



加速器駆動未臨界炉に関する  
実験的基礎研究  
(原子力基礎研究 H12-031)  
(委託研究)

2004年3月

代谷 誠治\*・三澤 育\*・宇根崎 博信\*・市原 千博\*・小林 圭二\*  
中村 博\*・秦 和夫\*・今西 信嗣\*・金澤 哲\*・森 貴正

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

本レポートは、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。  
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 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。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2004

編集兼発行 日本原子力研究所

加速器駆動未臨界炉に関する実験的基礎研究

(原子力基礎研究 H12-031)

(委託研究)

日本原子力研究所東海研究所エネルギーシステム研究部

代谷 誠治\*・三澤 究\*・宇根崎 博信\*・市原 千博\*・小林 圭二\*・中村 博\*

秦 和夫\*\*・今西 信嗣\*\*\*・金澤 哲\*\*\*・森 貴正

(2004年1月27日受理)

本研究では、京都大学原子炉実験所の将来計画に関連して、1) 高エネルギー中性子の物質透過実験、2) 京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)における加速器駆動未臨界炉(ADSR)模擬実験、3) MCNP-X コードによる京都大学原子炉(KUR)型 ADSR の概念的核設計を行い、ADSR 型の研究用中性子源の実現に資するとともに、ADSR 一般の開発に向けた炉物理的課題を抽出することを目的とした。

本研究を通じて、ADSR の基本的特性の概略を理論的、実験的に把握することができ、今後の研究を推進する上で必要な基礎的知見が得られた。その知見をあえて一言で表現すれば、予想に違わず、ADSR の基本特性は未臨界炉の基本特性に大きく左右されるということである。

今後、ADSR の実現に向けて、より詳細な研究を着実に積み上げることが必要と考えられるが、そのためには、1) 核データのより一層の精度向上、2) 未臨界度測定や高エネルギーから低エネルギー領域に及ぶ中性子束の絶対値測定などの ADSR を対象とした炉物理実験手法の確立、3) 核破碎中性子発生挙動から遅発中性子挙動の取り扱いを含む ADSR 関連の解析ツールの整備が必要不可欠である。

---

本研究は、日本原子力研究所の平成12・14年度「原子力基礎研究推進制度」の支援により実施した研究の成果である。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

\* 京都大学原子炉実験所

\*\*京都大学

Experimental Study on Accelerator Driven Subcritical Reactor  
(JAERI's Nuclear Research Promotion Program, H12-031)  
(Contract Research)

Seiji SHIROYA\*, Tsuyoshi MISAWA\*, Hironobu UNESAKI\*, Chihiro ICHIHARA\*,  
Keiji KOBAYASHI\*, Hiroshi NAKAMURA\*, Kazuo SHIN\*\*,  
Nobutsugu IMANISHI\*\*, Satoshi KANAZAWA\*\* and Takamasa MORI

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

(Received January 27,2004)

In view of the future plan of Research Reactor Institute, Kyoto University (KURRI), the present study consisted of 1) the transmission experiments of high energy neutrons through materials, 2) experimental simulation of ADSR using the Kyoto University Critical Assembly (KUCA), and 3) conceptual neutronics design study on Kyoto University Reactor (KUR) type ADSR using the MCNPX code. The purpose of the present study was not only to obtain the knowledge usable for the realization of ADSR as a new neutron source for research but also to select technical issues in the field of reactor physics for the development of ADSR in general.

Through the present study, valuable knowledge on the basic nuclear characteristics of ADSR was obtained both theoretically and experimentally. This kind of knowledge is indispensable to promote the study on ADSR further. If one dare say the main part of knowledge in short words, the basic nuclear characteristics of ADSR is overwhelmed by the characteristics of the subcritical reactor as expected.

For the realization of ADSR in the future, it is considered to be necessary to accumulate results of research steadily. For this purpose, it is inevitable 1) to compile the more precise nuclear data for the wide energy range, 2) to establish experimental techniques for reactor physics study on ADSR including subcriticality measurement and absolute neutron flux measurement from the low energy region to the high energy region, and 3) to develop neutronics calculation tools which facilitate to take into account the neutron generation process by the spallation reaction and the delayed neutron behavior.

---

This research was supported by the JAERI's Nuclear Research Promotion Program (JANP) in 2000,2001 and 2002.

\* Research Reactor Institute, Kyoto University

\*\* Graduate School of Engineering, Kyoto University

Keywords: Accelerator Driven Subcritical Reactor, Transmission, High Energy Neutrons, Experimental Simulation, Critical Assembly, Neutronics Design, Nuclear Data, Reactor Physics, KUCA, MCNPX

This is a blank page.

## 目 次

1. 緒 言 -	1
1.1 研究の背景 -	1
1.2 研究の目的 -	2
2. 加速器を用いた高エネルギー中性子実験 -	3
2.1 はじめに -	3
2.2 中性子検出器の応答関数測定 -	3
2.3 大阪大学核物理研究センターにおける物質透過実験と解析 -	9
2.4 放射線医学総合研究所の HIMAC を用いた物質透過実験と解析 -	11
2.5 おわりに -	14
3. 臨界集合体を用いた加速器駆動未臨界炉模擬実験 -	15
3.1 はじめに -	15
3.2 京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) の概要 -	15
3.3 中性子増倍率の測定と解析 -	18
3.4 即発中性子減衰定数の測定と解析 -	25
3.5 おわりに -	26
4. 加速器駆動未臨界炉の概念的核設計 -	27
4.1 はじめに -	27
4.2 概念的核設計で対象とした炉心体系 -	28
4.3 炉心中性子スペクトルに関する検討 -	29
4.4 加速器駆動未臨界炉の出力に関する検討 -	30
4.5 加速器駆動未臨界炉の動特性に関する検討 -	32
4.6 おわりに -	33
5. 結 言 -	33
5.1 研究のまとめ -	33
5.2 今後の研究課題 -	35
謝 辞 -	38
参考文献 -	40

付 錄 -----	92
付 錄 A 研究組織 -----	92
付 錄 B 研究成果 -----	92

## Contents

1. Introduction-----	1
1.1 Background -----	1
1.2 Purpose -----	2
2. High Energy Neutron Experiments Using Accelerator -----	3
2.1 Introduction -----	3
2.2 Measurement of Response Function of Neutron Detector -----	3
2.3 Experiment on Neutron Transmission through Materials in Research Center for Nuclear Physics, Osaka University and its Analyses-----	9
2.4 Experiment on Neutron Transmission through Materials in National Institute of Radiological Science and its Analyses -----	11
2.5 Summary -----	14
3. Experimental Simulation of Accelerator Driven Subcritical Reactor Using Critical Assembly -----	15
3.1 Introduction -----	15
3.2 Outline of Kyoto University Critical Assembly (KUCA) -----	15
3.3 Measurement of Neutron Multiplication Factor and its Analysis -----	18
3.4 Measurement of Prompt Neutron Decay Constant and its Analysis-----	25
3.5 Summary -----	26
4. Conceptual Neutronics Design Study on Accelerator Driven Subcritical Reactor -----	27
4.1 Introduction -----	27
4.2 Core Arrangement Employed for Conceptual Neutronics Design Study -----	28
4.3 Examination on Neutron Spectrum in Reactor Core -----	29
4.4 Examination on Power of Accelerator Driven Subcritical Reactor-----	30
4.5 Examination on Kinetics of Accelerator Driven Subcritical Reactor-----	32
4.6 Summary -----	33
5. Conclusion-----	33
5.1 Summary of Study -----	33
5.2 Future Research Items -----	35
Acknowledgement-----	38

References-----	40
Appendix -----	92
Appendix A     Research Organization-----	92
Appendix B     List of Publications-----	92

## 1. 緒 言

### 1. 1 研究の背景

京都大学原子炉実験所(KURRI)の将来計画として、加速器中性子源と原子炉中性子源の協調システムである中性子ファクトリー計画が提案されており<sup>1~4)</sup>、加速器駆動未臨界炉(ADSR)システムを京都大学研究用原子炉(KUR)に替わる新たな研究用中性子源として利用することが考えられている。ADSRは加速器によって発生させた中性子で未臨界状態の原子炉を駆動するものであり<sup>5)</sup>、いわゆる長寿命核廃棄物の核変換処理システムとして有力視されている<sup>6, 7)</sup>ばかりか、近年、イタリアのノーベル物理学賞受賞者のルビア博士がエネルギー増幅器(EA)なる概念を提唱する<sup>8)</sup>に及んで新たな核エネルギー発生システムとしても世界的な注目を集めている。しかし、この種の研究は未だに端緒に付いたばかりとも言える段階にあり、核計算によるフィージビリティ研究は盛んに行われているものの、加速器中性子源と核燃料を用いた中性子増倍体系を結合するということが制約条件となり、ADSRの核設計を行う上で不可欠な実験的研究はほんの僅かしか行われていないのが現状である。

幸い京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)<sup>9, 10)</sup>では、建設当初から、コッククロフト・ウォルトン型の付設加速器と複数架台方式の臨界集合体を結合して運転することができるようになっており、ADSRに関する実験的な基礎研究が行える世界的にも稀少な装置となっている。従って、KUCA 付設加速器で発生させた D-T 核融合中性子を未臨界状態に保った臨界集合体に打ち込むことにより、KUCAにおいて実験的基礎研究を開始することは、ADSR の開発研究において一つのエポックとなるものであり、早急に本格的な実験的研究を開始することが望まれていた。

なお、世界的には、フランス原子力庁(CEA)の高速臨界集合体 MASURCA において、高速中性子体系に D-T 核融合中性子を打ち込んだ実験的基礎研究が既に開始されている<sup>11)</sup>。これに関連して、CEA と日本の大学連合との研究協力協定に基づく共同研究が 1993 年以来続いている<sup>1, 2)</sup>関係もあって、熱中性子体系あるいは熱外中性子体系の KUCA において相補的な実験を行うことが期待されていた。また、KURRI における中性子ファクトリー計画において、当初の計画では第 1 期で加速器を導入して陽子を加速し、2.5 MeV の陽子を Li ターゲットに当てて 700 keV 程度の中性子を発生させて生物・医療関係の研究を行うとともに、数十 MeV の陽子を Li あるいは Be ターゲットに当てて数十 MeV の準単色中性子を発生させ、これらの中性子を KUCA に組まれた未臨界体系に打ち込むことによって ADSR の基礎研究を行い、その成果に基づいて第 2 期で新たな研究用中性子源としての ADSR を建設することが目標として設定されていた<sup>1)</sup>。ちなみに、第 1 期計画を進めることについては、旧文部省学術審議会特定研究領域推進分科会原子力部会報告「大学における研究用原子炉の在り方について」(平成 12 年 11 月 24 日)の中で、新中性子源に関する研究の促進を図るべきとされ、ある意味でお墨付きを受けた状況となっている。以上のことから、本研究は、国際的にも国内的にも着実に研究を推進することが求められている状況にあった。

## 1. 2 研究の目的

本研究では、KURRI の中性子ファクトリー計画を念頭におきつつ、最近、長寿命核廃棄物の核変換処理や新たな核エネルギー発生システムあるいは新型研究用中性子源等として注目を集めている ADSR の核特性を明らかにする上で不可欠な加速粒子による発生中性子量や中性子スペクトル、いわゆる高エネルギー中性子の物質中輸送等の研究、及び未臨界体系における未臨界度と中性子増倍率や出力分布の関係等に関する基礎的研究を実験的に行い、核設計計算法の精度評価を行った上で ADSR の設計評価を実施して、当該炉における核特性や中性子源特性を明らかにし、今後の研究課題を整理することを目的とした。

この目的を達成するため、具体的には、以下のような研究計画を策定した。

一つは、エネルギーが 100~500 MeV 程度の陽子加速器と未臨界体系を組み合わせた ADSR システムを念頭に置いて、大阪大学核物理センターのリングサイクロotron 施設(RCNP)を主として利用することを考え、100~400 MeV の陽子をターゲット候補材に入射して発生する中性子量及び中性子スペクトル並びに中性子角度分布等の測定を行うとともに、100~400 MeV の準単色中性子を発生させて 100 m TOF 施設により物質中の輸送特性を測定する。なお、現時点で提唱されている ADSR では、未臨界炉を駆動するために大量の外部中性子が必要になることから、国際的にも GeV 領域の陽子を金属ターゲットに打ち込み、核破碎反応で発生する高エネルギー中性子を未臨界体系に入射する方式が主流となっている。このため、放射線医学総合研究所にある HIMAC などの加速器を利用して、より高エネルギーの中性子の輸送特性についても測定を試みる。

これと並行して、経年変化の影響が現れつつあり、かつ数年前の阪神大震災の影響を受けた KUCA の付設加速器の整備及び改造を行って、臨界集合体と組み合わせることにより、ADSR 模擬実験を進める。具体的には、D-T 核融合反応で発生する 14 MeV の中性子を用いて、ポリエチレン反射体付き高濃縮ウラン燃料装荷の臨界集合体を未臨界状態に保ち、14 MeV 中性子入射時の熱中性子あるいは熱外中性子未臨界体系における中性子増倍率や出力分布の測定等を、未臨界度及び体系固有の中性子スペクトルを系統的に変化させながら行って、ADSR 模擬実験のデータを蓄積する。

次に、上記二種類の実験について、ADSR 核設計用に開発された米国の計算コード MCNPX<sup>1)</sup><sup>3)</sup>、あるいは日本原子力研究所で開発された連続エネルギーのモンテカルロコード MVP<sup>1,4)</sup>などを用いて解析し、高エネルギー中性子の発生特性・物質透過特性や ADSR の各種核特性等に関する核計算精度の評価・検討を行う。

そして、それらの成果に基づき、KURRI における将来計画を念頭に、100~500 MeV の陽子加速器を濃縮ウラン燃料装荷未臨界体系と組み合わせた ADSR の概念的核設計を行い、当該炉の核特性について評価・検討を行う。その際、当該炉を研究用中性子源として用いることを考え、ADSR 利用中性子場の特性を明らかにする。また、現行の核分裂炉の核特性評価においては問題とならなかった 20 ~ 数百 MeV の中間エネルギー領域の核データが ADSR の核特性評価に与える影響について評価・検討する。

最後に、本研究の成果に立脚して、今後の ADSR 開発に向けた研究の課題を整理する。

## 2. 加速器を用いた高エネルギー中性子実験

### 2. 1 はじめに

本研究において、加速器を用いた高エネルギー中性子実験では、KURRIにおける将来計画で考えられている数百 MeV の中性子を用いた ADSR を念頭に研究を行うこととした。

このため、100~400 MeV の準単色中性子を発生させることができ、中性子スペクトルの精密な測定を行うことが可能な 100m の飛行時間(TOF)測定施設を有する大阪大学核物理研究センター (RCNP) のリングサイクロトロン実験研究施設を用いた実験を主とすることを計画した。そして RCNP の実験施設において、100~400 MeV の中間エネルギー中性子の鉄及びコンクリート透過実験、100~400 MeV 陽子を各種金属ターゲットに入射した際に発生する中性子量及び中性子スペクトル並びに中性子角度分布等の測定実験を行うこととしたが、共同利用研究に供されている RCNP の実験施設を利用した実験を行うため、十分なマシンタイムが確保できない虞があることが懸念された。なお、本研究で中間エネルギー領域の中性子に着目したのは、KURRI の将来計画に含まれている ADSR が当該領域の中性子を利用するからだけではなく、九州大学の石橋らが中間エネルギー領域における実験と解析には差異が見られることを指摘しており<sup>15~17)</sup>、当該領域の中性子の生成と物質透過の特性に関する実験を実施することが、ADSR の開発において必要不可欠と考えたためである。

一方、現時点では提唱されている ADSR の主流は、加速器により未臨界体系を駆動してある程度高出力の炉を実現するために、大量の中性子を発生させることができる加速器中性子源を利用する必要があるので、GeV 領域の陽子を重金属のターゲットに打ち込み、核破碎反応で中性子を発生させる<sup>18)</sup> 方式のものとなっている。その際、核破碎反応で生成する中性子は GeV 領域にまで及ぶ高エネルギーのものを含んだ連続スペクトルとなる。このような事情もあり、RCNP のリングサイクロトロン実験研究施設利用の現状から、同実験施設におけるマシンタイムを十分に確保することが必ずしも容易ではないと考えられたので、放射線総合医学研究所の HIMAC 施設を利用して物質透過に関する実験を実施することも視野に入れて研究計画を立てることとした。なお、参考までに、加速器で発生させた強力な熱中性子源を利用して核エネルギーを発生させるとともに、核廃棄物の変換を行うという概念も提唱されている<sup>6)</sup> ことを付言しておく。

このような考えに基づいて現実に研究を開始したところ、工学的研究を実施する目的で RCNP のマシンタイムを確保することは予想以上に難しく、僅かのマシンタイムしか確保できない事態に直面した。このため、RCNP では 100 m の TOF 施設を使った詳細なスペクトル測定等は断念し、中間エネルギー中性子の鉄及びコンクリート透過実験に絞って実験を行うこととし、直径 10 インチ、長さ 10 インチの NE213 有機液体シンチレータ検出器(10"×10"NE213 検出器)を用いてアンフォールディング法により中性子スペクトルを測定することとした。

### 2. 2 中性子検出器の応答関数測定

10"×10"NE213 検出器を用い、アンフォールディング法により中性子スペクトルを測定するた

めには、まず当該中性子検出器の応答関数を測定することが必要不可欠となる。応答関数測定実験については、RCNP のリングサイクロトロン及び放射線医学総合研究所の HIMAC をともに利用して行った。以下、概要、白色中性子源を用いた応答関数測定実験、準単色中性子源を用いた応答関数測定実験、結果と検討の順に報告する。

## 2. 2. 1 概要

NE213 検出器の波高データからエネルギースペクトルを求める際に必要なのが、応答関数である。検出器の応答関数はモンテカルロ法等によるシミュレーション計算で求めることができる。この目的で一般によく使用されるのが、SCINFUL<sup>19, 20)</sup> 及び Cecil によるコード<sup>21)</sup> である。SCINFUL はシンチレータ内に含まれる炭素の複雑な反応や相対論などを考慮しており、その計算結果の信頼性が高い。しかしながら、このコードが適用できるのは中性子エネルギーで 80 MeV までであり、本研究で対象としている数百 MeV のエネルギー範囲の応答関数を計算するのには適していない。現在のところ、高エネルギー範囲まで応答関数を計算できる唯一のコードが Cecil のコードである。このコードは 1970 年代に開発された古いものであるが、適用範囲が 1GeV までと非常に広範囲であるため、現在でもよく用いられる。ただし、その反応モデルは極めて単純なものであり、また 200 MeV 以上の断面積データを一定値としているため、計算結果の信頼性は低い。また、数百 MeV にわたって応答関数が測定された例も極めて少なく、その精度の確認も十分には行われていない。

そこで、本研究では  $10'' \times 10''$  NE213 検出器の応答関数を数百 MeV にわたり実測し、後の遮蔽実験に応用するとともに、Cecil によるコードの精度検証を行うことにした。

実験は、放射線医学総合研究所の重イオン加速器 HIMAC および RCNP のサイクロトロンにて行った。HIMAC では白色中性子源を用いた測定を行い、20~800 MeV の中性子に対する応答関数行列を作成し、遮蔽実験の解析に用いた。ここで、応答関数の絶対値を決める際に、黒澤によって測定された中性子スペクトルデータ<sup>22)</sup> を使用することになる。このデータは、検出器の検出効率として Cecil のコードによる計算値を採用しているため、潜在的に Cecil のコードの精度に依存したデータとなっている。この計算値に起因する誤差は、200 MeV まで 16% 以内であると報告されている。しかしながら、さらに高エネルギーの範囲ではどの程度の誤差が含まれているか確認されていない。そこで、RCNP では 250 MeV 陽子による p-Li 準単色中性子源を用いた応答関数の絶対測定を行い、HIMAC において測定した応答関数の絶対値評価を行った。

本章では、これら応答関数測定実験の結果を報告する。

## 2. 2. 2 白色中性子源を用いた応答関数測定実験

### 1) 実験方法

HIMAC 応答関数測定時の実験体系を Fig.1(a) に示す。中性子源は、400 MeV/u に加速した C イオンを 5cm 厚の Cu ターゲットに入射したときに生成される 2 次中性子で、最大 1 GeV にまで及ぶ連続エネルギー分布を有する。この中性子源を用いて、中間エネルギー領域の中性子に対する NE213 検出器の応答関数を実測した。

各中性子イベントのエネルギーは TOF (Time of Flight) 法により決定するが、その TOF 測

定のビームトリガー信号を得るために、ビーム出口直後に、ビームピックアップシンチレータを設置した。 $10'' \times 10''$ NE213 有機液体シンチレータは、ビーム軸に対して 15 度、ターゲットから 5m の距離に設置した。ここで、本来は 0 度方向が最も中性子収量が多いが、フラグメント反応による荷電粒子が直接検出器に入射し、結果的に中性子のイベントが少なくなってしまうために、15 度方向に検出器を設置している。また、2 次粒子成分に含まれる陽子などの荷電粒子成分を除くために、液体シンチレータの前面に Veto 検出器を置いた。

収集したデータより、Veto 検出器の発光の有無によって、荷電粒子と非荷電粒子を弁別し、NE213 検出器からの信号の波形の違いから中性子と  $\gamma$  線を弁別して、中性子成分を得た。さらに、中性子の飛行時間から中性子エネルギーを決定し、各エネルギー群に区分した発光量分布から、中性子の応答関数マトリックスを作成した。なお、発光量の較正は Co 及び Am-Be ガンマ標準線源による発光量と、反跳陽子端の位置を基準に行った。

## 2) 絶対値算出方法

応答関数の対象となる中性子エネルギーを持つイベントのみ抽出し、発光量スペクトル  $dY/dL$  を作成する。この抽出を応答関数として取得する中性子エネルギー範囲で繰り返し、最終的に入射中性子数で除することで、NE213 検出器の応答関数  $R(E, L)$  が以下のように求められる。

$$R(E, L) = \frac{dY}{dL} \frac{1}{\phi_n(E)} \cdot f_d \quad (1)$$

$$\phi_n(E) = \frac{N}{r^2} \int \frac{d^2\phi}{d\Omega dE} dE \quad (2)$$

ここで、

$$\frac{dY}{dL} : \text{発光量スペクトル [counts \cdot MeVee^{-1}]}$$

$$\phi_n(E) : \text{中性子フルエンス [n \cdot cm^{-2}]}$$

$$f_d : \text{不感時間の補正係数 [(real event) / (live event)]}$$

である。

中性子2重微分生成量データ  $\frac{d^2\phi}{d\Omega dE}$  としては、黒澤によって測定された線源スペクトル<sup>2,2)</sup> を用いた。なお、このデータは、検出器の検出効率として Cecil のコードの計算値を採用しているため、計算による誤差を潜在的に含んでいる。この計算値に起因する誤差は、前述したように 200 MeV までで 16% 以内であると報告されている。

## 2. 2. 3 準単色中性子源を用いた応答関数測定実験

### 1) 実験方法

実験はRCNPのサイクロトロン加速器を利用して行い、検出器は中性子飛行時間測定用の長さ100 mのトンネル内に置いた。Fig. 1(b) に実験体系の概念図を示す。中性子線源としては、250 MeVに加速された陽子を、厚さ1 cmのLiターゲットに入射させることによって生成する二次中性子を使用した。NE213検出器はTOFトンネル内に、ターゲットから56 m離した位置に設置し、その高さは検出器の中心がビーム軸上になるように調整した。また、荷電粒子弁別のためのVeto検出器をNE213の前面を覆うように設置した。

実験により得られたデータは、前節と同様の手法を用いて中性子によるイベントのみを取り出し、発光量スペクトルを求めた。

### 2) 絶対値の算出方法

RCNPでの応答関数測定では、実験データからピーク部分に含まれる中性子イベントを取り出した後、このピーク部分の中性子束を、陽子が<sup>7</sup>Liターゲットを照射している間に生成した<sup>7</sup>Beの個数から評価した。具体的には、<sup>7</sup>Beの崩壊により放出される0.478 MeVのγ線を高純度Ge検出器により測定し、0.478 MeVのγ線のピーク計数から<sup>7</sup>Beの生成量を評価した。生成した<sup>7</sup>Be生成量の個数は、全方向すなわち4π立体角中に放出されるピーク中性子の個数に等しい。薄いターゲットの場合には、<sup>7</sup>Liのピーク中性子前方生成量 ( $\Phi_{\theta=0}$ ) は以下の式で評価することができる<sup>23), 24)</sup>。

$$\Phi_{\theta=0} = N_{Be} R(E_p) \quad [\text{sr}^{-1}] \quad (3)$$

$$R(E_p) = \frac{\left( d\sigma / d\Omega \right)_{\theta=0}}{\int_{4\pi} \left( d\sigma / d\Omega \right) d\Omega} \quad [\text{sr}^{-1}] \quad (4)$$

ここに、

$N_{Be}$  : ターゲットに生成した<sup>7</sup>Be の個数

$R(E_p)$  : <sup>7</sup>Li(p,n<sub>0,1</sub>)<sup>7</sup>Be 反応で前方に放出する割合 [sr<sup>-1</sup>]

$d\sigma / d\Omega$  : <sup>7</sup>Li(p,n<sub>0,1</sub>)<sup>7</sup>Be 反応の角度微分断面積

ここで、<sup>7</sup>Li(p,n<sub>0,1</sub>)<sup>7</sup>Be反応の実験室系0度方向の断面積 ( $d\sigma / d\Omega$ )<sub>θ=0</sub><sup>lab</sup> は、陽子エネルギー60~400 MeVにおいて  $35.5 \pm 1.5 \text{ mb} \cdot \text{sr}^{-1}$  でほぼ一定と近似できる実験結果が報告されている<sup>25)</sup>。上記らは、このような実験データを20~800 MeVの範囲で整理し、 $R(E_p)$  の値を表す以下のフィッティング式を作成した<sup>26)</sup>。

$$\begin{aligned}
R(E_p) = & -5.155 \times 10^{-13} E_p^4 + 4.409 \times 10^{-9} E_p^3 \\
& + 2.483 \times 10^{-5} E_p^2 + 6.521 \times 10^{-2} E_p - 0.8636
\end{aligned} \quad (5)$$

ここに、

$$E_p : \text{陽子エネルギー [MeV]}$$

この  $R(E_p)$  の誤差は6%である。

ただし、実験で使用したのは厚さ10 mmのLiターゲットであり、入射陽子がターゲット中でそのエネルギーの一部を損失することを考慮する必要がある。そこで、このターゲット中での陽子のエネルギー損失を考慮した  $R(E_p)$  の実効値  $R_{eff}$  を以下のように評価することとした。

$$R_{eff} = \frac{\int_{x_{1-t}}^{x_1} R(E_p) \left( \frac{dE_p}{dx} \right) dx}{\int_{x_{1-t}}^{x_1} \left( \frac{dE_p}{dx} \right) dx} \left[ \text{sr}^{-1} \right] \quad (6)$$

ここに、

$$t : \text{ターゲット厚 [cm]}$$

$$x_1 : \text{エネルギー } E_p \text{ の陽子の } {}^7\text{Li} \text{ ターゲットにおける飛程 [cm]}$$

$$\frac{dE_p}{dx} : \text{エネルギー } E_p \text{ の陽子の } {}^7\text{Li} \text{ ターゲットにおける阻止能 [MeV} \cdot \text{cm}^{-1}]$$

実際には、ターゲットを0.1 MeV間隔のメッシュに分けて、メッシュごとに  $R(E_p)$  と  $\frac{dE_p}{dx}$  の値を SPARコード<sup>27)</sup> により計算することによって全体の値を求めた。この計算により、250 MeV陽子入射における  $R_{eff}$  の値は16.99 sr<sup>-1</sup>となった。

以上から、<sup>7</sup>Liターゲットから0度方向に生成される中性子数は以下のようにして求めた。

$$\Phi_{\theta=0} = N_{Be} R_{eff} \quad [\text{sr}^{-1}] \quad (7)$$

このターゲット放射能からピーク中性子数を評価する手法（放射化法）は、その誤差が小さく他の測定法に比べ精度良く評価できるという点で優れている。一方で、<sup>7</sup>Li(p, n<sub>0,1</sub>)<sup>7</sup>Be反応の断面積データとターゲットへの入射陽子数からも生成中性子数を求めた。この結果を、放射化法により評価した中性子数と比較し、断面積データと陽子数から中性子数を求めた場合の精度の評価を行った。

## 2. 2. 4 結果と検討

### 1) HIMACにおける応答関数測定の結果

HIMACにおける実験によって得られた応答関数、SCINFUL及びCecilのコードを用いて計算した応答関数をFig. 2～Fig. 7に示す。入射中性子エネルギーBINは、エネルギー分解能及び発光量分解能を考慮し、以下のように区切った。20～40、40～90、90～140、140～160、160～200、200～300、300～500、500～800 MeVの領域について、それぞれ2、5、10、20、40、50、100、300 MeVに区切ることとした。

以下では、エネルギー領域ごとの応答関数の特徴と実験値と計算値の比較について考察及び検討を行った。ここで、計算値は検出器の発光量分解能を考慮したガウス分布によって平滑化を行っている。

#### ①20～34 MeV中性子 (Fig. 2、Fig. 3)

エッジ付近では実験値と計算値は良好な一致を示している。10 MeVee以下の低発光量領域では実験値と計算値の不一致が見られ、計算値が過小評価をしている。これは、実験で用いた中性子場は中性子ビームをコリメートする構造を持っておらず、実験値には床からの散乱線の混入が含まれているためだと考えられる。

#### ②34～70 MeV中性子 (Fig. 3、Fig. 4)

この領域では、実験値とのCecilコードによる計算値とが良好な一致を示している。また、この領域から重陽子のピークが確認されるようになる。SCINFULでは、このピークが実験値に比べて10～15%程度低い発光量チャンネルに現れている。一方、Cecilのコードは重陽子のピークの位置をほぼ再現している。

#### ③70～120 MeV中性子 (Fig. 4、Fig. 5)

実験値では、エッジ部分が広い分布を示すようになる。この領域では、Cecilの計算値による重陽子のピーク位置が実験値に比べて低発光量チャンネルに出ていている。

#### ④120～160 MeV中性子 (Fig. 5、Fig. 6)

実験値では重陽子のピークが確認できなくなるものの、Cecilの計算値では依然ピークが確認できる。この領域では、実験値と計算値の差異が顕著である。

#### ⑤160～MeV中性子 (Fig. 6、Fig. 7)

実験値および計算値ともに明確なエッジ、ピークなどが確認できない。300～500 MeV領域では実験値と計算値で形状が異なる。500～800 MeVでは、計算値が最大発光量を過大評価している。

### 2) RCNPにおける応答関数測定の結果

ここでは、RCNPの250 MeVの準単色中性子場において応答関数測定を行った結果について述べる。まず始めに、ターゲットから発生する中性子生成量の評価についてである。前方方向への中性子の生成量を、放射化法及び $^7\text{Li}(p, n_0, l)^7\text{Be}$ 反応の断面積データとターゲットへの入射陽子数により評価した結果は以下のとおりとなった。

#### 1) 放射化法を用いると $1.09 \times 10^{12} \text{ Sr}^{-1}$

## 2) 断面積データとターゲットの入射陽子数を用いると $1.19 \times 10^{12} \text{ Sr}^{-1}$

両者の差は約8%であり、断面積データと陽子数から中性子束を評価する際には、この程度の誤差を含むことになる。

次に、放射化法により絶対値を決定した250 MeV中性子に対する応答関数の結果をFig. 8 に示す。比較のため、HIMACにて測定した200~250 MeV中性子に対する応答関数及びCecilのコードにより250 MeV中性子に対する応答関数を計算した結果も同図に示した。この図から、RCNPでの実験で得られた応答関数のエッジ部分の発光量チャンネルが、HIMACの実験値に対して10%程度大きくなっていることが分かる。これは、HIMACの実験値がエネルギー範囲を大きくとっていることと、発光量較正の誤差を含んでいることが原因だと考えられる。

また、応答関数の10 MeVee以上の積分値すなわち検出効率をHIMACとRCNPの実験値から求めると、HIMACの実験値では46.02 counts/n·cm<sup>-2</sup>、RCNPの実験値では47.58 counts/n·cm<sup>-2</sup>となった。

この結果、RCNPの実験値がHIMACの実験値に対して3%程度大きな値であった。これは、HIMACの実験データから応答関数の絶対値を算出する際に使用した黒澤の中性子スペクトルに、250 MeVにおいてはこの程度の誤差が含まれていることを示唆している。

## 2. 3 大阪大学核物理研究センターにおける物質透過実験と解析

RCNPにおいて行った物質透過実験は、150 MeVに加速した陽子を Li ターゲットに入射して行った 60 cm 厚の鉄遮蔽体透過実験と、250 MeVに加速した陽子を Li ターゲットに入射して行った 160 cm 厚のコンクリート遮蔽体透過実験の 2 種類である。Li ターゲットの厚さはともに 1 cm であり、それぞれ、約 150 MeV、約 250 MeV の準単色中性子の物質透過実験である。以下に、順次、その結果について報告するが、鉄透過実験は、マシンタイムの関係上、残念ながら予備的な実験に止まったことを付言しておく。

### 2. 3. 1 150 MeV 準単色中性子の鉄遮蔽体透過実験と解析

#### 1) 実験方法

実験は平成 13 年 4 月 4 日から 5 日にかけて RCNP のサイクロトロン施設において行った。この加速器は陽子を最大 400 MeV まで加速することが可能である。施設内には全長 100 m の TOF トンネルが存在し、実験体系はそのトンネル内に配置した。

実験体系の概念図を Fig. 9 に示す。中性子源としては 150 MeV に加速した陽子を厚さ 1 cm の Li ターゲットに入射することにより得られる中性子を利用した。(以下、このターゲット位置を 0 m 位置とする。) この中性子源は Fig. 10 に示すような準単色のスペクトルを形成する。

この中性子源から発生した中性子は、4.5 m 位置にある 120 mm × 100 mm のコリメータでコリメートされ、24 m 位置に設置した鉄遮蔽体に入射する。この遮蔽体透過後の中性子を 26 m 位置に設置した 10" × 10" の NE213 で測定する。なお、荷電粒子弁別のために、NE213 の前方を 500 mm 角で高さ 10 mm の薄いプラスティックシンチレータ BC400 で覆った。

また、遮蔽実験を行う際には前方中性子発生量および照射ビーム量を相対フルエンスモニターの計数値から評価する。この相対モニター用検出器として 5" × 5" の NE213 を中性子場を乱さな

いよう注意して 22.3 m 地点に設置した。そして、遮蔽体を置かない場合と厚さ 60 cm 分の鉄遮蔽体を置いた場合の 2 パターンの測定を行った。

### 2) 応答関数について

実験により得られた波高分布から、アンフォールディング法によりエネルギースペクトルを求める際に必要となるのが、検出器の応答関数である。前述の通り、HIMACにおいて、 $10'' \times 10''$  の NE213 の応答関数測定を既に行っており、本実験では、この応答関数を用いることとした。ただし、RCNP で本実験を行った時点では光電子増倍管のゲインが未調整であり、Fig. 11 に示すように 80 MeV 付近から飽和傾向が見られる。このため、HIMAC 測定時の発光量曲線を RCNP 測定時の値に補正した応答関数を使用することとした。なお、当初はアンフォールディングに FERDOU コード<sup>28)</sup> を使用していたが、最終的にはウィンドウ関数のスマアリングパラメータがエネルギーごとに設定できる FORIST コード<sup>29)</sup> を用いることにした。

### 3) 結果及び計算値との比較

本実験では、荷電粒子と非荷電粒子の弁別及び  $n\cdot\gamma$  弁別により、中性子イベントのみを取り出し、鉄遮蔽体背後に設置した検出器の中性子イベントによる波高スペクトルを得た。

