium, molybdenum and chromium, in which those cross section data in JENDL-1 or -2 and ENDF/B-IV have been evaluated by comparison of the measured spectra with the calculated ones.

* 京都大学工学部， Faculty of Engineering, Kyoto University
** 京都大学原子炉実験所， Research Reactor Institute, Kyoto University
+ 日本原子力研究所， Japan Atomic Energy Research Institute

1. 緒 言

原子炉内外における中性子束分布を正確に求めることは，原子炉設計上不可欠なことである。このためには，原子炉材料の中性子断面積が必要であり，従来，原子炉材料の中性子断面積の収集と評価を経て核データライブラリーが作られ利用されている。現在各国で核データライブラリーが作られているが，実験データそのものの間にばらつきがあり，評価の方法も異なるために，核データライブラリー間にもかなりの食い違いが生じる原因ともなっており，信頼度の点で不十分な場合もある。このため核データ，とりわけ核データライブラリーを実験的に検討し評価することは，原子炉設計上極めて重要なことである。

核データ評価の方法として，微分測定（核データの測定）に再び戻ることも考えられるが，中性子の集団的ふるまいを通して積分的に核データを評価することも可能である。積分的評価には，核データライブラリーが主として原子炉設計を目指していることから，「実際に近い」という意味と微分測定とは測定原理の異なる実験による評価という意味がある。

数 keV から数 MeV の中性子のふるまいは，高速炉の設計や遮蔽計算上重要であり，また核融合炉においても原子炉材料の放射線損傷や放射化量を評価する上で重要である。このエネルギー領域の中性子断面積の積分的評価にとって，パルス状中性子源を用いて，単純な形状の均質な単一材料集合体中の中性子スペクトルを中性子飛行時間法で測定し，理論解析の結果と比較することが極めて有効であることが Malaviya 等によって示された[1]。スペクトルによる評価は，一般によく行われる臨界集合体を用いた反応度測定等と比較すると，測定の精度では，やや劣るが，幾何学的形状が単純であり含まれる元素も少なく，理論解析におけるモデル化等のあいまいさが少ないことと，スペクトルが中間積分量である（積分の度合が低い）ことから，ある元素の断面積との対応がつけやすいという特徴を持っている。

京都大学原子炉実験所では，数 keV から数MeV にわたり，試料パイル中の中性子束あるいは試料平板による散乱中性子のエネルギースペクトルをライナックを用いた中性子飛行時間法で測定し，理論解析の結果と比較することにより，十数種の原子炉材料，特に構造材の中性子断面積を評価してきた[2)~6)]。従来，主に ENDF/B-Ⅳ[7)]を評価の対象としてきたが，実験した材料の中で，親物質としてのトリウム，高温材料として将来高速炉や核融合炉で使用される可能性のあるモリブデン，ニオブ，及び高速炉の主要構造材であるステンレススチール（SUS）とその構成元素，鉄，クロム，ニッケルについては，最近 JENDL-1 あるいは JENDL-2[8)] のデータが利用できるようになり，これらの評価を目的とした解析も行っている。

本報告では，実験と解析の概要とともに，JENDL-1 または -2 及び ENDF/B-Ⅳを用いて行った解析の結果について報告する。

2. 実験の方法

2.1 試料パイル及び平板

現在までに実験と解析を行ってきた試料パイル及び平板を Table 1 に示す。これらの試料は

次の4つに分類される。

1. 標準パイル（ボロン黒鉛）
2. 現在，原子炉に使用されている材料（SUS，鉄，クロム，ニッケル等）
3. 将来，高速炉，高温ガス炉，核融合炉での使用が予想される材料（モリブデン，ニオブ，チタン等）
4. 親物質としてのトリウム（酸化トリウム，金属トリウム）

試料の形状は，パイルとして，(1)立方体又はこれに近い直方体，(2)球，及び(3)球に近い多面体がある。また，少量の試料での断面積データ評価の可能性を検討するために，平板散乱体及び鉛反射体付パイルについても実験と解析を行った。パイルの場合には，その中心に光中性子ターゲットを設けており，中性子取り出し孔と電子入射孔がある。バックグランド測定にさいしては，中性子取り出し孔をトンネル状の貫通孔とした。また，光中性子源を中心とした中性子束の空間分布を測定するため，放射化ワイヤ，又は箔照射用の細孔が設けられている。平板の場合には，外部に光中性子源を置き，中性子が平板に対して，なるべく垂直に入射するよう配置している。

2.2 パルス状中性子源

京都大学原子炉実験所付設の46 MeVライナックを用いた光中性子を中性子源とした。光中性子ターゲットとしては，パイルの場合は鉛ターゲット，平板の場合はタンタルターゲットを使用した。ライナックの典型的な使用条件は，くりかえし：100～250 Hz，パルス巾：10～20 nsec，ビーム電流尖頭値：300～1000 mA，電子加速エネルギー：約30 MeVである。光中性子ターゲットから発生する中性子スペクトル[9]をFig. 1に示す。この鉛ターゲット周辺の高速中性子束の分布を^{27}Al (n,α) ^{24}Naの反応によって測定した結果は，Fig. 2に示すように，ほぼ等方的である。

2.3 飛行路とコリメータ

中性子飛行時間法の実験配置をFig. 3に示す。主なコリメータは，B_4Cと鉛の組み合わせである。中性子の飛行距離は^{10}B-ワセリン－プラグNaI（Tl）カウンタの場合は約24 mで，^{6}Liガラスシンチレータの場合は約22 mである。約19 mの飛行管内部は，ロータリーポンプにより真空にひいている。鉛製プリコリメータと飛行管の間に，厚さ0.5～2 cmの天然ウランフィルターと厚さ0.5 mmのカドミウムフィルターを置き，光中性子ターゲットからの強力なX線（γ-フラッシュ）と低エネルギー中性子の影響をおさえている。

2.4 中性子検出器と測定回路

中性子検出器としては，^{10}B-ワセリン－プラグNaI（Tl）カウンターと^{6}Liガラスシンチレータ[10]を併用している。これらの検出器の検出効率は，ボロン黒鉛パイルにより較正した[11]。^{6}Liガラスシンチレータを用いた場合の測定系のブロック図をFig.4に示す。時間分析器として，最近，所内で製作したものも使用している[12]。中性子モニタとしてマイクロBF_3カウンタとマイクロFCを用い，このカウント数をバックグランドの差し引きにおける規格化に使用している。

データ処理にはミニコンPDP-11/34を使用している。

2.5　中性子束空間分布の測定

直径1mmのニッケルワイヤ及び金箔をパイル中に挿入し，パイル内部における^{58}Ni (n,p) ^{58}Co 反応及び^{197}Au (n,γ) ^{198}Au 反応の反応率の空間分布を求めている。^{58}Coと^{198}Au の誘導放射能は，Ge（Li）カウンタで測定している。

3. 理論解析

3.1　中性子輸送計算の方法

パイルの場合は，その中心に等方的で一様な中性子源を有する球対称集合体を仮定し，多数組の一次元輸送方程式を解くことによった。具体的には，ANISN[13]及び DTF-Ⅳ[14]を用い S16 で計算している。平板の場合は，中性子平行入射の平板体系で計算した。いずれの場合も，中性子源スペクトルとしては，Fig. 1 に示したものを入力した。散乱の非等方性は P_8 まで考慮した。

3.2　核データと組定数

中性子輸送計算には，JENDL-1，JENDL-2，あるいは ENDF/B-Ⅳ から SUPERTOG-JR 3 コード[15] を用いて作成した，DLC-ⅡD型100群 P_8 の組定数を使用している。この時，重み関数としては，核分裂スペクトルと 1/E スペクトルを 100 keV で繋いだものを使用し，共鳴の自己遮蔽効果は，RIFFHコード[16]を用いて求めた自己遮蔽因子により考慮している。また，重み関数が実際のスペクトルと異なることによる，組定数あるいは，それを使用して計算されるスペクトルへの影響についても，上述のものと異なる実際のスペクトルに近い重み関数を用いることにより評価している。

3.3　感度解析

上述の組定数をANISNで16群程度に縮約した定数，あるいは ABBN set[17] を用い DTF-Ⅳ-KANDO コード[18] により，各組の中性子束に対する組定数の感度係数を計算し，実験の設計[18]に利用するとともに，実験結果と計算結果の不一致の原因の究明に利用している。

4. 結果及び議論

4.1　トリウム金属散乱体及び酸化トリウムパイル中の中性子スペクトル

Fig.5に，トリウム金属散乱体（厚さ 5 cm）による散乱中性子スペクトルの測定値と計算値を示す。各スペクトルの規格化を 100 keV～400 keV 領域で行うと，計算値と実験値は低エネルギー側でほぼ一致しているが MeV 領域では計算値が低い。特に，JENDL-2（MAT＝9032）による結果が低くなる。Fig. 6 に示した酸化トリウムパイル中の中性子スペクトルにも同様な傾向が現われている。

さて，こうした計算値間の喰い違いの原因を調べるために，ENDF/B-Ⅳ から作成した組定数の一部を JENDL-2から作成したものに置きかえて，スペクトルの計算を行い，JENDL-2によるスペクトルと比較した。酸化トリウムパイル中のスペクトルの場合について Fig. 7 に示

す。この図の下部に，ENDF/B-Ⅳによるスペクトルとの比を示したが，Fig. 6 の下部に示した比のプロットと比較することにより，非弾性散乱，特にその散乱中性子のエネルギー分布の違いがスペクトルの違いに大きく効いており，ENDF/B-Ⅳのエネルギー分布をJENDL-2のものに変えるだけで中性子スペクトルの計算値がJENDL-2の結果にかなり近付くことがわかる。

4.2　モリブデンパイル中の中性子スペクトル

Fig. 8 に，モリブデンパイル中の中性子スペクトルの測定値と計算値を示す。JENDL-1（MAT＝1420）による計算値は，測定値と非常によい一致を示している。JENDL-1 による計算値と実数値は 740 keV ～ 1 MeV 領域で規格化してある。一方，ENDF/B-Ⅳ（MAT＝1287）による計算値は，500 keV 以上のエネルギー領域で約 30％高くなっている。なお，この図では，計算値はともに中性子源が 1 の時に規格化してある。モリブデンについても，トリウムで行ったのと同様に組定数の一部を置きかえた解析を行った結果，この場合も非弾性散乱が重要で，ENDF/B-Ⅳでは離散レベルを一本も考慮しておらず，不十分であることがわかった。また 20 keV 付近に見られる計算値間の喰い違いも，非弾性散乱中性子のエネルギー分布の違いによるものである。

4.3　SUS と鉄，クロム，ニッケルパイル中の中性子スペクトル

現在，JENDL-2 による解析を行い，検討中であるが，クロムの場合，実験値との一致がよくない。その中性子スペクトルを Fig. 9 に示す。この場合は，JENDL-2 及び ENDF/B-Ⅳによる計算値とも数 10 keV以下で測定値と大きく違っており，その原因については検討中である。

5. まとめ

本研究で得られた結果は以下の通りである。

(1) トリウム金属散乱体及び酸化トリウムパイル中の中性子スペクトルは，JENDL-2, 及びENDF/B-Ⅳによる計算値とも，概形では実験値とよい一致が得られたが，MeV 領域では計算値が少し低く，それはJENDL-2 の方が著しい。この計算値間の違いは非弾性散乱，特にその散乱中性子のエネルギー分布の違いによると考えられる。

(2) モリブデンパイル中の中性子スペクトルは，JENDL-1 による計算により，非常によく再現された。ENDF/B-Ⅳでは 500 keV 以上で約 30％高く，これはENDF/B-Ⅳでは非弾性散乱の離散レベルを一本も考慮しておらず，散乱中性子のエネルギー分布の取り扱いが不十分なためであるらしい。

(3) SUS 及びその構成元素である鉄，クロム，ニッケルパイル中の中性子スペクトルについては，クロムの結果が JENDL-2 による解析と一致が悪いので，今後検討を要する。

(4) トリウム及びモリブデンの場合に行った，二つの組定数間で，その一部を置きかえた計算を行うことは，スペクトルに対して重要な断面積を見つける上で，非常に役だつ。

(5) 上述(4)の解析を通じて，本報告のような実験解析は，非弾性散乱断面積の大きさとその散乱中性子のエネルギー分布に対する感度が高いことが明らかになった。

謝 辞

JENDL の利用に際しては，日本原子力研究所の菊池康之氏及び中川庸雄氏にお世話になりました。ここに，両氏に感謝します。

参考文献

1) MALAVIYA, B.K., KAUSHAL, N.N., BECKER, M., *et al.*: Nucl Sci. Eng., 47, 329 (1972).
2) NISHIHARA, H., KIMURA, I., KOBAYASHI, K., *et al.*: Proc. Int. Symp. on Phys. of Fast Reactors, vol.2, 870 (1973).
3) KIMURA, I., KOBAYASHI, K., HAYASHI, SHU A., *et al.*: Proc. Conf. on Nucl. Cross Sections and Technol. vol.1, 184 (1975).
4) NISHIHARA, H., KIMURA, I., KOBAYASHI, K., *et al.*: J. Nucl Sci. Technol., 14, 426 (1977).
5) KIMURA, I., HAYASHI, SHU A., KOBAYASHI, K., *et al.*: J. Nucl. Sci. Technol., 15, 183 (1978).
6) KIMURA, I.: Proc. Conf. on Nucl. Cross Sections for Technol., NBS Sp. Publ. 594, p.265, 1980.
7) GARBER, D., DUNFORD, C., PEARLSTEIN, S.: BNL-NCS-50496 (ENDF102) (1975).
8) JENDL-1 and the evaluated data for JENDL-2 were obtained on magnetic tape from Japan Nuclear Data Center.
9) HAYASHI, SHU A., YAMAMOTO, S., KIMURA, I., *et al.*: Ann. Repts. of Res. Reactor Inst. Kyoto University, 13, 23 (1980).
10) KIMURA, I., *et al.*: KURRI-TR-89, p.108, (1971).
11) KIMURA, I., KOBAYASHI, K., HAYASHI, SHU A., *et al.*: Nucl. Instr. Meth., 137, 85 (1976).
12) FUJITA, Y.: private communication.
13) ENGLE, W.W., Jr.: K-1693 (1967).
14) LATHROP, K.D.: LA-3373 (1965).
15) KOYAMA, K., *et al.*: JAERI-M 7155 (1977).
16) NAKAGAWA, M.: private communication.
17) BONDARENKO, I.I.: *Group constants for Nuclear Reactor Calculations*, Consultants Bureau, New York, (1964).
18) MORI, T., *et al.*: Ann. Repts. of Res. Reactor Inst. Kyoto University, 13, 42 (1980).

Table 1 Sample piles and slabs at KURRI.

Pile	Purity	Shape and size
Borated graphite	2.5% B in C	Rectangular parallelepiped 70 cm x 70 cm x 80 cm
Iron	Soft steel, SS-41	Rectangular parallelepiped 100 cm x 90 cm x 90 cm
Iron slab	Soft steel, SS-41	Slab, 14 cm thick
Iron sphere with lead reflector	Soft steel, SS-41 99.9% Pb	Iron : simulated sphere 35 cm in diameter Lead : cube, 70 cm cubic
Stainless steel	SUS-304	Cube, 76 cm cubic
Iron oxide	99.2% $F_{e2}O_3$	Powder packed into a spherical vessel of 60 cm in diameter
Nickel	99.7% Ni	Same above
Chromium	99.8% Cr	Same above
Molybdenum	99.9% Mo	Same above
Zirconium	99.6% Zr	Same above
Niobium	99.8% Nb	Powder packed into a spherical vessel of 28 cm in diameter
Niobium sphere with lead reflector	99.8% Nb 99.9% Pb	Niobium : same above Lead : cube, 50 cm cubic
Aluminum	99.5% Al (A 1050 P)	Cube, 70 cm cubic
Alumina	99.9% Al_2O_3	Same as iron oxide
Thorium slab	99.5% Th	Slab, 5 cm thick
Thoria	99.9% ThO_2	Same as iron oxide
Lithium	99.8% Li	Rectangular parallelepiped 60 cm x 50 cm x 40 cm
Lithium slabs	Same above	Slabs, 10 cm and 20 cm thick
Lithium fluoride	98.1% LiF	Same as iron oxide
Titanium	99.4% Ti	14-hedron, in which a sphere 104 cm in diameter inscribes
Polytetrafluoro-ethylene	99.9% $(CF_2)_n$	14-hedron, in which a sphere 90 cm in diameter inscribes
Polytetrafluoro-ethylene slab	Same above	Slab,14 cm thick
Barytes concrete	Barytes and Portland cement	Cube, 50 cm cubic
Lead	99% Pb	Cube, 70 cm cubic

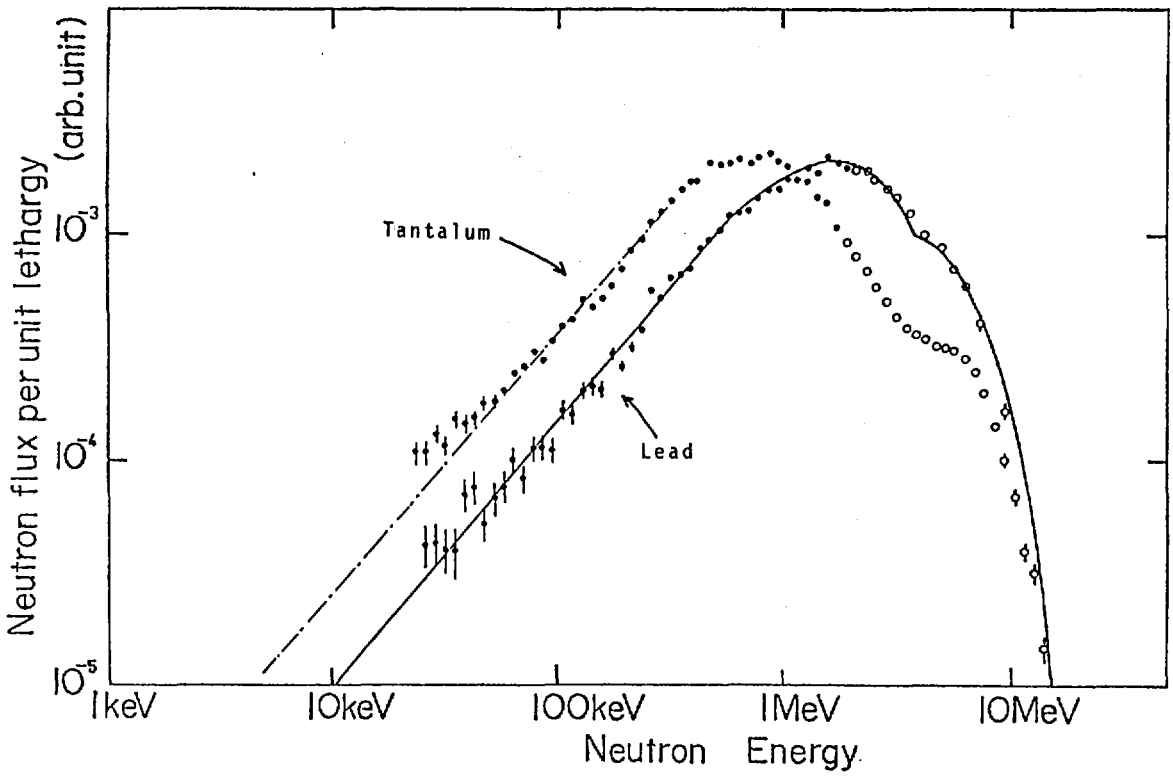


Fig. 1 Spectra of neutrons emitted from lead and tantalum targets. ● ^{6}Li glass, ○ NE-213.

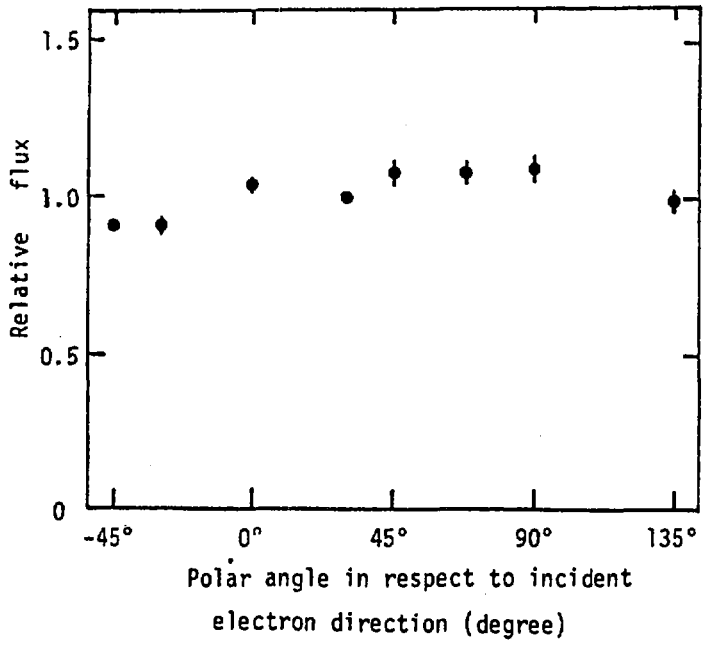
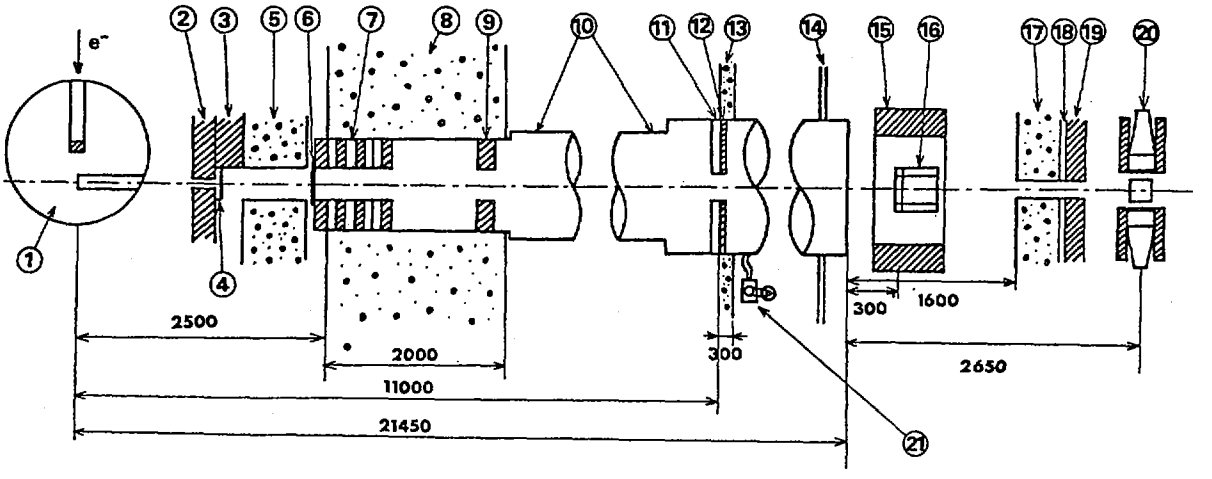


Fig. 2 Angular distribution of photoneutrons from lead target measured by ^{27}Al(n,α)^{24}Na reaction.



① Sample pile ,② Pb pre-collimator(22mm in diameter, 200mm thick), ③ Pb shield(200mm thick), ④ U filter(20mm thick), ⑤ heavy concrete shield(400mm thick), ⑥ Cd filter(0.5mm thick), ⑦ Pb and B_4C collimators((47mm Pb and 47mm B_4C)X4,50mm in diameter), ⑧ concrete wall, ⑨ Pb collimator(100mm in diameter,200mm thick), ⑩ flight tube, ⑪ B_4C collimator(160mm in diameter,80mm thick), ⑫ Pb collimator(160mm in diameter,60mm thick), ⑬ concrete wall, ⑭ wall of hunt, ⑮ Pb shield for ^{6}Li glass scintillators, ⑯ ^{6}Li glass scintillation counter bank(This is removed when a ^{10}B-vaseline-plug NaI(Tl) counter is used.), ⑰ heavy concrete shield(400mm thick), ⑱ B_4C shield(50mm thick), ⑲ Pb shield(150mm thick), ⑳ ^{10}B-vaseline-plug NaI(Tl) counter, ㉑ rotary pump.

Fig. 3 Experimental arrangement of TOF experiment.

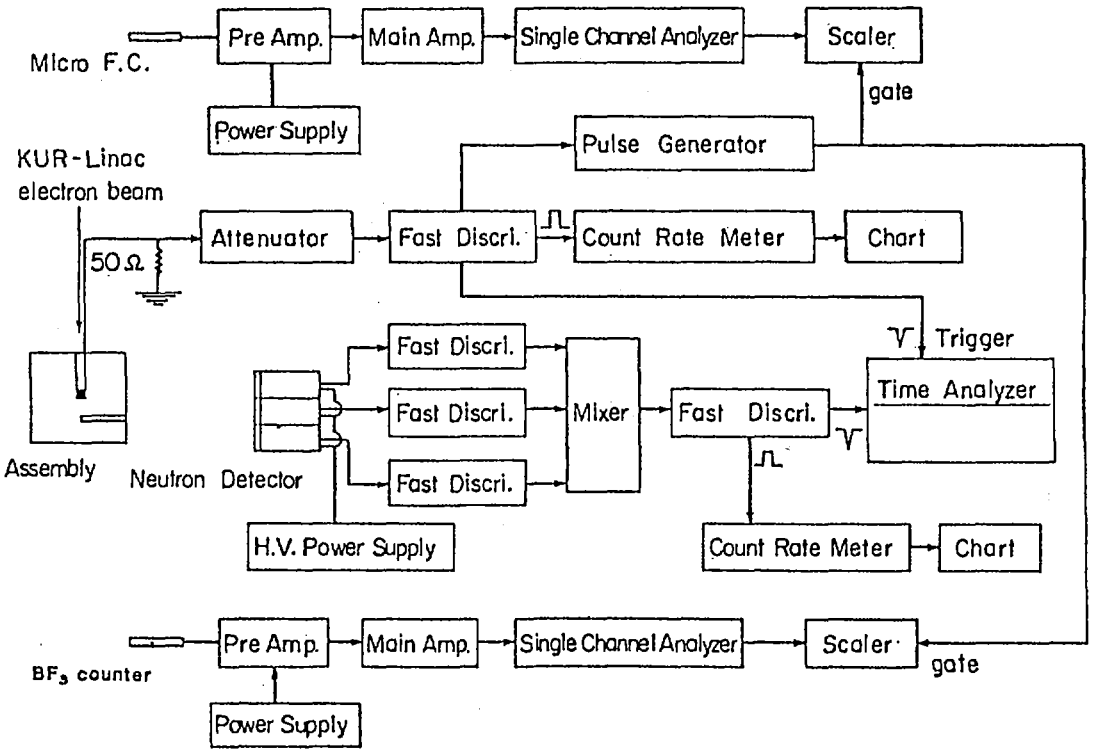


Fig. 4 Block diagram of electronics.

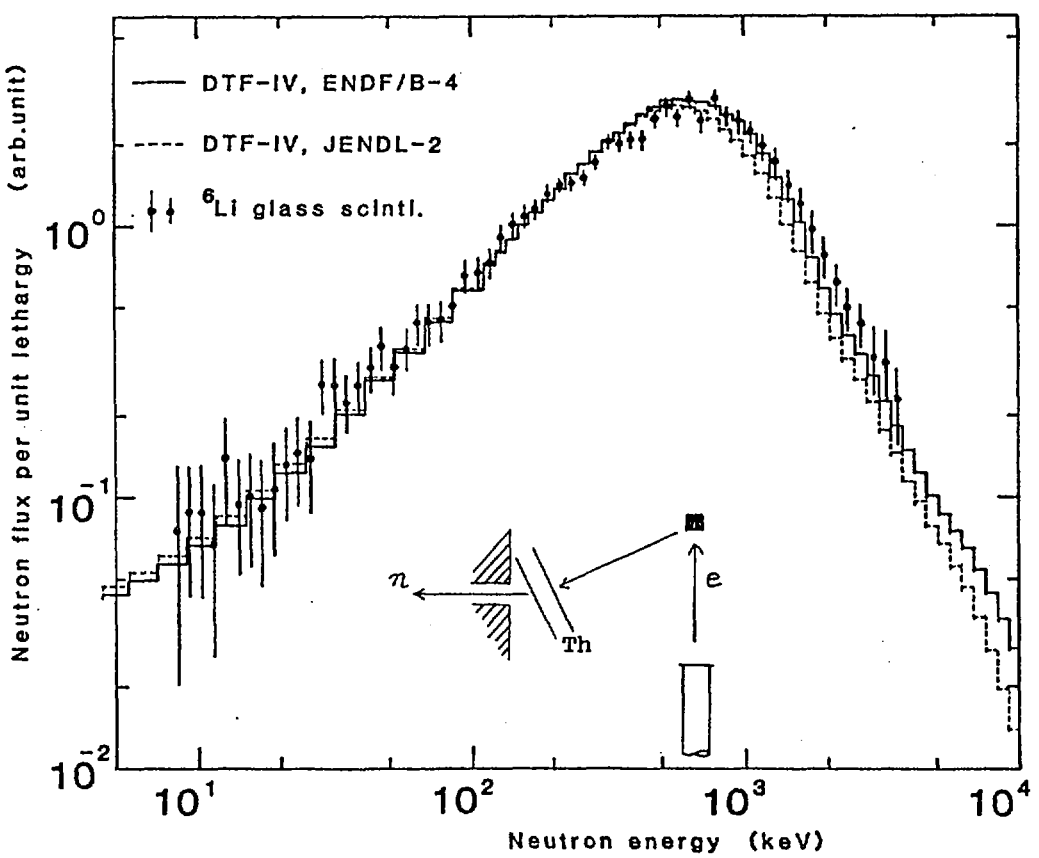


Fig. 5 Spectrum of neutrons scattered by thorium slab 5 cm thick.

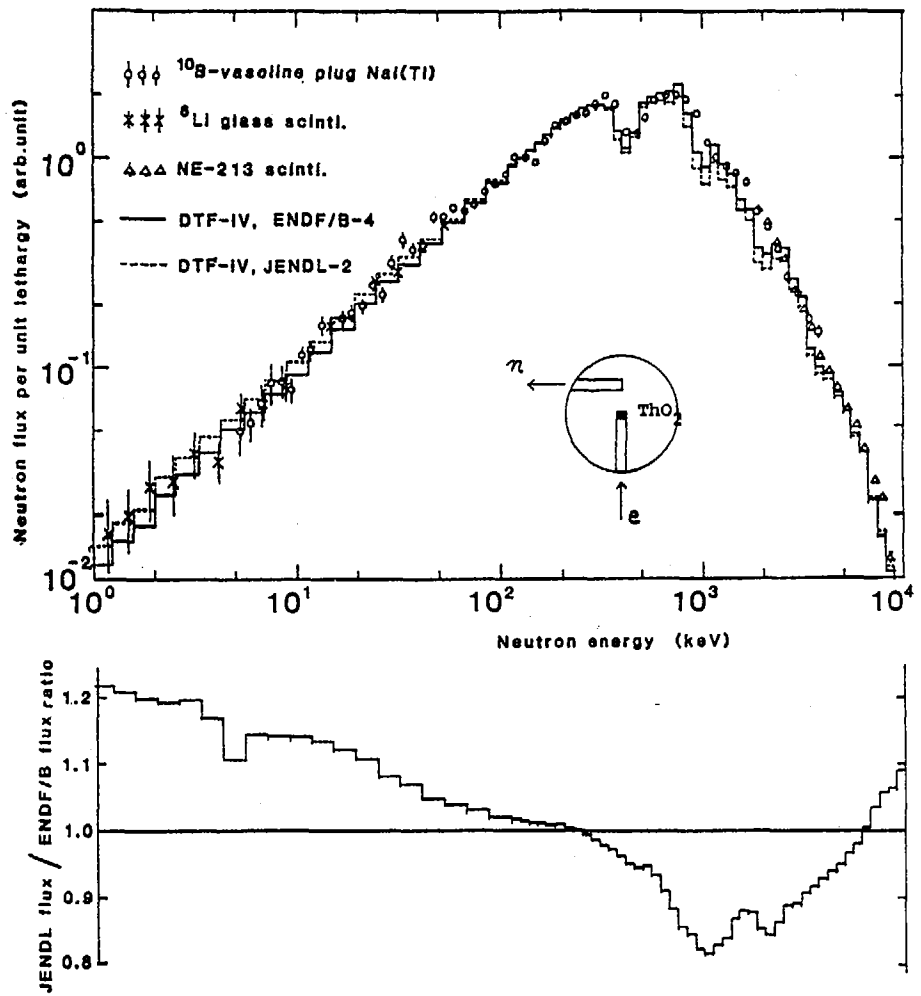


Fig. 6 Spectrum of neutrons in a spherical pile of thoria, and ratio of JENDL flux to ENDF/B-IV flux.

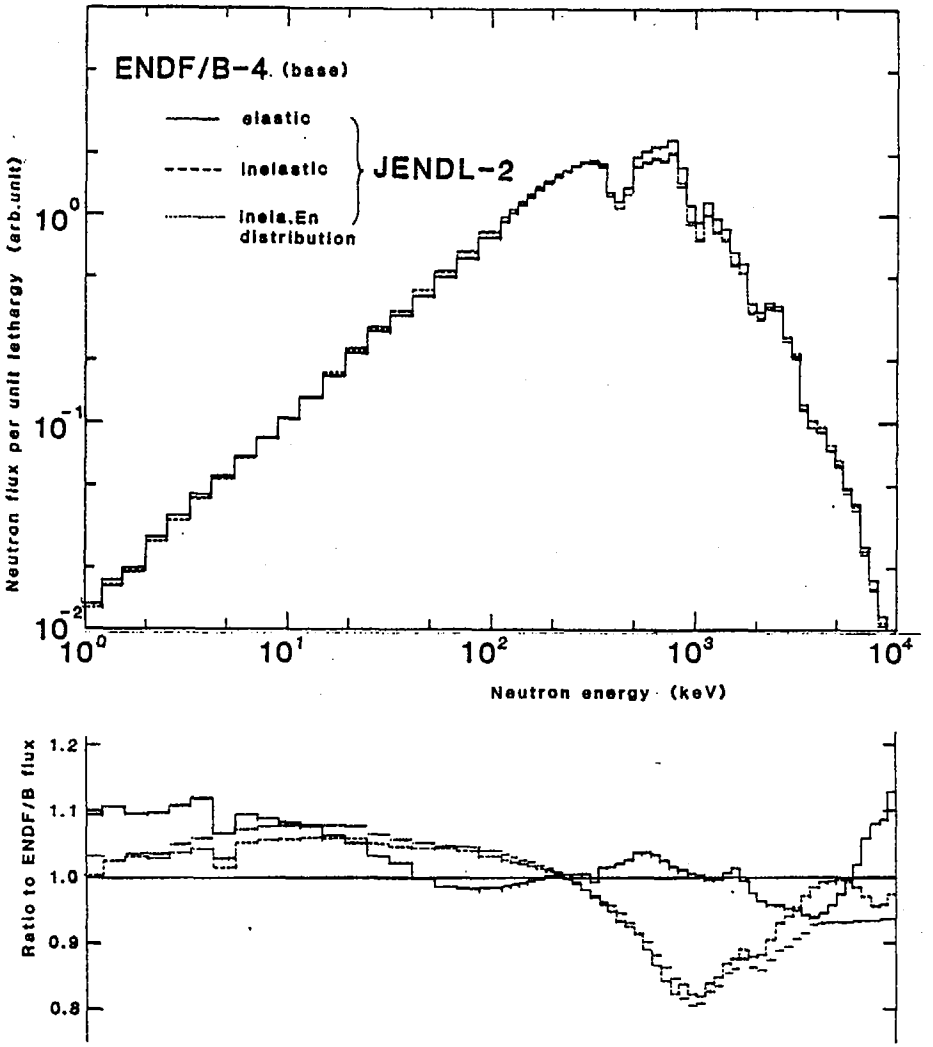


Fig. 7 Spectra of neutrons in a thoria pile calculated from substituted group constants and ratios of those to ENDF/B-IV flux.

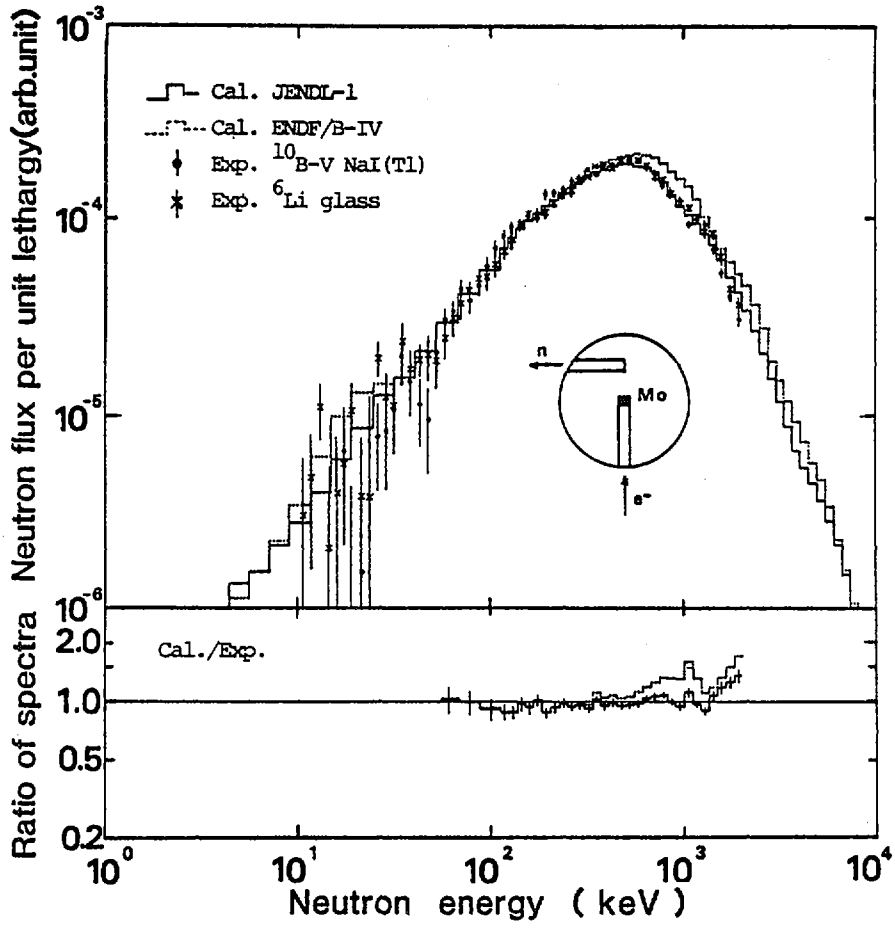


Fig. 8 Spectrum of neutrons in a spherical pile of molybdenum.

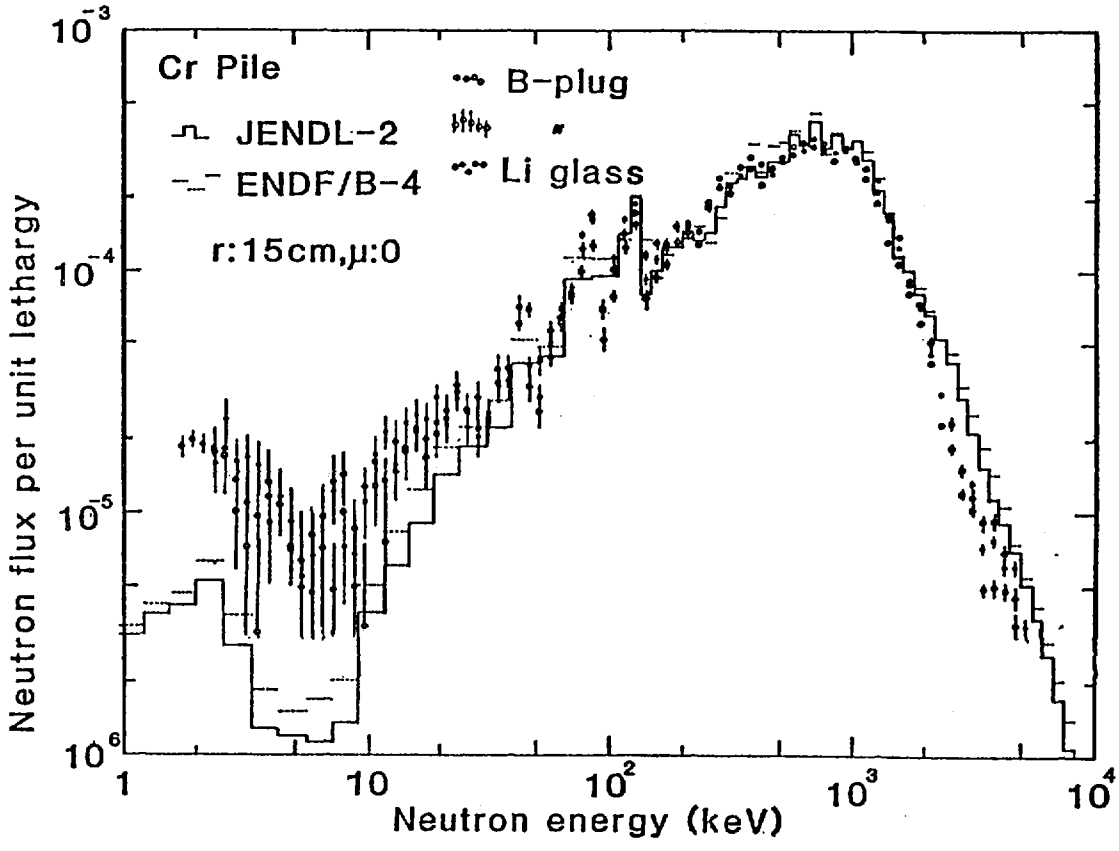


Fig. 9 Spectrum of neutrons in a spherical pile of chromium.

討　論

C：大沢孝明（九大）

トリウムパイルの実験解析についてコメントする。Th－232のデータのうちJENDL－2とENDF/B－Ⅳで大きなちがいがあるのは σ_{in} と2次中性子スペクトルであるが，この場合は2次中性子スペクトルの方の影響が大きいように思う。JENDL－2は蒸発スペクトルだが，ENDF/B－Ⅳの方はこれより高エネルギー成分の多いスペクトルになっている。

Q：川合将義（NAIG）

(1) 解析結果は線源強度に対する絶対値か。或いは特定のエネルギーで規格化したものか。

(2) 遮蔽の立場からは，線源強度もおさえた絶対測定値（スペクトル）を出して頂きたい。

(3) 共鳴の自己遮蔽効等の補正はどのようになっているか。

(4) JENDL－2の鉄データは，そのままでは，SUPERTOGで処理できないと思うが，どのように処理されているか。

A：森　貴正（京大）

(1)(2) スペクトルの相対的な比較からも断面積の評価は可能であるということから現在は，相対的な比較により議論している。このような実験方法では，絶対値は求めにくいので他の方法との併用が考えられる。

(3) 原研，原子炉システム研究室でRIFFHコードを使用させていただき，ENDF/B－Ⅳあるいは，JENDLより elastic scattering, elastic removal 及び captuve に対する自己遮蔽因子を計算し，それを考慮した計算を行っている。

(4) 共鳴パラメータの与えかたが従来のものと異っているということから，RESENDDコードでまず pointwise なデータにして，それをSUPERTOGの入力とした。

Q：飯島俊吾（NAIG）

(1) 中性子源のエネルギーはどの位か。

(2) JENDL－2では，高エネルギーでの非弾性散乱を著しく過小評価しているが，（山野氏からの指摘のように），今の場合，その影響は現われていないか。

A：森　貴正（京大）

(1) 中性子源のエネルギー分布は別に測定した。その結果は，本文第1図に示すように，1～2 MeV にピークを持ち核分裂スペクトルより少しソフトな分布である。

(2) 本実験解析は14 MeVについては感度が低いのでそのことは，ほとんど現われていないと思われる。

6. 燃料サイクルの核データ

Nuclear Data for Fuel Cycle

6.1 燃料サイクル核データWGの活動の概要

梅沢弘一[+]

1978年からシグマ委員会には燃料サイクル核データワーキンググループが設けられ，燃料サイクルの全分野にわたって潜在する核データへの要求を調査してきた。このワーキンググループの活動状況を報告する。

Status of the Working Group on Nuclear Data for Fuel Cycle

Hirokazu UMEZAWA[+]

Since 1978, a working group has been set in JNDC and made an extensive survey of the potential requirement of nuclear data among various parts of the nuclear fuel cycle. Status of its activity is reported.

1973年から77年にわたって燃料計量核データワーキンググループが，保障措置を含め核燃料の計量に関係する範囲での核データの要求を調査したところ，中性子断面積のみならず種々の核データについての要求が，原子炉関係以外にも多く潜在していることが認められた。しかしこれまでの体制では，そのような多様な核データ利用者とデータを評価整備して供給する側との間の連絡が十分できず，要求を把握しそれに対応することが困難であるということで，燃量計量核データ WG を改め，そのうちのデータ評価活動は既存の他 WG にまかせ，利用者の要求を調査整理して評価グループの作業へと受け渡す仕事を核燃料サイクルの全般にわたって実施することを課題として，1978年から燃料サイクル核データWGが設置された。このように本 WG に与えられた課題は，核データの収集，整理並びに評価を行う他のワーキンググループとは著しく異っている。Fig. 1 に本 WG の性格を図解して示す。従って本 WG は，燃料サイクルを構成する種々の過程の技術的内容を実際に良く知っている者と核データの測定，評価に深く関係してきた者とを含めた委員構成にした。また随時各分野の専門家の協力を仰いで調査活動を行った。

＋ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

本WGの活動の対象は，広くとらえれば諸代替サイクルまで及ぶとも云えるが，余り広範囲にわたり完全な調査をしようとすればいつ終了するかわからぬ作業になるので，当面の重要性を考慮し，現在実用規模で展開されているウラン・プルトニウム燃料サイクルを取り上げて，これに関連する諸部門毎に核データの使用状況を調べ，核データの要求あるいは問題点の摘出整理を進めた。実際の活動は53年度後半から始められたが，それから55年度まで7回にわたる会合で，各分野についてのレビュー作業を行った。55年度末から56年度にかけては，それらの結果をもとに核データ整備の観点から要求を整理し，問題点を摘出した。これらの結果の詳細は，本WGの報告として別にまとめる。[1] この作業を通じて得られた核データ要求の現状は，6.2に述べられる。

1) JAERI-M 9993 (1982年2月)

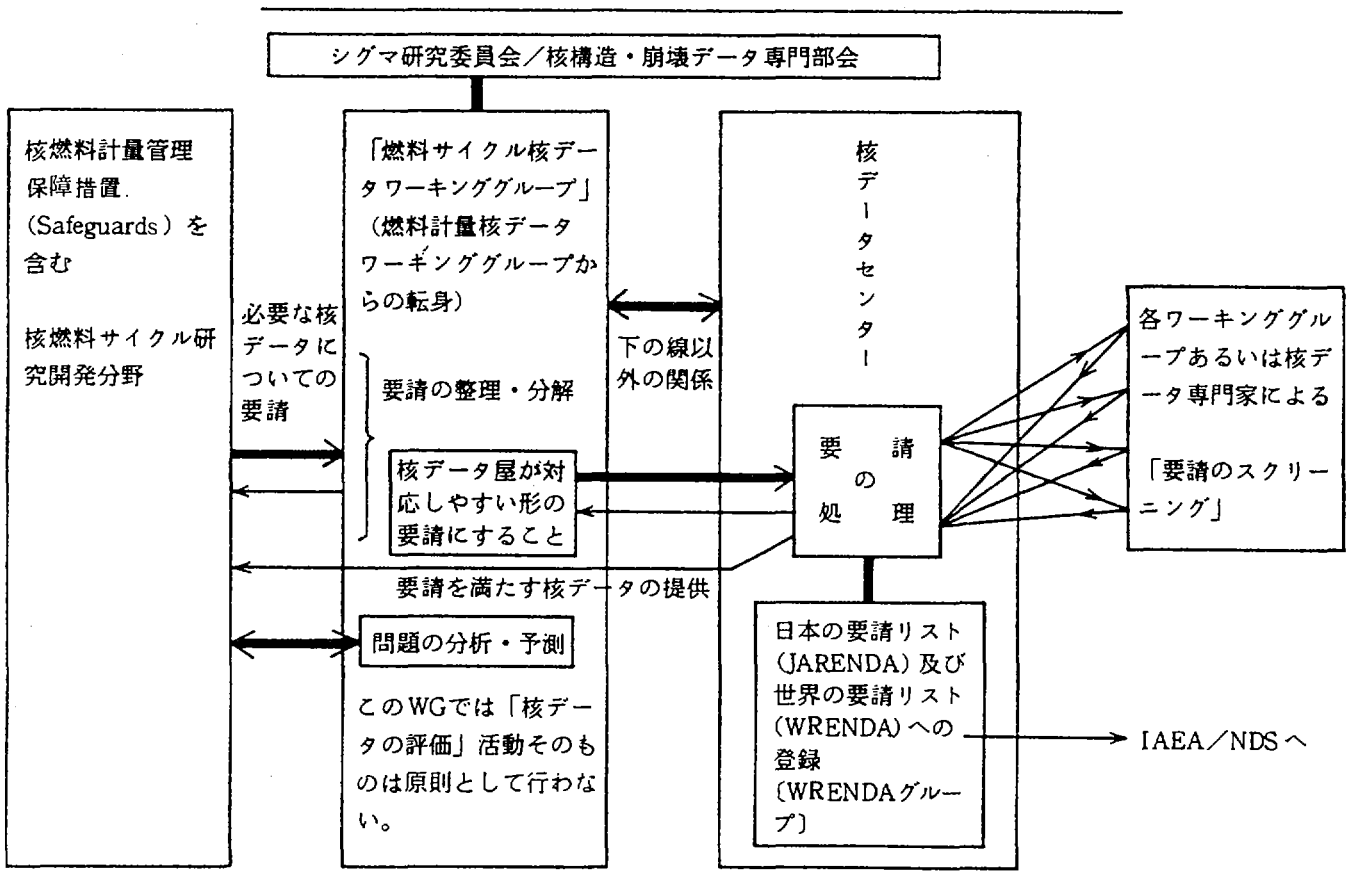


Fig. 1 Characterization of the working group on nuclear data for fuel cycle.

6.2 核燃料サイクル核データの要求の現状

西 村 和 明[+]

シグマ研究委員会の燃料サイクル核データ・ワーキンググループでは，ウラン・プルトニウム燃料サイクルの諸過程における核データの使用状況を調査してきた。関係のある核データの利用者と核データの専門家との討論を通じて，要求核データの内容が検討，評価された。そしてこれらの要求核データは，利用者の要請に応じるように，核データ側がなじみ易い形に整理された。

Present Status of Nuclear Data
Requested for Nuclear Fuel Cycle

Kazuaki NISHIMURA[+]

The nuclear data utilized in different processes for uranium-plutonium fuel cycle have been investigated in the working group on Nuclear Data for Nuclear Fuel Cycle of the Japanese Nuclear Data Committee. The requested data were critically reviewed through the discussion between the users and specialists of nuclear data relevant to the subjects, and these data were reclassified into a familiar form to nuclear data community in response to the request of the users.

1. はじめに

核燃料サイクルで対象とする核データとは，どのようなものであろうか。普通考えられるのは，超ウラン核種の生成・消滅に関する核データである。

よく知られているように，原子炉を利用すると ^{238}U を親物質として超ウラン元素が生成される。この過程を示すと Fig. 1 のようになる。質量数Aと原子番号Z の増加に寄与するのは (n, γ) 反応と β^- 壊変であり，主として熱中性子の多重吸収と β^- 壊変を繰り返して，U から Np，Pu，Am，Cm，Bk，Cf，Es，Fm までの各アイソトープが生成されていく。この場合，特定の核種

＋ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

の生成量を計算するのに必要な核データは，（n, γ）反応断面積 σ_c，およびβ^-の壊変定数 λ_β である。

しかし生成核種にはα壊変，EC 壊変，さらには（n, f）反応を起こすものが多く，また高速中性子の寄与を考慮すれば（n, 2n）反応も，必要な核データとなる。これらの反応や壊変は，上に述べた（n, γ）反応や β^- 壊変とは逆の方向で，質量数Aや原子番号Z が減少した核種が生成される。

核燃料サイクルの分野においては，原子炉の長期間運転に伴って生成される超ウラン元素の生成量が，その主要な関心事の1つである。超ウラン元素の生成量の算出のためには，したがってAやZ の増加・減少に関連する核データが必要となる。すなわち，超ウラン核種に対する σ_c，σ_f，$\sigma_{n,2n}$ などの核反応断面積，および λ_β，λ_{Ec}，$T_{1/2}(\alpha)$ などの核構造データが，核燃料サイクルで対象となる主な核データである。

これらの核データの現状を知るために，たとえば核構造データ集の1つである Table of Isotopes，第7版（1978）[1]を調べてみた。これらの結果を Fig. 2 および Fig. 3 に示す。Fig. 2はU, Np, Pu の各核種，Fig. 3は Pu, Am, Cm の各核種に対する核データである。図の中で↑はβ^-，↓はEC，↙はα壊変を示し，それらに沿ってついている数値は半減期である。また→はσ_c，←は$\sigma_{n,2n}$，☆はσ_f を示し，数値の単位はbである。ちなみに，Fig. 2とFig. 3 に示した太い黒線および太い白線は，^{238}Pu および ^{241}Am の生成量に影響を及ぼすそれぞれ5つおよび4つの核データを示している[2]。^{241}Am に対しては σ_f（Pu-241）も大きい感度がある。

2. 要求核データの分類と要求分野の分類

核燃料の燃焼に関連した核データを優先度をつけて要求するという小山等[2]の感度解析による方法は，原子炉の設計，運転に関係する分野ではすでに10年以上の経験があり，核データ屋との間である程度の協力関係，相互理解をもっている。しかし，核燃料サイクルの他の分野では，核データの利用者と核データ屋との接触は少なく，核データに対する要求の有無，核データの利用状況など，これまで総括的な調査・検討はあまり行われていなかった。

核燃料サイクルの展開を迎える時機にあたり，関連する核データを整備するという観点から，核燃料サイクル・ワーキンググループがシグマ研究委員会に組織された。そしてサイクルの各分野における核データの実験の利用者により，この3年間レビューが実施されてきた。その結果，多様な要求核データが発掘され，ワーキンググループの討論を通じて，それらの要求を核データ屋が対応しやすい形に整理した。整理されたこれらの要求核データの内容について以下に報告する。

ワーキング・グループでは調査・検討してきた核データを次の5項目に整理し，その内でさらに括弧内の物理量を要求核データとして採用した：

Ⅰ. 崩壊核データ（半減期，$\overline{\nu}$，γ線収率，壊変スキーム）

Ⅱ. 中性子断面積（σ_c，σ_f，$\sigma_{n,2n}$，$\sigma_{n,3n}$，ドシメトリー断面積）

Ⅲ. （α，n）断面積

Ⅳ. 核分裂生成物の収率

Ⅴ. 群定数

一方，核燃料サイクルにおけるこれらの核データの要求元を，次のように(1)から(9)までの分野に分類した：

(1) ウラン採鉱

(2) ウラン濃縮

(3) ウラン燃料加工

(4) 原子炉（a. 燃焼， b. ドシメトリー）

(5) 再処理

(6) プルトニウム・ウラン加工

(7) 保障措置

(8) 廃棄物処理と環境安全

(9) 核燃料の輸送と取扱

ここで，(1)から(6)までの分野は核燃料サイクルの各過程に対応しているが，(7)(8)(9)の分野は全過程に共通するので別に分類した。これらの相互関係を Fig. 4 に示す。

3. 要求核データ

核データの利用者側から要求のあった Ⅰ, Ⅱ, Ⅲ, Ⅳ の項目の物理量について，個々の要求核種を縦欄に，要求分野を横欄にした一覧表を作成した。これらの内容を Table 1 から Table 13 に示す。これらの表の中の○印をみれば，個々の物理量毎に，それがどの分野で要求されている核種であるかがわかる。

(1)のウラン採鉱と(2)のウラン濃縮の分野には核データに対する要求がなかったので，これらの表の中には(1)および(2)の分野はのっていない。また(7)の保障措置の分野については，WRENDA 81/82[3]を調査対象とし，ここに収録されているN記号* のうち上記 Ⅰ, Ⅱ, Ⅲ, Ⅳ の各項目にあたるものを要求核データとして採り上げた。

3.1 崩壊核データ

超ウラン核種に対する $T_{1/2}$ (SF)，$T_{1/2}$ (α)，および $\bar{\nu}$ の要求をそれぞれ Table 1, Table 2, および Table 3 にのせてある。それぞれの表には，最近の文献[4] および ENDF/B 5[5] から採った推奨値をのせてある。これは核データの利用者からの要求に答える，核データ屋側のレスポンスである。Table 1 と Table 3 の(*)推定値は，文献[6] から採った。

Table 4 は γ 線収率 Y_γ の要求で，(5)の再処理と(7)の保障措置の分野から出ている。

Ⅰの崩壊核データの中に含まれる壊変スキームについては，Table 5 にまとめてある。これらの核種は，NRC (Nuclear Regulatory Commission) が線量評価上その壊変スキームに

---

* Application codes; N: SAFEGUARDS, F: FUSION, R: FISSION REACTORS, G: GENERAL, M: MEDICINE.

まだ有意の不確定さがあるとみなしたものである。[7] ここでは，これらの壊変スキームの整備を，(8)の環境安全の分野からの要求として加えた。

3.2 断面積核データ

Table 6 および Table 7 は，$Z \leq 63$ および $Z \geq 92$ の核種に対する捕獲断面積 σ_c の要求である。Table 7 からわかるように，超ウラン核種の σ_c の要求が多い。

Table 8 は，超ウラン核種の核分裂断面積 σ_f に対する要求である。Table 9 と Table 10 は，$\sigma_{n,2n}$ および $\sigma_{n,3n}$ に対する要求をのせてある。

Table 11 には，原子炉ドシメトリーのために必要な，平均の放射化断面積をのせてある。ここで$\langle \sigma_m \rangle$および$\langle \sigma_c \rangle$は，^{252}Cf の中性子場で測定および計算された，平均の放射化断面積（m: measured, c : calculated）である。ワーキンググループとしては，$\langle \sigma_m \rangle / \langle \sigma_c \rangle$ の値が5％以上違っているものを要求核データとして採用した。また，この分野では$\langle \sigma_c \rangle$の不確定性のために，$\langle \sigma_c \rangle$の誤差を可能な限り正確に表現すること，つまり4次元共分散形式で記述することを要求している。[8]

Table 12 にある（α, n）反応断面積 $\sigma_{\alpha,n}$ は，中性子収率 $Y_n(\alpha,n)$ を評価するため，(5)の再処理と(6)のプルトニウム・ウラン加工の分野から要求がある。ここでは $Y_n(\alpha,n)$ が相対的に大きい核種だけを採用した。$\sigma_{\alpha,n}$ からどのようにして Y_n の値が推定されるのか，はっきりしない。

3.3 核分裂生成物の収率

Table 13 にある核分裂生成物の質量収率スペクトル Y_{Fp} は，(7)の保障措置の分野からの要求である。この核データは WRENDA 81/82[3] を調べて，(n,f) 反応による収率だけを採用した。

Table 13 には，(5)の再処理や(8)の廃棄物処理と環境安全の分野から要求のあった核データはのっていない。両分野で問題にしているのは

(1) 環境放出上問題となる気体核種：

^{3}T, ^{14}C, ^{80}Br, ^{85}Kr, ^{127}Xe, ^{129}I

(2) 工程内挙動など施設運転管理上問題となる高レベル放射性核種：

$^{103,106}Ru$, $^{134,137}Cs$, ^{90}Sr, ^{95}Zr, ^{95}Nb

などの核種である。これらは核分裂生成物並びに中性子による誘導放射性物質であり，これらの巨視的な生成量をより正確に推定できることを両分野では要望している。したがってワーキンググループでは，これらの生成物質を高い信頼度で算出できるような計算コード（核データライブラリー）の整備を要求していると判断し，個々の収率スペクトル Y_{FP} の要求よりもむしろ次に述べる群定数の整備要求に含めた。

3.4 群定数

超ウラン核種並びに核分裂生成物の生成量を計算するため，いろいろのデータ・セットが用いられている。しかし用いられている群定数には，データ・セット間で2倍以上の喰い違いがみら

れる。高速炉のエネルギー・スペクトルで平均して作成した1群群定数の例[9]を Table 14 に示す。ここで ORIGEN および FISPIN は米国および英国のデータ・セットであり，TND は Transactinuim Isotope Nuclear Data の IAEA 第1回 Advisory Group 会合でまとめたものである。SAVR は Benjamin 等が作成したものである。

このような群定数を使用している現状は問題である。本ワーキンググループでは，核燃料サイクルにおける核データの利用者は超ウラン核種の生成量を精度よく計算できるデータ・セットの整備を共通して要望している，と解釈した。ここでいうデータ・セットとは，一群または数群に縮約した熱中性子炉用の群定数で，燃焼計算コードに入力して使用する核データをいう。

最近の燃焼計算コードとしては，さらに ORIGEN-2 (1978)，KORIGEN (1978)，HAMKOR (1979) などがあるが[10]，これらの計算コードに入力する群定数の不確かさの方が，計算コードに含まれる計算式の解き方の不確かさよりも大きいと言われている[2]。

参考文献

(1) C. M. Lederer and V. S. Shirley : Table of Isotopes, 7th edition (1978), John Wiley and Sons, Inc.

