

JAERI-M

5 2 3 4

高速増倍系パルス実験における
基本モード時間固有値の研究

1973年4月

平岡 徹

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

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

JAERI-M 5234

高速増倍系パルス実験における基本モード時間固有値の研究

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

平岡 徹

(1973年4月2日受理)

パルス実験により観測される即発中性子減衰定数 α は、反応度の測定や、その他の応用に重要な炉定数である。 α が炉物理の定数として意味を持つためには、体系内に基本モードが形成されていることが一応前提となっているが、高速増倍系に関しては、基本モードの時間固有値が存在するための条件についてはほとんど解明されていない。高速増倍系においては、核分裂による中性子の増倍が基本モードの時間固有値の存在に本質的な意味を有することが、実験およびその解析から明らかにされている。

実験は、非増倍系としてアルミニウム体系と鉛体系、低増倍系として天然ウラン体系、さらに高増倍系として臨界になり得る裸の高速炉心体系について行われた。その解析は、Sn計算やStorrer-Stievenartの理論による多群解析の他に、エネルギーを連続としてとり扱った固有値の理論からの結論を応用して行われた。その結果、非増倍系、天然ウラン体系においては基本モードの時間固有値は存在し得ないこと、高増倍系においては、ある反応度以上では存在し得ること、それ以下の反応度では擬似固有値と見做し得る範囲があることなどいくつかの結論が得られた。これらの実験およびその解析を通して、高速増倍系のパルス実験における時間固有値の問題を総合的、かつ、系統的に解明することができた。

The Time Eigenvalue of Fundamental Mode in Fast
Multiplying Systems

Toru HIRAOKA

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received April 2, 1973)

The prompt neutron decay constant observed by the pulsed neutron experiment should be the time eigenvalue of the fundamental mode for it to have the significance as a reactor constant. To investigate in what cases this eigenvalue exists, a series of the pulsed neutron experiments have been made with the fast bare systems of different neutron multiplications, i.e., an aluminium system and a lead system as non-multiplying, uranium systems as low-multiplying, and bare fast reactor systems as highly multiplying.

The experimental results are analyzed by multi-group calculations of the transport theory and Storrer-Stievenart's theory with the aid of the spectrum theory of time eigenvalue, which gives the perspective to the problem concerning the conditions of systems such as their compositions and sizes. The neutron multiplication by the fission process is shown to be essential for the existence of the time eigenvalue of fundamental mode for fast systems.

目 次

| | |
|--|----|
| 第1章 序 論 | 1 |
| 1.1 時間固有値の問題から見た高速増倍系の炉物理的特性 | 1 |
| 1.2 本研究の目的 | 2 |
| 第2章 天然ウラン体系および非増倍系におけるパルス中性子の減衰 | 3 |
| 2.1 実験装置および実験体系 | 3 |
| 2.2 実験結果 | 7 |
| 2.3 測定結果の検討と解釈 | 10 |
| 2.4 Storrer-Stievenart の理論による解析 | 11 |
| 2.4.1 Storrer-Stievenart の理論の概要 | 11 |
| 2.4.2 解析結果 | 13 |
| 第3章 裸の高速炉心におけるパルス実験 | 18 |
| 3.1 高速臨界実験装置とパルス中性子源の概要 | 18 |
| 3.2 実験体系 | 19 |
| 3.3 測定装置 | 23 |
| 3.4 測定結果 | 25 |
| 3.5 多群 S_n 計算による解析 | 30 |
| 3.6 Storrer-Stievenart の理論による解析 | 36 |
| 3.7 減衰曲線の歪 | 42 |
| 第4章 高速増倍系における時間固有値の問題 | 46 |
| 4.1 はじめに | 46 |
| 4.2 高速増倍系における時間固有値についての基本的な定理 | 47 |
| 4.3 高速増倍系において基本モードの時間固有値が存在するための 具体的な条件 | 53 |
| 4.3.1 基本モードの時間固有値が存在するための充分条件 | 53 |
| 4.3.2 体系の大きさの制限 | 55 |
| 4.3.3 減衰定数の値の範囲 | 60 |
| 4.3.4 体系の組成の制限 | 61 |

| | |
|--|----|
| 第5章 時間固有値の理論によるパルス実験の解析 | 64 |
| 5.1 I-5-P炉心の解析 | 64 |
| 5.2 天然ウラン体系の解析 | 71 |
| 5.3 高速系における基本モードの時間固有値の有無に についての判断の手順 | 72 |
| 第6章 結 論 | 77 |
| 附録1 パルス中性子法による遅発臨界時の即発中性子 減衰定数の測定と解析 | 80 |
| 附1-1 α_c の測定が行なわれたFCA炉心 | 80 |
| 附1-2 測定方法 | 82 |
| 附1-3 α_c の実験値と計算値との比較 | 85 |
| 附1-4 α_c の計算法の検討 | 86 |
| 附録2 FCA炉心における即発中性子減衰定数と反応度との関係 | 91 |
| 謝 辞 | 93 |
| 参 考 文 献 | 94 |