ただし、遮蔽体設置後の測定でビーム強度を遮蔽体設置前の 50 倍以上にしたが、このときモニター検出器の計数率がなぜか極端に下がってしまい、中性子のフルエンスを正確にモニターすることができなかった。そのため、本実験の解析において全てのデータは中性子フルエンスではなく、ビーム電荷量で規格化している。

一方で、MCNPX コード<sup>13)</sup> と LA150 断面積データを使用し、鉄遮蔽体背後の中性子エネルギースペクトルを計算した。ちなみに、MCNPX コードは米国ロスアラ莫斯国立研究所で開発されたものであり、高エネルギー粒子の発生及び輸送を扱う LAHET コード<sup>30)</sup> と 20 MeV 以下の中性子輸送計算に用いられる連続エネルギーモンテカルロコードである MCNP<sup>31)</sup> とを結合することによって作成されたものである。計算体系は実験体系のターゲット位置で実測した線源スペクトルを発生させ、NE213 検出器の前面に入射する中性子に関する情報を収集するものである。計算結果を Fig. 12 に示す。

この計算結果に応答関数を用いてフォールディングを施し、実測波高スペクトルと比較したものを Fig. 13 に示した。この図に示す通り、両者は良く一致している。

## 2. 3. 2 250 MeV 準単色中性子のコンクリート遮蔽体透過実験と解析

### 1) 実験方法

Fig. 14 に実験体系概念図を示す。250 MeV に加速された陽子を厚さ 10 mm の Li ターゲットに入射した際に生成される 2 次中性子を線源とした。遮蔽体としては、厚さ 40 cm の普通コンクリートブロック 4 体を使用し、全体で 160 cm の厚さになるように設置した。検出器は  $10'' \times 10''$  NE213 有機液体シンチレータと荷電粒子弁別用の Veto シンチレータを用い、遮蔽体背後に密着させるように設置した。また、図中のコンクリート遮蔽体上面、A~D 位置でのスペクトル測定も行った。

この実験により得られた中性子イベントによる発光量スペクトルに対して FORIST コードを

用いてアンフォールディングを行い、遮蔽体背後及びFig. 14 中の A～D 位置での中性子エネルギースペクトルを求めた。

## 2) 結果と検討

実験により得られた中性子エネルギースペクトルと MCNPX コードによるシミュレーション計算の結果を Fig. 15 に示す。MCNPX コードの計算で入力として用いた線源スペクトルは、2. 2 節の応答関数測定時に得られたものである。応答関数測定時にはピーク部分の分解能を向上させた結果、150 MeV 以下の低エネルギー領域のデータは TDC(Time to Digital Converter)のレンジ外となってしまい、150 MeV 以上の線源スペクトルしか得られていない。このため、MCNPX コードによる計算値はすべて 150 MeV 以上の領域のみの結果となっている。

まず遮蔽体背後のスペクトルは、ピーク部分に関しては実験値と計算値は非常に良い一致を示しているものの、ピーク部分以外では計算値が過大評価していることが分かる。遮蔽体上面でのスペクトル(Pos. A～D)に関しては、測定位置が線源から離れるほど計算値の過大評価の度合いが大きくなるが、全体としては良く一致していると言える。

## 2. 4 放射線医学総合研究所の HIMAC を用いた物質透過実験と解析

HIMACにおいては、400 MeV に加速された C イオンを 5 cm 厚の Cu ターゲットに入射させることにより発生する 20～800 MeV の白色中性子を利用し、20～100 cm 厚の鉄遮蔽体と、50～400 cm 厚のコンクリート遮蔽体の透過実験を、それぞれ遮蔽体の厚みを変化させて行い、MCNPX コードを用いて計算した結果と比較・検討を行った。

### 2. 4. 1 実験方法

実験は放射線医学総合研究所の重イオン加速器 HIMAC にて行った。Fig. 16 に遮蔽実験時の実験体系概念図を示す。加速粒子は核子あたり 400 MeV に加速された C イオンを使用し、ターゲットには入射粒子がフルストップする 5 cm 厚の Cu ターゲットを用いた。遮蔽体としては鉄及びコンクリート遮蔽体を使用した。鉄遮蔽体は 10 cm 厚のものを 5 枚、5 cm 厚のものを 10 枚使用し、20 cm から 100 cm まで厚さを変化させた。一方、コンクリート遮蔽体は 50 cm 厚のものを 8 枚使用し、50 cm から 400 cm まで厚さを変化させた。なお、各々の密度は、鉄遮蔽体が  $7.8 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、コンクリート遮蔽体が  $2.2 \sim 2.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  である。Cu ターゲットから遮蔽体前面までの距離は、鉄遮蔽体設置時は 330 cm、コンクリート遮蔽体設置時は 153 cm とした。入射重イオン数のモニターとしては電離箱を使用し、ビーム出口直後に置いた。NE213 シンチレータは中心がビーム軸上になるように高さを調節して遮蔽体後方に密着させた状態で設置し、その前面には、荷電粒子が遮蔽体を透過してくる可能性を考慮して Veto 検出器を置いた。

NE213 検出器のデータ解析には第 2. 2 節で作成した応答関数を用いてアンフォールディングを行った。測定されたデータから中性子によるイベントのみを選択して発光量スペクトルを求めた後、FORIST コード<sup>29)</sup>を用いてアンフォールディングを行い、中性子エネルギースペクトルを求めた。なお、発光量較正は  $^{241}\text{Am}\text{-Be}$  線源を用いて行った。

## 2. 4. 2 MCNPX コードによる計算

実験により得られた、鉄及びコンクリート遮蔽体背後での中性子エネルギースペクトルと比較する目的で、モンテカルロ粒子輸送計算コード MCNPX により計算を行った。Fig. 17 に MCNPX コードにより計算を行った際の計算体系を示す。計算では、重イオンにより生成した 2 次中性子を、ターゲット位置から直接発生させることとした。線源データとしては、黒澤により測定された中性子スペクトル<sup>22)</sup>を使用し、0~60° 方向のデータを使用した。このデータと適用角度の関係については、後述する。

計算で模擬したコンクリート遮蔽材は、密度  $2.2\sim2.3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  の普通コンクリートであり、計算では密度は  $2.25 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  とした。また、構成原子の原子数密度データは一般的に用いられているコンクリートのデータを使用した。コンクリートの成分については、後述の値を用いた。また、鉄は純鉄と仮定し、密度は  $7.8 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  とした。また、床からの散乱線の影響も考慮し、厚さ 100 cm のコンクリートとして床を模擬した。計算結果は、NE213 検出器を設置した空間に設けた円筒形のセルを飛跡長検出器 (Track length estimator of cell flux)<sup>32)</sup> として評価した。

なお、計算で使用した MCNPX コードは 1999 年に公開された Ver2.1.5 であり、断面積データとしては 150 MeV 以下では LA150 ライブライアリを、それ以上のエネルギー領域では LAHET による計算値を使用している。

HIMAC Ph·2 ビームコースにおいて、核子あたり 400 MeV の C イオンを Cu ターゲットに入射させた時の中性子二重微分生成量 (DDY) データの適応範囲は 0~3.75、3.75~11.25、11.25~22.5、22.5~45.0、45.0~75.0 度の角度域について、それぞれ 0、7.5、15、30、60 度とした。

計算で用いたコンクリートの原子組成 (Type02A) は原子の個数密度を [ $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ] 単位で表すと、C、O、Mg、Al、Si、Ca、Fe、H がそれぞれ 0.015、4.5921、0.0124、1.662、1.662、0.15、0.035、1.3851 である。

## 2. 4. 3 結果と検討

### 1) 遮蔽体透過後の中性子スペクトル

#### a) 鉄遮蔽体背後の中性子エネルギースペクトル

Fig. 18 に鉄遮蔽体背後の中性子スペクトルについて測定結果及び MCNPX による計算結果を示す。また、黒澤によって測定された Cu ターゲットから 0 度方向に放出される中性子のエネルギースペクトルも線源スペクトルとして示した。

スペクトルの形状は実験値、計算値ともに遮蔽体の厚さが変わっても変化は見られなかった。高エネルギー側の 2~3 群では計算値が過小評価しているとともに、実験値の誤差棒の範囲が大きくなっている。この原因として高エネルギー中性子に対する応答関数の形状が影響を与えるものと考えられる。数百 MeV 以上の中性子に対する応答関数は明確なエッジを持たず、高発光量まで緩やかに尾を引く構造となっている。このことは高発光量を示した数個のイベントによって高エネルギーの中性子束が決定されてしまうことを意味している。そのため偶然起こった同時計数による発光量の増大が高エネルギーの中性子束の過大評価を招く原因になっているものと考えられる。

### b) コンクリート背後の中性子エネルギースペクトル

Fig. 19 にコンクリート遮蔽体背後の中性子スペクトルについて、測定結果及び MCNPX による計算結果を示す。50~200 cm 厚さに関しては実験値と計算値は概ね良い一致を見た。しかしながら、300、400 cm 厚さに関しては実験値が計算値に比べて 2 倍程度大きな値になった。この原因として、測定上の問題が考えられる。すなわち、床を含めた周辺の物体からの散乱線による影響、物質透過後の中性子の減少を補償するためにビーム強度を上げたことによるモニター電離箱のイベント数え落しなどが考えられる。

## 2) 中性子束の減弱距離

それぞれの遮蔽体について厚さごとの中性子束を、エネルギースペクトルを 20~800 MeV の範囲で積分することで求めた。ただし、実験値には散乱線の寄与も含んでいるため、そのままの値を使用すると中性子束を過大評価してしまうことになりかねない。しかしながら、遮蔽実験中に散乱線のみを測定することは極めて困難であり、実測による散乱線評価は不可能に近い。そこで、本研究では、MCNPX コードによる計算値を用いて散乱線を評価することとした。具体的には計算体系において、床を考慮した場合と考慮しない場合について計算を行い、両者の比を用いて実験値を補正した。このようにして求めた中性子束から最小二乗法を用いて鉄及びコンクリート遮蔽体による中性子束の減弱距離を求めた。鉄及びコンクリート遮蔽体による中性子束の減弱特性を Fig. 20(a) 及び Fig. 20(b) に、減弱距離の数値データを Table 1(a) に示す。

### a) 鉄遮蔽体による中性子束の減弱距離

20~100 cm 厚さについて、最小二乗法によりフィッティングを行った結果も Fig. 20(a) に示した。この図より、全ての厚さについて、実験値が計算値に比べて大きな値になっていること、特に 20 cm 厚さと 100 cm 厚さの場合に、実験値と計算値の差が大きくなっていることがわかる。100 cm 厚の場合については、床などからの散乱線の影響が考えられる。前述の通り、実験値は床からの散乱線による影響については補正を行っているが、実際には床以外の物体からの散乱線による影響もあると考えられる。20 cm 厚さの場合については、遮蔽体厚さが薄いために、遮蔽体を透過した中性子スペクトルがあまり大きく変化しない平衡状態に達しておらず、単純な指数減衰を示す状態に達していなかった可能性が考えられる。なお、実験値と計算値には、開きが見られるものの、両者から求めた減弱距離は、互いに良い一致を見た。

### b) コンクリート遮蔽体による中性子束の減弱距離

コンクリート遮蔽体による中性子束の減弱特性を Fig. 20(b) に示した。50~200 cm 厚さについては実験値と計算値は良い一致を見た。ただし、300、400 cm の厚い体系では実験値が計算値よりも 2 倍以上大きな値となった。この原因としては、コンクリート遮蔽体の場合は遮蔽体厚さが大きくなっているため、前述したように散乱線の影響が際立つことと、モニター電離箱で数え落しが発生していたことが考えられる。このことを踏まえて、減弱距離を求める際には 200 cm 以下の領域で最小二乗フィッティングを行った。なお、実験値と計算値から求めた減弱距離は、良い一致を見た。

## c) 他の実験値との比較

本研究で得られた鉄およびコンクリート遮蔽体による中性子束の減弱距離の値を、過去に行われた幾つかの高エネルギー中性子遮蔽実験の結果<sup>3,3~3,6)</sup>と比較し、Table 1(b)に示す。なお、本研究における中性子の平均エネルギーは、各エネルギーの中性子束の割合を重み付けして算出した。この際中性子場の平均エネルギーは黒澤の測定値を使用した。

## d) 鉄遮蔽体による減弱距離

本研究の結果は、HIMAC(5"×5"NE213)およびISISの結果に近い値を示した。一方で、Bi検出器の結果と LANSCE の結果は、他の実験値と比較して数%小さい値となっている。中性子エネルギーの依存性はないため、この差の原因はそれぞれの実験条件が影響していると思われる。

## e) コンクリート遮蔽体による減弱距離

本研究の結果は、Bi検出器の実験値以外の実験値と極めて近い値であることが分かる。また、中性子エネルギーの依存性もほとんど見られない。

## 2. 5 おわりに

高エネルギー中性子実験を通じて得られた知見を以下に纏める。

- 1)  $10'' \times 10''$  NE213 検出器の 20~800 MeV 中性子に対する応答関数を、HIMAC を利用して、核子あたり 400 MeV に加速された C イオンを Cu ターゲットに入射させた時に生じる白色中性子源を用いて測定した。実験値は SCINFUL 及び Cecil のコードによる計算値と比較し、発光量や形状の再現性などを評価したところ、80 MeV 以下では計算値が実験値を良く再現していたものの、80 MeV 以上では実験値と計算値の不一致が顕著であった。
- 2) 同検出器の 250 MeV 中性子に対する応答関数を、RCNP を利用して、250 MeV p-Li 準単色中性子源を用いて絶対値を求めた。この結果を HIMAC の実験値と比較したところ、10 MeVee 以上の積分値で 3% 程度の差があることが分かった。これは、HIMAC での実験値から応答関数作成する時に使用した、黒澤による中性子スペクトルが、250 MeV ではこの程度の誤差を含んでいることを示した結果である。
- 3) RCNP 内サイクロotronにおいて 250 MeV p-Li 準単色中性子源を用いて遮蔽実験を行った。使用した遮蔽体は厚さ 160 cm のコンクリートである。遮蔽体背後のスペクトルは、ピーク部分に関しては実験値と MCNPX コードによる計算値は良く一致したが、ピーク以外の部分では計算値が過大評価していた。また、実験では遮蔽体上方でのスペクトルも測定し、この結果は計算値と良く一致した。
- 4) HIMAC において鉄及びコンクリート遮蔽体を用いた遮蔽実験を行い、応答関数と FORIST コードを用いたアンフォールディングにより、遮蔽体背後での中性子エネルギースペクトルを求めた。実験値は MCNPX コードによる計算値との比較を行ったところ、鉄の場合で 40 ~80 cm 厚さ、コンクリートの場合で 200 cm 厚さ以下では良い一致を見た。しかしながら、それ以外の厚さでは、実測値に含まれる周辺物体からの散乱線の影響などを再現しきれなかったためか、計算値が過小評価する結果となった。一方、20~800 MeV について積分した

中性子束の減弱距離を求め、他の実験値と比較したところ、本研究の結果は過去の実験結果に近い値であることが分かった。

### 3. 臨界集合体を用いた加速器駆動未臨界炉模擬実験

#### 3. 1 はじめに

既に述べたように、ADSRに関する研究は世界的にも大いなる注目を集めており、盛んに行われているが、現状では加速器中性子源と核燃料体系を結合して実験することができる装置は世界的にも数が極めて少なく、当該炉に関する実験的研究はほんの僅かしか行われていない状況にある。これに対して、KUCAはその建設当初から加速器中性子源と核燃料体系である臨界集合体を結合して運転できるようになっている。本研究では、このようなKUCA施設の特長を最大限に活かしてADSRに関する実験的研究を行うこととした。

なお、フランスのCEAでは高速臨界集合体MASURCAを用いて同様な研究を開始している<sup>1)</sup>  
<sup>1)</sup>が、MASURCAは高速中性子体系であるのに対し、KUCAは熱あるいは熱外中性子体系なので、互いに相補的な関係にある。これに関連して、CEAとKUCAが研究協力協定を締結して共同研究を行っているなどの密接な協力関係を持っていることから、フランス側からもKUCAにおけるADSR模擬実験への期待が表明されている。

また、KUCAでは、燃料体中の高濃縮ウラン燃料とポリエチレン減速材の構成比を変えることによって、比較的容易に中性子増倍体系固有の中性子スペクトルを系統的に変化させることができ、さらには燃料体の本数を増減させることによって、容易に未臨界度を系統的に変えることができる<sup>3)7~4)4)</sup>。ADSRでは、未臨界体系における中性子増倍率や出力分布は体系の未臨界度に強く依存し、入射中性子のエネルギースペクトルと未臨界体系固有の中性子スペクトルにミスマッチがあるときは中性子増倍率が変化することが予備的な核計算によって示唆されている<sup>4)5)</sup>ので、KUCA実験を通じて、これに関する貴重な実験的知見が得られるものと期待できる。

さらに、ADSRの核特性に関する実験的研究で必要な未臨界度の測定等、実験手法の多くは炉物理実験で使用されているもの、あるいはその延長上にあり、幸いKUCAにはこれらの実験手法について熟知、熟練した研究者が揃っていたことが本研究を遂行する原動力となった。なお、本研究の遂行により、これまで炉物理では注目され少なかった未臨界状態の物理について系統的な研究が行えるものと考えられ、炉物理研究に新たな地平が切り開かれる可能性があるとの予感がKUCA関係者の興味を搔き立てることとなった。

#### 3. 2 京都大学臨界集合体実験装置（KUCA）の概要

KUCAは、世界的にも稀少な複数架台方式の臨界集合体実験装置であり、軽水減速の架台1基(C架台)とポリエチレンあるいは黒鉛減速の固体減速架台2基(A、B架台)に加えて、コッククロフト・ウォルトン型の付設加速器が設置されている。1974年にC架台、B架台、A架台の順に初臨界を達成して以降、KUCAは全国大学の共同利用研究施設として炉物理の研究教育に活用されてきた。ちなみに、1975年以降、C架台を用いて、京都大学の学部学生実験に加えて全国大学

の原子力系大学院学生実験が行われており、この実験を受講して単位を取得した学生数は 2003 年現在で 2 千名を超えていることは特筆に値する<sup>4,6)</sup>。なお、2003 年より韓国大学の学部学生を対象とした同様の実験が開始され、今後は原子力関係の人材育成において国際的な役割を果たすことが期待されている。

KUCA の各架台に共通な主要緒元を以下に示す。

- 1) 型式：高濃縮ウラン燃料、非均質複数架台方式臨界集合体  
(固体減速架台 2 基、軽水減速架台 1 基に加えて付設加速器 1 基)
- 2) 最高熱出力：100 W (短時間最高熱出力：1 kW で 1 時間以内／3 ヶ月)  
但し、年間積算出力は 22 kWh 以下
- 3) 制御棒：各架台に備え付けで 6 本 (内 3 本は制御棒、残り 3 本は安全棒)  
但し、制御棒駆動装置は各架台共用で 1 基  
反応度制御能力は以下のとおり  
反応度付加率：0.02 %Δk/k/s 以下  
反応度抑制効果：過剰反応度 + 1 %Δk/k 以上、4 %Δk/k 以下  
但し、1 本の制御棒(安全棒を含む)の反応度抑制効果は全体の 1/3 以下
- 4) 核計装：測定系は各架台共用で 6 系統  
検出器は各架台に備え付けで各々 6 チャンネル  
起動系核分裂計数管：3  
線型出力系、対数出力・ペリオド系、安全出力系非補償型電離箱：各 1
- 5) 中性子源：各架台共用で Am-Be(2Ci)中性子源  
固体減速架台(A、B 架台)の主要緒元を以下に示す。
  - 1) 冷却方式：空冷 (自然循環方式)
  - 2) 核燃料：93%濃縮ウラン・アルミニウム合金(U-Al)、エポキシ樹脂コーティング  
(形状：2" 角で 1/16" 厚の角板状)
  - 3) 減速材：以下の 2 種類
    - ① ポリエチレン (形状：2" 角で 1/8~1/2" 厚の角板状)
    - ② 黒鉛 (形状：2" 角で 1/8~2" 厚の角板状)
 但し、H/<sup>235</sup>U 原子数比は 400 以下、C/<sup>235</sup>U 原子数比は 16,000 以下
  - 4) 反射材：以下の 3 種類
    - ① ポリエチレン (形状：2" 角で 1/8~1/2" 厚の角板状及び 48 cm 長の角棒状)
    - ② 黒鉛 (形状：2" 角で 1/8~2" 厚の角板状)
    - ③ 金属ベリリウム(Be) (形状：2" 角で 1/2" 厚の角板状)
- 5) 実験用核燃料：以下の 2 種類
  - ① 金属トリウム(Th) (形状：2" 角で 1/8" または 1/4" 厚の角板状)
  - ② 金属天然ウラン (形状：2" 角で 1 mm または 5 mm 厚の角板状)
- 6) 過剰反応度：0.35 %Δk/k 以下
- 7) 反応度制御法：制御棒 (吸収材材質：無水ホウ酸)

## 8) 非常用制御設備：以下の 2 種類

- ① 制御棒及び安全棒の全数落下（駆動機構の電磁石電源断による）
- ② 中心架台落下（駆動機構の油圧装置電源断による）

軽水減速架台(C 架台)の主要緒元を以下に示す。

## 1) 冷却方式：水冷（自然循環方式）

## 2) 核燃料：以下の 2 種類

- ① 93%濃縮ウラン・アルミニウム合金(U-Al)、アルミニウム(Al)金属被覆  
形状：以下の 2 種類

- a) 6.2 cm 幅、60 cm 長で 1.5 mm 厚の長板状
- b) 5~11 cm 幅、65 cm 長で 1.4 mm 厚の彎曲板状

（燃料板幅、彎曲率の異なる 32 種類の燃料板あり）

- ② 45%濃縮ウラン・アルミニウム分散型合金(U-Alx)、Al 金属被覆  
形状：5~10 cm 幅、65 cm 長で 1.4 mm 厚の彎曲板状

（燃料板幅、彎曲率の異なる 32 種類の燃料板あり）

3) 減速材：軽水、但し、H/<sup>235</sup>U 原子数比は 400 以下

## 4) 反射材：以下の 2 種類

- ① 軽水

- ② 重水、但し、Al 製反射体容器入り

（容器形状：直方体状、円環柱状、橢円環柱状）

## 5) 過剰反応度：0.5 %Δk/k 以下

## 6) 反応度制御法：以下の 2 種類

- ① 制御棒（吸収材材質：カドミウム(Cd)金属）

- ② 炉心タンク水位

## 7) 非常用制御設備：以下の 3 種類

- ① 制御棒及び安全棒の全数落下（駆動機構の電磁石電源断による）

- ② 緊急水位下降（緊急水位下降装置の電磁弁電源断による）

- ③ 炉心タンク水排水（ダンプ排水機構の電磁弁電源断による）

付設加速器の性能を以下に示す。

## 1) 最大加速電圧：300 kV

2) イオンビーム電流：約 9 m 延長管上で重水素イオン(d<sup>+</sup>)について直流で 5 mA

## 3) パルス運転については以下のとおり

- ① イオンビーム電流：約 9 m 延長管上で d<sup>+</sup>尖頭値として 6.5 mA

- ② パルス幅：300 ns~100 μs の範囲で可変

- ③ パルス周期：0.1 Hz~30 kHz の範囲で可変、外部トリガ可能

- ④ デューティ比：1%以内

- ⑤ パルス立ち上がり時間：パルス高の 10%~90% で 0.06 μs、中性子波形で 0.2 μs

- ⑥ ビームスポットサイズ：約 9 m 延長管上で 20 mm × 40 mm

なお、本研究で使用したのは、固体減速架台の A 架台とコッククロフト・ウォルトン型の付設加速器である。

固体減速架台における臨界集合体は、Al 製の燃料鞘管を用いて燃料体や反射体により構成される。燃料体は燃料と減速材あるいは実験用核燃料の角板を組み合わせることによって構成される。このことは、炉心における核燃料と減速材の比率を容易に変更することができることを意味し、炉心固有の中性子スペクトルの調整を行うことが可能であることを意味している。なお、本研究では、A 架台を用い、燃料体はポリエチレン減速材角板と燃料角板を組み合わせて構成し、その上下にポリエチレン反射体の層を置いた。そして、燃料体をポリエチレン反射体で囲み、燃料体と反射体の境界に制御棒、安全棒を配置した体系を使用した。また、未臨界度の調整は、燃料体の本数あるいは制御棒等の挿入状態を調整することによって行った。

なお、KUCA 付設加速器では A 架台に構成した臨界集合体の外部、つまりポリエチレン反射体領域の外側にトリチウム(T)ターゲットを設置し、200 kV 弱に加速した  $d^+$  により、D-T 核融合反応で 14 MeV 中性子を発生させ、その中性子がポリエチレン反射体を透過して炉心部に達するようにして実験を行った。

### 3. 3 中性子増倍率の測定と解析

中性子増倍率の測定実験は、KUCA の A 架台に、ポリエチレン減速・反射の高濃縮ウラン燃料体系を組み、当該燃料体系の未臨界状態を系統的に変化させながら、付設加速器を利用してポリエチレン反射体領域の外側で 14 MeV 核融合中性子を発生させ、シンチレーター塗布・光ファイバー検出器<sup>47)</sup> を用いて 14 MeV 中性子発生量及び未臨界体系の中性子束分布を測定することによって行った。同実験の解析は、我が国の評価済み核データファイルである JENDL-3.2 あるいは JENDL-3.3<sup>48)</sup> を利用し、日本原子力研究所で開発された連続エネルギーのモンテカルロコード MVP<sup>14)</sup> を用いて行った。

#### 3. 3. 1 実験の概要

##### 1) 実験体系

KUCA における ADSR 模擬実験で用いた実験体系の概念図を Fig. 21 に、炉心配置図を Fig. 22 に示す。なお、Fig. 22 中の FC#1～FC#3 は起動系の核分裂計数管、UIC#4 は対数出力・ペリオド系の非補償型電離箱、UIC#5 は線型出力系の非補償型電離箱である。

燃料領域は、2”角で 1/16”厚の 93%濃縮ウランーアルミニウム合金板(EU 板)と 2”角で 1/4”厚のポリエチレン板 1 枚及び 1/8”厚のポリエチレン板 1 枚(ポリエチレン層の厚みは計 3/8”)を組み合わせてユニットセルとし、このユニットセルを 36 層積み重ね、約 40 cm の高さになるようにした。つまり、実験に使用した燃料体は、上述の燃料領域の上下に 50 cm 強の厚みを持ったポリエチレン反射体の層を付け、1.5 m 強の長さを持ち、2”強角のアルミニウム製燃料鞘管に収納したものとなっている。これらの燃料体の周囲を上述のアルミニウム製燃料鞘管中に上から下までポリエチレン棒及びポリエチレン板を積み重ねたポリエチレン反射体で取り囲み、3 本の安全棒と 3 本の制御棒を燃料体とポリエチレン反射体の境界に配置して実験体系を構成した。なお、KUCA 固体減速架台では、アルミニウム(Al)製燃料鞘管は 29 行 29 列の炉心格子板上に任意の配置で配

列することが可能となっている。また、実験体系の未臨界度は、上述の制御棒及び安全棒の挿入状態、あるいは体系を構成する燃料体の本数を変化させることによって調整した。

ADSR 模擬実験を行う際に必要となる外部中性子源としては、KUCA 付設加速器で加速した 200 MeV 弱の重水素イオン( $d^+$ )のビームを、上述の実験体系の外部に設置した三重水素(T)のターゲットに導き、14 MeV の D-T 核融合中性子をパルス状に発生させて用いた。ちなみに、外部中性子源の高さはほぼ燃料領域の中心部に等しく、ポリエチレン反射体の外側から外部中性子源までの距離は 15 cm 程度である。

中性子束分布等の測定には手製のシンチレーター塗布・光ファイバー検出器を利用した。当該検出器については次項で説明する。14 MeV 中性子の発生量については、ポリエチレン反射体のさらに外側を取り囲む空の Al 製燃料鞘管の外表面に酸化トリウム( $ThO_2$ )を含む  $ThO_2$  ファイバー検出器を貼付して測定した。その際、 $ThO_2$  ファイバー検出器が T ターゲットと燃料領域中心部を結ぶ線上となるような貼付位置を選んだ。一方、実験体系中の中性子束分布については、濃縮リチウム  $^{6}(^{6}Li)$  を利用したフッ化リチウム(LiF)を含む LiF ファイバー検出器を使用した。この LiF ファイバー検出器は、実験体系を構成する Al 製燃料鞘管の間隙部(4 本の Al 製燃料鞘管を正方形に配置した際、直径約 3 mm の空隙が生じる)に設置した。そして、ファイバー検出器の駆動機構を用いて検出器を一定の速度で移動させることにより、当該検出器によって測定した中性子計数の時間的変化をマルチチャンネルスケーラー(MCS)上に記録し、検出器の駆動速度から検出器位置の時間的変化が割り出せることを利用して、中性子束分布を求めた。

## 2) シンチレーター塗布・光ファイバー検出器

本実験で使用したシンチレーター塗布・光ファイバー検出器は、 $ThO_2$  ファイバー検出器と LiF ファイバー検出器である。シンチレーター塗布・光ファイバー検出器は、名古屋大学の森千鶴夫名誉教授が開発され<sup>49)</sup>、KUCA における炉物理実験を通じて改良が加えられたものである。本検出器は極めて小型とすることができるから、燃料体系の炉物理特性に与える外乱が極めて小さく、中性子束分布の微細構造の測定が可能となるので、KUCA における中性子束分布の測定に活用されている<sup>50, 51)</sup>。

シンチレーター塗布・光ファイバー検出器の原理は、中性子との核反応によって荷電粒子を放出する物質をシンチレーション作用のある物質(シンチレーター)に混合して、中性子による発光現象を捕えて中性子の検出を行うものである。今回の実験で使用した検出器は、ZnS(Ag)シンチレーターの粉末と、中性子による核分裂反応で核分裂片を放出する  $ThO_2$  粉末、あるいは( $n, \alpha$ )反応を通じて  $\alpha$  粒子を放出する  $^{6}Li$  を濃縮した LiF 粉末を 1 : 1 で混合して、それに瞬間接着剤アロンアルファを加えて直径約 1 mm のプラスチック製光ファイバーの先端に塗布し、黒色塗料等を用いて遮光を施した手製のものである。光ファイバーの長さは約 5 m であり、シンチレーターを塗布した側と反対側の先端は光電子増倍管に接続されている。

ここでは、 $ThO_2$  粉末を利用したものを  $ThO_2$  ファイバー検出器、約 95% 濃縮  $^{6}Li$  の LiF 粉末を利用したものを LiF ファイバー検出器と表記している。なお、 $ThO_2$  ファイバー検出器は閾値反応である Th の核分裂反応を利用しているため、高速中性子にのみ感度を有するので、加速器で発生する 14 MeV 核融合中性子の検出に利用することとし、検出器はポリエチレン反射体側面に

貼付、固定した。これに反して、LiF ファイバー検出器は熱中性子に感度が高いものであり、燃料体系中の中性子束分布を測定するため、ファイバー検出器の駆動機構を用いて移動させることとした。ちなみに、このファイバー検出器の駆動機構では最大 3 本のファイバー検出器を同一の速度で駆動することができる。

本実験で使用した検出器のシステムを Fig. 23 に示す。アルミニウム製燃料鞘管の間隙部に設置した外径約 3 mm、内径約 2 mm の Al 製中空管をガイドチューブとして利用し、LiF ファイバー検出器を特製の駆動機構によって一定の速度で引き抜き、中性子束分布を測定した。中性子による発光信号は光電子増倍管(PMT)に導かれ、前置増幅器(Pre. AMP)、増幅器(AMP)で増幅、波形整形された後、波高分析器(SCA)において雑音信号及び  $\gamma$  線による信号と弁別され、中性子信号は 4 入力の MCS に導かれて、14MeV 核融合中性子発生量のモニターとして用いた ThO<sub>2</sub> ファイバー検出器からの信号等とともに、その時間的变化が記録される。中性子束分布の測定原理は以下のとおりである。MCS の第*i* チャンネルに記録された中性子計数  $C_i$  はファイバー検出器における中性子検出反応の数に比例するので、時刻  $T$  から記録を開始した MCS のチャンネル送り時間を  $\Delta t$  [s]、ファイバー検出器のエネルギー依存の巨視的中性子検出反応断面積を  $\Sigma(E)$  [m<sup>-1</sup>]、時刻  $t$  におけるファイバー検出器の位置でのエネルギー依存の中性子束を  $\phi(E, t) dE$  [m<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>] とすれば、

$$C_i \propto \int_E \int_{T+(i-1)\Delta t}^{T+i\Delta t} \Sigma(E) \phi(E, t) dt dE \quad (8)$$

と表すことができるので、ファイバー検出器を一定の速度で Al 製ガイドチューブに沿って移動させると、中性子束分布に関する情報を得ることができる。

### 3. 3. 2 中性子増倍率の測定

未臨界体系中における中性子増倍率  $M$  は、外部中性子源で発生し、燃料領域に入射する中性子数を  $S$  [s<sup>-1</sup>]、未臨界体系中で核分裂連鎖反応により生成する中性子数を  $F$  [s<sup>-1</sup>] とすれば、

$$M = 1 + \frac{F}{S} \quad (9)$$

と表すことができる。燃料領域中の位置  $(x, y, z)$  における微小体積  $dxdydz$  中のエネルギー依存の中性子束を  $\phi(E, x, y, z) dE$  [m<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>] とし、核分裂あたりに発生する中性子数を  $\nu$ 、核燃料のエネルギー依存の巨視的核分裂断面積を  $\Sigma_f(E)$  [m<sup>-1</sup>] とすれば、 $F$  は

$$F = \int_E \int_x \int_y \int_z \nu \Sigma_f(E) \phi(E, x, y, z) dx dy dz dE \quad (10)$$

と表すことができる。但し、上式では中性子束の時間的な変動がないものと仮定している。この式は体系中での核分裂率の分布を測定すれば  $F$  が求まることを示している。体系中での核分裂率分布の測定は、燃料板の中に発生した核分裂生成物の放射能を測定することにより可能となるが、大量の燃料板の放射能を測定することは容易なことではない。そこで、本研究では、LiF ファイバー検出器を用いて <sup>6</sup>Li の反応率分布を測定することとした。

LiF ファイバー検出器中に含まれる  ${}^6\text{Li}$  のエネルギー依存の巨視的( $n, \alpha$ )反応断面積を  $\Sigma_{Li}(E)$  [ $\text{m}^{-1}$ ] とし、同検出器で中性子束  $\phi(E, x, y, z) dE$  を測定したとすれば、中性子計数  $c_{Li}(x, y, z)$  はファイバー検出器における( $n, \alpha$ )反応率に比例するので、

$$c_{Li}(x, y, z) \propto \int_E \Sigma_{Li}(E) \phi(E, x, y, z) dE \quad (11)$$

と表すことができる。LiF ファイバー検出器で 3 次元的に中性子計数の分布を測定したとして、その計数を  $C_{Li}$  とすれば、

$$C_{Li} = \iiint_{xyz} c_{Li}(x, y, z) dx dy dz \quad (12)$$

となる。従って、もしも  $\nu \Sigma_f(E)$  と  $\Sigma_{Li}(E)$  が等しければ、つまり核燃料の核分裂断面積と  ${}^6\text{Li}$  の( $n, \alpha$ )反応断面積が等しければ、 $C_{Li}$  は  $F$  に等しくなる。しかし、実際には、 $\nu \Sigma_f(E)$  と  $\Sigma_{Li}(E)$  は等しくないので、LiF ファイバー検出器で 3 次元的に中性子計数の分布を測定したとしても  $F$  を測定したことにはならないが、 ${}^6\text{Li}$  の( $n, \alpha$ )反応断面積と核燃料の核分裂断面積はともに熱中性子領域で値が大きく、本実験で構成した未臨界体系が熱中性子体系であることから、一次近似として  $F$  に関する情報が得られるものと考えた。