(2) 小山謹二：アクチノイドの核燃焼に関する核データの問題，JAERI-M 9993 (1982)

(3) N. Day Day : WRENDA 81/82, INDC (SEC)-78/URSF

(4) INDC (NDS)-121/NE: Proposed recommended list of transactinium isotope decay data, Part I, Half-lives, Dec. 1980

(5) Compiled by R. Kinsey : BNL-NCS-17541 (ENDF-201) 1979, Actinide File.

(6) 湯本鎌三：プルトニウム・ウラン（MOX）燃料加工における核データ，JAERI-M 9993 (1982)

(7) D. C. Kocher : Decay schemes for radio-nuclides of potential importance in the nuclear fuel cycle, Nucl. Sci. Eng. 77, 263 (1981)

(8) 中沢正治，関口 晃：原子炉ドシメトリーと核データ，JAERI-M 9993 (1982)

(9) H. Kusters and M. Lalvoid : NEACRP-A-310 (1977)

(10) H. Kusters : KFK 2917 (1980)

Table 1 Half life of spontaneous fission : $T_{1/2}$ (SF)

核 種	(3) (4) (5) (6) ab	(7) (8) (9)	$T_{1/2}$ (SF)の値[4]
^{232}U	○		$(7.8 \pm 6.0) \times 10^{13}$ y
^{235}U	○		$(3.5 \pm 0.9) \times 10^{17}$ y
^{238}U	○ ○		$(8.19 \pm 0.09) \times 10^{15}$ y
^{239}Np	○		6.3×10^{19} y (x)
^{236}Pu	○		$(3.52 \pm 1.0) \times 10^{9}$ y
^{238}Pu	○	○	$(4.77 \pm 0.13) \times 10^{10}$ y
^{240}Pu	○	○	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{11}$ y
^{242}Pu	○	○	$6.84 \pm 0.08 \times 10^{10}$ y
^{244}Pu	○		$(6.56 \pm 0.32) \times 10^{10}$ y
^{242m}Am	○		$(8.8 \pm 3.3) \times 10^{11}$ y
^{242}Am	○		1.0×10^{10} y (x)
^{242}Cm	○		$(6.5 \pm 0.5) \times 10^{4}$ y
^{244}Cm	○		$(1.344 \pm 0.002) \times 10^{7}$ y
超ウラン元素	○		

(x) 推定値[6]

Table 2 Half life of α decay : $T_{1/2}$ (α)

核 種	(3) (4) (5) (6) ab	(7) (8) (9)	$T_{1/2}$ (α) の値[4]
^{232}U	○		70.0±1.0 y
^{237}Np	○ ○ ○		$(2.14 \pm 0.01) \times 10^{6}$ y
^{236}Pu	○		2.851±0.008 y
^{238}Pu	○ ○ ○		87.74±0.09 y
^{239}Pu	○ ○		$(2.411 \pm 0.03) \times 10^{4}$ y
^{240}Pu	○ ○ ○		$(6.55 \pm 0.02) \times 10^{3}$ y
^{241}Am	○ ○ ○		432.6±0.6 y
^{243}Am	○ ○		$(7.38 \pm 0.04) \times 10^{3}$ y
^{242}Cm	○ ○ ○		162.8±0.4 d
^{243}Cm	○		28.5±0.2 y
^{244}Cm	○ ○ ○		18.11±0.02 y

Table 3 The average number of fission neutrons emitted per fission : $\bar{\nu}$

核　種	(3) (4) (5) (6) a b	(7) (8) (9)	$\bar{\nu}$ の値 (ENDF/B5)[5]
^{232}U	○		2.0 (x)
^{238}U	○		非公開
^{239}Np	○		2.053 (x)
^{236}Pu	○		2.86
^{238}Pu	○		2.895
^{240}Pu	○		非公開
^{242}Pu	○		2.81
^{244}Pu	○		2.884
^{242}Am	○		3.264
^{242}Am	○		3.36
^{242}Cm	○		3.44
^{244}Cm	○		3.46

(x) 推定値[6]

Table 4 Gamma ray yield : Y_γ

核　種	(3) (4) (5) (6) a b	(7) (8) (9)	コメント
$^{87,88}Br$		○	破損燃検出
^{90}Kr		○	同　上
^{90}Sr	○		工程内挙動
^{95}Zr	○		同　上
^{95}Nb	○		同　上
^{103}Ru	○	○	工程内挙動,破損燃料検出
^{106}Ru	○		工程内挙動
$^{135,137,138,139}I$		○	破損燃料検出
^{139}Xe		○	同　上
^{134}Cs	○		工程内挙動, 燃焼計算
^{137}Cs	○		工程内挙動
^{140}La		○	FPの γ線による, 燃料中のUとPuの分析
^{144}Ce		○	同　上
^{155}Eu	○	○	燃焼計算
$^{238,239,240,241}Pu$		○	Pu アイソトープの分析

Table 5 Radio-nuclides of potential importance in the nuclear fuel cycle [7]

核　種	型	(8)	コメント
^{92}Sr (2.71h)	β^-	○	1.384 MeV の γ 線絶対強度の誤差を±3%にする
^{155m}Cd (44.6d)	β^-	○	γ 線強度の誤差を±25%にする
^{141}La (3.90h)	β^-	○	同上
^{133m}Te (55.4m)	β^-	○	60本以上あるγ線のうち，3本しか決っていない
^{142}Ba (10.6m)	β^-	○	77.6 keV レベルへの β^- 強度は，(18±14)%とく6.4%で，間違う
^{166m}Ho (1.2×10^3y)	β^-	○	2本のレベルのほか，5本のレベルに落ちる β 線がある
^{229}Th (7.3×10^3y)	α	○	転換電子強度の測定誤差は10～50%
^{245}Cm (8.5×10^3y)	α	○	2本のγ線しか観測されていない

Table 6 Capture cross section : σ_c ($Z \leq 63$)

核　種	(3) (4) (5) (6) ab	(7) (8) (9)	コメント
^{84}Kr	○		
^{85}Kr	○		
^{95}Zr		○	FPからの γ 線による，燃料中のUとPuの分析.
^{106}Ru		○	同上
^{133}Cs		○	同上
^{134}Cs		○	同上，およびND法による燃焼計算.
^{137}Cs		○	FPからの γ 線による，燃料中のUとPuの分析
^{140}Ba		○	同上
^{147}Pm		○	
^{149}Sm		○	燃焼計算
^{152,153,154,155}Eu		○	同上

Table 7 Capture cross section : σ_c (Actinide nuclide $Z \geq 92$)

核 種	(3)	(4) ab	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	コ メ ン ト
^{235}U	○	○						^{236}U, ^{237}Np の生成
^{236}U		○		○	○			^{237}Np, ^{236}U, ^{236}Pu の生成
^{238}U	○							
^{237}Np		○	○	○			○	^{237}Np, ^{238}Pu の生成
^{238}Np					○			
^{238}Pu			○					
^{239}Pu					○(※)		○	
^{240}Pu		○		○				$^{241,242m}Am$, ^{242}Cm の生成
^{241}Pu		○		○	○(※)			$^{241,243}Am$, $^{244,245}Cm$ の生成
^{242}Pu		○		○	○			^{243}Am, $^{244,245}Cm$ の生成
^{241}Am		○	○	○			○	^{238}Pu, $^{242,243}Cm$ $^{241,242}Am$ の生成
^{242m}Am				○				
^{242}Am			○				○	
^{243}Am		○	○	○	○		○	^{243}Am, $^{244,245}Cm$ の生成
^{242}Cm		○		○				^{243}Cm の生成
^{243}Cm			○				○	
^{244}Cm		○		○				$^{244,245}Cm$ の生成
超ウラン元素			○				○	臨界安全管理，品質管理.

(※) $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$ として要求されている.

Table 8　Fission cross section : σ_f

核 種	(3) (4) (5) (6) ab	(7) (8) (9)	コ メ ン ト
^{235}U	○ ○		^{236}Uの生成
^{238}U	○		
^{237}Np	○	○	
^{238}Pu		○	
^{240}Pu	○		
^{241}Pu	○ ○	○(*)	$^{241,242m,243}Am$, $^{242,243}Cm$ の生成
^{242}Pu	○ ○		
^{242}Am	○		
^{242m}Am	○		
^{243}Am	○ ○	○	
^{242}Cm	○ ○	○	
^{243}Cm	○	○	
^{244}Cm	○	○	
超ウラン元素	○ ○	○	臨界量, 品質管理

(*) $\alpha = \sigma_c / \sigma_f$ として要求されている。

Table 9　(n, 2n) cross section : $\sigma_{n,2n}$

核 種	(3) (4) (5) (6) ab	(7) (8) (9)	コ メ ン ト
^{238}U	○ ○ ○		^{237}Np, ^{238}Puの生成 ,サイクル炉心内
^{237}Np	○		サイクル炉心外
^{239}Pu	○		サイクル炉心外
超ウラン元素	○	○	

Table 10　(n, 3n) cross section : $\sigma_{n,3n}$

核 種	(6)	コ メ ン ト
^{238}Pu	○	^{239}Puの生成

Table 11 Dosimetry cross section

反　　応	(4) a b	コ メ ン ト
$^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$	○	$\langle\sigma_m\rangle / \langle\sigma_c\rangle = 0.950$
$^{47}Ti(n,p)^{47}Sc$	○	0.786
$^{56}Fe(n,p)^{56}Mn$	○	0.92
$^{64}Zn(n,p)^{64}Cu$	○	1.056
$^{113}In(n,n')^{113m}In$	○	1.121

Table 12 (α,n) cross section : $\sigma_{\alpha n}$

核 種	α線源	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	コ メ ン ト
$^{17,18}O$	^{232}U		○				$Y_n = 3.63\times10^4$ (n/s·g)[6]
	^{236}Pu		○				1.18×10^6
	^{238}Pu	○	○				3.18×10^4
	^{240}Pu		○				341
	^{241}Am	○	○				6.27×10^3
	^{242}Cm	○	○				9.19×10^6
	^{243}Cm		○				1.12×10^5
	^{244}Cm	○	○				1.86×10^5
Li				○			厚いターゲットの中性子収量を要求。
^{9}Be				○			$E_\alpha = 0.1 \sim 6.5$ MeV,
B				○			
C				○			
^{13}C		○				○	
$O, ^{18}O$				○		○	
^{19}F				○			
Mg				○			
^{27}Al				○			
Ca				○			

Table 13 Fission product mass yield spectrum : Y_{FP}

核　種	(7)	コ メ ン ト
^{235}U	○	FPのγ線による，使用済燃料中のウラン分析のために，^{95}Zr と ^{106}Ru の質量収率を要求．
^{238}U	○	破損燃料の検出のために；$^{87,88}Br$，^{90}Kr，$^{137,138,139}I$，$^{137,138}Xe$ の累積収率を要求．
^{239}Pu	○	FPのγ線による，使用済燃料中のプルトニウムの分析のために，$^{133,137}Cs$，^{95}Zr，^{106}Ru，^{140}Ba，^{144}Ce の質量収率を要求．
^{241}Pu	○	FPのγ線による，使用済燃料中のプルトニウムの分析のために，^{144}Ru の質量収率を要求．

Table 14 Comparison of one-group data from different sources[9]

	Nuclide	ORIGEN	FISPIN	TND	SAVR	ENDF/B4
σ_c	Np-237	0.76	1.87			1.76
	Pu-238	0.22	0.44	0.68		
	Am-241	0.99	1.91	1.88		1.09
	Am-242	0.4	0.1	0.38		
	Am-243	0.55	1.7	0.9	0.42	0.81
	Cm-243	0.4	0.1			
σ_f	Am-242	1.83	3.3	3.73		
	Cm-242	0.42	1.26			
	Cm-243	0.32	3.14			

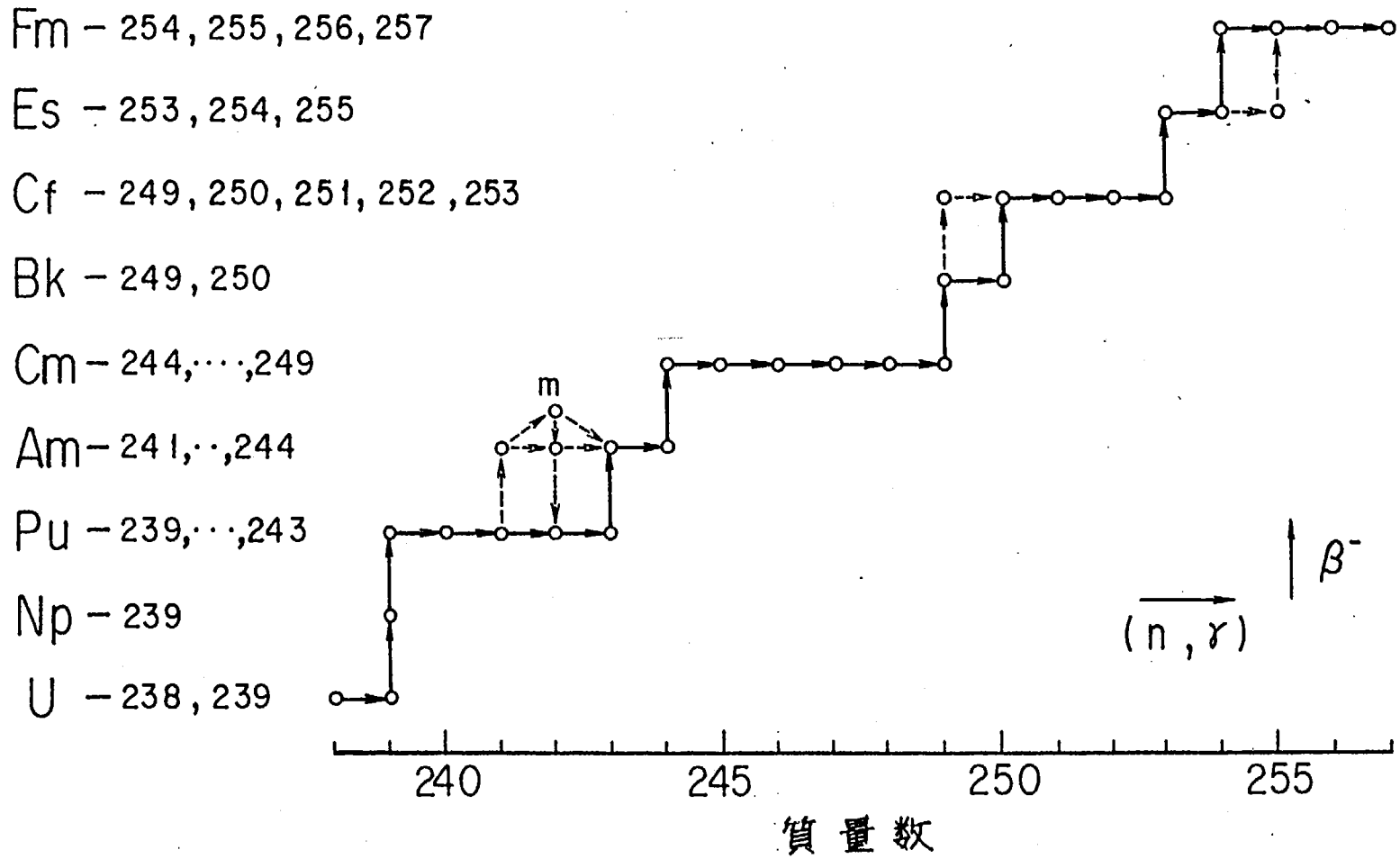


Fig. 1　熱中性子多重吸収による超ウラン核種の生成

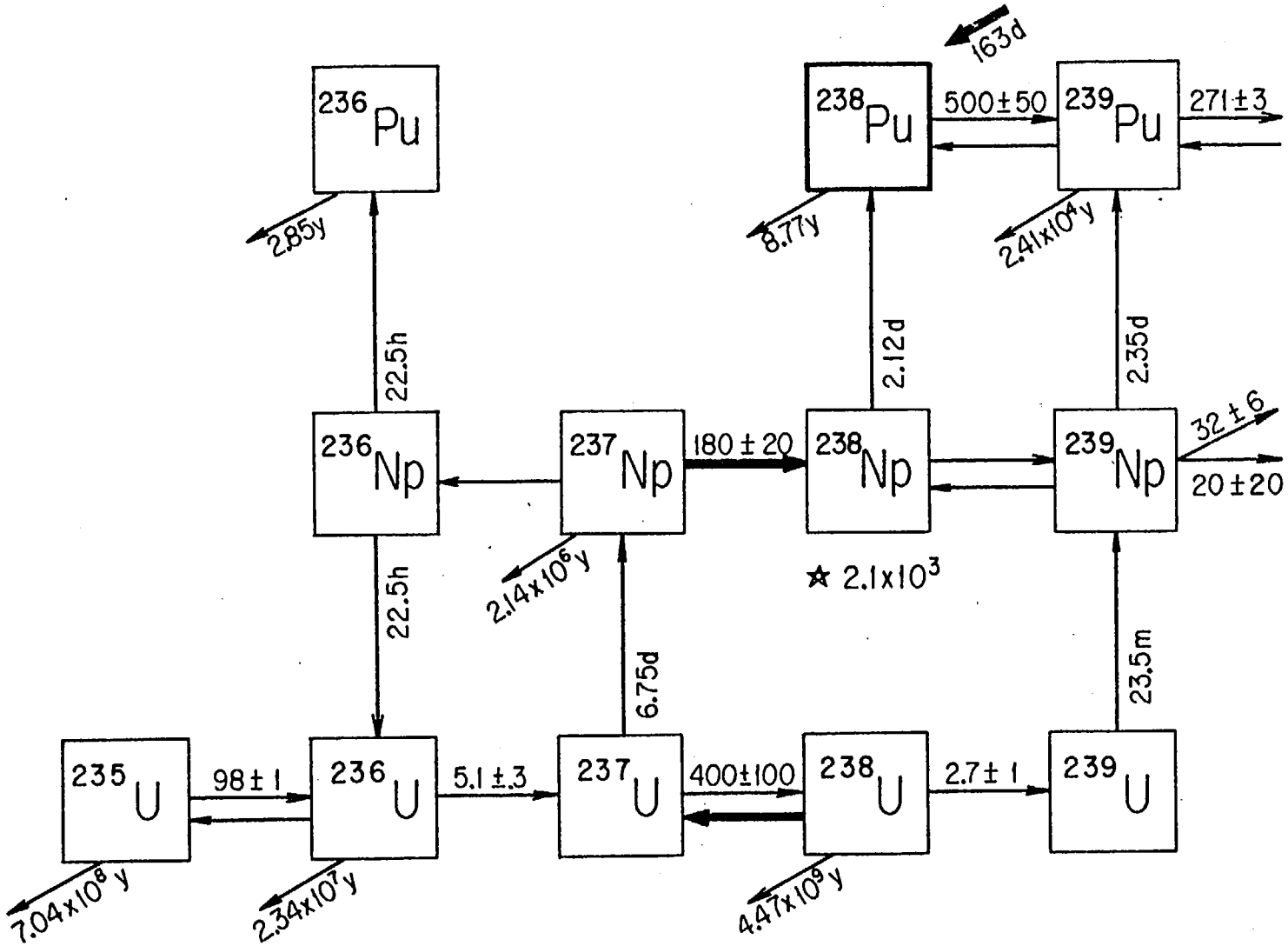


Fig. 2　Table of Isotopos[1)]の核データ（本文参照）

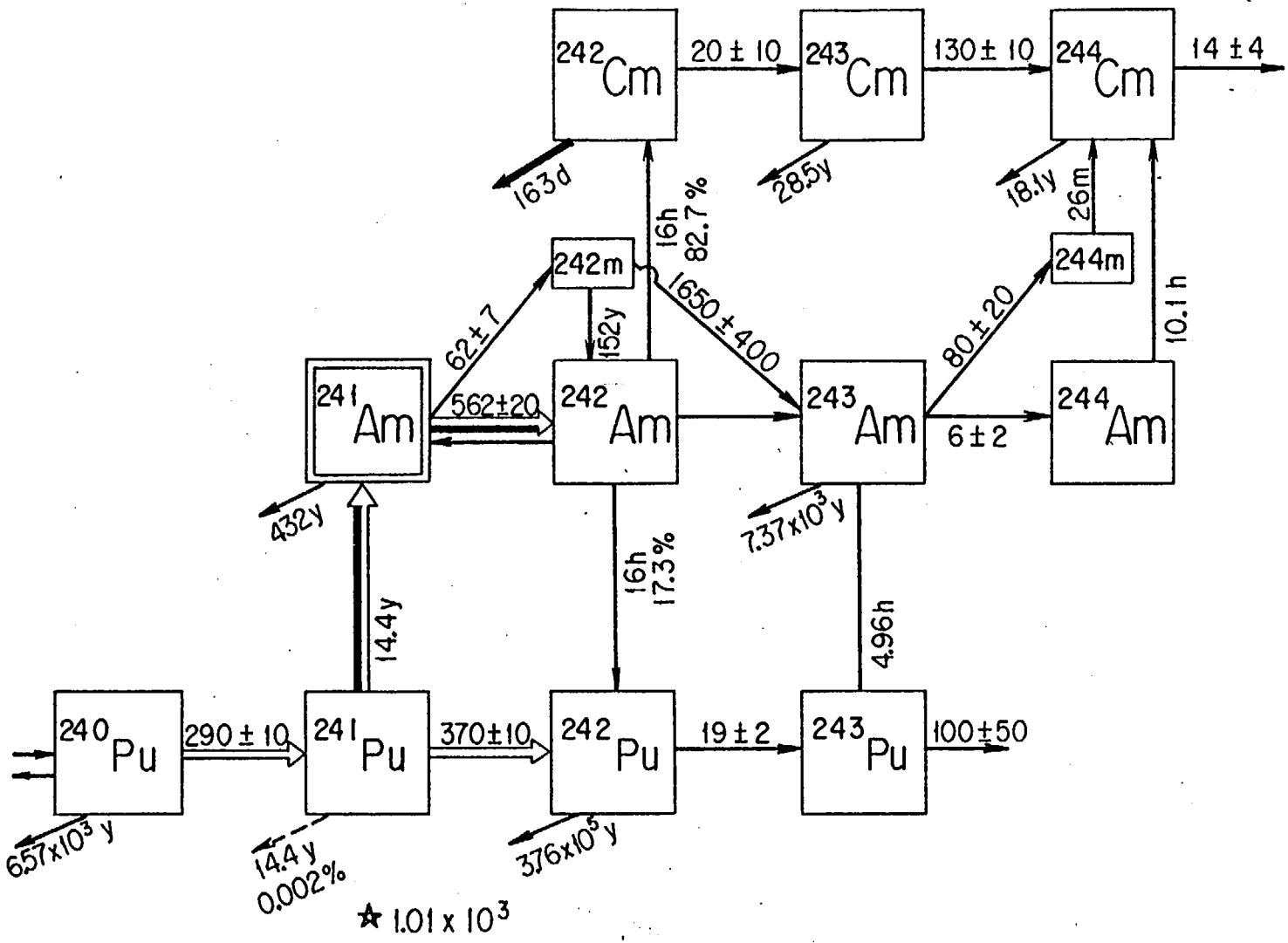


Fig. 3　Table of Isotopos[1] の核データ（本文参照）

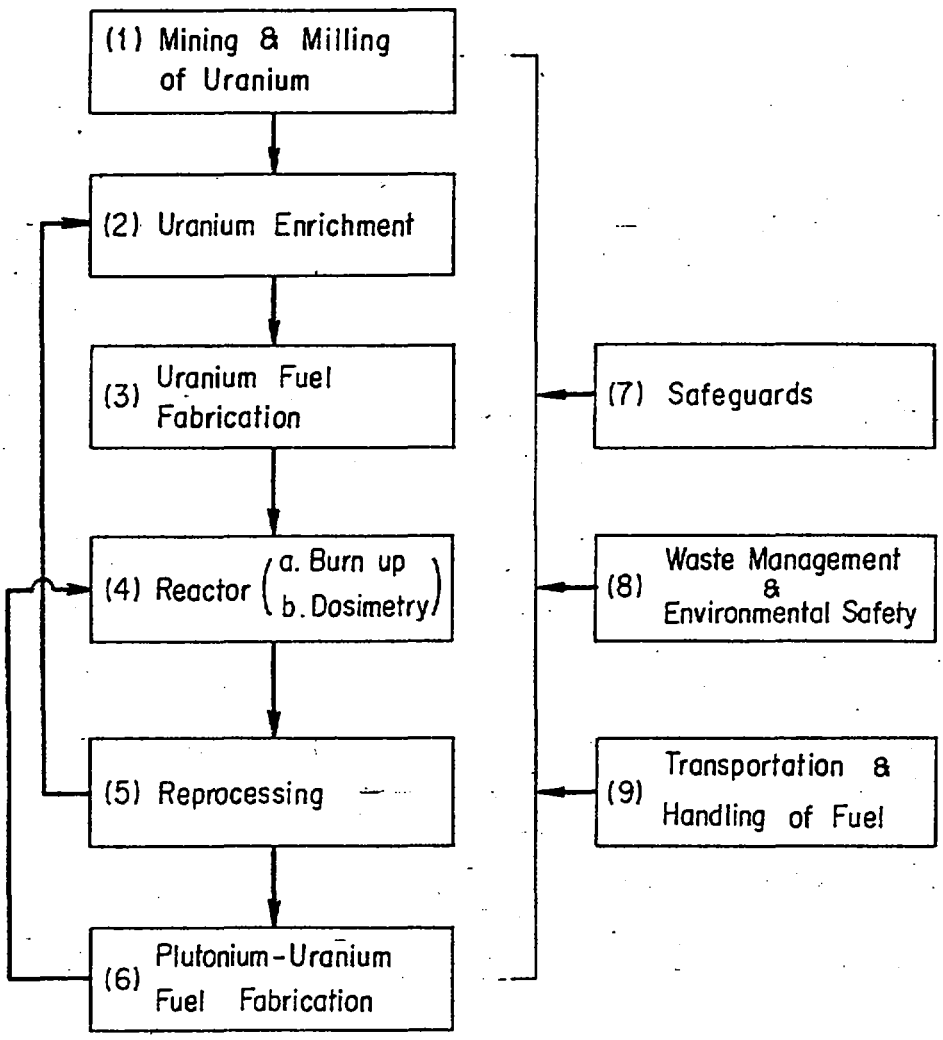


Fig. 4 Classification of Nuclear Fuel-Cycle Sector

討　論

Q：木村逸郎（京大炉）

核燃料サイクルの中で廃棄物管理や環境安全の重要性は著るしいと考えられるが，リクエストを見るとこのグループからのものが殆んど見当らない。本当にリクエストがないと考えて良いか。また廃炉関係はどう考えるのか。

A：西村和明（原研）

講演の途中で引掛り見せられなかったスライドがあったが，それに載っている8核種の壊変スキームの整備を環境安全のリクエストとして加えてある（Table 5 を参照）。

廃炉関係は今回は調査の対象としなかったが，もしリクエストがあれば廃棄物管理や環境安全の分野に入ると思う。また環境安全に関するリクエストの内，計算コードの整備要求に含めたものもある。

C：梅沢弘一（原研）

環境安全関係では多くのデータが必要であるが，個々のデータの精度の要求はあまり高くない。主要求は計算コードに用いる群定数である。

Q：菊池康之（原研）

一群定数は縮約スペクトルによって大きく変化するはずであるので，単純に比較しても意味がないのではないか。

A：西村和明（原研）

確かに単純比較は炉物理的に意味がない。しかし燃焼計算をする時，核燃料サイクル関係のユーザーの大部分は一群定数をそのまま使用しているのが現状である。この事が正に問題であり，このような実状を知ってもらうために，一群定数の値を Table 15 に載せた。

Q：八谷雅典（三井造船）

(1) 必要な核データとして核分裂中性子スペクトルが抜けているのではないか。

(2) 現在使用している計算コードの一群定数間の差異は中性子スペクトルによる平均の差と思われるが。

A：西村和明（原研）

(1) 一般的な要求核データとして，核分裂中性子スペクトルをより良い精度で求める必要はない。普通の燃焼計算では，熱中性子炉・高速炉等の体系スペクトルを重みとして計算する。したがって燃焼計算に必要な核データ**ではあっても，純粋な炉物理実験体系ではないので，核分裂中性子スペクトルは重要でない。**

(2) スペクトル平均の差のみでなく，ソースファイルの違いにも起因している。

Q：飯島俊吾（NAIG）

これらのデータ要求には，不確かなデータと良く知られているデータが混っているように思える。WGとしては今後どう対応するか。

A：梅沢弘一（原研）

本WGでは問題を摘出し，対応の方向を示唆するが，そのための必要な活動は本WGのワークスコープの外である。対応の方向としては，断面積や崩壊核データに関しては，既存の核デ

ータ評価 WG でカバーして欲しい。計算コードについては，しかるべき活動母体が組織されることが望ましい。

7. 核融合炉核データに関する積分実験

Integral Measurements on Nuclear Data for Fusion Neutronics

7.1 核融合炉に関する積分実験の過去と現状

関　　泰+

D－T核融合炉ニュートロニクスに関する積分実験の過去の経緯と現状のレビューを行った。そして核融合炉設計の側から積分実験に対する要請をまとめた。

Past and Present of Fusion Reactor Neutronics

Integral Experiments

Yasushi SEKI+

Past history and present status of integral experiments on D-T fusion reactor neutronics are reviewed. In addition, the requests from the fusion reactor design to the integral experiments are summarized.

1. はじめに

D－T 核融合炉の設計に用いる核データと核計算手法を検証することを目的として積分実験が行われてきている。この14MeV中性子を対象とする積分実験については1977年と1980年にreview[(1),(2)] がなされている。国内における角度依存中性子スペクトルの測定と解析の現状については，本年3月の核データニュースで原研の前川洋氏が解説している。[(3)] さらに本研究会においても前川洋氏と大阪大学の高橋亮人氏が，原研のFNSと阪大のOKTAVIANにおける最近の成果を報告する予定である。そこで本稿においては以上の報告とはできるだけ重複しないように，過去の実験と最近の情況について広く浅く述べるとともに核融合炉の設計側から積分実験に対する要請について述べてみる。入手しうる限りの文献に眼を通したつもりだが限られた時間内に行ったので引用洩れ，不正確な記述があるかと思われるか御容赦願いたい。

+ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

2. 核融合炉積分実験の過去と現在

過去から現在にいたるこの種の実験の報告書を発行年を横軸として，各機関毎に Fig. 1 に示す。この図を描くに際しては主に実験自体の報告を取り挙げ，解析が主なものは省略するようにした。また入手しやすい文献をなるべく引用するように努めた。実験の内容についてはそれぞれの文献を参照すると良いので，ここではどのような体系で何が測定されたかについて記述する。

2.1 Pre 1970

1970年以前に核融合炉を対象とした積分実験を行ったのは文献でわかる限りでは，英国の Atomic Weapons Research Establishment (AWRE)[4]-[6] と米国の Los Alamos 研究所 (LANL)[7],[8] と Lawrence Livermore 研究所 (LLNL)[9]-[12]の3箇所だけである。

AWREのU-pile において各種の反応率分布を測定した Weale 等の実験[4] は核融合・核分裂ハイブリッド炉の核計算手法の検証によく用いられている。1977年に公開されたShieff 等の Th-pile についての実験[6] も ^{232}Th-^{233}U サイクルを利用したハイブリッド炉の核計算の検証に利用され始めている。

LANLのWymann 等の LiD球体系におけるトリチウム (T) 生成率分布測定[7] は1954－1958年になされたもので世界で初めてのものであろう。多くの人がこの実験の解析を行い，核データの感度解析がなされている。Hemmedinger 等は1979年に ^{6}LiD球体系におけるT生成率分布測定実験を発表している[8]。

Hansen 等は1969年から一貫して回転ターゲット 14 MeV 中性子源 RTNS を用いて，核融合炉およびハイブリッド炉に使用される可能性のある材料の1～5 mfp の厚さの球体系において角度依存中性子スペクトル（と一部ガンマ線スペクトル）を測定している[9]-[12]。

なおこの他の先駆的な仕事としてはMIT の Spangler が1965年に Flibe および黒鉛の円筒体系において箔放射化法による測定を行っている[12']。

2.2 1974～1978年

1974年には時を同じくして日本の原研[13]-[15]と西ドイツの Julich 研究所[16]-[20]，Karlsruhe 研究所[21],[22]でリチウム体系における積分実験が発表され，それからやや遅れて大阪大学で Li 平板体系の実験が発表された[23],[24]。

原研ではステンレス被覆した Li ブロックを組み上げた球体系において ^{235}U, ^{237}Np, ^{238}U, ^{232}Th の核分裂率分布を測定している[13]。さらには黒鉛反射体を付加したもの，天然ウランを装荷してハイブリッド炉のブランケットを模擬した体系においても核分裂率分布が測定されている[14]。名古屋大学と共同で黒鉛反射体付リチウム体系においては角度依存中性子スペクトルも測定されている[14']。

Julich 研究所においては Li 円筒体系において主としてT生成率分布を測定している[16],[17]。この体系に黒鉛反射体を加えたもの[19]，Be 増倍材を前面に装荷したもの[18]においてもT生成率分布測定や箔放射化実験などが行われている。また1979年にはBe の中性子増倍を調べる実

験がなされている[20]。

Karlsruhe 研究所においてはLi 球体系において T生成率分布と角度依存中性子スペクトルが測られている。[21],[22]

大阪大学においてはリチウム，黒鉛，鉛，アルミニウムなどの平板体系における角度依存中性子スペクトルを測定している。[23],[24]

2.3 Post 1979

1979年以降は非常に多数の積分実験が報告されていてこの分野の研究の重要性が世界的に認識されてきたためと思われる。

米国 Oak Ridge 研究所では核融合炉のしゃへい実験としてステンレス鋼とボロン入りポリエチレン多重層の透過実験[25]と鉄のダクトストリーミング実験[26]がなされいずれも中性子とガンマ線スペクトルが測定されている。

ソ連の Kurchatov 研究所においても $LiF-BeF_2$ 溶融塩球体系において核分裂率分布[27]や箔放射化の測定[28]がなされている。

国内においては，東京工業大学の黒鉛平板体系の透過中性子スペクトル測定，[29] 体系中のスカラー中性子束スペクトル測定，[30] 京都大学の Al と Pb 平板体系から後方散乱された中性子とガンマ線のスペクトル測定，[31] 東北大学の Li 体系における時間依存中性子スペクトル測定[32]，および東京大学における LiF 平板体系における中性子スペクトルとT生成率測定[33]が行われている。

英国の Birmingham 大学においても LiF 球体系において中性子スペクトルの絶対測定がなされている。[34]

さらにには米国の California 大学 Santa Barbara 校における Li 円筒体系における中性子スペクトル測定[35]，イスラエルの Ben-Gurion 大学における黒鉛体系における中性子スペクトル測定[36]も報告されている。

今後も多くの大学，研究所で積分実験が活発に行われるものと予想される。特に我国においては原研の FNS， 大阪大学の OKTAVIAN という～10^{12} neutrons/s の強力 14 MeV 中性子源を活用した実験が精力的に行われるものと期待される。

3. 核融合炉設計から積分実験への要請

1985年以降にDT核燃焼の実現が予定されている米国 Princeton 大学の TFTR や我国の名古屋大学のプラズマ研究所で計画中の核反応プラズマ装置においては正確な放射線量率分布を求めることが極めて重要である。特に貫通孔からの中性子ストリーミング効果および誘導放射能分布の精度良い評価が必要で，これらの計算手法を確立する上で役立つ実験データが要求されている。

1990年以降に運転が見込まれる国内次期装置と呼ばれる実験炉の設計のためには上記のストリーミング効果と誘導放射能分布に加えて，核発熱分布およびトリチウム増殖比の精度良い評価法の確立が必要である。そのためにはまず解析が容易な Benchmark 体系において核発熱とT

生成率の予測精度を向上させ，より実際に近いブランケット形状によるモックアップ実験が必要となろう。米国においては，1985年にTFTRを中性子源としてLithium Blanket Module（LBM）を装荷してT生成などを評価する計画[37]があるが，我国ではそれに先んじて点線源を用いた実験でT生成などの評価法の精度向上を達成しておくと有意義と思われる。

また特に米国においては核融合・核分裂ハイブリッド炉のブランケットを模擬した体系における積分実験に対する要求が強い。これはハイブリッド炉においては特に中性子の果す役割が高いにもかかわらず，この種の実験が殆んどないためである。

4. おわりに

幸いなことに我国においては核融合炉に関する積分実験に対する関心が高く，最近運転を開始した2台の強力14 MeV中性子源と巾広い研究者層に支えられ，今後数年間は世界をリードすることになろう。

おわりに本文をまとめることに際して貴重な助言とコメントをいただいた原研核融合炉物理研究室の中村知夫氏と前川洋氏に感謝いたします。

参考文献

(1) C.W. Maynard, "Integral Experiments for CTR Nuclear Data," in Symposium on Neutron Cross Sections from 10-40 MeV, BNL-NCS-50681, pp.375-389 (1977)

(2) L. Green, "Review of Integral Fusion Blanket Neutronic Experiments," Proc. Fourth Topical Meeting on Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-801011, King of Prussia, pp.395-404 (1980).

(3) 前川洋，"角度依存中性子スペクトルの測定と解析の現状," 核データニュース，No.15，pp. 9－21（1981）

(4) J.W. Weale et al., "Measurements of the Reaction Rate Distribution Produced by a Source of 14 MeV Neutrons at the Centre of a Uranium Metal Pile," J. Nucl. Energy A/B, 14, pp.91-99 (1961)

(5) P.W. Benjamin et al., "Measurement of Neutron Reaction Rates Produced by a 14 MeV Neutron Source at the Centre of a Cylidrical Lithium Pile," AWRE NR 4/64 (1964)

(6) H.E.J. Shieff et al., "Measurements of the Reaction Rate Distribution in a Large Thorium Cylinder by a Central Source of DT Neutrons," AWRE 020/77 (1977)

(7) M.E. Wymann, "An Integral Experiment to Measure the Tritium Production from ^{7}Li by 14 MeV Neutrons in a Lithium Deuteride Sphere," LA-2234 (Rev) (1972)

(8) A. Hemmendinger et al., "Tritium Production in a Sphere of ^{6}LiD

Irradiated by 14 MeV Neutrons," Nucl. Sci. Eng., 70, pp.274-280 (1979)

(9) L.F. Hansen et al., "Time Spectra from Spheres Pulsed with 14-MeV Neutrons," Nucl. Sci. Eng., 35, pp.227-239 (1969)

(10) L.F. Hansen et al., "Measurements of the Neutron Spectra from Materials Used in Fusion Reactors and Calculations Using the ENDF/B-III and -IV Neutron Libraries," Nucl. Sci. Eng., 60, pp.27-35 (1976)

(11) L.F. Hansen et al., "Neutron and Gamma-Ray Spectra from ^{232}Th, ^{235}U, ^{238}U, and ^{239}Pu After Bombardment with 14-MeV Neutrons," Nucl. Sci. Eng., 72, pp.35-51 (1979).

(12) L.F. Hansen et al., "Measurement and Calculation of the Neutron Emission Spectra from Materials Used in Fusion-Fission Reactors," UCRL-84291 (1980)

(12') P.S. Spangler, "Fusion Reactor Blanket Experiment," MIT Technical Report 437, AD-619671 (1965)

(13) T. Hiraoka et al., "Integral Neutronics Experiments on a Lithium Metal Assembly," Proc. First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-740402-P2, pp.193-201 (1974)

(14) H. Maekawa and Y. Seki, "Absolute Fission-Rate Distributions in Lithium and Hybrid Fusion Blanket Assemblies, (I) Experimental Method and Results," J. Nucl. Sci. Technol., 14, pp.97-107 (1977)

(14') S. Itoh et al., "Measurements and Calculations of Fast Neutron Spectra in a Graphite-Reflected Lithium Assembly," Proc. Third Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-780508, pp.385-393 (1978)

(14") H. Maekawa et al., "Absolute Fission Rate Distribution in Graphite-Reflected Lithium Oxide Blanket Assembly," J. Nucl. Sci. Technol., 16[5], pp.377-379 (1979)

(15) T. Nakamura et al., "Integral Experiments on Lithium Oxide Spherical Assembly with Graphite Reflector and on Duct Streaming," Proc. Third IAEA Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology, Tokyo, Oct. 5-16, 1981, to be published.

(16) P. Cloth et al., "Studies of the Space Dependent Tritium Production and the Fast Flux Distribution in a Lithium Blanket Experiment," Proc. 8th Symposium on Fusion Technology, Noorduijkerhout, Netherland, (1974) p.777

(17) R. Herzing et al., "Theoretical Investigations of Tritium Production in a Controlled Thermonuclear Reactor Blanket Model," Nucl. Sci. Eng., 60, pp.169-175 (1976)

(18) L.J.M. Kuijpers, "Experimental Model Studies for a Fusion Reactor Blanket," PhD Thesis, Technische Hogeschool, Eindhoven (1976)

(19) R. Herzing et al., "The Tritium Production in a Controlled Thermonuclear Reactor Blanket Model with a Graphite Reflector," Nucl. Sci. Eng., 63, pp.341-343 (1977)

(20) T.K. Basu et al., "Neutron Multiplication Studies in Beryllium for Fusion Reactor Blankets," Nucl. Sci. Eng., 70, pp.309-313 (1979)

(21) F. Kappler et al., "Determination of Neutron Spectra in a Lithium Sphere," Proc. 8th Symposium on Fusion Technology, Noorduikerhout, Netherland (1974) p.363

(22) H. Bachmann et al., "Neutron Spectra and Tritium Production Measurements in a Lithium Sphere to Check Fusion Reactor Blanket Calculations," Nucl. Sci. Eng., 67, pp.74-84 (1978)

(23) A. Takahashi et al., "Some Neutronics Experiments of D-T Fast Neutrons by the Application of the Associated Particle Method," J. Nucl. Sci. Technol., 14, 308 (1977)

(24) J. Yamamoto et al., "Measurements and Calculations of Angular Flux Spectra Emitted from Lithium and Graphite Slabs with D-T Neutron Source," J. Nucl. Sci. Technol., 17, pp.255-268 (1980)

(25) R.T. Santoro et al., "Calculation of Neutron and Gamma-Ray Energy Spectra for Fusion Reactor Shielding Design: Comparison With Experiments," Nucl. Sci. Eng., 78, 259 (1981)

(26) R.T. Santoro et al., "Calculated Neutron and Gamma Ray Energy Spectra from 14-MeV Neutrons Streaming Through an Iron Duct: Comparison with Experiment," ORNL/TM-7878 (1981)

(27) V.M. Novikov et al., "Experimental Study of the Pb and Bi Breeding Zones Effect on the Neutron Parameters of a Molten-Salt Blanket in a Fusion Reactor," Nucl. Instr. Methods, 173, pp.449-452 (1980)

(27) V.M. Novikov et al., "Recovery of the Fast-Neutron Spectrum in a Model for a Liquid-Salt Blanket in a Fusion Reactor," Atomnaya Energiya, Vol. 48, No.5, pp.332-334 (1980)

(29) H. Sekimoto et al., "Measurement and Calculations of the Neutron Spectrum from a Graphite Assembly Bombarded with 14-MeV Neutrons," Bull. Research Lab. Nucl. Reactors, 5, pp.9-17 (1980)

(30) N. Yamamuro et al., "An Experiment of Scalar Neutron Spectrum Measurement for Evaluation of Tritium Production in Fusion Blanket," Bull. Research Lab. Nucl. Reactors, 6, pp.1-9 (1981)

(31) K. Shin et al., "Backscattering of Neutrons and Secondary Gamma-Rays from Aluminum and Lead Slabs for 15-MeV Neutrons," J. Nucl. Sci. Technol., 17[9], pp.668-676 (1980)

(32) K. Kanda and N. Hirakawa, "Cross Section Assessment by Measurement of Time Dependent Neutron Spectrum from Lithium Assemblies," J. Nucl. Sci. Technol., 17[12], pp.888-899 (1980)

(33) T. Iguchi et al., "Neutron Spectra and Tritium Production Measurements in the One Dimensional LiF Slab Geometry as a Fusion Reactor Blanket Benchmark Experiment," Proc. Fourth Topical Meeting on Technology of Controlled Nuclear Fusion, CONF-801011, King of Prussia, pp.387-394 (1980)

(34) L.J. Perkins et al., "Absolute Neutron Spectrum Measurements in a Lithium Fluoride Integral Assembly for Fusion Reactor Data Assessment," Nucl. Sci. Eng., 78, pp.30-43 (1981)

(35) A.E. Profio et al., "Fast Neutron Spectrum in Lithium with a 14-MeV Neutron Source," Nucl. Sci. Eng., 78[2], pp.178-182 (1981)

(36) G. Shani et al., "Neutron Spectrum Measurements in a Graphite Stack Bombarded with 14.7-MeV Neutrons," Trans. Am. Nucl. Soc., 39 (1981) 791

(37) D.L. Jassby et al., "Fusion Blanket Engineering Tests on the TFTR," EPRI Fusion Program Annual Review Extended Abstracts, pp.20-23 (1981)

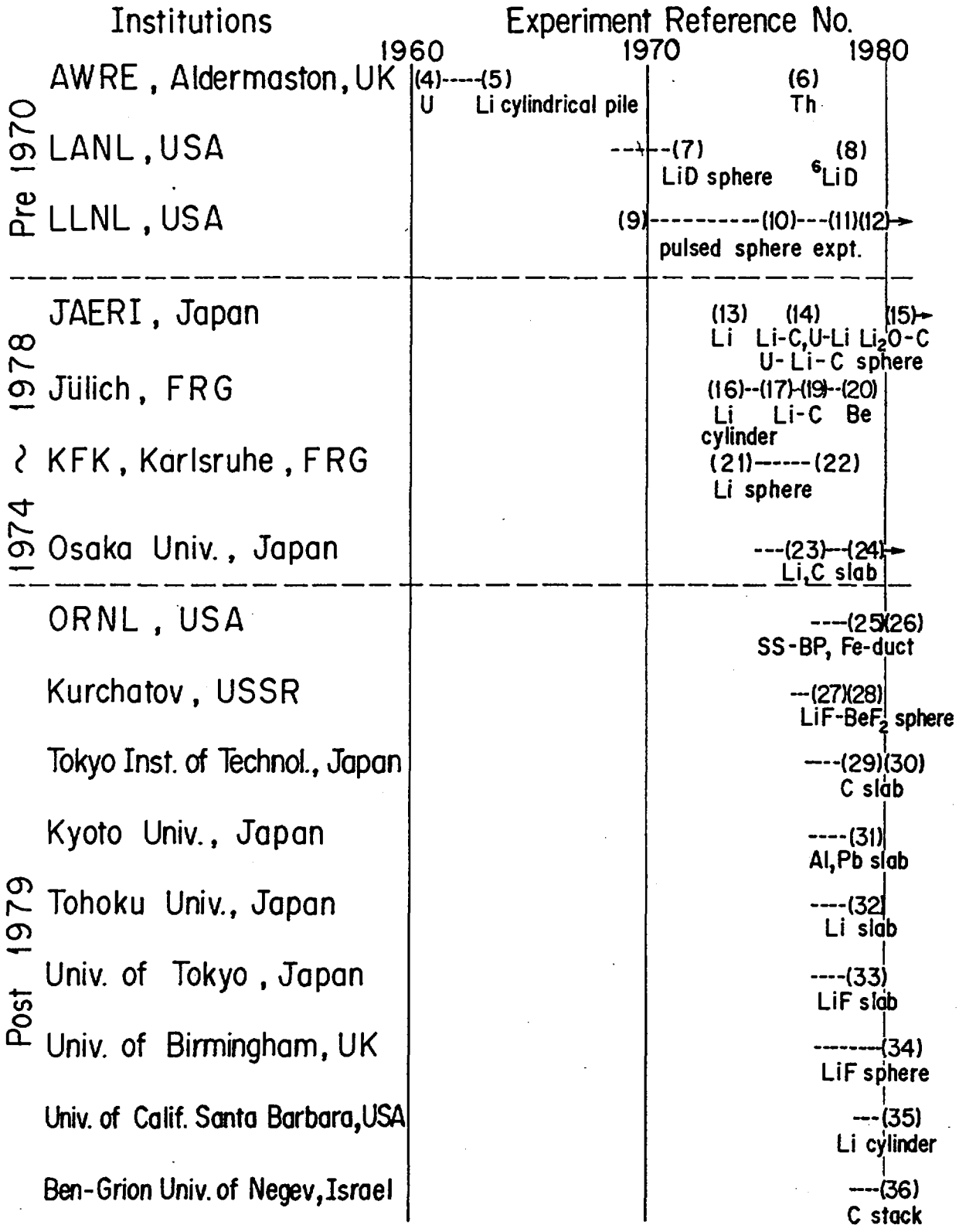


Fig. 1 Fusion Reactor Neutronics Experiments

7.2 FNSによるFirst Blanket Experiment

前川　洋+

最近完成した核融合炉物理用中性子源（FNS）を用いたFirst Blanket Experimentとして，Li_2O－C体系による積分実験を行った。測定項目は①核分裂率分布，②トリチウム生成率分布，③LiFのTLDによるレスポンス分布，④SUS 316の誘導放射能の4つである。これらの結果は計算値と比較した。

First Blanket Experiment by FNS

Hiroshi MAEKAWA+

As the first blanket experiment using the Fusion Neutronics Source (FNS), the integral experiment on a Li_2O-C assembly was carried out. Measured items were as follows: 1) absolute fission-rate distributions, 2) tritium production-rate distributions, 3) response distributions of LiF TLD's, 4) induced activity of SUS316 stainless steel. The measured values were compared with calculated ones.

1. はじめに

56年3月に完成した核融合炉物理用中性子源（FNS）は，慣熟運転，トリチウム除去装置との結合，特性試験を経て，8月に入り初めてトリチウムターゲットが装着された。ターゲット性能テストも順調に進み，続いてFirst Blanket ExperimentとしてLi_2O－C体系による積分実験が開始された。実験体系はPNS－Aで行った一連の実験と関連ずけるため，PNS－Aで最後に実施した[1]と同じ体系が選ばれた。実験項目として，^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np, ^{232}Thの核分裂率分布の他に，設計から特に要望の強いトリチウム生成率分布，放射線発熱に関連した^{6}LiF, ^{7}LiFのTLDのレスポンス分布およびSUS 316の誘導放射能を測定した。以下，それらの結果を解析結果と共に簡単に説明する。

+ 日本原子力研究所，Japan Atomic Energy Research Institute

2. 実験体系と計算モデル

Li_2O-C 体系は酸化リチウムおよび黒鉛ブロックをステンレス製の引出しに入れ，それをステンレス製の格子管集合体に挿入し，全体として球になる様組立てられた。水平断面図を Fig. 1 に示す。使用した Li_2O ブロックは Li_2O 粉末をコールドプレスで形成し，ステンレス缶に封入じたもので，成形体の密度は理論密度の 70% に達している。実効外半径は中心ボイド，酸化リチウム，黒鉛の各領域でそれぞれ 3.3, 22.4, 46.8 cm である。

計算に用いた 1 次元モデルを Fig. 2 に，均質化した各領域の原子密度を Table 1 に示す。

今回の実験では 1 kW の発熱に耐えるよう設計された強制水冷ターゲットアッセンブリーが使用された。80° ビームラインで導びかれた d^+ ビームは，体系の中心に置かれたトリチウムターゲットに当り，14 MeV の中性子を発生する。中性子発生量の算定はターゲットから約 140 cm 離れたビームダクト内に設置した Si 半導体検出器により，T(d, n)^{4}He 反応で発生する α 粒子を検出することにより行った。

3. 核分裂率分布

核分裂率分布の絶対測定はすでに報告した[(1),(2)]と同じ方法により，^{232}Th, ^{238}U, ^{237}Np, ^{235}U の小型核分裂計数管を用いて行った。今回は d^+ ビームに対して 90° 方向の他に，0° 方向についてもトラバースした。^{235}U と ^{238}U の結果を計算結果と共に Fig. 3 に示す。

ANISN による計算は ENDF/B-Ⅳ から NJOY コードにより処理した 100 群の断面積セットを用いて P_5 - S_{16} 近似で行った。PALLAS-TS[(5)]は最近開発された直接積分法による輸送計算コードで，DDX のデータから求めた群遷移カーネルを用いている。この計算に用いた断面積セットは同じく ENDF/B-Ⅳ から PROF-GROUCH-GⅡ′ で処理した 118 群のものである。現状では ANISN と PALLAS-TS との計算結果の間には大きな差はない。

FNS による実験結果は PNS-A による結果と誤差の範囲で一致している。^{235}U の結果には若干の差がみられるが，ターゲットの構造による差と予想される。PNS-A のターゲットアッセンブリーは空冷型の比較的簡単な構造であった。0° 方向と 90° 方向の差は中心付近を除いて無視できる程度であった。

4. トリチウム生成率分布

トリチウム生成率分布は炉設計側から強く，その測定が要求されており，原研においてもブランケット実験開始当時からその測定を目指していた。しかし，PNS-A の中性子源では中性子発生量が少く，FNS の完成でようやく測定が可能となったものである。次の 4 つの方法で測定を試みた。

i) Li_2CO_3 ペレットと液体シンチレータ

ii) Li_2O ペレットと液体シンチレータ

iii) LiFのTLDの自己照射法[6]

iv) Li_2OペレットをラジュータとしたSSTD

ii)とiv)は今回初めて試みるものであり，測定法の確立が目標である。iii)は6年前にその測定法が発表されたが，ブランケット実験で実際に応用するのは今回が初めてであり，57年度の年会で発表が予定されている。

ここではすでに確立した方法であり，結果のでているi)のLi_2CO_3ペレットによる測定について述べる。使用したペレットは天然組成のLi_2CO_3粉末をバインダーを用いて圧縮成形したもので，大きさ10φ×5，重量約0.7g，密度約1.78g/cm^3（84.4％T.D.）である。d^+ビームに対して0°方向に配置した実験孔付きのLi_2Oブロック（16.6×16.6の実験孔は0°方向に直角に置いた）の4ケ所の実験孔にペレットを各3ケ入れ，照射した。照射中の総中性子発生量は4.26×10^{15}であった。照射したペレットはR. Dierckxの開発した方法[7]に従って処理し，液体シンチレータにより生成したTを測定した。

測定結果を前述のANISNによる計算結果と共にFig. 4に示す。15.5と20.6cmでは良く一致しているものの，中心付近では計算が過大評価となっている。これはターゲットアッセンブリー等の構造体の効果を考慮したとしても^{7}Li(n,n',α)T反応の断面積が大きすぎるためと予想される。このことをより明らかにするため，^{6}Liと^{7}Liを濃縮したペレットによる測定を計画している。

5. LiFのTLDによるレスポンス分布

ホットプレス型の^{6}LiF, ^{7}LiF（1×1×6mm^3）を体系内に設置し，そのレスポンスを測定した。TLDは^{60}Co線源で較正してあり，測定値は源中性子1個当りに規格化してある。TLDはγ線だけでなく中性子にも反応するため，中性子束とγ線束に関連した積分量が得られ，従って，放射線発熱に関連した量を測定していることになる。測定値に対応したレスポンスの計算値R(r)は次の式で与えられる。

$$R(r)=\int_0^\infty R_n(E)\cdot\phi_n(r,E)\,dE+\int_0^\infty R_\gamma(E)\cdot\phi_\gamma(r,E)\,dE$$

ここで，R_n，R_γ：中性子およびγ線に対するレスポンス関数

ϕ_n，ϕ_γ：中性子束およびγ線束

である。　　：

ϕ_nとϕ_γはGICX40[8]の断面積セットを用いANISNコードで計算した。R_nとR_γは古田らの結果[9),10)]を用いてレスポンス分布を計算した。測定結果を計算結果と共にFig. 5に示す。実験と計算の間には大きな不一致がみられる。以前行ったLi－C体系でも同様の傾向がみられており[11)]，今後の検討が必要である。

6. SUS 316 の誘導放射能

核融合炉における誘導放射能の研究はγ線による発熱，保守・点検等の作業時の被曝線量，長寿命放射性廃棄物などの評価を目的としている。しかし，これらに関した実験は強力な中性子源がなかったため，皆無であった。

FNS の完成に伴ない，炉設計用として開発された，線量評価コードシステム THIDA[12] の妥当性を評価することを目的として，Li_2O－C 体系中に SUS 316 のステンレスサンプルを置き，その誘導放射能を測定した。

SUS 316 のサンプル（10φ×2）をLi_2O－C体系の中心から5.3 cmの所に置き，中性子発生率約10^{11} n/s で4時間照射した。サンプルからの誘導放射能は照射後 15 時間および3日後，60cc の Ge(Li) 半導体検出器で測定した。SUS 316における対象核種は Fe, Ni, Cr, Mo, Mn である。

THIDA コードではまず，中性子スペクトルを GICX 40 と ANISN で計算し，その結果を ENDF/B－Ⅳを主として編集した放射化断面積ファイルを用いて処理し，放射化量を計算する。更に，Table of Isotopes seventh edition[13]データから作成したγ線放射データファイルにより，測定時におけるγ線のエネルギーと強度を計算する。計算で評価するγ線のエネルギーは3 keV ～3 MeV を 81 群となっているが，今回はそのうち 30 keV ～ 3 MeV の 54 群である。

照射後 15 時間の測定結果を計算値と共に Fig. 6 に示す。実験と計算は 17 群（810 ～ 900 keV）で規格化してある。両者の比較から次のことが判明した。

① ^{57}Ni のγ線のエネルギー 1377.6 keV を 377.6 keV としていた。これは単純なミスである。

② 1.4 ～ 1.5 MeV，0.66～ 0.73 MeV，0.25 ～ 0.27 MeV は実験では検出されていない。（検出されない程度に弱い。）

この原因は ^{94}Mo (n, 2n) ^{93m}Mo の反応を計算において過大評価しているためである。14.8 MeV に対するこの反応の断面積は THIDA では W.E.Alley らの結果[14] 0.58 b が採用されているが，Yu. P. Gangrku ら[15] の結果は 15.1 MeV で 8.5 mb であり，藤野ら（九大）[16] の結果は 14.6 MeV で 2.4 mb であり大きく異なっている。

③ 3.37 MeV のγ線が検出されており，計算における群を 3 MeV 以上に拡張する必要がある。

なお，検出器の感度の関係で 100 keV 以下のγ線は測定されていない。

今後のこの種の実験や新しい核データによって，放射化断面積ファイルやγ線データファイルの精度向上が必要であるとしても，THIDAコード自身は妥当であることが今回の実験で明らかとなった。今後は絶対値で測定できるようにするとともに，サンプルの種類を増して実験をすすめる予定である。

7. まとめ

PNS－A によるブランケット実験を48年に開始してから，我々はすぐに，本格的な核融合炉のニュートロニクスの研究をする必要な中性子源として FNS の建設を計画した。52年にその計画が認められて以来，その建設に精力をさいた関係で，ブランケット実験を約2年間実施することができなかった。今回完成した強力な中性子源である FNS により，核融合炉の炉物理・遮蔽の研究が飛躍的に発展するものと期待される。

FNS を用いた First Blanket Experiment の結果は今秋開催された IAEA の Workshop[17] で発表されており，それを基にFNSグループの協力によりこの原稿が作成された。Li_2O－C 体系によるブランケット実験の他に，建家の特性試験として迷路実験や遮蔽効果実験が実施されたが，又の機会にそれらを発表したい。