第1章 序 論

1.1 時間固有値の問題から見た高速増倍系の炉物理的特性

中性子増倍系の分裂連鎖における中性子のエネルギーの変化を追ってみると、高速増倍系が熱中性子増倍系の場合と際立って異なる点は、中性子のエネルギーを増加させる過程が核分裂のみであることである。

熱中性子増倍系では、中性子のエネルギーの増加をもたらす過程としては、核分裂の他に、体系を構成する物質の原子核と中性子との間の熱運動のエネルギーのやりとりがある。中性子のエネルギースペクトルは、これによりいわゆる熱平衡スペクトルに到達することになる。このために、熱中性子系においては、仮りに核分裂の過程がなくても、体系の大きさが十分に大きければその体系の状態に固有な平衡スペクトルが形成される。しかも、熱中性子増倍系においては、核分裂の大部分は熱平衡スペクトルにある中性子によって惹き起され、且つ、その分裂中性子のスペクトルは熱平衡のスペクトルから見ると非常に高いエネルギーの領域にあるために、分裂中性子は熱平衡のスペクトルに対して、一種の外部中性子源としてしか働いていない。従って、熱中性子増倍系のパルス中性子実験において、エネルギー空間における基本モードの形成を問題にするときには、中性子と減速材などの体系の構成物質の原子核とのエネルギーのやりとりのみを扱えばよいことになる。

これに対して、高速増倍系では、中性子は分裂スペクトルから減速を始めるが、熱運動のエネルギーの範囲に落ちる前に、次の分裂を起して、エネルギーを回復し、熱平衡の状態には関与しない。従って、熱中性子系では、非増倍系でも平衡スペクトルが形成されたのに対して、高速非増倍系では平衡スペクトルは形成されないことが予想される。一方遅発中性子を無視すると、高速増倍系において、明らかに中性子のエネルギースペクトルが平衡状態に達する場合として、即発臨界がある。それならば、その中間の状態、例えば、遅発臨界においてパルス実験を行なった場合、観測される即発中性子成分は平衡スペクトルを持つ基本モードを形成するのであろうか。或いは、天然ウラン体系においてパルス実験を行なった場合、パルス中性子の強度をいくらでも大きくさえすれば、平衡スペクトルを持つ中性子の減衰曲線が観測されるのであろうか。または天然ウラン体系においては、平衡スペクトルの減衰は原理的に観測されないのであろうか。

高速増倍系においては中性子のエネルギーが増加する過程が核分裂しかないために、体系にパルス中性子が打込まれた後、平衡スペクトルに到達するかどうかは、核分裂により中性子はそのエネルギーを回復する確率に直接かかわり合いを有していると考えられる。即ち、基本モードの時間固有値が存在するかどうかは体系の中性子実効増倍係数に深く関係する。

基本モードの形成には、エネルギーの面のみならず、空間的な面からの問題もある。しかし、パルス実験における空間高調波の問題は、熱中性子系の場合と本質的には異なるものではない。

時間固有値の問題は、熱中性子系については Corngold やその他の人々によって、いくつかのすぐれた仕事が行なわれている。^{(1)~(6)}しかし高速系についての理論は、非増倍系の場合も含めて殆んど研究が進んでいない。これは高速系の場合には、断面積や、減速のカーネルが熱中性子系のように、解析的に取扱える関数で書き表わせないことに一つの原因がある。

一方、パルス実験においては、天然ウラン体系のような低増倍系から、臨界体系にいたるまでいくつかの実験が行なわれて、即発中性子の減衰の観測、反応度の測定などが報告されている。^{(7)~(8)}これらの実験においては、即発中性子減衰曲線が単一指数関数的減衰を示せば基本モードの減衰であるとして、その減衰定数が反応度の測定などに利用された。しかし、その単一指数関数的減衰が見かけ上のものであるのか、或いは真の基本モードの減衰であるのかの判断は非常に困難である。

実験の解析についても、高速増倍系の場合には、本来、連続であるエネルギーについて多群の数値解析を行なわざるを得ないために、群分けによる固有値が混入して来て、反応度と基本モードの固有値の存在との関係についての見通しを悪くしている。

1.2 本研究の目的

高速増倍系においては、前節で論述したように、分裂による体系内の中性子の増倍が基本モードの時間固有値の存在に、直接、関与するように思われる。高速系の中性子の増倍と減衰曲線の状態との関係を、高速非増倍系、低増倍系および高増倍系における一連のパルス実験の結果およびその解析結果から明らかにすることを本研究は目的としている。

初めに、低増倍系である天然ウラン体系において、中性子の減衰にどのように中性子の増倍の影響が見られるかを検討し、非増倍系における結果と対比する。次に高増倍系であり、臨界になり得る組成の体系において、その反応度を大きく変えつつパルス実験を行い、反応度に応じて、どのように即発中性子の減衰曲線が変化するかを観測する。これらの実験結果に、多群計算による解析および輸送方程式の時間固有値について得られた結果を適用して、実験で観測された減衰定数が基本モードの時間固有値であるかどうかについて判断を下すことを試みる。