$S$  については  $\text{ThO}_2$  ファイバー検出器を用いて測定した。ターゲットから  $r$  [m] 離れた場所に設置した  $\text{ThO}_2$  ファイバー検出器で発生中性子数を測定したとき、ターゲットを点状の等方中性子源と見なせば、 $\text{Th}$  のエネルギー依存の巨視的核分裂反応断面積を  $\Sigma_{Th}(E)$  [ $\text{m}^{-1}$ ]、エネルギー依存の発生中性子数を  $s(E) dE$  [ $\text{s}^{-1}$ ] として、同検出器の計数率  $C_{Th}$  [ $\text{s}^{-1}$ ] は  $\text{Th}$  の核分裂率に比例するので、

$$C_{Th} \propto \int_E \frac{\Sigma_{Th}(E) s(E) dE}{4\pi r^2} \quad (13)$$

と表すことができる。なお、 $S$  は発生する中性子数に比例することから、

$$S \propto \int_E s(E) dE \quad (14)$$

と表すことができるので、同一の中性子発生反応を利用する限りにおいて、 $C_{Th}$  は  $S$  に比例した量となる。

今回の実験では、KUCA 付設加速器を利用して  $D(d, n)T$  核融合反応により中性子を発生させている。従って、体系の未臨界度を変えて  $C_{Li}$  と  $C_{Th}$  の比を測定すれば、

$$\frac{C_{Li}}{C_{Th}} \propto \frac{F}{S} \quad (15)$$

なる関係が成立することから、未臨界体系における中性子増倍率に関する情報が得られることとなり、ADSR の核特性のもっとも基本的な性質に関する貴重な情報が得られる。

Fig. 24 に、体系に入射する 14 MeV 中性子の分布を、測定の概念図とともに示す。測定は、T ターゲットから約 5 cm 離れた A 架台の炉心格子板の「ゐ」列に並べた空の Al 製燃料鞘管(ボイド管)の表面に中空のポリエチレンチューブを水平に設置し、ビニールテープで固定して ThO<sub>2</sub> ファイバー検出器のガイドとして用い、同検出器を一定の速度で移動させて行った。その際、中性子束の測定範囲は d<sup>+</sup>イオンビーム軸の左右 10 cm とした。なお、中性子束分布の測定結果は、ThO<sub>2</sub> ファイバー検出器の計数値を起動系核分裂計数管 FC#1 の計数値で割ることにより、中性子発生量の時間的変動を補正して示してある。この結果から、14 MeV 中性子は T ターゲットからほぼ点等方的に発生していると考えてもよいことがわかる。なお、KUCA における ADSR 模擬実験では、この測定時を除いて ThO<sub>2</sub> ファイバー検出器は移動させることなく、d<sup>+</sup>イオンビーム軸上に固定し、14 MeV 中性子の発生量をモニターするために使用した。ちなみに、本実験体系のように反射体の外部に中性子源をおいたとき、燃料領域に入射する中性子数を測定することは極めて難しい。

Fig. 25 に LiF ファイバー検出器を用い、3 次元的な中性子束分布の同時測定を試みた実験の概念図を示す。3 次元方向に移動させる 3 本の LiF ファイバー検出器は、前述のファイバーの駆動装置により、実験体系中に設置された Al 製中空管をガイドとして一定速度で移動させた。測定領域は x 軸方向には約 26 cm、y 軸方向には約 16 cm、z 軸方向には約 40 cm であった。3 本の LiF ファイバー検出器を同時に一定速度で移動させたため、移動距離が短い順に燃料領域中の中性子束分布の測定が終了し、もっとも移動距離が長い z 軸の測定が終了するまで、x 軸、y 軸方向は反射体領域中の中性子束分布を測定することとなった。

Fig. 26 に実験体系の未臨界度を 4 種類の状態に保って LiF ファイバー検出器で測定した 3 次元的な中性子束分布の測定結果を示す。これらは、それぞれ ThO<sub>2</sub> ファイバー検出器で測定した中性子発生量で規格化しており、それぞれの LiF ファイバー検出器の検出効率に関する補正是していないが、未臨界度が深くなるにつれて中性子束が低下している様子がわかる。このことは、未臨界度が浅くなれば中性子増倍率が大きくなることを示唆している。なお、この図には、同時に 3 本の LiF ファイバー検出器を一定速度で駆動することが実際には難しく、ファイバー検出器の引っ掛かりなどが生じたものと推測される結果が現れている。一方、この図から、未臨界度の変化に伴う燃料領域中の中性子束分布の形状変化はそれほど大きくないものと考えられる。このため、今回の実験においては、3 次元の中性子束分布ではなく、z 軸方向の中性子束分布をできる限り正確に測定することとし、その結果から中性子増倍率に関する情報を引き出すこととした。

なお、上述の 4 種類の未臨界度の内、浅い方の 3 種類については、まず体系を制御棒の位置を調整することによって臨界状態とし、制御棒落下法によって測定した。また、もっとも深い未臨界度のものについては、臨界状態となった体系から 1 本の燃料棒を抜いて、燃料本数の調整により未臨界とし、すべての制御棒を完全に引き抜いた状態として、パルス中性子法により測定した。いずれの未臨界状態においても、未臨界度を測定した後、14 MeV のパルス状中性子を打ち込んで中性子束分布測定等の実験を行った。

なお、今回の実験では、LiF ファイバー検出器、ThO<sub>2</sub> ファイバー検出器ともに検出効率の定量

が済んでいなかったこともあり、 $S$  及び  $F$  そのものを測定することができず、中性子増倍率の絶対値の測定には至らなかった。なお、前述のとおり、本実験体系において実験的に  $S$  の絶対値を求めるることは非常に難しい。

### 3. 3. 3 中性子増倍率の計算

本研究では、中性子増倍率の計算に連続エネルギーモンテカルロコード MVP を用い、主として JENDL-3.2 核データライブラリーを使用した。また、計算では中性子束分布は勿論のこと、 ${}^6\text{Li}$  の  $(n, \alpha)$  反応率分布を求めるとともに、未臨界度を求め、さらに、燃料領域に入射する中性子数を求め、中性子増倍率の絶対値を算出した。

未臨界度  $\rho$  は、未臨界体系の実効増倍率を  $k_{\text{eff}}$  とすれば、

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}} - 1} \quad (16)$$

と定義される。また、一点炉近似理論によれば、未臨界体系における中性子増倍率  $M$  は

$$M = \frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (17)$$

で表される。ADSRにおいて未臨界度は重要な意味を持つので、核設計において正確な未臨界度を求めることが必要となる。言い換えると、未臨界体系の  $k_{\text{eff}}$  を正確に求めることが必要となる。そこで、まず JENDL-3.2 を利用して MVP の固有値計算法により  $k_{\text{eff}}$  を計算して  $\rho$  を求め、その値を実験値と比較・検討することとした。また、その値を用いて一点炉近似に基づく  $M$  を算出することとした。なお、MVP による計算では、実験体系を正確に模擬することができる、体系形状の近似に伴う誤差を回避することができる。

また、MVP の固定中性子源計算法により、実験体系中の中性子束分布を求め、それに  ${}^6\text{Li}$  の  $(n, \alpha)$  反応の断面積を乗じることによって反応率分布を求め、その分布を LiF ファイバー検出器で測定したものと比較することとした。なお、モンテカルロ計算によって中性子束分布を求める際に、LiF 検出器を挿入した Al 製燃料鞘管の間隙部にタリ一領域を設定すると、その領域の体積が微小となることから、タリ一領域を通過する中性子数が微少となって統計精度の悪化に繋がる。このため、タリ一領域は、LiF 検出器を挿入した Al 製燃料鞘管の間隙部に設定することを諦め、燃料棒中の単位セル領域に設定した。したがって、計算値と実験値には中性子ストリーミング効果に伴う若干の相違が見られることとなった。

なお、固定中性子源計算によって ADSR 模擬体系の中性子増倍率  $M$  を求めるためには、式(9)に現れる  $S$  を求めなければならない。ところが、Fig. 21 に示すように、T ターゲットで発生した 14 MeV の D-T 核融合中性子はポリエチレン反射体を透過して燃料領域に達するので、未臨界炉に入射する中性子数  $S$  を求めることはそれほど容易なことではない。 $S$  の値を計算で求めるためには若干工夫をする。本研究では、燃料領域の中性子吸収断面積を実質的に無限大に等しいと考えられる値に置き換えて、その吸収反応数を求め、それが  $S$  に等しいと考えることにした。

### 3. 3. 4 測定値と計算値の比較・検討

JENDL-3.2 を利用して MVP の固有値計算法により  $k_{\text{eff}}$  を計算して  $\rho$  を求め、その値を実験値と比較したものを Table 2 に示す。JENDL-3.2に基づいて直接的に MVP 計算を行った結果を表中の Case-1 に示したが、ID No. 1～2 は計算上、超過臨界状態となってしまうなど、大きな差が生じた。このような差異が生じた原因は JENDL-3.2 に格納された  $^{235}\text{U}$  断面積によるものと考えられる。超過臨界状態で固定中性子源計算を行うことは不可能であり、JENDL-3.2 に格納された  $^{235}\text{U}$  断面積は新しい核データライブラリ JENDL-3.3 の作成時に再評価されることになっていたので、当面は燃料中の  $^{235}\text{U}$  原子数密度を 6.5% 減じて ID No. 2 の状態で実験値と計算値が一致するように調整して研究を続けることとした。 $^{235}\text{U}$  原子数密度を 6.5% 減じ、JENDL-3.2 に基づいて MVP 計算を行った結果を表中の Case-2 に示したが、ID No. 4 を除いて実験値と計算値の一致は良好であった。その後、JENDL-3.3 が公開されたので、JENDL-3.3 に基づいて MVP 計算を行った結果を表中の Case-3 に示した。Case-3 では Case-1 に比べると実験値と計算値の差異は縮小したが、ID No. 1 では未だに計算上、超過臨界状態となっている。

以上のことから、本研究では Case-2 の計算法を用いて実験解析を行うこととした。このことは、ADSR については、未臨界度が深いときはともかく、未臨界度が浅くて中性子増倍効果が大きくなる状態において、実験値と計算値の直接的な比較ができる状態にはないことを示している。現行の原子炉に関しては、核データの精度はかなり改善され、実験解析上の問題も少なくなりつつあるが、(17)式で表されるような中性子増倍を受ける ADSR に関しては、 $k_{\text{eff}}$  の誤差ではなく、 $M$  の誤差が問題となるので、核データの精度が現状では未だに不十分な状況にあることを指摘しておきたい。

実験と計算で求めた  $^6\text{Li}$  の  $(n, \alpha)$  反応率分布を比較した一例を Fig. 27 に示す。この図は、未臨界度が  $-0.41 \% \Delta k/k$  のとき、 $z$  軸方向に沿って測定した  $^6\text{Li}$  反応率分布と計算値の比較をしたものである。実験結果と計算値の一致は概ね良好である。但し、炉心と反射体の境界近くのピーク部及び谷の部分では、実験では燃料体の間隙部に光ファイバー検出器を挿入して測定しているのに対し、計算では燃料セルをタリー領域に設定していることから、中性子ストリーミング効果に伴うものと考えられる相違が見られる。ここには示していないが、Table 2 に示した未臨界度の状態において実験結果と計算値の比較を行ったが、Fig. 27 と同様な結果が得られている。

以上のことを踏まえ、中性子増倍率について実験値と計算値の比較を行った。結果を Fig. 28 に示す。なお、前述したように、今回、実験値としては相対値しか求めることができなかつたので、この図では固有値計算によって求めた  $k_{\text{eff}}$  を式(17)に代入して得た  $M$  に Table 2 の ID No. 2 で規格化して示した。また、この図には、計算値については参考のために絶対値を示してある。実験値と計算値は相対値で見る限り、よく一致しており、しかも従来から未臨界度の測定に用いられてきた 1 点炉近似式(17)が適用可能であることを示している。但し、固定中性子源計算により求めた  $M$  の絶対値と式(17)から求めた値にはかなりの差があることが判明した。

ADSR の中性子増倍率  $M$  に関する詳細な検討を行うためには、実験的に  $M$  の絶対値を測定する手法を確立する必要がある。これについては、簡便に測定する手法を見出すことは難しく、残念ながら、今後の課題として残されることとなった。また、実験値と計算値の比較・検討を詳細

に行うためには、精度の高い未臨界度の測定手法を確立することが必要不可欠であることは自明である。今後、ADSR の核設計研究を進める上で、精度の高い各種の実験手法を確立していくことが極めて重要と考える。

### 3. 4 即発中性子減衰定数の測定と解析

KUCA における ADSR 模擬実験においては、Fig. 21 あるいは Fig. 22 に示したように、炉心の複数の位置に LiF 光ファイバー検出器を設置し、これを用いて即発中性子減衰定数の測定を行った。

Fig. 29 に光ファイバー検出器による測定の一例を示す。LiF 光ファイバー検出器で検出したパルス状 14 MeV 中性子打ち込み後の中性子計数の時間的な減衰を加速器のアークパルスをトリガ信号として用いることにより、マルチチャンネルスケーラー(MCS)上に記録し、指數関数にフィッティングして即発中性子減衰定数  $\alpha$  を測定した。この  $\alpha$  は、1 点炉近似理論を適用すれば、未臨界炉における中性子生成時間  $\Lambda$ 、実効遅発中性子割合  $\beta$ 、未臨界度  $\rho$  と以下の関係にあることが知られている。

$$\alpha = \frac{1}{\Lambda} (\beta - \rho) \quad (18)$$

この式から、 $\alpha$  の値は未臨界度が深くなるにつれて大きくなること、つまり未臨界度が深くなるにつれて未臨界炉中の中性子はより速やかに減衰することがわかる。また、この式は、 $\Lambda$  と  $\beta$  が既知であれば、 $\rho$  を求めることができることを示している。実際、従来から行われてきたパルス中性子法による未臨界度測定では、この式に基づいて  $\rho$  を求める方法が主流となっている。

1 点炉近似理論に基づくと、未臨界度が定まれば、 $\alpha$  の値は一意的に定まることとなる。しかし、現実の体系において、1 点炉近似理論が厳密に成立することは望み得ず、空間依存性などの考慮が必要となることが知られている。本研究では、Fig. 21 及び Fig. 22 に示すように炉心中の幾つかの位置に LiF 光ファイバー検出器を設置して即発中性子減衰定数  $\alpha$  を測定することとした。

なお、LiF 光ファイバー検出器は極めて小さいものなので、炉心に大きな摂動を与えることがないという点で優れているが、中性子の検出効率は必ずしも高くないので、中性子計数の統計精度を稼ぐ上では難点を抱えている。そこで、パルス中性子法による未臨界度測定に LiF 光ファイバー検出器を試験的に使用し、KUCA 起動系核分裂計数管を用いて制御棒落下法で測定した未臨界度と比較してみるとこととした。結果を Table 3 に示す。LiF 光ファイバー検出器を用いた未臨界度測定には、即発中性子成分と遅発中性子成分の面積比を利用して未臨界度を求める外挿面積比法<sup>5,2)</sup> を適用した。この結果、中性子計数の統計を稼ぐことに留意する必要はあるが、未臨界度の測定に LiF 光ファイバー検出器を用いることが可能であることがわかった。

一方、MVP の時間依存計算オプションを用いて JENDL-3.2 に基づいた核計算を行い、LiF 光ファイバー検出器を設置した位置における中性子の時間減衰を計算で求め、その結果を指數関数にフィッティングすることによって  $\alpha$  の値を求めた。その際、実験時には LiF 光ファイバー検出

器が燃料体間隙部に設置されているが、計算時のタリー領域は統計を稼ぐために燃料領域を含めた実際よりも大きな領域に設定した。また、核計算では、Table 2 の Case-2 と同様、燃料中の  $^{235}\text{U}$  原子数密度を約 6.5% 減じて未臨界度の実験値と計算値が Table 2 の ID No. 2 で一致するように調整して行った。なお、MVP による計算では遅発中性子の時間的挙動は考慮されていないことに注意されたい。

炉心中心近傍に設置した LiF 光ファイバー検出器で測定した即発中性子減衰定数と計算で求めた即発中性子減衰定数の比較を Fig. 30 に示す。実験値及び計算値について、それぞれ最小二乗法を用いて直線にフィッティングすると、二つの直線はほぼ平行になっていることがわかる。両者のずれは、MVP による計算では遅発中性子の時間挙動が考慮されておらず、 $\beta$  を零として取り扱っていることに起因している。(17)式から、この直線の傾きは中性子生成時間の逆数、つまり  $1/\Lambda$  に等しく、 $\alpha$  軸の切片は実効遅発中性子割合と中性子生成時間の比  $\beta/\Lambda$ 、言い換えると臨界時の  $\alpha$  値となっている。Fig. 30 を見ると、便宜的に燃料中の  $^{235}\text{U}$  原子数密度を約 6.5% 減じた今回の計算で、 $\Lambda$  の値が実験で求めたものとほぼ一致していることから、結果的に今回の計算によって未臨界炉中の中性子スペクトルが現実の状態をほぼ再現することができていたものと考えられる。

なお、本稿には示さなかったが、炉心の種々の位置に設置した LiF 光ファイバー検出器で測定した  $\alpha$  値と計算で求めた  $\alpha$  値の比較を行ったが、概ね Fig. 30 と同様な結果が得られた。今後は MVP などの計算を行う際、遅発中性子の挙動が考慮できるように改良することが必要と考えられる。

### 3. 5 おわりに

KUCA における ADSR 模擬実験を通じて、未だに不十分ではあるが、ADSR の基本特性に関する実験的知見を得ることができ、今後、ADSR の実現に向けた炉物理研究を推進する上でベースとなる貴重な基礎的知見になったものと確信している。KUCA における ADSR 模擬実験を通じて得られた知見を以下にまとめる。

- 1) ADSR における中性子増倍特性を実験的に検討するためには、未臨界体系に入射する中性子数の絶対値を求めるとともに、未臨界体系中の核分裂連鎖反応で発生する中性子数の絶対値を求めなければならないが、これらを正確に測定する手法を確立する必要がある。また、当然のことながら、精度の高い未臨界度測定法を確立する必要がある。
- 2) ADSR 模擬実験の解析を行う上で、未臨界炉の中性子増倍がほぼ  $1/(1 - k_{\text{eff}})$  に比例することから、現行の評価済み核データの精度は未だに不十分であり、格段に精度の高い核データライブラリーを用意する必要がある。
- 3) ADSR 模擬実験の解析を行う上で、連続エネルギーモンテカルロコードは極めて有力ではあるが、動特性など、中性子の時間的挙動に関連したものについては、遅発中性子の時間的挙動を取り扱うことができるような改良を行うことが必要である。

なお、当初、本研究では入射中性子スペクトルと未臨界炉固有の中性子スペクトルのミスマッチングの効果についても検討することを予定していたが、わが国で始めての ADSR 模擬実験であ

つたこともあり、実験の遂行過程で種々の困難に遭遇し、その解決に時間を要したため、今後の課題として残すこととなった。今後も、本研究の成果に基づいて引き続き着実に KUCA における ADSR 模擬実験を進めていくことを予定している。

ちなみに、平成 14 年度の文部科学省の革新的原子力システム技術開発公募事業で「FFAG を用いた加速器駆動未臨界炉の技術開発」が採択されたことに伴い、2.5~150MeV の範囲でエネルギー可変型の固定磁場強集束型(FFAG)陽子シンクロトロンが京都大学原子炉実験所に導入されることとなり、平成 17 年後期から FFAG と KUCA を結合した新たな ADSR 模擬実験が開始されることになっている。

#### 4. 加速器駆動未臨界炉の概念的核設計

##### 4. 1 はじめに

加速器駆動未臨界炉(ADSR)については、近年、ノーベル物理学賞の受賞者であるルビア博士が発電用のエネルギー増幅器(EA)を提唱するに及んで世界的なブームを引き起こし、現在、各国で核変換処理用として注目を集めている。EA の概念がブームを巻き起こしたのは、加速器を停止すれば未臨界炉ゆえに ADSR は必然的に停止するので「安全性の高いシステムである」こと、中性子リッチな体系となることから「燃料増殖ができてトリウムなどを燃料とすることができます」こと、これに関連して「マイナーアクチニド(MA)などの超長寿命核廃棄物の核変換処理が行える」ことという、いわば一石三鳥の効果が期待できると主張したことに起因するものである。この ADSR は加速器で駆動し、未臨界炉中での中性子増倍を基本とするものであることから、パルス運転と定常運転のいずれもが容易に行えることもあり、次世代の研究用中性子源としても魅力あるものとなっている。

京都大学原子炉実験所では、旧文部省学術審議会の「大学における研究用原子炉の在り方について」と題する報告を契機に、昭和 39 年に初臨界を達成した京都大学研究用原子炉(KUR)に替わる新たな中性子源として、中性子ファクトリー計画の構想を打ち出して検討を続けてきた。本研究における ADSR の概念的核設計については、京都大学原子炉実験所の将来計画で構想している研究用中性子源(500 MeV で 1 mA の陽子ビームを入射する ADSR)を念頭において、KUR の炉心部中心に重金属の固体ターゲットを設置し、加速器からの陽子ビームを打ち込んで駆動するモデルを設定して行うこととした。本概念的核設計では、ターゲット部の冷却は考慮せず、バルクの重金属ターゲットに陽子ビームを打ち込むものと仮定し、米国ロスアラモス国立研究所で開発された MCNPX コード<sup>1,3)</sup>を使用した。なお、MCNPX の使用に際しては、予備的検討を行った上で使用することとした<sup>5,3)</sup>。

本概念的核設計では、ADSR を研究用中性子源として使用することを考え、そのフィージibilitiy を検討することに重点を置いたものとなっている。具体的には、固定中性子源計算法と固有値計算法を用いた設計法の比較・検討を行うとともに、未臨界炉の実効増倍率、ターゲットとして使用する重金属材料の選定、入射陽子エネルギーが ADSR の特性に及ぼす影響や、ADSR 内の出力分布の概要を把握しつつ、所期の中性子強度及びスペクトルが得られるか否かなどを検討する

ことに重点を置いて行った。また、これらの静特性について KUR との比較・検討を行うことに加え、動特性に関連して、KUCA における 14 MeV 中性子を用いた ADSR 模擬実験をも念頭におき、中性子打ち込み後の ADSR 内における中性子スペクトルの時間変化、つまり、平衡的な中性子スペクトルが形成される過程に着目して検討を行うこととした。

#### 4. 2 概念的核設計で対象とした炉心体系

前述したごとく、概念的核設計で対象とした炉心体系は KUR と同様な体系である。但し、現行の KUR では 93% の高濃縮ウラン(HEU)燃料が利用されているが、本概念的核設計では、今日の国際情勢の下では将来的に HEU 燃料を引き続き使用することは不可能と考えられるので、20% の低濃縮ウラン(LEU)燃料に転換した炉心を対象とした。なお、HEU 燃料はウラン・アルミニウム(U-Al)合金燃料であり、MTR 型の湾曲状燃料であるが、LEU 燃料はシリサイド( $U_3Si_2$ )燃料であり、ETR 型の平板状燃料であるとした。

Fig. 31 に本研究で対象とした炉心体系を示す。図中には炉心要素の位置が[]に示されているが、炉中心[0, 0]には重金属ターゲットが設置される。位置[-2, 0]、[-1, 0]、[1, 0]、[2, 0]、[-2, -1]、[0, -1]、[2, -1]、[0, -2]、[-2, 1]、[0, 1]、[2, 1]、[0, 2]には燃料要素が、[-1, -1]、[1, -1]、[-1, 1]、[1, 1]には制御棒挿入用の特殊燃料要素が、[3, -2]には照射用ポートが、その他の位置には黒鉛反射体要素が配置されている。

各炉心要素の断面は  $7.7 \times 8.1$  cm で、長さは約 60 cm である。ちなみに、燃料ミートの厚みは 0.076 cm、長さは 59.4 cm であり、燃料板の厚みは 0.152 cm、ピッチは 0.433 cm である。また、燃料の被覆材はアルミニウムであり、その厚みは 0.038 cm である。なお、燃料要素はアルミニウム製のフレームに燃料板を収納する形で構成されており、通常の燃料要素は 18 枚の燃料板、特殊燃料要素は制御棒を挿入するスペースを確保するために 9 枚の燃料板からなっている。黒鉛反射体要素はアルミニウム製の中空管内に収納されている。そして、これらの炉心要素は、減速材と冷却材を兼ねる軽水中に浸かっている。また、現実の照射ポートは、各種の中性子照射用の器具が内蔵されるなど複雑な形状を有しているが、本研究では簡単のために軽水で満たされているものとした。

本研究では 1 mA の陽子ビームが炉心上方から垂直にターゲットの重金属に入射するものと仮定し、以下のようにパラメータを変えて検討した。

- 1) 実効増倍率  $k_{eff}$  : 0.980, 0.950, 0.900
- 2) 入射陽子エネルギー  $E_p$  [MeV] : 1,000, 500, 300, 100
- 3) ターゲット材質 : タングステン(W)、鉛(Pb)、劣化ウラン(DU:0.2 w% $^{235}U$ )

なお、KUR 型の ADSR における実際の運転では、制御棒の位置調整によって未臨界度を制御することになると考えられ、燃料の燃焼効果を考慮する必要があるが、サーベイ計算では制御棒は完全に炉心から引き抜かれているものと仮定し、主として  $^{235}U$  の濃度を調整して燃焼効果の一次近似とも言える形で未臨界度の調整を行うこととした。そして、制御棒の位置調整による未臨界度の調整と  $^{235}U$  の濃度調整による核特性の変化については別途考察を行うこととした。

上述のとおり、この体系は、研究用中性子源とすることを意識したものであるため、燃料装荷

部の等価半径が約 20 cm であり、ルビア博士が提唱した EA あるいは核変換処理用の ADSR と比べて極めて小さな体系となっている。従って、炉心内の出力分布などの特性には、炉心体系が小さいことに起因する特徴が色濃く現れることとなる。

#### 4. 3 炉心中性子スペクトルに関する検討

核計算には MCNPX を用い、固有値計算と固定中性子源計算を行って、両者の結果を比較・検討した。固有値計算では中性子ヒストリーナンバーを百万とし、 $\gamma$ 線を含めて計算を行った。一方、固定中性子源計算では、固有値計算と同様に $\gamma$ 線を含めて計算を行ったが、その計算時間が  $k_{eff}$  の値及び入射陽子エネルギーに強く依存し、臨界に近づき、または入射陽子エネルギーが増大するにつれて、計算時間が飛躍的に増大することから、陽子ヒストリーを適当に調整して行うこととした。この計算時間については、本研究で使用した SUN Ultra-Sparc 60 ワークステーションを用いると、 $k_{eff} = 0.980$  で  $E_p = 1000$  [MeV] のときに陽子ヒストリーを 1,500 と設定したが、計算時間は約 45 時間となった。ADSR の設計計算には固定中性子源計算を利用する必要があることは論を待たないが、設計にあたってはこのような傾向にあることを十分に考慮した上で行うこと必要であり、注意を要する。

本研究では、中性子束及び $\gamma$ 線のタリー領域としては、核分裂出力のタリー領域については燃料板毎としたが、炉心要素毎として統計精度を稼ぐ方法を探った。また、固有値計算では炉心熱出力を現行 KUR の熱出力である 5 MW に規格化した。一方、固定中性子源計算では陽子ビームの電流が 1 mA と仮定したことから、ターゲットに入射する陽子数を  $6.242 \times 10^{15}$  [s<sup>-1</sup>] に規格化した。なお、本節において、未臨界度の調整は、<sup>235</sup>U の濃度を調整することにより、換言すれば、炉心中の <sup>235</sup>U の濃縮度を調整することにより、行ったことを付言しておく。

500 MeV で 1 mA の陽子が  $k_{eff} = 0.980$  に保たれた体系に入射した場合について、Fig. 32 にターゲット材質を DU としたときの、Fig. 33 にターゲット材質を Pb としたときの、Fig. 34 にターゲット材質を W としたときの、炉心各位置における中性子スペクトルを固定中性子源計算で求めた結果を示す。また、Fig. 35 には、W ターゲットを炉心中心部に有する体系が臨界に保たれているとして、炉心熱出力を現行 KUR と同等の 5MW としたときの炉心各位置における中性子スペクトルを固有値計算で求めた結果を示す。

Fig. 32～Fig. 34 を見れば、ターゲットの材質が中性子スペクトルに与える影響がわかる。すなわち、ターゲット材質の選定は、材質によって中性子発生及び中性子吸収の特性が異なることから、特にターゲット部においてかなり中性子スペクトルの様相が異なっている。例えば、W ターゲットを用いると共鳴中性子領域に顕著な W の共鳴吸収の影響が認められ、DU ターゲットを用いると共鳴中性子領域に <sup>238</sup>U の共鳴吸収の影響が認められるものの、中性子発生量が最も多くなっている。これらの結果、照射ポート位置における中性子束の値は、DU、Pb、W ターゲットの順に高くなることがわかる。

また、20 MeV 以上のエネルギー領域では中性子ターゲットで発生する高エネルギー中性子の影響が見られるものの、当該領域に属する中性子数を 20 MeV 以下のエネルギー領域に属する中性子数と比べれば、極めて少ない。20 MeV 以下のエネルギー領域の中性子スペクトルについては、

ターゲット部を除いて、ほぼ同様な形状をしていることから、ADSR 中における核分裂の連鎖反応による中性子増倍効果の寄与は極めて大きく、中性子スペクトルの形成には核分裂の連鎖反応が大きな役割を果たしているものと推察される。このことは、1群1点炉近似理論に基づけば、 $k_{eff} = 0.980$  のときには前章の(17)式から、ADSR 中の中性子数は入射中性子数の 50 倍になるので、当然とも言える結果である。

Fig. 34 と Fig. 35 を見比べると、固定中性子源計算で求めた中性子スペクトルは 20 MeV 以下のエネルギー領域において、固有値計算で求めた中性子スペクトルとほぼ同様の形状をしていることがわかる。このことは、ターゲットで発生した中性子が未臨界体系において、核分裂の連鎖反応により大きく増倍していることを如実に物語っている。つまり、ADSR 中の中性子スペクトルは、値の大小はあるものの、20 MeV 以下のエネルギー領域では加速器ターゲットの材質如何にかかわらず、ほぼ未臨界体系固有の中性子スペクトルを形成していると言つてよい。このことは、ADSR の核特性は未臨界炉の核特性に左右されることを強く示唆している。

Table 4 に炉心の各位置におけるエネルギー 1 eV 以下の中性子(熱中性子)及びエネルギー 1 eV ~ 100 keV の中性子(熱外中性子)のエネルギー 100 keV 以上の中性子(高速中性子)に対する相対比を示す。この表から、ターゲット位置においては、高速中性子に対する熱中性子の割合が少なく、他の位置と比較して中性子スペクトルは最も硬くなっているが、ターゲット材質の影響、具体的には材質の中性子吸収断面積の違いによる影響を強く受けていることがわかる。また、ターゲットの位置から離れるにつれて中性子スペクトルは軟化する傾向にあるが、燃料要素中では中性子スペクトルに殆ど差がないことから、燃料要素中では核分裂の連鎖反応で発生する中性子がスペクトルの形成に主要な役割を果たしていることがわかる。さらに、臨界時の中性子スペクトルと比べると、 $k_{eff}$  が小さくなり、未臨界度が深くなるにつれて、中性子スペクトルがターゲット位置では硬化し、それ以外の位置では軟化する傾向にあるが、全体として臨界時の中性子スペクトルと顕著な差が見当たらないことは興味深い。このことは、ADSR 型であっても、研究用原子炉型の中性子源と同様なものになることを示唆している。

なお、このことから、ADSR の設計に固定中性子源計算は不可欠かつ不可避ではあるが、未臨界度が余り深くなければ、中性子スペクトルについては固有値計算によっておおよその見当をつけることができるものと考えられる。また、本稿では  $\gamma$  線スペクトルの計算結果については、ADSR 型と研究用原子炉型で大差がなかったので割愛する。

#### 4. 4 加速器駆動未臨界炉の出力に関する検討

ADSR の出力は、未臨界炉の駆動に用いる加速器中性子源の強度に強く依存する。従来の臨界状態で運転する原子炉では、原理的には反応度の制御が可能であり、燃料の健全性が保たれ、臨界状態が維持できるのであれば、如何なる出力でも運転することが可能である。実際、研究用原子炉において出力を上昇させる場合、制御棒を引き抜いて正の反応度を加え、一旦超過臨界状態として出力を上昇させ、目的の出力に達すれば制御棒を挿入して臨界の状態に戻すという方式で運転される。一方、ADSR の出力  $P$  は、1群1点炉近似理論に基づけば、未臨界炉の  $k_{eff}$  と入射中性子源の強度  $S$  と以下の関係にあるとされている。

$$P \propto \frac{S}{1-k_{\text{eff}}} \quad (18)$$

つまり、ADSR における出力変更は、 $k_{\text{eff}}$  を変えるか、 $S$  を変えるか、のいずれかの方策を探らねばならないことになる。予め  $k_{\text{eff}}$  の値が定められている場合には、 $S$  の強弱によって出力が決まる事になる。ADSR を用いて発電する場合は勿論のことであるが、出力は中性子束の高低と密接に関連したものであることから、研究用中性子源としての利用を考える際にも重要なものである。また、ADSR は未臨界炉に中性子を打ち込んで駆動するものであり、未臨界炉中での中性子束分布は、原子力開発の黎明期から使われていた指数実験法で知られているように、中性子源位置から遠ざかるにつれて指数関数的に減衰する。したがって、出力分布が臨界状態とはまったく異なる様相を呈することとなり、出力ピーキングの発生に注意を要する。

以上のことから、本節では ADSR の熱出力及び熱出力分布に関する検討を加えることとした。なお、本節において、未臨界度の調整は  $^{235}\text{U}$  の濃度を調整することにより行うこととしたが、最後に制御棒の挿入位置を調整した場合について熱出力に関する検討を行った。

Fig. 36 に未臨界炉の  $k_{\text{eff}}$  を 0.98、0.95、0.90 に、加速陽子エネルギー  $E_p$  を 1,000、500、300、100 MeV に、加速器ターゲットの材質を W、Pb、DU にしたときの熱出力を示す。なお、この結果は陽子ビームの電流は 1mA としたものである。この図から、 $k_{\text{eff}}$  が大きくなるにつれ、また  $E_p$  が増大するにつれて、さらにターゲット材質については W、Pb、DU の順に、熱出力が高くなることがわかる。ちなみに、 $k_{\text{eff}}$  が 0.90～0.98 の範囲で現行 KUR の出力である 5 MW の出力を得るためにには、 $E_p$  は 300 MeV 以上とする必要があることがわかる。また、W ターゲットを用いると、 $E_p$  が 300 MeV であれば  $k_{\text{eff}}$  を 0.98 に、 $E_p$  が 500 MeV であれば  $k_{\text{eff}}$  を 0.92 にすれば 5 MW の出力が得られることがわかる。

Fig. 37 に 500 MeV の陽子が W ターゲットに入射したときの燃料要素中の燃料板毎の相対熱出力分布を  $k_{\text{eff}}$  をパラメータとして示す。なお、この図には、比較のために、臨界時の相対熱出力分布を併せて示す。W ターゲットの位置 [0, 0] では核分裂反応が発生しておらず、しかも W の中性子吸収断面積が大きいことから、熱出力は極めて小さくなっていることがわかる。これに関連して、W の中性子吸収断面積が大きいため、W ターゲット部で大量の中性子が発生しているにもかかわらず、W ターゲット近傍にある燃料板の熱出力はターゲットに近づくほど低く抑えられていることがわかる。