参考文献

1) Maekawa, H., et al.: J. Nucl. Sci. Technol. 16, 377 (1979)
2) Maekawa, H., Seki, Y.: ibid., 14, 97 (1977)
3) Engle, W.W., Jr.: A User's manual for ANISN, K-1693, (1967), Oak Ridge Gaseous Diffusion Plants
4) MacFarlane, R.E., et al.: NJOY, A comprehensive ENDF/B processing system, ORNL/RSIC-41, (1978)
5) 鈴木友雄 他 ： 核融合炉物理用一次元中性子輸送コード PALLAS－TS，JAERI－M 9492 (1981)
6) 前川 洋 ： 熱蛍光線量計によるトリチウム生成率分布の測定法，JAERI－M 6055 (1975)
7) Dierckx, R.: Nucl. Inst. Meth. 107, 397 (1973)
8) Seki, Y., Iida, H.: Coupled 42-Group Neutron and 21-Group Gamma-ray Cross Section Sets for Fusion Reactor Calculations, JAERI-M 8818 (1980)
9) Furuta, Y., Tanaka, S.: Nucl. Inst. Meth. 104, 36 (1972)
10) idem: The Relation Between Light Conversion Efficiency and Stopping Power of Charged Particles in Thermoluminescence Dosimeter, International Symposium on Radiation Physics, Calculata (1974)
11) Maekawa, H., et al.: Response Distributions of ^{6}LiF and ^{7}LiF TLD in Spherical Lithium Blanket Assemblies, JAERI-M 6811; NEACRP-L-165 (1976)
12) 飯田浩正，五十嵐正仁 ： THIDA――核融合装置線量率計算システム――，JAERI－M 8019 (1978)
13) Lederer, C.M., et al.: Table of Isotopes Seventh Edition, (1978)

14) Alley, W.E., Lessler, R.M.: Neutron Activation Cross Sections Measured and Semiempirical, Nuclear Data Tables 11, 8-9 (1973)

15) Gangrskii, Yu. P., Kharisov, I.F.: Soviet J. Nucl. Phy. 12 611 (1971)

16) 藤野吉隆 : 私信

17) Nakamura, T., et al.: Integral Experiments on Lithium Oxide Spherical Assembly with Graphite Reflector and on Duct Streaming, Third IAEA Technical Committee Meeting and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology, Tokyo, Oct. 5-16, 1981

Table I Nuclide Densities of Each Region in Li_2O-C Assembly

Nuclide	Nuclide density (10^{24} atoms/cm^3)			
	Void	Li_2O	Graphite	Lattice
^6Li		$3.3547\ 10^{-3}$		
^7Li		$4.1857\ 10^{-2}$		
O		$2.2606\ 10^{-2}$		
C			$7.3445\ 10^{-2}$	
Cr	$1.827\ 10^{-3}$	$2.011\ 10^{-3}$	$1.827\ 10^{-3}$	$1.224\ 10^{-3}$
Ni	$7.964\ 10^{-4}$	$8.781\ 10^{-4}$	$7.964\ 10^{-4}$	$5.336\ 10^{-4}$
Fe	$6.652\ 10^{-3}$	$7.346\ 10^{-3}$	$6.652\ 10^{-3}$	$4.457\ 10^{-3}$

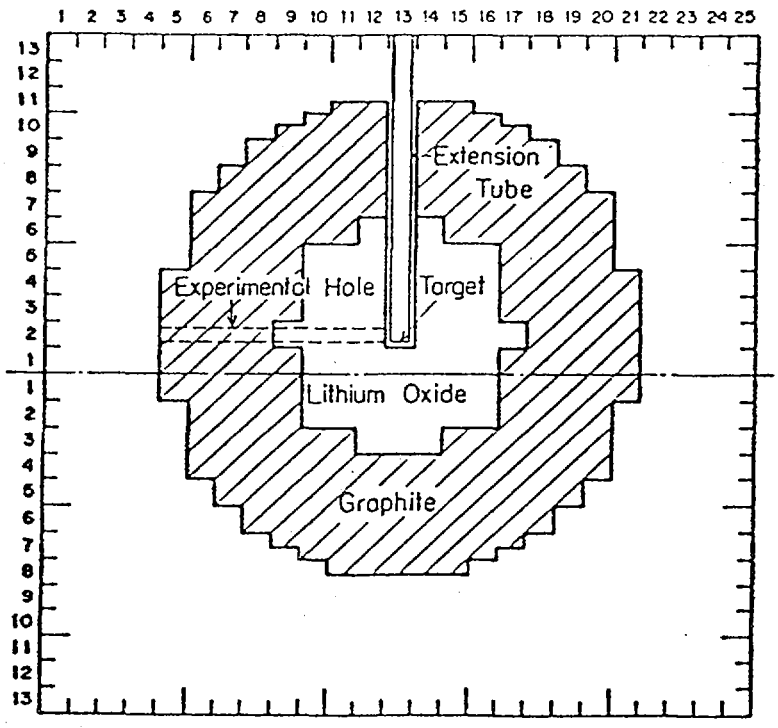


Fig. 1 Horizontal Section Across the Center of Li_2O-C Assembly

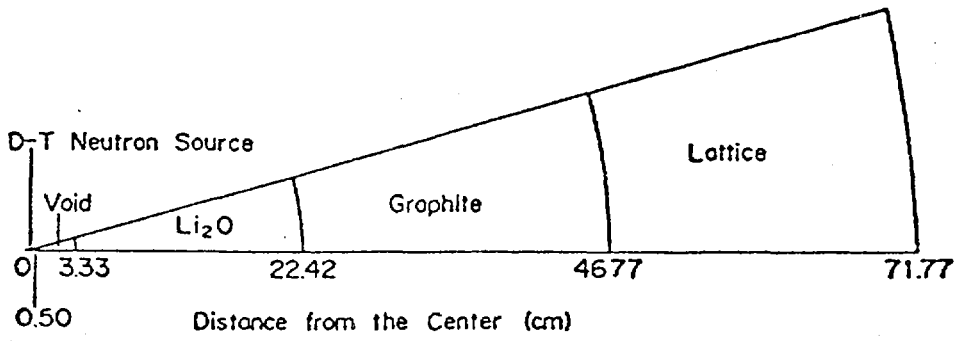


Fig. 2 Calculational Model of Li_2O-C Assembly

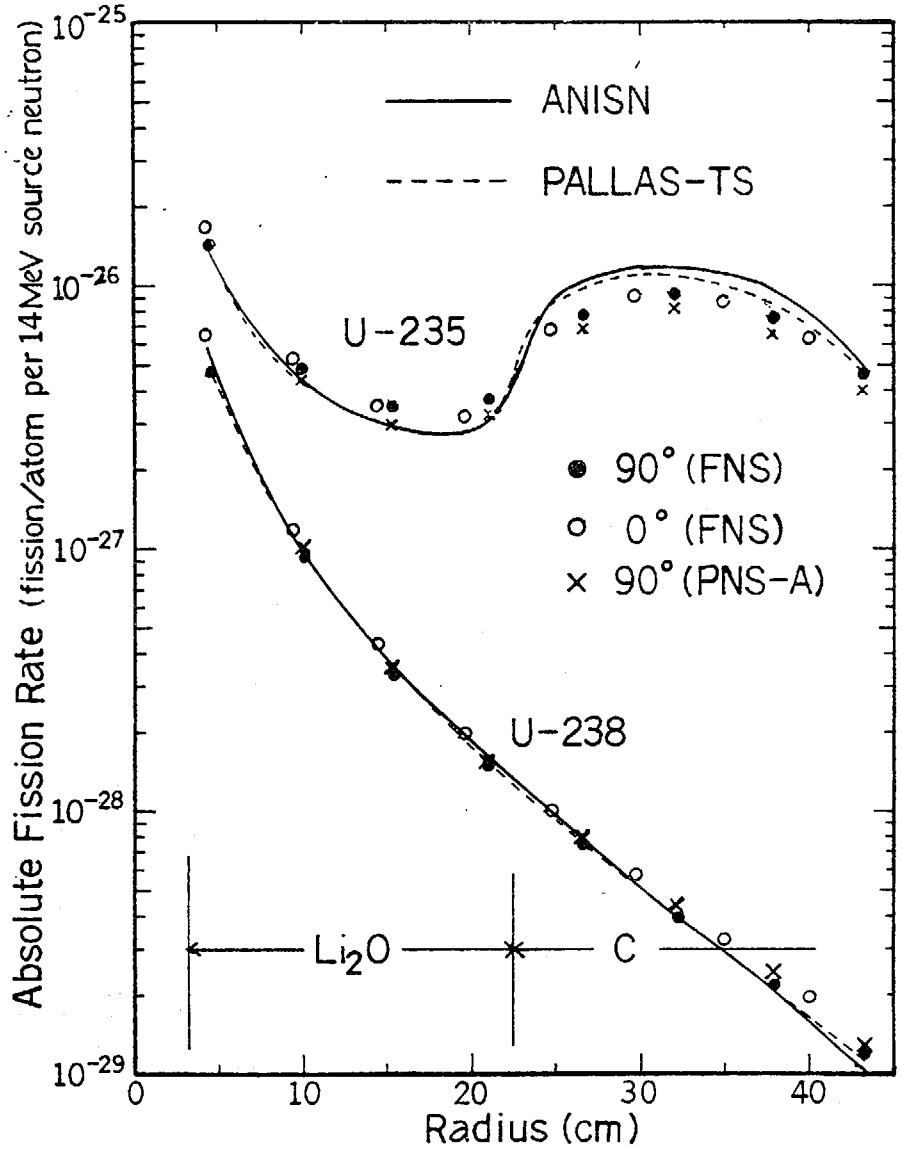


Fig. 3 Absolute Fission-Rate Distributions in Li_2O-C Assembly

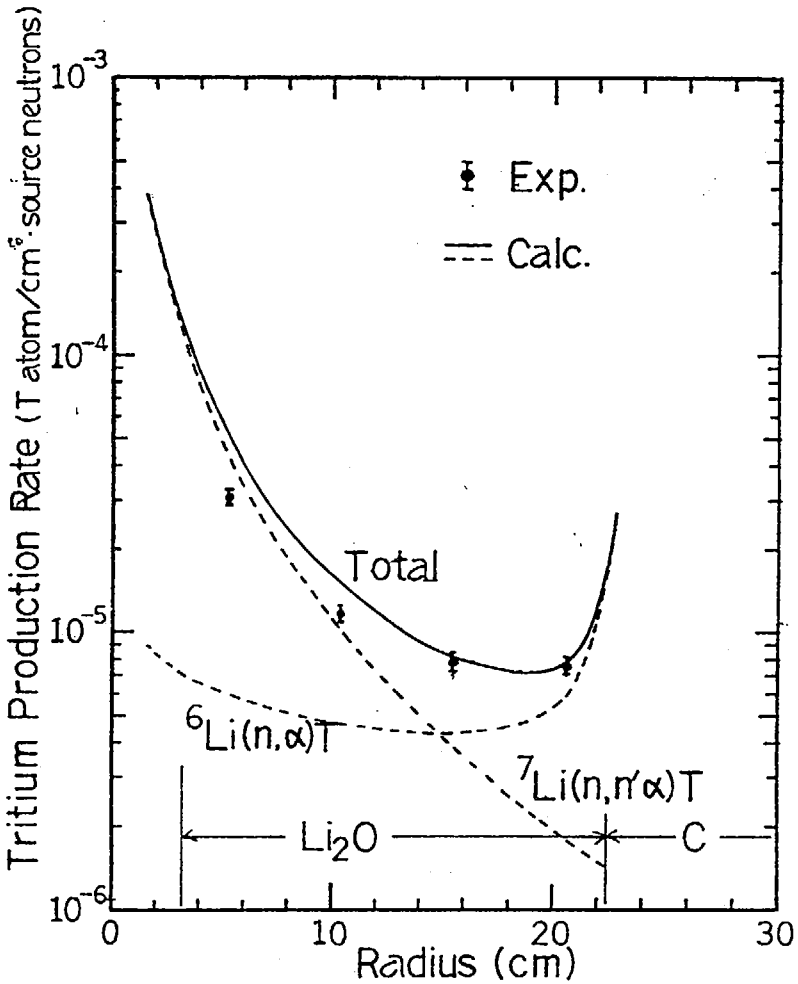


Fig. 4 Tritium Production Rate Distribution in Li_2O-C Assembly

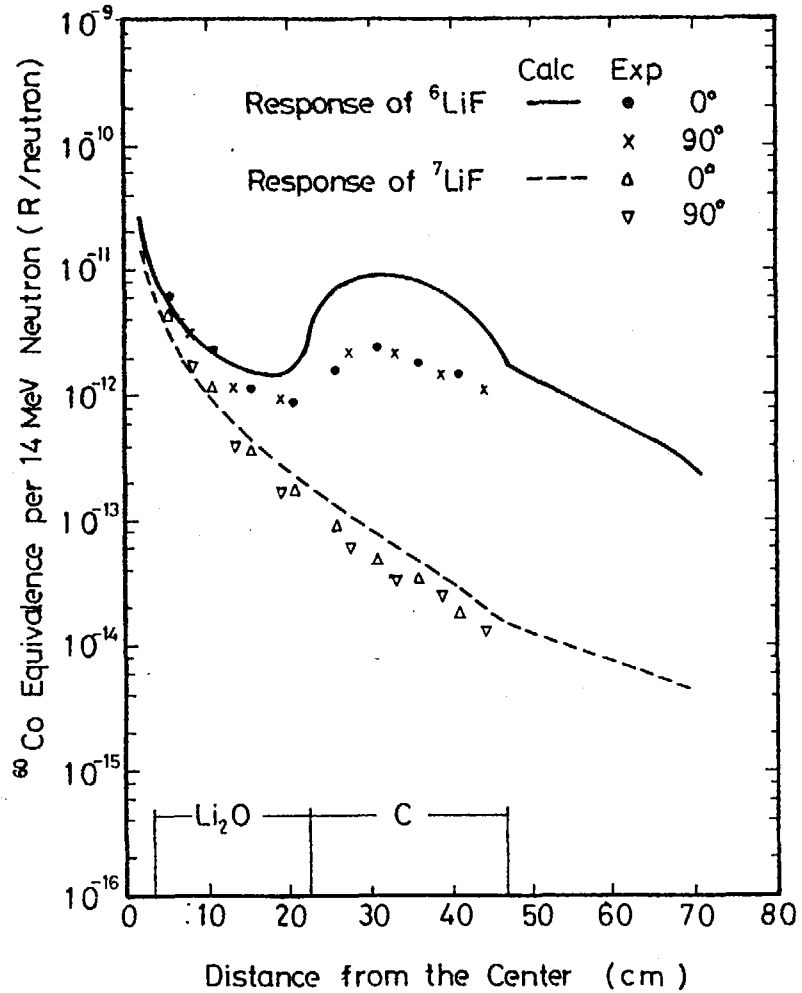


Fig. 5 Response Distributions of ^{6}LiF and ^{7}LiF TLD's in Li_2O-C Assembly

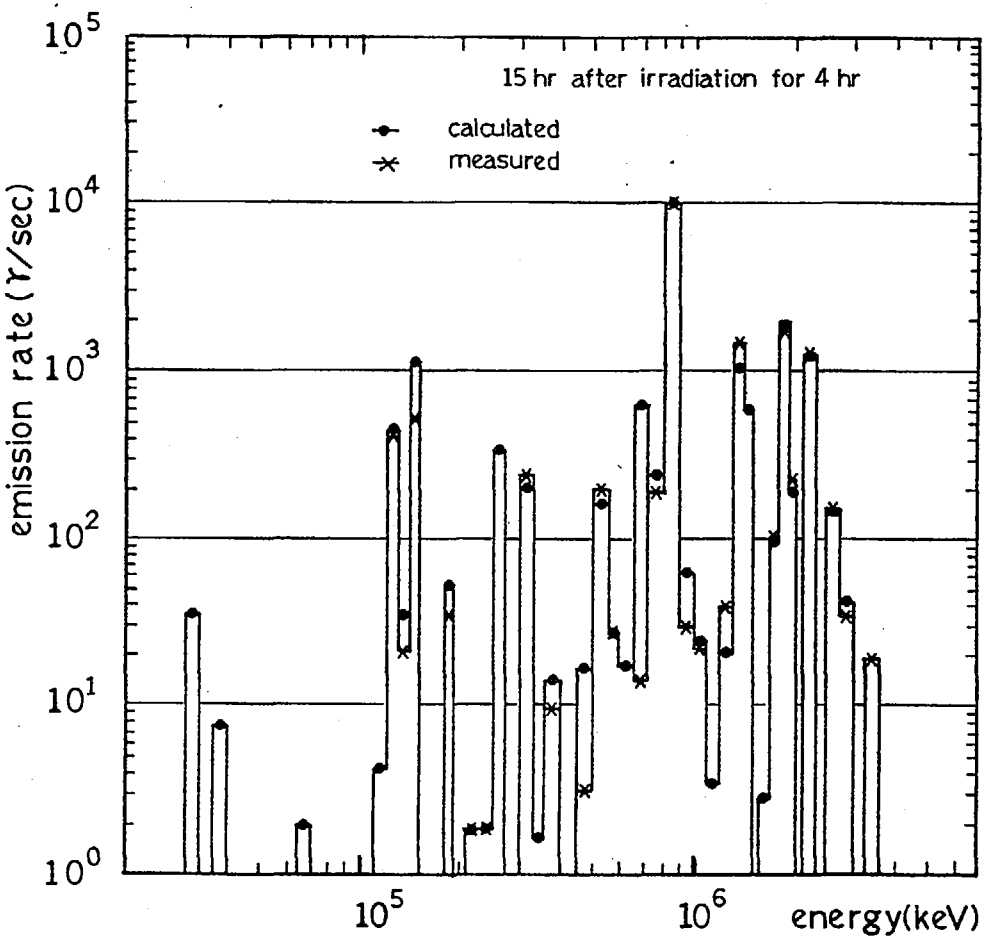


Fig. 6 Comparison of Gamma-ray Emission Rates Between the Measured and the Calculated Values

討　論

Q：飯島俊吾（NAIG）

γ線ドースの計算と測定が合わないとのことだが，^{6}Li detector の場合は，neutron に対するレスポンスが大部分とのことなので，γ線の評価が悪いということにはならないのではないか。又，^{235}U(n, f) の分布は良く（～20％以内）一致しているので，中性子束分布の予測は良いということであろう。^{6}Li detector の中性子に対する response function が良くないということにならないか。

A：前川　洋（原研）

指摘の通り，TLDの中性子に対する response function に問題があると予想しており，再検討する予定である。以前に行った Li 体系では中性子，γ線共，Li－C 体系ではγ線に対して良く合っていたことを考慮すると，多分 1 MeV 以下の レスポンスの値が不適当と考えられる。なお，今回の Li_2O－C 体系でのは一部の実験で中性子モニタが不調の時があったので，γ線についても合わないのはこのせいではないかと若干の恐れをいだいている。

Q：川合将義（NAIG）

^{235}U の C 中の過小評価は，NJOY で処理された ^{235}U の共鳴断面積について self－shielding effect が考慮されていないためではないか。

A：関　　泰（原研）

NJOY では，非共鳴核種のポテンシャル散乱断面積 σ_p の入力値によって self－shielding effect を考慮できる。この計算では天然ウランの組成に対応する値 σ_p = 900 barm を用いている。

7.3 オクタビアンにおけるDDX測定による二次中性子データの検証

高橋亮人*，山本淳治*

大阪大学強力14 MeV中性子工学実験装置（オクタビアン）を用いて行われている二重微分断面積の測定とそれによるENDF/B-Ⅳ，Ⅴの二次中性子データの検証に関する仕事の予備的結果を報告した。^{12}Cの実験データとENDF/B-Ⅴデータとの比較に重点を置き，天然リチウムのデータについても付加的に紹介した。

Assessment of Secondary Neutron Data by the Measurement of Double Differential Emission Cross Sections

Akito TAKAHASHI* and Junji YAMAMOTO*

Preliminary results of double differential neutron emission cross section measurement at OKTAVIAN facility to assess ENDF/B-IV & V data is presented. Comparison of experimental and calculated data is stressed for ^{12}C, and mentioned additionally for natural lithium.

1. はじめに

D-T炉ニュートロニクスで輸送計算する場合に二次中性子分布（散乱カーネル）を二重微分断面積（DDXと略称）型で与えるのが精度があがる方法である。[1),2)] また非弾性散乱や（n，2n）反応の二次中性子の非等方性やエネルギー分布を正確に取り扱うことも，主要反応率分布を精度良く予見する上で必要である。[3)] しかし，二重微分型のデータはENDF/B等の評価済データファイルでも殆んど与えられていないので，実験データのリクエストが最近のWRENDA[4)]でも多くの核種についてあがっている。

ここでは，最近オクタビアン加速器を用いてはじめられた，中性子放出二重微分断面積測定の結果の一部（^{12}C，天然リチウム）を紹介する。この実験は，源中性子エネルギーがおよそ14.8 MeVから13.5 MeVまで散乱角により異っている ので，正確には単色入射中性子に対するエネルギー・角度分布を与えるものではない。また，ここで計算値として比較を行うENDF/B-Ⅳ，Ⅴのデータは，単微分型（$\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}$ または $\frac{\partial\sigma}{\partial E}$）の形のみで与えられているので，処理コードにより二重微分型（$\frac{\partial^2\sigma}{\partial\mu\partial E}$）に直して比較している。このように，DDXを斜めにスライスし

* 大阪大学工学部，Faculty of Engineering, Osaka University.

ての，実験による核データの検証を手段としているけれども，D－T炉で最も重要な14 MeV領域の中性子反応による二次中性子データが検証されていることを強調したい。

2. DDXの測定

オクタビアンでは，現在までに，半値巾1.5 ns以下・ピークD^+電流16 mAのD^+イオンを250 kVに加速して10 Ci のTiT ターゲットにあてて，D－T中性子パルスを発生させる性能が達成された。この比較的高強度のD－T中性子パルスを利用することにより，比較的長い中性子飛行距離（8.5～9 m）と固定したTOFステーションを用いて，測定のエネルギーと角度の分解能を出来るだけ高める試みがなされた。そのため，散乱体としてはリング状サンプルが採用された。

実験配置図をFig. 1 に示す。T－ターゲットと試料リング中心の距離をビームラインに添って変えることにより散乱角を選ぶため，散乱角度により入射中性子エネルギーが14.8 MeV(0°)～13.5 MeV（180°）くらい変ること，および源D－T中性子の発生量に角度依存性がありその影響が出るのが欠点である。入射エネルギーの角度分布は，鉛の散乱体リングによる弾性散乱ピークのエネルギー位置から得られる測定値を用いて，後ほど計算直（ENDF/Bデータ）と比較する際に考慮されている。D－T 中性子発生量の角度分布は，Al（n,α）反応率の角度分布測定値を用いてTOF データをDDX になおす際に補正されている。

中性子検出器は，NE 213の5″ϕ×2″ 長のもので，n－γ 波形弁別によりγ線バックグランドをおさえている。エネルギー依存の相対効率は，6～14 MeV をポリエチレンリングを用いたTOF実験による水素の（n, n）散乱ピークの測定により，0.5～8 MeV を$^{252}C_f$ によるTOF実験により一連の測定ごとに測定している。更に詳しい実験条件については，東大炉TOF委員会報告[6]にのべられている。

予備実験結果として今回示す^{12}C，天然リチウムのデータは太め（4 cmϕ，0.4 mfϕ：^{12}C，5×5 cm^2，0.34mfp：リチウム）のサンプルを用いているため，多重散乱の影響が考えられる。多重散乱補正は，a）入射中性子の試料内での減衰，b）一回散乱中性子の試料による自己遮蔽，c）二回以上の散乱をした中性子の検出確率，について行われなければならない。しかし今回は，予備実験であるので，最前方散乱角の実験データの弾性散乱ピークの積分値をENDF/B－Ⅳの$\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_{el.}}$ に規格化することとした。 このことにより，項目 a）とb）に対する補正が実質的に粗くなされていると思われる。

3. ENDF／Ⅳ，Ⅴからの DDXの作成

輸送計算コードシステムNITRAN[3]のDDX作成モジュール（DDXSコード）を用いて，135エネルギー群・64角度点のDDXデータが作成された。計算方法の詳細は文献3）にのべられている。

^{12}Cの DDXデータは，ENDF/B－Ⅳを用いたものでは；弾性散乱と第一レベル（4.43 MeV）非弾性散乱については$\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}_c$（C－系角度分布）のデータとカイネマティックスを用いて

L－系非等方の処理がなされている。continuum 非弾性散乱については，実験室系等方として扱われている。ENDF/B－V を用いたものでは；弾性散乱，4.439，7.653，9.638，10.30と10.84 MeV の実レベル，及び11.25から14.75 MeVまで0.5 MeVおきに与えられた仮想レベルについて，計13種の $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_c}$ データを用いて DDX が作成された。

天然リチウムのDDX データは，ENDF/B－Ⅳ から作成され，^{7}Li については，弾性散乱，第一レベル非弾性散乱（C－系等方）がカイネマティックスを用いて，$\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_c}$ データからDDX へと変換され，continuum 非弾性散乱と（n, 2n）はエネルギー分布データのみが与えられているのでL－系等方扱いとした。^{6}Li については，弾性散乱のみがC－系非等方で他はすべて等方とするENDF/B－Ⅳ の扱いに従っている。

このようにして再成した DDX 計算値を実験と比較するため，計算データに更にエネルギーと角度の分解能補正を行い，実験の散乱角に対応する入射エネルギー点での DDX を算出している。

4. 実験と計算の比較

4.1 炭素

実験室系散乱角（θ_L）で 18° から144°まで6点の測定値のうち，18°，51°，114° の三点についてのDDX をENDF/B－Ⅳ，V から合成したDDX と比較して，Fig. 2－a), b), c) に示す。弾性散乱と4.43 MeV レベル非弾性散乱以外を continuum（L－系等方）として扱っているENDF/B－Ⅳ のデータが，その“continuum”領域で実験を再現できないのは明らかである。しかし，仮想レベルも含めて非弾性散乱をすべて離散レベル扱いとしたENDF/B－V のデータ（破線）も，第4レベル以上の領域（図で4 MeV以下のスペクトルに対応）では，前方で実験を大きく過大評価し，後方で過小評価しているようにみえる。実験は ENDF/B－ⅣとVの中間的振舞いをしているようである。

論点をはっきりさせるため，実験の離散レベル散乱ピークを夫々積分して，弾性散乱，4.439，7.635，9.638 MeV レベルについて角度分布（$\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_c}$）の形にまとめたものをFig. 3－a), b), c), d) に示す。弾性散乱については，51°を除いてかなり良い一致が得られている。Fig. 3 で実績は，14.8 MeV 単色中性子の $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_L}$ を比較のため書き加えてある。4.439 MeV レベルについては，144°を除き，実験値は20～50％程度はENDF/B－Ⅳ，V の評価値より大きくなっていて，積分値（レベル断面積σ）でも25％ ほど大きい。次に大きなレベル非弾性散乱に，第三レベル（9.638 MeV）を励起するもの（(n, n′3α)）があるが，Fig. 3－d) に示すように実験とENDF/B－Vデータとの一致は非常に良い。第二レベル（7.635 MeV）散乱は，前方以外は小さな断面積である。前方を除き実験と計算の一致は良いとは言えないが，このあたりの実験値には多重散乱（特に2回以降散乱中性子検出によるバックグランド）成分が混入している可能性が強い。第4レベル以上の領域の実験値についても同様な可能性が考えられるので，0.2 mfp 程度の太さ散乱体で再実験している。また，多重散乱補正も行って結論を下したい。

実験で第一レベル断面積が25％程度大きく出た結果，第4レベル以上の領域では，実験と比してENDF/B－V の微分断面積がそれだけ上る（全非弾性散乱断面積を保存すれば）ことになる。B－Vの仮想レベルの扱いは，この辺の事情を考慮して，その妥当性をみるべきであろう。

4.2　天然リチウム

実験は，かなり大型のサンプルを用いて行った分解能の悪いものであり再実験を考えているが，定性的結果をのべるために2例のDDXをFig. 5-a), b) に示した。これらの図から明らかなことは，^{7}Li (n, n′α) が殆んど離散レベル的散乱として起っていることであり，ENDF/B-Ⅳの扱い（第一レベル，0.748 MeV→(n, n′γ)以外は continuum としている）が当を得ていないことである。実験では，第二レベル（4.63 MeV）断面積が大きいことが示されている。これは，^{7}Li (n, n′α) T反応断面積の大半を占めているし，高位レベルでもB-Ⅳの扱いでは実験を再現できないので，^{12}CのB-Vデータのように高位までの離散レベル扱いをする必要のあることがわかる。また，(n, 2n) 反応（この実験では測れていない……検出器バイアスのため）もあるのでDDX型のデータを導入する必要があるであろう。

5. おわりに

以上，D-T炉ニュートロニクスで重要な炭素とリチウムについてのDDX測定の予備的結果についてのべた。これらの実験の高精度化を含めて，さらに酸素・アルミ・銅・鉛等についてDDX測定が行われたり，行われようとしている。さらにD-T炉データとして必要な核種についてDDXを測定すべく多数のサンプルが準備されている。一方，積分実験としてのスペクトル測定（バルク体系からの角度依存スペクトル）もかなり多く行われている。これらの紹介は別の機会にゆずりたい。

6. 謝　辞

この報告は，文部省科研費・エネルギー特別研究（核融合）の補助を受けて，阪大工・任田研究室ニュートロニクスグループ（高橋，山本，村上統一，大島浩一郎，藤本幸生，小田英紀）が行った研究を，高橋が代表して報告したものである。任田健二教授の支援並びに，ENDF/B-Vデータを提供いただいた原研核データセンター（浅見哲夫，菊池康之，成田孟）の諸氏の御好意に感謝します。

参考文献

(1) 高橋亮人；日本原子力学会誌，**21**，903 (1979)
(2) LORENZ, A., MUIR, D.W.：INDC (NDS)-101/LF, (1979)
(3) TAKAHASHI, A., RUSCH, D.：KfK 2832/Ⅰ, Ⅱ (1979)
(4) DAYDAY, N.：WRENDA 81/82, INDC (SEC)-78/URSF, (1981)
(5) 高橋亮人，他：原子力学会分科会，A 10 (1981)
(6) 昭和56年度 TOF 短期研究会報告書（1981年9月28日，於東大原施）UTNL-R-0122

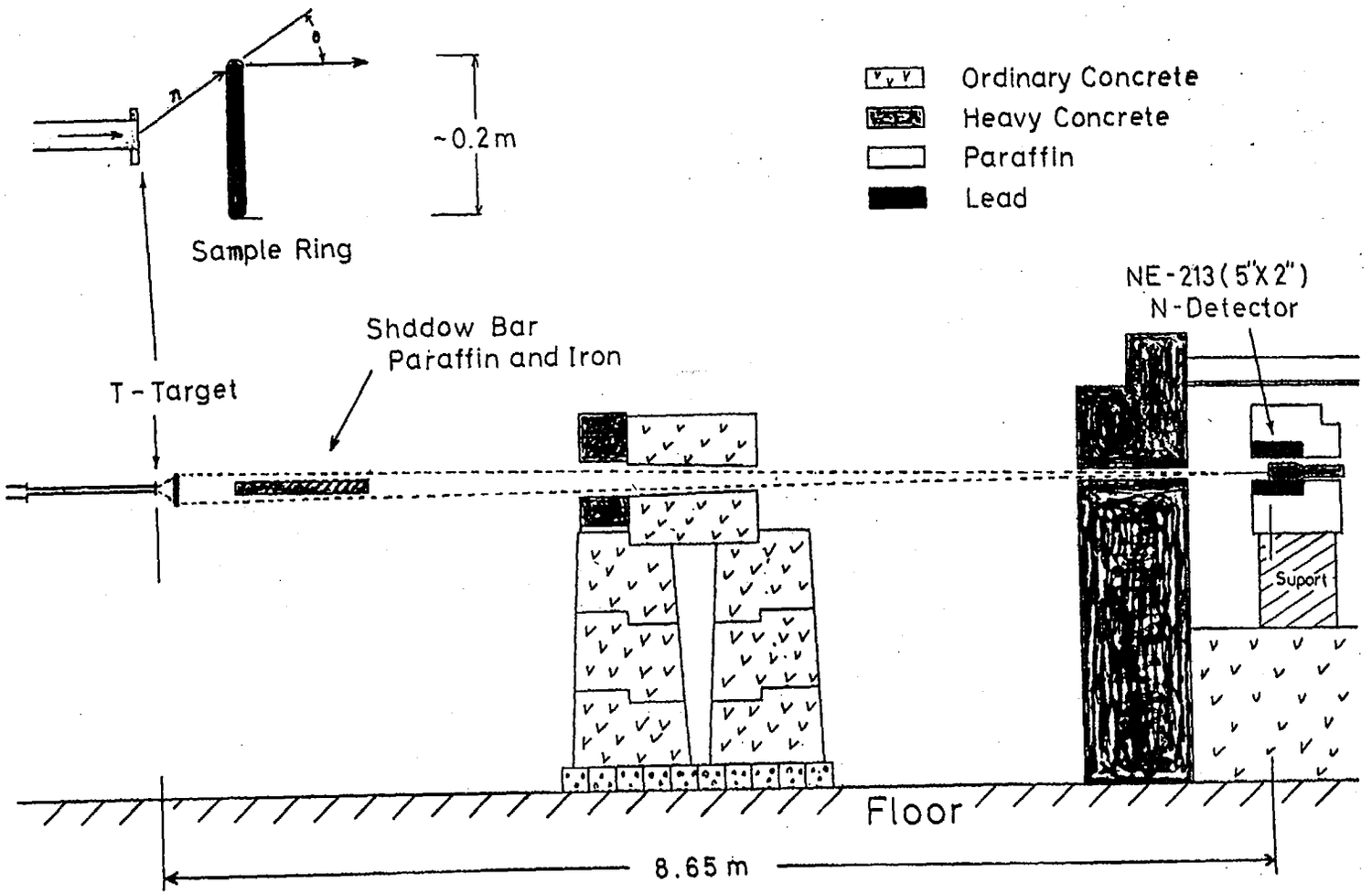


Fig. 1　TOF実験配置図

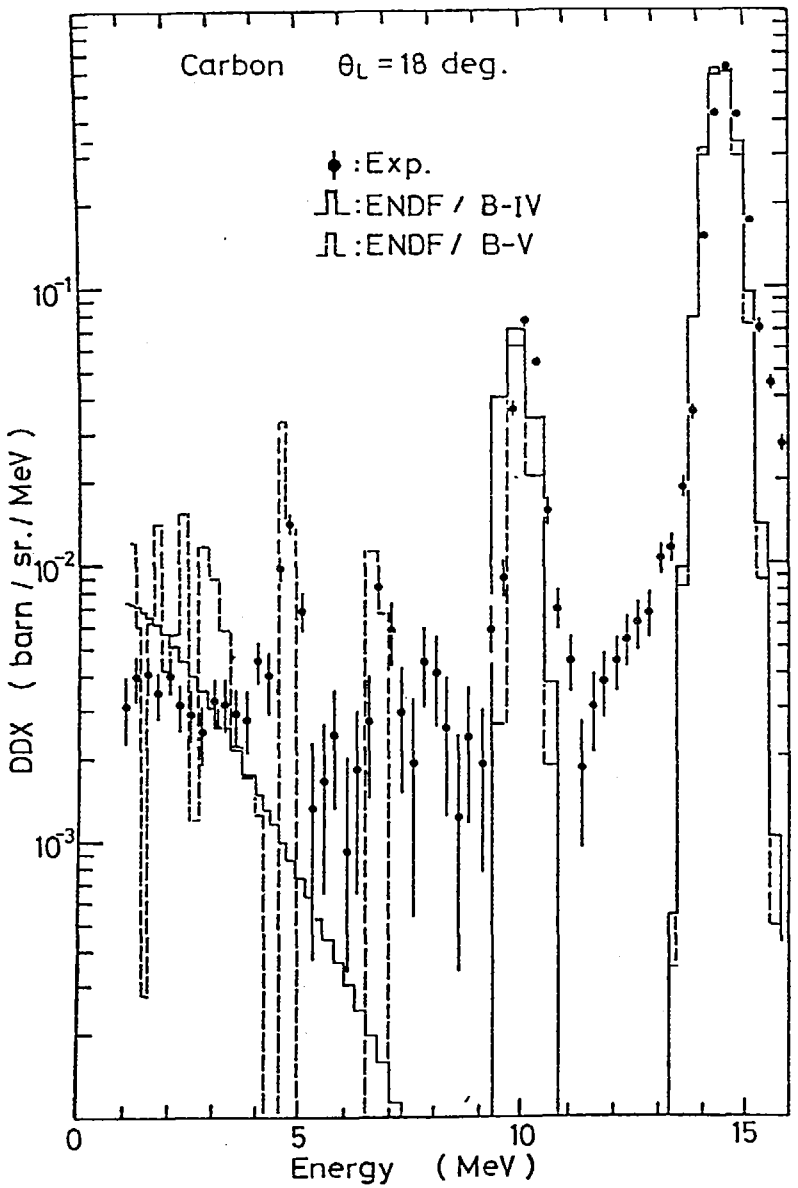


Fig. 2－a)　炭素のDDX，$\theta_L = 18°$

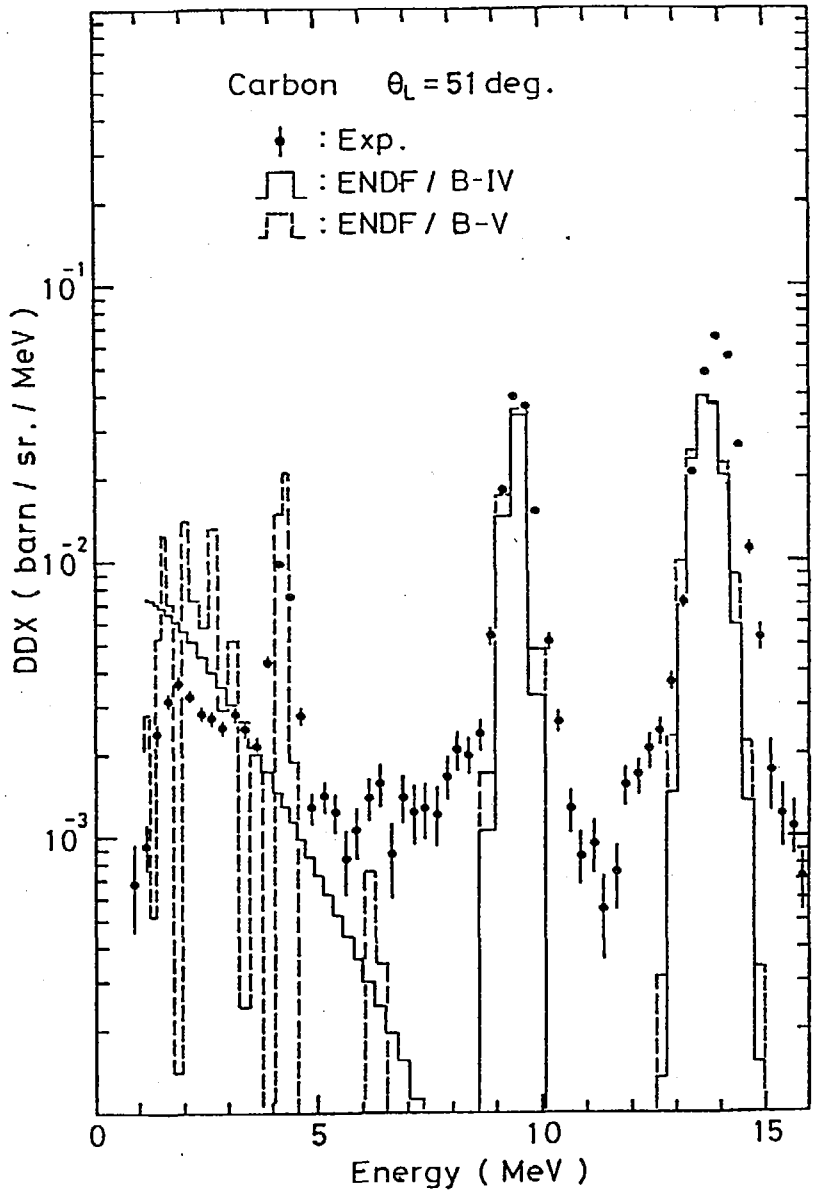


Fig. 2－b)　炭素のDDX，$\theta_L = 51°$

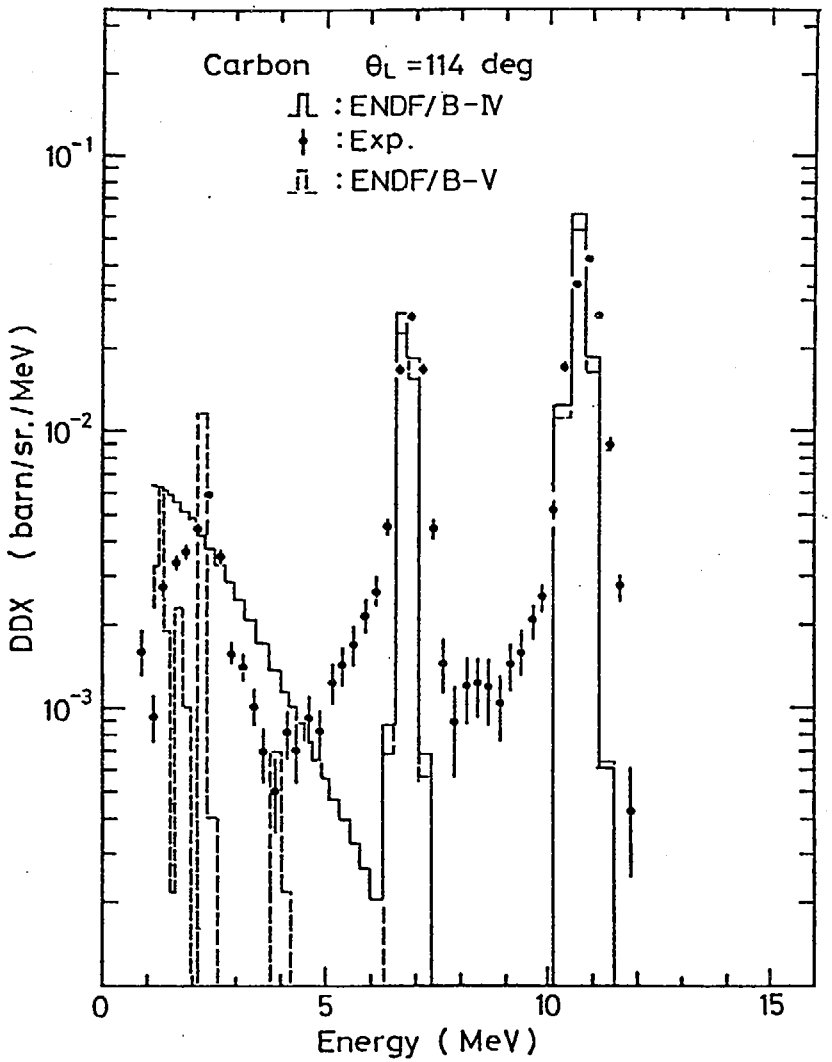


Fig. 2－c)　炭素のDDX，$\theta_L = 114°$

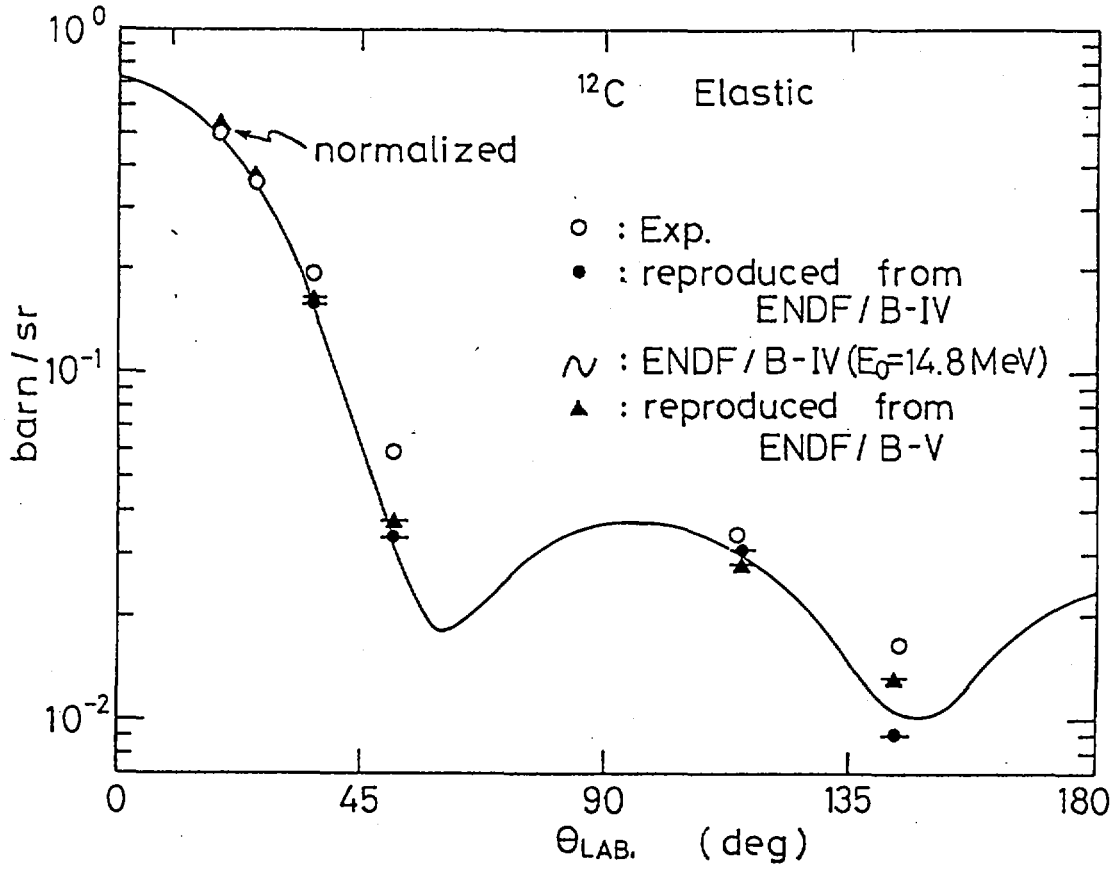


Fig. 3－a)　炭素の $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_L}$，弾性散乱

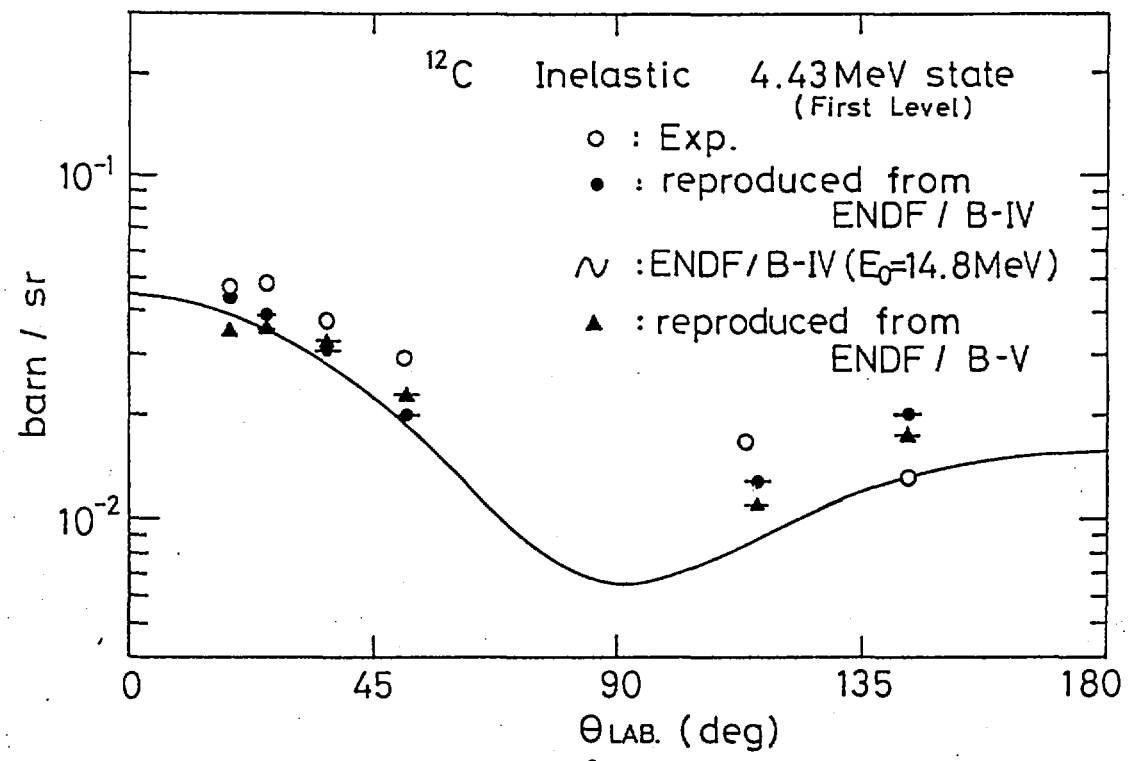


Fig. 3－b)　炭素の $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_L}$，4.439 MeV レベル

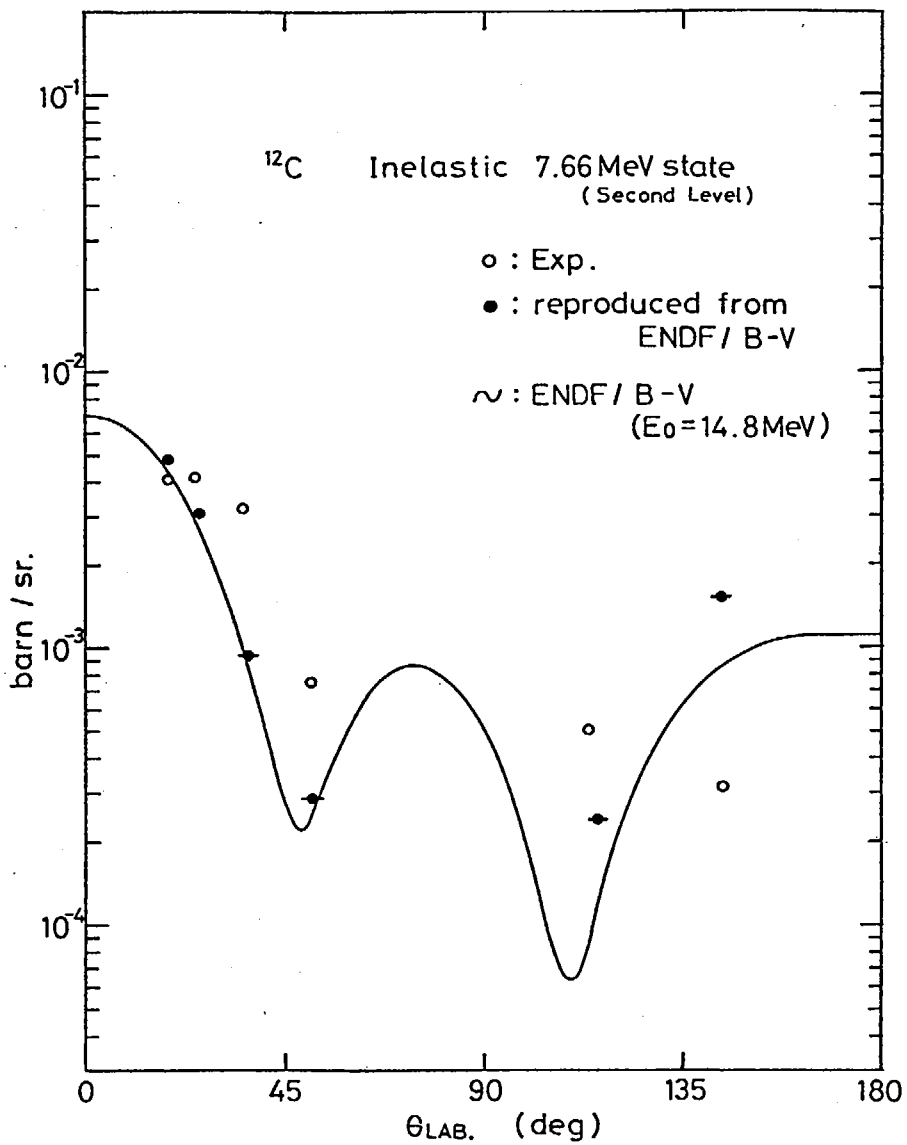


Fig. 3－c)　炭素の $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_L}$，7.635 MeV レベル

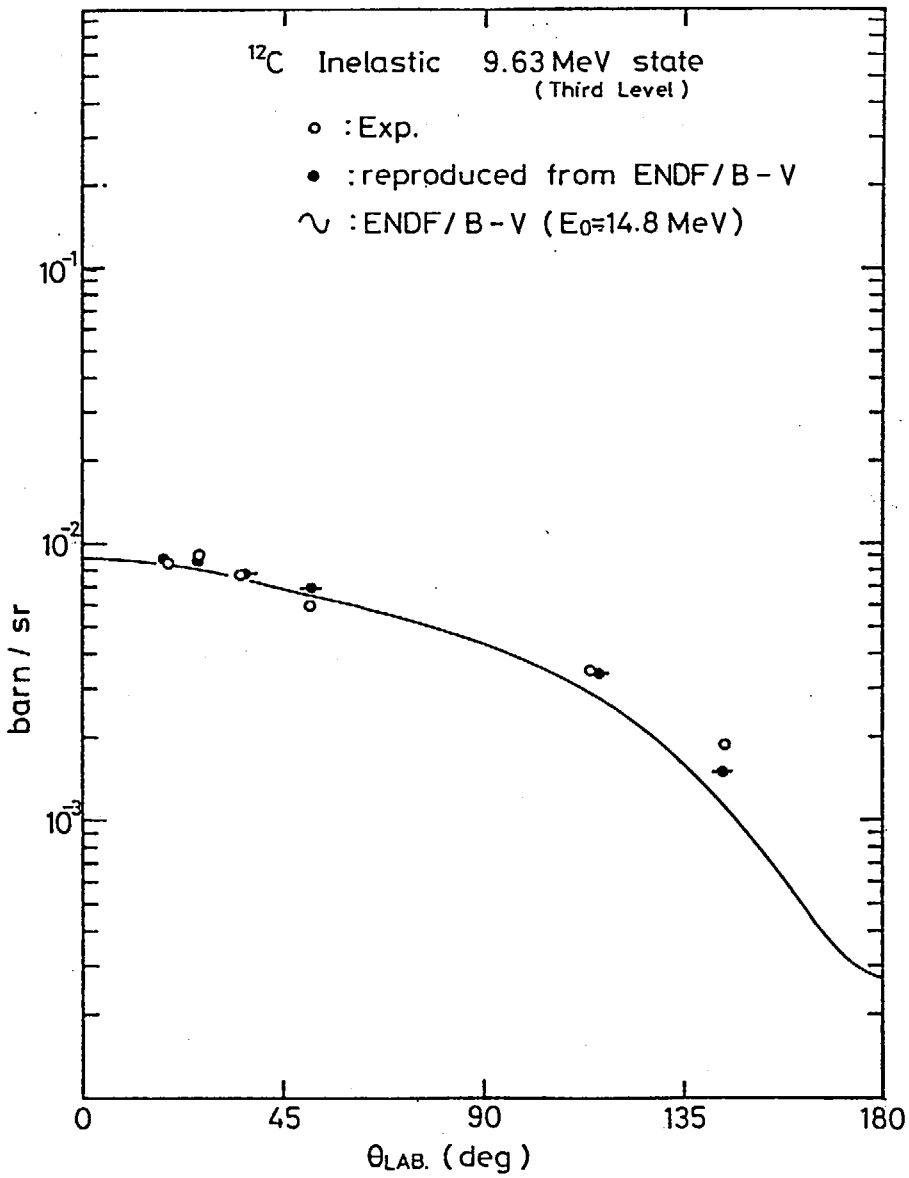


Fig. 3－d)　炭素の $\frac{\partial\sigma}{\partial\mu_L}$，9.638 MeV レベル

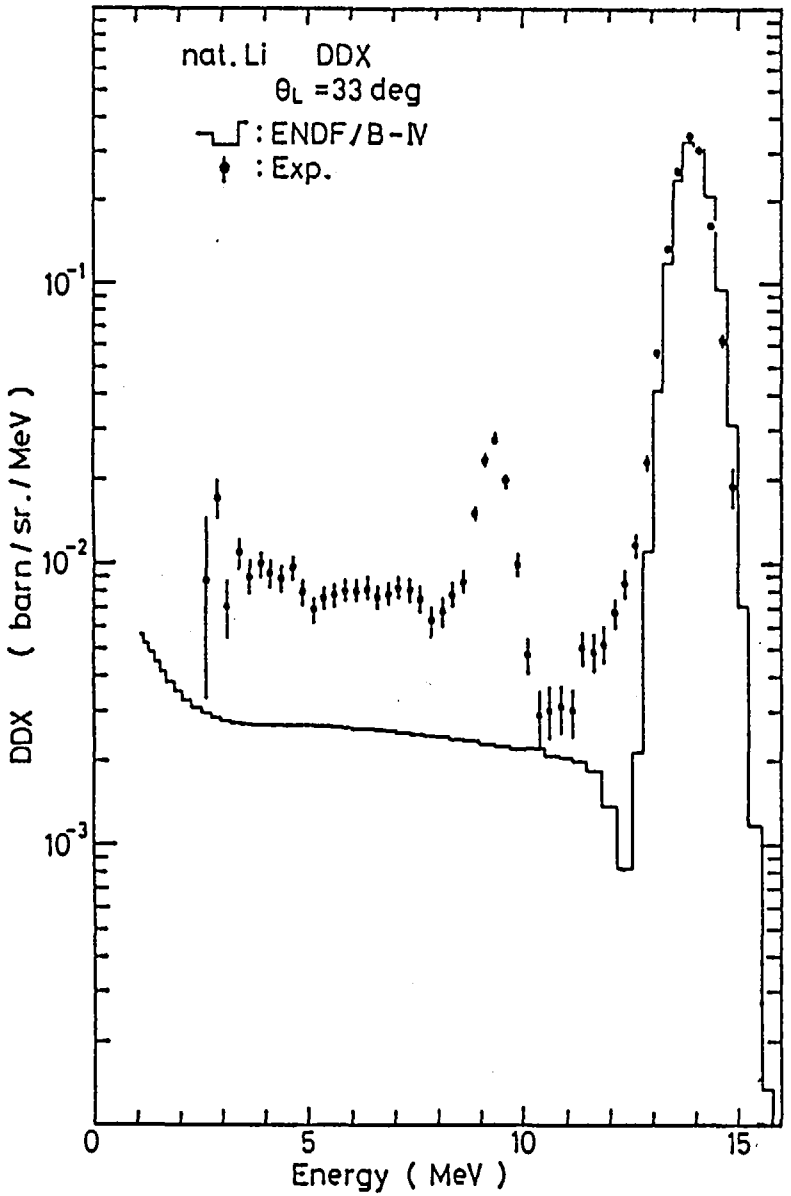


Fig. 4－a)　天然リチウムの DDX，$\theta_L = 33°$

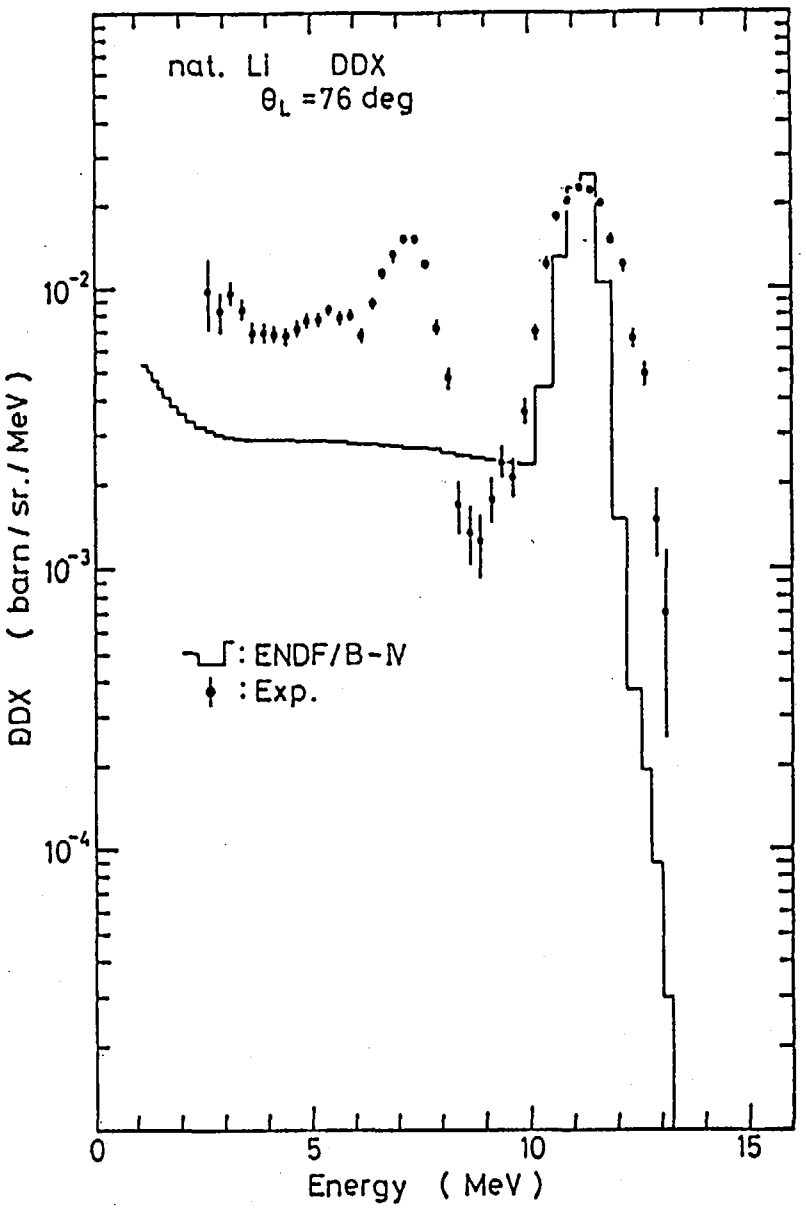


Fig. 4－b)　天然リチウムの DDX，$\theta_L = 76°$

討　論

Q：山野直樹（原研）

Cの計算値において，9～10MeV近傍のelastic peakのすその部分が，測定値に比べ低いが，第一レベルの評価値が高いとの推論と関係して計算値と測定値とのNormalizationは正しいと考えられるか。

A：高橋亮人（阪大）

すその部分は，多重散乱によるバックグランドと考えられるが，elastic peakや第一レベルinelastic peak値より2桁近く低いので積分値（$\frac{\partial \sigma}{\partial \mu_L}$）4.43 level への影響は少いと思う。Normalization は仮のものだが，elasticの前方断面積は大きいのでかなり信頼出来ると考えている。いずれ^{1}H(n,n)により断面積の絶対値を実験で定めて比較したいと思っている。

Q：中村知夫（原研）

最後に示されたLiのデータでの計算値と実験値の規格化はどのように行ったか。角度によってはelastic peakの高さは合っているが実験値の方が太いので，もしpeakの面積が規格化すると低エネルギー側の形の一致は良い方向になる様に見受けられる。

A：高橋亮人（阪大）

規格化は33°のデータ（Fig. 4－a））でelastic peakの積分値をENDF/B－Ⅳのものと合わせている。その他の角度はそれを基準にして実験時のモニターを用い立体角補正等をしている。90°前後で“太い”のは大型サンプルを用いたため角度分解能が悪くなったためである。規格化は33°のみで行い，他の角度データは相対値として実験でもとまっているので自動的にbarn/MeV/sr.に焼き直されている。今回は予備実験でもあり，とりあえずこのような処理をした。

8. ガンマ線生成核データ

Gamma-ray Production Nuclear Data

8.1 ガンマ線生成核データ測定の現状

井 頭 政 之*

中性子核反応から発生するガンマ線の測定の現状が述べられている。捕獲ガンマ線データについては，最近の我々の測定結果と併せて，少し詳しく述べられている。ガンマ線生成核データ・ライブラリイを作製する場合，捕獲ガンマ線および弾性外散乱ガンマ線データは，まだ不充分な現状であることが示されている。

Present Status of Gamma-Ray Production Nuclear Data Measurements

Masayuki IGASHIRA*

A survey of measurements of the gamma-rays from neutron induced reactions is presented. Capture gamma-ray data are described somewhat in detail with the inclusion of our recent experimental results. It is shown that data of capture and nonelastic gamma-rays are still inadequate to make a gamma-ray production nuclear data library.