なお本文中の議論はすべて遅発中性子を無視して行なわれている。

第2章 天然ウラン体系および非増倍系におけるパルス中性子の減衰

天然ウラン体系においても分裂による中性子の増倍の過程がある以上、中性子のエネルギーの回復が行なわれる。従って、体系に基本モードが存在する可能性は、直ちに否定することはできない。このような理由から、中性子の増倍の低い天然ウラン体系にパルス中性子が打込まれた後中性子の減衰曲線を観測して、核分裂による中性子の増倍の影響がどの程度観測されるか、ひいては、平衡スペクトルを有する減衰曲線が存在し得るかどうかを調べることは興味がある。

更に、非増倍系について同様の実験を行って、天然ウラン体系との実験結果と比較すれば、増倍系としての天然ウラン体系の特徴が明確になるとと思われる。

これらの問題を明らかにするために、天然ウラン、アルミニウム、鉛の体系においてパルス実験が行なわれた。^(8),21),22)

2.1 実験装置および実験体系

実験に用いられたパルス中性子源は、日本原子力研究所の2 MeV の Van de Graaff 型加速器で、パルス巾5 nsec, 繰り返し周波数5 MHz に固定されたパルス中性子を発生することが出来る。どの体系の場合にも、体系の中心にターゲットを置き、D-T 反応による平均約15 MeV, またはD-D 反応による最大4.8 MeV のパルス中性子を発生させた。

減衰している中性子のエネルギースペクトルが平衡状態に達しているかどうかを観測するためには、どうしても中性子のエネルギーにより応答の異なる検出器を用いなければならない。高速増倍系では熱中性子系に比べて中性子の時間挙動が約 10^3 倍早い⁶⁾が、天然ウラン体系のような低増倍系では、中性子の減衰は更に速く、ナノ秒オーダーのパルス実験を行なわなければならない。このためにパルス中性子源、および測定系のすべてが早い時間応答を持つ必要がある。充分なエネルギー選別能力を有し、早い時間応答を持つという二つの要求を完全に満足させる検出器は、現在のところ未だ開発されていない。従って、数種のエネルギー応答の異なる検出器、例えば核分裂計数管を組み合わせ測定を行なうか、不十分なが程度のあるエネルギー応答を持つ単一の検出器、例えば各種のシンチレーションカウンターを用いざるを得ない。

どのエネルギーの中性子がどのような時間挙動を示すかを観測できることが最も望ましい。しかし減衰している中性子が平衡スペクトルに達しているかどうかを見るだけならば、微分的なエネルギースペクトルの時間変化を直接測定できる必要はない。検出器の種類により測定された減衰曲線が変わらないか、或いは中性子のエネルギーと相関関係を有する量、例えば検出器からのパルス信号の波高により信号を選別して、中性子の減衰を観測したときに、その様子に変わらない場合には平衡スペクトルに達しているということができる。

⁶⁾LiI シンチレーションカウンターは単一エネルギーの中性子が入射したとき、第1図に模式的

に示すような波高分布の信号を出し、入射した中性子のエネルギーに比例した波高のピークが現われる。しかし第1図に見られるように、ピーク以外の低い信号が多く、且つ利用している反応のQ値が4.8 MeVという大きい値であるために、エネルギー分解能は良好とは言えない。しかしある波高以上の信号には、その波高に対応するエネルギーより低いエネルギーの中性子による信号は含まれていないので、先に述べたような、減衰曲線が平衡スペクトルに達しているかどうかという程度の観測は ${}^6\text{LiI}$ により、観測できるのではないかと期待された。しかも、 ${}^6\text{LiI}$ シンチレーションカウンタは立上り時間が早く、ナノ秒オーダーのパルス実験に使用でき、バックグラウンドとなる γ 線による信号の除去も容易であるという利点を有している。

実験には直径2.5 cm、厚さ2.5 cmの ${}^6\text{LiI}$ シンチレータが用いられた。D-T反応による14.5 MeVの中性子、およびD-D反応による4.8 MeVの中性子および熱中性子に対して、そのエネルギーレスポンスを調べてみるとピークの波高は第2図に示すように入射中性子のエネルギーと直線関係を保つことが見出された。

検出器は、大部分の観測では体系の後端面、即ちイオンビームが入射して来る側の面と反対側の面の中心に置かれた。

測定回路は第3図に示されているようにfast-slow coincidence系であり、エネルギー信号の波高により、時間信号を選別できるようになっている。時間分析器にはCranberg型の時間波高変換器⁽²³⁾が用いられた。TMC 400チャンネル波高分析器の4個の入力端子を利用して、エネルギー信号の波高値の範囲の異なった信号の計数率の時間変化が4個、並行して測定された。測定系全体の時間分解能は、パルス中性子の巾の5.0 n secも含めて、5.6 n sec以下であった。パルス中性子源の繰り返し周期が200 n secに固定されているため、この時間内の現象しか観測することができなかった。