Table 5 に、未臨界度を調整について、制御棒の挿入状態を調整した場合と炉心中の  $^{235}\text{U}$  の濃度を調整した場合の熱出力の比較を示す。制御棒としては現行の KUR で用いられているホウ素入りステンレス(B-SUS)とした。この表から、制御棒が半分挿入されているとき、言い換えると、制御棒が炉心の中央高さまで挿入されているとき、未臨界度の調整方法によって熱出力に 24% もの大きな差が生じることがわかる。制御棒が半分挿入されているとき、炉心内の中性子束分布は径方向のみならず、軸方向にも大きく歪んでいることから、二つの未臨界度の調整方法によって大きな差が生じたものと考えられる。

中性子束分布の歪が熱出力に及ぼす影響については、未臨界度が浅くなるほど中性子束分布の歪の効果が熱出力に大きな影響を与える可能性があるので、今後、中性子インポータンスなども

考慮し、さらに詳細な検討を行う必要があると考える。この表に示した結果から、加速器で加速される陽子ビームの電流を変え、中性子源強度を変えて ADSR の熱出力を調整するだけではなく、制御棒を用いて ADSR の未臨界度を変えて熱出力の制御を行う場合には、単に未臨界度の調整を行えば熱出力が調整できると考えるだけでは不十分であることを示唆している。制御棒を用いて ADSR の未臨界度を調整する場合には、制御棒の挿入位置、制御棒による反応度調整能力、制御棒挿入に伴う中性子束の歪などを含めて総合的に検討することが不可欠であり、制御棒に関する最適設計が重要になるものと考える。

#### 4. 5 加速器駆動未臨界炉の動特性に関する検討

ADSR では、加速器のビームトリップが起きたり、ビームの変動が起きたりした場合、熱出力が急激に変化する現象が生じる。本節では、このような動特性に関連して、陽子ビーム入射後の中性子の時間的挙動について、MCNPX の時間依存計算オプションを利用して検討を行った。ここでは  $k_{\text{eff}}$  を 0.98 とし、500 MeV の陽子ビームのパルスが W ターゲットに入射するとして計算を行った。なお、本計算では、遅発中性子の挙動は考慮されていないことを付言しておく。

Fig. 38 に W ターゲットに陽子ビームのパルスが入射して以降の炉心の各位置における中性子の時間的挙動を示す。この図では、1 eV～20 MeV のエネルギー領域にある中性子を速中性子、1 eV 以下のエネルギー領域の中性子を熱中性子として表示してある。なお、500 MeV の陽子が W ターゲットに入射して発生する中性子には、20 MeV 以上のエネルギーを持つものが多くあるが、20 MeV 以上の中性子は入射直後に、具体的には 0.02 μs 以内に、炉心から失われてしまうので、ここには示さなかった。

この図から、ビーム入射後数 μs の間は、主としてターゲットで発生した速中性子が拡散し、熱中性子に減速して行くと同時に、徐々に未臨界炉中で引き起こされる核分裂によって発生する中性子が加わって行くものと考えられる。そして、それ以降は、ターゲットで発生した中性子の減速、拡散過程は終了し、未臨界炉中での増倍過程を経た核分裂中性子が主要となり、未臨界炉の中性子減衰特性に従って減衰して行くものと考えられる。なお、ここには示さなかったが、例えば 14 MeV の単色中性子パルスを入射した場合においても、中性子はここに示したものと同様な挙動を見せる計算で確認している。

Fig. 39 に W ターゲットに陽子ビームのパルスが入射して以降のターゲットに隣接した燃料要素中の中性子スペクトルの時間変化を計算で求めた結果を示す。この図から、パルス入射直後の 0～0.02 μs の間はターゲットで発生した中性子のスペクトルが見られるが、0.02～0.04 μs になるとターゲットで発生した中性子のスペクトルの形は跡形もなく消失していることがわかる。そして、それ以降、数 μs まではターゲットで発生した中性子が減速していくとともに未臨界炉中の核分裂連鎖反応に基づく核分裂中性子が加わってくる有様が見て取れる。パルス入射後 10 μs ほどの時間が経過すると、中性子スペクトルはほぼ漸近スペクトルの形状になって未臨界炉固有のスペクトルの形に収斂し、それ以降はスペクトルの形状が変わることなく、次第に減衰して行くことがわかる。ちなみに、この中性子スペクトルを時間で積分すれば、Fig. 34 に示した中性子スペクトルになっている。

Fig. 40 に W ターゲットの中心から等方的に 14 MeV の単色中性子がパルス状に発生すると仮定し、それ以降のターゲットに隣接した燃料要素中での中性子スペクトルの時間変化を求めた結果を示す。この図においても、パルス入射直後の 0~0.02 μs の間のみ、14 MeV 中性子の存在を見ることができ、それ以降は Fig. 39 と同様な過程で中性子スペクトルが形成されていくことがわかる。このことは、ADSR 中での中性子の時間的挙動を実験的に検討しようとする際、高エネルギー陽子による核破碎反応で発生する中性子に時間的な構造がない限り、D-T 核融合反応で発生する 14 MeV 中性子などを用いて十分に模擬できることを示している。このことは、本研究で用いた KUCA と 14 MeV 加速器中性子源を組み合わせた ADSR 模擬実験の有用性を裏付けるものである。

#### 4. 6 おわりに

本概念的核設計研究を通じて、以下のことが明らかとなった。

- 1) ADSR の核特性は、未臨界炉中の核分裂連鎖反応に基づく中性子増倍の影響が極めて大きいため、未臨界炉の核特性に大きく左右される。
- 2) 未臨界炉の核特性の概略的な見当をつける目的で、従来から用いられていた固有値計算法を利用することが可能であり、有効である。
- 3) しかしながら、ADSR の詳細な核設計には固定中性子源計算が不可欠である。
- 4) ADSR の熱出力は、たとえ  $k_{eff}$  が同じ値であっても、中性子束分布などが異なれば、違った値となることに注意を要する。このことは、制御棒によって  $k_{eff}$  の調整を行う場合、あるいは未臨界炉中の燃料の燃焼に伴って燃焼度に不均一性が生じる場合などには、特に注意が必要であることを示唆している。
- 5) ADSR の動特性に関する実験的研究を行う上で、D-T 核融合中性子源などの利用を図ることが有用である。なお、静特性についても同様であることは言うまでもない。

今後、ADSR の実現に向けては、より詳細な核設計研究を進める必要があることは論を待たないが、本研究を通じて、ほぼ ADSR の核設計を行う際に留意すべき点が把握できたので、貴重な知見を得ることができたと考えている。

#### 5. 結 言

##### 5. 1 研究のまとめ

本研究では、KURRI の将来計画で加速器中性子源と原子炉中性子源の協調システムである中性子ファクトリー計画が検討され、KUR に替わる新たな研究用中性子源として ADSR の利用が考えられていることから、これを念頭において ADSR に関する実験的研究を行った。ADSR に関する実験的研究は世界的にも端緒についたばかりであり、必ずしも当初の予定通りには進捗しなかったことは誠に遺憾である。しかしながら、本研究で行った ADSR に関する実験的研究、特に加速器中性子源と未臨界炉を組み合わせた実験的研究はわが国で初めての試みであり、貴重な実験的研究となったものと確信している。

本研究では、1) 加速器ターゲットで生成する高エネルギー中性子を対象とした実験的研究、2) 加速器中性子源と臨界集合体を組み合わせた ADSR の模擬実験、3) 核計算コードによる研究用原子炉型中性子源の概念的核設計研究を 3 本の柱として進めた。

高エネルギー中性子実験については、大阪大学 RCNP におけるマシンタイムが殆ど確保できなかつたこともあり、放射線医学総合研究所の HIMAC における実験を組み込んで研究を進めたが、鉄及びコンクリート透過に関する実験に止まった。なお、研究グループを主導していた研究分担者が急逝したことも研究を進める上で打撃となつた。ADSR の開発において、加速器で発生する高エネルギーの核破碎中性子の遮蔽が重要になることから、この面では貴重なデータを取得することができたと考えている。しかしながら、ADSR の核設計に必要な核破碎中性子そのものに関する実験には手をつけることができなかつた。なお、平成 14 年度から 5 年計画で「FFAG を用いた加速器駆動未臨界炉の技術開発」が開始され、2.5~150 MeV のエネルギー可変型 FFAG シンクロトロン加速器が KURRI に導入されることとなつた。同加速器は平成 16 年度末に完成が予定されており、平成 17 年度以降、今回の研究で手付かずとなつた実験的研究が行えるものと期待される。

KUCA における ADSR 模擬実験は、国内で始めての実験であり、ADSR の核特性測定に際して種々の解決すべき問題が発生することとなつた。KUCA 付設加速器を整備しながら実験を行うこととなつたこともあり、これについても予定していた実験をすべて行うには至らず、入射中性子スペクトルと未臨界体系固有の中性子スペクトルのミスマッチングが ADSR の核特性に及ぼす影響については今後の課題として残されることとなつた。しかしながら、未臨界度を系統的に変えながら、主として LiF 光ファイバー検出器を用いることによって炉心内の中性子束分布を詳細に測定することにより、相対的にではあるが中性子増倍特性を測定することができ、解析計算でも入射中性子数の絶対値を求める方法を開発し、核データの不十分さを補う便宜的な方法を採用することによって、実験値と計算値の比較を行うことができた。また、即発中性子減衰定数を炉心の幾つかの位置で測定して計算値と比較することができた。さらに、本研究を通じて高精度未臨界度測定、中性子束の絶対値測定、中性子スペクトル測定など、ADSR 模擬実験を行う上で開発すべき炉物理実験手法が整理されてきたことは、今後の研究を進める上で有益であったと考えている。

ADSR 模擬実験において、未臨界度が浅い場合には、未臨界炉中での中性子増倍が飛躍的に大きくなることから、実験値と計算値の差が顕著に現れるものと考えられる。本研究では、便宜的な方法を採用しなければ、実験値と計算値の比較が不可能な状況が現出した。今回の KUCA 模擬実験では 14 MeV 中性子を未臨界体系に打ち込んでいることから、従来から原子炉の核設計に用いられてきた現行の核データを使用すれば事足りるものと考えていた。現行の核データの精度は、連続エネルギーモンテカルロ法に基づく核計算コードによって  $k_{eff}$  を優に 1% 以内の精度で求めることができるので、現行の原子炉の核設計を行う上では十分な精度を有している。しかしながら、原子炉では中性子増倍率は  $k_{eff}$  そのものであるが、ADSR の中性子増倍率は  $1/(1-k_{eff})$  に比例することが本研究を通じて実験的に証明された。この事実は ADSR の実現に向けて極めて大きな意味を持つものと考えられる。ADSR の安全解析においては、未臨界度が浅くなった場合に

出力が上昇することから、このような状況を正確に模擬することができる核設計法を確立しておくことが重要となる。このためには、現行の核データの精度では極めて不十分で、核データの精度を飛躍的に高めることが必要となり、核データに関する研究を着実に積み重ねることが重要となる。なお、ADSR に関連した核データについては、核破碎反応で発生する高エネルギー中性子に関するものだけではなく、ADSR の核特性は未臨界炉中の核分裂の連鎖反応に基づく中性子増倍によって決定されると言っても過言ではないことを肝に銘じ、20 MeV 以下のエネルギー領域についても、その精度をさらに一層向上させるための研究に力を入れることが重要である。核データの精度向上は、単に ADSR の開発研究に必要不可欠というばかりでなく、将来型原子炉の開発研究にも極めて有用なものであることを付言しておく。

概念的核設計研究については、研究用中性子源としての ADSR に関する基本的な核特性を把握することができ、極めて有用な知見を得ることができた。KUCA における ADSR 模擬実験の項でも述べたように、ADSR の基本的核特性は未臨界炉の核特性によって左右される。これに関連して、KUCA における ADSR 模擬実験のような実験的研究は、核破碎反応で発生する中性子を用いることなく行われるが、ADSR の核特性を把握する上で極めて有用であることを確認することができた。また、ADSR 型の研究用中性子源は原子炉中性子源と類似のものになることが確認された。原子炉中性子源は加速器中性子源とは相補的な関係にあり、今後も研究用中性子源として必要不可欠なものと考えられることから、より機能性に富み、安全性に優れたものとなる可能性を有する ADSR 型中性子源の開発が望まれる。なお、固有値計算と固定中性子源計算の比較・検討は、新しい ADSR 型中性子源の核設計を進める上で極めて有用な知見を提供することとなった。つまり、研究用中性子源のように体積が小さくて漏れの大きい体系については、おおよその核特性の把握には固有値計算が有用であることが示された。これについては、未臨界度が浅くなればなるほど、固有値計算の有用性が増すものと考えられる。

これらの研究を通じて、プロトタイプの ADSR 型研究用中性子源の実現に必要な最低限の知見は獲得できたものと考えるが、より一般的な ADSR の開発に向けては、高エネルギー中性子が多く含まれる核破碎中性子の発生過程、輸送過程に関する実験的研究、未臨界炉一般に関する炉物理的な実験的研究を中心として今後も核特性研究を着実に進め、実験データの蓄積を図りつつ、高エネルギー領域から低エネルギー領域にわたって精度の高い核データの整備を中心に、詳細設計が可能となる高度な核計算手法を確立する必要があることが明らかとなった。

## 5. 2 今後の研究課題

前節で述べたように、ADSR の開発に向けては、核破碎反応で発生する高エネルギー中性子の発生及び輸送過程に関する実験的研究、未臨界炉一般を対象とした炉物理の確立を含む ADSR の炉物理特性に関する実験的研究、ADSR の詳細設計あるいは実験解析に用いる核計算手法の確立を目指した研究を三位一体として推進することが必要と考えられる。

核破碎反応で発生する高エネルギー中性子の発生及び輸送過程に関しては、特に工学的観点からは未だに実験データが極めて不足している状況にある。国内に高エネルギー中性子を発生させることができる高エネルギー粒子加速器がないという状況にあるわけではないが、これらの加速

器のほとんどは主として理学的な研究の用に供されており、核データの精度向上が中心的な課題となる ADSR の設計研究などの工学的な目的に利用するためにマシンタイムを確保することは難しい状況にある。幸い、エネルギー的に十分とは言えないが、KURRI に平成 14 年度の文部科学省の革新的原子力システム技術開発公募事業で 2.5~150 MeV のエネルギー可変型 FFAG 陽子シンクロトロン加速器が導入されることになった。ADSR では既に述べたように未臨界炉中における核分裂連鎖反応が主要な役割を果たすことから、核破碎反応で発生する中性子の中で高エネルギー領域のものよりも若干エネルギーの低い、いわゆる中間エネルギー領域の中性子の寄与が大きくなるものと考えられる。100 MeV 前後では核破碎反応生成物のいわゆる蒸発過程で発生する中性子が含まれ、蒸発過程の計算モデルは未だに確立しているとは言い難い状況にあるので、KURRI に導入される FFAG 陽子シンクロトロン加速器の利用は有用な実験データを提供するものと考えられる。さらに、革新的原子力システム技術開発公募事業終了後に加速エネルギーを増強することも視野に入れると、ADSR の設計研究を主要な課題とする高エネルギー中性子場が確保できる見通しが開けたと言うことができる。このような場を利用することにより、ADSR の開発に必要な実験データを蓄積し、核設計の精緻化に寄与することが望まれる。

高エネルギー中性子に関する今後の研究課題として、本研究で積み残したものも含まれるが、以下のような課題が考えられる。

- 1) 核破碎反応により発生する中性子の発生特性に関する研究：発生する中性子の個数、発生中性子のエネルギースペクトル、発生中性子の角度分布、薄いターゲット及び厚いターゲットを使用した際の中性子発生特性、中性子発生特性のターゲット材質依存性、中性子発生特性の入射粒子依存性及び入射エネルギー依存性
- 2) 核データの整備に関する研究：高エネルギー中性子によるエネルギー依存の各種核反応断面積の測定、核破碎生成物の生成量の測定、高エネルギー加速粒子によるエネルギー依存の各種核反応断面積の測定
- 3) 高エネルギー中性子の輸送特性に関する研究：中間エネルギー領域を含む高エネルギー中性子の物質中の拡散・減速・透過・反射を含む輸送特性、物質中における中性子輸送特性の材料依存性
- 4) 高エネルギー中性子検出法の高度化に関する研究：高感度で高分解能を持つ高エネルギー中性子検出器の高度化、物質中の中性子エネルギースペクトル検出法の高度化

ADSR の炉物理特性に関しては、加速器中性子源と未臨界炉を組み合わせた実験的研究が未だに端緒についたばかりという状況であり、今後も着実に実験データを積み上げる必要がある。未臨界体系に関する知見は、原子力開発の黎明期に原子炉を開発する目的で未臨界体系を用いた実験的研究が盛んに行われたこともあり、かなりの知見が蓄積されてはいるものの、残念ながら未臨界炉は臨界炉を実現するために通らざるを得ない単なる一ステップであり、未臨界炉の利用は考えられていなかったことから、未臨界炉そのものに関する炉物理は未だに確立しているとは言い難い状況にある。ADSR の核特性は前述のごとく未臨界炉の核特性に左右されることから、未臨界炉そのものに関する炉物理を確立することが必要不可欠であり、古くて新しい課題になっている。既に述べたように未臨界炉の出力は、外部中性子源の強度と未臨界度で一意的に決定され

ると言っても過言ではないことから、臨界状態で利用する原子炉のように容易に出力を変更することができない。このことは、空間依存性が強く現れる未臨界炉の中性子束分布を測定することと一つをとっても容易ではないことを意味する。つまり、未臨界炉そのものの核特性を測定することは必ずしも生易しいものではない。未臨界度の測定も、近年の炉物理の発展によって種々の方法が編み出され、その精度は改善されつつあるが、未だに未臨界度が深い状態における測定精度は極めて悪いことが指摘されている。以上のことから、未臨界炉の核特性を実験的に把握し、未臨界炉の物理を確立するためには、これまでに十分な知見が蓄積されているものと考えられる臨界状態に近いところから、徐々に未臨界度の深い状態に向けて着実に実験的研究を積み上げ、実験データを蓄積することが重要と考えられる。上述した文部科学省の革新的原子力システム開発公募事業において、KURRI にエネルギー可変型の FFAG 陽子シンクロトロン加速器が導入され、FFAG と KUCA を結合した実験的研究を行うことが予定されていることは、ADSR の開発を進める上で朗報である。

ADSR の炉物理特性に関する今後の研究課題として、本研究で積み残したものも含まれるが、以下のような課題が考えられる。

- 1) ADSR の核特性の未臨界度依存性に関する研究：中性子束分布特性や中性子増倍特性あるいは出力特性などの未臨界炉の核特性、これら核特性の未臨界度依存性及びそれらの未臨界度調整法への依存性
- 2) 入射中性子スペクトルが ADSR の核特性に及ぼす効果：核特性の入射中性子スペクトル依存性、入射中性子スペクトルと未臨界炉固有の中性子スペクトルとのミスマッチングが核特性に及ぼす効果
- 3) 未臨界炉固有の中性子スペクトルが ADSR の核特性に及ぼす効果：核特性の未臨界炉固有の中性子スペクトル依存性、入射中性子スペクトルと未臨界炉固有の中性子スペクトルとのミスマッチングが核特性に及ぼす効果
- 4) 中性子ターゲット位置が ADSR の核特性に及ぼす効果：ターゲット位置が核特性に及ぼす効果、ターゲット位置依存性と発生中性子スペクトルとの関連性
- 5) ADSR 関連の炉物理実験手法の開発：中性子検出器の開発を含む中性子計測法の高度化、炉心内中性子スペクトル測定法の高度化、未臨界度測定法の高度化、中性子増倍率の絶対値測定法の開発、動特性測定手法の開発

ADSR の核設計及び実験解析に用いる核計算手法に関する研究については、これまでにも MCNPX などの核計算コードが開発されており、概念設計段階では極めて有力なツールとなっているが、現段階では詳細設計などに用いることができる状況にはない。核破碎中性子の発生過程を取り扱う計算コードは、幾つかの実験的研究を通じて同過程のモデル化が必ずしも十分ではないと指摘されており、核破碎反応のモデルを確立することが求められている。また、核データの精度が不十分な状況にあることが核計算結果に誤差を生じる原因となっていることが指摘されている。このことから精度の高い ADSR 核設計用の核データを整備することが急務となっている。さらに、ADSR の動特性に関する計算を行う際、核破碎反応過程で発生する中性子の時間的挙動を含め、いわゆる遅発中性子の時間的挙動を考慮することが必要となる。核分裂反応過程では遅

発中性子の発生は 1%以下となるのが常であるが、これら発生確率が小さい遅発中性子などを直接的にモンテカルロ法に基づく計算コードに取り込むことは、中性子ヒストリーを飛躍的に増大させない限り、困難である。つまり、例え並列計算法を利用したとしても計算時間の増大に繋がることを意味するので、何らかの工夫を凝らした新たな計算手法を開発することが必要である。また、未臨界度が浅くなれば、未臨界炉中で中性子の増倍が増え、中性子の減衰が少なくなるので、入射加速粒子のヒストリーナンバーを調整しない限り、通常の固定中性子源計算法では計算時間が膨大となるおそれがある。なお、実用原子炉の核設計については、各種の簡易型計算コードが開発され、有効に利用されていることを考慮すると、現在はモンテカルロ法に基づく核計算が ADSR の開発研究では主流となっているが、より簡便な計算コードを開発することも必要であろう。

ADSR の核設計及び実験解析に用いる核計算手法に関する今後の研究課題として、以下のようないわゆるものが考えられる。

- 1) 核設計及び実験解析用の精度の高い核データの整備に関する研究：高エネルギー領域から低エネルギー領域にわたる精度の高い実験データに基づく核データの評価とライブラリの作成、各種核反応モデルの精緻化、高エネルギー中性子および ADSR 模擬実験データなどに基づく核データの検証
- 2) 核破碎中性子の発生過程のモデル化に関する研究：核破碎反応における粒子発生機構の解明、核破碎生成物からの蒸発過程を始めとする計算モデルの高度化、核破碎反応で生じる中性子の時間構造の解明とモデル化
- 3) 動特性計算手法の開発に関する研究：遅発中性子の時間的挙動を取り扱うことができる核計算コードの開発
- 4) 簡易型 ADSR 用核設計コードの開発に関する研究：ADSR に適した適切な近似計算手法の開発、適度な精度を保ちながら短時間で簡便に ADSR の核特性が予想できる計算法の開発

以上、高エネルギー中性子に関する課題、ADSR の炉物理特性に関する課題、ADSR の核設計及び実験解析に用いる核計算手法に関する課題と 3 つに分けて今後の研究課題を抽出したが、ADSR に関する本格的な実験的研究は漸く端緒についたばかりという状況にあり、しかも 3 つの課題は相互に関連する部分が多いので、三位一体的に研究を推進することが重要であることを今一度指摘しておきたい。また、今後も実験的研究を遂行する中で、種々の問題に遭遇するものと考えられるが、着実に一つずつ問題を解決して一歩ずつ ADSR の実現に向けて歩を進めたいものである。

### 謝 辞

本研究は日本原子力研究所の原子力基礎研究推進制度に基づいて行われた。この場を借りて、貴重な研究の機会を与えていただいた日本原子力研究所の関係各位に深甚の謝意を表する次第である。

また、本研究の一部は大阪大学核物理研究センターの陽子サイクロトロン施設、放射線医学総合研究所の HIMAC 施設を利用していただいた。関係者の方々に、この場を借りて、心から謝意を表す。

さらに、本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金基盤研究(A)の一環として行われたものである。関係者の方々に謝意を表す。

高エネルギー中性子実験については、京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻の修士課程学生であった伊藤拓氏、森谷隆広氏の協力を得て行われた。また、東北大学大学院工学研究科の中村尚司教授(現東北大学名誉教授)、財団法人高輝度光科学研究センター(JASRI)の谷口真吾氏の助力を得た。ここに記して謝意を表す。

KUCA における ADSR 模擬実験については、京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻の修士課程学生であった池田沢慈氏、仲野真一氏、米田政夫氏、三好幸治氏、同専攻博士課程学生であった卞哲浩氏(現京都大学原子炉実験所助手)の協力を得て行われた。また、京都大学原子炉実験所の臨界集合体部員の支援を受けて行われた。さらに、一部は KUCA 共同利用研究に参加されていた名古屋大学大学院工学研究科原子核工学専攻の山根義宏教授、北村康則助手、同専攻の修士課程学生であった片岡宏樹氏、山内英人氏、同じく大阪大学大学院工学研究科原子力工学専攻の竹田敏一教授、北田孝典助手、同専攻の修士課程学生であった岡田琢己氏、同専攻の博士課程学生であった佐野忠史氏の協力を得て行われた。ここに記して謝意を表す。

ADSR の概念的核設計については、平成 11 年度後期～平成 12 年度前期の間、京都大学原子炉実験所核エネルギー基礎研究部門の客員助教授を務めた原子燃料工業株の山本章夫氏(現名古屋大学大学院工学研究科原子核工学専攻助教授)の協力を得て行われた。ここに記して謝意を表す。

## 参考文献

- 1) 代谷誠治：原子力研究整備委員会 共用加速器小委員会, 京都大学, 163 (1997).
- 2) 代谷誠治, 宇根崎博信, 京大炉将来計画小委員会: 日本原子力学会 1997 年秋の大会 (1997).
- 3) 代谷誠治: 原子核研究, 43, 27 (1998).
- 4) S. Shiroya and H. Unesaki : "Proc. 9th Int'l. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems ICENES'98, Tel-Aviv, Israel, June 28 - July 2, 1998" , 1, 289 (1998).
- 5) 代谷誠治: “第 5 章 加速器駆動原子力システム, 1. 概論”, 中性子科学, (財)日本原子力産業会議 原子力システム研究懇話会, 121 (1999).
- 6) C. D. Bowman, E. D. Arthur, P. W. Lawrence *et al.* : Nucl. Instr. & Method, A320, 336 (1992).
- 7) T. Takizuka *et al.* : "Proc. Int'l. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Tech. and Applications, Las Vegas", 64 (1994).
- 8) C. RUBBIA *et al.* : CERN/AT 95-44-ET, "Conceptual design of a fast neutron operated high-power Energy Amplifier" (1995).
- 9) 代谷誠治: 原子力誌, 40, 255 (1998).
- 10) KUCA 大学院実験テキスト, 改訂第 7-1 版, 京都大学原子炉実験所 (2002).
- 11) R. Soule : "Int'l. Conf. on the New Frontiers of Nucl. Technol. : Reactor Phys., Safety and High-Performance Computing, PHYSOR 2002, Oct. 7-10, 2002, Seoul, Korea", 12C-01 (2002).
- 12) 代谷誠治: 炉物理の研究, 48, 42 (1999).
- 13) H. G. Hughes, K. J. Adams, M. B. Chadwick, *et al.* : "Proc. Int'l. Conf. on Math. and Comp. Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications (M&C99)", 2, 939 (1999).
- 14) T. Mori, M. Nakagawa and M. Sasaki : J. Nucl. Sci. Technol., 29, 325 (1993).
- 15) S. Meigo *et al.* : "Proc. ICANS-XII, Oct. 11-14, PSI, Switzerland", 442 (1995).
- 16) H. Takada, N. Yoshizawa, K. Kosako, and K. Ishibashi : JAERI-Data/Code 98-005, "An Upgraded Version of the Nucleon Meson Transport Code, NMTC/JAERI97", (1998).
- 17) 木村逸郎, 森義治, 石橋健二, 代谷誠治, 森山裕丈, 平川直弘: 平成 10 年度 日本学術振興会未来開拓学術研究推進事業 準備研究報告書, “トリウム燃料サイクル及び加速器駆動未臨界炉基礎研究のための予備研究”, (1999).
- 18) J. P. Deffain, J. Bergeron, R. Lenain, and Y. Poitevin : "Proc. Int'l. Conf. on the Physics of Nuclear Science and Technol. (Physor98)", 2, 1341 (1998).
- 19) J. K. Dickens : ORNL-6462, Oak Ridge National Laboratory, "A Monte Carlo Based Computer Program to Determine a Scintillator Full Energy Response to Neutron Detection for E. Between 0.1 and 80 MeV: User's Manual and FORTRAN Program Listing" (1988).
- 20) J. K. Dickens : ORNL-6462, Oak Ridge National Laboratory, "A Monte Carlo Based Computer Program to Determine a Scintillator Full Energy Response to Neutron Detection for E. Between 0.1 and 80 MeV: Program Development and Comparisons of Program Predictions with Experimental Data" (1988).

- 21) R. A. Ceci1, B. D. Anderson and R. Madey : Nucl. Instr. & Meth., 161, 439 (1979).
- 22) 黒澤忠弘：博士学位論文，東北大学工学研究科量子エネルギー工学専攻 (2000).
- 23) 中尾徳晶：博士学位論文，東北大学工学研究科量子エネルギー工学専攻 (1998).
- 24) 高田真志：修士学位論文，東北大学工学研究科量子エネルギー工学専攻 (1995).
- 25) J. W. Watson *et al.* : Phys. Rev., C40-1, 22 (1989).
- 26) Y. Uwamino, T. S. Soewarsono, H. Sugita, Y. Uno, T. Nakamura, T. Shibata, M. Imamura and S. Shibata : Nucl. Instr. & Meth., A389, 463 (1997).
- 27) T. W. Armstrong : ORNL-4869, Oak Ridge National Laboratory, "SPAR a FORTRAN Program for computing Stopping Power and Ranges for Muons, Charged Pions, Protons, and Heavy Ions" (1973).
- 28) K. Shin, Y. Uwamino, and T. Hyodo : Nuc1. Techno1., 53, 78 (1981).
- 29) R. H. Johnson, and B. W. Wehring : ORNL/RSIC-40, Oak Ridge National Laboratory (1976).
- 30) R. E. Prael and H. Lichtenstein : Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-89-3014, "User Guide to LCS : the LAHET Code System" (1989).
- 31) J. F. Briesmeistered., : Los Alamos National Laboratory Report, LA-12625-M "MCNP -- a General Monte Carlo N-Particle Transport Code" (1997).
- 32) XTM-RN(U)97-012, "Los Alamos research note" (1997).
- 33) 佐々木道也：博士学位論文，東北大学工学研究科量子エネルギー工学専攻 (2002).
- 34) S. Ban *et al.* : Nucl. Sci. Eng., 115, 13 (1993).
- 35) T. Nunomiya *et al.* : Nucl. Instr. & Meth., 1, 89 (2001).
- 36) Jeffrey S. Bull *et al.* : "Proc. Forth Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE4), September 14-16, Knoxville, Tennessee, USA, T. A. Gabriel ed.", 201, (1998).
- 37) Y. Yamane, Y. Hirano, S. Shiroya, and K. Kobayashi : J. Nucl. Sci. Technol., 31, 640 (1994).
- 38) Y. Yamane, Y. Hirano, H. Yasui, K. Izima, S. Shiroya, and K. Kobayashi : J. Nucl. Sci. Technol., 32, 285, (1995).
- 39) S. Matsuura, S. Shiroya, H. Unesaki, T. Takeda, O. Aizawa, and K. Kanda : Annu. Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto Univ., 28, 1, (1995).
- 40) Y. Kitamura, M. Matoba, T. Misawa, H. Unesaki, and S. Shiroya : J. Nucl. Sci. Technol., 36, 653 (1999).
- 41) T. Iwasaki, T. Horiuchi, D. Fujiwara, H. Unesaki, S. Shiroya, M. Hayashi, H. Nakamura, T. Kitada, and N. Shinohara : Nucl. Sci. Eng., 136, 321 (2000).
- 42) H. Unesaki, T. Iwasaki, T. Kitada, A. Kohashi, D. Fujiwara, M. Kuroda, T. Kato, Y. Ikeuchi, and S. Shiroya : J. Nucl. Sci. Technol., 37, 627 (2000).
- 43) H. Unesaki, K. Kobayashi, and S. Shiroya : J. Nucl. Sci. Technol., 38, 370 (2001).
- 44) H. Unesaki, T. Iwasaki, T. Kitada, Y. Ikeuchi, and S. Shiroya : J. Nucl. Sci. Technol., 38, 600, (2001).
- 45) 代谷誠治, 森義治, 石橋健二 : 平成 11 年度 日本学術振興会 未来開拓学術研究推進事業 準備研究報告書, "トリウム燃料サイクル及び加速器駆動未臨界炉基礎研究のための予備研究" (2000).
- 46) T. Misawa, K. Kobayashi, C. Ichihara, H. Unesaki and S. Shiroya : "Int'l. Conf. on the New Frontiers

of Nucl. Technol.: Reactor Phys., Safety and High-Performance Computing, PHYSOR 2002, Oct. 7-10, 2002, Seoul, Korea”, 9C-28 (2002).

- 47) C. Mori, A. Uritani, H. Miyahara, T. Iguchi, S. Shiroya, K. Kobayashi, E. Takada, R. F. Fleming, Y. K. Dewaraja, D. Stuenkel, and G. F. Knoll : Nucl. Instr. & Meth, A422, 129 (1999).
- 48) K. Shibata et al. : JAERI 1319, “Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version-3” (1990).
- 49) C. Mori, T. Osada, K. Yanagida, T. Aoyama, A. Uritani, H. Miyahara, Y. Yamane, K. Kobayashi, C. Ichihara, and S. Shiroya : J. Nucl. Sci. Technol., 31, 248 (1994).
- 50) H. Unesaki, S. Shiroya, K. Hashimoto, T. Horiguchi, T. Takeda, T. Yamamoto, T. Kitada, O. Aizawa, and J. Yamamoto : Reactor Dosimetry: Radiation Metrology and Assessment, ASTM STP-1398, 667 (2001).
- 51) C. H. Pyeon, T. Misawa, S. Shiroya, and Y. Yamane : Ann. Nucl. Energy, 28, 1625 (2001).
- 52) Y. Yamane, A. Inoue, and S. Shiroya : Atomkernenergie Kerntechnik, 57, 368 (1992).
- 53) 代谷誠治 : 原子核研究, 44, 33 (2000).