1. はじめに

高速炉および核融合炉の設計において，ガンマ線加熱およびガンマ線遮蔽の評価が重要な問題となるが，この評価の際に現在用いられているガンマ線生成核データ・ライブラリー（POPOP－4，ENDF／B－Ⅳ 等）は，データの質・量ともに不充分なものであり，国内外ともに信頼性の高いライブラリーの出現が望まれている。このような事情を踏まえ，我国においても，昭和54年度にガンマ線生成核データ評価ワーキング・グループが発足し，JENDL－3にガンマ線生成核データを格納すべく評価活動が開始された。評価活動の第一歩として測定データの収集があるが，このデータ収集作業を通じて明らかになってきた測定の現状について報告する。

＊東京工業大学 Tokyo Institute of Technology

2. 測定の現状

CINDA において即発ガンマ線データは，Spect（n，γ），Inelastic γ，Nonelastic γ，および Spect Fiss γ の四種類に分類されているが，このうち核種が限定されている Spect Fiss γ については別の機会にゆずることにし，今回は全核種にわたってデータが存在する残りの三種類のデータについて述べる。なお本報告においては Spect（n，γ）を Capture γ と呼ぶことにし，このデータについては，我々の研究室においても測定が行なわれているので，他のデータより少し詳しく述べる。

2.1 Capture γ データの現状

熱中性子領域においては，1950 年代から，原子炉からの中性子を用いた捕獲ガンマ線スペクトルの測定が盛んに行なわれるようになった。この頃に用いられたガンマ線検出器は，NaI(Tℓ) 検出器，magnetic Compton spectrometer，および magnetic pair spectrometer 等であり，1960 年代後半までにほぼ全核種にわたる測定が行なわれ，この結果，1967 年と 1968 年に Bartholomew et al.[1] と Groshev et al.[2] による compendium が出版された。この一連の compendium には Z≤ 94 のほぼ全核種のデータが納められており，全体で約 720 頁にのぼるかなり膨大なものである。

現在においても，熱中性子による捕獲ガンマ線の測定はかなり行なわれており，国内においては，京都大学原子炉実験所の KUR を用いた Sakamoto[3] の測定等がある。測定例ではないが，Fig.1 に ENDF／B－Ⅳ で与えてある Fe の捕獲ガンマ線スペクトル[4] を示す。中性子エネルギーは 10^{-5} eV であるが，これは熱中性子に対するデータから組み立てられたものであり，連続部分と多数の discrete line からなる詳細なスペクトルを与えてある。

eV－中性子領域においては，1957 年に Landon and Rase[5] が，電子線形加速器で発生させた中性子を用いて，^{199}Hg の 34 eV 共鳴からの捕獲ガンマ線の測定に成功したのが最初である。これ以降，ある程度の測定はあるが，データ量としては極めて不充分であり，compilation 等は出版されていない。近年，non－statistical process の研究のため，Ge（Li）検出器を用いた測定がいくつかあるが，これらは非常に限られた核種に対する測定であり，また discrete line のみに関するデータである。

keV－中性子領域においては，1962 年に Bergqvist and Starfelt[6] が Ag，Sn，I，Cs，Ta，W，Au，Hg および Pb の 9 elements について En＝15～300 keV で捕獲ガンマ線の測定を行なったのが最初である。彼らは Van de Graaff によって加速したパルス化された陽子ビームによる ^{7}Li(p，n)^{7}Be 反応からの中性子を用い，ガンマ線検出器としては 12.7cm φ × 12.7cm NaI（Tℓ）検出器を用いた。また 1965 年からは Bird et al.[7] による一連の測定が開始された。彼らは，ガンマ線検出器としては 20cmφ×15cm NaI（Tℓ）検出器あるいは Ge（Li）検出器を用い，中性子源としては ^{7}Li（p，n）^{7}Be 反応から発生する En＝5～100 keV の中性子を用いた。この Bird et al. の一連の測定と Bergqvist and Starfelt の測定をまとめた compilation が，1973 年に Bird et al.[8] によって出版された。この compilation には ^{19}F から ^{238}U までのデー

タが納められているが，質・量ともにまだ極めて不充分なものである。たとえば，Ge（Li）のデータとしては高エネルギー・ガンマ線の相対強度のみがほとんどであり，またNaI（Tℓ）のデータとしては，spectrum unfolding 等によってガンマ線スペクトルに変換されていない波高分布（single escape peak および double escape peak は除かれてある）がかなりの部分を占めている状態である。

1977年にBarrett et al.[9] によって Ca からUまでの 30elements についてEn＝40keV～1 MeV の範囲で測定が行なわれたが，その結果の一例をFig.2に示す。彼らはBird et al.のグループと同じグループと考えて良く，ガンマ線検出器も 20cmφ×15cmNaI（Tℓ）を用いている。彼らはspectrum unfolding によって得られたガンマ線スペクトルを与えているが，Fig.2からわかるように，ガンマ線エネルギー2.5MeV以下の情報は得られておらず，またエネルギー分解能もまだ充分なものではない。Fig.2の Teの結果からもわるかように，捕獲ガンマ線スペクトル中には，約5.5MeV付近に統計模型では説明のつかないバンプが現われることがある。このバンプは，3s－，3p－，および4s－中性子強度関数がピークを形成する質量領域に属する核種につついて現われ，捕獲状態からの単一粒子遷移によって説明されている核種もあるが，ほとんどの場合まだ定性的な説明がなされているだけである。Bartholomew et al.[10] による spectrum fitting 法によって，捕獲ガンマ線スペクトルからガンマ線強度関数を計算すれば，このバンプを含むガンマ線強度関数が求められる。近年，Joly et al.[11] は ^{104}Rh，^{170}Tm，および ^{198}Au のガンマ線強度関数を求めている。彼らは，7.6cmφ×15.2cmの anti－Compton NaI（Tℓ）検出器を用い，En＝0.5～3MeVの間の5点で捕獲ガンマ線スペクトルを測定し，得られたスペクトルから spectrum fitting 法によってガンマ線強度関数を求めた。我々の研究室においても，Cs，Ta，およびAu の捕獲ガンマ線スペクトルの測定がEn＝1.5～75keVの範囲で行なわれ，これらのガンマ線強度関数が得られている。ガンマ線検出器としては C_6D_6 有機液体シンチレータが用いられ，中性子源としては京都大学原子炉実験所の46MeV電子線形加速器による光核反応からの中性子が用いられた。得られた結果の一例として，^{198}Au のガンマ線強度関数を，Joly et al.[11] およびKobayashi et al.[12] の結果とともにFig.3に示す。Kobayashi et al.の結果は，ORNL で測定された捕獲ガンマ線スペクトルから求めたものであり，強度関数の形は我々の結果と良く合っている。また我々の結果はLundberg and Starfelt[13] の結果に，$E_\gamma < 3$MeV を除いて，非常に良く一致している。（Lundberg and Starfeltの結果はFig.3中に示されていない。）Joly et al. の結果と比較すると，5.5MeV付近の形が異なっているが，彼らが spectrum fitting の際に用いた level densityと我々が用いたものとは異なるなど検討すべきことも多いので，ここでは詳しい議論を控える。なお，点線で示したものはBrink－Axel[14] のガンマ線強度関数である。

我々は，精度の良い捕獲ガンマ線スペクトルを得るため，中性子エネルギー約400keVにおける測定も行なっており，現在までにNb，Mo，およびSn の結果が得られている。ガンマ線検出器としては7.6cmφ×15.2cmの anti－Compton NaI（Tℓ）検出器を用い，中性子源としては東京工業大学の3.2MV ペレトロン粒子加速装置によって加速された約1.5nsec 幅のパルス化陽子ビームによる ^{7}Li(p, n) ^{7}Be 反応が用いられた。一例として，Snの結果を[15] Barrett et al.[9] の結果とともにFig.4に示す。Barrett et al.の結果と比較すると，5.5MeVおよび6.5MeV付

近のピークの位置および強度はかなり良い一致を示しているが，我々の結果の方が細かい構造が得られている。実線のヒストグラムで示しているスペクトルは，統計模型に基づいた計算コードCASTHY[16]によって計算されたものであり，計算に際しては，ガンマ線強度関数としてBrink－Axelのものを用い，level density はGilbert Cameron[17]のものを用いた。この計算結果と比較すると，5.5MeVおよび6.5MeV付近のピーク，および2MeV付近のディップは統計模型によって説明されないことがわかる。

Bird et al.のcompilationには，Ge（Li）のデータとして高エネルギー・ガンマ線の相対強度が納められていることを前に述べたが，近年では，共鳴捕獲状態から低励起状態への遷移に対する部分放射幅の測定もいくつかの核種について行なわれている。Rudak et al.,[18] Wasson et al.[19]およびChrien et al.[20] 等は，Moアイソトープについてev－中性子領域およびkeV－中性子領域で部分放射幅の測定を行ない，その結果，^{98}Moはvalency捕獲模型[21]でかなり良く説明できることが明らかになった。またBeer et al.[22]は^{56}Fe，^{58}Ni，および^{60}Niについて，我々[23]は^{56}Feについて部分放射幅の測定を行なっている。^{56}Feの結果をTable 1に示す。我々の結果のうち，基底状態への遷移に対する部分放射幅はJackson et al.[24]の値と良い一致を示している。Jackson et al.の値は^{57}Fe（γ，n）^{56}Fe反応から得られた値である。またBeer et al.の値と比較すると，実験誤差内で一致しているものもあるが，全体に両者の一致はあまり良くない。今後この原因についての詳しい検討を進める予定である。なお，27keVのs－波共鳴から基底状態への遷移に対する部分放射幅の理論値は，以前我々がvalency捕獲模型によって計算したものであり，我々の測定値の約半分を説明している。このように，捕獲ガンマ線スペクトル中の高エネルギー・ガンマ線に関する実験もいくつかの核種について行なわれているが，まだまだ極めて不充分な状態であるといえる。

MeV－中性子領域においては，En≈14MeVを除いて，捕獲ガンマ線の測定は極めて少ない状態である。En≈14MeVでは，巨大共鳴領域におけるdirectおよびsemidirect反応機構の検証のため，Bergqvist et al.[25]およびDrake et al.[26]等によってかなりの測定が行なわれており，非弾性散乱ガンマ線を除いた$E_\gamma \gtrsim$14MeVの捕獲ガンマ線スペクトルが報告されている。これらの結果から，巨大共鳴領域においてはdirectおよびsemidirect反応機構でかなり良く説明されることが明らかになっている。En≈14MeV以外での測定としては，前に述べたJoly et al.のEn≤3MeVの測定およびBergqvist et al.[27]によるFeに対するEn＝7.4MeVでの測定等が，ごくわずかあるのみである。

以上述べてきたことからわかるように，Capture γ データの現状は，全核種にわたって考えると，熱中性子と14MeV中性子によるデータを除いて極めて不充分な状態である。このことを，ENDF／B－Ⅳの Feの捕獲ガンマ線データ[4]を用いて少し詳しく述べてみる。まず，ENDF／B－ⅣのFeのEn＝400keVに対する捕獲ガンマ線スペクトルをFig.5に示す。Fig.5は，Fig.1と同様に，連続部分と多数のdiscrete lineからなる詳細なスペクトルを示しているが，現在までにkeV－中性子領域でこのような詳細なスペクトルは観測されておらず，これはYostの方法[28]によって計算されたスペクトルである。Yostの方法は，熱中性子の捕獲ガンマ線スペクトルに計算値がフィットするようにlevel density パラメータおよびE1，E2，M1，およびM2の遷移強度パラメータ等を決めて，他の中性子エネルギーにおける捕獲ガンマ線スペクトルを計算する方

法である。この方法によるFeの捕獲ガンマ線スペクトルの評価がどの程度の信頼性のあるものかがWhite et al.[29]によって報告されており，彼らの結果をFig.6に示す。Fig.6中の測定値は，原子炉からの中性子を用いたものであり，波高分布である。計算値も測定値と直接比較できるように，波高分布に変換されている。Fig.6−1は熱中性子における比較であり，各パラメータの設定が行なわれたエネルギー点なので，計算値と実験値はかなり良い一致を示している。Fig.6−2は熱外中性子における比較であり，$E_\gamma \geq 3.4$ MeVではかなり良い一致を示しているが，$E_\gamma < 3.4$ MeVでは大きく異なっている。これらの測定値と計算値の比をTable 2に示しておく。前に述べたBarrett et al.の測定結果とENDF/B−Ⅳの比較を行なうと，Fig.7のようになる。Fig.7−1はEn＝40keV付近，Fig.7−2はEn＝400keV付近での比較であり，比較が容易に行なえるように，ENDF/B−Ⅳのデータはガンマ線エネルギー・ビン幅を0.5MeVに縮約してある。Fig.7より，$E_\gamma \geq 3$ MeVにおいても，細かい構造は両者の間にかなりの不一致があることがわかる。

2.2 Inelastic γ データの現状

非弾性散乱反応から発生するガンマ線のデータは，resolved discrete lineに関するデータとunresolved lineを含んだunfoldedデータの二種類に分けることができるが，このうちunfoldedデータは極めて少なく，また微量ではあるが捕獲ガンマ線等も含んでいるので，正確に言えば弾性外反応から発生するガンマ線のデータである。したがってunfoldedデータは次のNonelastic γ データの現状の所でいっしょに述べることにし，ここではresolved discrete lineに関するデータについて述べる。

測定状況をみてみると，En≦5MeVでは多くの測定がなされており，また5 MeV＜En＜8 MeVおよびEn≈14MeVでもかなりの測定がなされているが，8 MeV≦En＜14MeVおよびEn＞14MeVでは測定例は極めて少ない。データとしては，特定の準位間の遷移によって発生するガンマ線の生成断面積とその角分布，および観測された総てのdiscrete lineの和の生成断面積がある。一例として，Lachkar et al.[30]によるEn＝2.5〜14.1MeVでの^{56}Feの測定結果の一部をFig.8およびFig.9に示す。Fig.8は15のガンマ線に対する生成断面積を示しており，誤差付きの値が測定値で，曲線はLachkar et al.による理論計算値である。またFig.9はEn＝8.8 MeVにおける13のガンマ線に対する角分布を示しており，Fig.8と同様に，誤差付きの値が測定値で，曲線はLachkar et al.による理論計算値である。これらのデータのうち，生成断面積は非常に良い中性子エネルギー分解能で測定されている例もあり，その一例として^{56}Feの第一励起状態から基底状態への遷移に対応する847keVガンマ線の生成断面積を，Dickens et al.[31]の論文から引用してFig.10に示す。Fig.10では，第一励起状態の非弾性散乱反応のthres−hold エネルギー付近から第二励起状態（2.09MeV）のチャネルがまだ開かない中性子エネルギー範囲での生成断面積を示しているが，細かい共鳴構造が観測されていることがわかる。非弾性散乱反応におけるこのような共鳴構造は他の核種についても報告されているが，非常に興味深いものである。

前に述べたように，特定の中性子エネルギー領域を除いて，Inelastic γ データはかなり多く存在するが，これらのデータをファイル化する際に問題が生ずる。ENDF/B−Ⅳの photon data

formatの詳細は川合[34]の報告で述べられるのでここでは触れないが，中性子断面積との対応から，Inelastic γデータの多くはファイルに納めるのに容易でない。この事実を反映したものと考えられるが，ENDF／B－ⅣのFeのInelastic γデータ[4]としては，^{56}Feの第一励状態からの非弾性散乱ガンマ線（847keV）と^{54}Feの第一励起状態からの非弾性散乱ガンマ線（1.408 MeV）のmultiplicityのみが納められており（第一励起状態のthresholdエネルギーから第二励起状態のthresholdエネルギーまでの間はmultiplicity＝1である。），しかも，第二励起状態のthresholdエネルギー以上ではmultiplicity＝0が与えてある現状である。

2.3 Nonelastic γ データの現状

Nonelastic γデータは，Capture γデータおよびInelastic γデータに較べて非常に少なく，またEn≈14MeVのデータがかなりの部分を占めている現状である。特別にNonelastic γデータの多いFeと^{56}Feについてみると，合計約30件の測定のうち約1/3がEn≈14MeVでの測定であり，また核融合炉材料として有望視されているV，Nb，およびMoについてみると，全中性子エネルギー範囲で各々数件の測定例しかない。Nbに対する測定の一例として，東北大学のHino et al.[35]の結果の一部をFig.11に示す。Fig.11では，中性子エネルギー5.3MeVと7.0MeVに対するガンマ線生成断面積が示されており，入射中性子エネルギーによって弾性外散乱ガンマ線スペクトルがかなり変化していることがわかる。

測定例の多いFeについて少し詳しくみると，En≈14MeVのone pointデータを除くと，Benjamin et al.[36]（Texas Nuclear，En＝0.95～4.0MeV，1966），Drake et al.[37]（LASL，En＝4.0～7.67MeV，1970），Broder et al.[38]（Obninsk，En＝0.93～7.37MeV，1970），Haouat et al.[39]（CEA，En＝2.5～8.8MeV，1971），Orphan et al.[32]（CRT，En＝0.86～16.74MeV，1971），Dickens et al.[31]（ORNL，En＝0.8～20MeV，1973），およびChapman et al.[40]（ORNL，En＝0.8～20MeV，1976）等の測定がある。このうちOrphan et al.の測定は電子線形加速器とGe（Li）検出器を用いたものであり，またDickens et al.の測定は電子線形加速器とNaI（Tℓ）検出器を用いたものであるが，この二つのデータはENDF／B－Ⅳのfirst evaluationの際に参考にされた。両者の全ガンマ線生成断面積の励起関数を比較すると，En≦4MeVでは良い一致を示しているが，En＞4MeVでは，中性子エネルギーの増加とともにOrphan et al.の値の方がDickens et al.の値より徐々に大きくなり，En＝11～15MeVの範囲では両者の差は約1.6bにもなる。一方，ENDF／B－Ⅳのfirst evaluationの際の理論計算による励起関数はほぼ両者の中間の値を示したが，En＜12MeVではOrphan et al.の値に近く，En＞12MeVではDickens et al.の値に近い状態であった。このような状況にかかわらず，Dickens et al.のデータはEn＝0.8～20MeVの広い範囲で，かつ充分な中性子エネルギー・ビン数で与えてあったため，first evaluationにおいてはDickens et al.の値が採用された。

その後，精度の良い（n，n）および（n，n′）反応断面積を用いた全ガンマ線生成断面積の理論計算は，（n，2n）反応のthresholdエネルギーまでは信頼性のあることが他の核種に対して確かめられた。そこで^{56}Feの（n，n）および（n，n′）反応断面積の精度良い測定値を用いた理論計算が行なわれ，その結果，ENDF／B－ⅣのMOD 2のevaluationにおいては，En≦12MeVではOrphan et al.のデータの方が信頼性があるとして採用された。しかしEn＞12

MeVにおいては，依然としてDickens et al．のデータも参考にされていた。この事情をChapman et al．の論文から引用してFig．12に示す。Fig．12において，＋印はDickens et al．の値，○印はOrphan et al．の値であり，実線はENDF／B－Ⅳの MOD 2 のevaluation[41]であるが，この図から以上述べた状況が容易に理解されよう。×印はChapman et al．の値であるが，これは，この状況の原因を明確にするためのORNL での再測定であり，その結果はOrphan et al．の値に非常に良い一致を示している。Dickens et al．の測定における誤りの原因は，Chapman et al．[40]によって詳しく述べられていることを要約すると，中性子検出器の検出効率とTOF解析用エレクトロニクスの原因不明のdead timeにあったようである。したがって，Chapman et al．とDickens et al．の測定結果を比較すると，ガンマ線生成断面積の絶対値は両者で異なるが，ガンマ線スペクトルの形は良い一致を示している。

Feのガンマ線生成断面積の例として，Chapman et al．の結果の一部をFig．13に示す。Fig．13－1はEn＝4.00～4.50MeVの結果で，Fig．13－2はEn＝15.1～17.6MeVの結果であり，図中の誤差棒付きの値がChapman et al．の値で，ヒストグラムで示されているのはENDF／B－ⅣのMOD 2 [41]の値である。Fe の結果をFig．11で示したNbの結果と比較すると，Feの方がかなり複雑な形をしたスペクトルであることがわかる。なお，Fig．13－2で評価値と測定値の絶対値に大きな差が生じているのは，前に述べた事情によるものであることを注意しておく。

弾性外散乱ガンマ線の測定として，前に述べたFe の測定を含むORNL での一連の測定があるが，この総合報告が1977年にDickens et al．[42]によって行なわれているので，その概要を簡単に述べよう。測定は1972年から1976年にかけて，Z＝3からZ＝82までの22 elementsについて行なわれたが，elementsおよび測定角度等をまとめてTable 3に示す。これらのelementsのうち，C，Cu，Fe およびTa は，前に述べた測定の誤まりがあったため再測定されたものである。ガンマ線の測定角度は入射中性子に対して125°であるが，質量数の小さな elements とTaについては，ガンマ線の角分布を調べるために，125°と90°の両方で測定が行なわれている。Nbの測定は90°だけで行なわれているが，この理由は不明である。測定用試料は約30cm×30cmの角板で，厚さは0.01～0.1 atom／b（あるいはmolcule／b）である。ガンマ線検出器としては12.7cmφ×12.7cm NaI（Tℓ）検出器が用いられ，ORELAの47mステーションで測定が行なわれている。データはTOF（512channel）×PH（512channel）の二次元で取り込まれており，これを処理した後，全elementsで合計50,000以上のデータ・ポイントを供給している。中性子とガンマ線のエネルギーの上限はそれぞれ20MeVおよび10.6MeVであるが，これらの下限については各elementについてTable3に示したとおりである。ORELAの運転条件は，加速エネルギー130MeV，パルス幅5～30nsec，くり返し周波数800～1000Hz，および電子ビーム・パワー10～60kWである。各elementについての全ビーム時間はTable 3に示したとおりであるが，平均して100～200時間で，Vについては780時間を費やしている。これらのビーム時間を合計すると，全測定で4000時間を要したことになり，当時のガンマ線生成断面積測定への力の入れかたがうかがわれる。この後ORNL でのガンマ線生成断面積測定はあまり行なわれなくなり，近年において，Ti[43]およびCu[44]について（n，xn）反応断面積とともに測定が行なわれている程度である。

以上述べたように，ORNL（あるいはGRT）で測定されたelementsを除けば，Nonelastic γデータは中性子エネルギー範囲およびデータのエネルギー分解能がまだ極めて不充分である。

3. まとめ

Capture γ，Inelastic γ，およびNonelastic γ の測定の現状を順にみてきたが，これをまとめてみると，熱中性子に対するCapture γ データ，Inelastic γ のうちdiscrete lineに関するデータ，およびEn≈14MeVにおける各種データは，多くの核種についてガンマ線生成核データ・ライブラリイを作製するのにほぼ充分な量が存在しているが，その他のデータについては，まだまだ不充分な状態であるといえる。測定データの不充分な部分は理論計算による評価によってある程度補えるが，eV－およびkeV－中性子領域における捕獲ガンマ線および（n，2n）反応のthresholdエネルギー以上の弾性外散乱ガンマ線のスペクトルおよび生成量は，前に述べたように理論計算による評価が容易でないので，特にこれらのデータを供給する測定が今後活発に行なわれることが期待される。

最後に，本報告では参考文献を最小限にとどめたので，測定の現状を網羅しようとする点では幾分不備に感じられるかもしれないことをお断わりしておく。

References

(1) Bartholomew,G.A., Doveika,A., Eastwood,K.M., Monaro,S., Groshev,L.V., Demidov,A.M., Pelekhov,V.I., Sokolovskii,L. L.: Nucl. Data, Section A, 3, 367(1967).

(2) Groshev,L.V., Demidov,A.M., Pelekhov,V.I., Sokolovskii,L. L., Bartholomew,G.A., Doveika,A., Eastwood,K.M., Monaro, S.: Nucl. Data Tables, A5, 1, 243(1968).

(3) Sakamoto,S.: Proc. 3rd Int. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, BNL, 1978, p.737.

(4) ENDF/B-Ⅳ Data File for Fe(MAT 1192), evaluated by F.G. Perey, C.Y.Fu, S.K.Penny, W.E.Kinney, and R.Q.Wright(ORNL), ORNL-4617(1970).

(5) Landon,H.H., Rae,E.R.: Phys. Rev., 107, 1333(1957).

(6) Bergqvist,I., Starfelt,N.: Nucl. Phys., 39, 353, 529(1962).

(7) Bird,J.R., Biggerstaff,J.A., Gibbons,J.H., Good,W.M.: Phys. Rev., 138, B20(1965).

(8) Bird,J.R., Allen,B.J., Bergqvist,I., Biggerstaff,J.A.: Nucl. Data Tables, 11, 433(1973).

(9) Barrett,R.F., Bray,K.H., Allen,B.J., Kenny,M.J.: Nucl. Phys., A278, 204(1977).

(10) Bartholomew,G.A., Earle,E.D., Ferguson,A.J., Knowles,J.W., Lone,M.A.: Adv. Nucl. Phys., 7, 229(1973).

(11) Joly,S., Drake,D.M., Nilsson,L.: Phys. Rev., C20, 2072(1979).

(12) Kobayashi,T., Kitazawa,H., Yamamuro,N.: J. Nucl. Sci. Technol., 17, 312(1980).

(13) Lundberg,B., Starfelt,N.: Nucl. Phys., 67, 321(1965).

(14) Axel,P.: Phys. Rev., 126, 671(1962).

(15) Igashira,M., Maruyama,T., Kitazawa,H., Yamamuro,N.: NEANDC(J)-75/U, INDC(JAP)-62/U, IX-B-2(1981).

(16) Igarashi,S.: J. Nucl. Sci. Technol., 12, 67(1975).

(17) Gilbert,A., Cameron,A.G.W.: Can. J. Phys., 43, 1446(1965).

(18) Rudak,L.V., Rudak,É.A.: Sov. J. Nucl. Phys., 20, 260(1975).

(19) Wasson,O.A., Slaughter,G.G.: Phys. Rev., C8, 297(1973).

(20) Chrien,R.E., Cole,G.W., Slaughter,G.G., Harvey,J.A.: Phys. Rev., C13, 578(1976).

(21) Lynn,J.E.: The Theory of Neutron Resonance Reactions (Clarendon, Oxford, England, 1968).

(22) Beer,H., Spencer,R.R., Käppeler,F.: Z. Physik, A284, 173 (1978).

(23) Komano,H., Igashira,M., Katsuta,S., Yamamuro,N.: NEANDC(J)-75/U, INDC(JAP)-62/U, IX-B-1(1981).

(24) Jackson,H.E., Strait,E.N.: Phys. Rev., C4, 1314(1971).

(25) Bergqvist,I., Drake,D.M., McDaniels,D.K.: Nucl. Phys., A191, 641(1972).

(26) Drake,D.M., Bergqvist,I., McDaniels,D.K.: Phys. Lett. B, 36, 557(1971).

(27) Bergqvist,I., Lundberg,B., Nilsson,L., Starfelt,N.: Phys. Lett., 19, 670(1966).

(28) Yost,K.J.: Nucl. Sci. Eng., 32, 62(1968).

(29) White,J.E., Fu,C.Y., Yost,K.J.: Nucl. Sci. Eng., 51, 496 (1973).

(30) Lachkar,J., Sigaud,J., Patin,Y., Haouat,G.: Nucl. Sci. Eng., 55, 168(1974).

(31) Dickens,J.K., Morgan,G.L., Perey,F.G.: Nucl. Sci. Eng., 50, 311(1973).

(32) Orphan,V.J., Hoot,C.G., Joseph John: RT-A10743, Gulf Radiation Technology(1971).

(33) Voss,E., Cierjacks,S., Kropp,L.: Proc. 3rd Conf. Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville, 1971, CONF-710301, 1, p.218(1971).

(34) Kawai,M.: these proceedings.

(35) Hino,Y., Yamamoto,T., Itagaki,S., Sugiyama,K.: Proc. Int. Conf. Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 1979, NBS sp. 549, p.408(1980).

(36) Benjamin,R.W., Buchanan,P.S., Morgan,I.L.: Nucl. Phys., 79, 241(1966).

(37) Drake,D.M., Hopkins,J.C., Young,C.S., Conde,H.: Nucl. Sci. Eng., 40, 294(1970).

(38) Broder,D.L., Gamaly,A.P., Lashchuk,A.N., Sadokhin,Y.P.: Proc. 2nd Int. Conf. Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1970, p.295.

(39) Haouat,G., Lachkar,J., Patin,Y., Sigaud,J.: Proc. 3rd Conf. Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville,1971, CONF-710301, 1, p.202(1971).

(40) Chapman,G.T., Morgan,G.L., Perey,F.G.: ORNL-TM-5416(1976).

(41) ENDF/B-Ⅳ Data File for Fe(MAT 4180, MOD 2), evaluated by C.Y.Fu and F.G.Perey(1974).

(42) Dickens,J.K., Morgan,G.L., Chapman,G.T., Love,T.A., Newman, E., Perey,F.G.: Nucl. Sci. Eng., 62, 515(1977).

(43) Morgan,G.L.: ORNL-5563(1979).

(44) Morgan,G.L.: ORNL-5499(1979).

Table 1-1 The partial radiation widths for s-wave resonance of ^{56}Fe.

E_n (keV)	Γ_γ (eV)	E_f (MeV)	J_f^π	$\Gamma_{\gamma p}$ (eV) experimental present	Beer et al.	Jackson et al.	theoretical valency model
27.68	1.44	0	$1/2^-$	0.117 ± 0.018	0.145 ± 0.023	0.112	0.0605
		0.014	$3/2^-$	0.076 ± 0.013	0.035 ± 0.013		

Table 1-2 The partial radiation widths for p-wave resonances of ^{56}Fe.

E_n (keV)	J_i^π	E_f (MeV)	J_f^π	$g\frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma p}}{\Gamma}$ (eV) present	Beer et al.	Jackson et al.
34.25	$1/2^-$	0	$1/2^-$	0.204 ± 0.031	0.301 ± 0.067	0.180
38.38		0.014	$3/2^-$	0.080 ± 0.014	0.146 ± 0.035	

Table 2 Ratio of areas under the curve[29] (Figs. 6-1 and 6-2).

Neutron Beam	Energy Interval (MeV)	Measured / Calculated
Thermal	$1.0 \leq E_\gamma \leq 9.8$	1.11
Epithermal	$1.0 \leq E_\gamma \leq 9.28$	0.63
Epithermal	$3.4 \leq E_\gamma \leq 9.28$	0.94

Table 3 ORNL (n,xγ) measurements, 1971-1976[42]

Element	Angle (deg) 90	Angle (deg) 125	Sample Thickness*	E_n,min (MeV)	E_γ,min (MeV)	Beam Power (kW)	Total Beam Time (h)
Li		o	0.114	0.4	only 0.478	40	280**
C	o	o	0.18	4	only 4.44	10	100
N	o	o	0.032	2.0	0.7	40	400
F		o	0.114	1.25	0.7	40	280**
Mg	o	o	0.11	1.0	0.7	50	220
Al	o	o	0.078	0.85	0.7	40	200
Si	o	o	0.076	1.0	0.7	50	240
Ca		o	0.041	0.7	0.7	40	300
V		o	0.023	0.2	0.26	25	780
Cr		o	0.030	0.2	0.3	50	280
Fe		o	0.053	0.85	0.7	40	80
Ni		o	0.060	1.0	0.7	50	60
Cu		o	0.054	0.1	0.3	10	180
Zn		o	0.042	0.84	0.7	30	70
Nb	o		0.0325	0.75	0.75	50	110
Mo		o	0.0414	0.2	0.3	50	100
Ag		o	0.0186	0.3	0.3	30	80
Sn		o	0.012	0.75	0.7	30	120
Ta	o	o	0.039	0.007	1.0	20	200
W		o	0.040	1.0	0.7	50	50
Au		o	0.0189	0.2	0.3	50	150
Pb		o	0.011	0.6	0.3	40	60

* atom/b or molcule/b ** same measurement

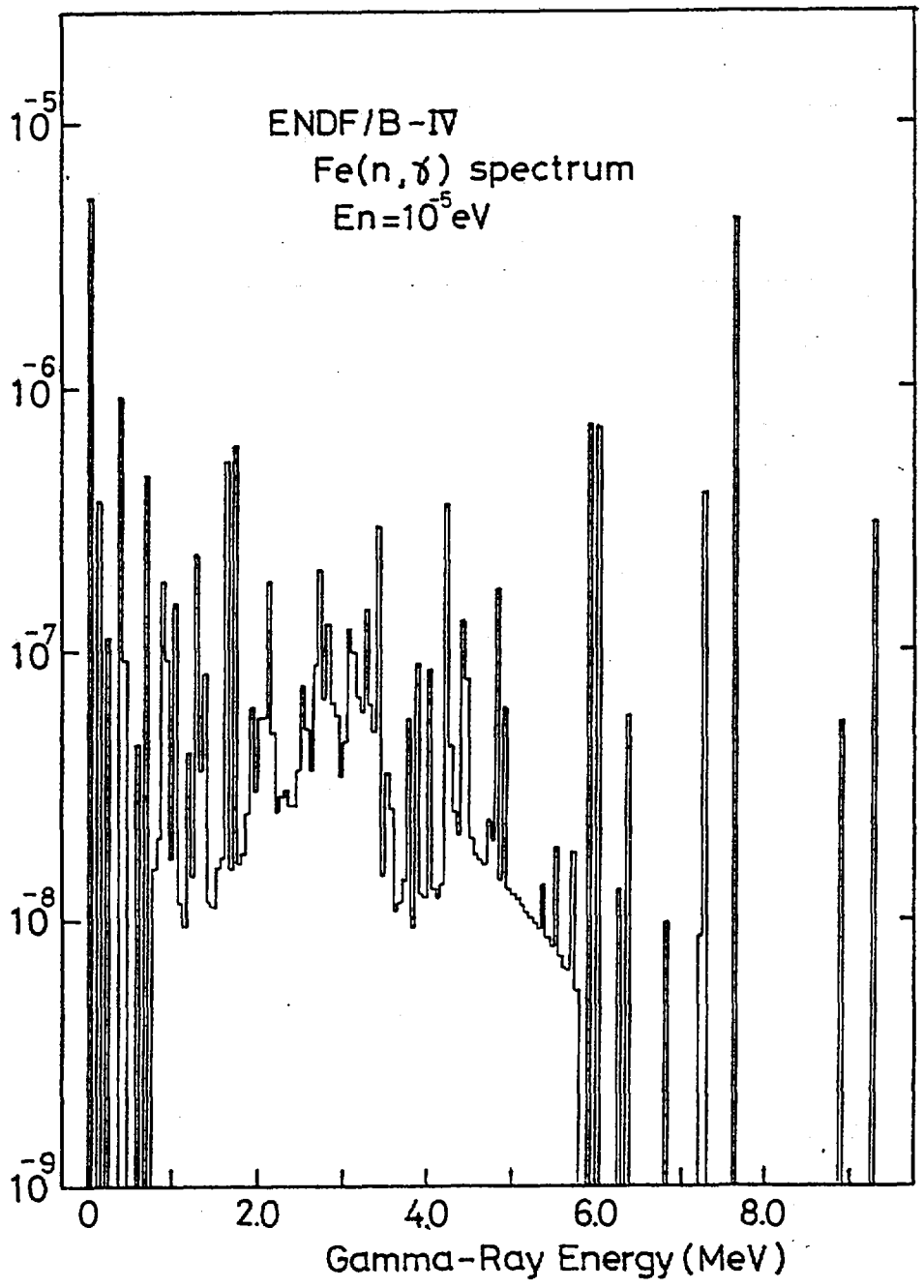


Fig. 1 The capture gamma-ray spectrum of the Fe(n,γ) reaction at 10^{-5}-eV neutron energy given in the ENDF/B-Ⅳ [4].

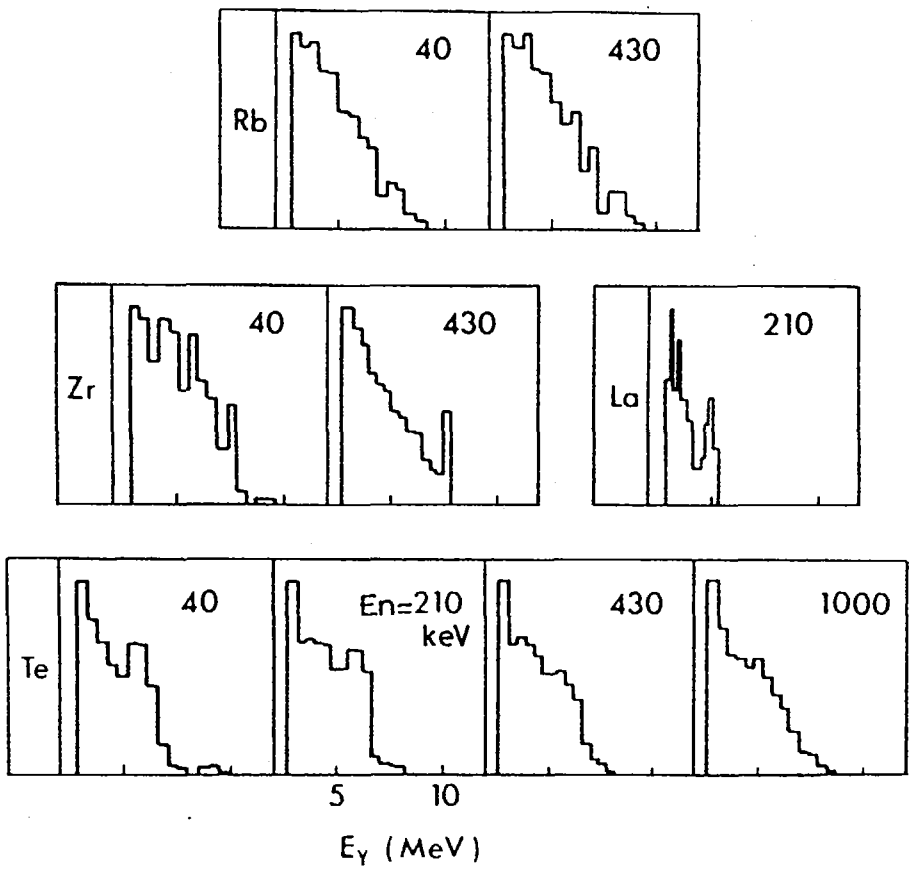


Fig. 2 Capture gamma-ray spectra for the elements Rb, Zr, La, and Te. The incident neutron energy is given above each spectrum[9].

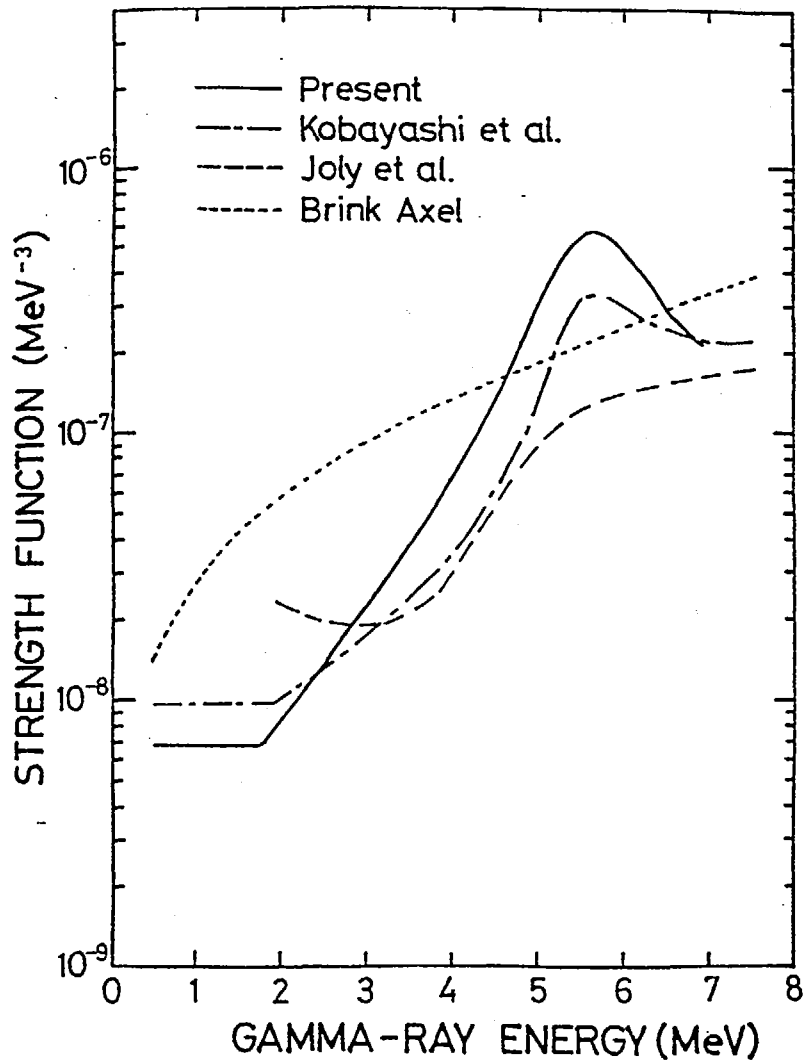


Fig. 3 Gamma-ray strength functions extracted by a spectrum fitting method from obserbed capture gamma-ray spectra of the $^{197}Au(n,\gamma)$ reaction and the Brink-Axel gamma-ray strength function.

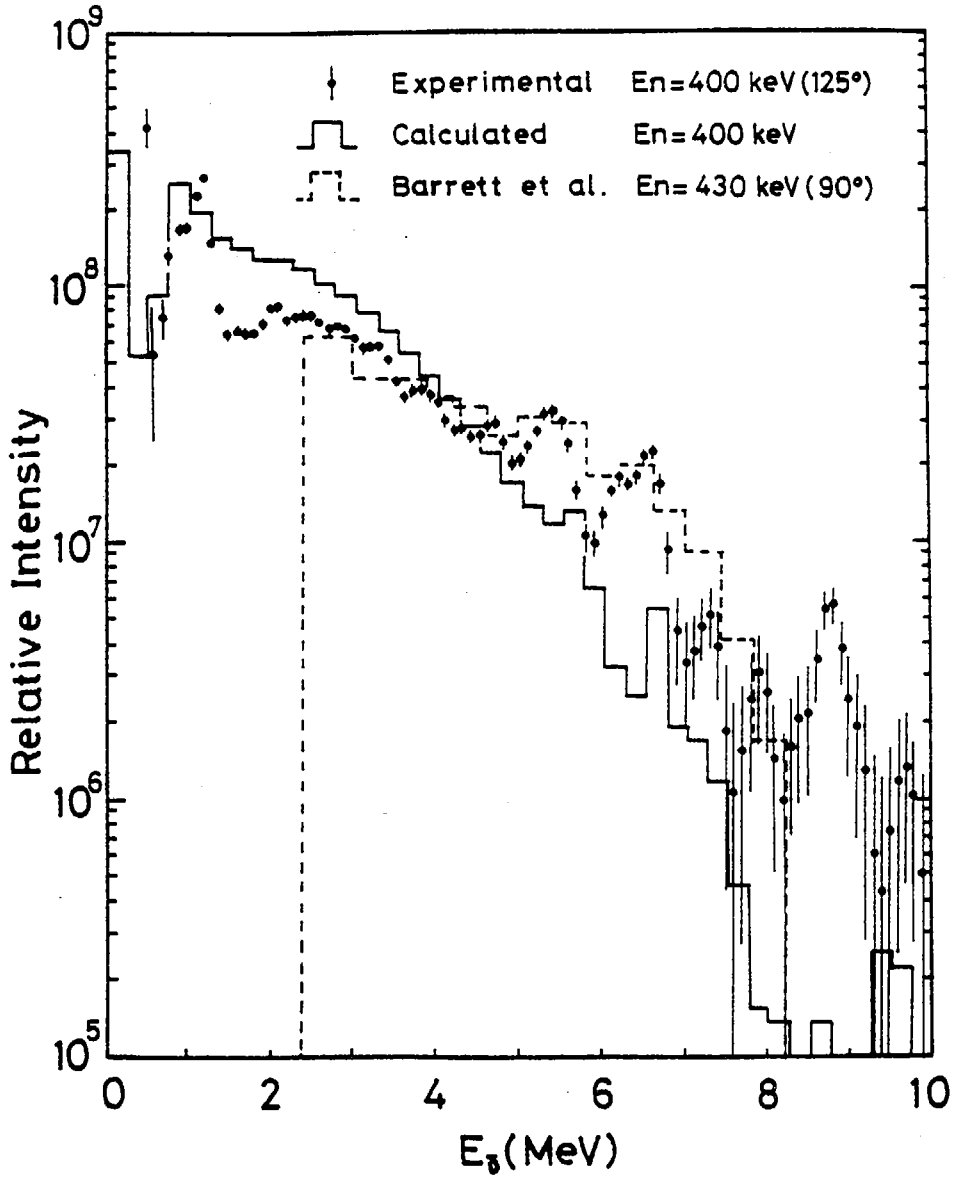


Fig. 4 Capture gamma-ray spectra from the Sn(n,γ) reaction.

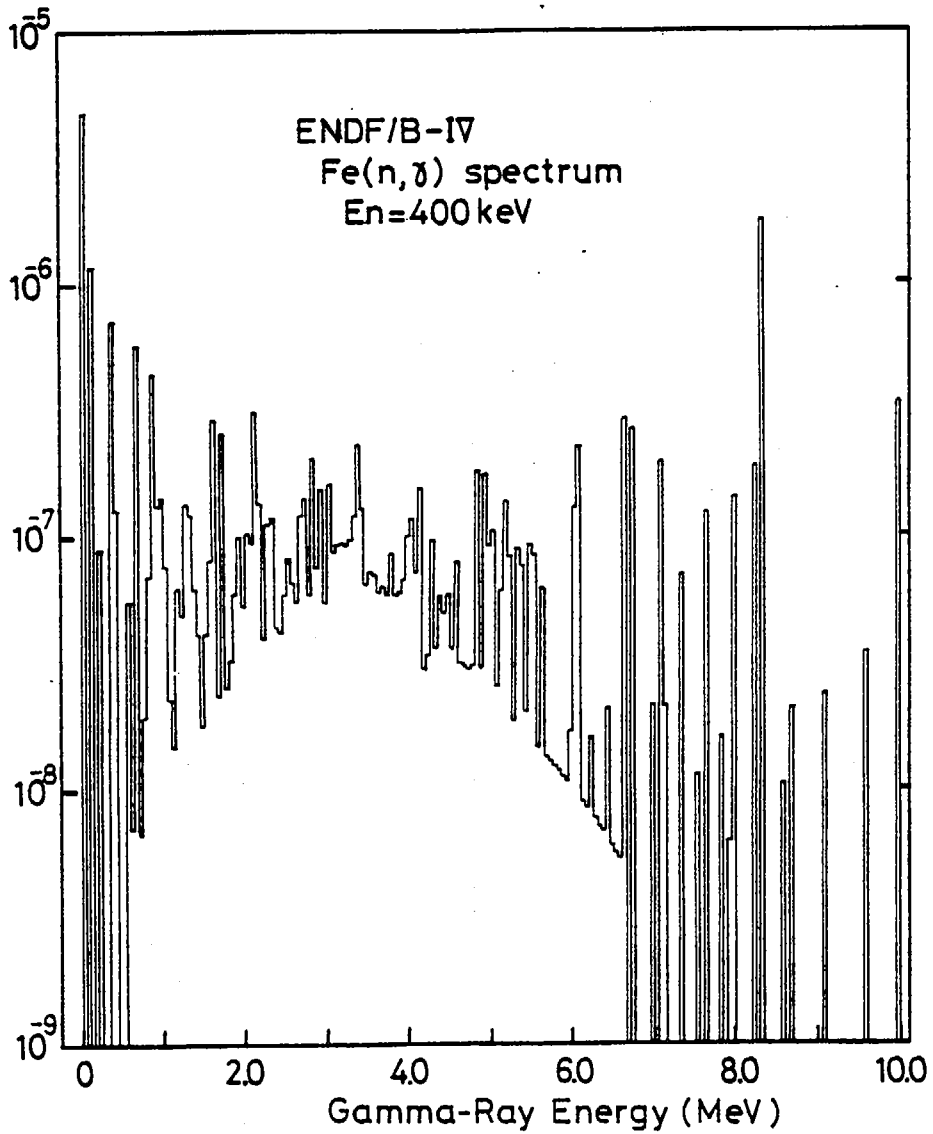


Fig. 5 The capture gamma-ray spectrum from the Fe(n,γ) reaction at 400-keV neutron energy given in the ENDF/B-IV [4].

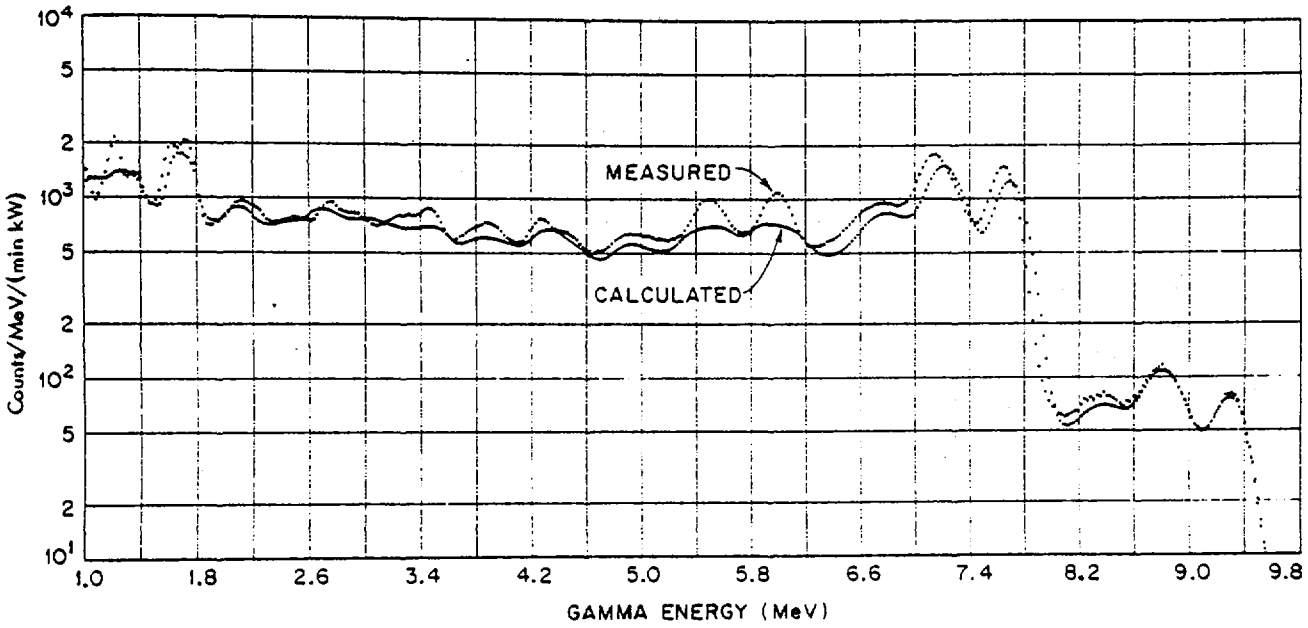


Fig. 6-1 Comparison between the calculated and measured secondary gamma-ray pulse height distributions resulted from exposure of an iron slab to a thermal neutron beam(29).

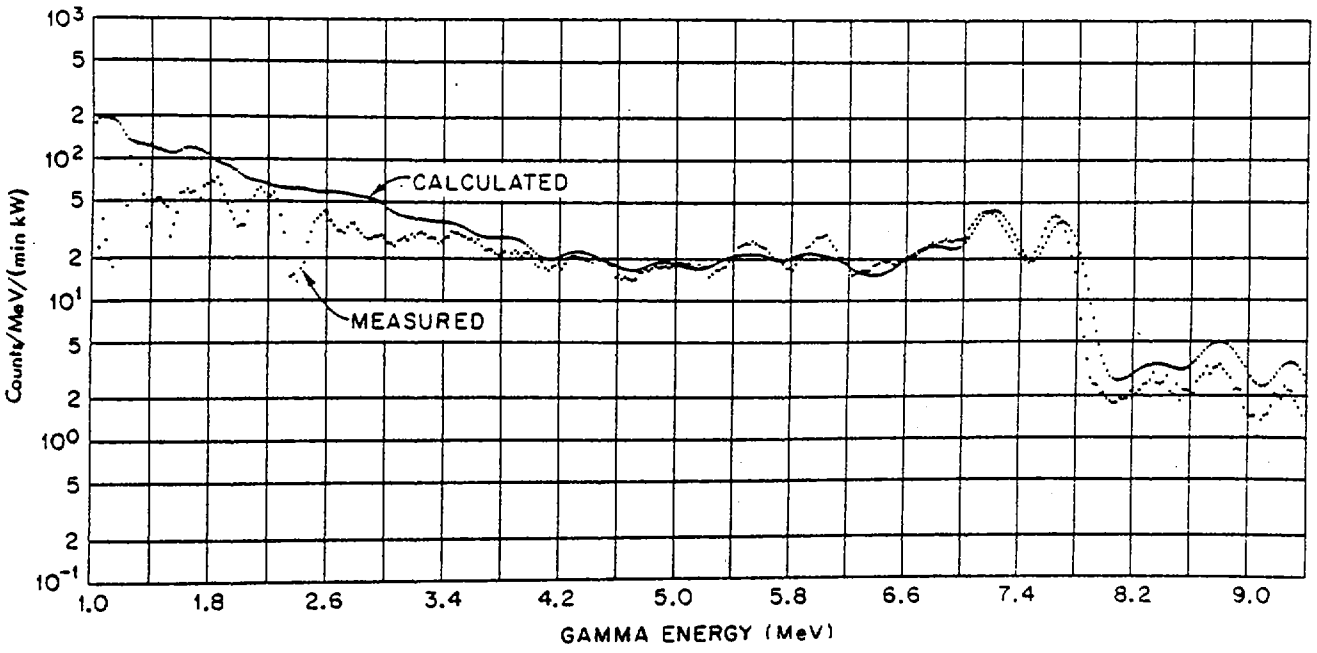


Fig. 6-2 Comparison between the calculated and measured secondary gamma-ray pulse height distributions resulted from exposure of an iron slab to an epithermal neutron beam(29).

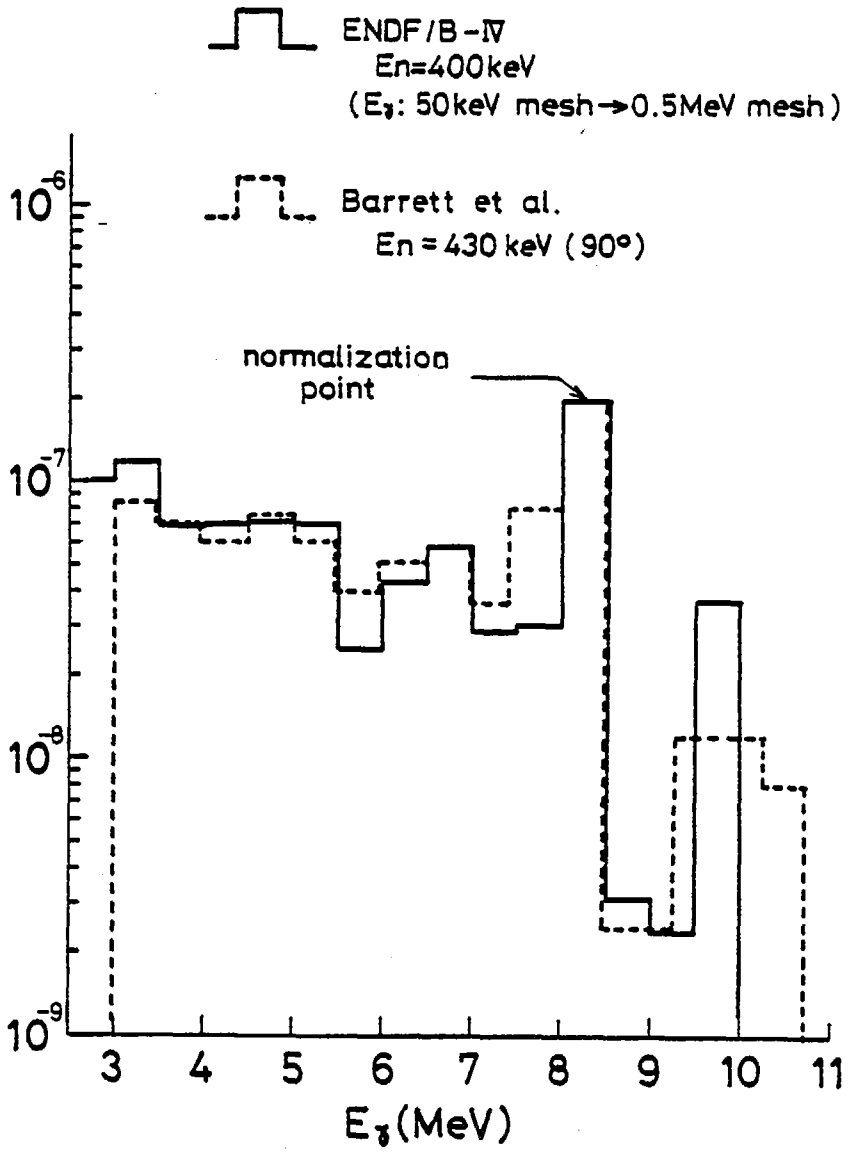


Fig. 7-1 Comparison between the calculated and measured capture gamma-ray spectra from the Fe(n,γ) reaction at nearly 40-keV neutron energy.