天然ウラン体系は、大きさが5.0 cm×5.0 cm×20.0 cmの直方体天然ウランブロックを第4図に示すように、立方体に積み上げて構成した。パルス実験は、立方体の一辺が20 cm、30 cmおよび40 cmの3つの異なる大きさの体系について行なわれた。

非増倍系として、アルミニウム体系と鉛の体系について行なわれた。アルミニウム体系は第5図に示すように120.0 cm×90.0 cm×23.1 cmの直方体のインゴットを2枚重ね合わせたものである。鉛体系は、大きさ5.0 cm×10.0 cm×20.0 cmのブロックを一辺30 cmの立方体に組んだものである。

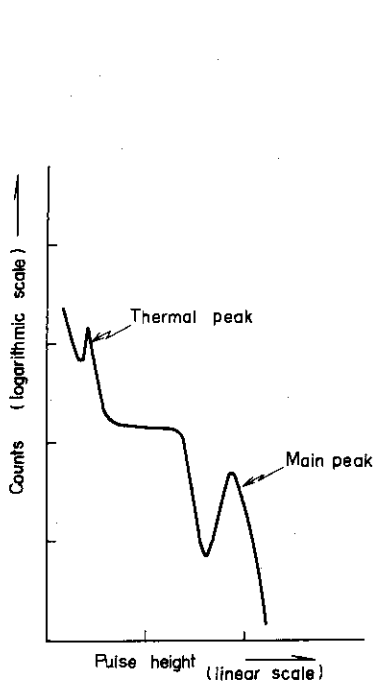


Fig. 1 Schematic pulse height distribution by ${}^6\text{LiI}$ scintillator for mono-energetic neutrons