## Captions of Figures and Tables

Table 1	Neutron attenuation behavior (a) Attenuation through the iron and concrete shield (b) Comparison of neutron attenuation distance among the other experimental results
Table 2	Comparison among the measured and calculated subcriticality
Table 3	Comparison between the subcriticality measured by the rod drop method using the fission chamber (FC) employed as the start up channel of the KUCA and that measured by the extrapolated area ratio method using the LiF fiber detector (LiF)
Table 4	Comparison among relative neutron flux ratios of thermal (<1eV) and epithermal (1eV–100keV) neutrons to fast (>100keV) neutrons at various core positions (refer to Fig. 10) obtained through both the fixed source calculation for 500MeV proton beam of 1mA incident on the metal target and the eigenvalue calculation
Table 5	Difference between calculated thermal power of ADSR in accordance with the method of subcriticality adjustment; by adjusting concentration of $^{235}\text{U}$ in the core region and by adjusting insertion stroke of control rods (CRs)

Fig.1	Experimental arrangement to measure the response function of NE213 detector
Fig.2	Response function for 20~32 MeV neutrons
Fig.3	Response function for 32~50 MeV neutrons
Fig.4	Response function for 50~80 MeV neutrons
Fig.5	Response function for 80~130 MeV neutrons
Fig.6	Response function for 130~250 MeV neutrons
Fig.7	Response function for 250~800 MeV neutrons
Fig.8	Response function for 250 MeV neutrons
Fig.9	Experimental arrangement for the transmission of 150 MeV neutrons through in PCNP Iron Shield
Fig.10	Energy spectrum of 150 MeV neutron source in RCNP
Fig.11	Measured light output by protons
Fig.12	Calculated neutron spectrum behind the iron shield for the 150 MeV neutron transmission
Fig.13	Comparison between the measured and calculated height output for 150 MeV neutrons transmitted through the 60cm thick ion shield
Fig.14	Experimental arrangement for the transmission of 250 MeV neutrons through concrete shield in RCNP
Fig.15	Comparison between measured and calculated neutron spectra for the 250 MeV neutron transmission through the concrete shield
Fig.16	Experimental arrangement for the transmission of high energy neutrons through the iron and concrete shield at HIMAC
Fig.17	Model of calculation employed for the analysis of neutron transmission through iron and concrete shield at HIMAC
Fig.18	Comparison between measured and calculated neutron spectra for the neutron transmission through iron shield with various thickness
Fig.19	Comparison between measured and calculated neutron spectra for the neutron transmission through concrete shield with various thickness
Fig.20	Neutron attenuation properties through the iron and concrete shield
Fig.21	Image of KUCA assembly employed for the ADSR experiment

Fig.22	Example of core configuration employed for the ADSR experiment at KUCA
Fig.23	Detection system employed in the KUCA ADSR experiment
Fig.24	Measured 14MeV neutron flux distribution along the horizontal axis perpendicular against to the deuteron beam in front of the tritium target by using the ThO <sub>2</sub> fiber detector
Fig.25	Image of simultaneous measurement for the neutron flux distribution along the x-, y-, z-axes using the LiF fiber detector driven by the fiber driving mechanism in the KUCA assembly for the ADSR simulation experiment
Fig.26	Measured neutron flux distribution along the x-, y-, z-axes by using the LiF fiber detector in the KUCA ADSR experiment
Fig.27	Comparison between measured and calculated <sup>6</sup> Li reaction rate along the z-axis under the subcriticality state of -0.41%Δk/k
Fig.28	Comparison between the experimental value of neutron multiplication factor $M$ and calculated $M$ . Note that the experimental value of $M$ and the calculated $M$ is normalized to the value obtained on the basis of one point reactor theory at the subcriticality state of approximately  1%Δk/k .
Fig.29	Example of measurement of prompt neutron decay constant $\alpha$ by using the fiber detector and the multi channel scaler unit.
Fig.30	Comparison between the measured and calculated prompt neutron decay constants
Fig.31	Horizontal cross section of the ADSR core employed in the conceptual neutronics design study
Fig.32	Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the fixed source calculation ( $k_{eff} = 0.980$ , $E_p = 500$ MeV, 1mA, DU target) Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31
Fig.33	Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the fixed source calculation ( $k_{eff} = 0.980$ , $E_p = 500$ MeV, 1mA, Pb target) Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31
Fig.34	Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the fixed source calculation ( $k_{eff} = 0.980$ , $E_p = 500$ MeV, 1mA, W target) Legends in this figure indicate core positions shown in Fig.31

Fig.35	Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the eigenvalue calculation ( $k_{eff} = 0.9985$ , 5 MW, W target) Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31
Fig.36	Thermal power of ADSR investigated in the present study under different conditions in the proton energy accelerated, the target material, and the multiplication factor of subcritical system under the assumption that the proton beam current is 1 mA
Fig.37	Relative thermal power of individual fuel plate in the ADSR investigated. Note here that [-2,0], [-1,0], [0,0], [1,0], [2,0] stands for the position of core element shown in Fig. 31
Fig.38	Time behavior of fast neutrons (1 eV~20 MeV) and thermal neutrons (<1 eV) after the pulse injection of 500MeV protons into the W target under the condition that the $k_{eff}$ of ADSR is maintained at 0.98
Fig.39	Evolution of neutron spectrum at the fuel position [1, 0] (refer to Fig. 31) after the pulse injection of 500MeV protons into the W target under the condition that the $k_{eff}$ of ADSR is maintained at 0.98. Note here that the legends show elapsed time in $\mu$ s after proton injection.
Fig.40	Evolution of neutron spectrum at the fuel position [1, 0] (refer to Fig. 31) after the pulse injection of 14MeV neutrons from the center of the W target under the condition that the $k_{eff}$ of ADSR is maintained at 0.98. Note here that the legends show elapsed time in $\mu$ s after neutron injection

Table 1 Neutron attenuation behavior

(a) Attenuation through the iron and concrete shield									
Material of shield	Energy range (MeV)	Thickness (cm)	Neutron flux behind the shield			Fitting range (cm)	Neutron attenuation distance (g·cm <sup>-2</sup> )	Calculation C/E	
			Experiment	Calculation	C/E				
Iron	20~800	20	9.964	5.810	0.583	20~100	163.3	1.01	
		40	3.248	2.501	0.770				
		60	1.351	1.198	0.887	100~200	165.2		
		80	0.4968	0.3726	0.750				
Concrete	20~800	100	0.2214	0.1339	0.605	100~200	115.4	0.94	
		50	6.333	5.290	0.835				
		100	1.697	2.114	1.25				
		200	0.2706	0.3011	1.11				
Concrete	300	300	0.1464	0.06470	0.442	100~200	122.5	115.4	
		400	0.03462	0.01169	0.338				
		500	0.01169	0.00583	0.338				
		600	0.00583	0.00290	0.338				

(b) Comparison of neutron attenuation distance among the other experimental results								
Material of shield	Facility	Kind of Detector	Accelerated particle and energy	Measured direction	Mean neutron energy (MeV)	Neutron attenuation distance (g·cm <sup>-2</sup> )	Remarks	
Iron	HIMAC	10"×10"NE213	C 400MeV/u	0°	247	163.3	Present work	
	HIMAC	5"×5"NE213	C 400MeV/u	0°	247	160.5		
	HIMAC	Bi	C 400MeV/u	0°	247	146.7		
	ISIS	C	p 800MeV	0°	62	161		
Concrete	LANSE	Cherenkov	p 800MeV	90°	62	148	Present work	
	HIMAC	10"×10"NE213	C 400MeV/u	0°	247	122.5		
	HIMAC	5"×5"NE213	C 400MeV/u	0°	247	124.4		
	HIMAC	Bi	C 400MeV/u	0°	247	99.5		
Concrete	KEK	C, Al	p 500MeV	0°	161	123	Present work	
	ISIS	C	p 800MeV	90°	61	125		

Table 2 Comparison among the measured and calculated subcriticality

ID No.	Subcriticality $\rho$ [%Δk/k]			
	Measured $\rho$	Calculated $\rho$		
		Case-1	Case-2	Case-3
1	-0.41	+0.9	-0.4	+0.6
2	-1.10	+0.2	-1.1	-0.3
3	-2.27	-1.0	-2.3	-1.7
4	-4.03	-2.1	-3.5	-2.9

Case-1 : MVP calculation based on JENDL-3.2 without any adjustment of  $^{235}\text{U}$  atomic number density

Case-2 : MVP calculation based on JENDL-3.2 with the adjustment of  $^{235}\text{U}$  atomic number density; reduced by 6.5% in order to attain agreement in subcriticality for ID No. 2

Case-3 : MVP calculation based on JENDL-3.3 without any adjustment of  $^{235}\text{U}$  atomic number density

Table 3 Comparison between the subcriticality measured by the rod drop method using the fission chamber (FC) employed as the start up channel of the KUCA and that measured by the extrapolated area ratio method using the LiF fiber detector (LiF)

Case No.	Rod drop method (FC) [%Δk/k]	Extrapolated area ratio method (LiF) [%Δk/k]	Difference [%] {(FC)-(LiF)}/(FC)
1	-0.76 <sub>4</sub>	-0.76 <sub>0</sub>	+0.5 <sub>2</sub>
2	-1.07 <sub>8</sub>	-1.10 <sub>4</sub>	-2.4 <sub>1</sub>

Table 4 Comparison among relative neutron flux ratios of thermal (<1eV) and epithermal (1eV–100keV) neutrons to fast (>100keV) neutrons at various core positions (refer to Fig. 10) obtained through both the fixed source calculation for 500MeV proton beam of 1mA incident on the metal target and the eigenvalue calculation

Calculation type		Fixed source				Eigenvalue	
Target material		W		Pb	DU	W	
$k_{eff}$		0.98	0.95	0.90	0.98	0.98	1.00
Position	Neutron energy range						
Target [0, 0]	Fast	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Epithermal	0.40	0.35	0.28	0.64	0.45	0.52
	Thermal	0.05	0.04	0.03	0.63	0.18	0.07
Fuel [1, 0]	Fast	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Epithermal	0.75	0.76	0.76	0.72	0.75	0.75
	Thermal	0.51	0.54	0.60	0.72	0.61	0.49
Fuel [2, 0]	Fast	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Epithermal	0.75	0.75	0.76	0.76	0.76	0.74
	Thermal	0.55	0.59	0.69	0.71	0.65	0.51
Reflector [3, 0]	Fast	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Epithermal	1.15	1.16	1.15	1.17	1.17	1.14
	Thermal	1.20	1.24	1.36	1.39	1.32	1.11
Irradiation port [3, -2]	Fast	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Epithermal	1.47	1.45	1.43	1.48	1.48	1.46
	Thermal	5.85	5.88	6.04	6.33	6.15	5.77

Table 5 Difference between calculated thermal power of ADSR in accordance with the method of subcriticality adjustment; by adjusting concentration of  $^{235}\text{U}$  in the core region and by adjusting insertion stroke of control rods (CRs)

$k_{eff}$	Method of subcriticality adjustment			Difference [%] $\{(2)-(1)\}/(2)$
	Insertion stroke of CRs		$^{235}\text{U}$ concentration	
	Status of CRs	Power (1) [MW]	Power (2) [MW]	
0.995	Full withdrawal	12.38	14.37	14
0.952	Half insertion	5.77	7.56	34
0.894	Full insertion	3.55	3.75	5

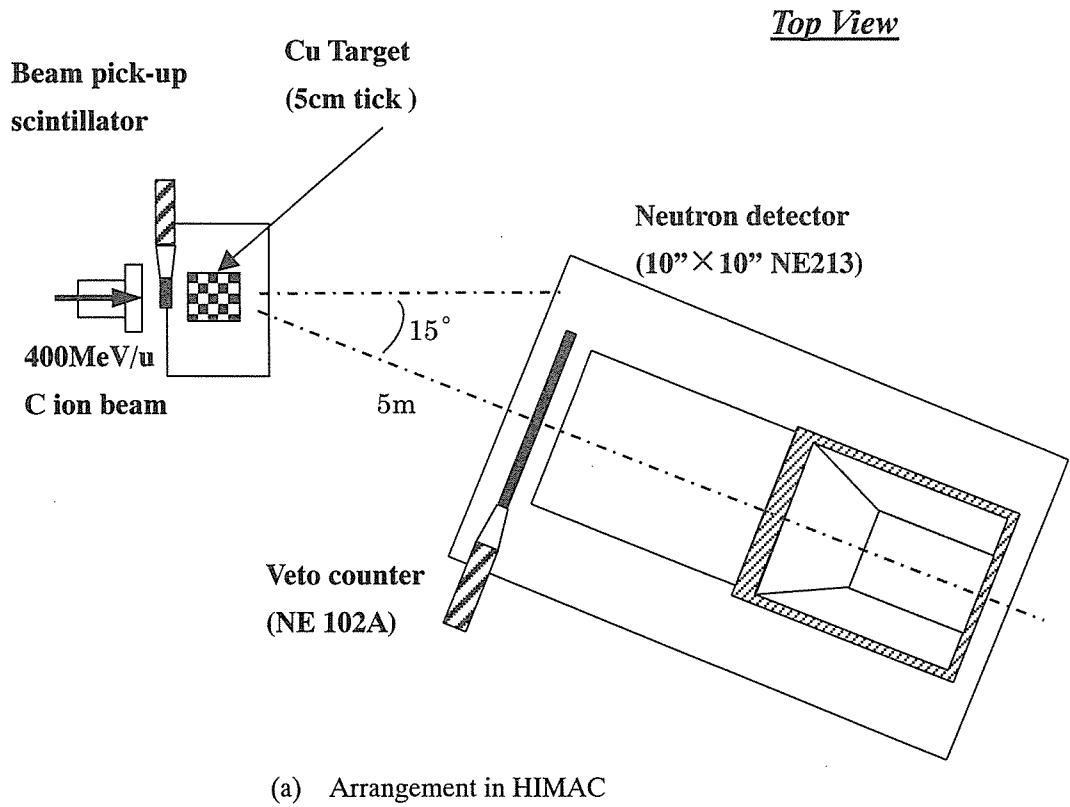
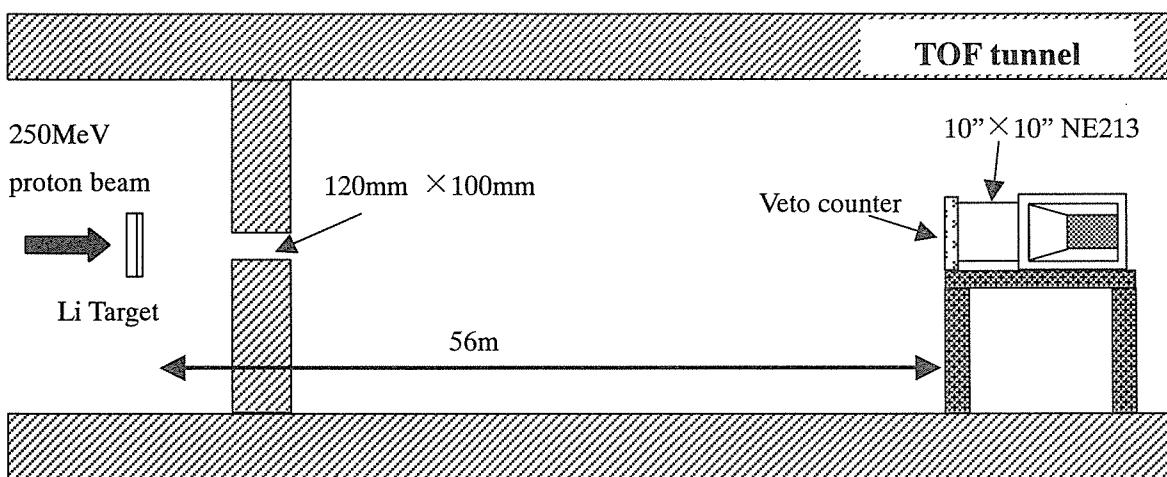
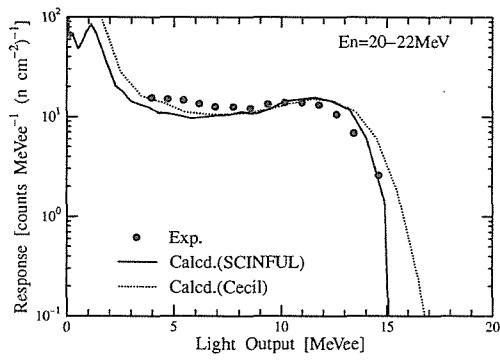
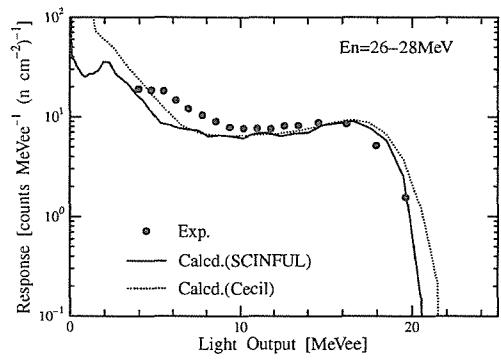
**Side View**

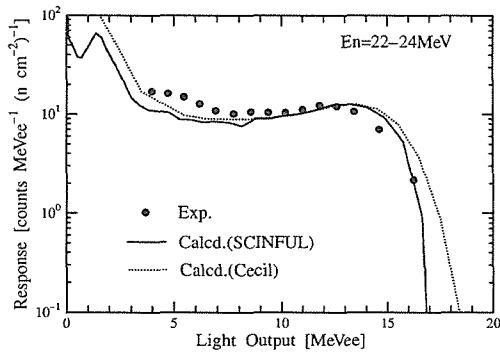
Fig.1 Experimental arrangement to measure the response function of NE213 detector



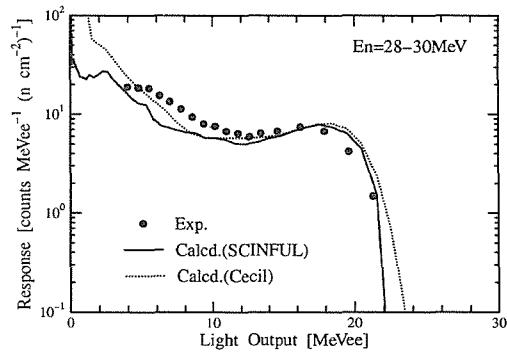
Response function for 20~22MeV neutrons



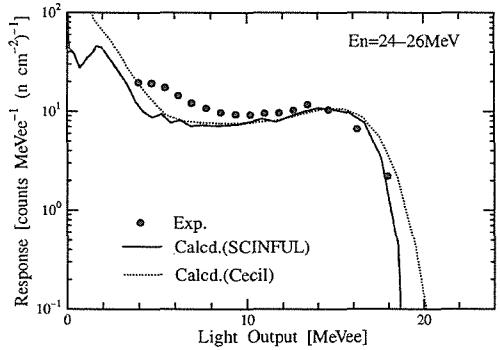
Response function for 26~28MeV neutrons



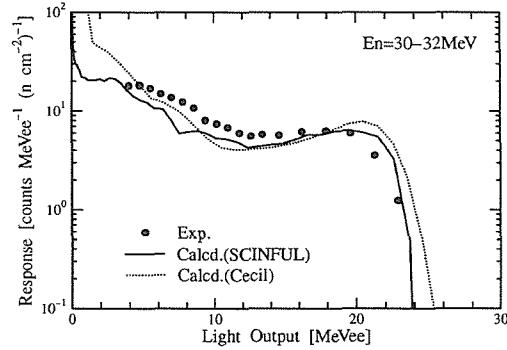
Response function for 22~24MeV neutrons



Response function for 28~30MeV neutrons

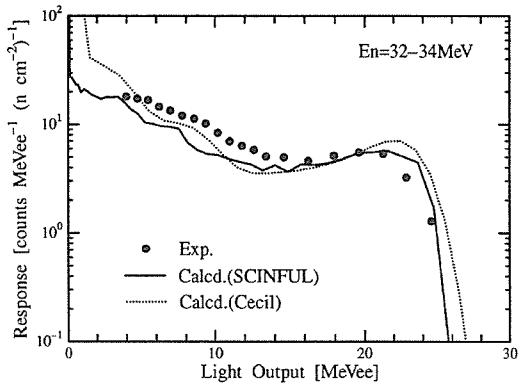


Response function for 24~26MeV neutrons

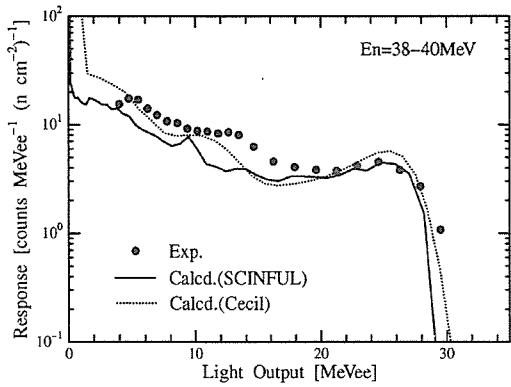


Response function for 30~32MeV neutrons

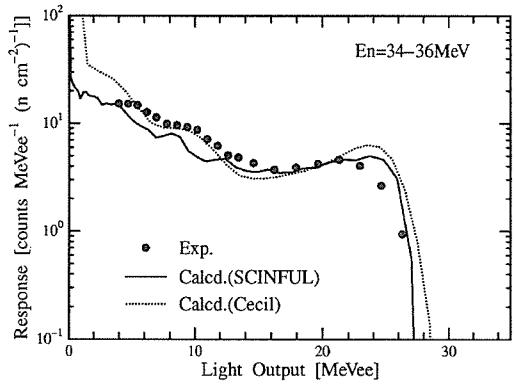
Fig. 2 Response function for 20~32MeV neutrons



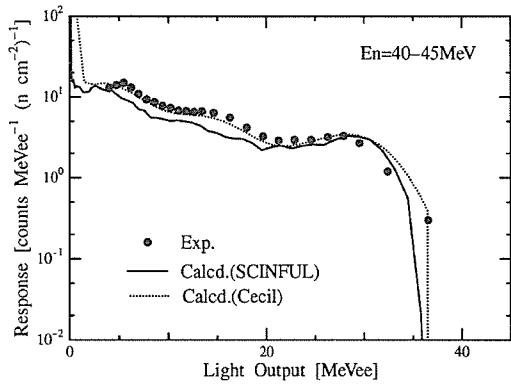
Response function for 32~34 MeV neutrons



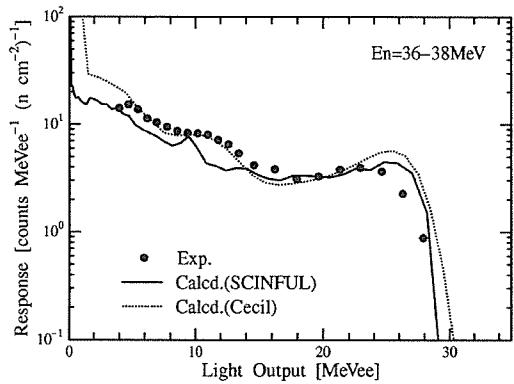
Response function for 38~40 MeV neutrons



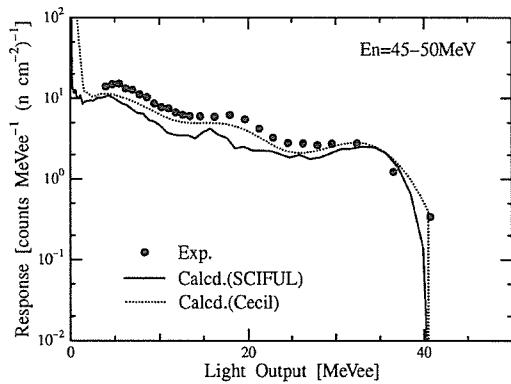
Response function for 34~36 MeV neutrons



Response function for 40~45 MeV neutrons

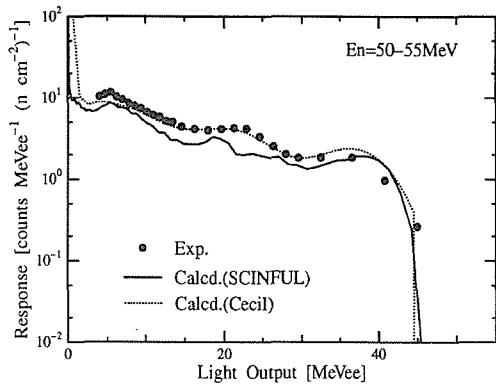


Response function for 36~38 MeV neutrons

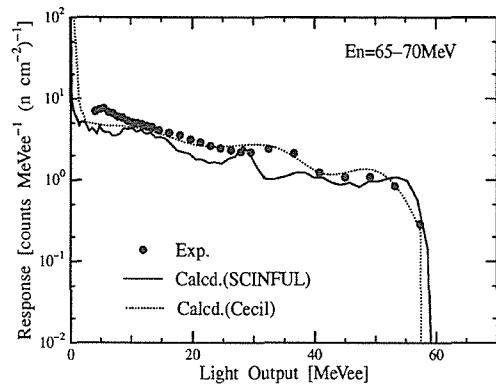


Response function for 45~50 MeV neutrons

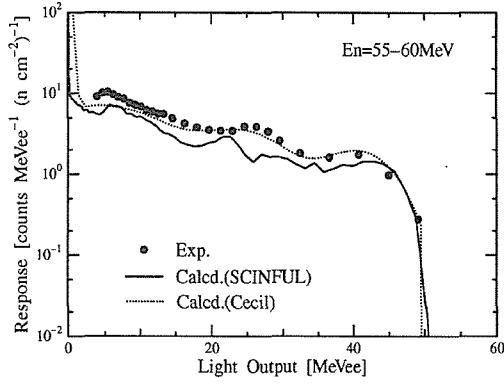
Fig.3 Response function for 32~50 MeV neutrons



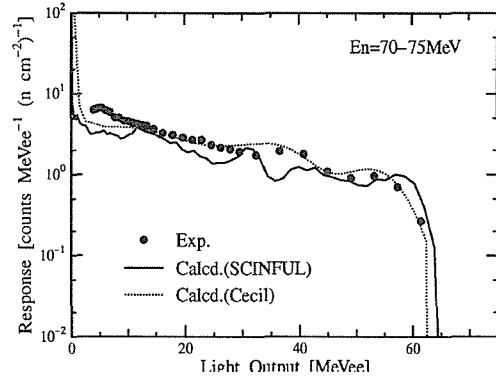
Response function for 50~55MeV neutrons



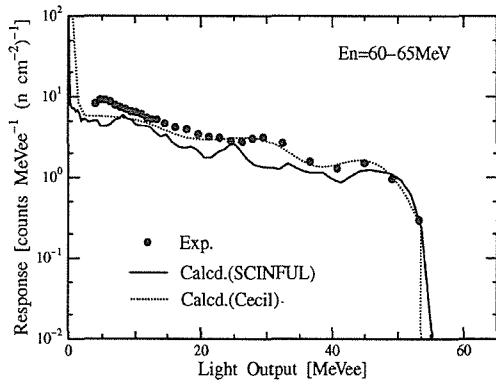
Response function for 65~70MeV neutrons



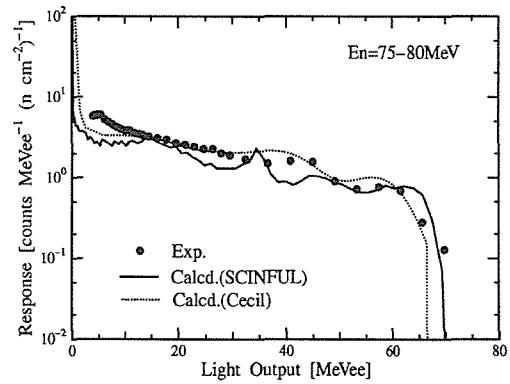
Response function for 55~60MeV neutrons



Response function for 70~75MeV neutrons



Response function for 60~65MeV neutrons



Response function for 75~80MeV neutrons

Fig. 4 Response function for 50~80MeV neutrons

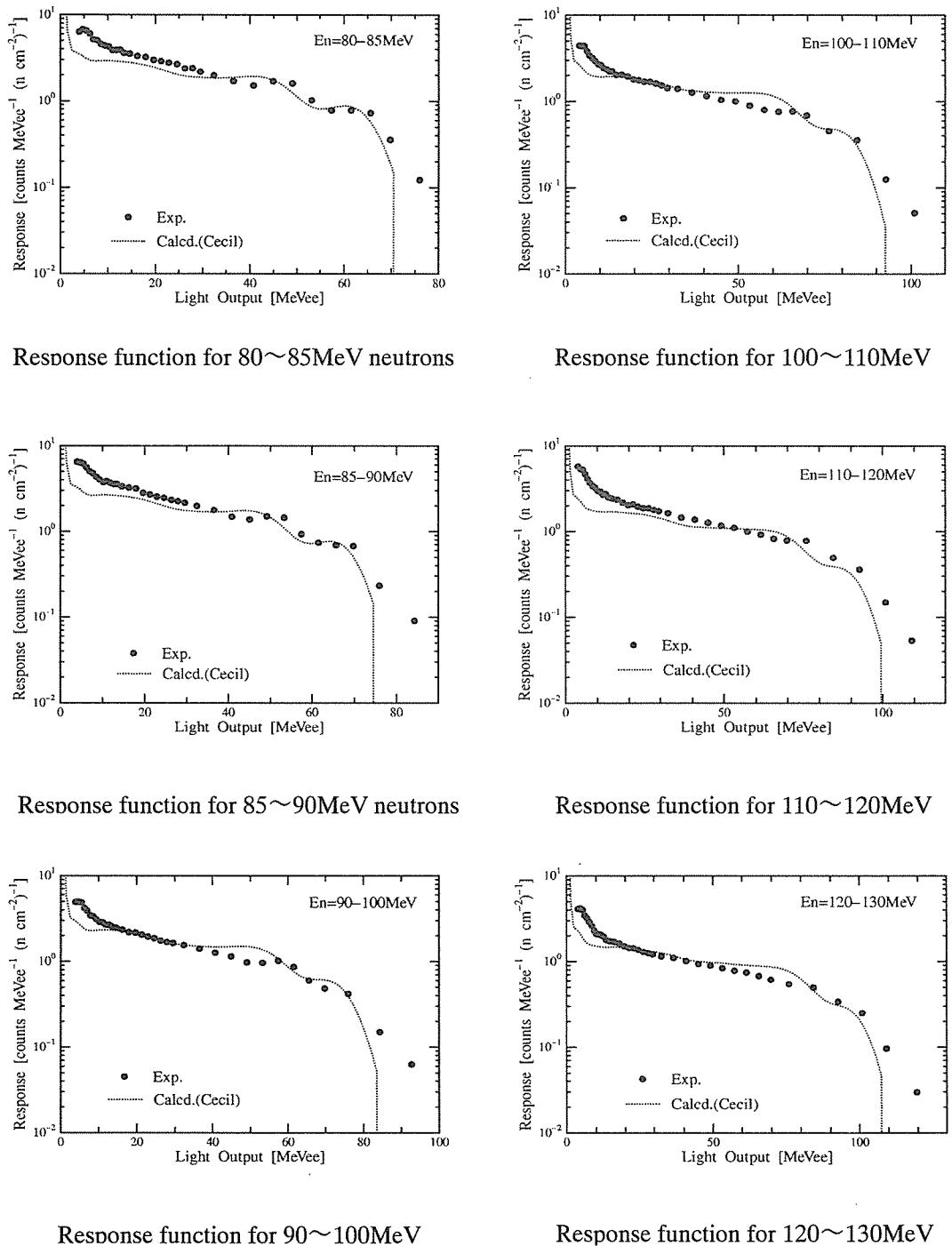
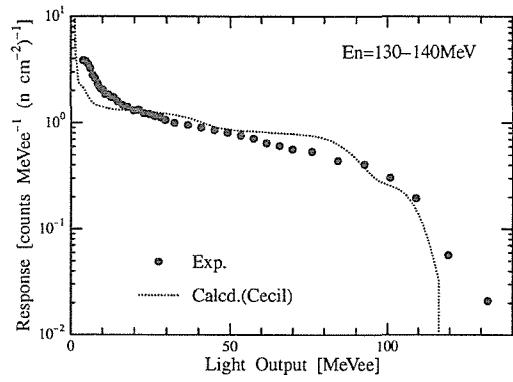
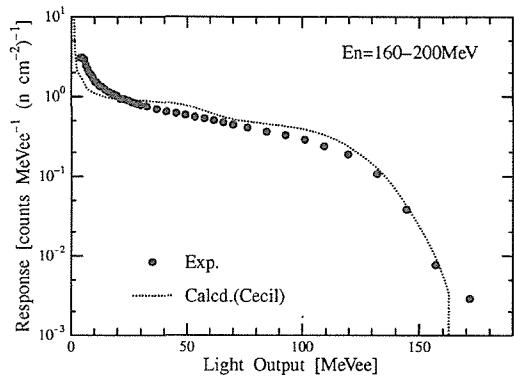


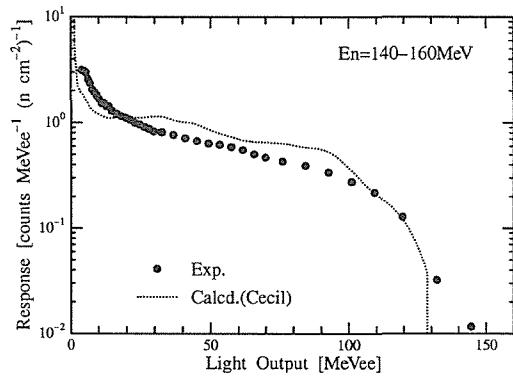
Fig.5 Response function for 80~130MeV neutrons



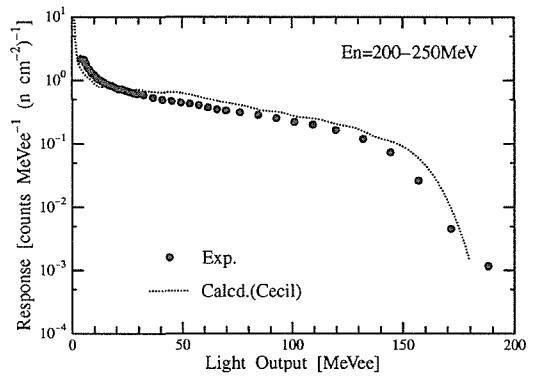
Response function for 130~140MeV



Response function for 160~200MeV

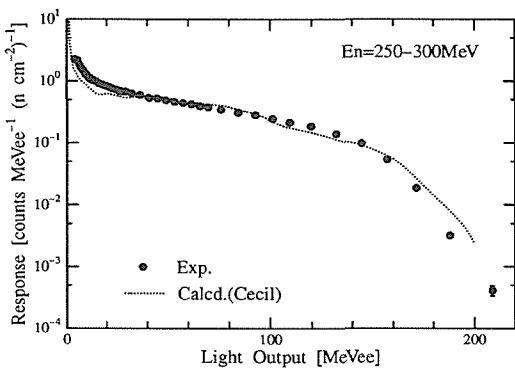


Response function for 140~160MeV

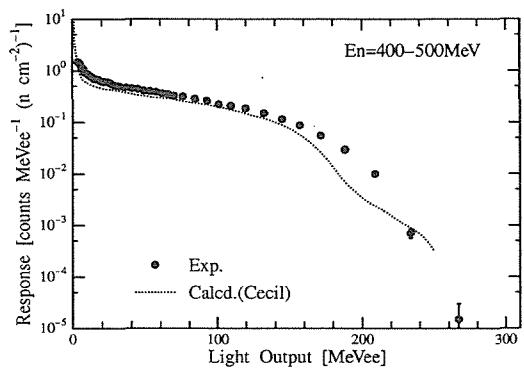


Response function for 200~250MeV

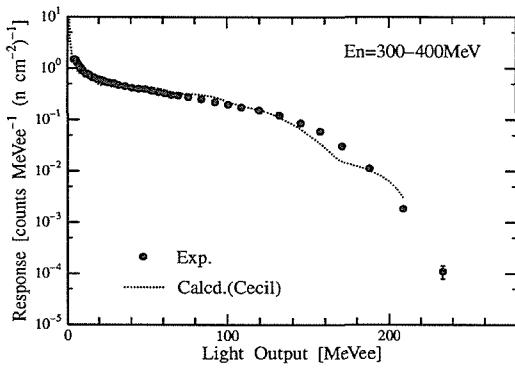
Fig.6 Response function for 130~250MeV neutrons