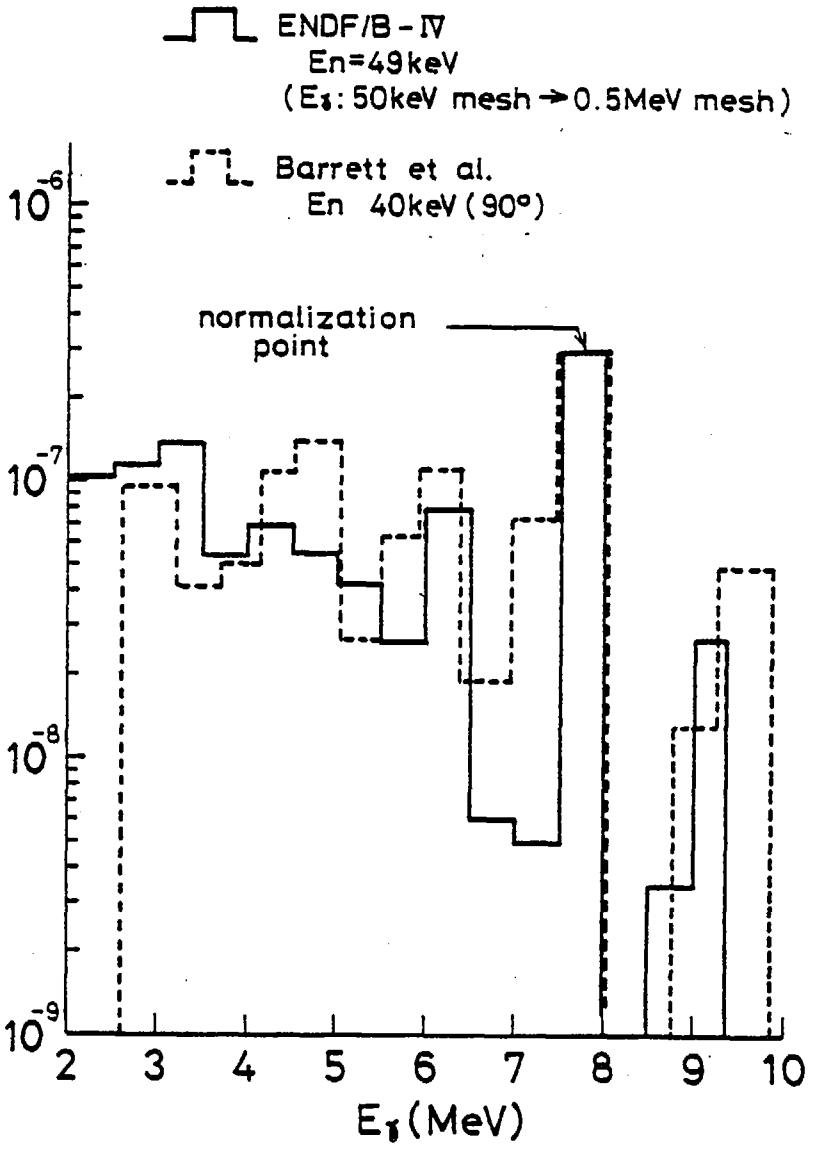


Fig. 7-2 Comparison between the calculated and measured capture gamma-ray spectra from the Fe(n,γ) reaction at nearly 400-keV neutron energy.

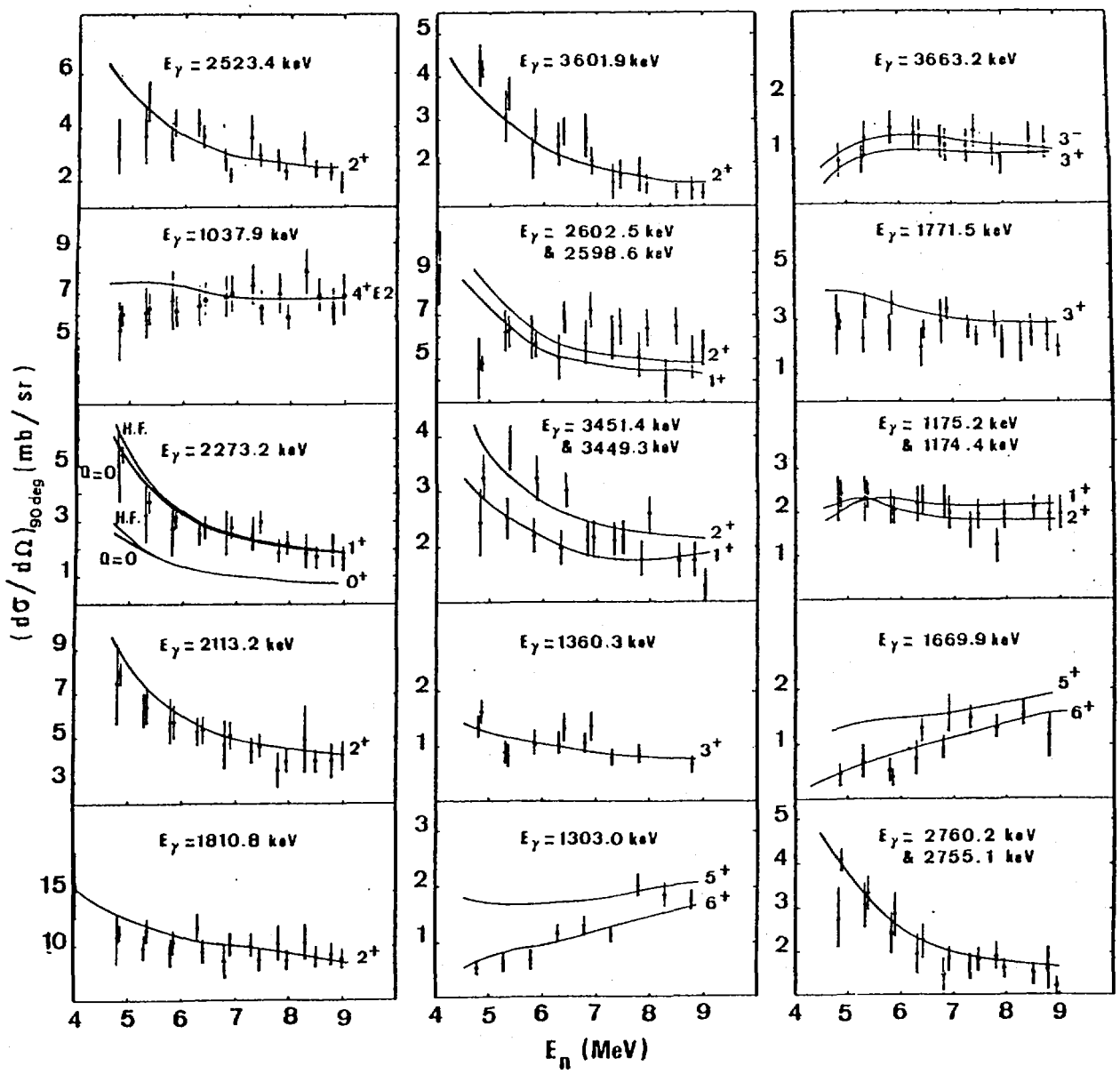


Fig. 8 Excitation functions measured at 90 deg for 15 gamma-rays from the $^{56}Fe(n,n')$ reaction. Solid lines correspond to the theoretical calculations by Lachkar et al. using several sets of spin, parities and multipole mixing ratios(30).

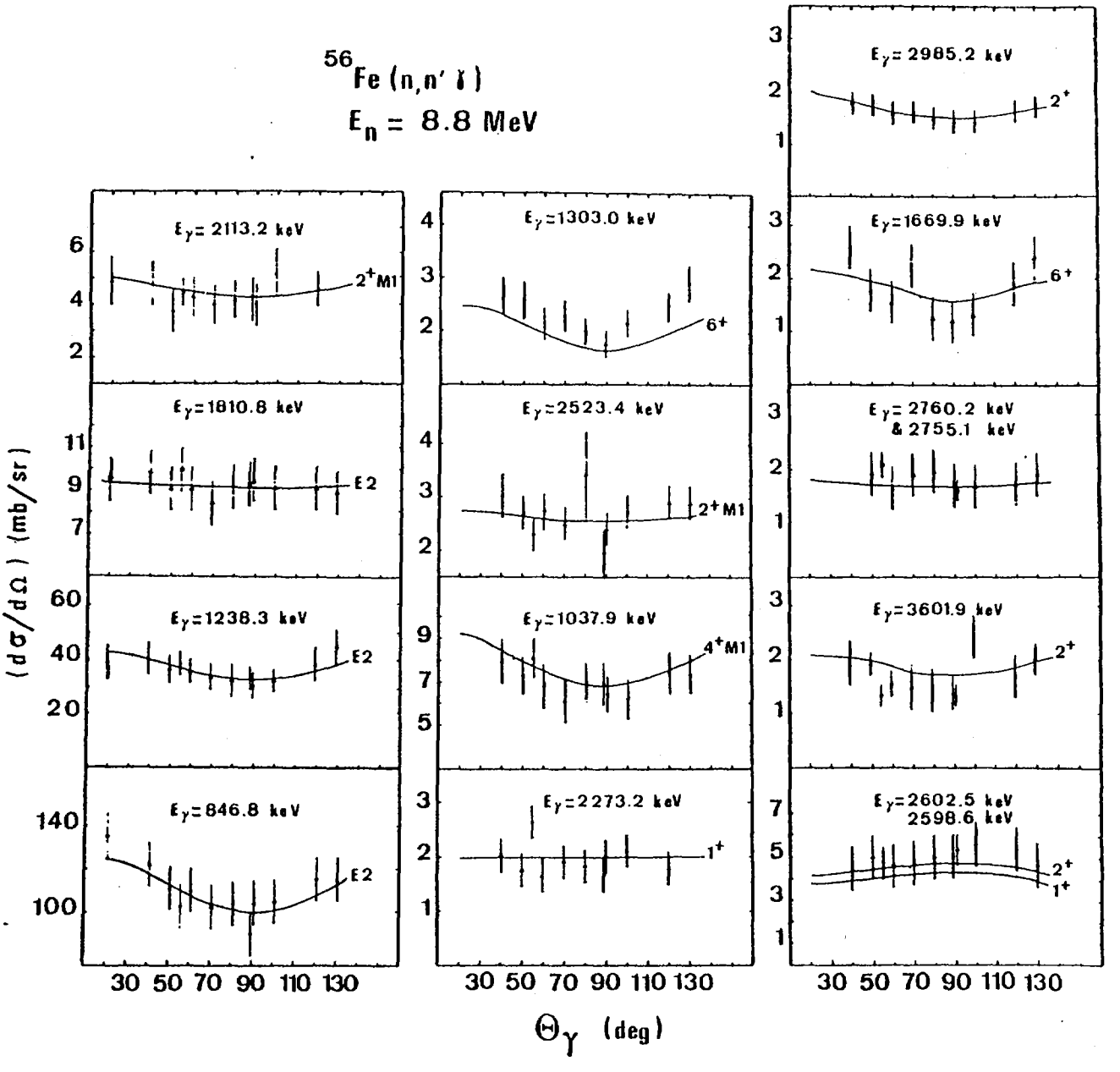


Fig. 9 Angular distributions measured for 13 gamma-rays at 8.8-MeV neutron energy. Solid lines are theoretical calculations by Lachkar et al.(30).

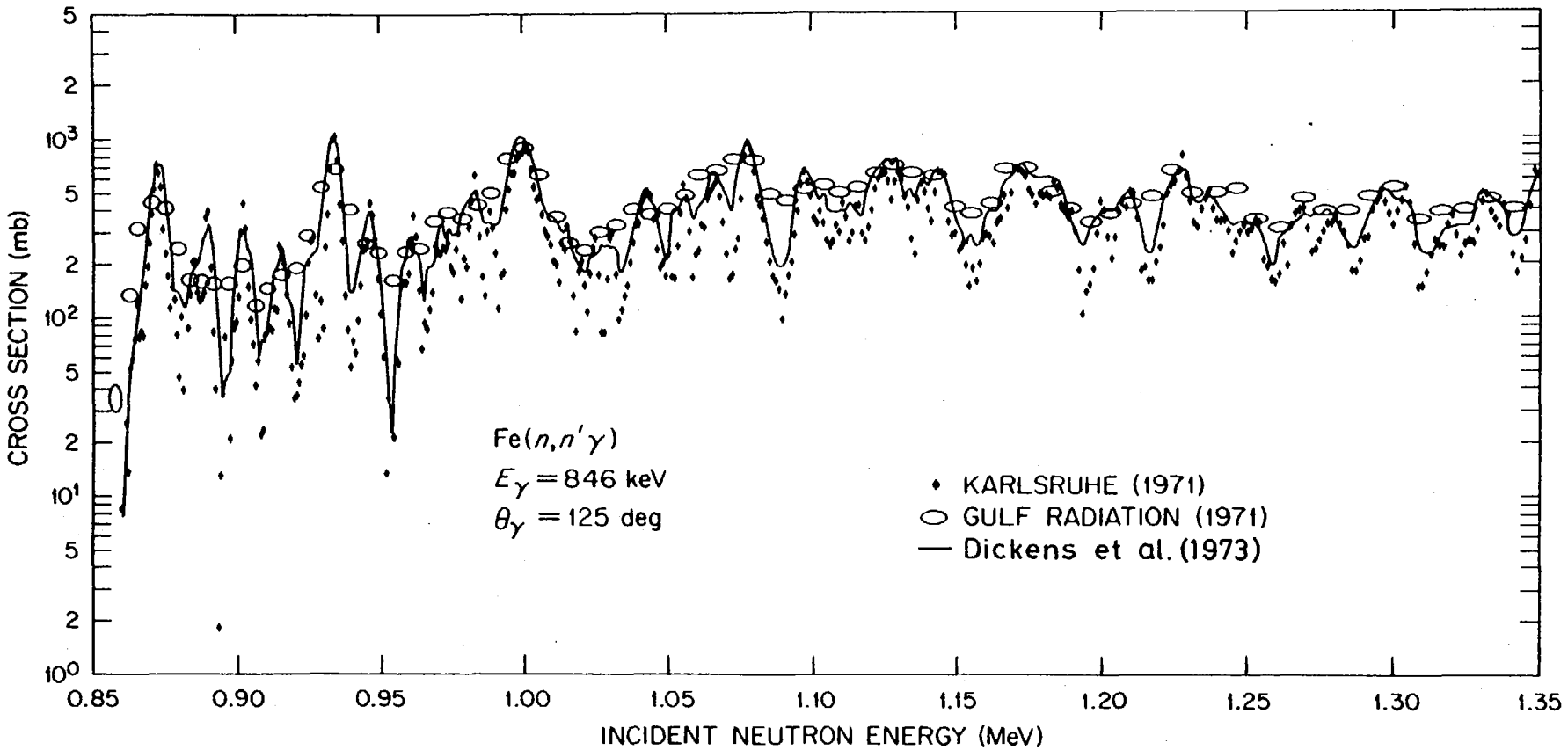


Fig. 10 Cross sections for production of the 847-keV gamma-rays from ^{56}Fe. The data of Dickens et al.[31] are compared with similar data reported by Orphan et al., Gulf Radiation[32], and Voss et al., Karlsruhe[33].

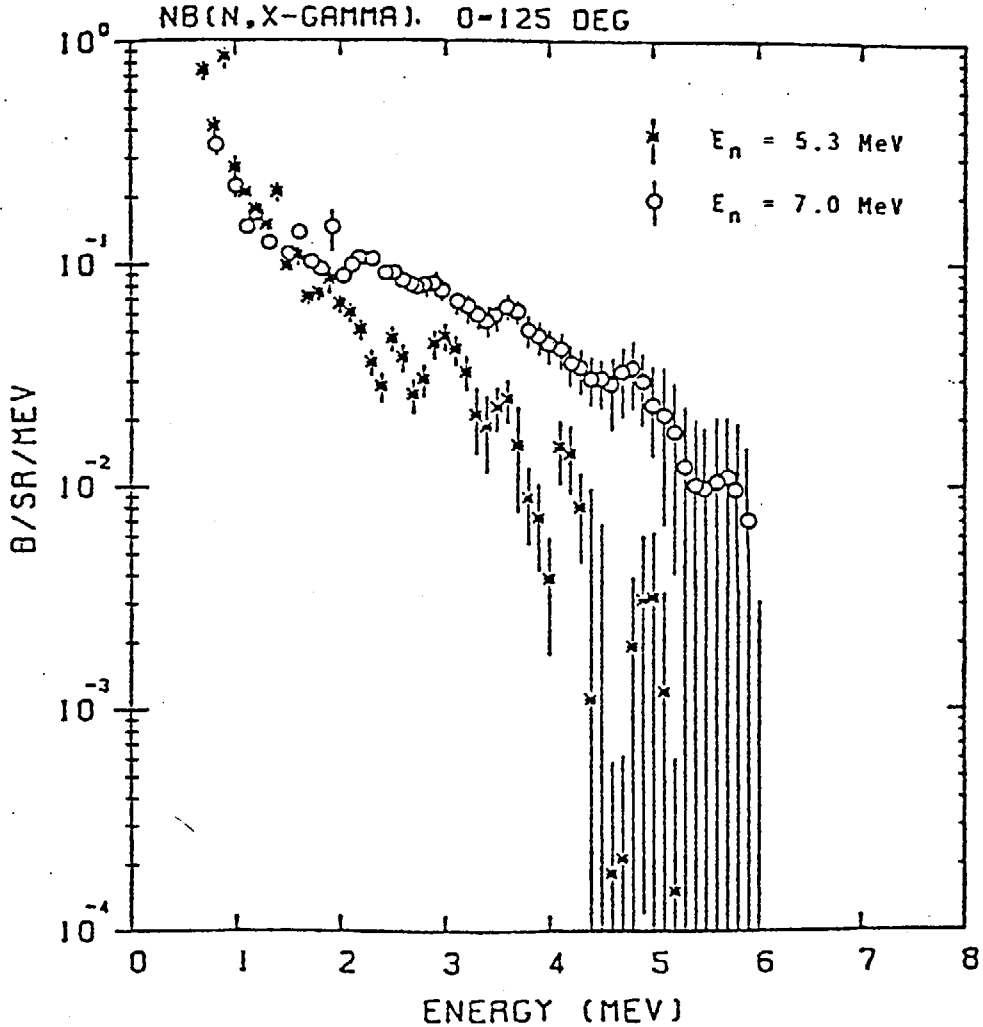


Fig. 11 Gamma-ray production cross sections of niobium[35].

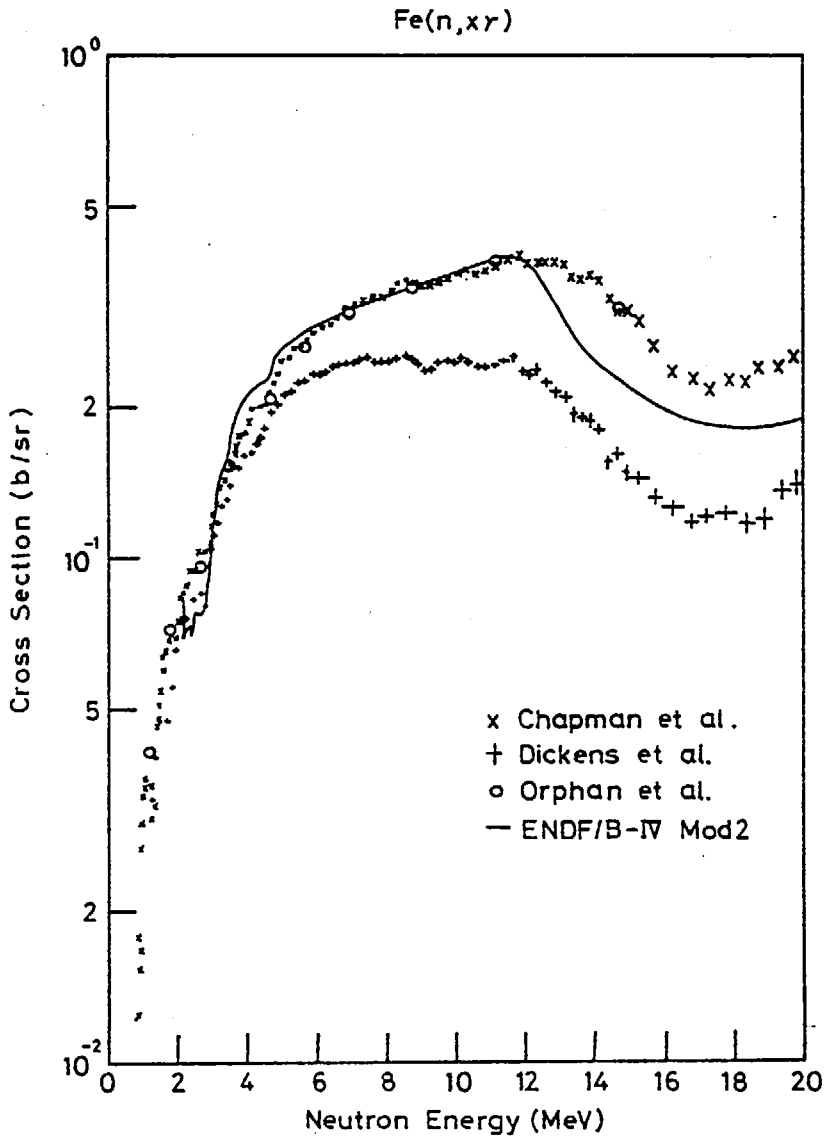


Fig. 12 Total gamma-ray production cross sections of iron for $E_\gamma \geq 0.8$ MeV at 125°[40].

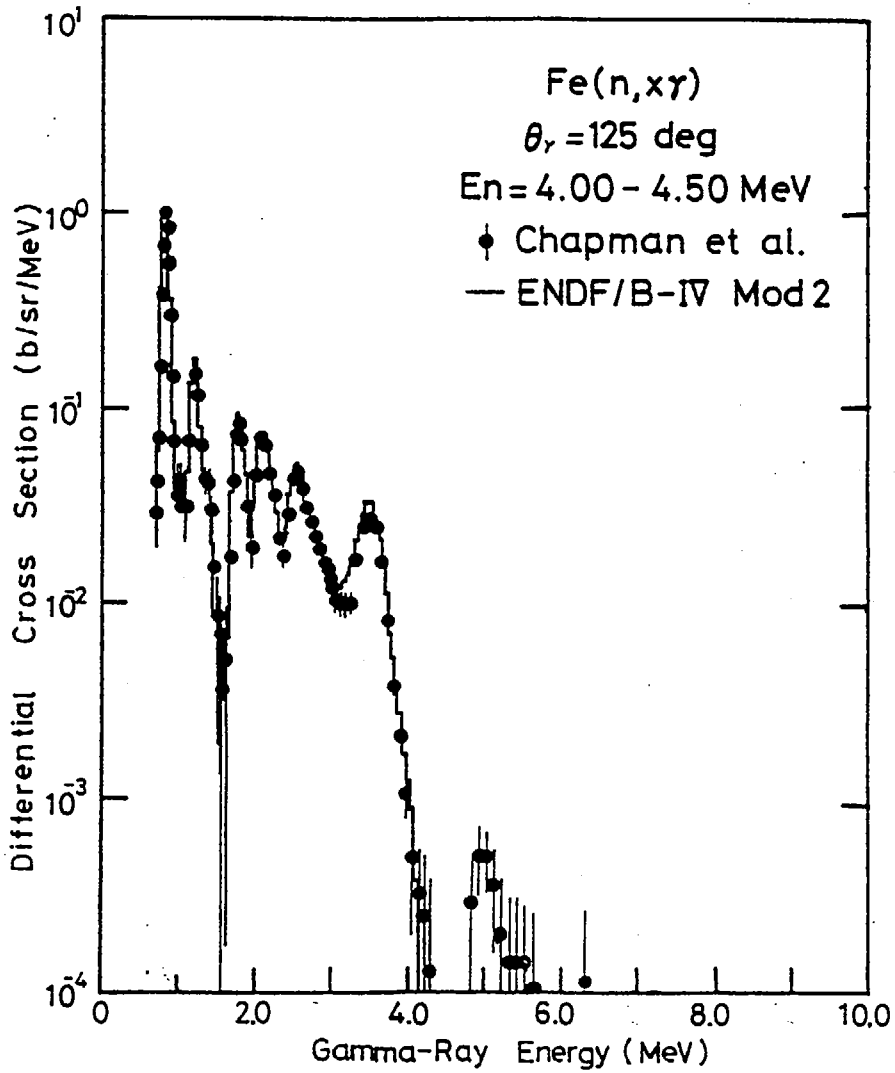


Fig. 13-1 Gamma-ray production cross sections of iron at En=4.00-4.50 MeV[40].

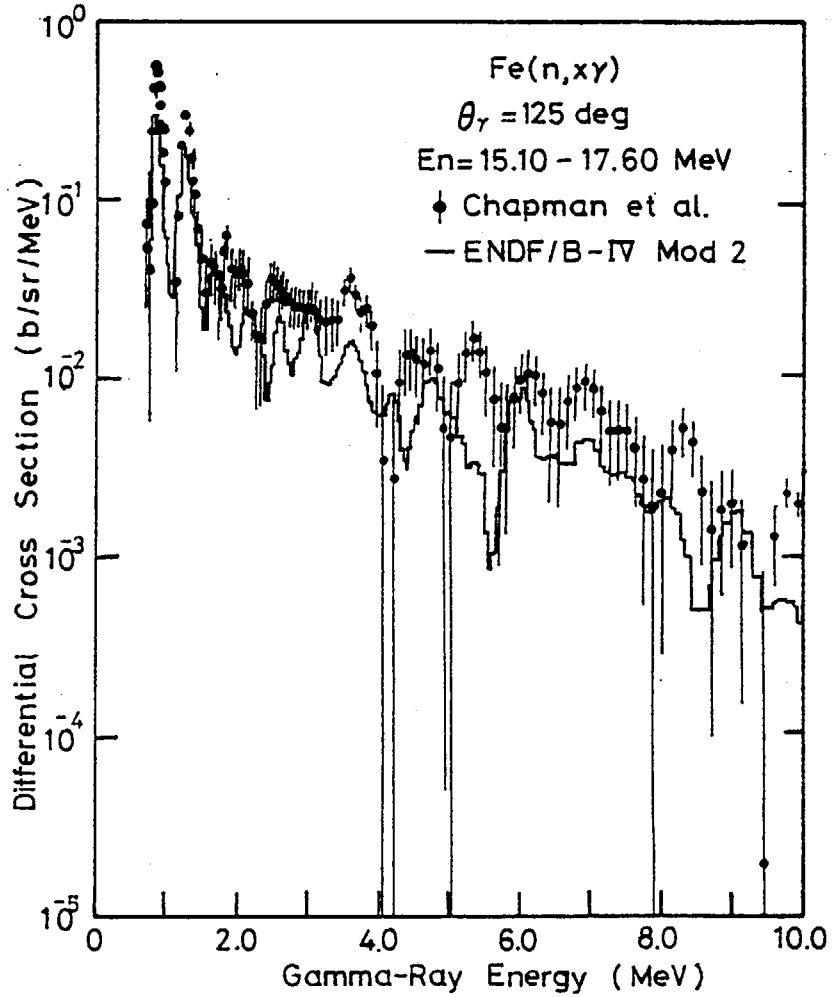


Fig. 13-2 Gamma-ray production cross sections of iron at En=15.1-17.6 MeV[40].

討　論

Q：飯島俊吾（NAIG）

^{197}Au（n，γ）のstrength functionにおけるこぶ（pigmy resonance）はどのように解釈されているか。

A：北沢日出男（東工大）

E1 transition strengthの一部であるというKhannaによるshell model calculationがある。

8.2 ガンマ線生成核データ理論計算の現状

水 本 元 治+

原子炉内でのガンマ線発熱計算，材料の照射損傷，遮蔽計算などにとって，中性子によるガンマ線生成核データは重要な量である。実験技術の進歩により，多くの精度のよいデータが得られるようになるとともに，原子核模型を利用した最近の理論計算コードの進歩も著しい。これらの理論計算は測定結果の記述や解釈に有用であり，測定値のない領域での推測値を得るためにも用いられる。本報告では核データ評価における理論とコードを概観し，計算結果と実験データとの比較を示す。

Status of Nuclear Model Calculations for Gamma-ray Production Cross Sections

Motoharu MIZUMOTO+

The gamma-ray production data from neutron induced reactions are needed in such applications as reactor-heating calculations, material damage estimates and shielding design calculations. The extensive measurements of gamma-ray production data became recently available, and at the same time the advanced nuclear model codes were developed. These codes are used to analyze measurements and to predict cross sections in the regions where no experimental information is given. In this paper , the nuclear models and codes used in data evaluations are briefly described and comparisons of model calculations with experimental results are presented.

1. はじめに

中性子によるガンマ線生成核データは，原子炉内でのガンマ線発熱計算，材料の照射損傷，遮蔽設計計算などにとって重要な核データの一つである。本報告ではガンマ線生成核データ評価に

＋日本原子力研究所 Japan Atomic Energy Research Institur

用いられる方法，および既存の計算コードを概観する。これまでにも，Young[1]，椙山[2]によって，実験と理論に関する総合報告がなされているほか，原子核理論の応用についてはYoungら[3]，Arthur[4]による報告がある。また「シグマ」特別専門委員会の報告の中では，[5]原子炉設計におけるガンマ線生成断面積の関連についても詳しく述べられている。

ガンマ線生成核データ評価に関する理論の発展を振りかえってみよう。（参考文献6～23に歴史的に重だった仕事を年代順に記した。発展の過程が見易いように発表された年号を文献の先頭に示してある。また間接的に影響を与えたと思われる実験的，あるいは理論的仕事も並記しておいた。）

中性子反応によって放出されるガンマ線生成断面積の理論的計算は1960年代に入って始った。当時の測定データはまだ不充分なもので，原子炉からの熱中性子束を用いたもの[6]，^{7}Li（p，n）^{7}Be反応による数100keV以下の中性子によるもの[9]など，数も限られていた。Groshev[6]（ソビエト）らは，統計モデルを使った計算で熱中性子による測定スペクトルを解析し，Fermiガス模型を用いた準位密度関数との関係を調べた。1961年Troubetzkoy[7]は，ガンマ線輻射幅に対して単一粒子模型（Weisskopf模型）を用い，残留核準位を考慮しない統計理論的手法を導き出した。Gdの原子核による捕獲ガンマ線スペクトル計算の結果は実験とのよい一致を得ている。この計算にはガンマ線との競争は考慮されていないながら，非弾性散乱（n，n′γ）によるスペクトル計算も行なわれている。1964年にStarfelt[9]（スウェーデン）は，E 1巨大共鳴によるBrink－Axel[8]型のガンマ線輻射幅の方が，一粒子模型によるものより実験との一致がよいことを示した，しかし，同時に彼らはCsやAuなどいくつかの核種で観測される5 MeV近傍でのスペクトルの盛り上りは計算では再現できないことを指適した。1966年にGroverとGilat[12]（BNL）は，スピンを取り入れた蒸発模型計算コードGROGIを開発した。このコードを使って重イオン反応O＋Ce→Dy*からのカスケードガンマ線スペクトルを計算している。このコードはのちに高橋[19]によって中性子反応の計算に利用され，Fe核種の実験値と比較，およびMg，Eu核種の評価に用いられた。同じ頃Yost[14]（ORNL）は離散準位への遷移を考慮した捕獲ガンマ線計算コードDUCALを開発し，Aℓ，Mgの共鳴準位からのスペクトルを計算した。このコードでは熱中性子などで精度よく測定された離散ガンマ線の実測値や基底状態近傍の準位の情報や遷移確率などを有効にもちいている。1968年HowertonとPlechaty[15]（LLL）は定温度蒸発模型による半経験式によって，ガンマ線スペクトルの連続成分を簡単な式$N(E_\gamma) \propto E_\gamma \exp(-RE_\gamma)$（$E_\gamma$：ガンマ線エネルギー）を用いて表現した。この式を使ったいくつかの核種に対するフィッテイングの結果では，パラメータRが中性子エネルギーや質量数とともに系統的に変化することが示された。彼らはこの系統性を利用して未知のガンマ線生成断面積を求めた。

1970年代になってORNLのリニアック（ORELA）を用いた実験をはじめとして，MeV領域での（n，Xγ）反応断面積の研究[16,18]がさかんに行なわれるようになり，それとともにいくつかの新しい計算コードの開発も行なわれるようになった。Fu（ORNL）ら[20]は，Hauser－Feshbach理論（H－F理論）を用いた多粒子放出計算コードTNGを作成した。計算では，準位のスピン・パリティ値，離散準位への遷移などを厳密に考慮している。このコードを使ってPbやCa核種のガンマ線生成断面積計算を行い，ORELAで得られた実験とのよい一致を得ている。またUhl（ウィーン）ら[21]は，高エネルギー中性子に対して，Exiton模型による前平衡反応

（Preequilibrium reaction[13]）を取り入れたコード，STAPREを開発し，Ba同位元素による粒子放出反応を含めた断面積を計算した。同様にGNASHと呼ばれるコードがYoungとArthur[22]（LASL）によって開発され，Y，Zr 同位元素などの粒子放出反応などを含めた詳細な評価がなされた。このコードは粒子放出の過程を10段階まで追跡し，6種類の粒子放出を取り扱うことができる。またガンマ線輻射に対してもE 1，M 1，E 2，M 2を考慮している。現在いくつかのコードで得られた結果の相互比較，二重微分断面積などを計算する機能の追加[23]，直接反応断面積（Direct Reaction）の考慮など，コードの改良，整備が精力的に行なわれている。[24]

以下本報告では，第2章で理論の概要，第3章で計算例としてCASTHY[25]（原研で開発されたもので，捕獲反応によって放出されるガンマ線スペクトルを計算するコード），とMGROGI[26]（東工大のグループがGROGI をもとに改良を加えたコード）の計算結果を示す。第4章ではHowertonら[15] による半経験式を用いる方法を，第5章では多段階H－F理論を用いた計算コード，TNG，STAPRE，GNASHの計算例について述べる。

2. 理論の概要

Fig.1はガンマ線生成反応を示す模式図である。計算の手続は基本的には2つに分けることができる。第一の計算は，まずターゲット核が中性子を吸収して複合核を形式し（図中過程1－a），その後中性子，陽子，α粒子などを放出して残留核の励起準位に達する過程（過程1－b）で，いわゆる反応の断面積を計算する部分である（捕獲反応断面積については複合核準位からの全ガンマ線放出の和が過程1－bに相当する。）。第二は，残留核（捕獲反応については複合核そのもの）から，低いエネルギー状態へガンマ線がカスケード的に放出される過程（過程2－a），すなわちガンマ線スペクトルを計算する部分と，それと並行して，平均ガンマ線エネルギー，ガンマ線多重度（Multiplicity）などを計算する部分である。以下に反応の断面積の計算，ガンマ線カスケードの計算，およびそれに必要なガンマ線透過係数の計算の手法をやや詳しく述べる。

2.1 反応の断面積

H－F理論によれば，粒子あるいはガンマ線の放出断面積$\sigma_{\alpha,\alpha'}$は，透過係数（Transmission Coefficient）$T^{J}_{\alpha s \ell}$ を用いて次式のように表わすことができる。*

$$\sigma_{\alpha,\alpha'} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{J\Pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \frac{\sum_{s\ell} T^{J}_{\alpha s \ell} \sum_{s'\ell'} T^{J}_{\alpha' s' \ell'}}{T(J\Pi)} \tag{1}$$

$$T(J\Pi) = \sum_{\alpha' s' \ell'} \left(\sum_{I'\Pi'} \int_{E_c}^{E_0} \rho(E'I'\Pi') T^{J}_{\alpha' s' \ell'} \, dE' \right.$$

＊この式は離散状態への反応を表わしている。残留核が連続状態の場合はあるエネルギー範囲での平均値の値と準位密度との積をとる必要がある。またここではWidth Fluctuationによる補正は含まれていない。

$$+\sum_{E'=0}^{E_d} T^{J}_{\alpha' s' \ell'}) + T_{\gamma}^{J\Pi} \tag{2}$$

ここではα，α'は反応の入射チャンネルと放出チャンネルを表わし，k は入射粒子の波長，s，ℓはチャンネルスピンおよび軌道角運動量，J，I，i はそれぞれ複合核，ターゲット核，入射粒子のスピンを表わす。式(2)中の$\rho(E'I'\Pi')$は残留核の準位密度を，E_d，E_c，E_0 は離散準位の上限，連続準位の下限と上限エネルギーである。式(2)の第一項は連続状態への粒子放出，第二項は離散準位への放出，第三項は複合核からのガンマ線全放出（これはガンマ線透過係数の和として定義される。）を表わす。反応粒子に対する透過係数 $T^{J}_{\alpha s \ell}$ は光学模型（Opfical Model）* を用いて計算される。単純な蒸発模型では，残留核はすべて連続状態にあるものとし，スピン，パリティは無視される。その結果として断面積は$\sigma_{\alpha,\alpha'}dE \propto \varepsilon\,\sigma_I(\varepsilon)\rho(E)dE$ として表わすことができる。εは放出粒子のエネルギー，$\sigma_I(\varepsilon)$は逆反応の断面積，$\rho(E)$は励起準位 E の準位密度である。

2.2 ガンマ線カスケード

次に残留核または複合核の励起準位が，ガンマ線を次々に放出して低エネルギーへ遷移する過程を追ってみる。いま最初の励起準位が$R(E_0, J_0, \Pi_0)$の割合で生成されたとする。E_0より低いエネルギーE の準位がガンマ線カスケードで生成される確率（Population Probability）$P_{J_0\Pi_0}(EJ\Pi)$は次のように表わすことができる[25]。

$$P_{J_0\Pi_0}(E, J, \Pi) = \delta(E_0 - E)R(E_0 J_0 \Pi_0) + R(E_0 J_0 \Pi_0)B_\gamma(E_0 J_0 \Pi_0 \to EJ\Pi)$$

$$+\sum_{J'\Pi'}\int_E^{E_0} P_{J_0\Pi_0}(E', J', \Pi')\,B_\gamma(E'J'\Pi' \to EJ\Pi)\,dE' \tag{3}$$

ここで$B_\gamma(E_0, J_0, \Pi_0 \to E, J, \Pi)$は$E_0$からE への遷移確率である。(3)式の第２項は最初の準位から直接１本のガンマ線放出にともなって生成される，いわゆる Primary Transition によるもの，第３項は２本以上のガンマ線を放出して生成される Secondary 以降の遷移に相当するものである。ここで全生成確率は，可能な最初の状態$J_0\Pi_0$に関する和をとる必要がある。

$$P(E, J, \Pi) = \sum_{J_0\Pi_0} P_{J_0\Pi_0}(E, J, \Pi) \tag{4}$$

さらに放出ガンマ線のエネルギースペクトルは，各々励起された準位から放出されるガンマ線の和をとり，以下のように計算される。

$$p_\gamma(\varepsilon_\gamma) = \sum_{J\Pi J'\Pi'}\int_{E_c+\varepsilon_\gamma}^{E_0} P(E, J, \Pi)\,B_\gamma(E, J, \Pi \to E-\varepsilon_\gamma, J', \Pi')\,dE$$

$$+\sum_{k=1}^{k_0}\sum_{J\Pi} P(E_k+\varepsilon_\gamma, J, \Pi)\,B_\gamma(E_k+\varepsilon_\gamma, J, \Pi \to E_k, J_k, \Pi_k)$$

---

*光学ポテンシャルおよび準位密度関数の詳しい議論は本報告でに行なわない，例えば文献24）を参照。

$$+\sum_{k=1}^{k_0-1}\sum_{k'=k+1}^{k_0} P(E_k' J_k' \Pi_k') B_\gamma(E_k' J_k' \Pi_k' \to E_k J_k \Pi_k)$$

$$\times \delta(E_k' - E_k - \varepsilon_\gamma) \quad \cdots\cdots (5)$$

ここでk_0は離散準位の中で最もエネルギーの高い準位を表わす。

(5)式の第1項は連続状態間の遷移，第2項は連続状態から離散準位への遷移，第3項は離散準位間の遷移を表わしている。

放出されたガンマ線の全エネルギーは，初期の励起エネルギーE_0に等しく，

$$\int_0^{E_0} \varepsilon_\gamma p_\gamma(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma = E_0 \quad \cdots\cdots (6)$$

が成り立っており，エネルギー保存則が保たれている。また放出ガンマ線の平均エネルギーは次式で表わされる。

$$\overline{\varepsilon_\gamma} = E_0 \Big/ \int_0^{E_0} p_\gamma(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma \quad \cdots\cdots (7)$$

(7)式の分母はガンマ線の多重度（multiplicity）と呼ばれる量に等しい。

2.3 ガンマ線透過係数

(3)式および(5)式を計算する上で重要なのは，ガンマ線に対する遷移確率$B_\gamma(E', J', \Pi' \to E, J, \Pi)$（以下簡単のためにスピンパリティを省略し，ガンマ線のエネルギーε_γをもちいて$B_\gamma(\varepsilon_\gamma)$と表わす）を求めることである。 $B_\gamma(\varepsilon_\gamma)$は準位Eからの全ガンマ線透過係数の和（$T_\gamma^{Tot}(E)$）とエネルギー$\varepsilon_\gamma$を持ったガンマ線を放出する透過係数の比で，$T_\gamma(\varepsilon_\gamma)/T_\gamma^{Tot}(E)$と表わす。$T_\gamma(\varepsilon_\gamma)$は光の吸収断面積$\sigma_a(\varepsilon_\gamma)$をもちいて，以下のように表わすことができる。

$$T_\gamma(\varepsilon_\gamma) = \frac{2}{\pi}\left(\frac{\varepsilon_\gamma}{\hbar c}\right)^2 \sigma_a(\varepsilon_\gamma) \quad \cdots\cdots (8)$$

ガンマ線透過係数と輻射幅$\Gamma_\gamma(\varepsilon_\gamma)$との間には$T_\gamma(\varepsilon_\gamma) = 2\pi\Gamma_\gamma(\varepsilon_\gamma)/D$の関係が成り立つ，ここでDはエネルギーEにおける平均準位幅（準位密度の逆数）である。Weisskopfの単一粒子模型によれば，Lをガンマ線の多重極度（Multipolarity）として$\sigma_a(\varepsilon_\gamma)$は以下のように表わす。

$$\sigma_a(\varepsilon_\gamma) \propto \varepsilon_\gamma^{2L-1} \quad (9)$$

普通の計算コードではE1遷移以外のM1，E2などの遷移については，単一粒子模型で取り扱うのが一般的である。

一方中性子反応によるガンマ線放出過程で最も大きな寄与をするE1遷移については，Axel[8]によるE1巨大共鳴（Giant Dipole Resonance－GDR）理論が用いられる。この理論によれば，ガンマ線吸収断面積$\sigma_\gamma^{(E1)}(\varepsilon_\gamma)$はLorentz曲線（Brink－Axel型）で与えられる。

$$\sigma_r^{(E1)}(\varepsilon_r)=2\pi^2\hbar e^2\frac{NZ}{A}\frac{1+0.8y}{m_n c}\cdot\varepsilon_r f_r(\varepsilon_r) \quad \cdots\cdots (10)$$

$$f_r(\varepsilon_r)=\frac{2\Gamma_R}{\pi}\frac{\varepsilon_r}{(E_r^2-E_R^2)^2+(\varepsilon_r\Gamma_R)^2} \quad \cdots\cdots (11)$$

ここでE_R，Γ_Rは共鳴のエネルギーおよび共鳴の幅である，m_nは核子の質量を表わし，y は交換力による寄与を表わすパラメータである。(11)式の$f_r(\varepsilon_r)$はガンマ線のプロファイル関数＊（Profile Function）であり，$\int_0^\infty \varepsilon_r f_r(\varepsilon_r)=1$ になるように規格化されている。

Brink Axel 型を用いた計算結果と，実験値との比較によると，一般的に Brink－Axel型の関数では低いエネルギー（$\varepsilon_r<2$ MeV）のガンマ線強度を高くみつもる傾向がある。そのため実験との一致を良くするために，いくつかのプロフィル関数が提案されている。

Lane－Lynn 型[28]

$$f_r(\varepsilon_r)=\frac{\Gamma_R}{2\pi}\frac{\varepsilon_r}{(\varepsilon_r-E_R)^2+\frac{1}{4}\Gamma_R^2}e^{a(\varepsilon_r-E_R)}\ ;\ \varepsilon_r\leq E_R \quad \cdots\cdots (13)$$

これは低エネルギー部のガンマ線に減衰係数（Damping Factor）$e^{a(\varepsilon_r-E_R)}$（a はパラメータ）を掛けるものであり，プロファイル関数は Breit－Wigner 型と呼ばれるものを使用している。

Berman 型

$$f_r(\varepsilon_r)=\sum_{i=1}^{2}\frac{\varepsilon_r\sigma_{Ri}\Gamma_{Ri}^2}{(\varepsilon_r^2-E_R^2)^2+(\varepsilon_r\Gamma_R)^2} \quad \cdots\cdots (14)$$

光核反応の実験によれば，変型した原子核に対しては光吸収断面積曲線が２つの山をもった共鳴を示す。この式はそれを考慮したものでσ_{R1}，σ_{R2}は２つのピーク断面積値を与える。多くの核種に対する巨大共鳴パラメータの値は Berman[29]によって編集された表がある。

＊別にガンマ線強度関数と呼ばれる平均量がある。Bartholomew[27] によれば準位エネルギーE_λからE_iへの遷移について，ガンマ線強度関数 $f_{i\lambda L}^{J\Pi}(\varepsilon_r)$ は，以下のように定義される。

$$f_{i\lambda L}^{J\Pi}(\varepsilon_r)=\frac{\bar{\Gamma}_{r_i\lambda L}^{J\Pi}}{\varepsilon_r^{2L+1}}\rho_{J\Pi}(E_\lambda) \quad \cdots\cdots (12)$$

$$\varepsilon_r=E_\lambda-E_i$$

λ と i は初期状態と終状態を表わし，L はガンマ線の多重極度を表わす。

E1 に関しては，光の吸収断面積と以下の関係がある。

$$f_{E1}(\varepsilon_r)=\frac{1}{3\pi^2(\hbar c)^2}\frac{\sigma_a(\varepsilon_r)}{\varepsilon_r}$$

Energy Dependent Breit－Wigner 型[30]
（EDBW型）

$$\Gamma_R(\varepsilon_\gamma)=\frac{k_1 g^3 \varepsilon_\gamma^2}{k_2+g^3\varepsilon_\gamma} \quad \cdots\cdots (15)$$

これはGardner らによって提案されたもので，巨大共鳴の幅にエネルギー依存性を持たせるものである。プロファイル関数としてはBreit－Wigner型を使用する。k_1，k_2 はパラメータ，g はフェルミ準位における，単一粒子模型による準位密度である。

この他にも実験で得られたスペクトルを使用して，Spectrum Fitting 法[27]によってガンマ線強度関数を直接求める方法がある。得られた結果と計算に用いられているプロファイル関数との比較によれば，一般的には上にあげたいくつかのプロファイル関数の有効性が証明されているものの，Cs，Au，Tl核種などのように5MeV近傍に，ガンマ線強度関数に大きな山（Pigmy Resonance）を示す原子核が存在している。

次章では，計算の手法を理解するために，CASTHY およびMGROGI を使った計算結果の例を示す。

3. CASTHYとMGROGIの計算例

3.1 CASTHY

このコードはH－F理論にもとづいて，中性子による全断面積や捕獲断面積などを計算するもので，原研五十嵐[25]によって開発された。ガンマ線スペクトルを計算する際には，非弾性散乱過程への競争は考慮されるが，非弾性散乱をうけた後の残留核からのガンマ線は計算されていない。その意味で低エネルギー中性子による捕獲ガンマ線スペクトル計算用である。離散準位のスピン・パリティは厳密に考慮されており，準位間の遷移確率に対して実験値があるものは実験値を入力することも可能である。ガンマ線強度関数はBrink－Axel 型，Lane－Lynn 型，Berman 型いづれでも入力することができる。ガンマ線の多重極度の計算には，E 1，M 1，E 2を含んでいる。

Fig.2 に^{95}Mo（n，γ）反応による中間エネルギー準位の生成確率を示す。入射中性子エネルギーは1eVであり，ターゲット核のスピン，パリティは$5/2^+$である。低エネルギー入射であるため複合核準位は，s －波中性子によって2^+（42％）と3^+（58％）が励起されている。計算では3MeVまでの１９本の離散準位が入力されており，準位間の遷移確率はTable of Isotope[31]の値が用いられている。図から明らかなように中間の準位はE 1遷移による負パリティ準位が強く生成されている。

Fig.3 には^{92}Mo と^{95}Mo の中性子捕獲によるスペクトルの計算例を示した。^{92}Mo の場合中性子が５０の魔法の数をもった原子核であるため準位の数は少ない。3.3MeVまでに１２本の準位が入力されているが，計算では離散ガンマ線生成が強く現われている。全体の型は中性子結合エネルギー（^{92}Mo は8.07MeV，^{95}Mo は9.15MeV）にも大きく依存する。

Fig.4 にMo の全アイソトープによる計算例と実験との比較を示した。計算はMo の７つのアイ

ソトープについて行ない，核種の存在比と熱中性子エネルギーにおける断面積の値で重みをつけ和をとった。図中ENDF[32]は評価済みデータでありOrphanらの測定値を使用している。またHeck[33]らによる^{95}Mo*のGe（Li）検出器での離数ガンマ線測定結果を並記した。データは高エネルギー部（E_γ=4.87～8.90MeV）を計算値にひとしいように規格化しているが，図から明らかなように中間エネルギー領域では，検出器のエネルギー分解能が悪化するため離散ガンマ線だけの和は計算値より大幅に小さくなる。

3.2 MGROGI

このコードは東工大グループによってGROGI[12]をもとに開発された。内容と計算例については北沢らの詳細な報告[26]がある。基本的にはスピンの存在を考慮した蒸発模型を使用しており，離散準位の影響は，Yrast準位を用いることにより間接的に取り入れられている。また，Wapstra－BosのMass Table，代表的な光学ポテンシャルパラメータ，Gilbert－Cameronの準位密度パラメータなどがコード内に組み入れられており，多くの便利な機能が付け加えられている[34]。

Fig.5，Fig.6にNb核種に関する計算例を示す[35]，使用された光学ポテンシャルはBecchetti－Greenleeス[36]のものであり，ガンマ線強度関数はBrink－Axel型を用いている。図に並記されは測定データはORELAによるDickens[37]らのものである。Fig.5は中性子エネルギー3～3.4MeVによるもので，低エネルギーガンマ線側の盛り上がりはNb（n，n′γ）反応によるガンマ線，高エネルギー側はNb（n，γ）によるものである。Fig.6はE_n＝12.03－14.02MeVのもので，Nb（n，n′γ）またはNb（n，2nγ）が主体である。Fig.7はE_γ＞0.8MeVで取られたガンマ線生成断面積である。E_n＝12MeV近傍では実験値が計算値を上まわっているのがわかる。この中性子エネルギー領域では，前平衡反応などによる影響があらわれるが，MGROGIではこれからの寄与が計算されておらずそれが原因の一つと予想される。

4. Howertonらの方法

高く励起された原子核から放出される中性子のエネルギー分布は，ちょうど高温度の物質表面から粒子が蒸発したかのようなマックスウエル分布を示す。HowertonとPlechaty[15]はこのような中性子放出との類似から，連続ガンマ線のエネルギースペクトルを以下のように表わした。

$$N(E_\gamma)=A_nE_\gamma\exp(-R\cdot E_\gamma) \qquad \cdots\cdots (16)$$

ここでA_n，Rの値は実験データをフィットして得られる。Rの逆数が原子核の温度に相当した量である。Howertonらは(16)式が重い核のスペクトルをよく表現できることを示した。また中性子エネルギーが4MeV以上でのA_nおよびRの原子核の質量数に対する依存性を求めた。

さらにPerkins[38]らは，このA_nおよびRパラメータを（n，γ）や（n，n′γ）などの反応ごとに求めることにより，中性子エネルギーのより広い範囲にわたってHowertonらの方法が適用できることを示した。また反応で可能な最大のガンマ線エネルギー（複合核反応では$E_\gamma^{max}=B_n+E_n\cdot A/(A+1)$，（n，n′$\gamma$）反応では$E_\gamma^{max}=E_n\times A/(A+1)$，$B_n$は複合核の中性子結合エネルギー，Aはターゲット核の質量数である）でスペクトル成分の値が零になるような式を与えた。

＊ ^{95}Moは熱中性子に対する断面積が大きく85％の寄与があるため，全アイソトープの比較に用いた。

$$N(E_\gamma)=A_n E_\gamma \exp(-R\cdot E_\gamma)\frac{E_\gamma^{max}-E_\gamma}{E_\gamma^{max}-E_X} \qquad \cdots\cdots (17)$$

ここで，E_Xは残留核の平均励起エネルギーである。Fig.8にORELAによるNb核種のデータのフィッティングの様子を示す。E_Xを出すための放出中性子の平均エネルギーはMGROGIによる計算値をもちいた。

東北大のグループは，東北大での測定データ，およびORELAでのデータをHowertonらの方法を用いて系統的に解析している[2]。Fig.9に彼らによって得られたAn，Rパラメータの質量依存性を示す。中性子のエネルギーは，4.3，6.5，15.5MeVである。白丸はORELAのデータフィットの結果，黒丸は東北大のデータに対する結果を示す。6.5MeVにおける東北大のデータ15.5MeVにおけるORELAのデータはA_n，Rともに直線的な質量依存性を示している。図中直線は東北大によって得られたもの，点線はHowertonら[15]によって得られたものである。E_n＝4.3，6.5 MeVで得られたORELAのデータに系統性はない。東北大のデータは高分解能とのGe(Li)検出器を用いており，離散ガンマ線と連続スペクトル部分の分離に注意がはらわれている。一方ORELAのデータはNaI(Tl)検出器によるものである。Fig.10には低い中性子エネルギー(E_n＝1.0－1.5MeV，4.0－4.5MeV)の(n，γ)反応スペクトルの解析を示す。図中に示されているように，捕獲反応によるパラメータA_n，Rにも質量数Aに対して，なめらかな曲線で表わされる関係がある。

5. 多段階Hauser－Feshbach 模型による計算

軽い核や，低いエネルギー領域(E_n＜数MeV)の(n，n'γ)や(n，γ)反応では，放出粒子やガンマ線は残留核の離散準位へ遷移する。その結果観測されるガンマ線スペクトルは，Fig.11に見られるように大きな構造[39]を示す。このようなスペクトルを再現するためには，関与する原子核の離散準位エネルギー，スピン，パリティ，また準位間の遷移を厳密に取り扱う必要がある。

また，高エネルギー側(E_n＞10MeV)では，通常の統計理論では考慮されなかった，前平衡反応，あるいは直接反応による断面積の増加がみられる。第3章のNb核種の例でも述べたようにこの効果を取り入れていない計算は，高エネルギー部分で実験値との一致がよくない。

さらに，現在核融合炉設計のための核データに加えてFMIF(Fusion Material Irradiation Test Facilityの略でd＋Li反応による高速中性子を利用する)，医療用加速器の遮蔽計算など，要求される核データの中性子エネルギーは50MeVにもおよんでいる[3]。このエネルギー領域では，多粒子放出によって反応はきわめて複雑になる。以上のようないくつかの要求を満たすための，計算コードの開発が各所で進められている。ここではそれらのコードの中で特にガンマ線生成断面積計算が可能な3つの計算コードの概要を述べる。

5.1 GNASH

このコードはYoungとArthur(LASL)[22]によって開発され，Zr，Y，Co，Fe，W，U核種などの計算がこのコードを用いて行なわれた。前平衡反応の計算は第一粒子放出の断面積を計

算する際に取り入れられており，Kalbach[40]のMaster-equation 模型を使用している。また基底準位近くへの直接反応による断面積は，外部のコードでの計算結果を入力として用いる。ガンマ線強度関数は Weisskopf 型あるいはBrink-Axel型で，準位密度は Gilbert－Cameron型，ガンマ線の多重極度はM 2 まで厳密に考慮される。

Fig.12 は GNASH によるFe の計算結果を示す。中性子エネルギー 14.2 MeV での計算であり Drake（LASL）ら[41] の測定との一致は離散ガンマ線の強度も含めて非常によい。一方ORELA のデータとの一致はよくなく（参考文献 3 中のFig.11 参照，但し 14.55 MeV以外でのORELAのデータとの一致は悪くない），計算は Drake らのデータを支持している。これは理論計算が実験データの評価に直接用いられた例と言える。

5.2 TNG

このコードはORNLの Fu[20]によって開発されたもので，一粒子放出（Binary Reaction）過程は Penny によって作られた H－F 理論コード HELENE[42] を使用し，二粒子放出（Tertiary Reaction）の部分を付け加えて，TNG と名付けたものである。F，Ca，Pb，Cu，Fe，Na 核種がこのコードを使って計算されている。このコードの特長は，前平衡反応の計算の中で近似的に角運動量が保存されているため，角分布の計算が可能なことである。その他 Width Fluctuation Factor の計算を含み，ガンマ線の多重極度はE 1 のみであり，Brink－Axel型を用いている。

Fig.11 に ^{23}Na（n，Xγ）の計算結果とORELAでの中性子エネルギー 5.5 MeV での実験[39] との比較を示した。離散準位のスピン，パリティ，遷移確率は Endt ら[43] の編集値を使用しており，また ^{23}Na の第一励起状態への直接反応の断面積も考慮されている。図で示されているように実験との一致は非常によい。

5.3 STAPRE

このコードは，Uhl（ウィーン）らによって開発されたもので，6 段階までの粒子放出を考慮し，前平衡反応断面積は Kalbach の仮定を用いている。

このコードを使った ^{56}Fe の（n，Xγ）反応[44]および ^{90}Zr の（n，p）反応[45] の断面積の計算例を見てみる。

Fig.13 に示されているように，通常中性子エネルギー 20MeV 以下の領域でガンマ線生成断面積に大きく寄与するのは（n，n′γ）反応であり，（n，2nγ）（n，pγ）反応がそれに続いている。Fig. 13 の例では，前平衡反応を考慮した（n，n′γ）の計算値（図中（n，n′γ）with PEQ）は，考慮しない値（n，n′γ）に対し約 3 0％（E_n＝15 MeV）増加している。この結果は，競争過程である他の断面積を減少させることにもなる。（点線は ENDLの評価データで，×印は実験データである）。

Fig.14 に示されたのは ^{90}Zr（n，p）反応断面積の計算例である（Fig.13，14 中の測定データなどの詳細は引用文献 44)，45)参照）。Precomp（Precompound Reactionで前平衡反応の別称）を含んだSTAPRE 計算の方が Precomp を含まない計算より測定値との一致がよい。NORM THRES は，Pearlstein[46] の手法で計算した結果を 14MeV の測定値を用いて規格化した値である。このような粒子放出反応の計算結果の良否は間接的にガンマ線生成断面積計算に影響を与

えている。

6. まとめ

これまでの議論で多段階H－F 理論計算コードは，よく実験値を再現しうることを見てきた。しかし反面計算が膨大で複雑になるにつれて，コードの中で用いられている仮定も増え，入力パラメータの数も多くなってくる。そのため計算コードの相互比較が重要な意味を持つ。それぞれのコード内で使用されている計算手法や仮定に対する詳細な吟味を行い，また光学模型パラメータ，準位密度パラメータ，準位間の遷移確率など入力データには充分注意が払わねばならない。さらには他の反応断面積との統一的な評価を行う上でも，よく検討されたパラメータ類（例えば励起準位情報に関してはENSDF（Evaluated Nuclear Data Structure Data File[47]）などが使い易い形でファイル化され，各種の計算コードに共通に入力できるようなシステムが望ましい。

Table 1にFu[48]（ORNL）によって与えられた，ENDF／B－Vのガンマ線生成断面積評価手法の核種分類を示す。このファイルには42核種のガンマ線データが格納されており，これはその一部分である。Howerton らによる半経験式を使った方法や，Troubetzkoy の単純な蒸発模型によるものが比較的多い。これは質量数100以上の核種では離散準位の影響がならされ，単純な構造を示すことを反映している。評価の手法としては，時間と手間をかけた詳細な計算の重要性は無視できないが，精度の良い実験データの有無や，評価すべき核種の個々の性質に応じて適宜最良の方法を用いる必要がある。

謝　辞

CASTHY コード使用法および理論計算の詳細について助言して下さった，原研，五十嵐信一氏，MGROGIの計算結果を提供下さった，東工大　北沢日出男，播磨良子，NAIG　川合将義，舶研　山越寿夫の各氏およびHowertonの方法に関する資料を提供下さった東北大　椙山一典教授に感謝します。また，本報告の内容は，ガンマ線生成核データWG内での議論に負うところが大であり，WGのメンバーの方々に感謝します。

参考文献

1) P.G. Young, Proc. 4th Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., USA. 1975 p.149
2) K. Sugiyama, Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, Tenn. 1979 p.397
3) P.G. Young, E.D. Arthur and D.G. Madland, ibid. p.639
4) E.D. Arthur, Workshop on Evaluation Methods and Procedures BNL, 1980
5) 「シグマ」特別専門委員会，日本原子力学会誌 21（1979）377

6) 1960 L.V. Groshev, A.M. Demidov and V.I. Pelekov, Nucl. Phys. 16 (1960) 645
7) 1961 E.S. Troubetzkoy, Phys. Rev. 122 (1961) 212
8) 1962 P. Axel, Phys. Rev. 126 (1962) 672
9) 1964 N. Starfelt, Nucl. Phys. 53 (1964) 397
10) 1965 A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
11) 1966 W.P. Pönitz, Zeit. für Phys. 197 (1966) 262
12) 1966 J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1966) 802
13) 1966 J.J. Griffin, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 478
14) 1968 K.J. Yost, Nucl. Sci. Eng. 32 (1968) 62
15) 1968 R.J. Howerton and E.F. Plechaty, Nucl. Sci. Eng. 32 (1968) 178
16) 1969 V.J. Orphan, C.G. Hoot, A.D. Carlson, J. John and J.R. Beyster, Nucl. Instr. Meth. 73 (1969) 1
17) 1970 M. Uhl, Acta Phys. Aust. 31 (1970) 245
18) 1972 J.K. Dickens, G.L. Morgan, G.T. Chapman, T.A. Love, E. Newman and F.G. Perey, Nucl. Sci. Eng. 62 (1977) 515
19) 1975 H. Takahashi, Prog. EANDC Topical Discussion on Critique of Nuclear Models and Their Validity in the Evaluation of Nuclear Data, Tokyo, 1974, JAERI-M 5984, p.257 (1975)
20) 1975 C.Y. Fu and F.G. Perey, At. Data Nucl. Data Table 16 (1975) 409
C.Y. Fu, ibid 17 (1976) 127
21) 1976 M. Uhl and B. Strohmaier, IRK 76/01, 1976,
B. Strohmair and M. Uhl. Nucl. Sci. Eng. 65 (1978) 368
22) 1977 P.G. Young and E.D. Arthor, LA 6947 (1977)
E.D. Arthur, Nucl. Sci. Eng. 76 (1980) 137
23) 1980 C.Y. Fu, Symposium on Neutron Cross Sections from 10-50 MeV, BNL 1980 p.640
24) D.G. Gardner, ibid p.641
25) 五十嵐信一 ： 私信（1981）
26) 北沢日出男，播磨良子，山越寿夫，佐野雄二，小林嗣幸，川合将義，1978
核データ研究報告，p 253
27) G.A. Bartholomew, E.D. Earle, A.J. Ferguson, J.W. Knowles and M.A. Lone, Advances in Nuclear Physics Vol.7 (1973) 229
28) Lane and Lynn, Nucl. Phys. 17 (1960) 563
29) B.L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables 15 (1975) 319
30) D.G. Gardner, M.A. Gardner and F.S. Dietrich, UCID-18759 (1980)
31) C.M. Lederer and V.S. Shirley, Table of Isotopes, Seventh Edition (1978)
32) R.J. Howerton, et al., UCRL-51370 Vol.4 (1971)

33) D. Heck, N. Ahmed, U. Fanger, W. Michaelis and H. Schmidt, Nucl. Phys. A159 (1970) 49
34) 川合将義，播磨良子，山越寿夫，北沢日出男，昭和56年日本原子力学会予稿表 九州大学（1981）p.2
35) 播磨良子 ： 私信（1981）
36) Becchetti-Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190
37) J.K. Dickens, G.L. Morgan and E. Newman, ORNL TM-4972 (1975)
38) S.T. Perkins, R.C. Haight and R.J. Howerton, Nucl. Sci. Eng. 57 (1975) 1
39) D.C. Larson and G.L. Morgan, Nucl. Sci. Eng. 75 (1980) 151
40) C. Kalbach, Z. Phys. A283 (1977) 401
41) D.M. Drake, E.D. Arthur and M.G. Silbert, Nucl. Sci. Eng. 65 (1978) 49
42) S.K. Penny, ORNL-TM-2590 (1969)
43) P.M. Endt and C. Van Der Leun, Nucl. Phys. A 214 (1973) 1
44) B. Basarragtscha, D. Hermsdorf and D. Seeliger, Proc. 2nd Int. Symposium on Neutron Induced Reaction, Smolenice (1979) p.381
45) M.A. Gardner, Workshop on Evaluation Methods and Procedures BNL (1980)
46) S. Pearlstein, J. Nucl. Energy, 27 (1973) 81
47) 田村 務，原子力学会誌 22（1980）836
48) C.Y. Fu, Workshop on Evaluation Methods and Procedures, BNL (1980)

Table 1 The evaluation methods of ENDF/B-V from Ref. 48 by C.W. Fu (ORNL)

Method	Nuclei
Howerton	^{31}P, S, Ti, Nb, Mo, Ta, ^{232}Th, ^{238}U
Troubetzkoy (evaporation model)	Cu, W
GNASH TNG	^{15}N, Si, Ca, ^{19}F, ^{23}Na
Yost	Fe, Ta, W
Varying multiplicity[a)]	^{9}Be, Mg, ^{31}P, Cr, Nb, Mo, Ta, ^{232}Th

a) It is assumed that the multiplicity of photons produced in the capture reactions may be increased with increasing incident neutron energy as $M(E_n) = M(0)\cdot(E_{cm} + B_n)/B_n$, where B_n is neutron binding energy and E_{cm} is center-of mass energy of incident neutron.