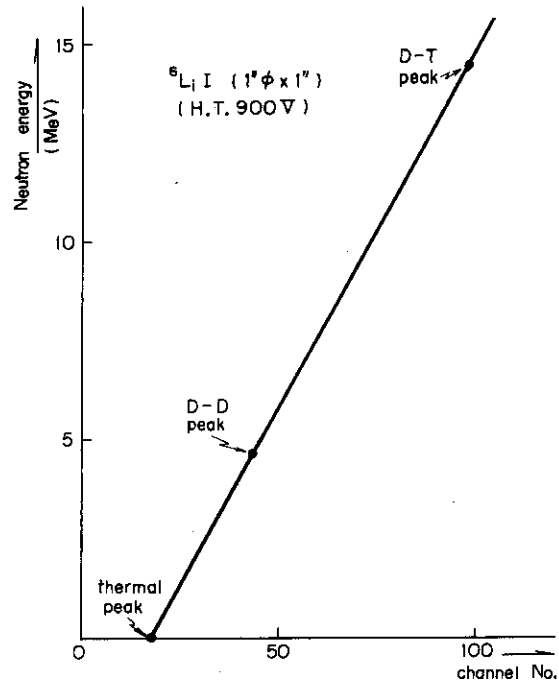


Fig. 2 Relation between peak position and energy of incident neutrons

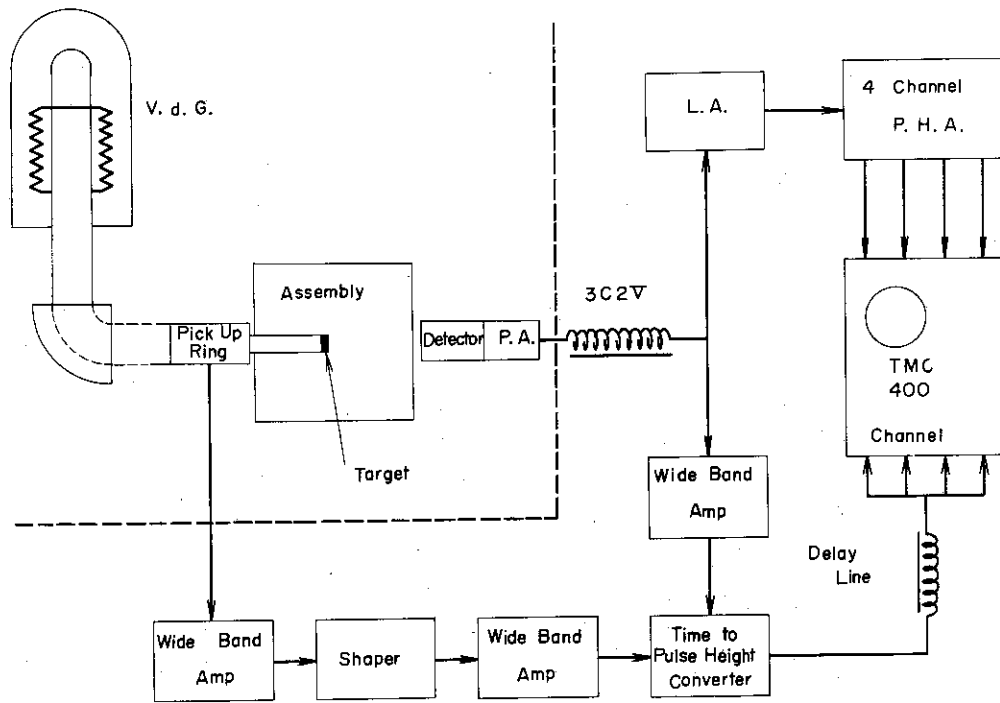


Fig. 3 Block Diagram of Natural Uranium Experiment

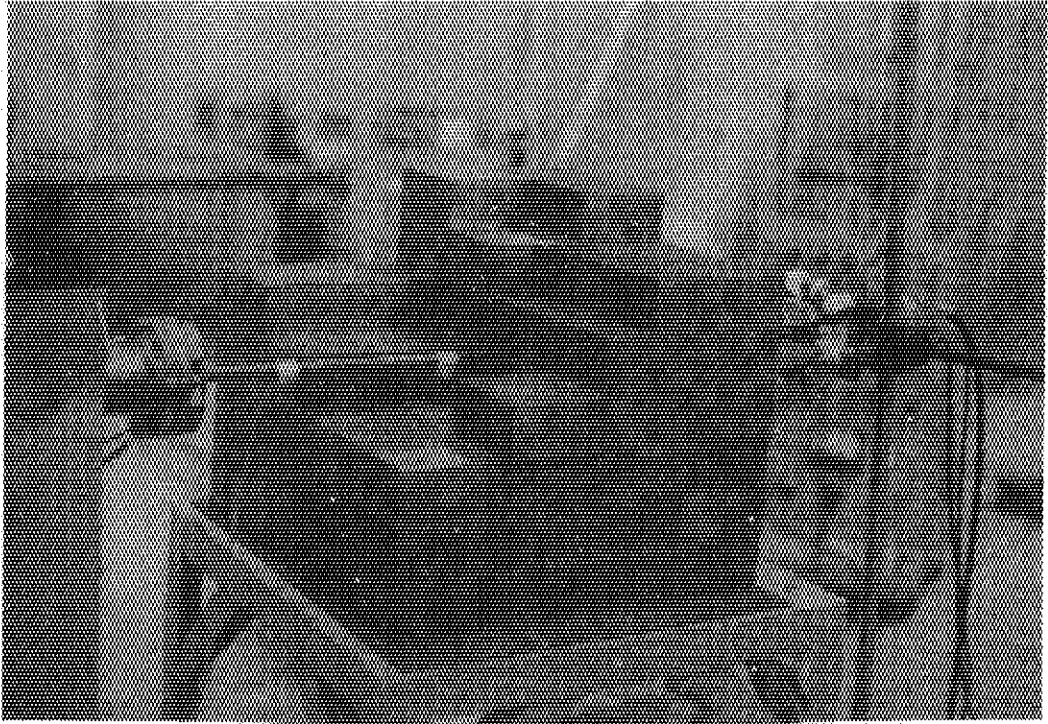


Fig. 4 Natural uranium assembly experiment

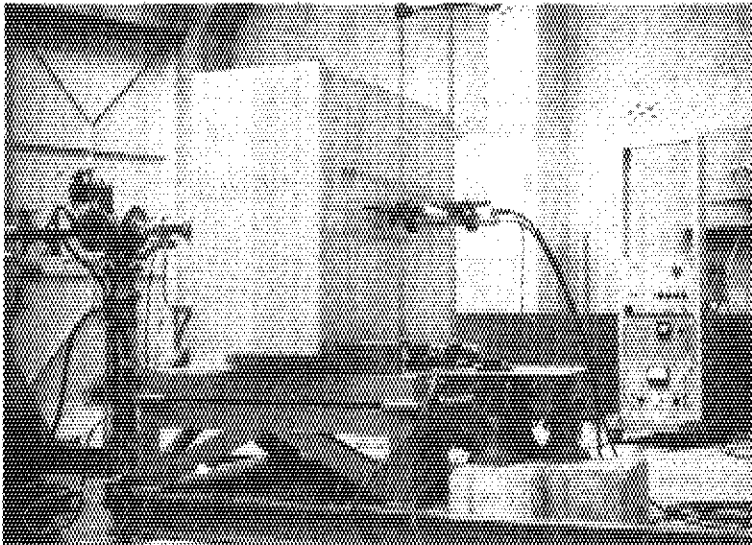


Fig. 5 Aluminium system experiment

2.2 実験結果

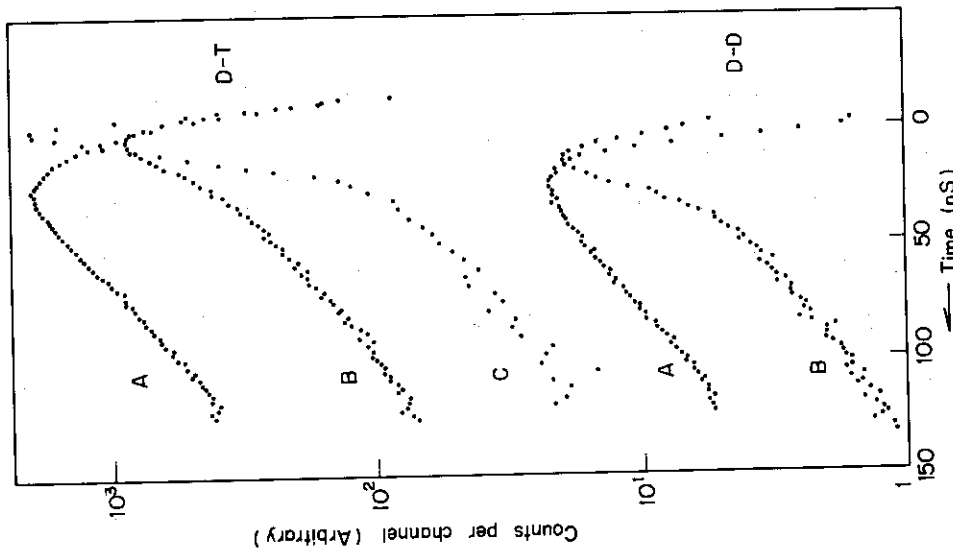
天然ウラン体系についての測定結果を第6図および第7図に示す。第6図は一辺30 cmの立方体の体系について、波高分析器のディスクリミネータの範囲を変えつつ観測した中性子の減衰を示したものである。図中に示したエネルギー範囲は、パルス信号の波高を、第2図の波高—エネルギーの較正曲線により、エネルギーに対応させて決められたものである。第7図は立方体の体系の大きさを一辺20 cm, 30 cmおよび40 cmと変えて観測した中性子の減衰曲線のうち、同一の波高範囲の曲線を比較したものである。第6図および第7図にはパルス中性子がD-T反応による場合とD-D反応による場合が併せ示されている。

第8図および第9図にそれぞれアルミニウム体系および鉛体系についての測定結果が示されている。これらの測定の際のパルス中性子のエネルギーはD-T反応による平均約15 MeVである。