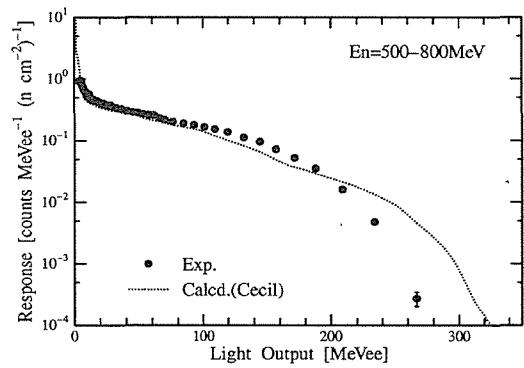
Response function for 250~300MeV



Response function for 400~500MeV



Response function for 300~400MeV



Response function for 500~800MeV

Fig.7 Response function for 250~800MeV neutrons

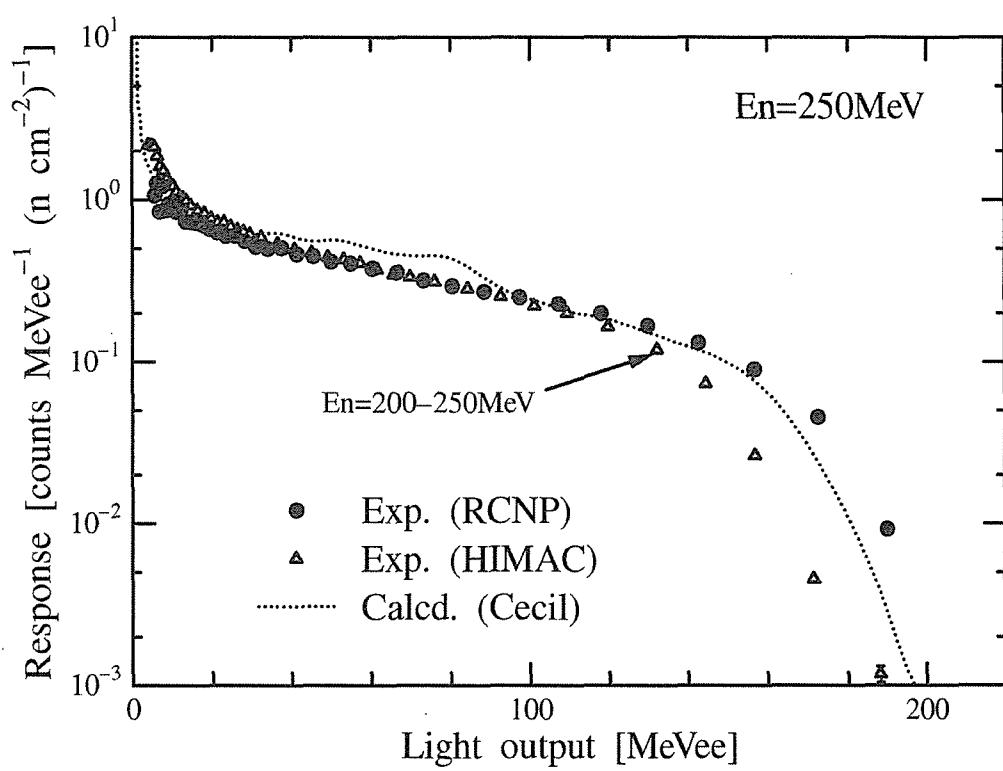


Fig.8 Response function for 250MeV neutrons

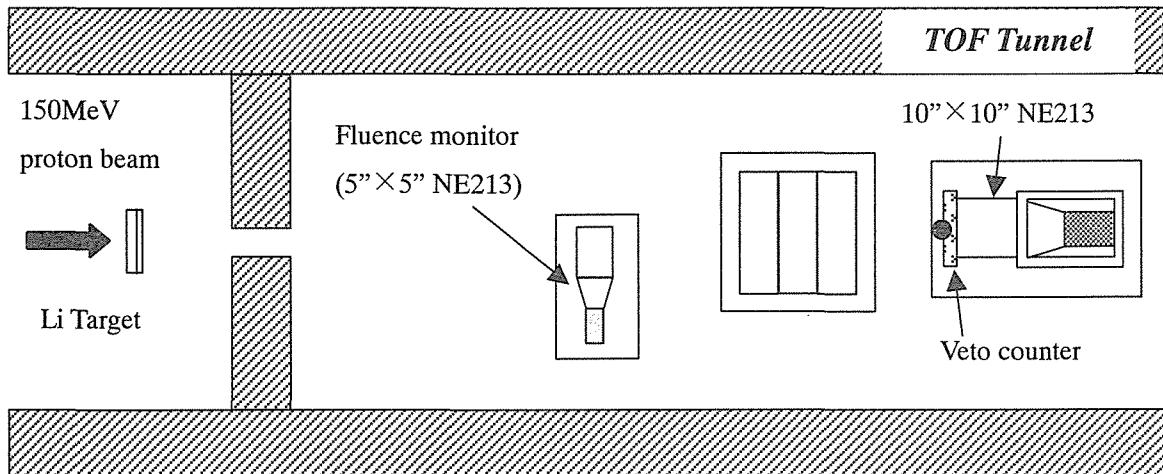
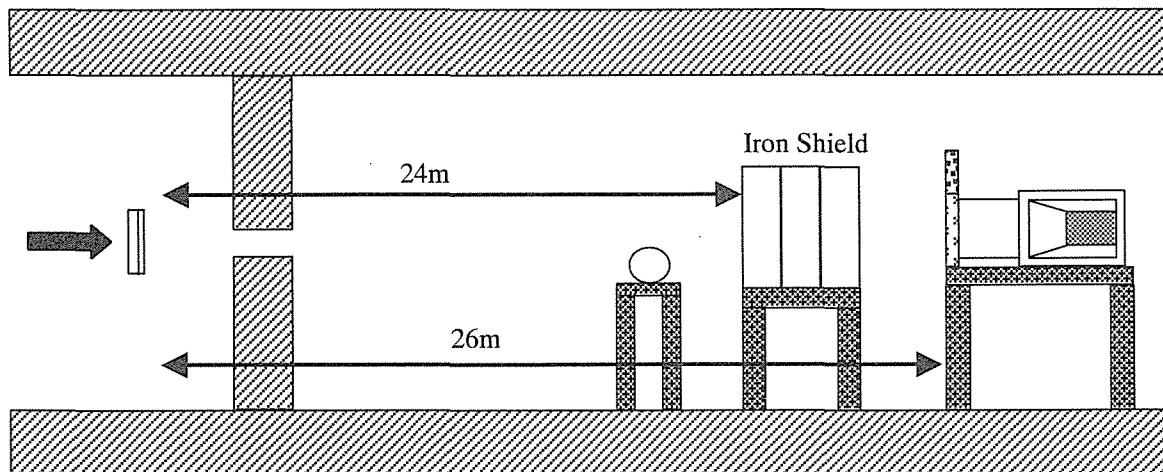
Top ViewSide View

Fig. 9 Experimental arrangement for the transmission of 150 MeV neutrons through in PCNP Iron Shield

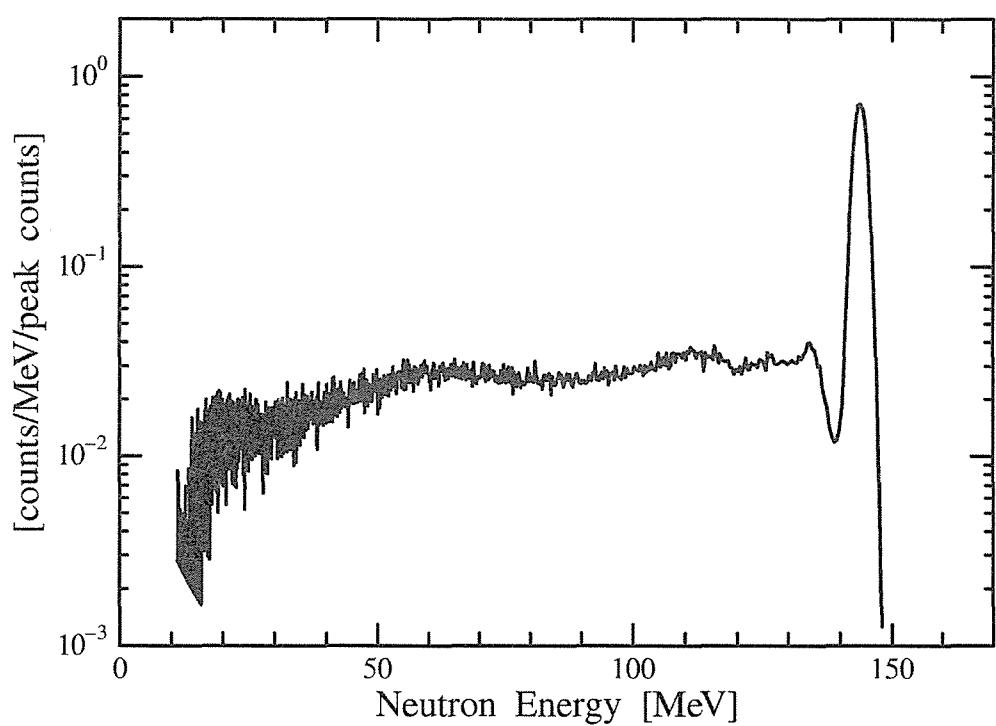


Fig. 10 Energy spectrum of 150 MeV neutron source in RCNP

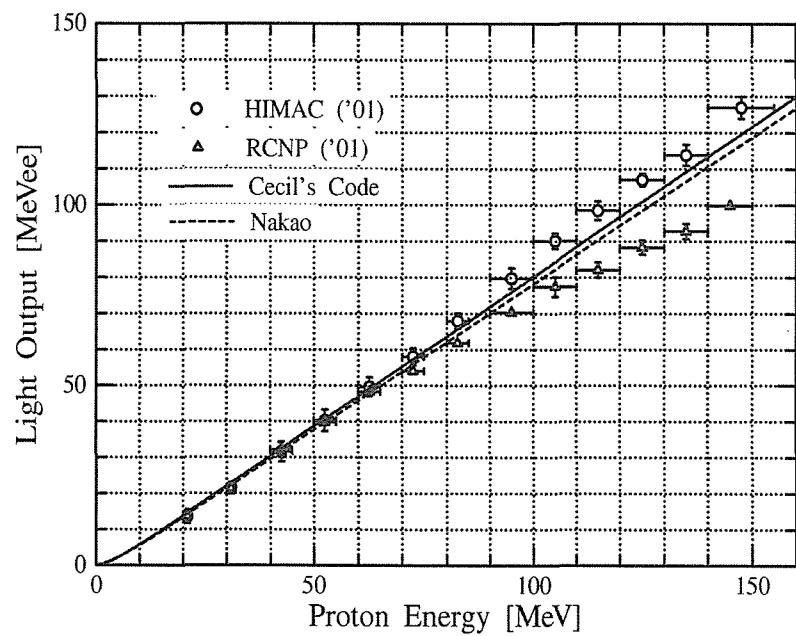


Fig.11 Measured light output by protons

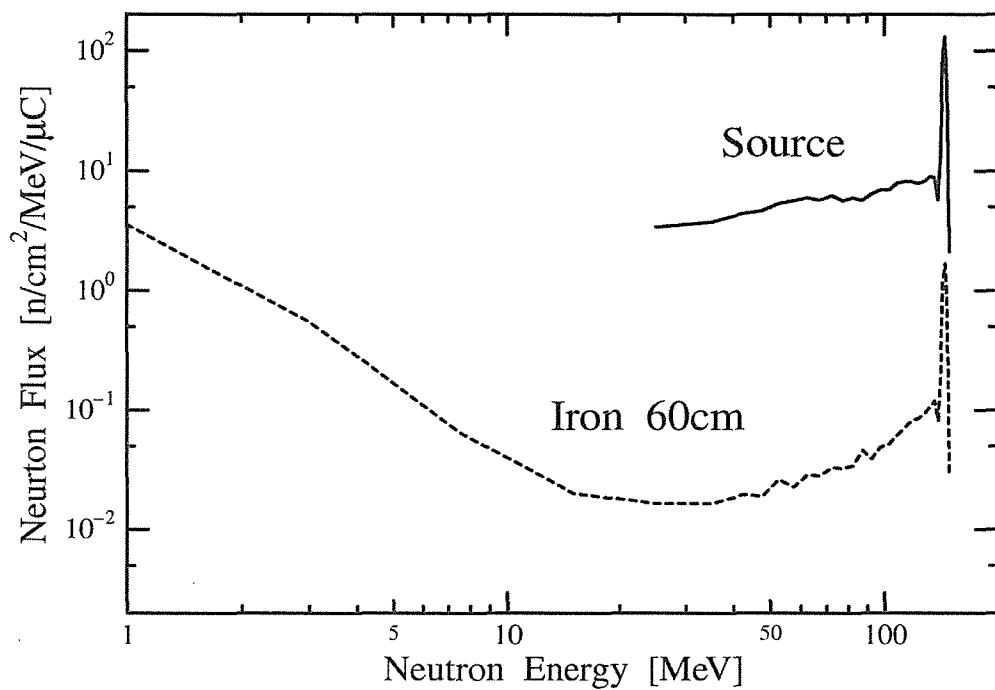


Fig.12 Calculated neutron spectrum behind the iron shield for the 150 MeV neutron transmission

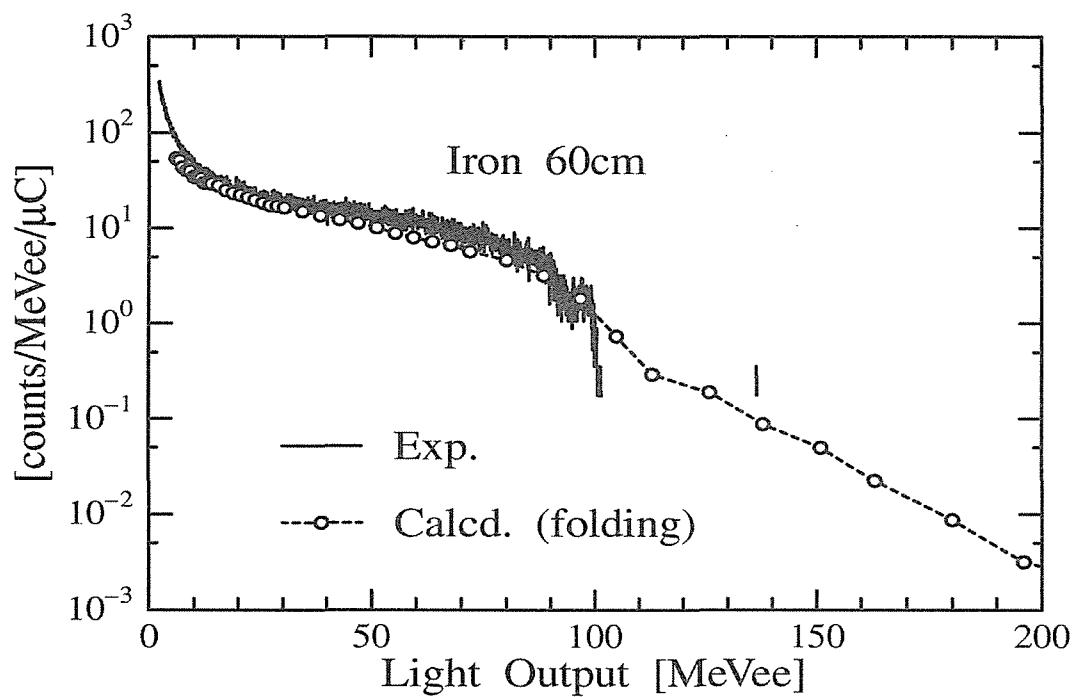


Fig.13 Comparison between the measured and calculated height output for 150 MeV neutrons transmitted through the 60cm thick ion shield

Side View

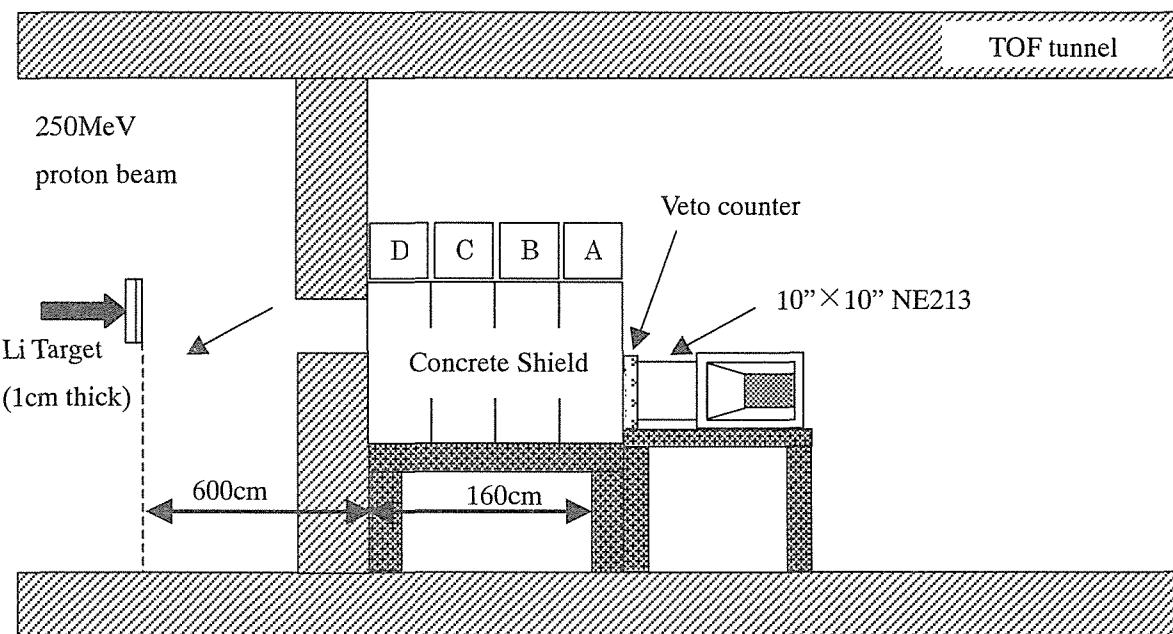


Fig. 14 Experimental arrangement for the transmission of 250 MeV neutrons through concrete shield in RCNP

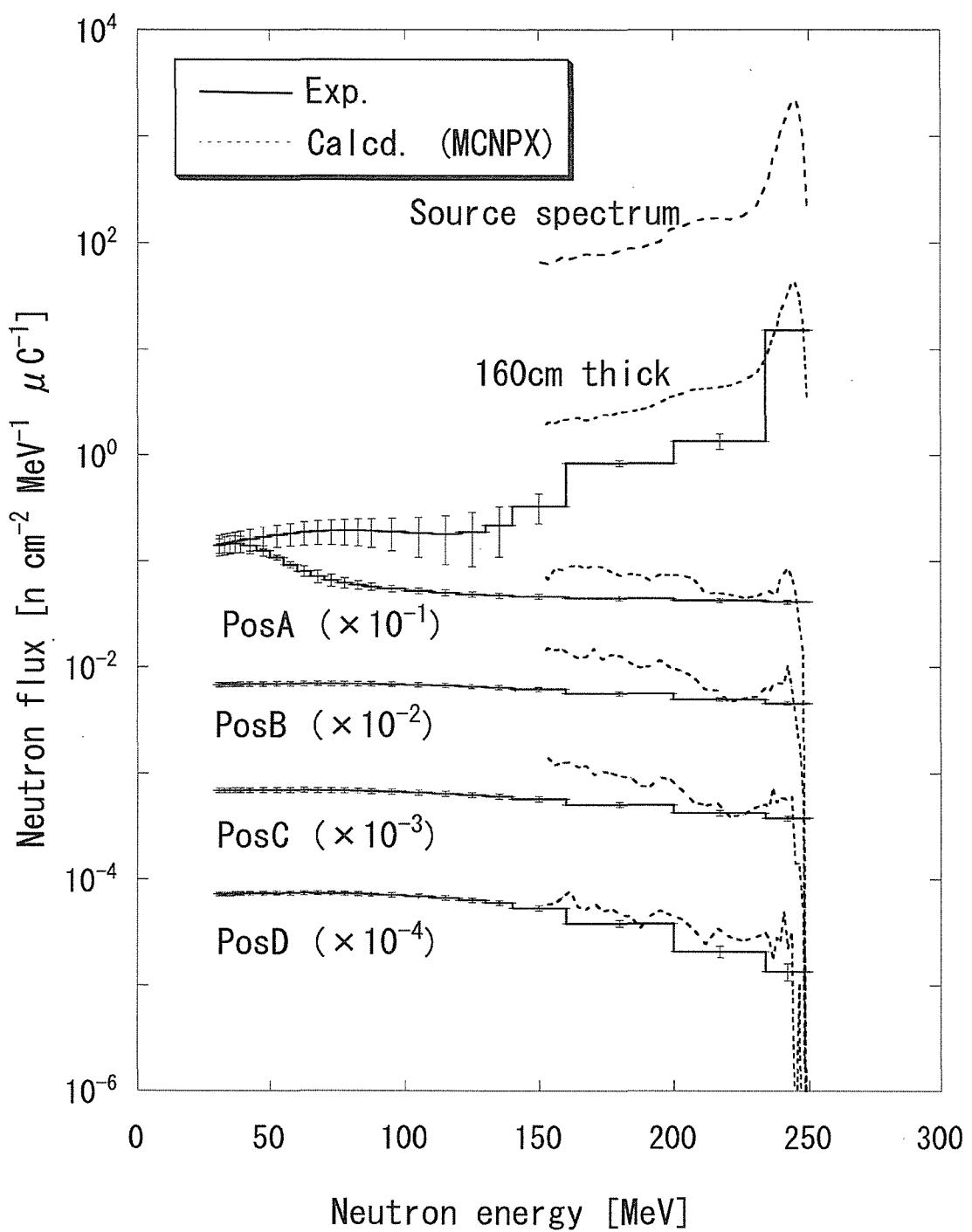


Fig. 15 Comparison between measured and calculated neutron spectra for the 250 MeV neutron transmission through the concrete shield

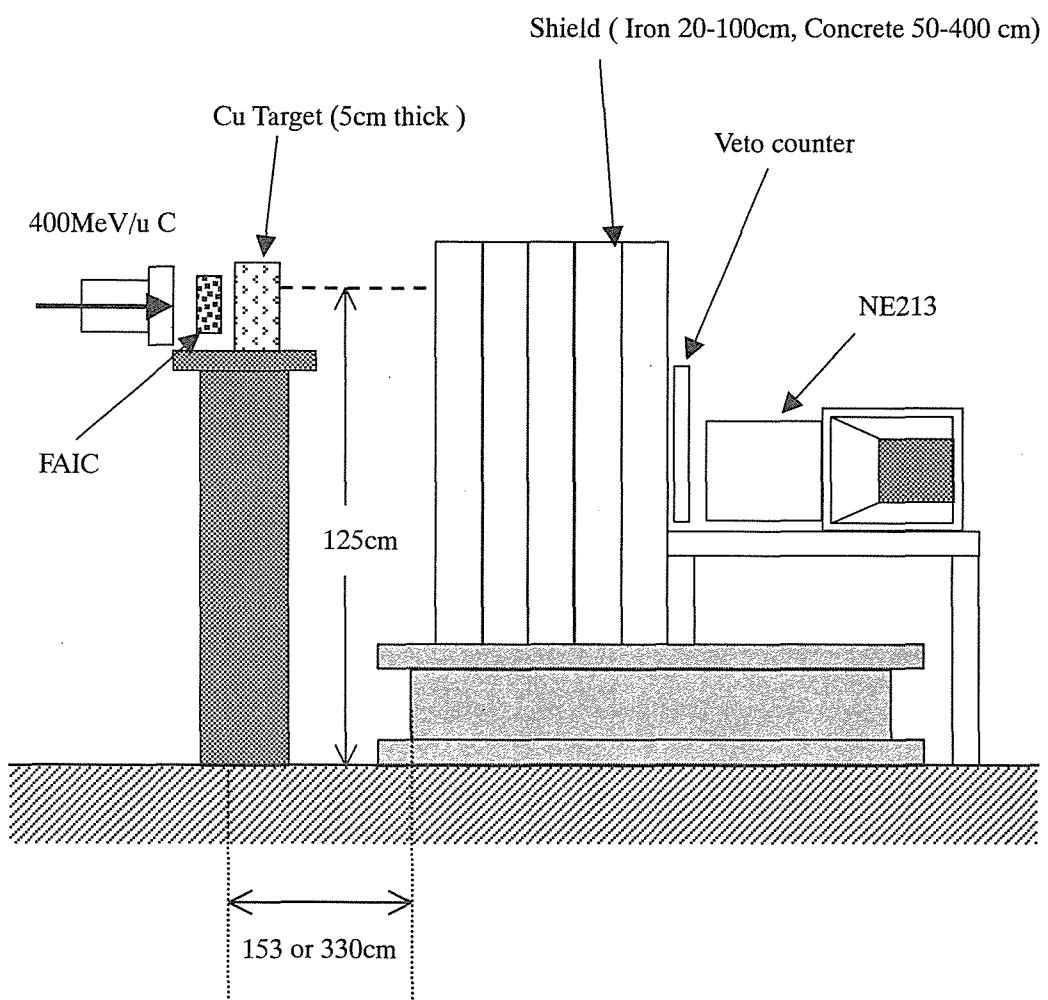


Fig. 16 Experimental arrangement for the transmission of high energy neutrons through the iron and concrete shield at HIMAC

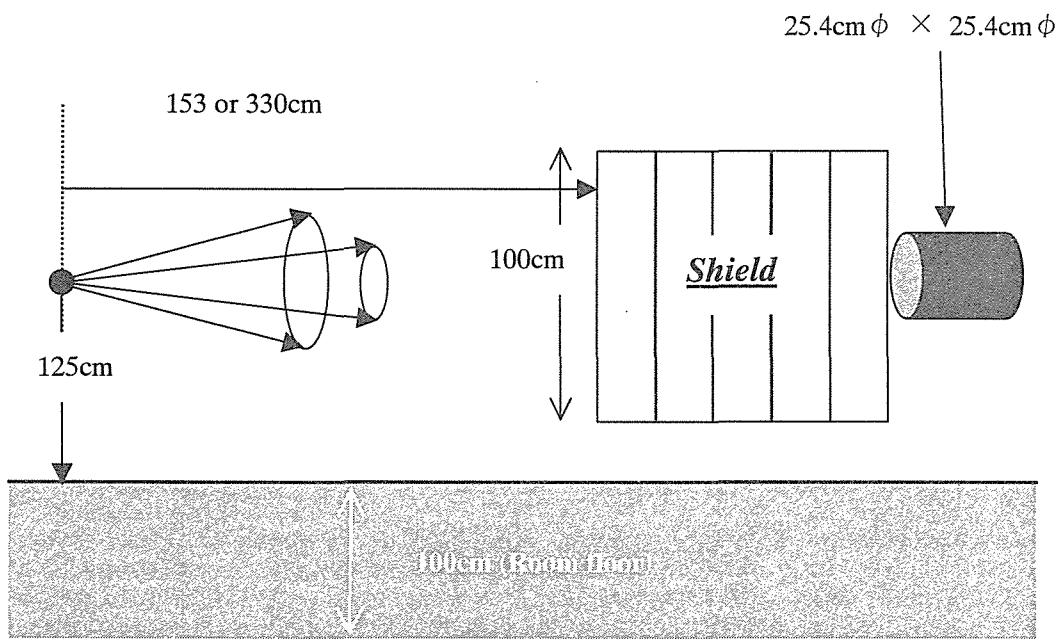


Fig. 17 Model of calculation employed for the analysis of neutron transmission through iron and concrete shield at HIMAC

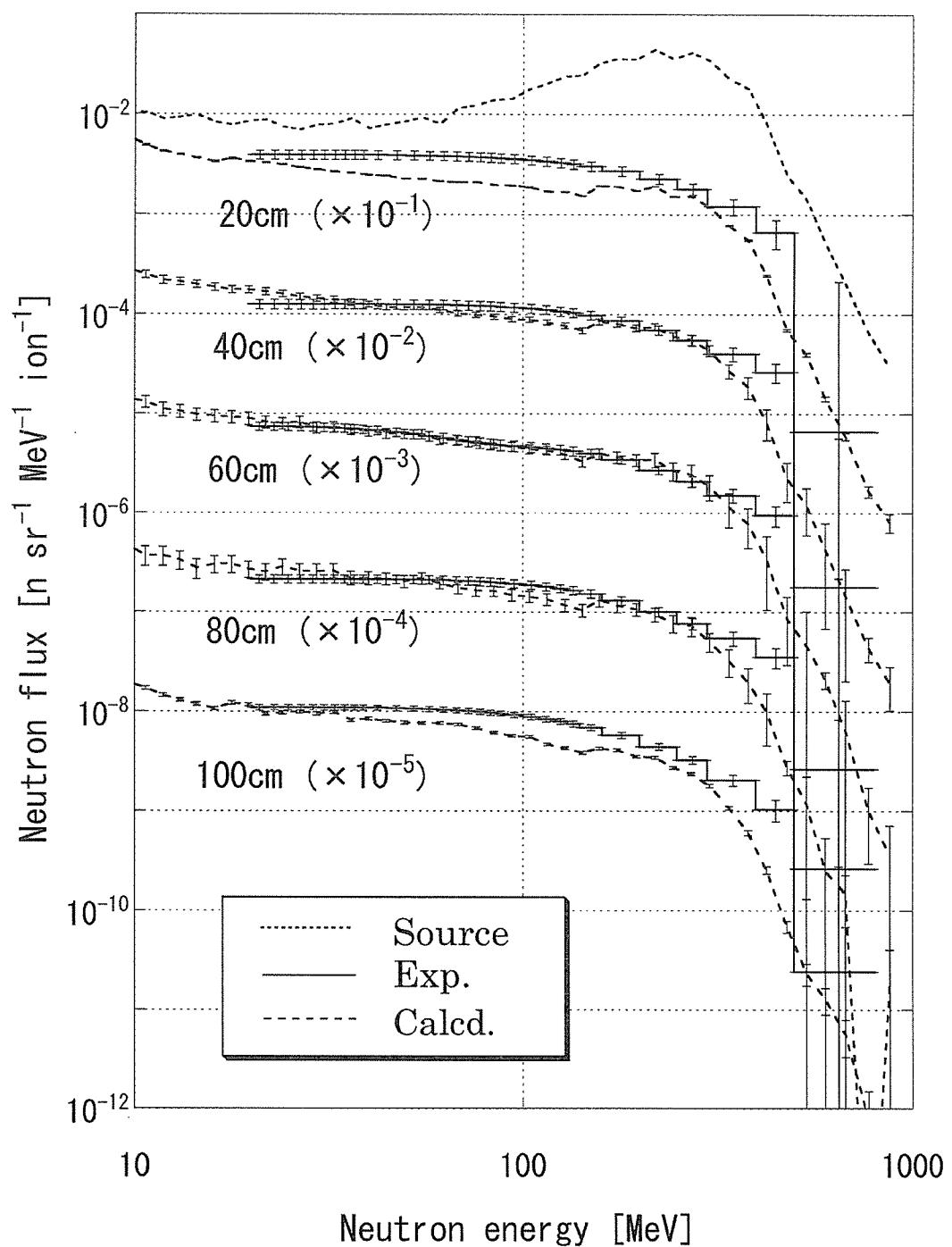


Fig. 18 Comparison between measured and calculated neutron spectra for the neutron transmission through iron shield with various thickness

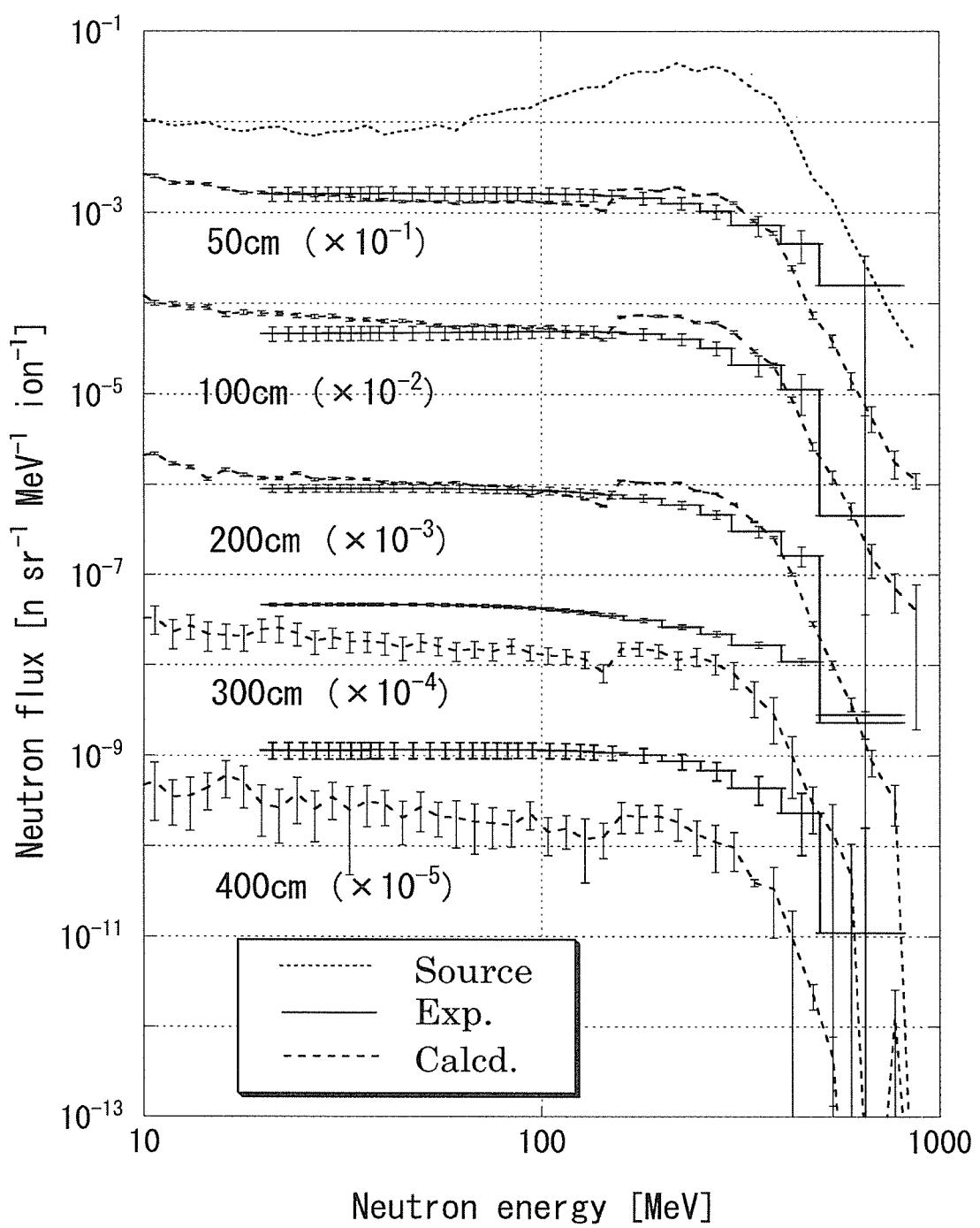
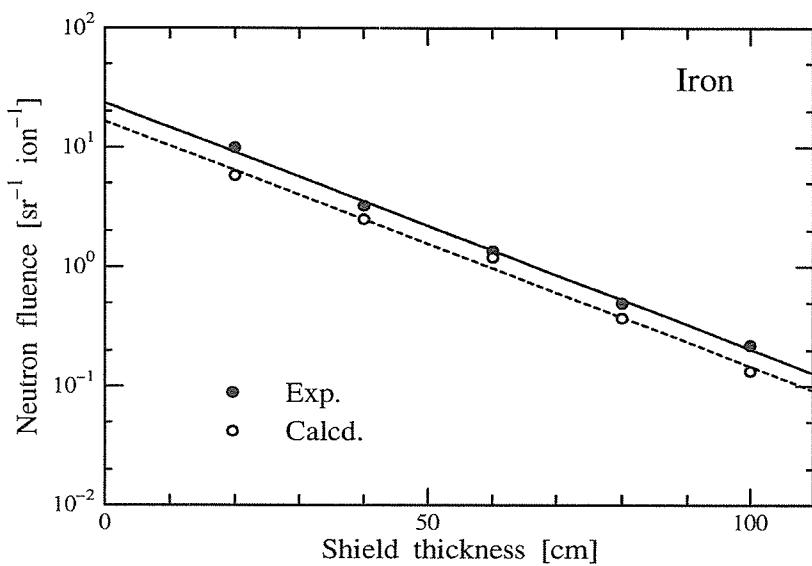
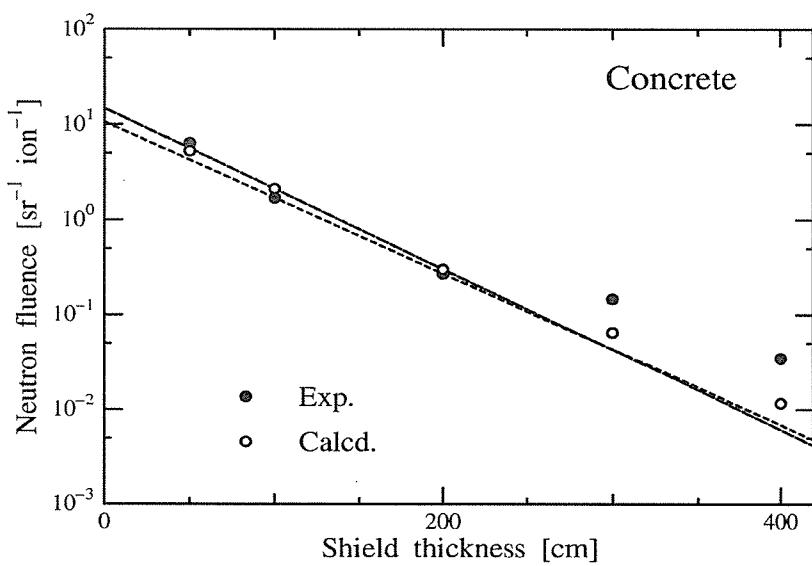