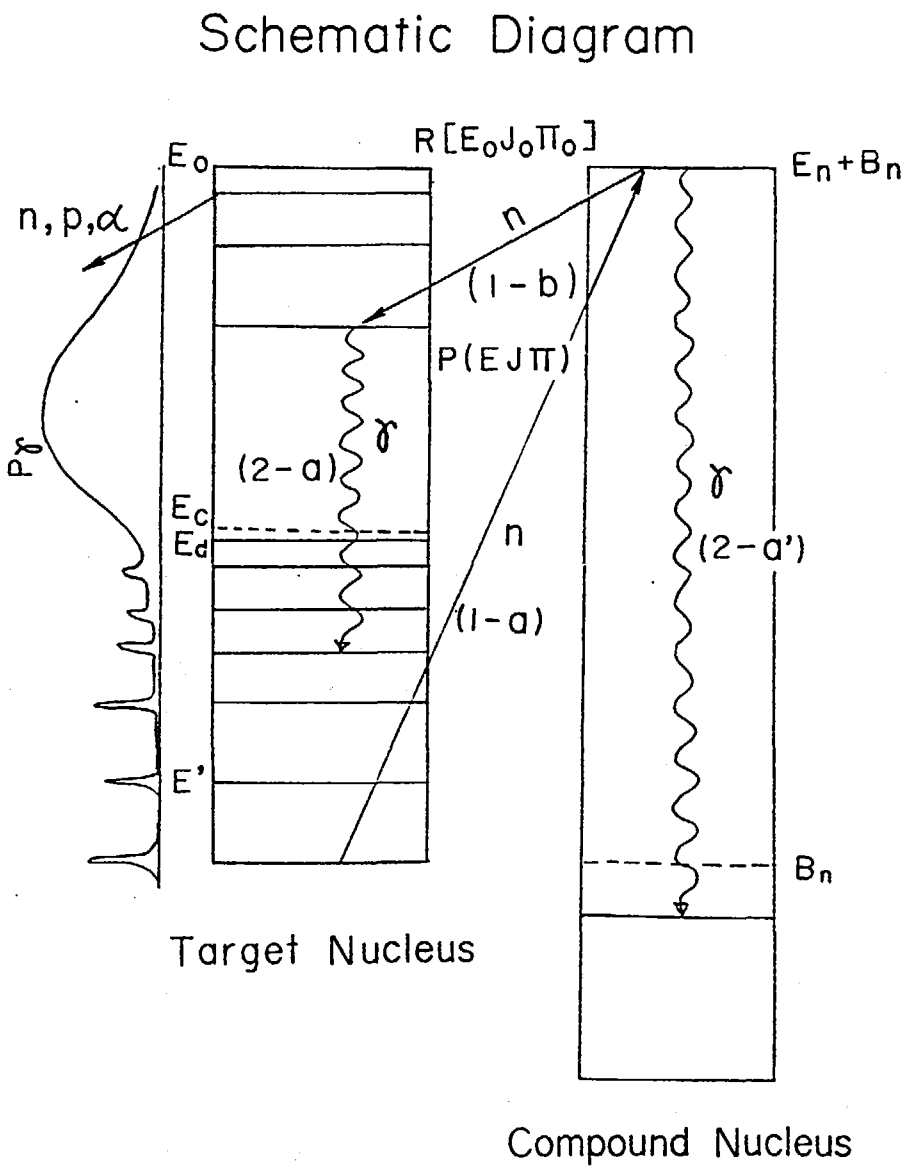


Fig. 1 Schematic diagram for neutron-induced reaction followed by γ-ray emission.

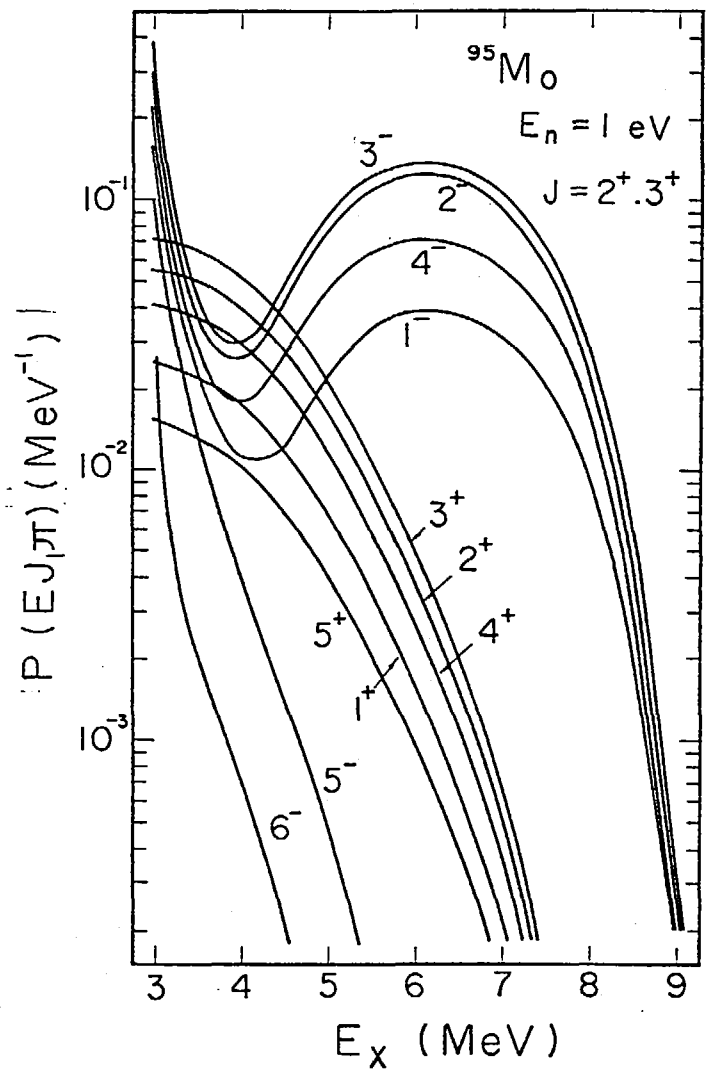


Fig. 2 Calculated population probabilities for intermediate states. Values of spin and parity are indicated in the figure.

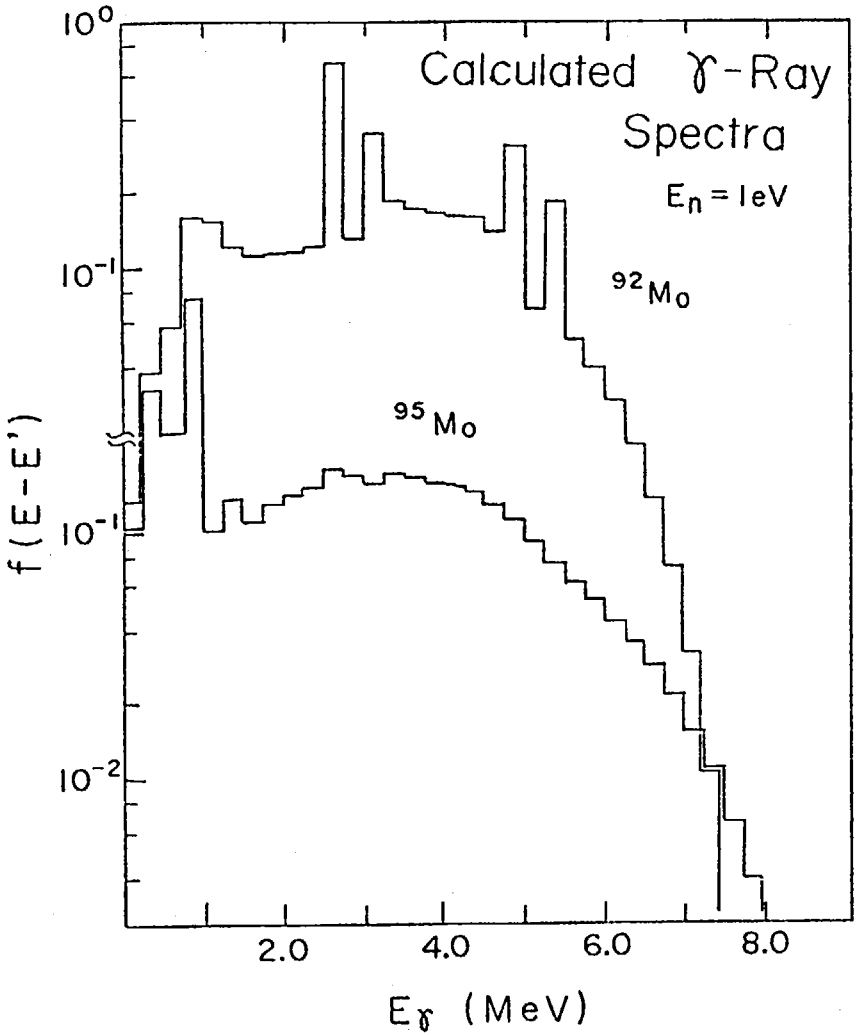


Fig. 3 The γ-ray spectra of ^{92}Mo and ^{95}Mo obtained from the CASTHY calculations.

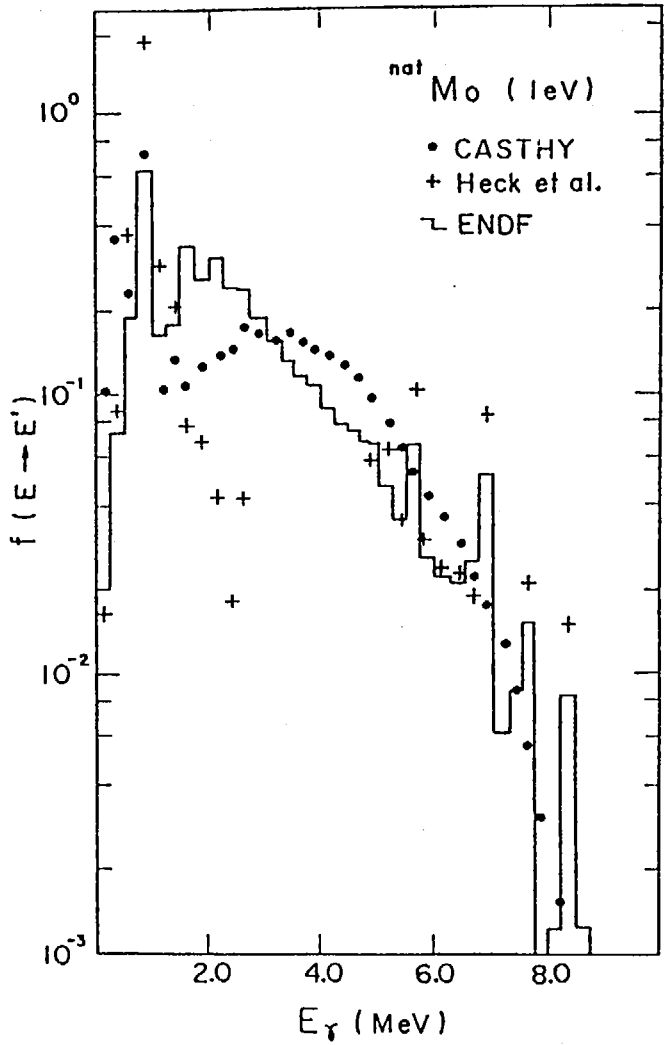


Fig. 4 The γ-ray spectrum calculated by the CASTHY code for the Mo(n,γ) reaction is compared with the experimental data by Heck et al. and of ENDF file (based on the experimental data by Orphan et al.) The data by Heck et al. are normalized to the calculated values in the region from 4.87 to 8.90 MeV.

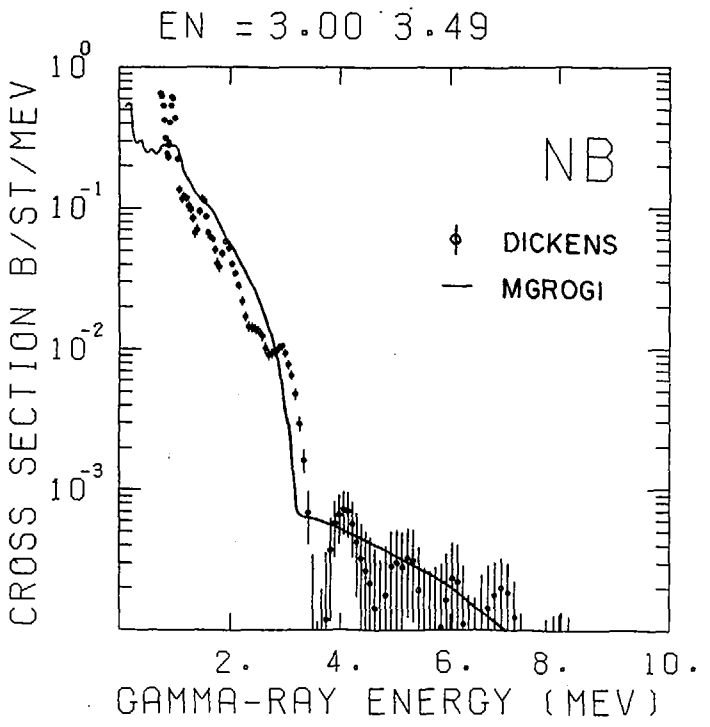


Fig. 5 The γ-ray spectrum calculated by the MGROGI code for the Nb(n,xγ) reaction is compared with the experimental data by ORELA.

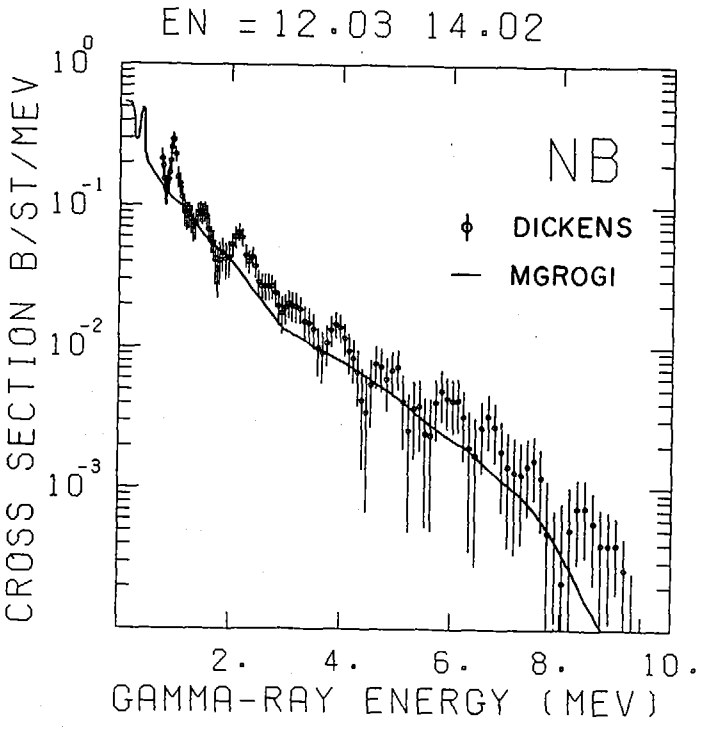


Fig. 6 The γ-ray spectrum calculated by the MGROGI code for the Nb(n,xγ) reaction is compared with the experimental data by ORELA.

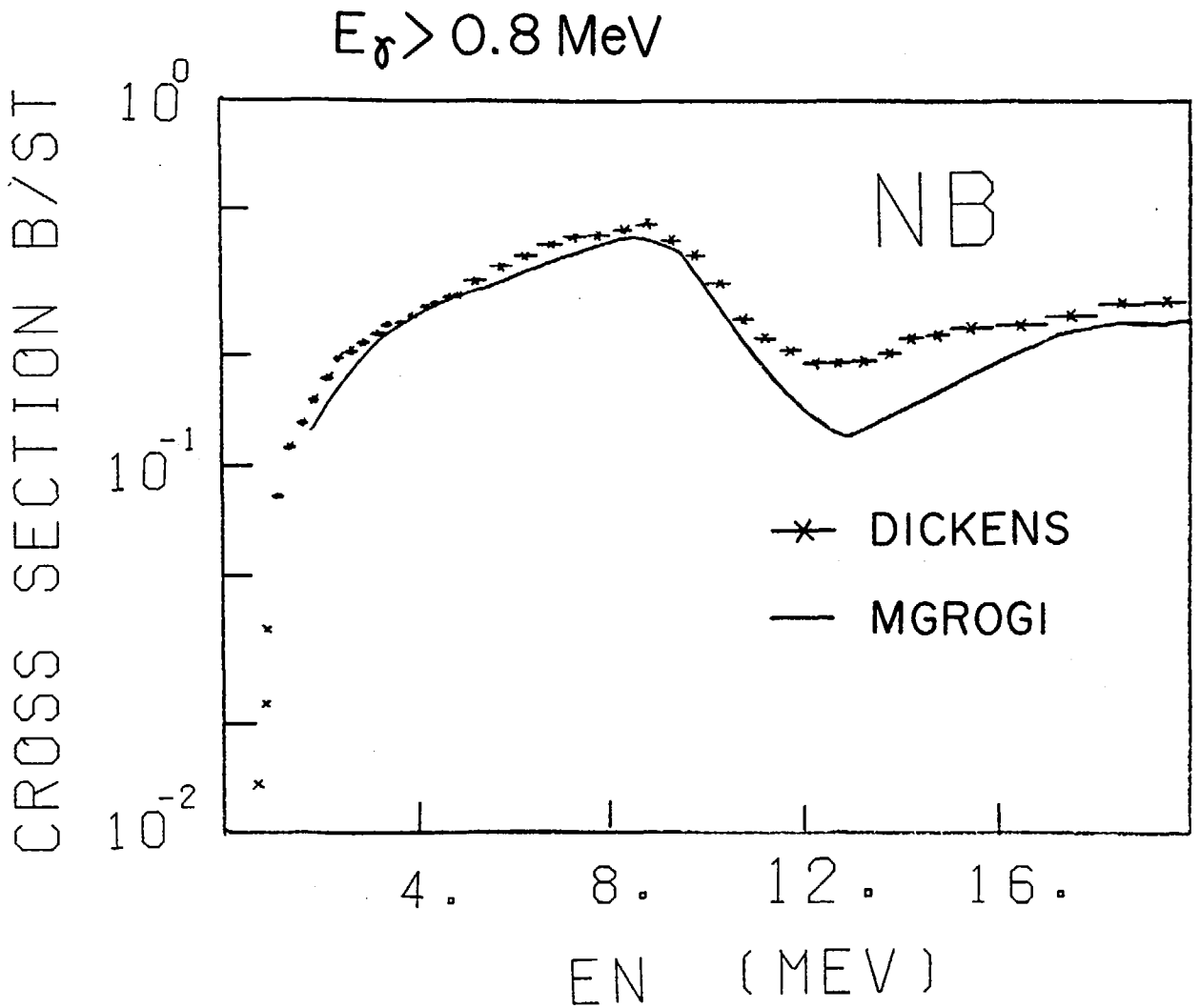


Fig. 7 The γ-ray production cross sections calculated by the MGROGI code for the Nb(n,xγ) reaction is compared with the experimental data by ORELA.

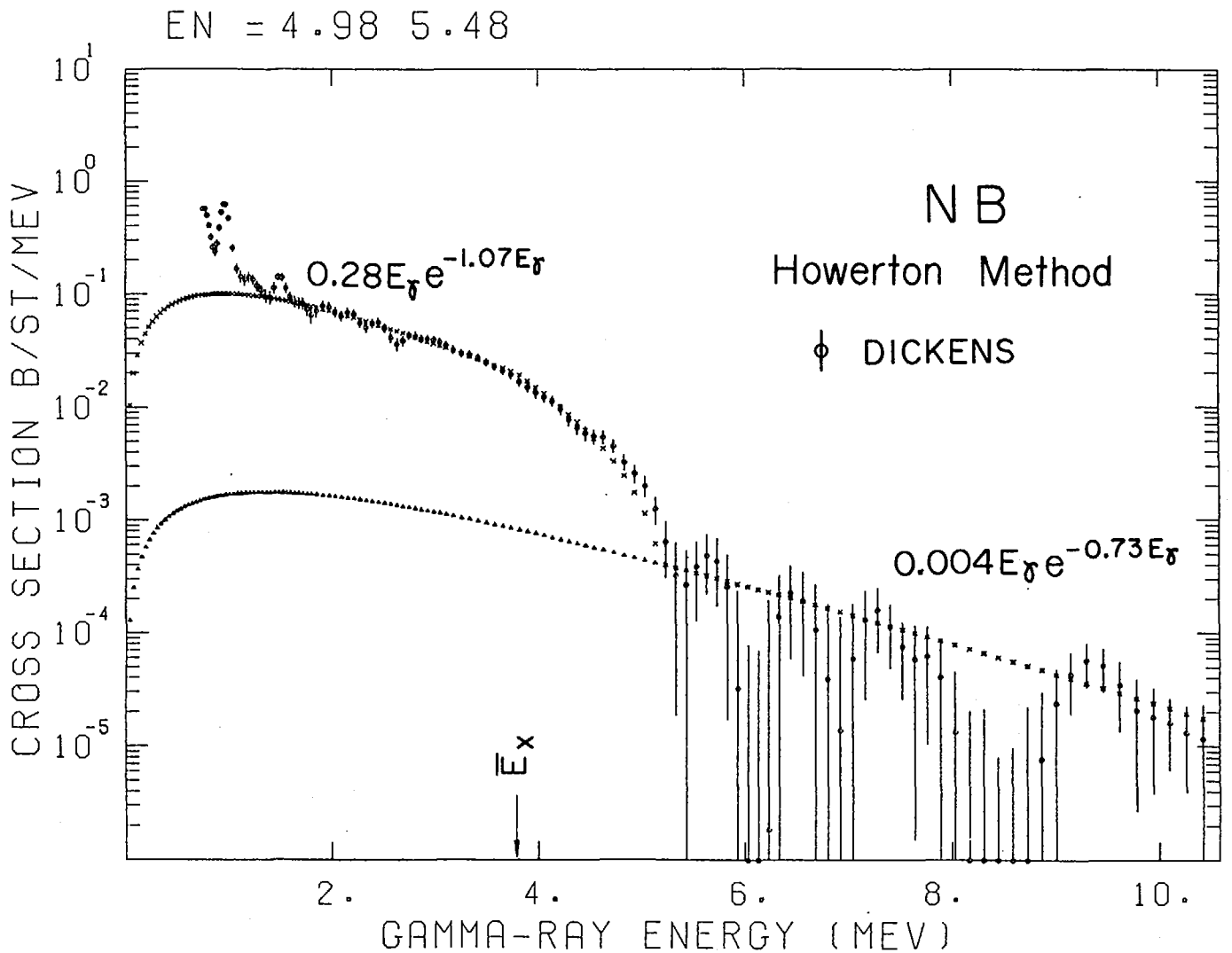


Fig. 8 The γ-ray spectrum fitted with the Howerton method. The average excitation energy is indicated as $\bar{E}_x$, which is obtained by MGROGI.

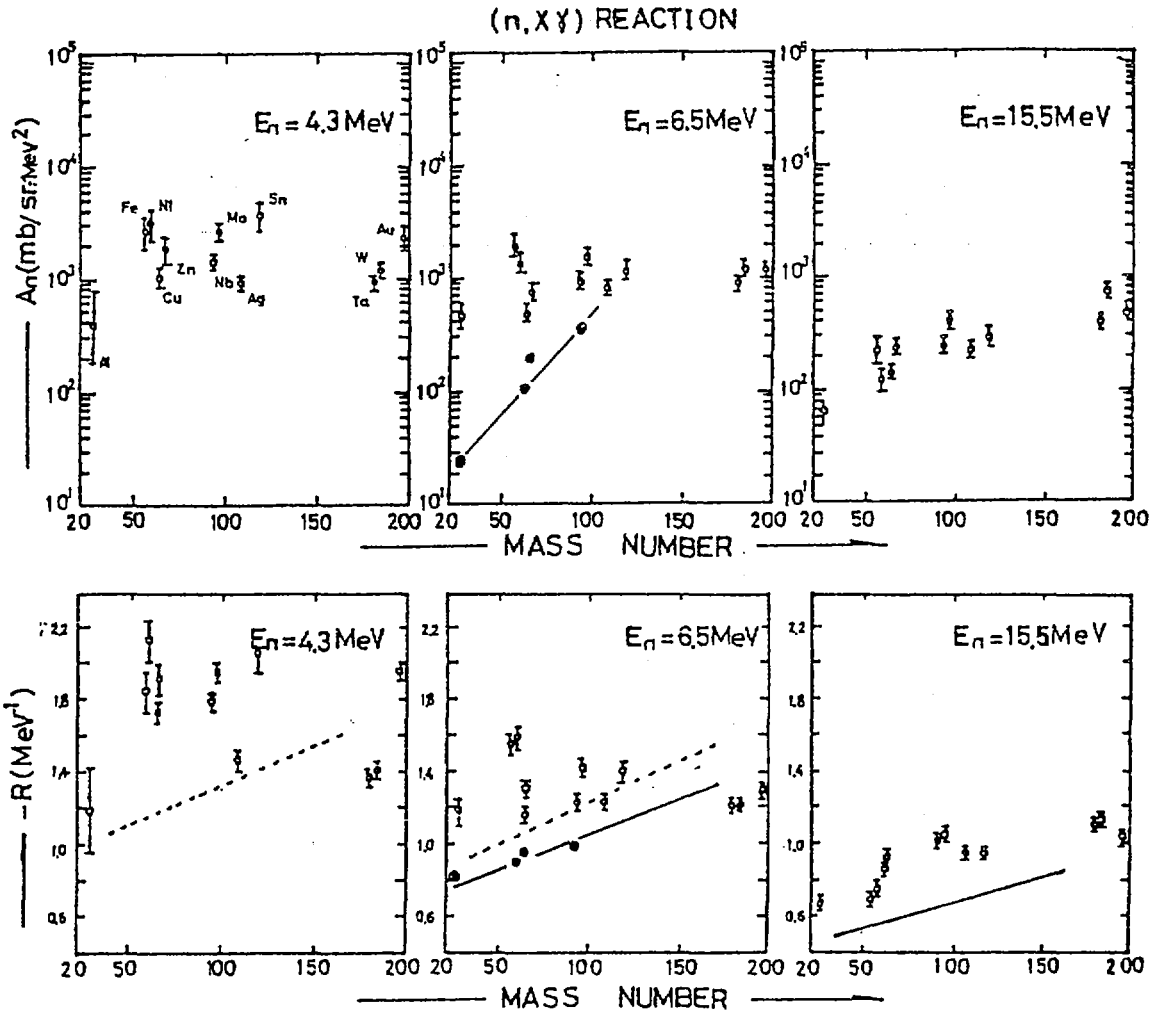


Fig. 9 Mass number dependence of the values of parameters in the R-parameter formalism for incident neutron energies 4.3, 6.5 and 15.5 MeV. Experimental data are taken from the ORNL group (open circle), and TOHOKU group (closed circle).

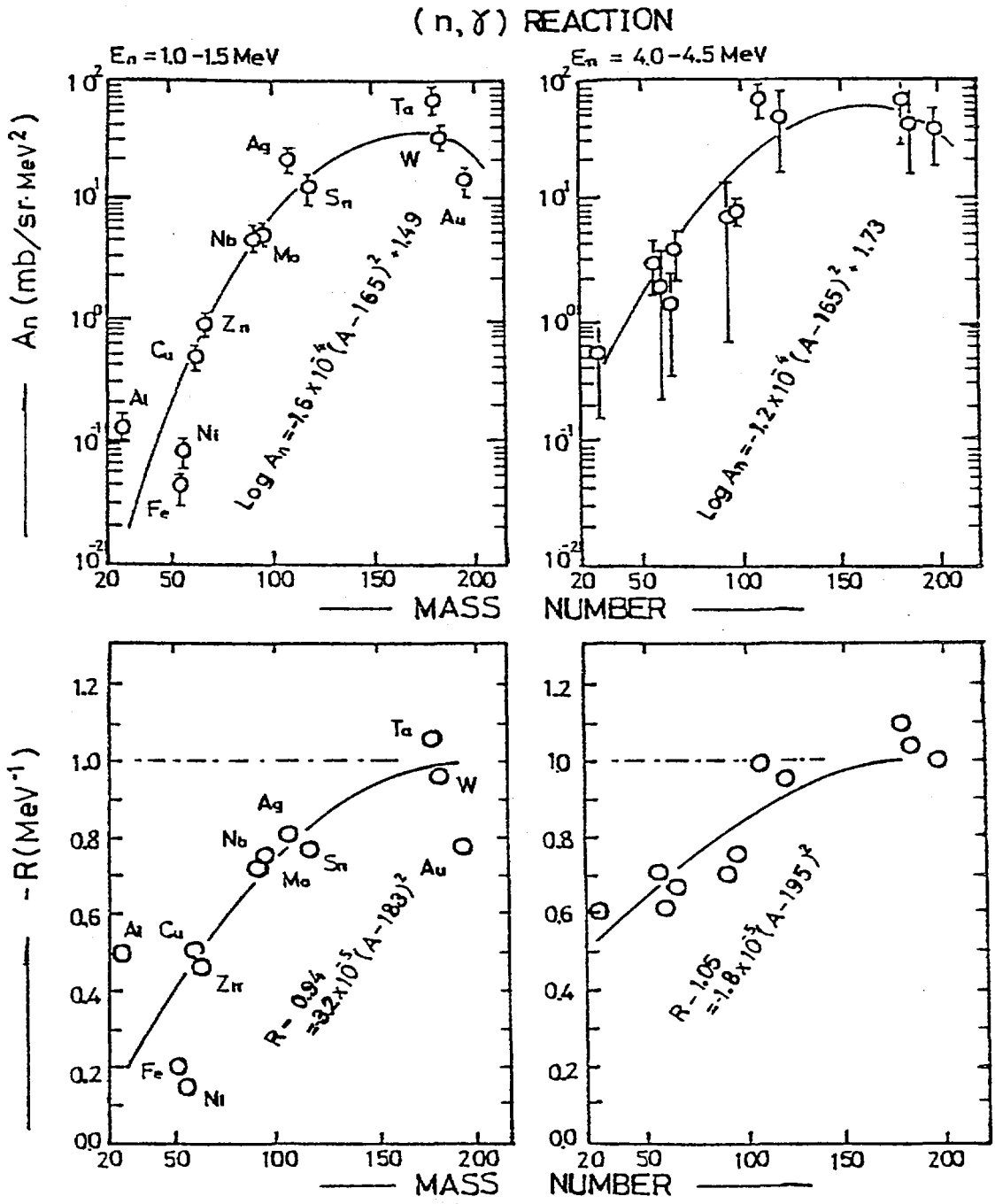


Fig. 10 Mass number dependence or the values of parameters A_n and R for the radiative capture reactions at incident neutron energies from 1.0 to 1.5 MeV, and from 4.0 to 4.5 MeV. The experimental data by the ORNL group are used.

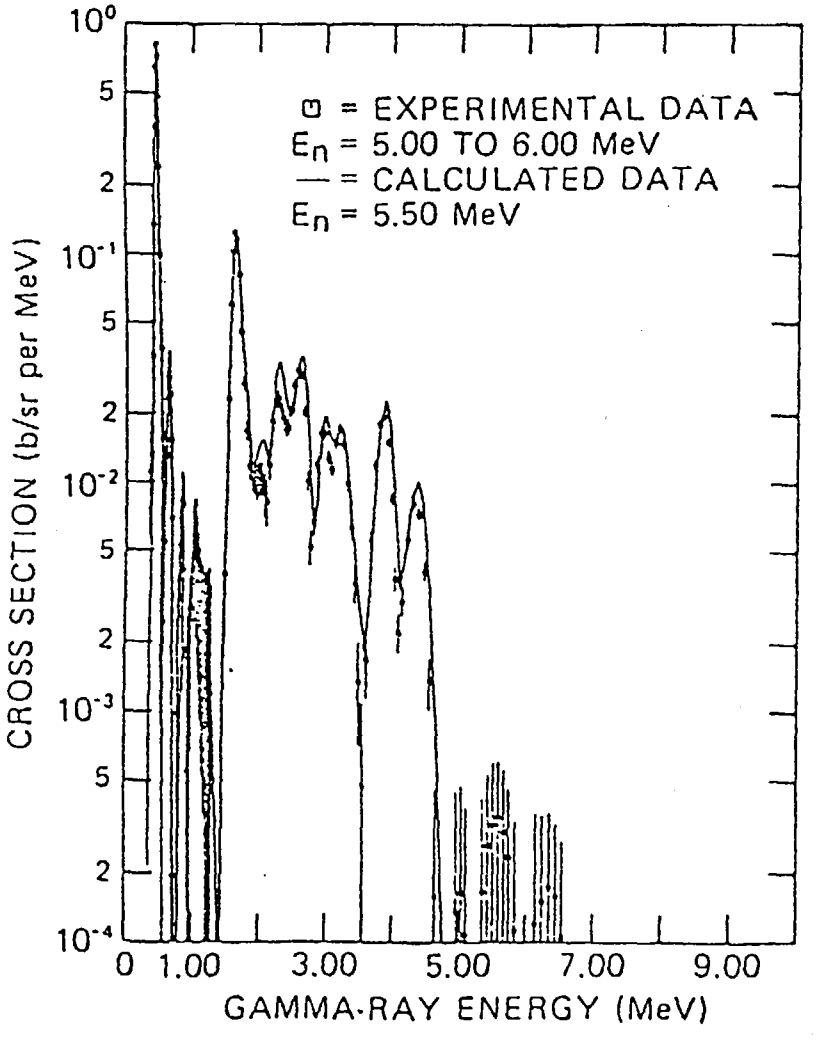


Fig. 11 Comparison of calculated and experimental gamma-ray production spectra on Na.

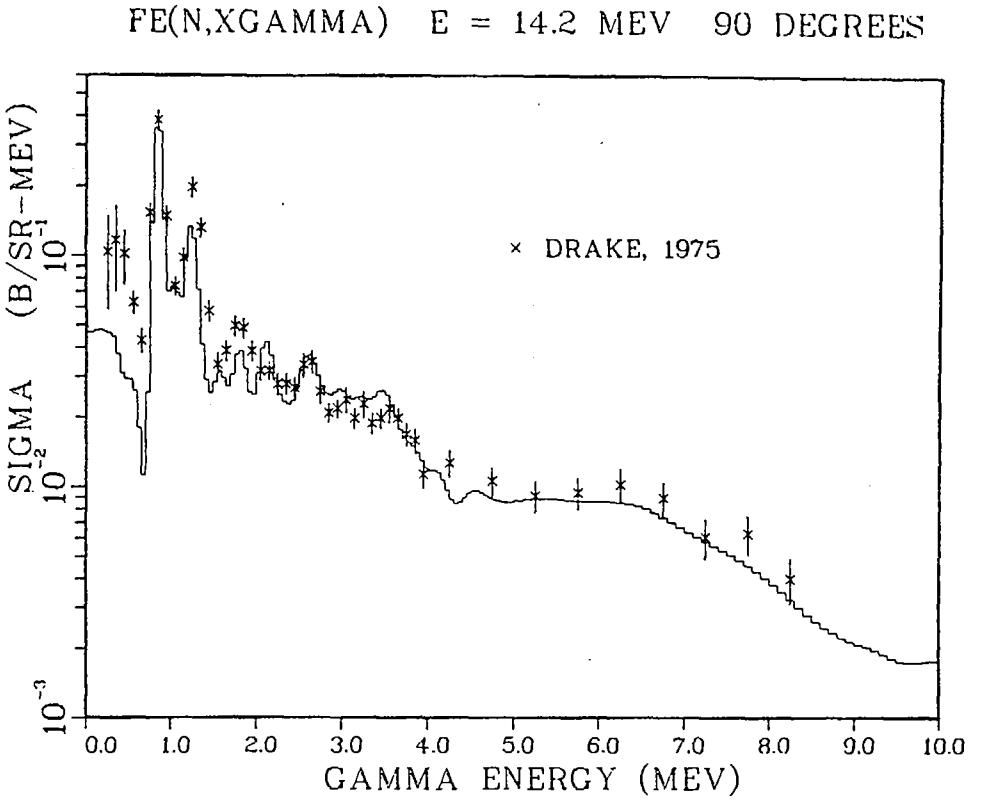


Fig. 12 Comparison of calculated gamma-ray emission spectrum at 90 degrees for 14.1 MeV incident neutrons with the measurement of Drake et al.

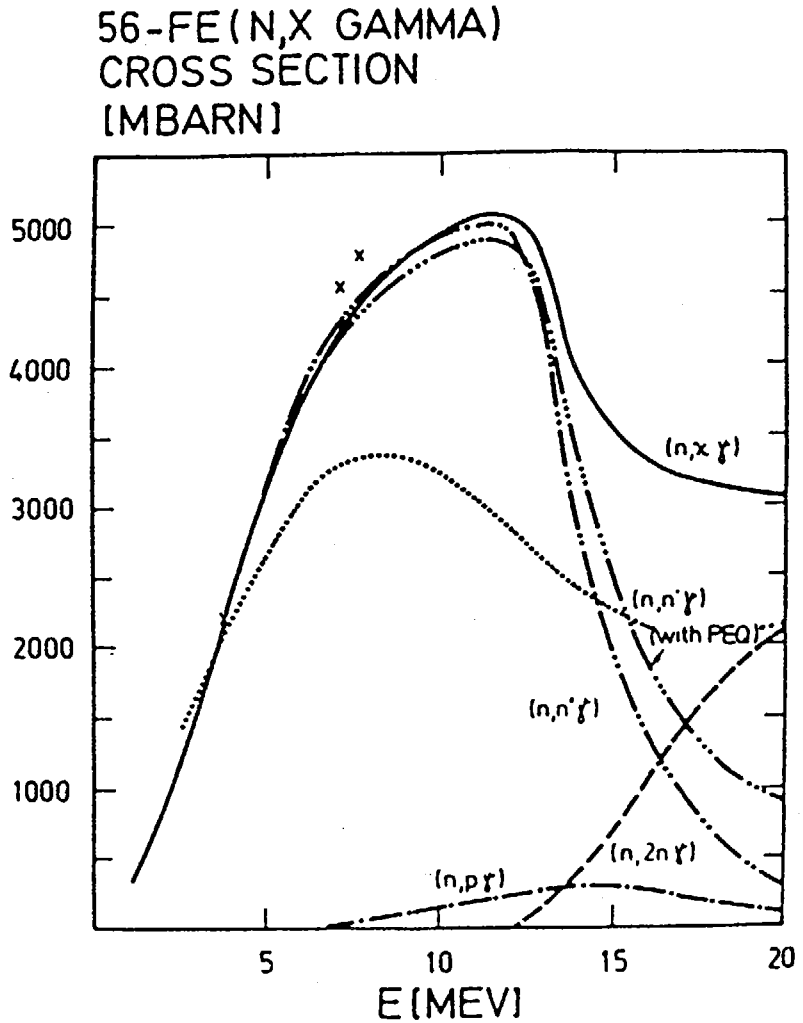


Fig. 13 Gamma-ray production cross section for $^{56}Fe(n,x\gamma)$. Present work (solid, dashed, dotted and dashed-dotted lines) in comparison with experimental (crosses) taken from the measurement of Drake and an evaluation (points) from ENDL-2.

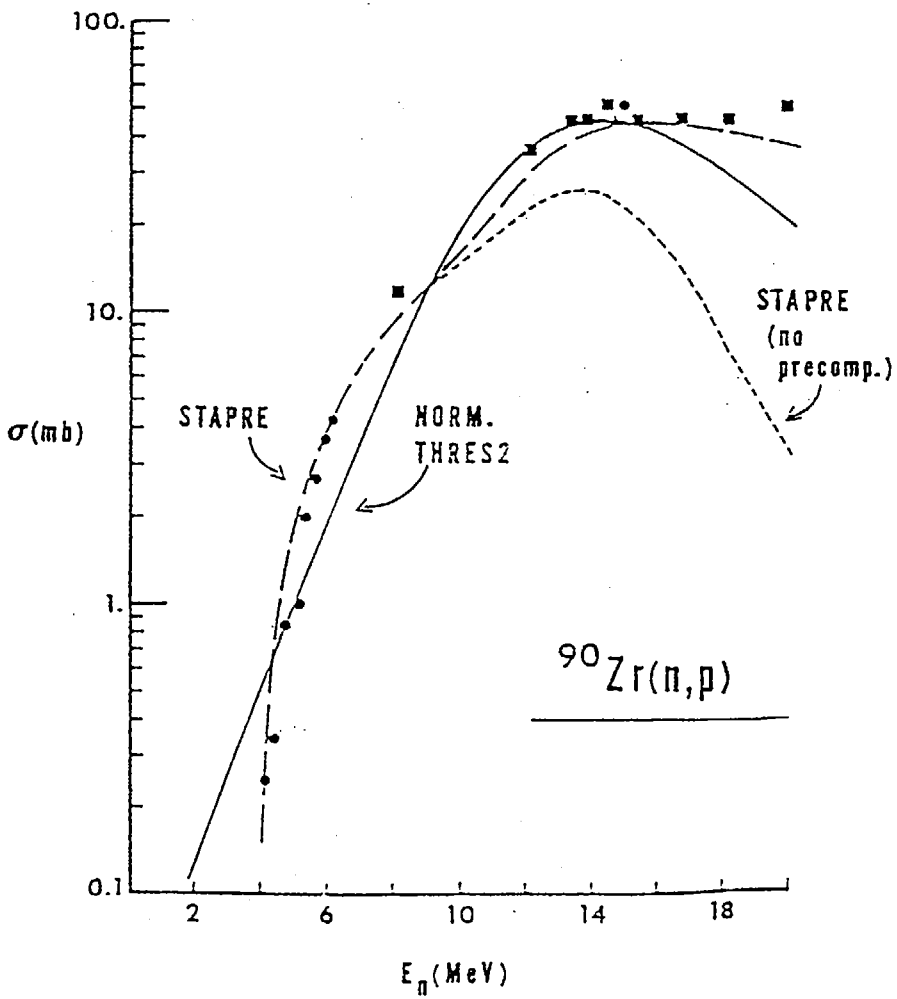


Fig. 14 The $^{90}Zr(n,p)$ cross section calculated as a function of neutron energy (with THRES normalized to a 14.5 MeV value recommended by Qaim, with STAPRE, with STAPRE but without precompound modeling) compared with experimental data of Carroll et al. and Bayhurst et al.

討　論

C：北沢日出男（東工大）

前平衡過程を考慮する必要性は（n，2n），（n，3n）反応では高いが，（n，p）反応ではさほど重要でない。

Q：飯島俊吾（NAIG）

(1) ENDF／B－Vで，Howertonの方法を用いている核種は，Capture γ スペクトルにもHowertonの方法を適用しているか。

(2) Howertonのパラメタ値の系統性は，（n，n′γ）もCaptureとも同じように成立つのか。

(3) 又，B－Vには，OHPで示されたものよりもっと多くの核種がγデータをもっていたいと思うが，省いたのか。

A：水本元治（原研）

(1) ENDF／B－Vの中味を入手していないので詳細は解らないが，ENDF／B－IVのMoの場合だと1MeV以上をHowertonの方法を用い，Capture γ線は熱中性子による測定データを使用している。

(2) Perkins（参考文献38)）はTaの例でRパラメータを残留核の平均励起エネルギーU（複合核の場合$U=B_n+E_{c.m}$）の簡単な関数，例えば$R(U)=5.5\,U^{-1}$で表わしている。一方，質量依存性については東北大のやり方（参考文献2)）では（n，Xγ）と（n，γ）では別々の関数を用いている。

(3) Fuの報告（文献48)）の中でとり上げてあるもののみを示した。他にも軽い核で離散ガンマ線ファイルしかないものや，重い核での核分裂からのガンマ線ファイルが入っているものがある。

8.3 ファイル化と応用

川 合 将 義*

JENDL－3 では，ガンマ線生成核データの格納が計画されている。本報告では，そのデータをファイル化するための知識として，具体例を示しながらデータの格納形式とエネルギーバランスなどのチェック項目について説明する。また，得られた評価済み核データライブラリー中のガンマ線生成核データが，群定数化され，原子炉計算に利用されるスキームを説明する。例として，高速臨界集合体でのガンマ線量率分布の測定データ解析，「常陽」の遮蔽特性の解析などを示す。また，遮蔽の感度解析結果から，どのガンマ線生成核データが重要かについても示す。

Making an Evaluated Photon Production Nuclear Data File and Its Application to Photonic Calculation

Masayoshi KAWAI*

There is a plan to make JENDL-3 containing a photon production nuclear data file. This report describes the input format and some checking items for making a evaluated photon production data file, showing the typical examples of ENDF/B-IV data. Moreover, its application to photonic calculation in the nuclear reactor analysis is described. In general, photon production cross sections are processed together with neutron and photon cross sections into the reactor group constants for transport calculation. As an example, the author presents the analyses of measured gamma-ray dose rate in the fast critical assembly, the shielding analyses for Japanese fast experimental breeder reactor "JOYO", and so on. The photon production nuclear data important to reactor shielding calculation are also assessed by means of cross section sensitivity analysis.

＊日本原子力事業（株），総合研究所
Nippon Atomic Industry Group Co., Ltd., NAIG Nuclear Research Laboratory.