第6図に見られるように、天然ウラン体系の減衰曲線は、前半と後半の二つの部分に分かれるように思われる。パルス中性子を打込んでから約40 n secまでは、観測している波高範囲によって減衰の様子が異なる。二つの部分とはこの前半の部分と、波高範囲によって減衰の様子が異なるそれ以降の部分である。この二つの部分に分かれることはD-T反応による中性子源の場合も、また、D-D反応による中性子源の場合も同様であるが、曲線BではD-D反応による場合の方が、D-T反応による場合よりも、前半の部分の勾配が急になっている。パルス中性子のエネルギーが異なっても、後半の部分の勾配には変わらない。

第7図では体系の大きさによって後半の部分の勾配が異なることが示されている。

アルミニウム体系および鉛体系の場合は、第8図および第9図に示されているように、天然ウラン体系の場合とは異なり、減衰曲線がある時点で急激に変化するようなことは観測されなかった。その勾配は連続的に変化しており、天然ウラン体系の場合の減衰曲線の後半のように、各波高範囲に共通した減衰は観測されなかった。つまり、波高範囲により、減衰曲線の様子が初めから終わりまで異なっている。



Observed neutron energies A: 0.8 ~ 1.2 MeV.
 B: 2.5 ~ 3.5 MeV. C: 4.5 ~ 5.8 MeV.

Fig. 6 Decay Curves of Neutrons of Various Energies for D-T and D-D Neutron Sources in 30cm x 30cm x 30cm Natural Uranium Block