Fig. 19 Comparison between measured and calculated neutron spectra for the neutron transmission through concrete shield with various thickness



(a) Iron shield



(b) Concrete shield

Fig. 20 Neutron attenuation properties through the iron and concrete shield

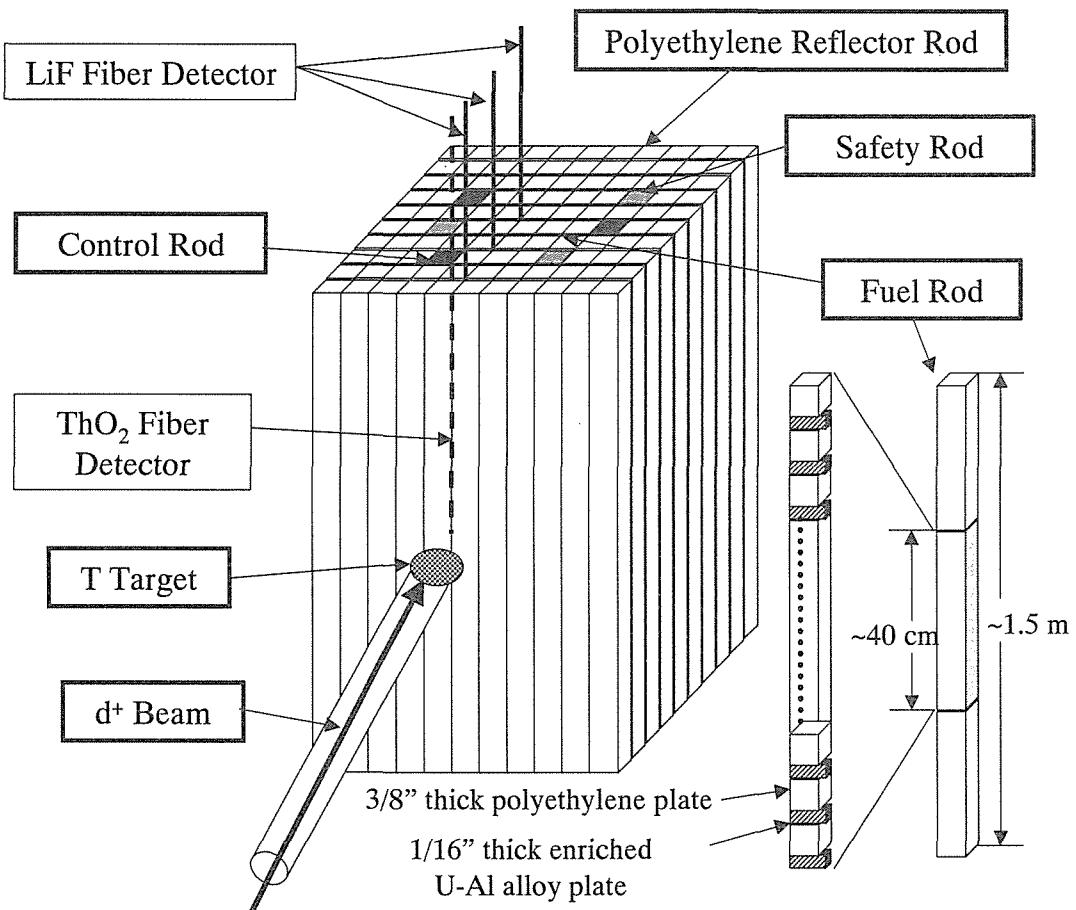


Fig. 21 Image of KUCA assembly employed for the ADSR experiment

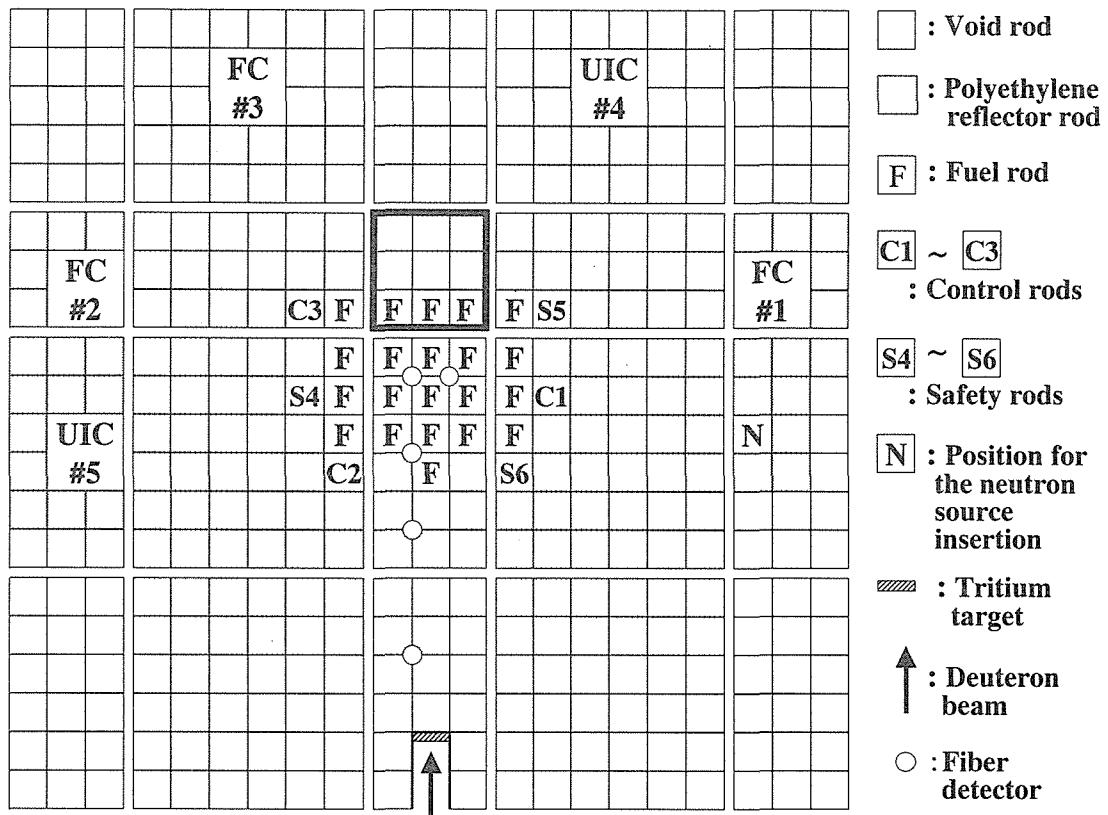


Fig. 22 Example of core configuration employed for the ADSR experiment at KUCA

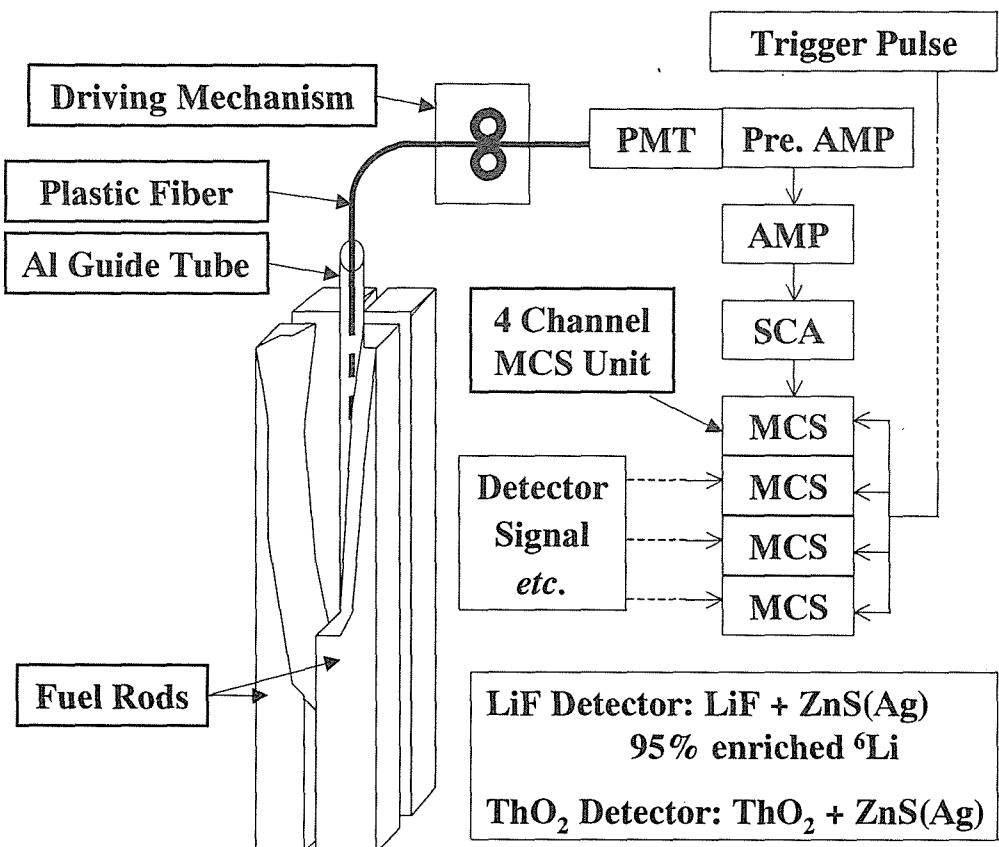


Fig. 23 Detection system employed in the KUCA ADSR experiment

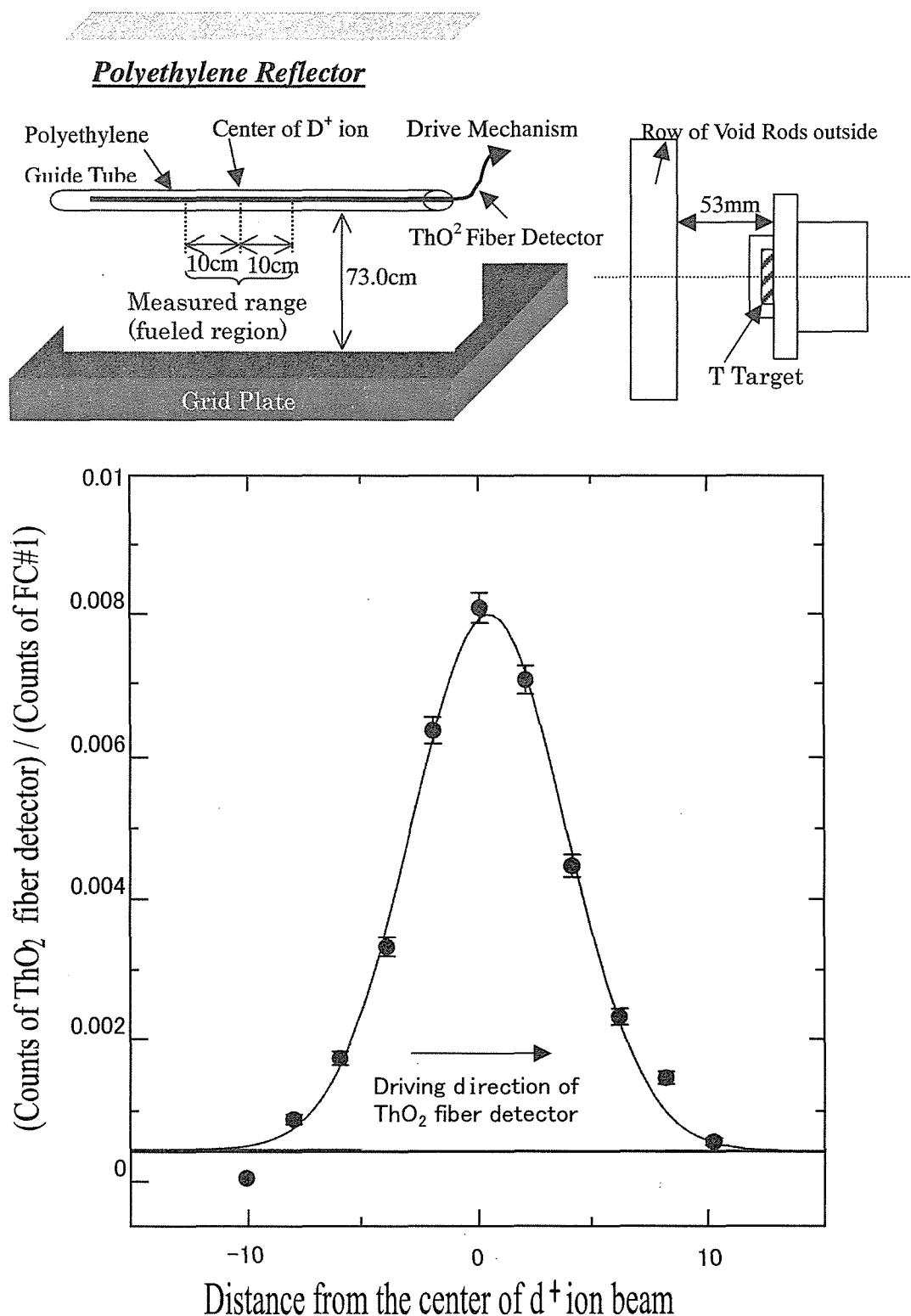


Fig. 24 Measured 14MeV neutron flux distribution along the horizontal axis perpendicular against to the deuteron beam in front of the tritium target by using the  $ThO_2$  fiber detector

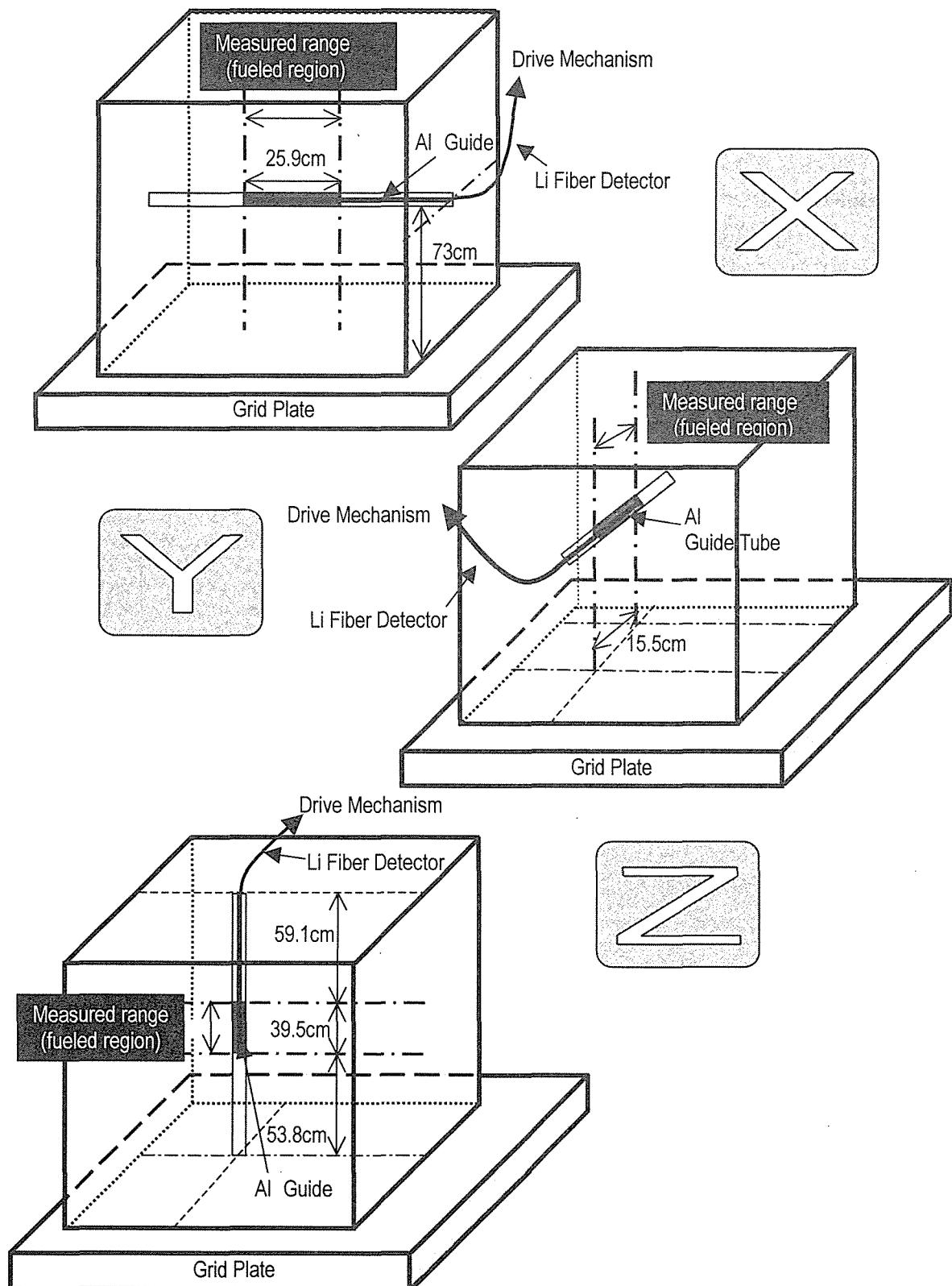


Fig. 25 Image of simultaneous measurement for the neutron flux distribution along the x-, y-, z-axes using the LiF fiber detector driven by the fiber driving mechanism in the KUCA assembly for the ADSR simulation experiment

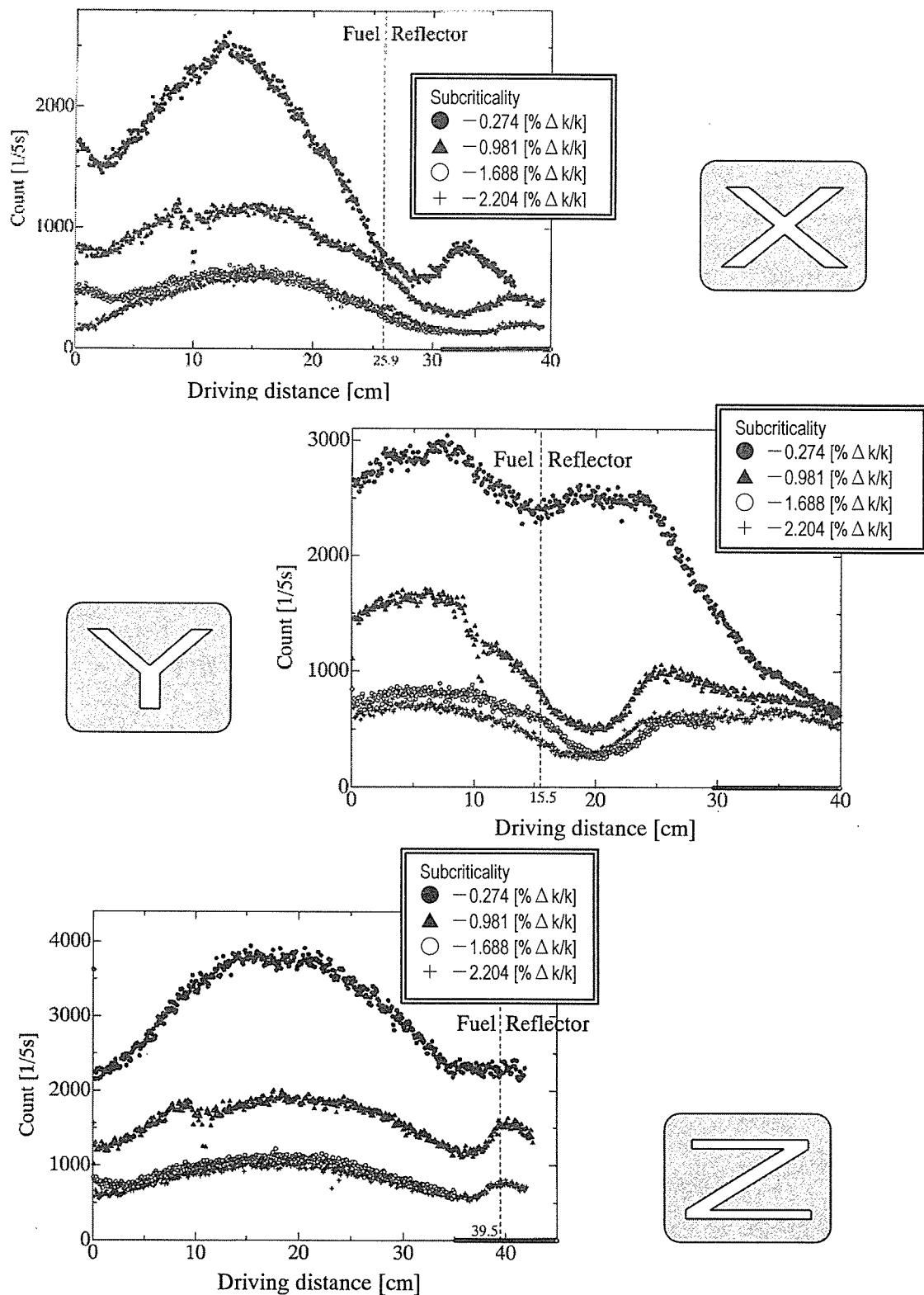


Fig. 26 Measured neutron flux distribution along the x-, y-, z-axes by using the LiF fiber detector in the KUCA ADSR experiment

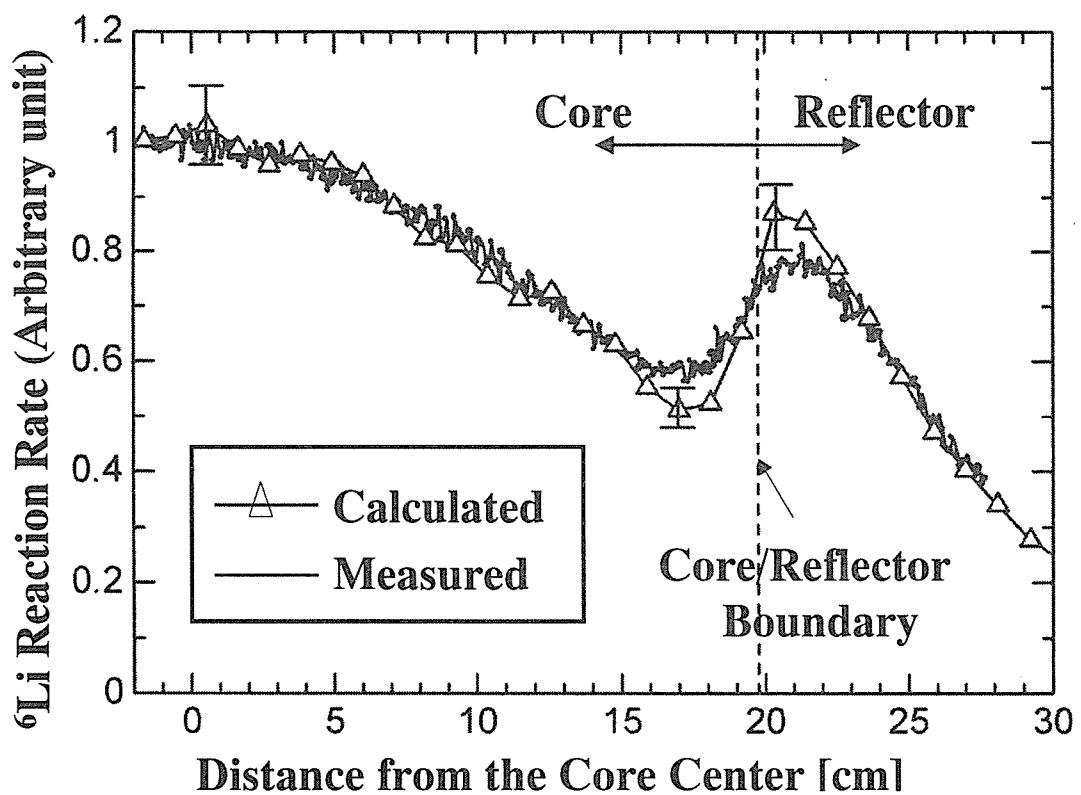


Fig. 27 Comparison between measured and calculated  ${}^6\text{Li}$  reaction rate along the z-axis under the subcriticality state of  $-0.41\%\Delta k/k$

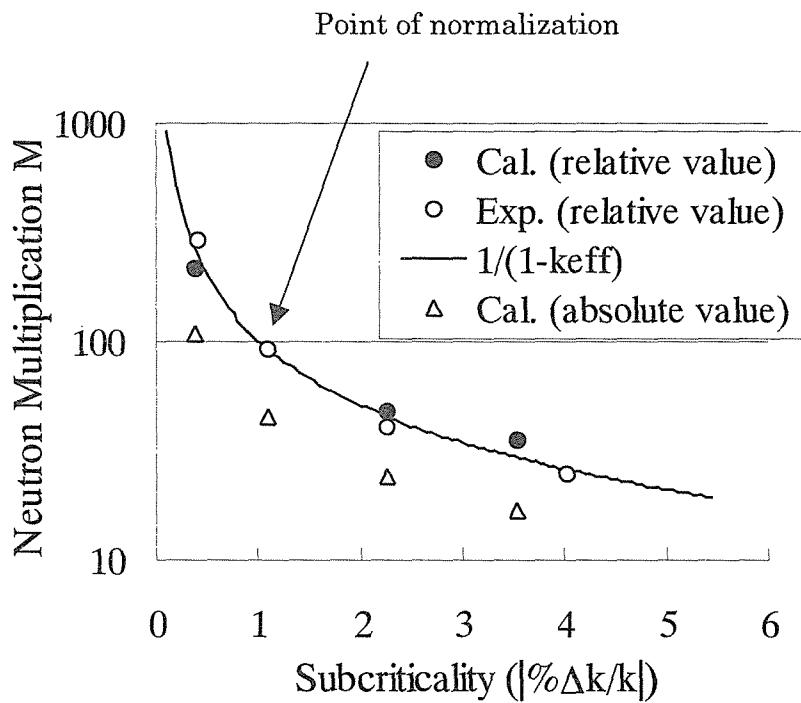


Fig. 28 Comparison between the experimental value of neutron multiplication factor  $M$  and calculated  $M$ . Note that the experimental value of  $M$  and the calculated  $M$  is normalized to the value obtained on the basis of one point reactor theory at the subcriticality state of approximately  $|1\% \Delta k / k|$ .

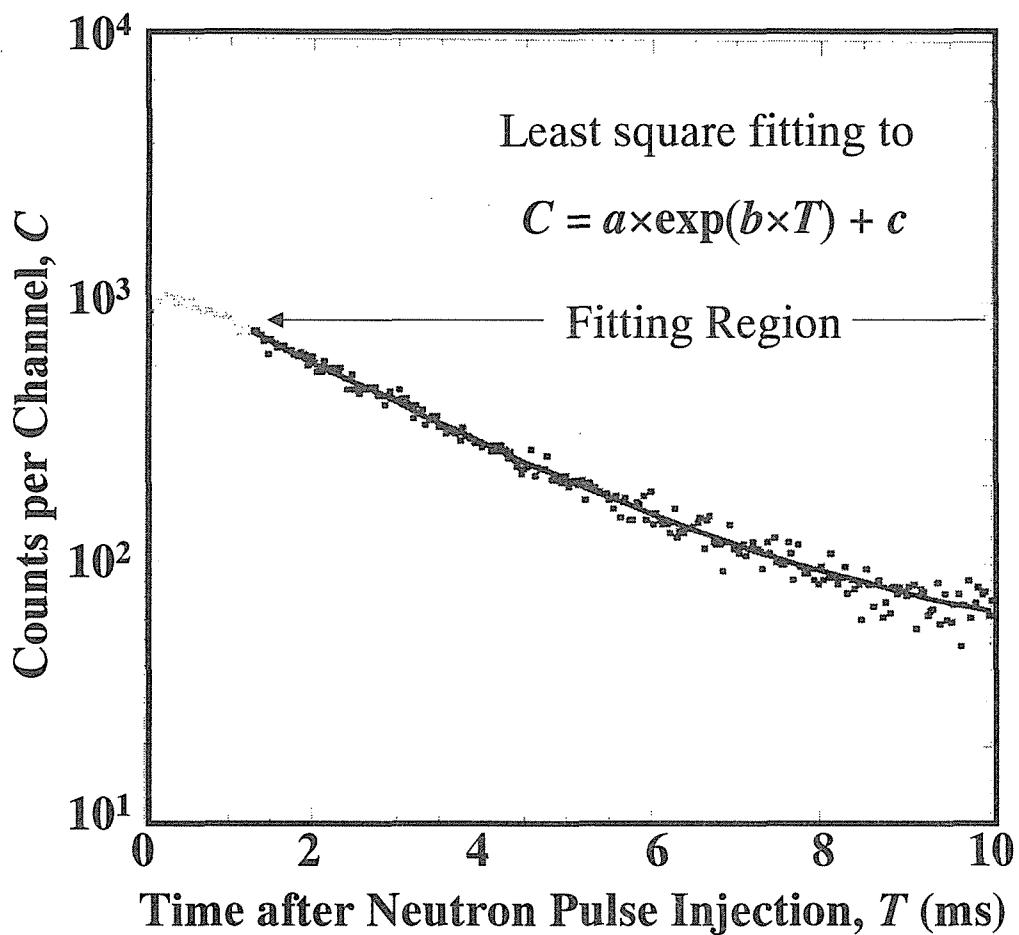


Fig. 29 Example of measurement of prompt neutron decay constant  $\alpha$  by using the fiber detector and the multi channel scaler unit.