1. はじめに

ガンマ線生成核データは，核分裂炉の炉心部およびその周辺部のガンマ発熱計算，核融合炉の核熱計算，またこれらの炉の遮蔽計算等に重要な量である。そのデータをまとめたものには，熱中性子ガンマ線生成データに関するBartholomewら[1]の編集や，磁気テープに収められ原子炉計算にも用いられるPOPOP－4ライブラリー[2]がある。また，ガンマ線生成核データを含む評価済み核データライブラリーにENDF／B－Ⅲ，ⅣやENDL[3]が挙げられる。これらのデータは，分裂炉の炉心部のガンマ発熱量を比較的良い精度で計算できるが，中にはエネルギ保存則や中性子断面積との整合性を満たしていないもの，最近の測定データとの食い違いの目立つもの[4]も少なからずあり，使用者側の要求精度が高まる中で，不都合を生じている。

次期に予定されているJENDL－3では，ガンマ線生成核データのデータファイルも格納する方針が立てられている。そのデータの格納形式は，中性子断面積と同様にENDF／Bの形式が採用される。今後のJENDLのガンマ線生成核データの評価とファイル化を円滑に進めるため，評価者がENDF／Bのファイル格納形式やファイル化の際に留意すべき内容について知識を有し，評価データをそれに合わせて予め整えておくことは，非常に有益である。また，原子炉計算のための核定数処理コードは比較的よく整備されているが，そのデータ利用者にとっても，データ処理上の誤差を減らし，データ間の相関係数を考える上でファイル化の知識が重要である。

Fig.1には，ガンマ線生成核データの評価から原子炉等への応用計算までの流れを示す。評価のための直接的な素材として，ガンマ線生成断面積の実験データがある。この多くは，NEA Data BankのEXFORライブラリーに格納されているが，その一部が原研核データセンタのNESTOR－2ライブラリー[5]にも格納されている。また，line spectrumデータのみの格納システムDIGSTOR[6]も開発され，今後のJENDLの評価にも用いられる予定である。さらに，評価のためのバックデータとして核構造データが重要である。一方，評価の道具としての核計算モデルがあり，実験データの反応別内訳の解釈や内挿，あるいは未知データの推定に用いられる。ガンマ線生成断面積データおよびガンマ線遷移確率やその多重性のデータの評価値は，ガンマ線放出の出元である中性子反応の断面積データとともに，核種毎にまとめてファイル化される。その場合，ファイルに含まれるデータからガンマ線生成断面積を組み立てた結果がnon－elastic scatteringに基くガンマ線生成断面積に一致すべきであり，さらにどの入射中性子エネルギーでもエネルギーバランスが成立すると言う条件を考慮する必要がある。なお，ここで言うガンマ線生成核データは，即発ガンマ線に関するものを指し，核分裂生成物から発生する遅発ガンマ線や放射性核種からの崩壊ガンマ線は，別ファイルにFP生成量や崩壊データで与えられる。得られた評価済み核データファイルは，群定数化され，原子炉内外の中性子束とガンマ線量分布の評価などの応用に用いられる。

本報告では，ファイル化の話として，ENDF／Bのデータ格納形式について適宜例を示しながら文献7)に準拠して，さらにファイル化の際に注意すべき内容を文献8)を参考にしながら説明する。また，ガンマ線生成核データが評価済み核データライブラリーのものに限らず，実験データも含めて，原子炉の核計算にどのように用いられているか具体例を示す。そして，各反応から生

じる２次ガンマ線が原子炉の核特性等に如何に寄与しているかを，感度解析結果も混えて述べる*。

2. ENDF／B のガンマ線生成核データ

2.1 データの種類

（n，X）反応に基くガンマ線生成の微分断面積は，下記の如く表わすことができる。

$$\frac{d^2\sigma_X}{dE_\gamma d\mu}(E_n;E_\gamma,\mu)=\sigma_X(E_n)Y_X(E_n)f_X(E_\gamma\leftarrow E_n)p_X(E_n,E_\gamma;\mu) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

但し，E_n ：中性子のエネルギー（eV）

E_γ ：ガンマ線のエネルギー（eV）

μ ：ガンマ線の放出角度の余弦

$\sigma_X(E_n)$：（n，x）反応の中性子断面積（バーン）

$Y_X(E_n)$：（n，x）反応によるガンマ線の多重性（光子／反応）

$f_X(E_\gamma\leftarrow E_n)$：エネルギー$E_\gamma$のガンマ線の生成確率（エネルギー分布）

$p_X(E_n,E_\gamma;\mu)$：角度方向μへのガンマ線放出確率（角度分布）

ENDF／B 形式のガンマ線生成断面積データは，ファイル12～16に格納されるが，その構成は中性子断面積に類似して下記の如く与えられる。

MF	中性子断面積の内容	MF	ガンマ線生成断面積の内容
2	共鳴パラメータ	12	$Y_X(E_n)$及び遷移確率
3	$\sigma_X(E_n)$	13	$\sigma_X(E_n,E_\gamma)$
4	２次中性子角度分布	14	２次ガンマ線角度分布
5	２次中性子continuum part エネルギースペクトル	15	連続ガンマ線のエネルギースペクトル
6	エネルギー・角度２重微分中性子断面積	16	エネルギー・角度２重微分ガンマ線生成断面積

反応の種類は，セクション番号（MT）で識別されるが，生成ガンマ線全部をそのもとになる中性子部分反応断面積に特定することは困難で，MT＝3（non－elastic scattering）やMT＝4（全非弾性散乱）で与えられる場合も多数ある。Table 1 にENDF／Ⅳに格納されている41核種のガンマ線生成断面積の内容を示す。但し，いずれの物質ともMF＝14のデータを含むが，表からは割愛した。表中，^{9}F，Fe，^{151}Eu等は同じファイル中に部分反応とともにnon－elastic scattering（MT＝３）のデータが含まれている。これは，Fig．２に例示する如く入射中性子のエネルギー範囲で区分されていて，ある入射エネルギーにおける全ガンマ線生成断面積は，ファイル中に含まれるデータの総和として与えられる。

これらのデータのうち，ガンマ線遷移の確率と分岐比は核構造データの範疇に入るものであり，実験データには中性子反応だけでなく，荷電粒子反応やβ崩壊などのデータが利用される。その他のガンマ線多重性やガンマ線生成断面積のデータの多くは，実験データが多く採用されている。

* 応用計算例には，著者達が動力炉核燃料事業団から受託実施した研究成果も含まれている。

それは，理論計算が難しい捕獲ガンマ線の離散スペクトルや核分裂ガンマ線に多い。しかし，最近，ガンマ線生成断面積の計算モデルが多数開発され，比較的良好な精度で実験値を再現できるようになっている。[9] 特に，粒子放出に伴う連続ガンマ線スペクトルについて良い結果が得られている。但し，実際にこれらのモデルを断面積評価に用いる場合には，反応後の娘核が多いので計算パラメータ選択の問題[10,11] や計算の結果得られる中性子反応断面積の再現性のチェックが必要である。なお，この解析により，測定では分離できないガンマ線生成断面積を反応別に振り分けたデータが得られ，その結果に従って反応別にファイル化することも可能である。

2.2 データ格納形式

(1)式においてファイル3で与えられる中性子反応断面積 $\sigma_X(E_n)$ を除くデータが，各反応（セクションMT）毎に下記の形式でライブラリーに収納される。尚，煩雑を避けるために，以下の説明では添字Xを省略する。

2.2.1 ファイル12：LO＝1（オプション1，多重性）

ガンマ線の多重性の入射中性子エネルギー依存性が，〔E_n，$y_K(E_n, E_\gamma^K)$〕のセットで与えられる。ここで添字Kは離散ガンマ線又は連続ガンマ線スペクトルに対応する。それぞれのガンマ線の多重性は次式で与えられる。

$$y_K(E_n) = \sigma_\gamma(E_n, E_\gamma^K)/\sigma(E)\text{：離散ガンマ線} \tag{2}$$

$$= \int_0^{E_\gamma^{max}} y_K(E_\gamma \leftarrow E_n)\,dE_\gamma\text{：連続スペクトル} \tag{3}$$

(3)式の $y_K(E_n \leftarrow E_\gamma)$ は，次式の如く書き改められる。

$$y_K(E_\gamma \leftarrow E_n) = y_K(E_n)\, f_K(E_\gamma \leftarrow E_n) \tag{4}$$

ここで，$f_K(E_\gamma \leftarrow E_n)$ は，ファイル15で与えられる。さらに，

$$Y(E_n) \equiv \sum_{K=1}^{NK} y_K(E_n) \tag{5}$$

とガンマ線の総収量が定義される。ライブラリーには，E_γ^Kの高い順に離散ガンマ線データ，次いで$E_\gamma = 0.0$で示す連続スペクトルのデータ，総収量$Y(E_n)$の順序で格納される。なお，離散ガンマ線は，識別が可能な限り遷移前の原子核の励起準位のデータを与えるべきである。それらのデータからカスケード過程も含めたガンマ線の遷移系列が組み立てられる。

以下，ENDF／B－Ⅳに格納されているデータについて例示するが，先づ，^{235}Uの非弾性散乱ガンマ線データをFig.3～5に示す。これは，入射中性子エネルギー1.06MeV以下30本の離散ガンマ線と連続ガンマ線スペクトルで与えられている。Fig. 3，4は離散ガンマ線データである。Fig.3の左側にTable of Isotopes 7th edition[12] のレベルスキームも示すが，右側に示すENDF／B－Ⅳのデータはこれと比べると，励起準位数が少く，隣接レベルがまとめられたり，または無視されていることがわかる。Fig.4には，中性子エネルギー1.06MeV以下に反応別のY(E)の値を，それ以上では，後述するファイル13で与えられるガンマ線生成断面積を示す。また，図中数字で示した中性子捕獲ガンマ線と核分裂ガンマの総収率Y(E)は，熱中性子について得られた値であるが，高エネルギー中性子に対しても用いられる。

2.2.2　ファイル12：LO＝2（オプション2，遷移確率）

軽中重核では，励起準位およびそれらの準位間のガンマ線遷移がかなり良くわかっており，ファイル3で与えられるレベル励起関数と組み合わせた方が，データ量も少くすみ，また中性子断面積とガンマ線生成断面積の整合性も自然と満たされる。従って，ライブラリー中でデータは，励起反応（MT＝51～90で識別される）毎に励起エネルギーES_{NS}，それから直接に遷移する行き先ES_i，遷移確率TP_iおよびガンマ線放出確率GP_iのセットで与えられる。励起反応毎のデータを全部まとめて，カスケードガンマ線も含めたガンマ線生成断面積は，次式で得られる。

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E_\gamma, E_n) = \sum_{j=1}^{N}\sum_{i=0}^{j-1}\delta(E_\gamma - \varepsilon_j + \varepsilon_i)A_{ji}$$

$$\sum_{m_0=j}^{N}\left\{\prod_{\ell=1}^{n}\sum_{m_\ell=j}^{m_{\ell-1}-1}TP_{m_{\ell-1},m_\ell}\right\}TP_{m_n,j}\ \sigma_{m_0}(E_n) \tag{6}$$

但し，　$A_{ji} \equiv (TP_{j\to i})(PG_{j\to i})$

$\sigma_{m_0}(E_n) \equiv$ エネルギーE_nの中性子による第m_0準位の励起関数（barn）：ファイル3で与えられる。

$N \equiv$ 入射中性子エネルギーE_nで励起できる最も高いレベルの番号

(6)式の右辺第2段は，第m_0準位に励起された原子核がカスケード過程を通じて第j準位をpopulateする量を表わす。次いで，第j準位から第i準位に遷移する際，エネルギーE_γのガンマ線をA_{ji}の確率で放出する。

例として，^{151}Euのデータを Fig.6 に示す。これは620keV以下9本の励起準位があり，各データはMT＝51～59に与えられている。620keVからの遷移は，194keVへの遷移が1種類だけであり，遷移確率は1.0である。従って，ファイル12のMT＝59のセクションには，NS＝9，ES_{NS}＝620keV，NT＝1，ES_1＝194keV，TP_1＝1.0が与えられる。同様MT＝55のセクションでは，NS＝5，ES_{NS}＝308keV，NT＝2，ES_1＝22.0keV，TP_1＝0.12531，ES_2＝0.0，TP_2＝0.87469のデータが格納される。

2.2.3　ファイル13：ガンマ線生成断面積

ガンマ線生成断面積は，ガンマ線多重性データ同様，離散ガンマ線と連続スペクトルの寄与に分けて格納される。即ち，それは，

$$\frac{d\sigma_K}{dE_\gamma}(E_\gamma^K \leftarrow E_n) = \sigma_K^\gamma(E_n)\ f_K(E_\gamma \leftarrow E_n) \tag{7}$$

$$\sigma_{\gamma,TOT}(E_n) = \sum_{K=1}^{NK}\sigma_K^\gamma(E_n) \tag{8}$$

で表わされる。このうち，(7)式の$f_K(E_\gamma \leftarrow E_n)$は，離散ガンマ線の場合，1であり，連続スペクトルの時ファイル15で与える。データ格納の順序は，E_γ^Kの高い方から始まり，E_γ^K＝0.0の連続スペクトルの後に，$\sigma_{\gamma,TOT}(E_n)$のデータが続く。但し，単一の離散ガンマ線しかない場合や連続

スペクトルのデータしかない場合には，$\sigma_{\gamma,TOT}(E_n)$のデータは省略される。

例として，Fig.5に^{235}U，Fig.7の左図にモリブデンのnon−elastic scatteringによるガンマ線生成断面積を示す。なお，モリブデンは，中性子エネルギー9.9keV以下は捕獲ガンマ線データがファイル12に格納されている。

2.2.4 ファイル14：2次ガンマ線の角度分布

2次ガンマ線の角度分布は，ファイル中でそれが等方か否かを変数LIで示す。2次ガンマ線の詳細な角度分布の測定は少なく，その評価値も僅かである。そのため，ENDF/B−Ⅳでは大多数が等方扱い（LI＝1）になっている。従って，本報告では，2次ガンマ線の角度分布が，2次中性子の場合と同様にLegendre展開係数の形と角度に対する確率分布の表の2種類で与えられるということだけを述べておく。

2.2.5 ファイル15：連続ガンマ線のエネルギースペクトル

ファイル12，13で与えられた連続ガンマ線のエネルギースペクトルは，全てファイル15で与えなければならない。エネルギー分布$f(E_\gamma \leftarrow E)$は，eV^{-1}の単位を持つが，次式で示す如く規格化される。

$$\int_0^{E_\gamma^{max}} f(E_\gamma \leftarrow E_n)\,dE_\gamma = 1 \tag{9}$$

ここで，E_γ^{max}はエネルギー的に放出可能なガンマ線の最大エネルギーである。$f(E_\gamma \leftarrow E_n)$は，次式で示す如く，いくつかの規格化された分布関数$q_j(E_\gamma \leftarrow E_n)$の重ね合わせで示すことが可能である。

$$f(E_\gamma \leftarrow E_n) = \sum_{j=1}^{NC} P_j(E_n)\,q_j(E_\gamma \leftarrow E_n) \tag{10}$$

但し，$\sum_{j=1}^{NC} P_j = 1$

例として，Fig.7の右側にモリブデンのnon−elastic scatteringのガンマ線スペクトルの入射中性子エネルギーに対する変化を示す。また，鉄の捕獲ガンマ線は，Fig.8に示す如く，離散レベルの寄与も含まれると考えられ，入射中性子エネルギーとともに大きく変化する。さらに，Fig.9には，^{235}Uの核分裂ガンマ線のスペクトルを測定データ[13,14]とともに示すが，規格化されていることもあって評価値と測定値はかなり良く一致している。しかし，ガンマ線の多重性Y(E)について，ENDF/B−ⅣとPeele−Maienscheinのデータは，測定誤差を越える食い違いを示している。

最後に，ファイル16のデータはないので説明を省く。

2.3 ファイル化におけるチェック項目

中性子反応断面積とガンマ線生成断面積の評価は，別々の人が，異る手法で行なう場合が多い

ので，ファイル化に際していくつかの注意事項がある。勿論，同一の評価者による場合でも，実験データに基いて評価曲線が引かれたり，またそれぞれの量を計算するのに異るコードによる場合には，同じ問題が生じる。主要なチェック項目は下記の通りである。

(a) エネルギーバランス

(i) 捕獲反応に基くガンマ線の1次遷移

水素，重水素，^{6}Li の如く軽核では，複合核の励起準位とガンマ線遷移が比較的良くわかっている。これらの核では，熱中性子に対して測定された単一のガンマ線分布（Yield）が与えられ，それが入射中性子エネルギーの高い場合にも適用される。従って，エネルギーバランスを保つため，ガンマ線のエネルギー$E'_{\gamma K}$は，入射中性子エネルギーE_nの関数として次式で与える。

$$E'_{\gamma K} = E_{\gamma K}(E_n = 0) + \frac{AWR}{AWR+1} E_n \tag{11}$$

ここで，AWR は中性子に対する標的核の質量比である。かように与えたデータは，インデックスLP＝2で示す。

(ii) 捕獲ガンマ線の多重性の中性子エネルギー依存性

中高速中性子による捕獲ガンマ線データの詳細なデータは少いので，エネルギーバランスを保つための他の近似的な方法は，ガンマ線のスペクトルを固定したまま，ガンマ線の多重性に次式の如く入射中性子エネルギー依存性を与えるものである。

$$Y_{n\gamma}(E_n) = Y_{n\gamma}(E_n = 0) \cdot [E_{C\cdot M\cdot S.} + Q_{n\gamma}] / Q_{n\gamma} \tag{12}$$

これは，中重核以上の重い核で採用されている。これらの核では，統計モデルが比較的良く適用でき，上の近似では，入射中性子エネルギーの増加がガンマ線遷移のカスケードの増加を引き起すと見たものである。ENDF／B－Ⅳでは，^{9}Be，Mg，Cr，Nb 等がこの扱いを受けている。

(iii) 粒子放出に伴うガンマ線は，統計モデル等の核計算に基いて評価され，エネルギー保存則が自ら考慮されているが，計算値が部分的に採用されている場合，この限りでない。

(iv) 中性子断面積を含めたエネルギーバランスは，残留核に与えられる運動エネルギーKerma factor の大きさから判定できる。Kerma factor は次式で計算されるが，その値は通常，系の全エネルギーの数％である。

$$\sigma_{tot} E_n + \sum_i \sigma_i Q_i = \sum_i \sigma_i Y_{n_i} E_{n_i} + \sum_i \sigma_i Y_{\gamma_i} E_{\gamma_i} + KERMA \tag{13}$$

ここでQ_iは反応のQ値であり，右辺第1項は粒子が持ち出すエネルギー，第2項はガンマ線が持ち出すエネルギーである。ENDF／B－Ⅳの核融合炉材料の核データをKerma factor を用いて判定するとTable2に示す問題点が明らかとなっている。[15] 但し，天然元素については，反応のQ値にあいまいさを残している。

(b) 中性子断面積データとの整合性

(i) 2次ガンマ線の多重性は，カスケード遷移もあるので1以上である。従って，ガンマ線生成断面積は，そのもとになる中性子反応断面積と等しいか又はそれより大きいはずである。

しかし，ENDF／B－Ⅳの^{14}Nの非弾性散乱については，5.2MeV以上でガンマ線生成断面積の方が小さく，14MeVでは中性子断面積の約1/2である。このことは，核融合炉からの中性子スカイシャインに基くサイト周辺部の被曝線量率の計算値に影響を及ぼしている。この種の不整合さは，他の物質でも見られる。その原因は，それぞれの断面積の評価値が，異る実験データによっているためと，ENDF／B－Ⅳのガンマ線生成核データがENDLからの借りものを利用して，急いで作成されたためである。

(ii) 非弾性散乱ガンマ線データをガンマ線遷移確率で与える場合，中性子によって励起されるレベルだけでなく，中性子励起関数の値は小さくとも，ガンマ線遷移によりpopulateされるレベルの断面積データもファイル3に格納されていなければならない。しかし，ENDF／Bのデータ格納形式では，離散レベルがMT＝51～90の40本に制限されているため，それ以上のデータがある場合には，40本になるようにまとめる必要がある。その時，ガンマ線遷移の類似性も考慮する必要がある。

(c) ファイル12，13に含まれるデータから算出したガンマ線生成断面積の和が，non－elastic scatteringによるガンマ線生成断面積に等しくなること。

3. ガンマ線生成核データの応用

3.1 群定数化

原子炉中の中性子およびガンマ線の分布は，各種の放射線輸送，拡散コードによって評価される。それらの計算コードの多くには，計算効率の点からエネルギー的に組み分けされた核断面積（以下，群定数と呼ぶ）が用いられている。例えば，ENDF／B－Ⅳに基く代表的な群定数セットには，下記のものがある。

JSD－120 [16]　（中性子100群，ガンマ線20群）：遮蔽計算

GICX40V4 [15]　（中性子 42群，ガンマ線21群）：核融合炉核設計

VITAMIN－C [17]（中性子171群，ガンマ線36群）：遮蔽計算

これらの群定数は，放射線スペクトルを重みとして評価済み核データライブラリーに含まれるpointwise cross sectionを平均化して得られる。例えば，（n，X）反応によるガンマ線生成断面積について，中性子N群，ガンマ線G群とすると，

$$\sigma_{\gamma,X}(N,G) \equiv \int_G dE_\gamma \int_N dE_n\, \sigma_X(E_n \to E_\gamma)\,\phi(E_n) \Big/ \int_N \phi(E_n)\,dE_n \tag{14}$$

$$= \sigma_X(N)\,Y_X(N)\cdot P_X(N,G) \tag{15}$$

$$\sigma_X(N) = \int_N \sigma_X(E_n)\,\phi(E_n)\,dE_n \Big/ \int_N \phi(E_n)\,dE_n \tag{16}$$

$$Y_X(N) = \sum_G \sigma_{\gamma,X}(N,G) \Big/ \sigma_X(N) \tag{17}$$

$$P_X(N,G) = \sigma_{\gamma,X}(N,G) \Big/ Y_X(N)\cdot\sigma_X(N) \tag{18}$$

但し，$\phi(E_n)$は，重みとしての中性子スペクトルであり，炉物理理論におけるNR近似に従って

$$\phi(E_n) \sim 1/E_n \, \Sigma_{tot}(E_n) \tag{19}$$

がよく用いられている。ガンマ線生成量（多重性）$y_X(E_\gamma \leftarrow E_n)$は，中性子のエネルギーに対して比較的緩やかな関数である。従って，ガンマ線データの含まれていないJENDL－1，－2を利用するためには，(15)式で与える群平均化されたガンマ線生成量のデータ$Y_X(N)P_X(N, G)$が便宜的に使用できる。

ENDF／B型の評価済み核データライブラリーから群定数を作成するコードシステムの代表的なものを下記に示す。

コードシステム名	開発機関	ガンマ線生成断面積の処理	代表的な群定数
RADHEAT－V3[18]	原　研	（POPOP[22]モジュール）	JSD－120
RADHEAT－V4[19]	原　研	TWOWAY[23]モジュール	－
NJOY[20]	LANL	LAPHANO[24]モジュール	GICX 40V4
AMPX－1[21]	ORNL	LAPHANGASモジュール	VITAMIN－C

尚，RADHEAT－V3システムでは，ライブラリーに含まれるガンマ線生成断面積のデータ（MF＝12～16）は処理できず，代わりにPOPOP4ライブラリー[2]からカンマ線生成断面積の群定数が作成される。新しく開発されたRADHEAT－V4システムでは，Fig.10に示す如くTWOWAYモジュール[23]で処理するが，ENDF／B型とPOPOP4の両方のライブラリーを扱える。このシステムでは，(14)式の2重積分の精度を損わず，また群構造の変更にも対応しやすいように，中性子に関して超多群構造の2次ガンマ線データプールを中間ファイルとして持つ。このTWO－WAYモジュールで処理された2次ガンマ線の群定数は，FAIR－CROSS STEP1モジュールで得られた中性子の無限希釈群断面積および共鳴の自己遮蔽因子とともに，FAIR－CROSS STEP 2に入力され，原子炉の媒質毎の巨視的断面積に合成変換される。ここで得られる群定数は，中性子群と同時に扱った結合型のものであり，中性子断面積，ガンマ線生成断面積両方に共鳴の自己遮蔽効果の補正が行なわれている。このSTEP 2の出力データが，放射線の輸送計算に用いられる。

RADHEAT－V4システムで作成された群定数の特徴の1つは，2次中性子や2次ガンマ線の角度分布の表示にLegendre展開係数を用いず，直接に角度に対する断面積で与えているので，展開の打ち切り誤差の問題がないことである。尚，群定数作成コードシステムや群定数の構造については，東大炉主催の昭和55年度ニュートロニクス短期研究会での報告（UTNL－R－0098）があるので，これ以上の説明は割愛する。但し，これらのシステムでは，即発ガンマ線しか処理できないので，核分裂生成物の崩壊に伴う遅発ガンマ線の寄与に関して群定数セットの修正を必要に応じてしなければならない。

3.2　適用例

ガンマ線生成核データは，ガンマ線加熱や遮蔽計算に用いられているが，一応積分実験値のあ

るものについて，代表的な解析例として，以下のものが挙げられる。

高速臨界集合体でのガンマ線加熱の解析

FCA V 3－B 4 実験解析[25]…… NAIG評価定数[25]

MOZART 実験解析[26,27]…… MAPI 評価又はNAIG 評価定数[25]

ZPPR－2 実験解析[28]…… POPOP 4 ライブラリー[2]

ZPPR－9，－10D実験解析[29]…… ENDF／B－Ⅳ

BZC 実験解析[30]…… UK2次ガンマ線ライブラリー[31]

遮蔽データの解析

「常陽」データ解析[32～34]…… POPOP 4 ライブラリー

FNS ダクト実験解析[35]…… ENDF／B－Ⅳ データ

核融合炉積分実験解析[36] …… ENDF／B－Ⅳ データ

スカイシャインの解析[37] …… ENDF／B－Ⅲ データ

ここに掲げた例は，年代的に5年以上の開きがあることからも察せられるように，ガンマ線生成核データの出典としては，いろいろなものが混っている。しかし，ENDF／B－ⅣやPOPOP 4 ライブラリーは，現在も遮蔽計算等で良く用いられるので，解析結果からライブラリーの適用性に関して一応の目安が得られるものと思われる。以下に，ガンマ線加熱と遮蔽データに分けて解析例を示す。

3.2.1　ガンマ線加熱の解析結果

FCA V3－B4 炉心での実験解析は，第3回中性子断面積研究会で報告済みである。[25]

MOZART 実験は，英国の高速臨界集合体ZEBRAを用いた日本の高速原型炉「もんじゅ」に対する一連のモックアップ実験を指す。ガンマ線に関する測定は，MZB (2)集合体の炉心中心面に沿って炉心中心から黒鉛遮蔽体に至る径方向分布と炉心やブランケットの代表的な位置での軸方向分布が採られた。NAIGの解析[27]は，2次元モデルについて行なわれている。先づ，拡散理論に基いて体系内の中性子束分布が求められ，その結果を基にしてガンマ線源分布が計算された。次いで，ガンマ線輸送の簡便な手法である点減衰核積分法に基いて，ガンマ線の線量率分布が求められ，実験データと比較された。計算に用いられた定数は，中性子についてABBN型25群定数NNS－5[38]の修正版，又ガンマ線再生係数はNIGHTMAREコード[39]に組み込まれたものである。また，中性子捕獲ガンマ線は，文献1の編集値に基いている。非弾性散乱ガンマ線スペクトルは，一部ENDF／B－Ⅲ から採用されているが，他はE 1遷移を仮定した統計モデルで算出された[25]。Fig.11に^{239}Pu，^{235}Uおよび^{238}Uの核分裂率の空間分布について，計算値と測定値と比較する。実線と一点鎖線は熱組を含まない定数で解析したものである。^{239}Puは第25群（0.215eV～0.465eV）に共鳴が有るため過大である。そこで第25群を検出器断面積も含めて熱組定数に置き換えると破線の如く一致が非常に良くなっている。以上の結果から，中性子束分布については，かなり良く評価されていると言える。

Table 3には，体系内の主要な場所のガンマ線源について，反応別の寄与と線源強度を示したものである。炉心部では，核分裂ガンマ線の寄与が60～70％と最大であり，ブランケットから外側に行くにつれて捕獲ガンマ線の寄与が高くなって行く。非弾性散乱ガンマ線の寄与が高いの

は，ブランケット中，しかも炉心に近い所で約２０％の寄与を示す。次いで，ガンマ線の線量率分布の結果をFig.12に示す。実線は，ガンマ線の線量率分布，破線が線源分布の計算値を示し，両者の差がガンマ線の輸送効果であるが，それはあまり大きくないことが図からわかる。即ち，高速炉の炉心，ブランケットの実効的な質量は非常に大きいため，ガンマ線の輸送距離が短く，炉心部で発生したガンマ線のエネルギーの大半は，その近くで吸収されてしまうと考えられる。このことから，ガンマ線発熱分布を正確に評価するためにガンマ線の線源分布を精度良く求めることの必要性がわかる。そのため，ガンマ線生成断面積の精度が重要である。ガンマ線の線量率分布について実験値と計算値と比較すると，黒鉛領域を除いて測定誤差内で一致している。黒鉛中で過小評価となったのは，黒鉛による熱中性子の捕獲ガンマ線が計算に含まれなかったためと考えられる。

米国の高速臨界集合体ＺＰＰＲ－2，－9，－10Dでは，熱蛍光線量計によるガンマ線の線量率分布が測定されており，いずれもS_N輸送理論で解析されている。ZPPR－2の実験解析[28]には，ENDF／B－Ⅰの中性子断面積とPOPOP４ライブラリー[2]が用いられ，また，ZPPR－9，－10Dの実験解析[29]には，ENDF／B－Ⅳのデータが用いられた。結果は，炉心部で規格化された相対分布で与えられているが，Fig.13，14に示す如く，測定値の再現性は非常に良い。但し，ガンマ線源分布の計算に際し，核分裂率などの中性子反応率については，C／E値を用いて測定データからのずれが補正されている。

また，英国のBZC／1集合体では，鉄によるガンマ線吸収線量率分布が測定されている。この集合体は非均質炉心を模擬したものである。解析に際して中性子断面積は，ZEBRA炉心の標準的な手法としてMURALコード[40]で処理したものが用いられ，またガンマ線生成データは，ＵＫの評価ライブラリー[31]から採用された。ガンマ線源分布の計算には，中性子反応率についてC／E値から決まるバイアス因子が乗ぜられた。ガンマ線の輸送計算は，モンテカルロ法によっており，得られた結果と測定値の一致は良好である。[30]

以上，高速炉の炉心，ブランケット部のガンマ発熱計算については，ライブラリーの種類によらず，いずれも測定データの再現性が良好であった。これらの２次ガンマ線データについて，恐らくガンマ線スペクトルに多少の差異があっても，ガンマ線のエネルギーの総量は，ほぼ等しいと考えられる。特に，炉心，ブランケットは重いので，そこで発生したガンマ線のエネルギーが発生点の近くで吸収され，ガンマ発熱に寄与するはずである。従って，ガンマ発熱計算のためには，エネルギーバランスを正しく扱ったデータが，最重要と言える。

3.2.2　遮蔽データの解析

ここに挙げた遮蔽データは，言わゆるgood geometryでのベンチマーク実験ではなく，計算モデルや解析手法の適，不適が結果に影響しやすいが，その解析にとられた手法は，現在，遮蔽の詳細解析にとられているものなので，実験データの再現性を示すとともに，計算に用いたモデルや群定数の問題点について述べる。

高速実験炉「常陽」の遮蔽データは，炉心中心軸や黒鉛遮蔽体まわりやペデスタ上面ピット室

中で各種の中性子反応率やガンマ線の線量率が低出力あるいは出力上昇試験時に採られた。[41] 計算は，Fig.15に示す如く炉心部より上側についてS_N輸送理論によって行なわれた。計算に用いた群定数は，RADHEAT－V3コードシステム[18]によって処理したものであり，中性子断面面積はENDF／B－Ⅳ，ガンマ線生成データはPOPOP4ライブラリー[2]に基いている。ガンマ線の線量率と（ペデスタル上の1点だけであるが）中性子線量率のC／E値をFig.15に示す。軸方向ブランケット上側プレナム部でC／Eが1に近い点を除けば，大概過小評価になっている。特に中性子反応率に関して良い結果が得られた炉心部でも，約60％も過小評価となっているのは，計算に用いたガンマ線生成データにFPからの遅発ガンマ線の含まれていないのが主要な原因と考えられる。また，高さ1.5mから7.5mの領域にかけて過小評価が目立つが，中性子反応率についても同程度のC／E値が得られている。その原因は，計算モデルで丁度この高さに制御棒の吸収体が円環状に巻いていて，それによる中性子の吸収効果が過大に見積られたためと考えられる。

黒鉛遮蔽体に沿う分布の結果に2種類あるのは，炉容器を黒鉛遮蔽体の間にある空調部の上向きの放射線のストリーミングをより正確に見積るため，S_N輸送計算の近似をS30（対称型，半球面当たりの角度分点30点）から上向きの角度分点をより詳細にとったS124およびS120に近似を上げた計算結果も与えたもので，（ ）内の値がストリーミング詳細計算の結果である。一応，詳細計算による結果に着目して言うと，黒鉛遮蔽体内側壁面に沿っては，C／Eは0.27～0.59と比較的良好である。しかし，半径290cmの黒鉛中の分布は，C／Eは1/10～1/20とずいぶん過小評価となっている。この部分では，熱中性子束の割合が高く，その捕獲ガンマ線が線源として強く影響する。測定では，検出器がステンレス・スチールの案内管の中をスキャンされたため，その案内管からの捕獲ガンマ線の影響を大きく受けているはずである。1次元モデルの解析によって，その影響は，検出器案内管の無い場合に比べて約15倍も値を上げることが見出されている。また，この場所では，熱中性子束が約2倍過大評価されていることも考慮して，検出器案内管の影響をも含めたデータのC／E値は炉心中心面で約0.4となり，黒鉛遮蔽体内壁面のデータと矛盾しなくなる。半径37cmに沿う分布の過小評価は，下部では制御棒のモデル化の影響，上部では検出器案内管中のストリーミングやそれの捕獲ガンマ線の影響によるものと思われる。ペデスタル上面のC／Eは，中性子線量率に関して0.32，ガンマ線の線量率に関して4.9であり，炉心部からこの位置に至るまで放射線束が10桁以上も減衰していることを考えると，測定値の再現性は非常に良いと言える。

次いで，14MeV中性子源を用いた実験で，ガンマ線も測定されたものとして，FNSのダクトストリーミング実験とORNLの実験が挙げられる。そのうち，FNSの実験解析は，遮蔽定数GICX40V4[15]を用いてモンテカルロ法で行なわれたが，中性子束分布の再現性の良いのに対し，ガンマ線に関しては，過小評価となっている。その原因は，トリチウムターゲット部で発生するガンマ線が解析で無視されていることと，また2次ガンマ線が解析で無視されていることと，さらに2次ガンマ線の線源分布の評価誤差にあると報告されている[35]。ORNLの実験[36]は，Fig.16に示す配置により，供試体を透過してきた中性子及びガンマ線のスペクトルが測定された。供試体としてTable 4に示すものが用いられた。解析は，VITAMIN－Cセットを用い，S_N輸送論によっており，Fig.17にガンマ線に関する結果を示す。計算値は，測定データをほぼ再現している。但し，8MeV以上の過小評価と1MeV近くでのスペクトルの食い違いがあるが，それは，

ENDF／B－Ⅳの鉄のガンマ線生成断面積の誤差から来ており，最近のORELAにおける測定データ[42]との食い違いにほぼ対応している。

また，高速中性子によるスカイシャイン線量は，遠方で2次ガンマ線の寄与が高いので，ガンマ線生成断面積の精度が重要となる。Straker[37]は，ENDF／B－Ⅲデータについて，4種類の遮蔽ベンチマーク実験を解析している。その結果，中性子線量率については，計算値と実験値が比較的良く一致した。しかし，ガンマ線の空間分布については，ファクター2程度の食い違いが見出されている。同時に古いガンマ線生成断面積データによる解析も行っていて，新旧データの選択の根拠を得ようとしたが，それぞれのデータの結果はかなり食い違うものの，積分実験データの再現性については同程度であり，結局，決定的な根拠を見出すことはできなかったと述べている。

3.3 遮蔽における感度解析結果

断面積の感度解析により問題とする原子炉の特性にどの核種の，どの反応の，どのエネルギーの断面積の影響が大きいかを知ることができ，また，得られた感度係数と断面積の共分散行列とから，断面積の不確かさに基く原子炉特性値の評価誤差を算定することも可能である。ここでは，遮蔽特性値に対するガンマ線生成断面積の影響について重点を置いて述べる。

先づ，感度係数は，求めるべき積分特性値をRとし，感度を調べる断面積を Σ_X とおくと次式で定義される。

$$P_{\Sigma_X} \equiv (\Delta R_X / R) / (\Delta \Sigma_X / \Sigma_X) \tag{20}$$

今，体系中の放射線束を ϕ，随伴束を ϕ^* とし，Σ_X の変化による放射線輸送特性の変化をボルツマン方程式の演算子Lの変化 ΔL_X で表わすと，感度係数は，1次摂動近似により次式で与えられる。

$$P_{\Sigma_X} = \frac{1}{R} < \phi^* \cdot \Delta L_X \phi > \tag{21}$$

但し，＜…＞は，位相空間全体での積分を示す。この手法を用いて，常陽の生体遮蔽コンクリート外側の被曝線量率（実質的には，ガンマ線線量率）に対する感度の値[43]を鉄についてまとめてFig.18に示す。中性子断面積の感度は，ブランケットからコンクリート内側の炭素鋼領域に至るまで鉄の多い領域で－0.2～－0.6の感度を示すのに対し，ガンマ線生成断面積の感度は，黒鉛外側でのみ高い。しかも，これらの領域における熱中性子捕獲ガンマ線で全体の感度がほぼ決っている。体系全体の鉄の感度は，中性子断面積に対し－3.41，ガンマ線生成断面積に対して＋3.06であり，その絶対値はほぼ等しい。今，仮に中性子断面積に5％，ガンマ線生成断面積に15％の不確かさがあるとすれば，上記の感度係数を用いてガンマ線線量率の誤差を大雑把に算出すると，それぞれ±17%，±45%の誤差を与えることになり，その影響は小さい。

また，TOKAMAK核融合炉の銅製常伝導磁石内面における中性子ガンマ線加熱について，銅線で発生した2次粒子のエネルギー及び角度分布に対する感度がGerstle[44]によって調べられている。その感度係数は次式で求められる。

$$P^{SAD}_{\Sigma_{X'},E'}(\Omega)=\frac{1}{R}\int dr\int dE\int d\Omega'\,\phi^*(r,E,\Omega)\,\Sigma_X(r,E',\Omega'\to E,\Omega)\,\phi(r,E',\Omega') \tag{22}$$

ここで，$\Sigma_X(r,E',\Omega'\to E,\Omega)\phi(r,E',\Omega')$は，２次粒子の数を与える。また，エネルギー積分された２次粒子角度分布感度係数は，次式で定義される。

$$P^{SAD}_{\Sigma_X}(\Omega)=\int P^{SAD}_{\Sigma_{X'},E'}(\Omega)\,dE' \tag{23}$$

計算は，Fig.19 に示す１次元モデルで行なわれた。また，ガンマ線生成微分断面積は，等方のものが採られた。計算結果をFig.20 に２次ガンマ線のエネルギー群別の感度係数$P^{SAD}_{\Sigma_{Eg_{in}}}(\mu)/\Delta U_{g_{in}}$を，Fig.21 は$P^{SAD}(\mu)$を示す。Fig.20 から，銅のガンマ線加熱に対して，0.82 MeV 以上のガンマ線の寄与が高く，また，いずれのエネルギーのガンマ線も後方に放出されたものの寄与が高いことがわかる。結局，コイル内面でのガンマ線加熱に対する銅中で発生した２次ガンマ線の寄与は，内向きに放出されたもので殆んど決まることがFig.21 で示されている。この結果は，ガンマ線生成断面積の角度分布の重要性を暗示している。

4. あとがき

これまで評価済みのガンマ線生成核データをファイル化する際のデータの入力形式やチェック項目を述べてきた。さらに，ガンマ線生成核データが関係する積分測定値の解析例を挙げて，それがどのように用いられるかを示したが，最後にJENDL－3 のガンマ線生成核データの評価について少しふれる。JENDL－3 は，一応昭和５９年度に完成ということで計画が出されている。それによると，ガンマ線生成核データを与える物質として，以下の２７種類のものが挙げられる。

^{6}Li，^{7}Li，^{9}Be，^{12}C，^{16}O，^{23}Na，Mg，^{27}Aℓ，Si，Ca，Ti，Cr，Fe，Ni，Cu，Zr，^{93}Nb，Mo，^{151}Eu，^{153}Eu，Eu，Hf，^{181}Ta，Pb，^{235}U，^{238}U，^{239}Pu

但し，上に挙げた天然元素に関しては，評価の過程で構成アイソトープのデータが得られれば，そのデータも格納されることになると思う。次いで，公開に至るまでに JENDL－3 の積分テストが行われることになるが，２次ガンマ線に関する積分実験値は，今回報告したものも含まれるが，その他高速臨界集合体ＺＰＲ－Ⅲ－60，61，62，ＺＰＰＲ－3での測定がある。米国のCSEWGでは，ENDF／B の積分テストのために各種のベンチマーク実験[45]が行なわれており，２次ガンマ線については，ORNL のTower Shielding Facilityにおける測定がある。これらのベンチマーク実験は，形状などが単純で解析手法上の誤差が入らないので，積分テストをする上で最適であり，強中性子源装置FNS 等にも期待がかけられる。また，ここに挙げた以外にも積分データは多数あると考えられるので，それらのデータを調査・整理しておくこともJENDL－3 の完全化のために必要である。

なお，高エネルギーガンマ線の物質透過に対して，物質とガンマ線の相互作用で生じた電子の制動輻射の影響が小さくなく，このことを考慮すると従来説明できなかった透過ガンマ線束の実験と計算の食い違いが説明できることが Takeuchi らによって示されており[46]，ガンマ線生成核データの応用に関連づけて附記しておく。

謝　辞

本報告をまとめるに当ってガンマ線生成核データWGメンバーをはじめ多くのシグマ委員の方々に貴重な資料と助言をいただきました。ここに深甚なる感謝の意を表する次第である。

参考文献

1) Bartholomew, G.A., Doveike, A., Eastwood, K.M., Monaso, S., Groshev, L.V., Demidov, A.M., Pelekhov, V.I. and Sokolovskii, L.L.: Nuclear Data A, 3, 367 (1967), 5, 1 (1968).

2) Ford, W.E., III: "The POPOP4 Library of Neutron-Induced Secondary Gamma-Ray Yield and Cross Section Data," CTC-42 (1970).

3) "Integrated System for Production of Neutronics and Photonics Calculational Constants — The LLL Evaluated Nuclear Data Library (ENDL)," UCRL-50400 Vol.15, Part A∿F (1975, 1977, 1978).

4) Young, P.G.: Proc. of Fourth Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., p.149 (1975).

5) 中川庸雄 ： 私信.

6) 水本元治 ： 私信.

7) Garber, D., Dunford, C. and Pearlstein, S.: "Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF," BNL-NCS-50496 (ENDF-102) (1975).

8) Fu, C.Y.: Proc. of Conf. on Nuclear Data Evaluation Method and Procedures, BNL, p.753 (1980).

9) 水本元治："ガンマ線生核データの理論計算の現状"，本研究会セッション6.2 (1981).

10) 北沢日出男，播磨良子，山越寿夫，佐野雄二，小林嗣幸，川合将義："MeV中性子に対するガンマ線生成断面積," JAERI－M 8163 p. 253 (1979).

11) 川合将義，播磨良子，山越寿夫，北沢日出男，昭和56年日本原子力学会年会，D10；同秋の分科会，A 2 (1981).

12) Lederer, C.M., Shirley, V.S., Browne, E., Dairiki, J.M., Doebler, R.E., Shihab-Eldin, A., Jardine, L.J., Tuli, J.K. and Buyrn, A.B.: "Table of Isotopes," Seventh Edition, John Willey and Sons, New York (1978).

13) Verbinski, V.V. and Sund, R.E.: "Measurement of Prompt Gamma-Rays from Thermal-Neutron Fission of ^{233}U and ^{239}Pu, and from Spontaneous Fission of ^{252}Cf," GA-9148 (1969)

14) Peelle, R.W. and Maienschein, F.C.: Nucl. Sci. Eng., 40, 485 (1970).

15) Seki, Y. and Iida, H.: "Coupled 42-Group Neutron and 21-Group Gamma-Ray Cross Section Sets for Fusion Reactor Calculations,"

JAERI-M 8818 (1980).

16) 小山謹二，奥村芳弘，古田公人，宮坂駿一 ： "遮蔽材料の群定数――中性子100群・ガンマ線20群・P_5近似――"，JAERI－M 6928 (1977).

17) Roussin, R.W., Weisbin, C.R., White, J.E., Greene, N.M., Wright, R.Q. and Wright, J.B.: "The CTR Processed Multigroup Cross Section Library for Neutronics Studies," ORNL/RSIC-37 (1975).

18) Koyama, K., Minami, K., Taji, Y. and Miyasaka, S.: "RAPHEAT-V3, A Code System for Generating Coupled Neutron and Gamma-Ray Group Constants and Analyzing Radiation Transport," JAERI-M 7155 (1977).

19) 小山謹二，南多善，川合将義，山野直樹，佐久間孝之，川瀬幸男，宮坂駿一 ： "放射線輸送詳細解析コードシステム RADHEAT－V4の開発"，昭和54年日本原子力学会年会

20) MacFarlane, R.E., Barrett, R.J., Muir, D.W. and Boicourt, R.M.: "The NJOY Nuclear Data Processing System: User's Manual," LA-7584-M (ENDF-272) (1978).

21) Greene, N.M., Lucius, J.L., Petrie, L.M., Ford III, W.E., White, J.E. and Wright, R.Q.: "AMPX: A Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B," ORNL-TM-3706 (1976).

22) Ford, W.E., III and Wallace, D.H.: "POPOP4, A Code for Converting Gamma-Ray Spectra to Secondary Gamma-Ray Production Cross Sections," CTC-12 (1969).

23) 佐久間孝之，南多善，小山謹二，山野直樹，宮坂駿一，"二次ガンマ線生成断面積計算コード TWOWAYの開発"，昭和54年日本原子力学会年会，F 35 (1979).

24) Dudziak, D.J., Seamon, R.E. and Susco, D.V.: "LAPHANO: A Po Multigroup Photon-Production Matrix and Source Code for ENDF," LA-4750-MS (ENDF-156) (1972).

25) 飯島俊吾，飯田正明，川合将義，山本宗也，吉田正，佐野純一 ： "常陽モックアップ実験の解析"，JAERI 1228 p. 183 (1973).

26) 横堀仁，小林隆俊 ： MOZART遮蔽実験の解析(I)――γ線Dose Rateの解析――"，昭和49年日本原子力学会・秋の分科会，A 18 (1974)

27) 山内通則，川合将義，飯島俊吾 ： "MOZART遮蔽実験の解析(II)――高速中性子束分布――"，同上，A 19 (1974)

28) Simons, G.G. and Olson, A.P.: Nucl. Sci. Eng. 53, 176 (1974).

29) Carpenter, S.G., Collins, P.J., Beck, C.L., Gasidlo, J.M., Goin, R.W., Kaiser, R.E., Maddison, D.W. and Olsen, D.N.: Proc. of Conf. on 1980 Advances in Reactor Physics and Shielding, Sun Valley, p.521 (1980).

30) Knipe, A.D. and De Wouters, R.: Proc. Conf. on Fast Reactor Physics,

Aix-en-Provence, Vol.2, p.37 (1979)

31) Knipe, A.D.: "A Revision of Photon Interaction Data in the UKAEA Nuclear Data Library," AEEW-M 1368 (1975).

32) 川合将義，佐藤嘉彬，鈴木幾則，大谷暢夫，"「常陽」炉体まわり遮蔽解析，(Ⅲ)全体系一括計算による解析"，昭和56年日本原子力学会年会，D47（1981）.

33) 横堀仁，多田恵子，西村達雄："同題，(Ⅳ)原子炉容器，黒鉛遮蔽体間空洞部ストリーミング解析"，同学会，D48（1981）.

34) 半田博之，鈴木幾則，大谷暢夫，"同題，(Ⅴ)回転プラグ・ペデスタル間空隙部のストリーミング解析"，同学会，D49（1982）.

35) Nakamura, T., Maekawa, H., Tanaka, S., Seki, Y., Ikeda, Y. and Oyama, Y.: "Integral Experiments on Lithium Oxide Spherical Assembly with Graphite Reflector and on Duct Streaming," Third IAEA Technical Committee Meet. and Workshop on Fusion Reactor Design and Technology, Tokyo, (1981).

36) Santoro, R.T., Alsmiller, R.G., Jr., Barnes, J.M. and Chapman, G.T.: Nucl. Sci. Eng., 78, 259 (1981).

37) Straker, E.A.: "Comparison of Calculations with Integral Experiments with Emphasis on Secondary Gamma Rays," ORNL-RSIC-33 (CONF-711125), p.117, (1972).

38) 川合将義："高速臨界集合体の解析(I)，群定数セット（NNS5セット）とその誤差範囲"，昭和45年日本原子力学会秋の分科会，A29（1970）.

39) Tobias, M.L., Vonoly, D.R. and Lietzke, M.P.: "NIGHTMARE, An IBM 7090 Code for the Calculation of Gamma Heating in Cylindrical Geometry," ORNL-3198.

40) Mucdougall, J.: "MURALB-A Programme for Calculating Neutron Fluxes is Many Group," AEEW-R962 (1977).

41) 川島正俊，鈴木惣十："「常陽」炉体まわりの遮蔽解析，(Ⅱ)遮蔽測定"，昭和56年日本原子力学会年会，D46（1981）.

42) Chapman, G.T., Morgan, G.L. and Perey, F.G.: "A Re-Measurement of Neutron Induced Gamma-Ray Production Cross Sections for Iron in the Energy Range 850 keV ≤ En ≤ 20 MeV," ORNL-TM-5416 (1976).

43) 伊藤壽一郎，山内通則，川合将義："実験炉クラス高速炉の主要構成元素の反応断面積に対する遮蔽特性値の感度解析,"，昭和55年日本原子力学会秋の分科会，C2,（1980）.

44) Gerstle, S.A.W.: Proc. of Fifth Int. Conf. on Reactor Shielding, Knoxville, p.101 (1977).

45) CSEWG Shielding Subcommittee: "Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specifications," BNL 19302 (ENDF 202) (1974).

46) Takeuchi, K., Tanaka, S. and Kinno, M.: Nucl. Sci. Eng., 78, 273 (1981).

Table 1 Photon Production Data in ENDF/B-IV

Nuclide	MAT No	File No	MT No
^{1}H	1269	12	102
^{2}H	1169	12	102
^{6}Li	1271	12	52, 102
^{7}Li	1272	12	51, 102
^{9}Be	1289	12 15	102, 741 102, 741
^{10}B	1273	12 13	781 4, 103
^{12}C	1274	12 13	102 51
^{14}N	1275	12 13	102 4, 103, 104, 105, 107
^{16}O	1276	12 13	102 4, 22, 103, 107
^{19}F	1277	13 15	3, 4, 102, 107 3, 102
^{23}Na	1156	12 15	51~68, 91, 102 91
Mg	1280	12 13 15	102 4, 16 4, 16, 102

N.B. MT=3; non-elastic scattering
=4; total inelastic scattering
=16; (n,2n)
=18; fission
=51,--90; discrete inelastic scattering
=91; continum inelastic scattering
=102; (n,γ) reaction
=103; (n,p) reaction
=104; (n,d) reaction
⋮
=107; (n,α) reaction

Table 1 (Cont'd)

Nuclide	MAT No	File No	MT No
Aℓ	1193	12 13 15	102 4, 28, 103 4, 28
Si	1194	12 13 15	102 4, 22, 28, 103, 107 4, 22, 28, 103, 107
Cℓ	1149	12 13 15	51～61, 91, 102 3, 51～61 91
K	1150	12 13 15	51～54, 91, 102, 103, 107 51～56 91
Ca	1195	12 15	4, 22, 28, 102, 103, 107 4, 22, 28, 102, 103, 107
Ti	1286	12 13 15	102 3 3, 102
V	1196	12 15	3, 16, 22, 28, 102 3, 16, 22, 28, 102
Cr	1191	12 13 15	102 3 3, 102
^{55}Mn	1197	12 15	3, 51～55, 102 3, 102

Table 1 (Cont'd)

Nuclide	MAT No	File No	MT No
Fe	1192	12 15	3, 51, 52, 102 3, 102
Co	1199	12 13 15	102 3 3, 102
Ni	1190	12 13 15	102 3 3, 102
Cu	1295	12 13 15	102 3 3, 102
^{93}Nb	236	12 13 15	102 3 3, 102
Mo	1287	12 13 15	102 3 3
^{151}Eu	772	12 14 15	3, 51～59, 102 3, 51～59, 102 3, 102
^{153}Eu	776	12 15	3, 51～61, 102 3, 102
^{181}Ta	1285	12 13 15	102 3 3, 102

Table 1 (Cont'd)

Nuclide	MAT No	File No	MT No
^{182}W	1128	12 13 15	102 4 4, 102
^{183}W	1129	12 13 15	102 4 4, 102
^{184}W	1130	12 13 15	102 4 4, 102
^{186}W	1131	12 13 15	102 4 4, 102
$_{82}Pb$	1288	12 15	3 3
^{235}U	1261	12 13 15	4, 18, 102 3 3, 18, 102
^{238}U	1262	12 13 15	18, 102 3 3, 18, 102
^{239}Pu	1264	12 13 15	4, 18, 102 3 3, 4, 18, 102
^{240}Pu	1265	12 13 15	4, 18, 102 3 3, 18, 102

Table 2 Remarks on Kerma Factor[15] Based on ENDF/B-IV

Material*	Status of Neutron Kerma Factor
Be-9	too low below 8.8 keV, Negative below 5 eV.
Na-23	mostly too high.
Mg**	a little too high above 26 keV.
Cl**	too high below 3.2 MeV.
K**	too high at every energy.
Ti**	too high below 95 keV.
V**	too low at 237 keV - 2.4 MeV, too high above 2.4 MeV.
Cr**	partially negative
Fe**	too high below 1.2 keV, high or low up to 4 MeV.
Ni**	too low below 1.6 MeV, negative below 10 keV.
Cu**	mostly too high.
Nb-93	too low below 6 MeV, negative below 900 keV.
Mo**	large negative values.
Ta-181	mostly too high.
W-182	too high at 150 keV - 620 keV, too low above 780 keV.
W-183	too low above 825 keV.
W-184	negative above 1.2 MeV.
W-186	negative above 1.5 MeV.
Pb**	mostly too low.
U-238	too high below 95 keV.

N.B. * Materials without photon production data are excluded.

** Q values was roughly estimated.

Table 4 Composition and Thickness of Type 304 Stainless Steel and BP Slabs for ORNL Fusion Shielding Experiments[36]

Configuration	Slab Thickness (cm)						Total Slab Thickness (cm)
	Composition						
	Type 304 Stainless Steel	Type 304 Stainless Steel	BP	Type 304 Stainless Steel	BP	Type 304 Stainless Steel	
1	0						0
2	15.24						15.24
3	30.48						30.48
4	30.48	5.08	5.08				40.64
5	30.48	5.08	5.08	5.08			45.72
6	30.48	5.08	5.08	5.08	5.08		50.80
7	30.48	5.08	5.08	5.08	5.08	5.08	55.88

Table 3 Components of Gamma-Ray Source at Typical Positions in MZB(2) Assembly (arbitrary unit) [27]

	Fission	Capture	(n,n'γ)	Total
Radial direction				
I.C. Center	62.9%	25.3%	11.8%	0.669
I.C. Edge (R=59.7cm)	58.1%	22.4%	11.8%	0.473
Mid-O.C. (R=70.5cm)	69.2%	20.8%	9.9%	0.445
R.B. Inner Edge (R=79.6cm)	21.2%	57.2%	21.5%	0.129
Mid-R.B. (R=97.7cm)	10.7%	80.9%	8.3%	0.0435
R.B. Outer Edge (R=108.5cm)	8.5%	87.2%	4.3%	0.0235
Reflector (R=119.4cm)	0.0%	98.6%	1.4%	0.0127
Axial direction				
I.C. Edge (Z=42.2cm)	62.0%	28.2%	7.4%	0.361
A.B. Lower Edge (Z=46.0cm)	22.2%	59.3%	18.5%	0.141
A.B. Upper Edge (Z=77.0cm)	16.4%	78.2%	5.4%	0.0333
Plenum (Z=96.1cm)	0.0%	98.7%	1.3%	0.00536

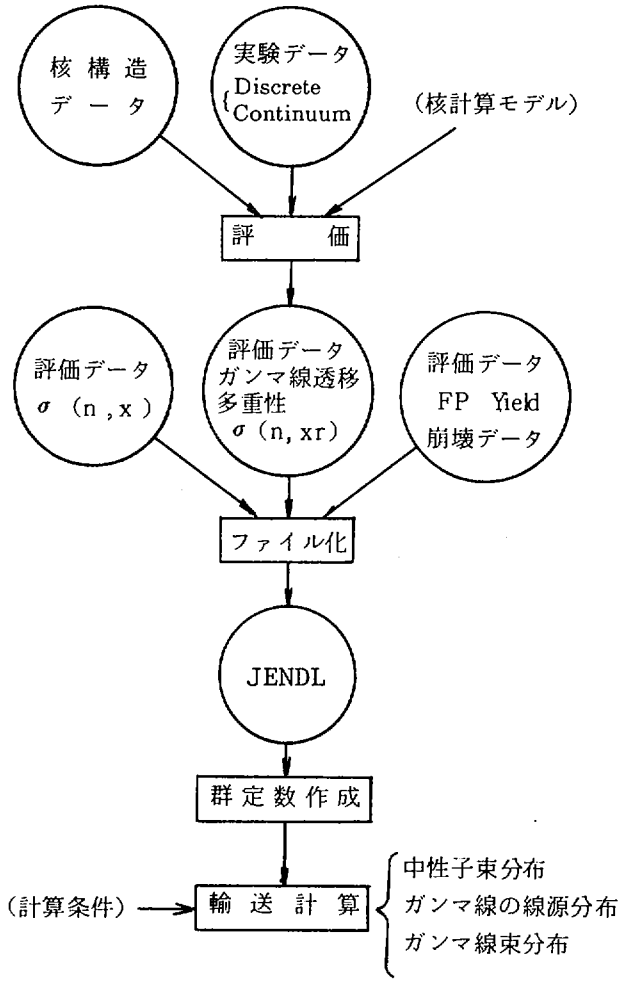


Fig. 1 Flow Diagram of Photon Production Cross Section Data.

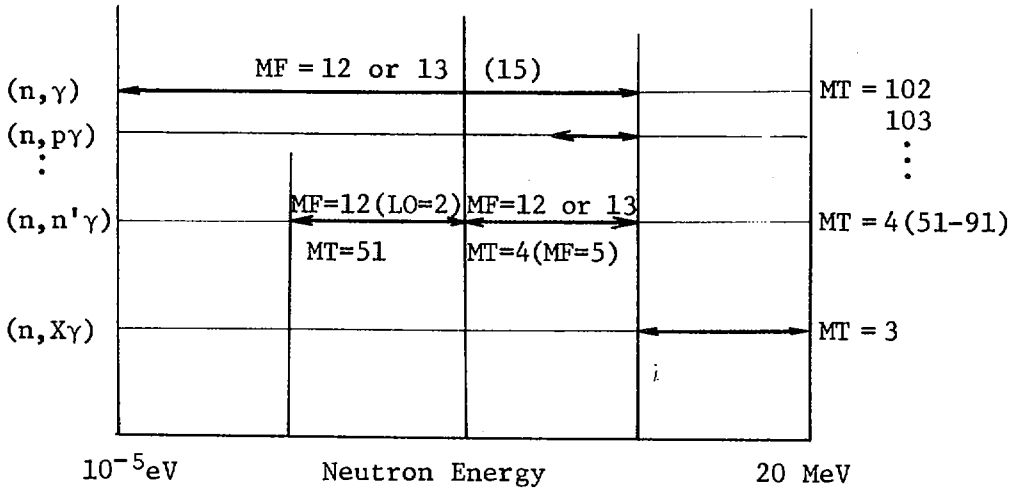


Fig. 2 Typical Example of Energy Range for ENDF Photon Production Data.

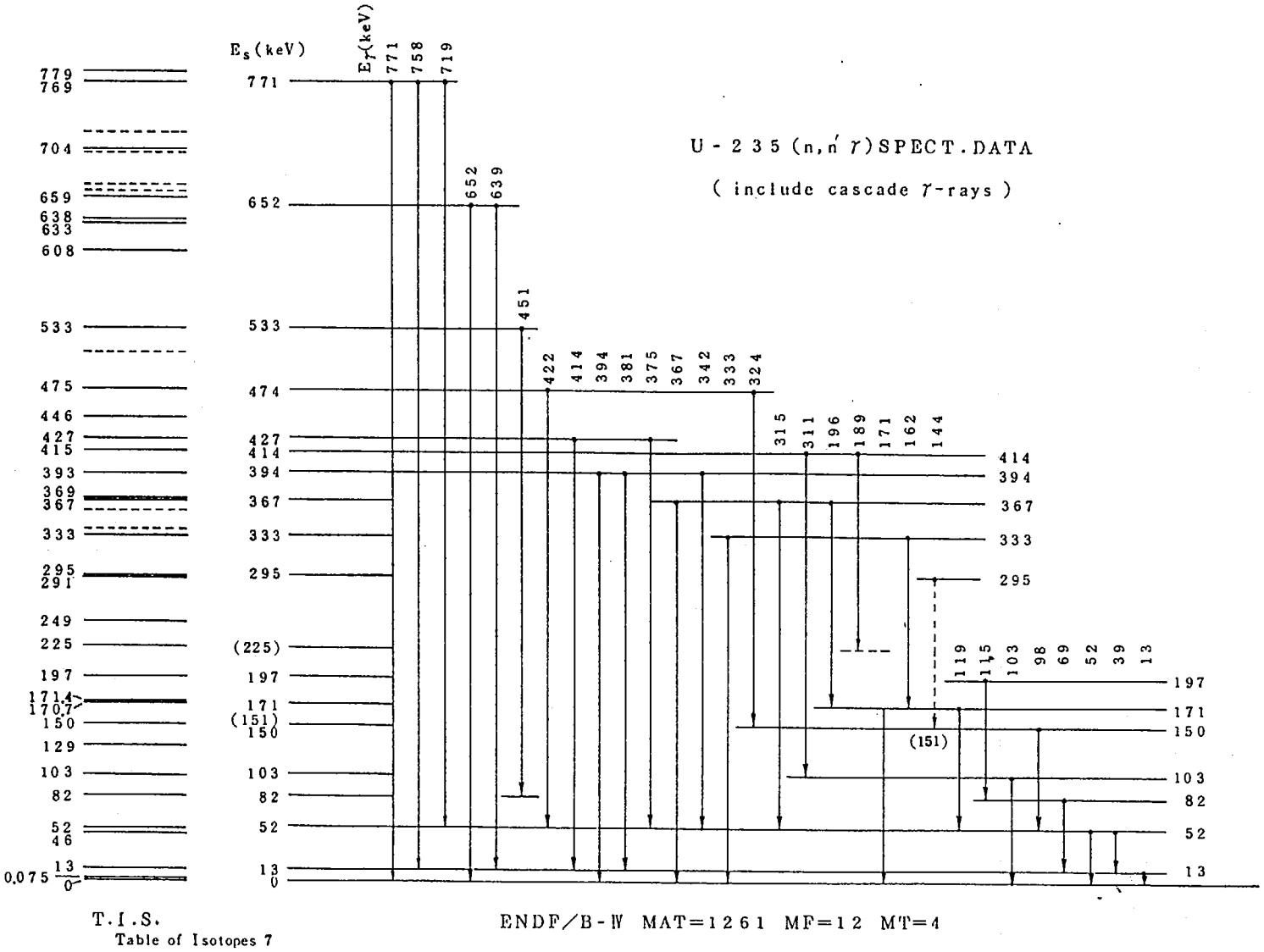


Fig. 3 Initial Energy States in ^{235}U Inelastic Scattering Gamma-Ray Emission Process.

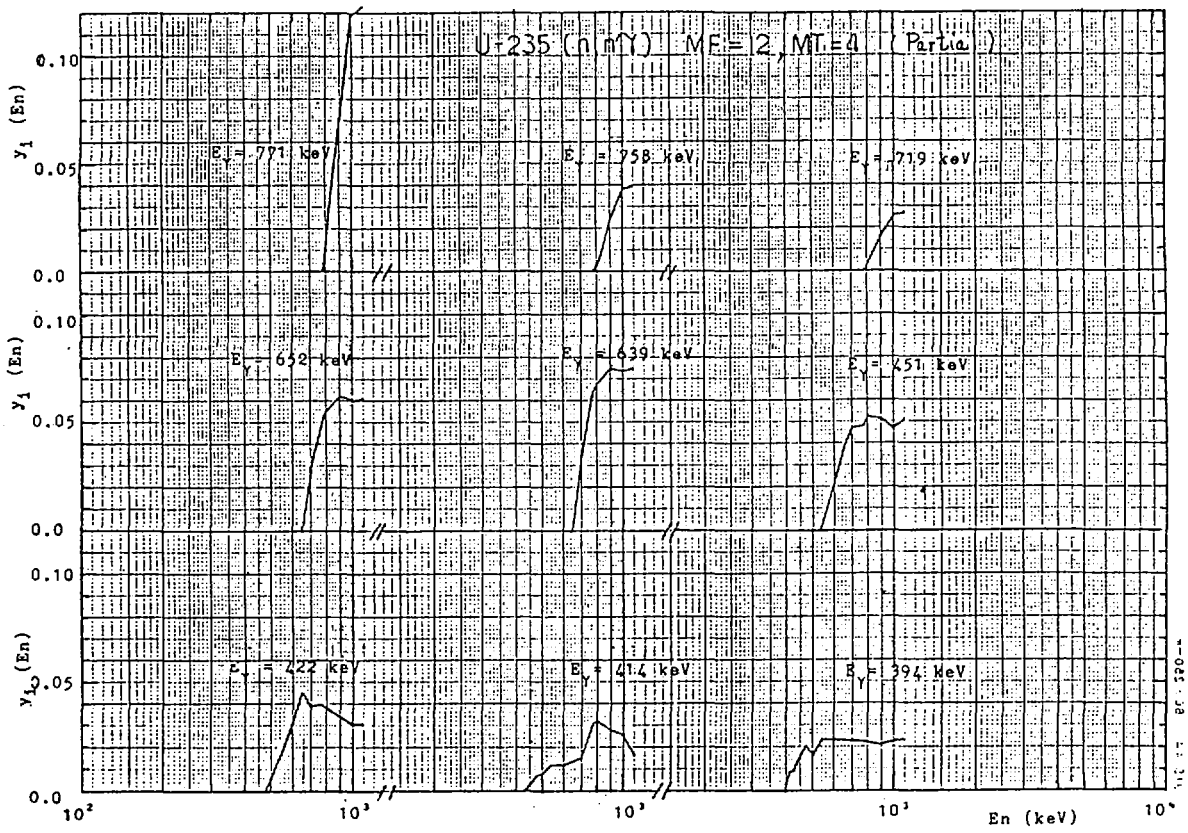


Fig. 4 Photon Multiplicity for $^{235}U(n,n'\gamma)$ Reaction in ENDF/B-IV.