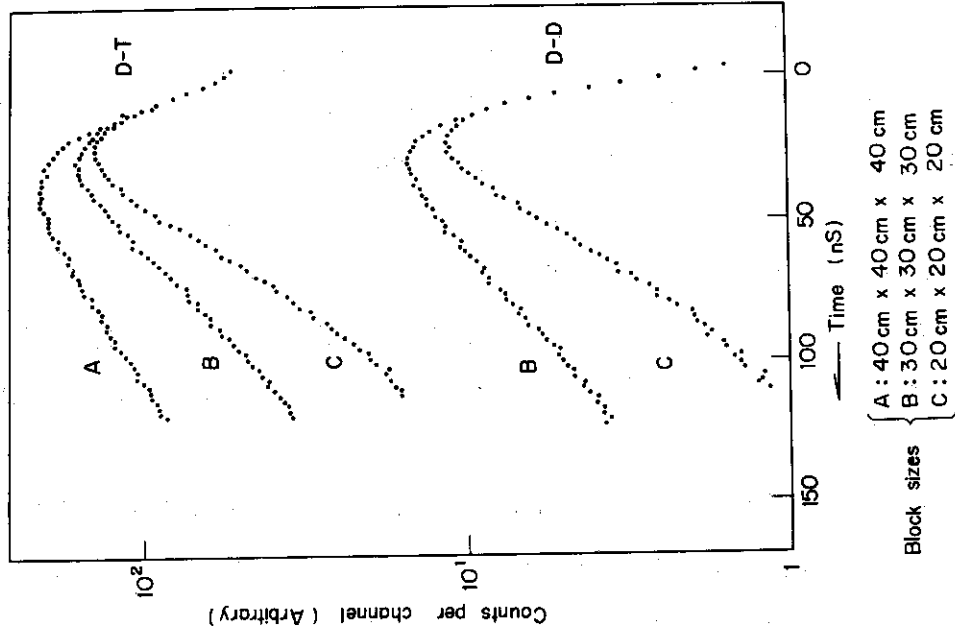


Fig. 7 Decay Curves of 0.8 1.2 MeV Neutrons in the Natural Uranium Blocks of Different Sizes for D-T and D-D Neutron Sources

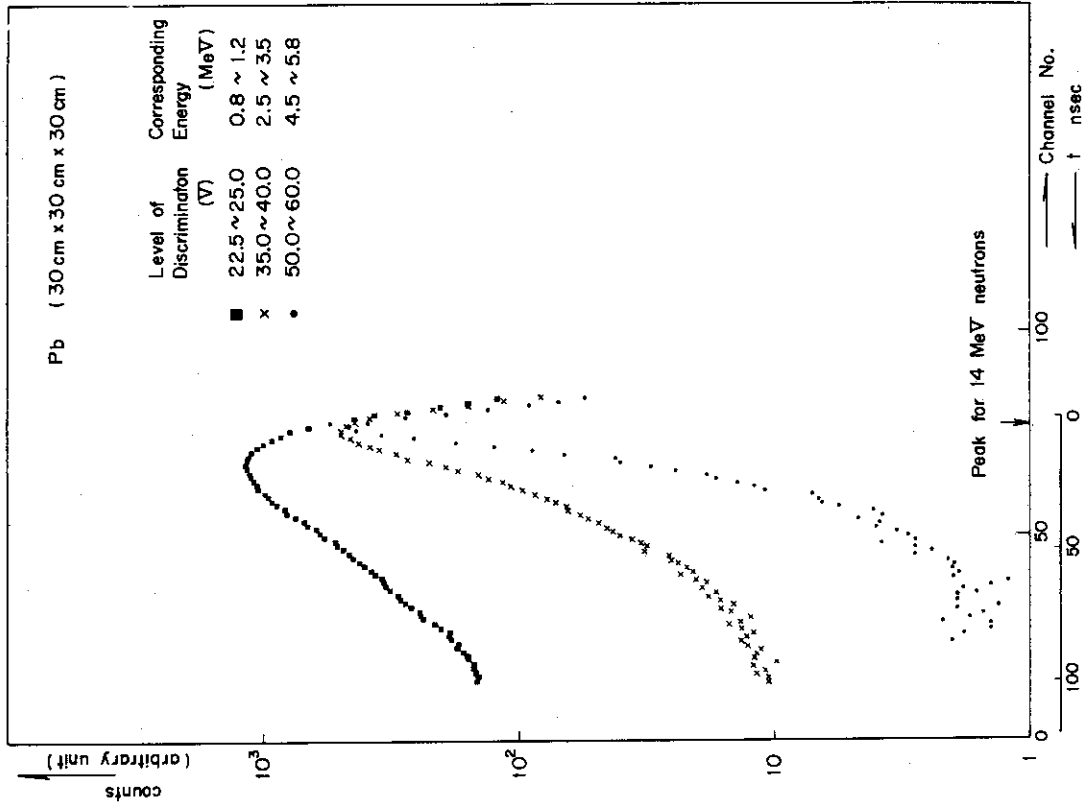


Fig. 9 Neutron Decays in Lead Assembly (30cm x 30cm x 30cm)