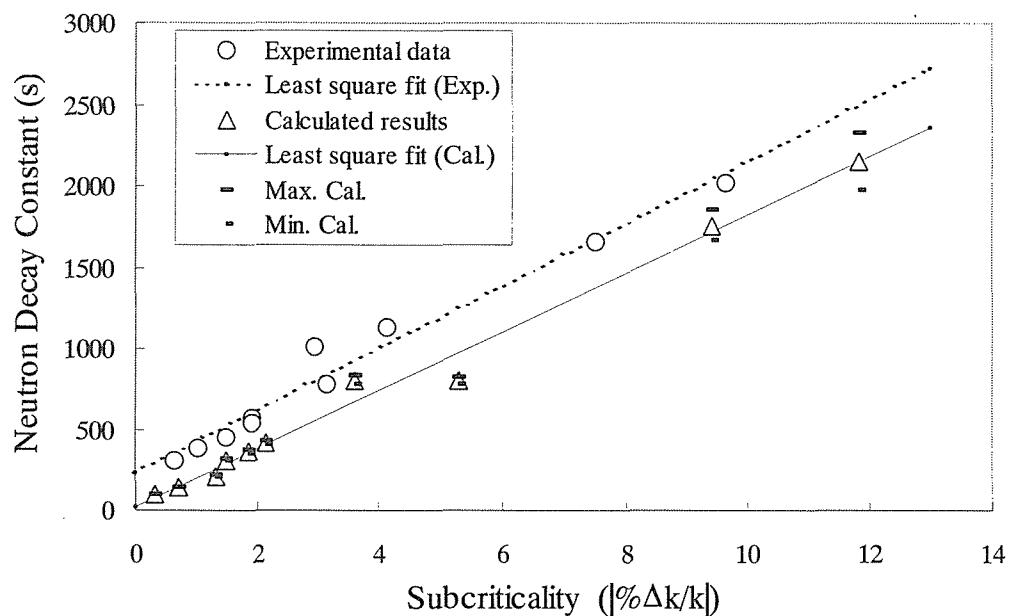


Fig. 30 Comparison between the measured and calculated prompt neutron decay constants

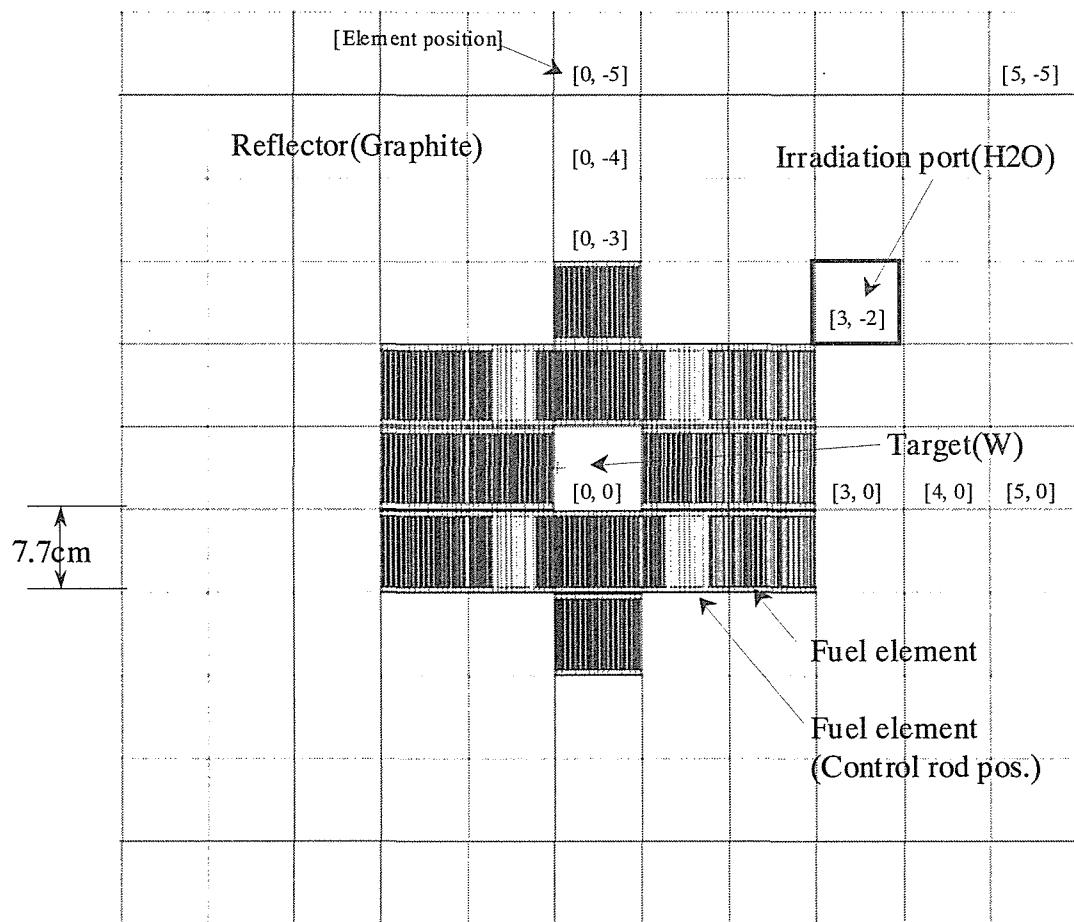


Fig. 31 Horizontal cross section of the ADSR core employed in the conceptual neutronics design study

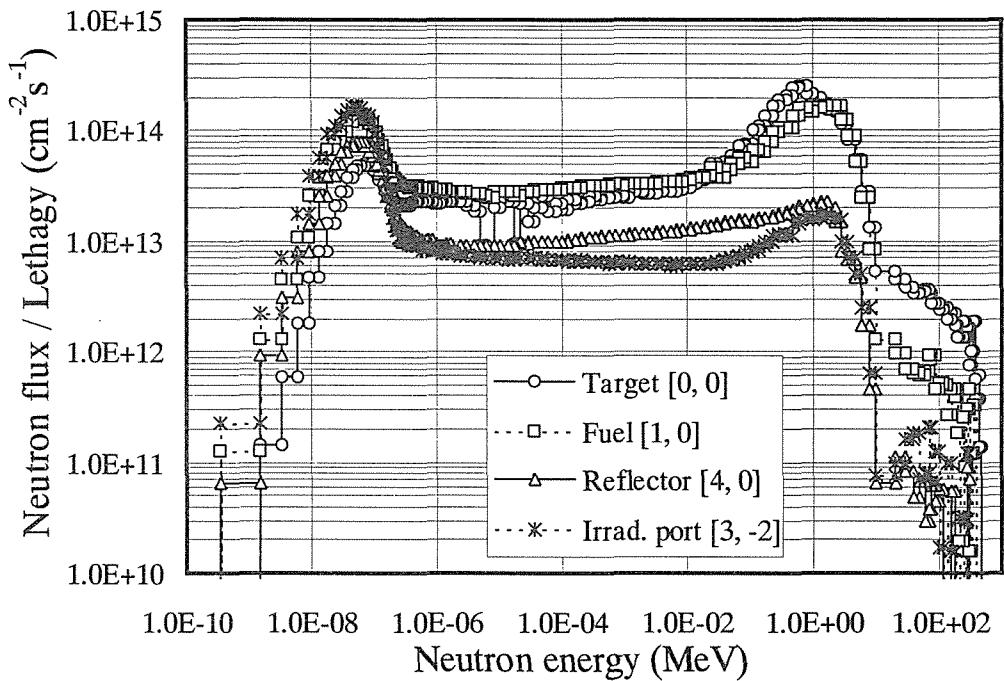


Fig. 32 Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the fixed source calculation ( $k_{eff} = 0.980$ ,  $E_p = 500$  MeV, 1mA, DU target)  
Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31

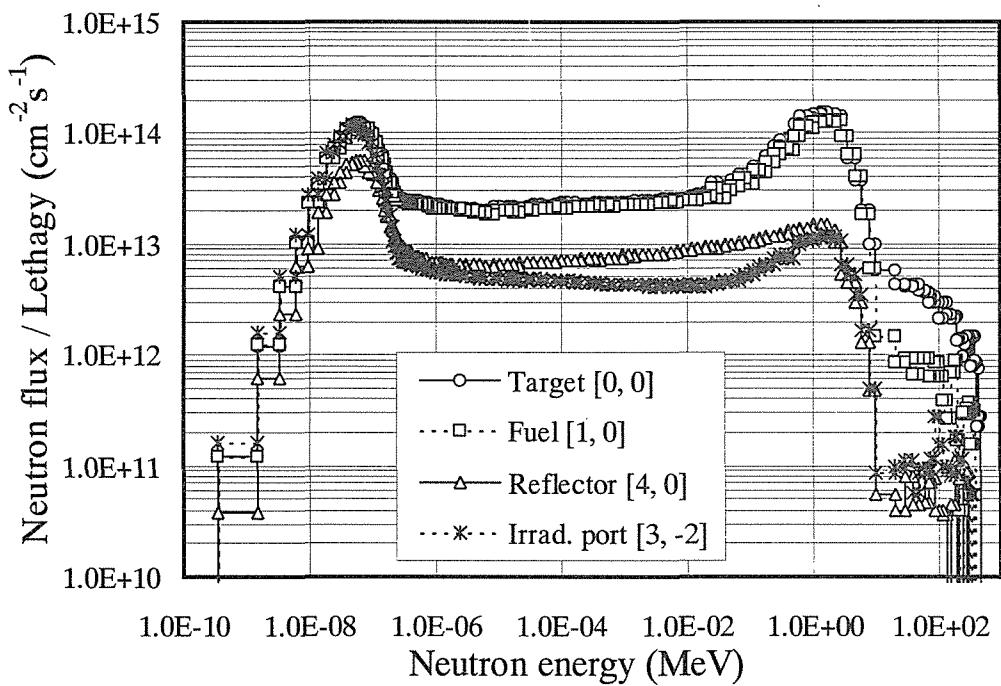


Fig. 33 Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the fixed source calculation ( $k_{eff} = 0.980$ ,  $E_p = 500$  MeV, 1mA, Pb target) Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31

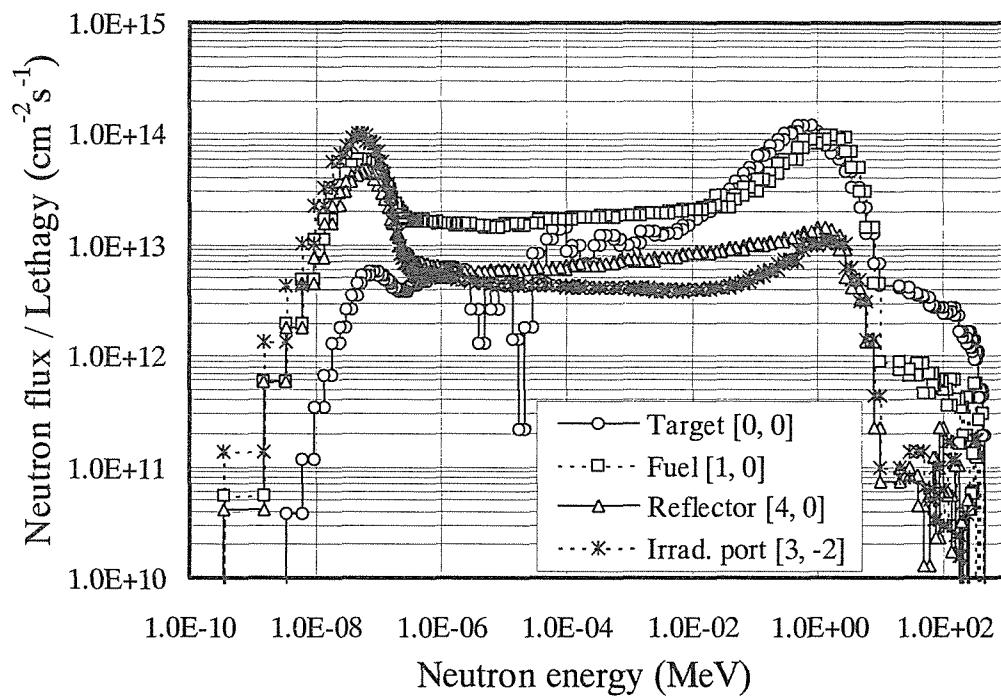


Fig. 34 Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the fixed source calculation ( $k_{eff} = 0.980$ ,  $E_p = 500$  MeV, 1mA, W target)  
Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31

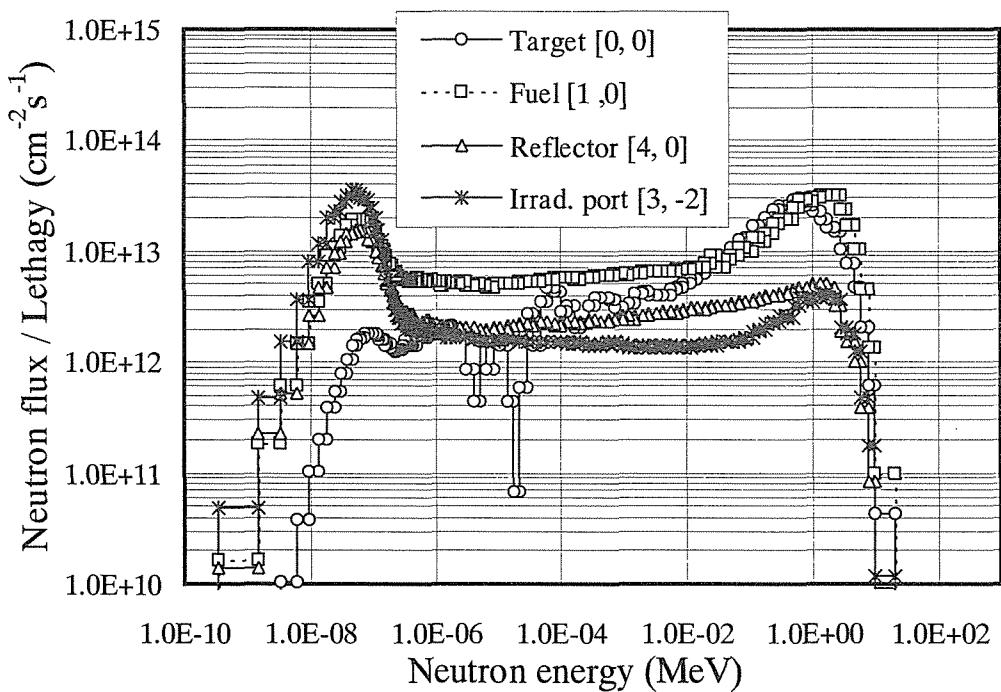


Fig. 35 Calculated neutron spectra at several positions in the KUR-type ADSR core by the eigenvalue calculation ( $k_{eff} = 0.9985$ , 5 MW, W target) Legends in this figure indicate core positions shown in Fig. 31

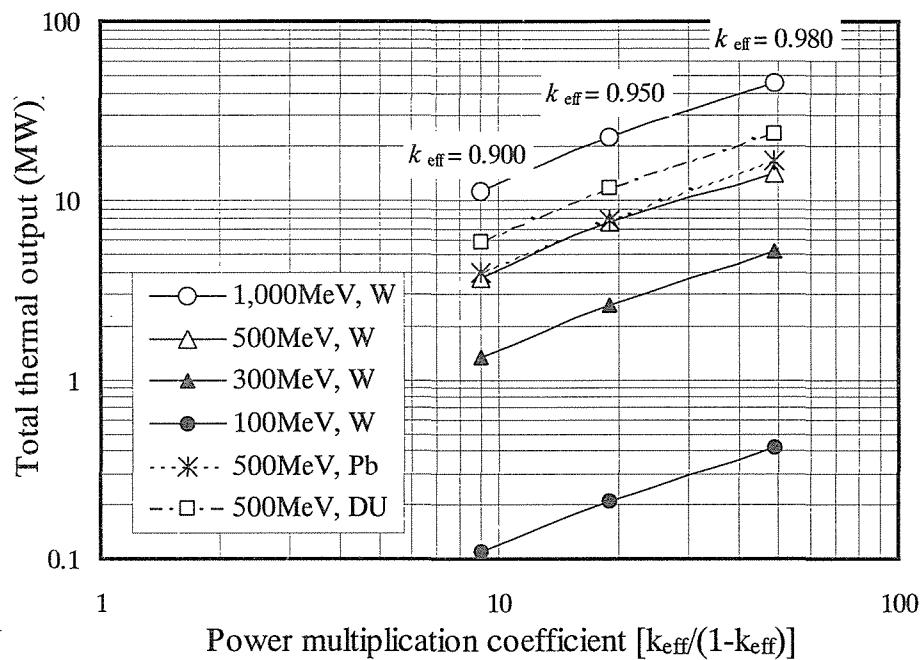


Fig. 36 Thermal power of ADSR investigated in the present study under different conditions in the proton energy accelerated, the target material, and the multiplication factor of subcritical system under the assumption that the proton beam current is 1 mA

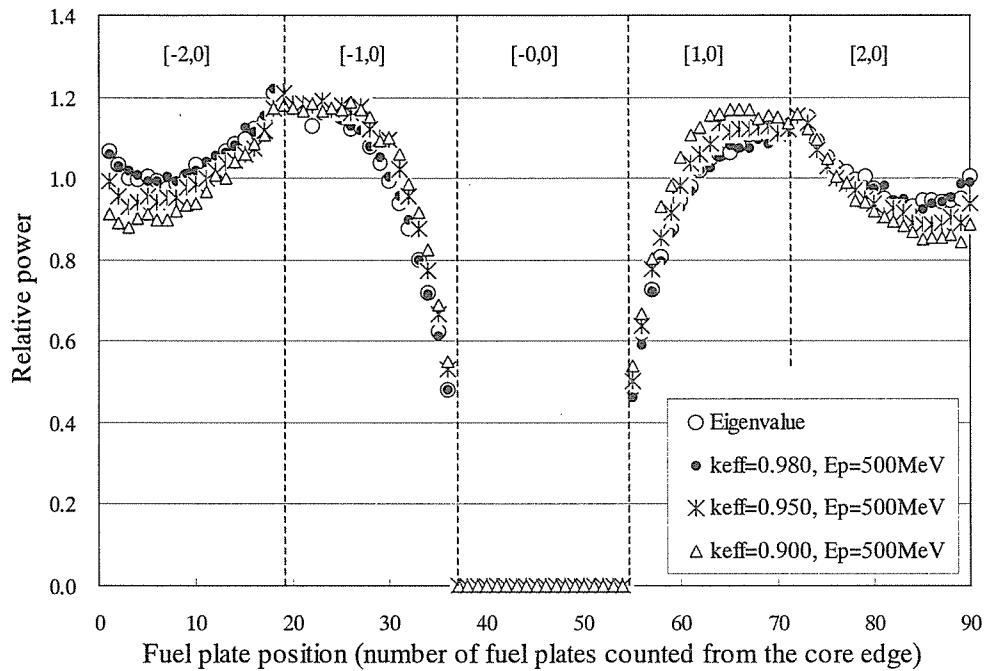


Fig.37 Relative thermal power of individual fuel plate in the ADSR investigated. Note here that [-2,0], [-1,0], [0,0], [1,0], [2,0] stands for the position of core element shown in Fig. 31

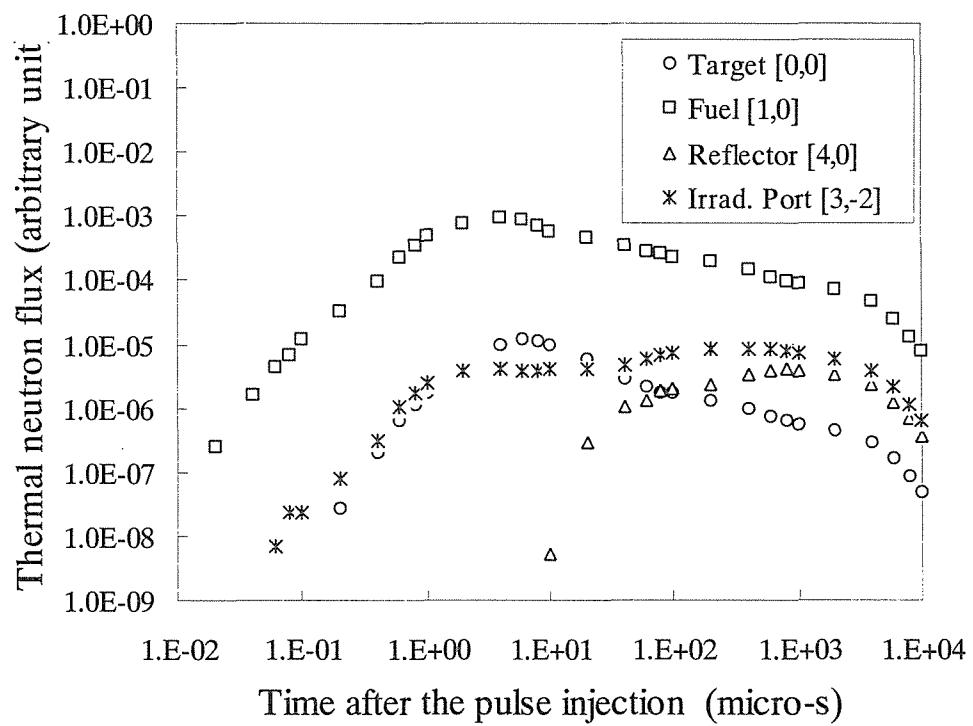
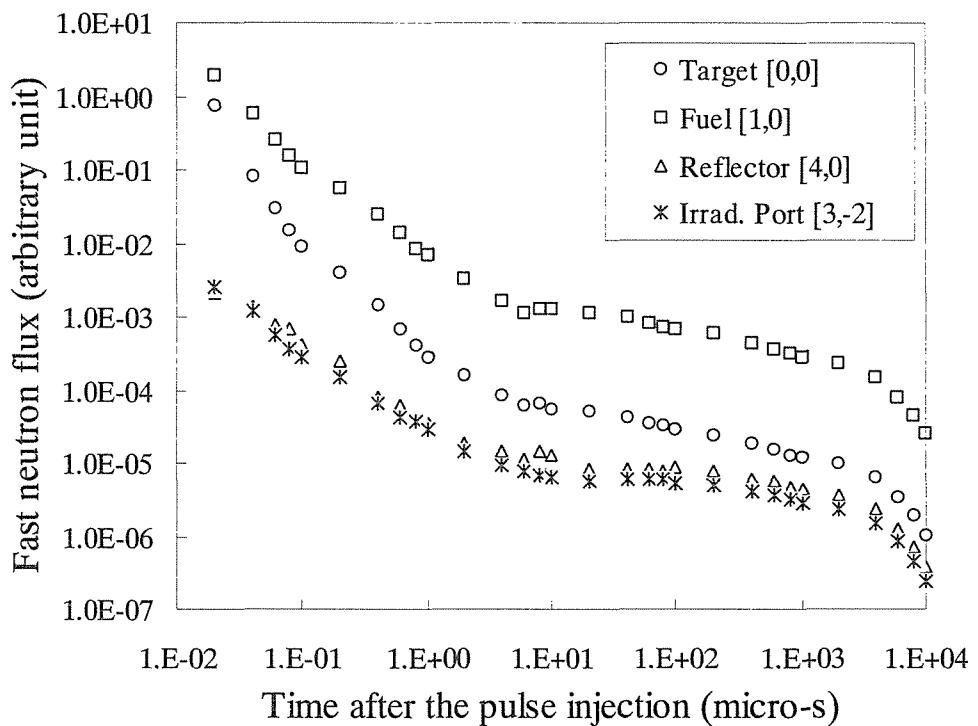


Fig. 38 Time behavior of fast neutrons (1 eV~20 MeV) and thermal neutrons (<1 eV) after the pulse injection of 500MeV protons into the W target under the condition that the  $k_{eff}$  of ADSR is maintained at 0.98

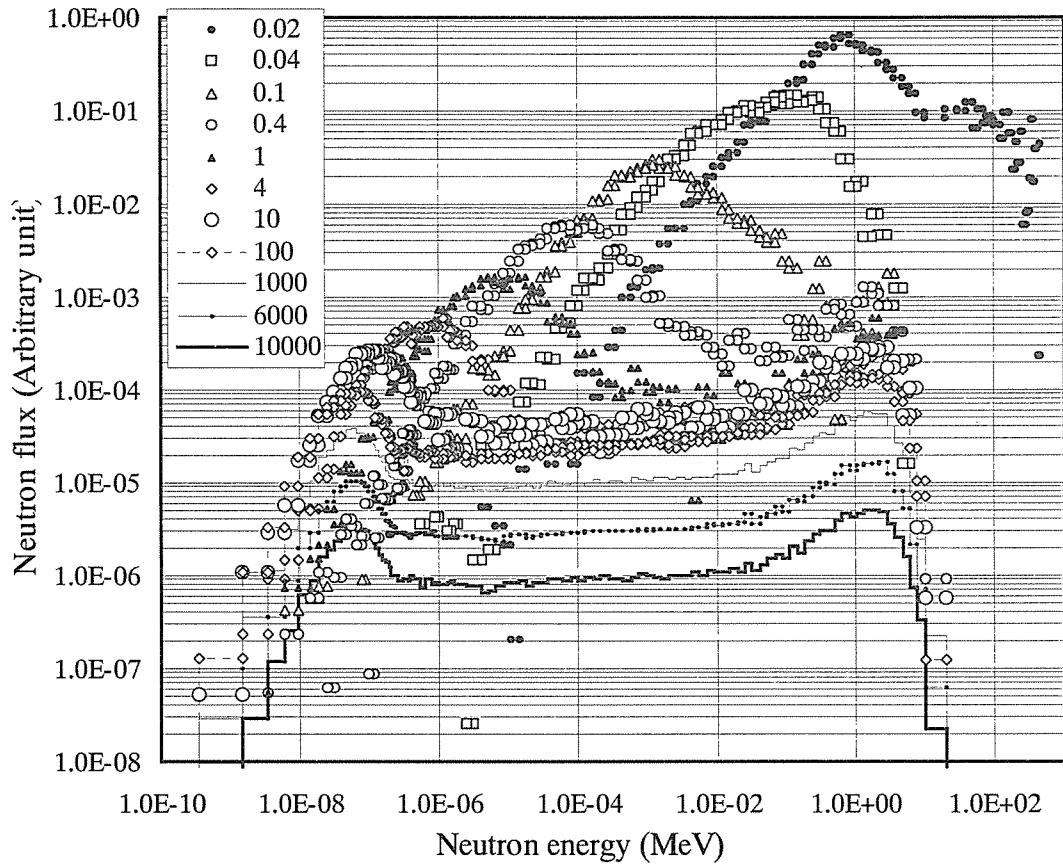


Fig. 39 Evolution of neutron spectrum at the fuel position [1, 0] (refer to Fig. 31) after the pulse injection of 500MeV protons into the W target under the condition that the  $k_{eff}$  of ADSR is maintained at 0.98. Note here that the legends show elapsed time in  $\mu s$  after proton injection.

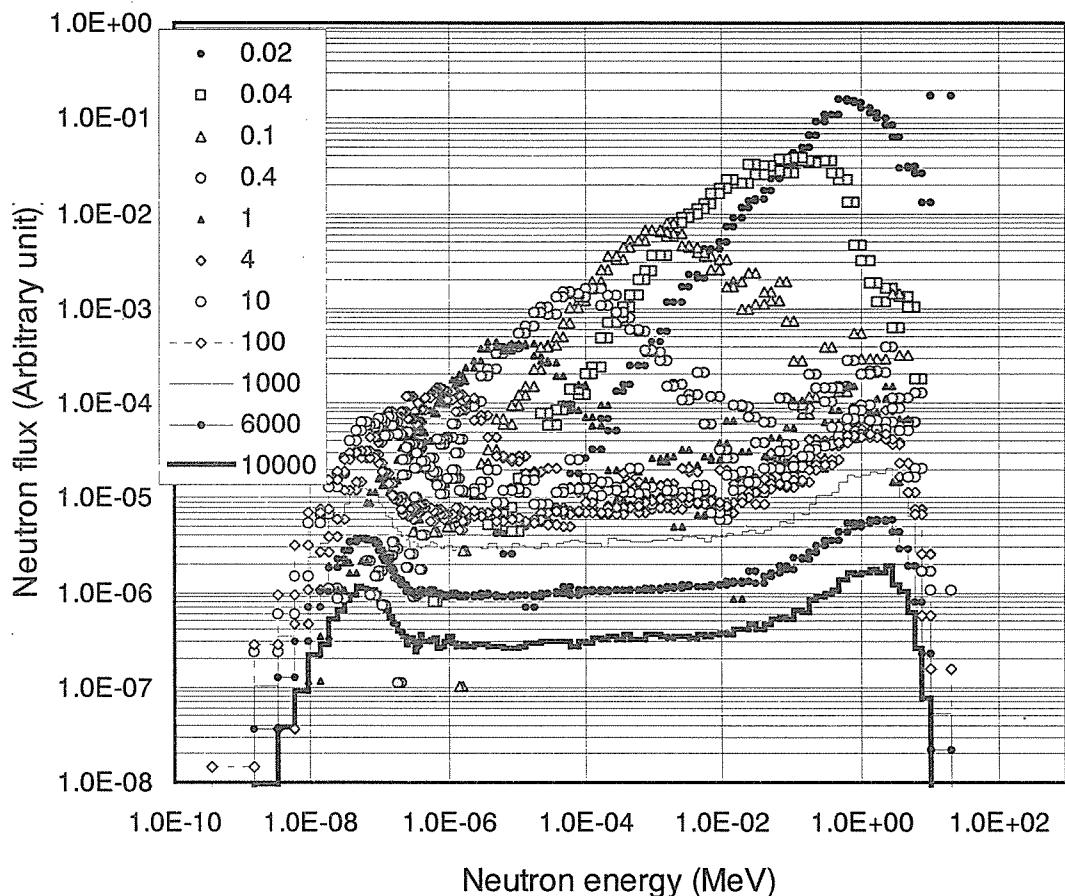


Fig. 40 Evolution of neutron spectrum at the fuel position [1, 0] (refer to Fig. 31) after the pulse injection of 14 MeV neutrons from the center of the W target under the condition that the  $k_{\text{eff}}$  of ADSR is maintained at 0.98. Note here that the legends show elapsed time in  $\mu\text{s}$  after neutron injection.

## 付 錄

## 付録 A 研究組織

	所属	職名	氏名	役割分担
代表者	京都大学原子炉実験所	教授	代谷 誠治	総括、概念的核設計
分担者	京都大学大学院工学研究科	助教授	秦 和夫 <sup>*1</sup>	高エネルギー中性子実験
	京都大学原子炉実験所	助教授	三澤 肇	KUCA 実験(動特性測定)
	京都大学原子炉実験所	助教授	宇根崎 博信	KUCA 実験(実験解析)
	京都大学原子炉実験所	助手	市原 千博	KUCA 実験(加速器改造)
	京都大学原子炉実験所	助手	小林 圭二	KUCA 実験(動特性測定)
	京都大学原子炉実験所	助手	中村 博 <sup>*2</sup>	KUCA 実験(加速器改造)
	京都大学大学院工学研究科	教授	今西 信嗣 <sup>*3</sup>	高エネルギー中性子実験
	京都大学大学院工学研究科	助手	金澤 哲 <sup>*3</sup>	高エネルギー中性子実験

\*<sup>1</sup> : 平成 13 年度途中に逝去。

\*<sup>2</sup> : 平成 12 年度途中に加速器整備作業に伴い、追加。

\*<sup>3</sup> : 平成 13 年度途中に分担者の逝去に伴い、追加。

## 付録 B 研究成果

- 1) Akio Yamamoto and Seiji Shiroya, "A Conceptual Design Study for Next Generation Neutron Source in Kyoto University Research Reactor Institute (KURRI)", Proc. 10 Int'l. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems, Sept. 24-28, 2000, Petten, The Netherlands, (2000) 66-75.
- 2) 代谷誠治, “加速器駆動未臨界炉の核特性に関する基礎研究”, 京大炉第 35 回学術講演会報文集 (2001.1) 9-14.
- 3) 代谷誠治, “京都大学における加速器駆動未臨界炉研究計画”, 核データニュース No.68 (2001.2).
- 4) 代谷誠治, “京都大学原子炉実験所における加速器駆動中性子源計画に関連した基礎研究”, 「重元素の核化学+核分裂の学際的アプローチ」専門研究会報告書, KURRI-KR (2001).
- 5) Seiji Shiroya, Hironobu Unesaki, Tsuyoshi Misawa “Accelerator-Driven Subcritical Reactors in Japanese Universities: Experimental Study Using the Kyoto University Critical Assembly”, Trans. Am. Nucl. Soc., 2001 Annu. Mtg., June 17-21, 2001, Milwaukee, Wisconsin, USA, (2001) 78-79.
- 6) S. Shiroya, A. Yamamoto, H. Moriyama, H. Unesaki, M. Inoue, T. Misawa and Y. Kawase, “Present Status of Next Term Project in KURRI”, Proc. 13th Symp. on Accelerator Sci. and Technol., Oct. 29-31, 2001, Suita, Osaka, Jpn., (2001) 470-472.
- 7) S. Shiroya, A. Yamamoto, H. Moriyama, H. Unesaki, M. Inoue, T. Misawa and Y. Kawase, “Present Status of Neutron Factory Project at KURRI”, 2nd Asian Particle Accelerator Conf., APAC2001, Sept. 17-21, 2001, Beijing, China.

- 8) 森谷隆弘, 伊藤拓, 秦和夫, 谷口真吾, 高田真志, “大型有機液体シンチレータのレスポンス測定とその遮蔽実験への応用”, 日本原子力学会 2001 年秋の大会, E50.
- 9) 池田沢慈, *KUCA を用いた加速器駆動未臨界炉の定常状態における炉心特性に関する基礎研究*, 修士論文, 京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻 (2002).
- 10) 仲野真一, *KUCA を用いたパルス運転型加速器駆動未臨界炉の動的核特性に関する研究*, 修士論文, 京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻 (2002).
- 11) Seiji Shiroya, Akio Yamamoto, Kazuo Shin, Takuji Ikeda, Shinichi Nakano, and Huronobu Unesaki, “Basic Study on Neutronics of Future Neutron Source Based on Accelerator Driven Subcritical Reactor Concept in the Kyoto University Research Reactor Institute (KURRI)”, *Prog. Nucl. Energy*, **40**[3-4] (2002) 489-496.
- 12) Seiji Shiroya, Hironobu Unesaki, Chihiro Ichihara, Hiroshi Nakamura, Keiji Kobayashi and Tsuyoshi Misawa, “Experimental Study on Accelerator Driven Subcritical Reactor by Using Optical Fiber Detectors in the Kyoto University Critical Assembly (KUCA)”, 11-th Int'l. Symp. on Reactor Dosimetry, ISRD'2002, Aug. 18-23, 2002, Brussels, Belgium.
- 13) Seiji Shiroya, Hironbu Unesaki, Chihiro Ichihara, Hiroshi Nakamura, Keiji Kobayashi and Tsuyoshi Misawa, “Experimental Study on Accelerator Driven Subcritical Reactor by Using the Kyoto University Critical Assembly (KUCA)”, Int'l. Conf. on the New Frontiers of Nucl. Technol.: Reactor Phys., Safety and High-Performance Computing, PHYSOR 2002, Oct. 7-10, 2002, Seoul, Korea, 7C-01.
- 14) 代谷誠治, “エネルギー増幅研究—(A)京大炉における研究”, 日本物理学会講演要旨集, 57(2), 第 1 分冊, (2002) 41.
- 15) 森谷隆弘, 伊藤拓, 杉崎誠二, 布宮智也, 中村尚司, 谷口真吾, 高田真志, “大型有機液体シンチレータを用いた高エネルギー中性子の物質透過実験”, 日本原子力学会 2002 年秋の大会, D23.
- 16) 米田政夫, 加速器駆動未臨界炉の増倍特性及び燃焼特性に関する研究—*KUCA 実験解析及び核設計*—, 修士論文, 京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻 (2003).
- 17) 三好幸治, 加速器駆動未臨界炉の即発中性子減衰定数に関する研究—*KUCA の実験と解析*—, 修士論文, 京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻 (2003).
- 18) 森谷隆弘, 大型有機液体シンチレータの  $20-800\text{MeV}$  中性子に対する応答関数の評価と遮蔽実験への応用, 修士論文, 京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻 (2003).
- 19) Akio Yamamoto and Seiji Shiroya, “Study on Neutronics Design of Accelerator Driven Subcritical Reactor as Future Neutron Source, Part 1: Static Characteristics”, *Ann. Nucl. Energy*, **30** (2003) 1409-1424.
- 20) Akio Yamamoto and Seiji Shiroya, “Study on Neutronics Design of Accelerator Driven Subcritical Reactor as Future Neutron Source, Part 2; Kinetic Characteristics”, *Ann. Nucl. Energy*, **30** (2003) 1425-1435.
- 21) 代谷誠治, 三澤毅, 宇根崎博信, 市原千博, 小林圭二, 中村博, 秦和夫, 金澤哲, 今西信嗣, “加速器駆動未臨界炉に関する実験的基礎研究”, 日本原子力学会 2003 年秋の大会, E36.
- 22) 代谷誠治, “エネルギー増幅研究—京大炉における研究”, 原子核研究, **47**[6] (2003) 67-77.

This is a blank page.

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名 称	記 号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10<sup>-19</sup>J

1 u=1.66054×10<sup>-27</sup>kg

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

1. 表1～5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。

2. 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。

3. barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。

4. EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名 称	記 号
オングストローム	Å
バーン	b
バール	bar
ガル	Gal
キュリ	Ci
レンントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10<sup>-10</sup>m

1 b=100fm<sup>2</sup>=10<sup>-28</sup>m<sup>2</sup>

1 bar=0.1MPa=10<sup>5</sup>Pa

1 Gal=1cm/s<sup>2</sup>=10<sup>-2</sup>m/s<sup>2</sup>

1 Ci=3.7×10<sup>10</sup>Bq

1 R=2.58×10<sup>-4</sup>C/kg

1 rad=1cGy=10<sup>-2</sup>Gy

1 rem=1cSv=10<sup>-2</sup>Sv

## 換 算 表

力	N(=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
9.80665		1	2.20462
4.44822		0.453592	1

粘度 1 Pa·s(N·s/m<sup>2</sup>)=10 P(ボアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1m<sup>2</sup>/s=10<sup>4</sup>St(ストークス)(cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg(Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 <sup>-4</sup>	1.35951×10 <sup>-3</sup>	1.31579×10 <sup>-3</sup>	1	1.93368×10 <sup>-2</sup>
	6.89476×10 <sup>-3</sup>	7.03070×10 <sup>-2</sup>	6.80460×10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813×10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150×10 <sup>18</sup>
9.80665		1	2.72407×10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487×10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082×10 <sup>19</sup>
3.6×10 <sup>6</sup>		3.67098×10 <sup>5</sup>	1	8.59999×10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522×10 <sup>6</sup>	2.24694×10 <sup>25</sup>
4.18605		0.426858	1.16279×10 <sup>-6</sup>	1	3.96759×10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272×10 <sup>19</sup>
1055.06		107.586	2.93072×10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515×10 <sup>21</sup>
1.35582		0.138255	3.76616×10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506×10 <sup>-3</sup>	1	8.46233×10 <sup>18</sup>
1.60218×10 <sup>-19</sup>		1.63377×10 <sup>-20</sup>	4.45050×10 <sup>-26</sup>	3.82743×10 <sup>-20</sup>	1.51857×10 <sup>-22</sup>	1.18171×10 <sup>-19</sup>	1

1 cal= 4.18605J (計量法)  
= 4.184J (熱化学)  
= 4.1855J (15°C)  
= 4.1868J (国際蒸気表)  
仕事率 1 PS(仏馬力)  
= 75 kgf·m/s  
= 735.499W

放射能	Bq	Ci	吸収線量	Gy	rad
	1	2.70270×10 <sup>-11</sup>		1	100
	3.7×10 <sup>10</sup>	1		0.01	1

照 射 線 量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 <sup>-4</sup>	1

線 量 当 量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

(86年12月26日現在)

加速器駆動未臨界炉に関する実験的基礎研究

(原子力基礎研究)

H-12-O-31

(委託研究)



古紙配合率100%  
白色度70%再生紙を使用しています