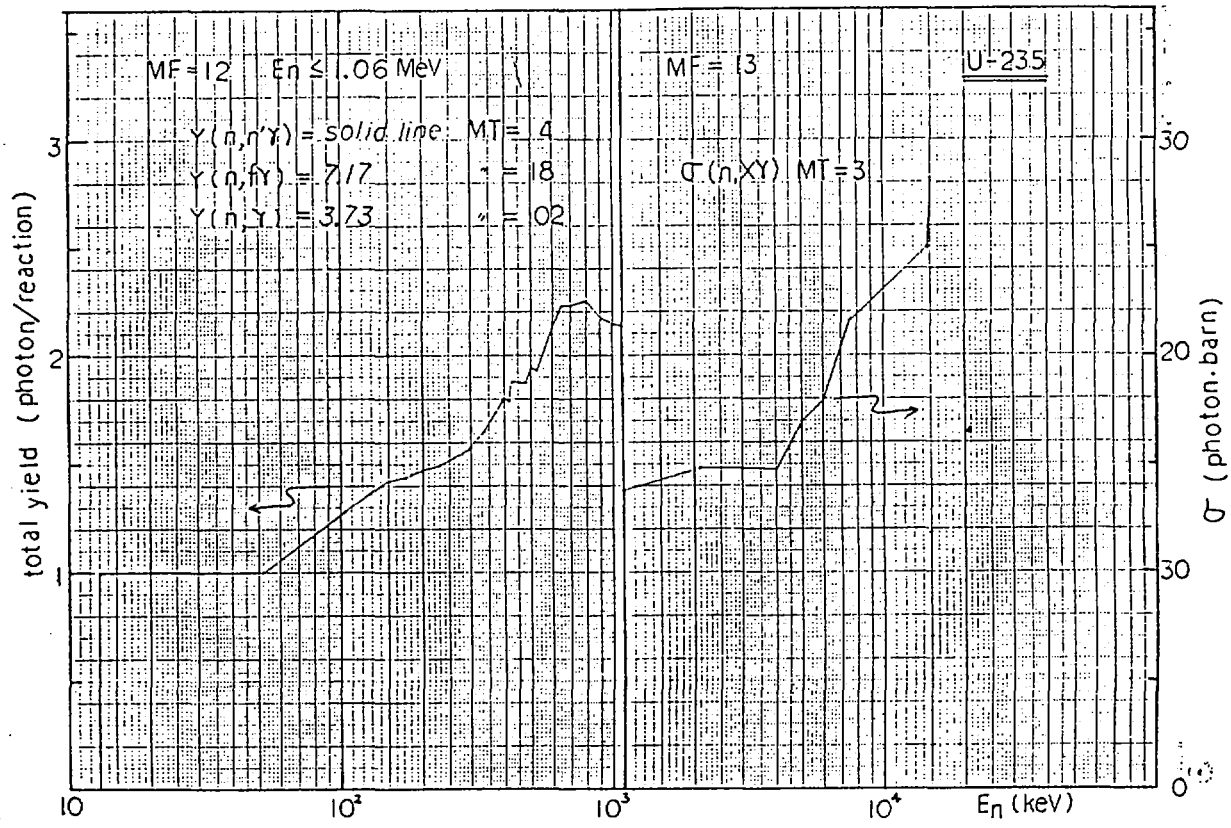


Fig. 5 Photon Total Yield and Photon Production Corss Section for ^{255}U in ENDF/B-IV.

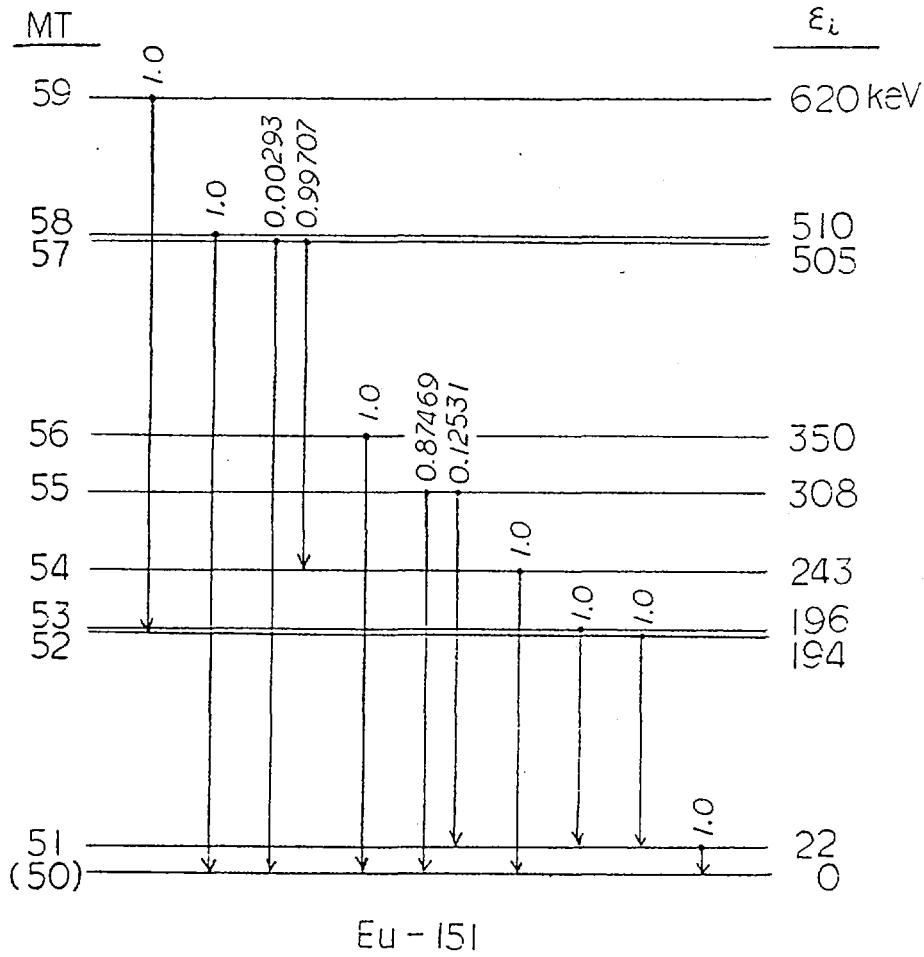


Fig. 6 Transition Probability $\{\varepsilon_i, P_i\}$ for ^{151}Eu in ENDF/B-IV (MF=12, LO=2).

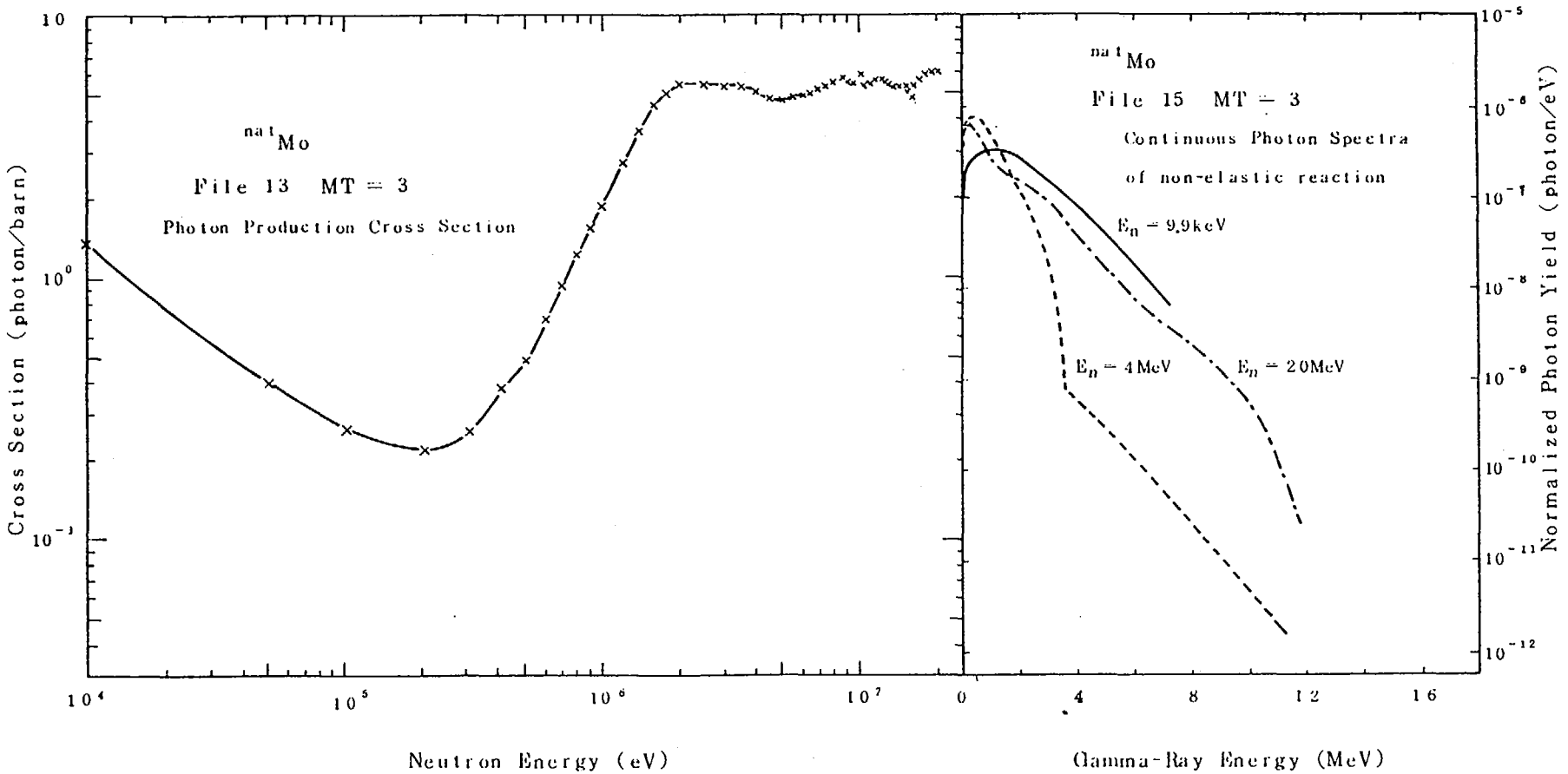


Fig. 7 Photon Production Data for Natural Molibdenum in ENDF/B-IV.

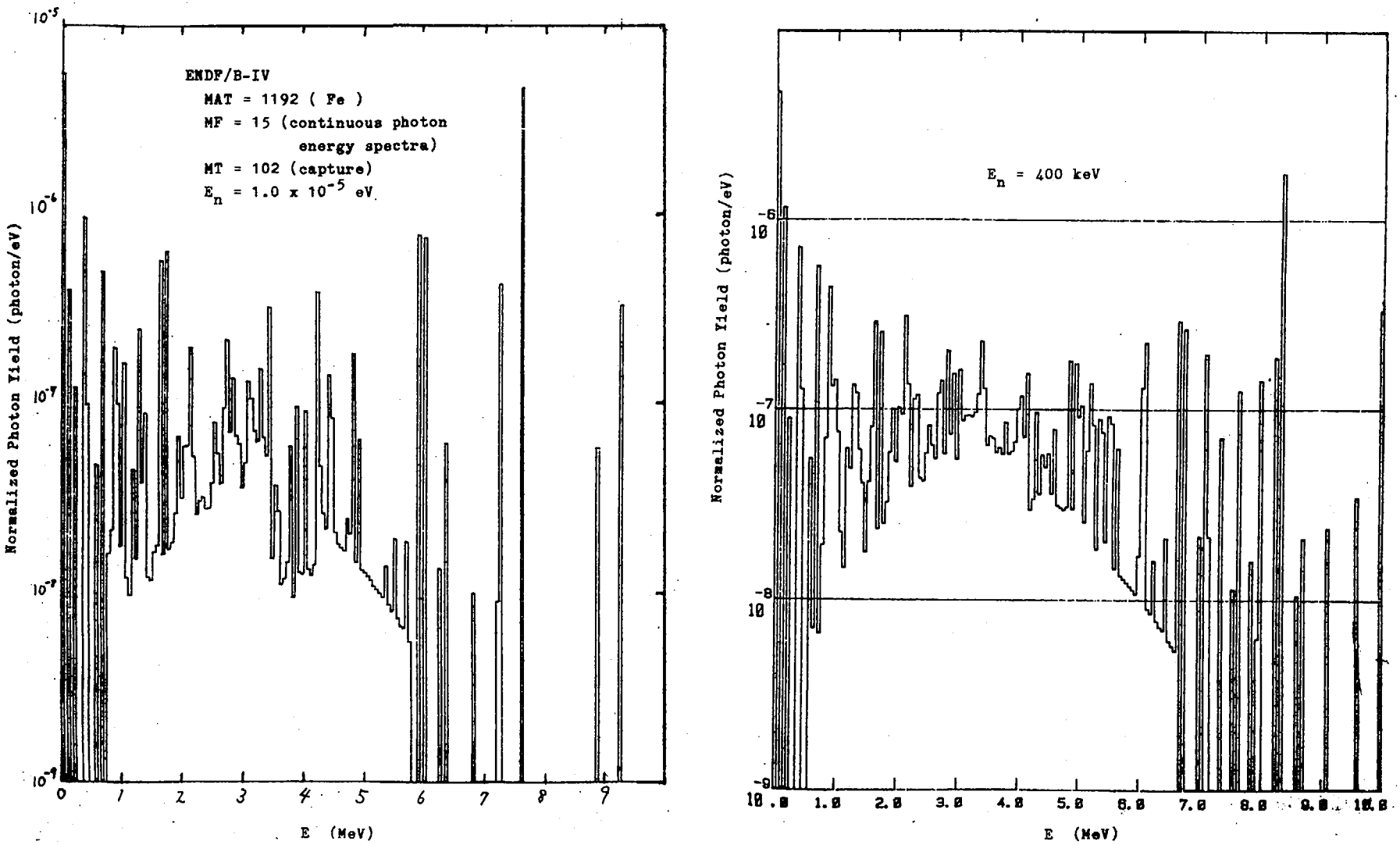


Fig. 8 Energy Spectrum of Iron Capture Gamma-Rays.

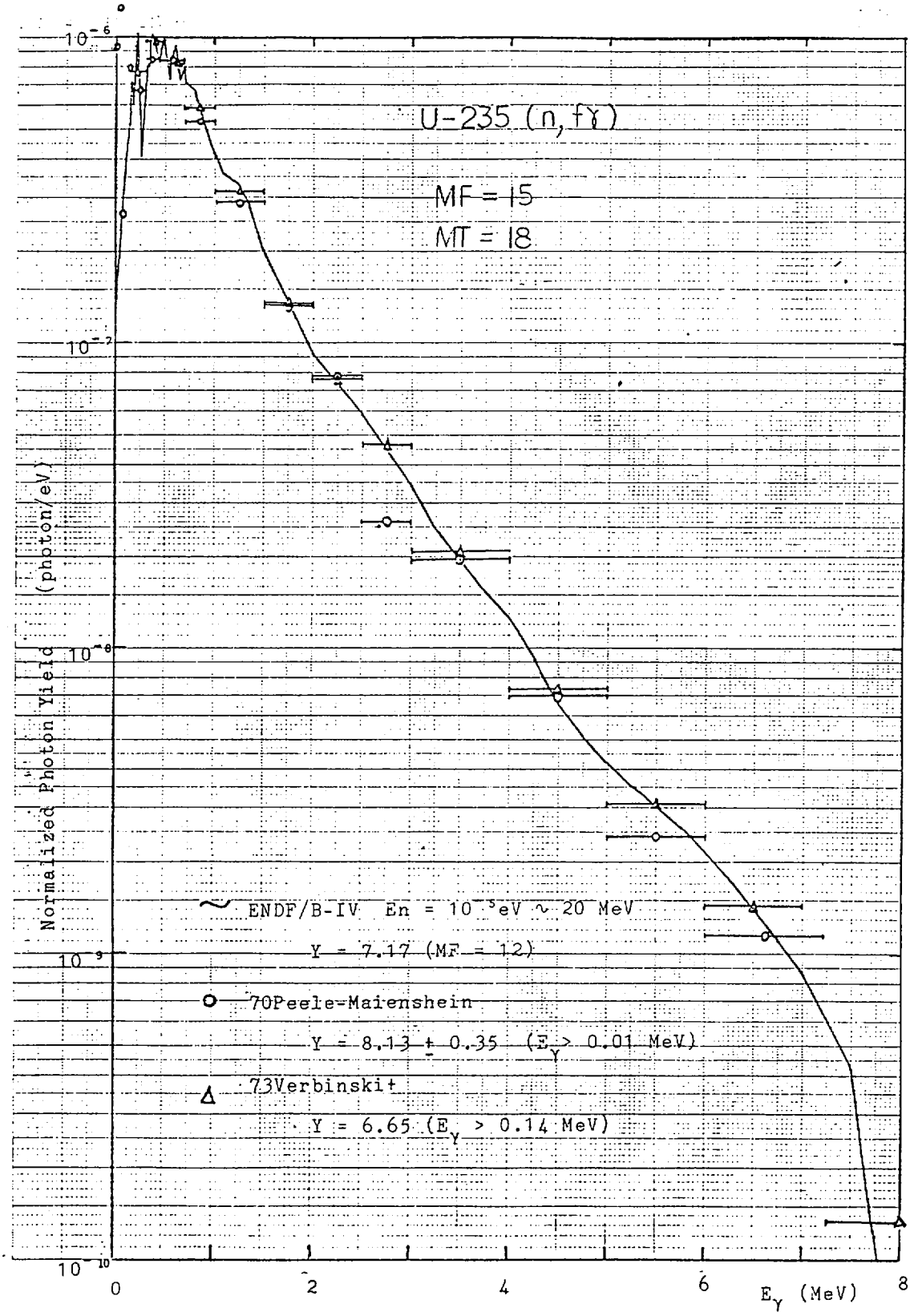


Fig. 9 Normalized Prompt Fission Gamma-Ray Yield for ^{235}U in ENDF/B-IV.

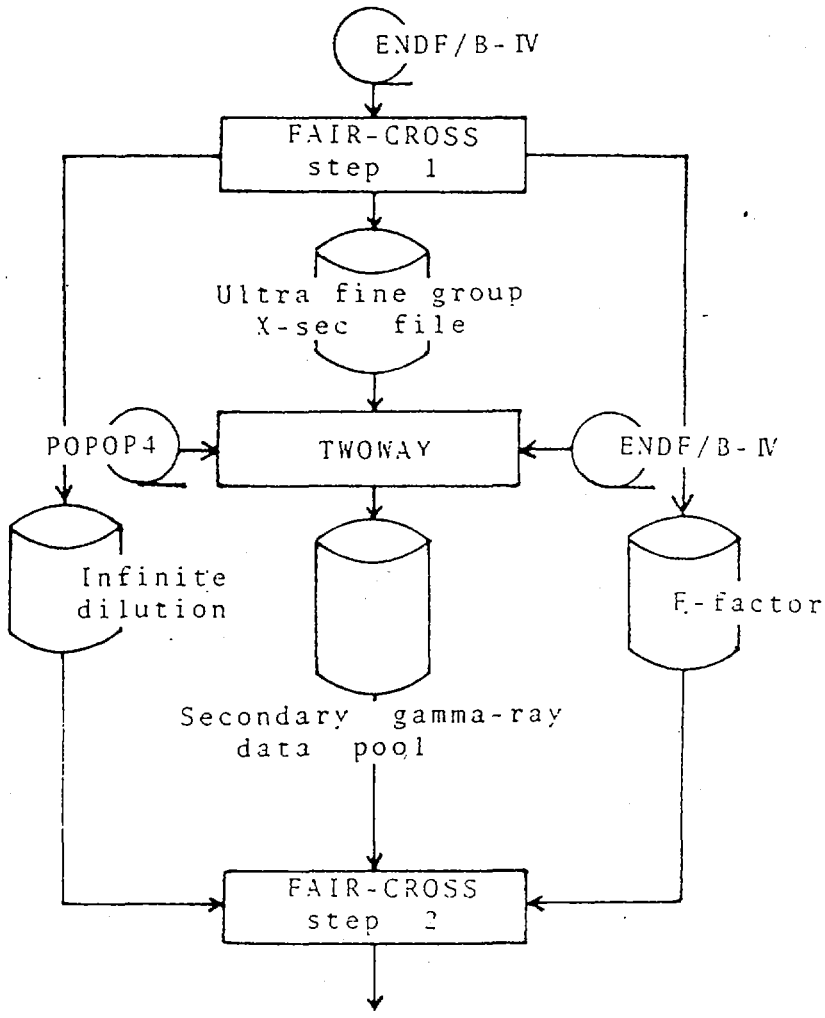


Fig. 10 Relation between FAIR-CROSS and TWOWAY[23] in RADHEAT-V4 system[19].

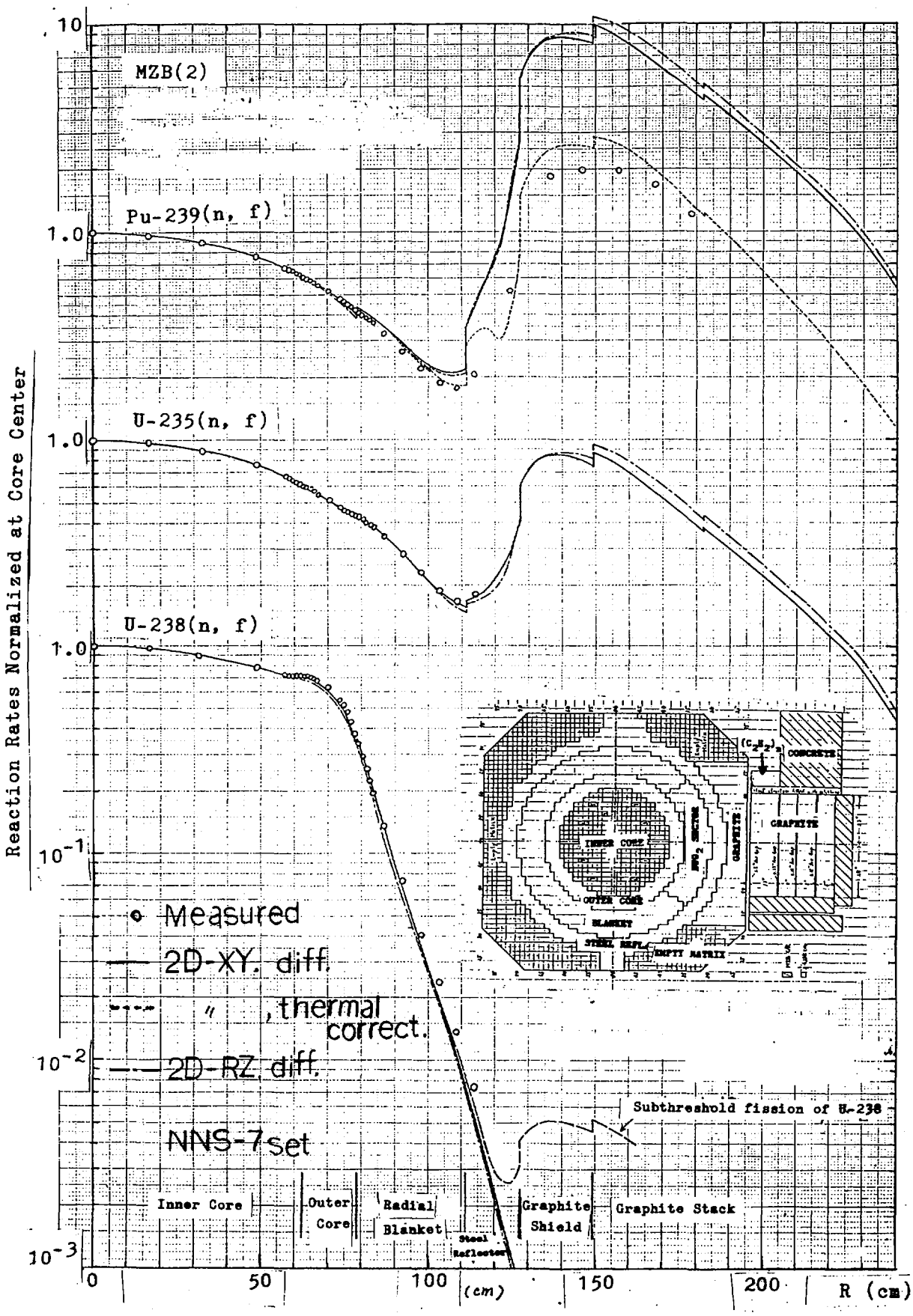


Fig. 11 Radial Distribution of Fission Rate for ^{239}Pu, ^{235}U and ^{238}U in MZB(2) Assembly[27].

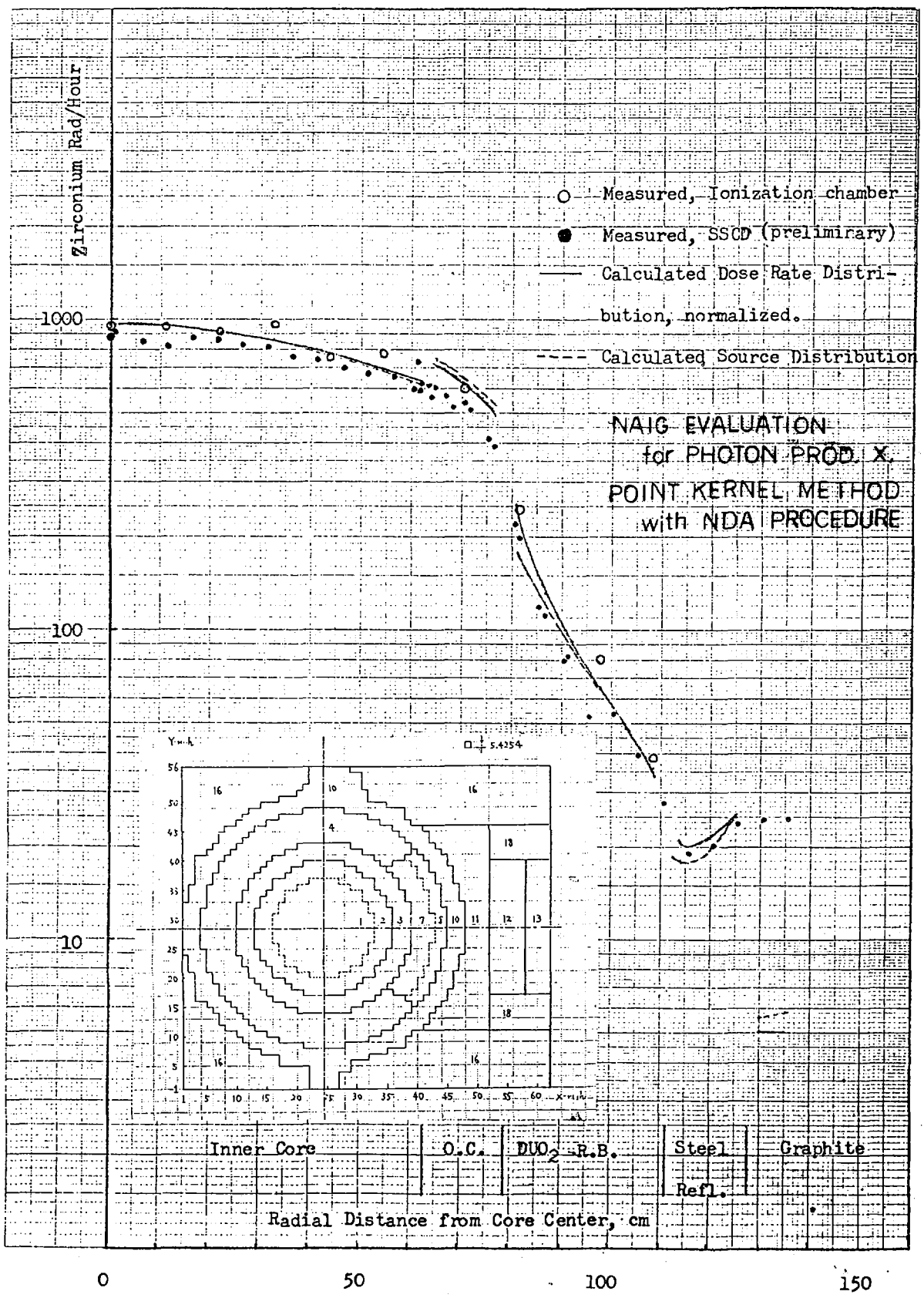


Fig. 12 Radial Gamma-Ray Dose Rate Distribution in MZB(2) Assembly. Comparison of X-Y Kernel Method Calculation[27] with Experiments.

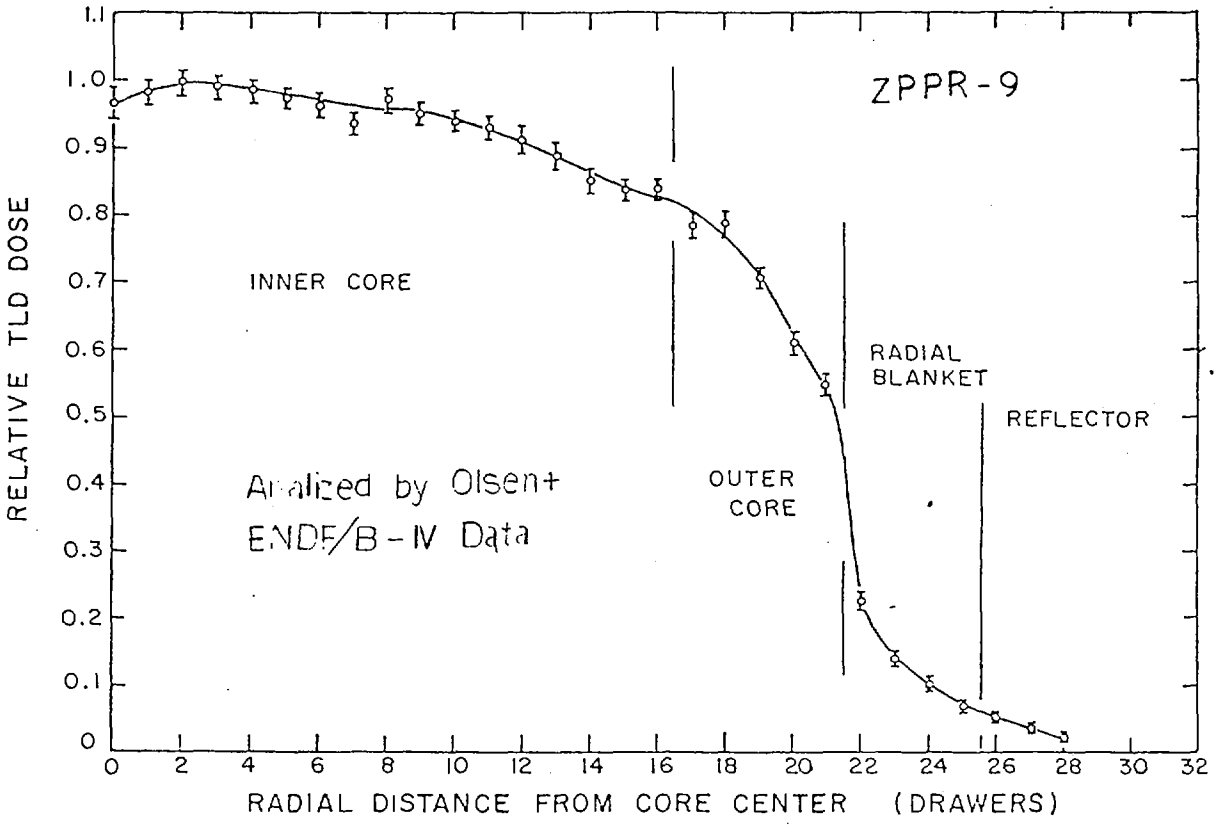


Fig. 13 Relative TLD Dose in ZPPR-9[29].

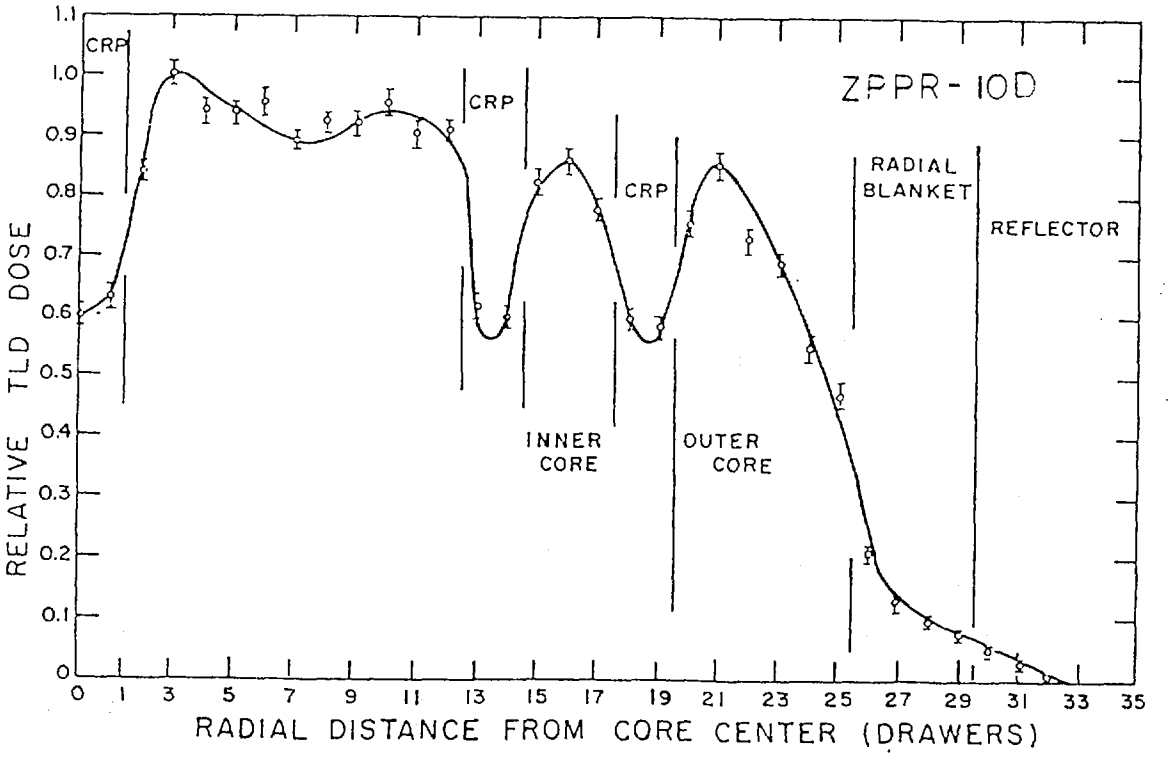


Fig. 14 Relative TLD Dose in ZPPR-10D[29].

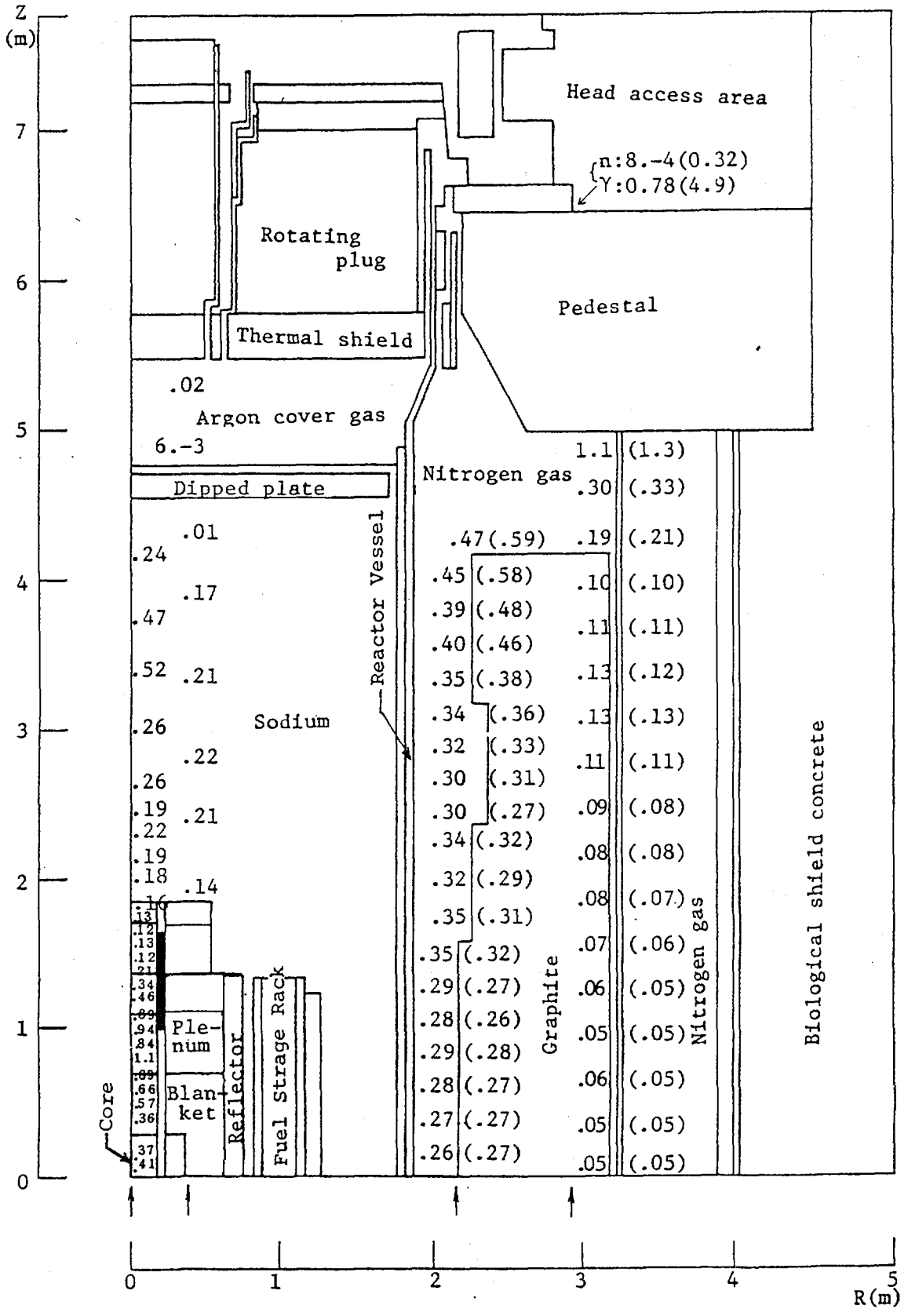


Fig. 15 C/E Value[32] for Neutron and Gamma-Ray Dose Rates Measured by Ionization Chamber in JOYO. A value in parentheses is the result for STEP3[33] or 4[34] calculations.

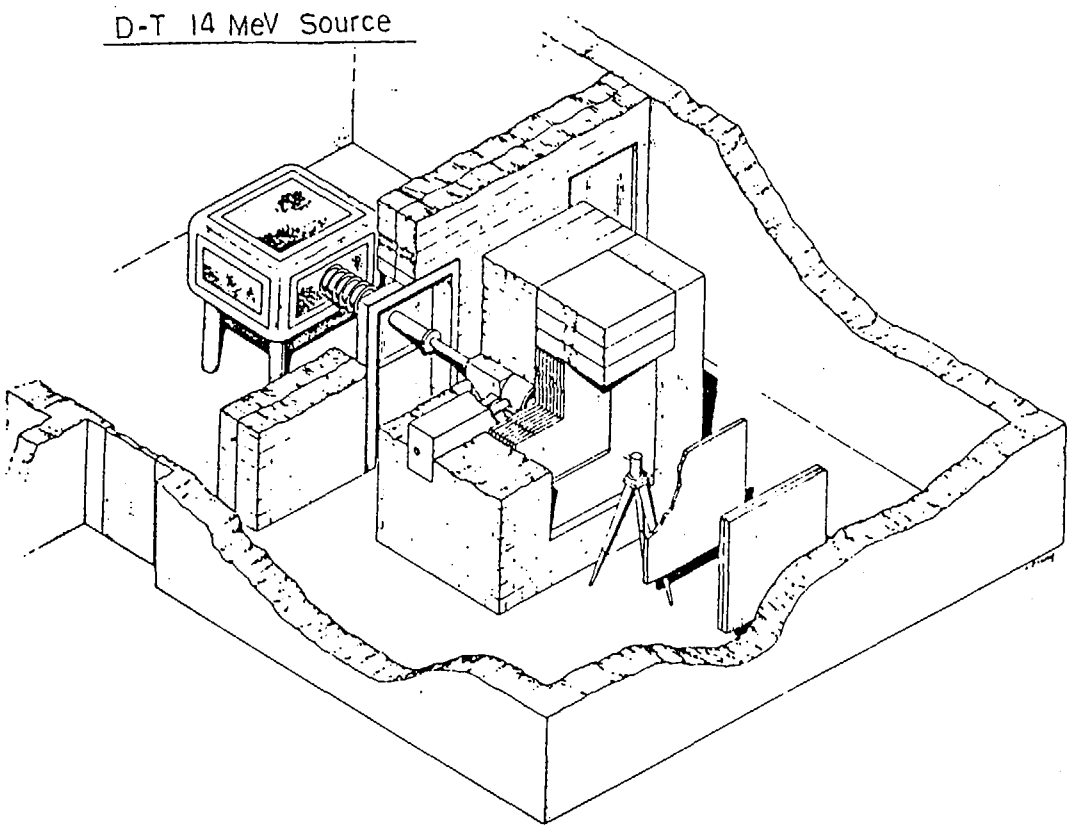


Fig. 16 Artist's Rendition of the Experimental Facility (ORNL Fusion Shielding Experiments[36)]).

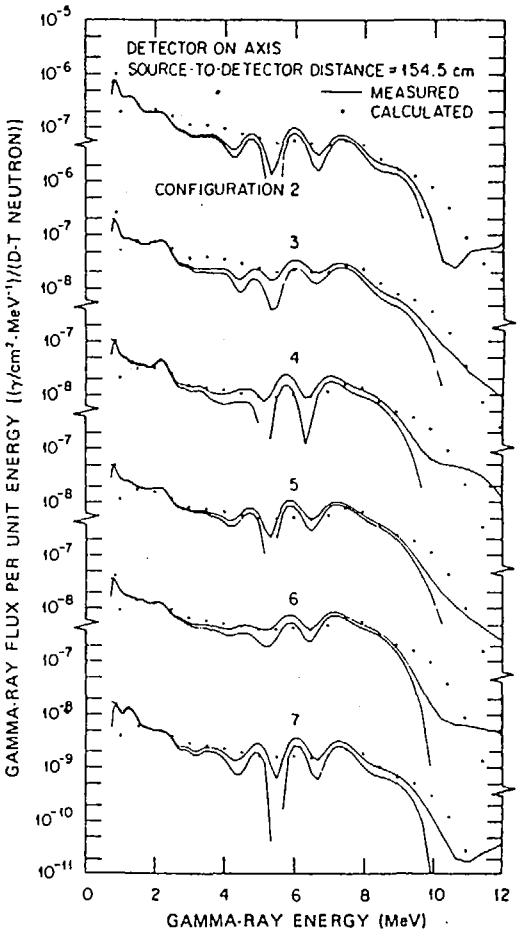


Fig. 17 Gamma-Ray Flux per Unit Energy versus Gamma-Ray Energy as a Function of Type 304 Stainless Steel and BP Slab Composition and Thickness for the Detector on Axis[36)].

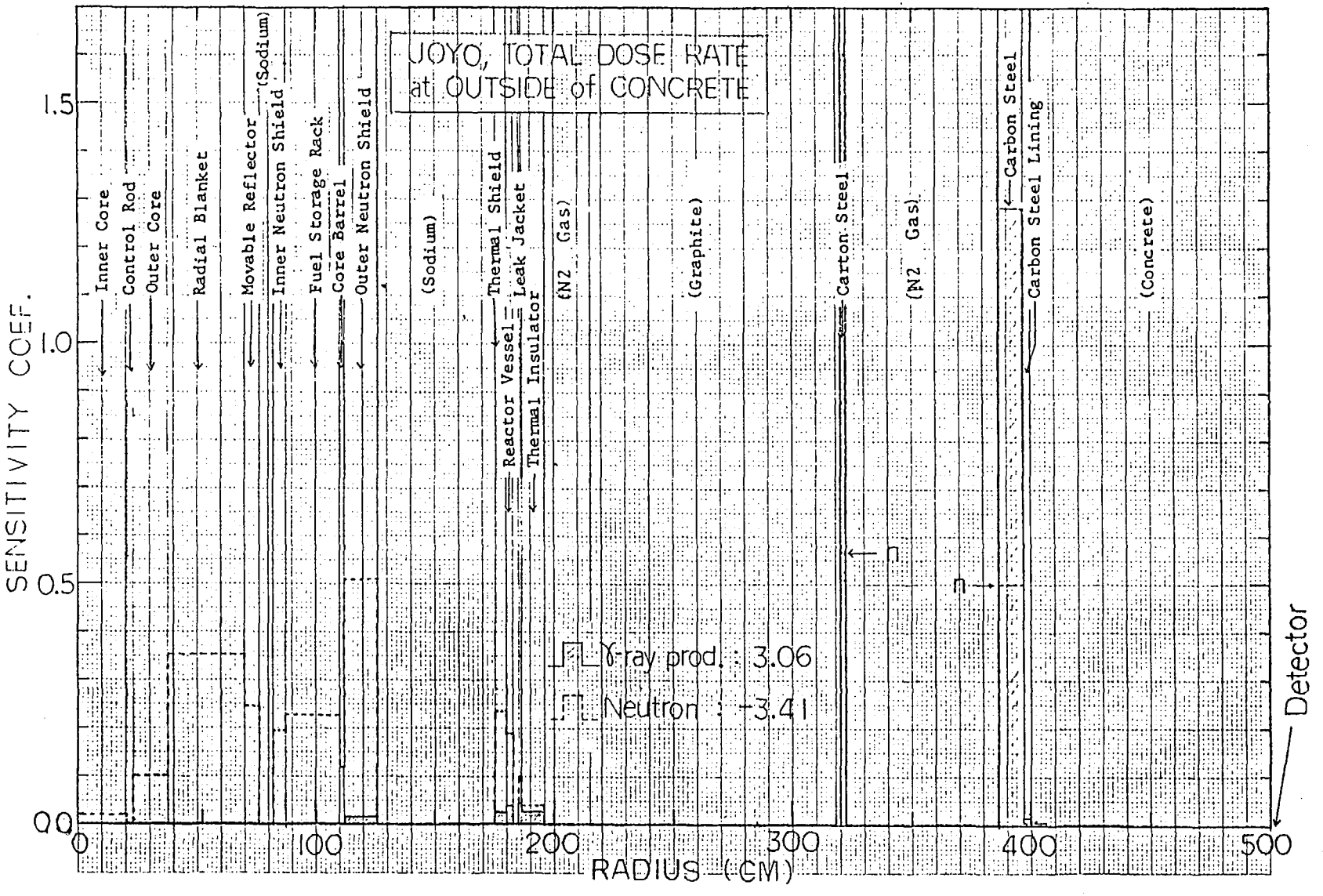


Fig. 18 Zonewise Sensitivity of Total Dose-Rate at Outside of Concrete to Iron Cross Section[43].

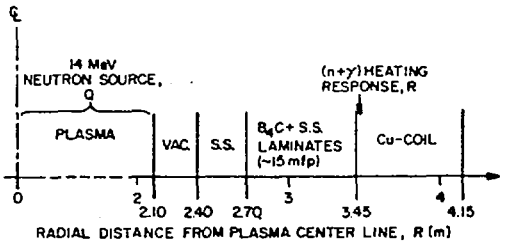


Fig. 19 One-Dimensional Neutronics Model for Tokamak Experimental Power Reactor Design.[44]

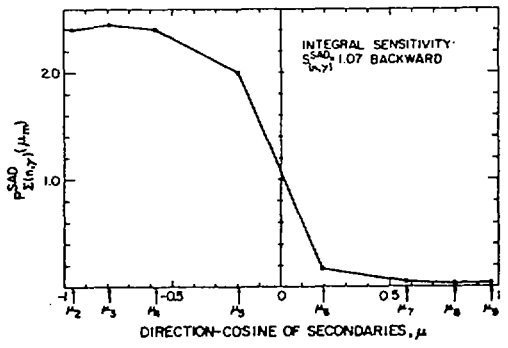


Fig.21 Energy-Integrated Sensitivity Profile for the Angular Distribution of Secondary Gamma Rays from Cu(n,γ) reactions.[44]

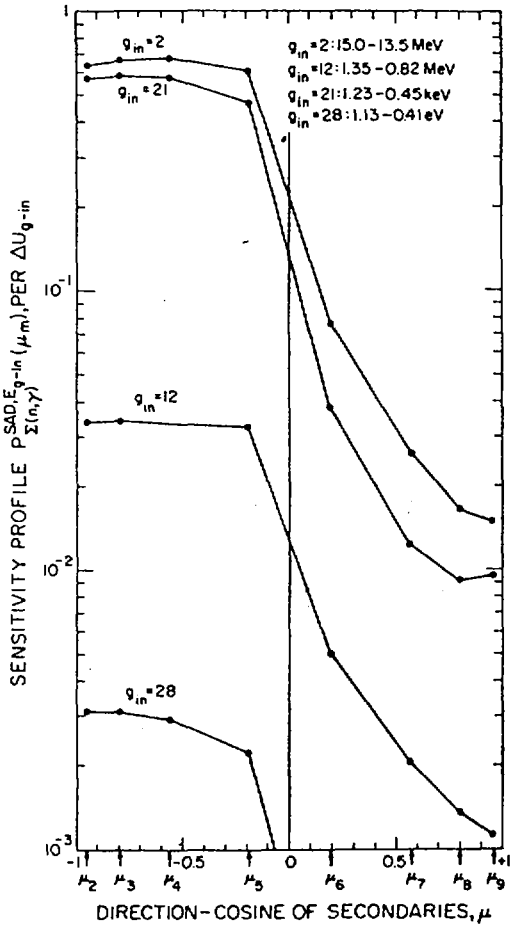


Fig. 20 Differential Sensitivity Profiles for the Angular Distribution of Secondary Gamma-Rays from Cu(n,γ) reactions, per Lethargy Width of Initial Neutron Energy Group g_{in}.[44]

討　論

Q：椙山一典（東北大）

ZPPR－9の測定と計算結果を示されたが非常によく一致している様で，γ線生成データファイルはもう既にCompleteとなったと言えるのか。

A：川合将義（NAIG）

cleanな体系の高速炉炉心・ブランケットのガンマ発熱計算に限れば，関係する核種も少なく，一見問題がないように思われるが，ENDF／B－Ⅳのデータを詳細に調べると，雑な評価や他からの借りものもあり，さらに鉄データでさえ最近の測定データと食い違いが目立つ。また，先の^{14}Nの（n，n′γ）の如く，断面積のバランスやエネルギーバランスのくずれたものも多く問題である。ガンマ線の遮蔽体中の透過特性は，ガンマ線のエネルギーによって異っており，エネルギーバランスだけでなく，ガンマ線スペクトルまで含めた詳細な評価が一層必要である。

9. 自 由 討 論

座長：神 田 幸 則*

Free Discussion

Chairman : Yukinori KANDA*

原田吉之助（原研）

6.2において梅沢氏から，燃料サイクルWGでまとめたユーザーからの要求を受けられる体制作りを要望された。これは非常に重要な事であり，早速運営委員会で検討したい。

昨夜の懇親会で百田光雄氏（日大）から，「日本は実験データの生産が少い」との苦言が寄せられた。これに関連し，最近のIAEAアクチナイドデータの研究協力の会合で，「実験データのない核データを2つの機関が評価したとして，その結果が一致したとしてもどういう意味があるのか」と言う意見が出された。示唆に富む意見として紹介しておく。

また最近の評価において，高級で進んだ理論に基く計算が多く用いられてきているが，高級で複雑な理論計算が必ずしも高精度の結果を与える保証はない事を注意しておきたい。

神田幸則（九大）

「実験データのない核データの評価値の一致に意味があるのか」に対応して「実験結果が収束したらそれが正しい値か」，「計算値が一致したならそれで良いのか」という問題がある。「C／Eはどの量についてはどの程度であれば良い」という目安が必要ではないか。

実験について言えば，U等の核分裂の実験は原研がもっと積極的にやるべきである。

菊池康之（原研）

積分テストのC／Eを解釈するに当り，解析手法上の不確定さを良く考えなくてはならない。特に制御棒価値，Naボイド係数等は補正が非常に重要となり，核データへのfeedbackは難かしい。

さらに炉定数の概念にも問題がある。特に弾性除去断面積を求めるのに，従来の1/Eスペクトルでなく，代表的な高速炉スペクトルを用いる方法が最近用いられるようになった。この差による効果（REMO補正効果と呼ばれている）として，低エネルギー側のスペクトルが大幅に変り，ドップラー効果のC／E値は10%も変化する。この結果，従来良好と思われていたJENDL－2のドップラー効果のC／E値が0.9以下に悪化するというショッキングな事があった。

前川 洋（原研）

FBRに比べCTRの場合は，14MeV付近と約200keV付近とに2つのピークがあり，群定数作成に当っての重み関数の選択にはさらに注意が必要である。

*九州大学工学部，Faculty of Engineering，Kyushu University

瑞慶覧篤（日立）

今までの議論では，積分実験の必要性に疑問があるようにみえるが，核データ評価へ反映させるべき積分量と工学的な面から重要な積分量を区別しなければならない。k_{eff} や中心反応率比等は前者であり，Na ボイド係数等は多分に後者と言える。

一方，解析手法を現在可能な最新のものを用いて，手法上の不確かさをできるだけ小さくする方向で考える必要がある。炉定数作成に問題があるなら MC^2 等の高精度コードを用いて，直接核データファイルから出発する事も考えられる。

菊池康之（原研）

MC^2 は MC^2 なりの近似の悪さがあり万能ではない。また炉定数という概念は永年の経験で作り上げられたものであり，これを捨てるのは実際的でない。種々の観点を総合して妥協点を見つけるべきであろう。

山室信宏（東工大）

炉定数を作る際に体系の実際のスペクトルを重みとする事は当然しなければならないであろう。しかし，これを徹底的に行うのは無理であろうから，微分データを検証するための積分データとしては，上記の事に影響受けやすいものを避けて選ぶべきであろう。

10. 総　括（II）

五十嵐　信　一＋

Summary Talk (II)

Siniti Igarasi

研究会の第２日は大きく分けて４つのテーマで講演が行われた。最初のテーマは核データの積分的検証で，JUPITER実験解析によるJENDL－2 の大型高速炉への適用，ＦＰ 及び構造材核データの微分及び積分データの問題，それにパイル中での中性子スペクトル実験を通しての核データの検討の３つである。二番目はシグマ研究委員会の核構造・崩壊データ専門部門の燃料サイクル核データワーキンググループで行った核燃料サイクル関連分野からの核データに対する要求調査のまとめである。三番目は核融合ニュートロニクスの基礎実験による核データの検証で，原研のFNS と大阪大学のOKTAVIANによる実験及び解析の講演が行われ，最後にシグマ研究委員会核データ専門部会のガンマ線生成核データワーキンググループの活動に関連する３つの講演が行われた。

白方氏はJUPITER 計画の詳細解析を通して，主としてJENDL－2Ｂの大型炉への適用について話をされた。JENDL－2Bについてはすでにベンチマークテストを終了して，JUPITER計画でも使用に耐え得ることを確かめてはいたが，やはり実際に使用してみて，大型体系の実験値と比べてみたことは意義があったと思う。核データの検証のためにもこのようなテストは機会あるごとに行った方が良い。たゞ，大型で複雑な体系の常として関係する要素間の相関がありすぎて，実験と計算の食違いがどこから来ているのかを探すことがむずかしい。白方氏の講演は核データセット間の比較が主題で個々の核データが対象ではなかったけれども，JENDL－3など，今後の核データ評価においては個々の核データの問題として取りあげることになる。この解析結果が有効に利用されることを希望すると共に微分データの立場からはどうしてもゆずれないような問題が生じた場合にどうするのかを核データ評価方法のテーマとして考えておく必要があるのではないか，と言うことを感じた。

シグマ研究委員会のＦＰ核データ評価ワーキンググループは最終段階の作業を続けている。飯島氏は^{99}Tc，^{109}Ag，^{133}Cs，^{149}Sm，^{151}Euを例にして現在進行中の評価作業の苦心談を話された。ここでも微分データと積分データの食違いが悩みになっていて，例えば^{109}Ag の JENDL－１の結果は積分測定に合っていたが，原研で測定した最近の微分データ及びORNL の測定データはJENDL－1よりかなり低い値なので，これら最近のデータを用いると評価データは積分測定に合わなくなる。また，計算に用いられる重要なパラメータの適正値が必ずしも測定値に合った計算結果を与えないような例も示された。これらの問題はそう簡単に解決できるとは思えないが，評価値は決定しなければならない。JENDL－2編集の遅れの一因がＦＰ核データ評価の遅れにもあるし，またヨーロッパ共通ファイルへの寄与にも関係するので，問題点は問題点として挙げておき，ＦＰファイル全体の編集を急ぐ必要がありそうである。問題点は整理した上で，Discrepancy File に登録することも考えられる。

＋日本原子力研究所，　Japan Atomic Energy Research Institute

飯島氏はCr，Fe，Ni の構造材核データの評価にも触れられた。特に捕獲断面積の問題はガンマ線検出器の効率など実験データの方に未解決の問題があるので，評価のベースになっている実験値の再検討が必要である。

京大炉で行われている中性子スペクトルの一連の実験について森氏が講演された。核データを検証する方法はいろいろあると思うが，京大炉の一連の実験はその一つである。中性子スペクトルに最も寄与が大きいのは非弾性散乱面積とその角分布であるから，この実験と計算の比較によって非弾性散乱断面積の評価データを検証することができる。森氏はTh，Mo，Crのパイルによる測定値とJENDL－2およびENDF／B－Ⅳを用いた計算との比較から励起レベルの構造を詳細に取り入れたデータセットの必要性を示唆された。また非弾性散乱以外にも（n，2n）反応などによる2次中性子スペクトルの核データの必要性を述べられた。この種の実験には積分体系の複雑さによる不確定要素が比較的少いので，核データの積分的検証には適していると思われる。今後もいろいろな物質について測定されることを期待したい。

梅沢氏と西村氏はシグマ研究委員会の核燃料サイクル核データワーキンググループが行った3年間の活動をまとめて講演された。このワーキンググループは核燃料処理施設における核データの要求を調査し，核燃料サイクルの各分野から出された要求を整理し，それらを核データの問題として扱えるように分類している。講演で示されたデータには，すでに良く分っているものもあり，また，要求が現実的でないものも含まれているようであったので，なお詳細なデータの仕分けが必要であると思われる。それと同時に核データ利用者への便宜を考えて，データ集のようなものの作成を検討してみることも考えられる。従来，炉心用核データを中心に活動を行ってきたシグマ研究委員会の活動もその範囲を炉心外に広げようとしている一例として，この講演は興味のあるものであった。

前川氏と高橋氏は核融合ニュートロニクス研究に関連するFNSとOKTAVIANによる最近の実験及び実験計画について講演された。これに先立って，関氏から核融合ニュートロニクス研究の世界の動向について紹介があり，核データに関しては積分実験による核データの感度解析が必須になるとのことであった。これには核データの共分散データが必要になるが，今回の講演ではそこまでは触れられていない。

前川氏はFNSについて試験実験的に行ったLi_2O－C体系での^{235}U，^{238}Uの核分裂率分布やトリチウム生成率の測定結果を示された。計算との比較例も示されたが，未だ本格的研究段階ではないとのことであった。今後，Cr，Fe，Ni，Mo，Mnなどについて測定が予定されているとのことであるので，期待したい。なお，一つ注文を出すとすれば，計算には専らENDF／B－Ⅳのデータを用いているとのことなので，今後は核データの検証を効果的にするためにもJENDLのデータを用いてもらいたいものである。

高橋氏は阪大におけるOKTAVIANによる二重微分断面積の測定について講演された。これまでにLi，C，Aℓ，Pbについて測定が行われたが，本日の講演ではLiとCについての実験と解析の結果が示された。解析にはENDF／B－Ⅳと－Ⅴとを使用されているが，Cの場合には励起レベルの取扱いが両ファイルで非常に異り，実験値との比較の結果は両者とも悪い。特に興味があったのはENDF／B－Ⅴでは第三レベルより高い所に人工的な励起レベルを加えているとのことであるが，このような手段では本物は表せないようである。Liの解析結果も実験と合わな

いが，これらの実験解析によってどこが悪いかが判って来たことは大きな前進である。

ガンマ線生成核データの講演はシグマ研究委員会のワーキンググループ活動を含めて3人の講師により行われた。井頭氏はこれまでに行われたガンマ線スペクトルの測定を捕獲ガンマ線，非弾性散乱ガンマ線，弾性外散乱ガンマ線ごとに分類し，更にそれぞれをエネルギー区間ごとに分けて解説された。良くまとまった報告であった。ガンマ線生成の核データ測定が特定の量に片寄っていることから，今後JENDL－3の評価のためには計算による推定が広範囲にわたって必要になると思われる。この点に関して，水本氏は現在原研及びシグマ委員会で使用可能な計算コードを紹介し，それぞれのコードの内容の概要を説明した。似た内容のコードがいくつかあって，それぞれ一長一短であることから，どのコードを使って行くかを決める必要があろうと思う。
H werton の経験式も一つの道具であるが，我々も合理的な経験式を作って行く努力をしても良いのではなかろうかと考えている。

川合氏は評価ずみデータファイルのフォーマットの説明を具体例を示して説明された。未だ自分達のデータを入れていないのでもう一つ迫力がなかったのは致し方ない。早くデータ格納ができるようになることを期待する。

全体の印象を述べさせていただくなら，良くまとまった講演が多く，内容的にも面白かった。講師の方々の工夫と努力は勿論であるが，プログラムに工夫を凝らされたプログラム委員の方々の努力を見逃してはならないと思う。今後も何かと良い企画を組まれて，有意義な研究会を開いていただきたい。