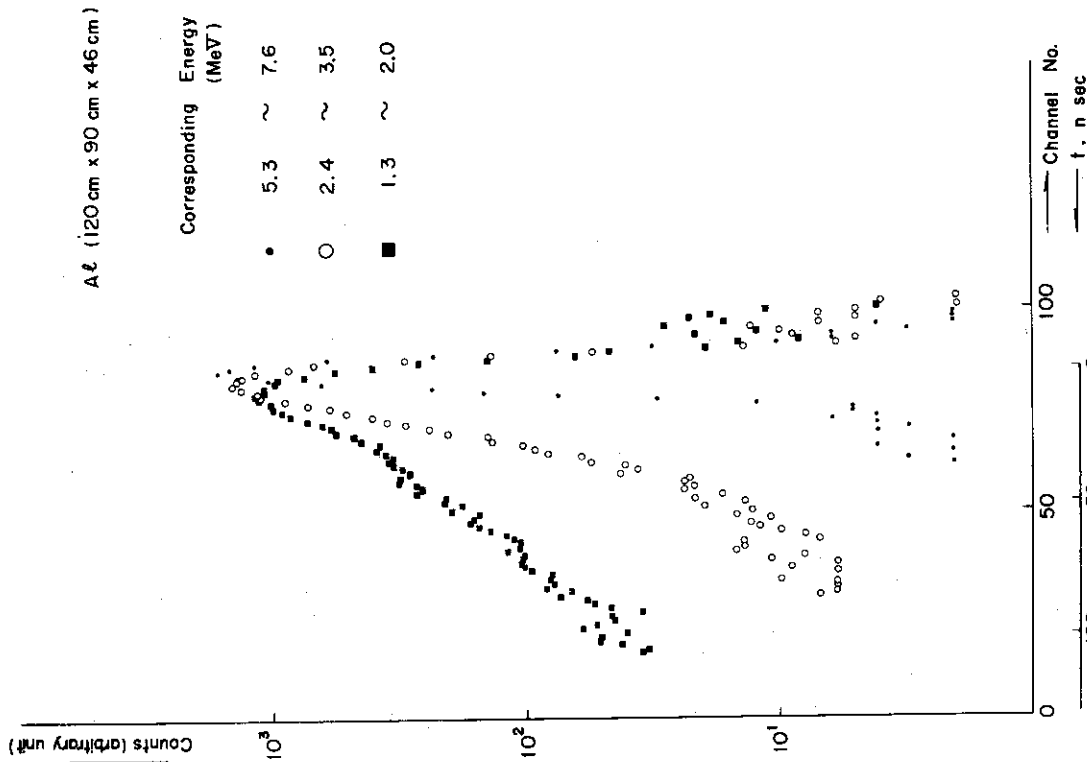


Fig. 8 Neutron Decays in Aluminium Assembly

2.3 測定結果の検討と解釈

${}^6\text{LiI}$ シンチレーションカウンタは、単一エネルギーの中性子に対しても第1図に示すような波高分布を持つ信号を出すために、信号の波高選別を行なってもエネルギーについて完全な微分測定を行なっているとは言えない。しかし、ある波高範囲を選択すれば、その波高範囲に相当するエネルギー以下のエネルギーの中性子による信号は入って来ない。 ${}^6\text{LiI}$ シンチレータによる観測はエネルギーについて細かい議論は出来ないが、少なくとも選別した波高範囲により減衰曲線に変化があれば、観測しているエネルギースペクトルにも時間変化があり、減衰曲線に変化がなければ観測しているエネルギースペクトルにも変化がないと言うことは出来る。

天然ウラン体系の減衰曲線の前半では、波高範囲の高い方が急激な減衰を示している。また第6図の曲線Bを比較してみると、前半の部分の勾配はD-D反応による中性子源の方が、D-T反応による中性子源の場合より急である。これはパルス中性子のエネルギーと観測しているエネルギーとの差がD-D反応による場合の方がD-T反応による場合よりも小さいことにより、入射後の中性子のエネルギーのおよび空間的な拡がり方がD-D反応のパルス中性子の場合の方が小さいためと思われる。これらのことから前半の部分はエネルギーおよび空間の高調波が強い部分であると言える。

これに対して、減衰曲線の後半の部分が、観測している各波高範囲に共通した同一の時間挙動を示すのは、天然ウラン体系内の中性子の増倍によるものと考えられる。非増倍系である鉛体系やアルミニウム体系では、そのような同一の時間挙動を示す部分は観測されていないことからこのことは裏づけられる。天然ウラン体系においては、0.8 MeV以上の中性子はパルス中性子入射後約40 n sec以降は各々の体系の大きさに応じて同一の時間挙動を示すと言える。

減衰曲線の後半の部分は、一見、指数関数的減衰と見えるがその保証はない。むしろ、僅かに下に凸になっており、単一指数関数的減衰とは言えないように見える。もし、エネルギースペクトルが全エネルギー範囲に亘って基本モードになっているならば単一指数関数的減衰を示す筈である。これは次のように説明できると考えられる。即ち、観測にかからない0.8 MeV以下のエネルギーの低い中性子が単一指数関数的時間変化をしていなければこれによる分裂中性子もまた単一指数関数的時間変化をしないことになる。しかも、分裂スペクトルは2 MeV近傍にピークを持ち、高いエネルギーを持った分裂中性子も1 MeV近傍に落ちるには数回以内の非弾性散乱で充分であることから、仮りに分裂スペクトルでパルス中性子が打込まれたとすると0.8 MeV以上の中性子のスペクトルが平衡に達するのは非常に早い。つまり、後半の部分は同一の時間挙動を示しているが、それは0.8 MeV以上のスペクトルが平衡に達しているということであって、全体の挙動は、観測をしていない低いエネルギーの中性子の時間挙動をそのまま反映している可能性がある。つまり、観測している減衰曲線には中性子の増倍の影響が明らかに見られるものの、基本モードに到達して減衰しているのかどうかは、観測された減衰曲線だけからは判然としない。

2.4 Storrer-Stievenart の理論による解析

前節で述べたように、天然ウラン体系において観測された中性子の減衰曲線には、増倍の影響が明らかに見られる。パルス打込み後、ある時間が経過すれば、実験で観測した減衰曲線は、0.8 MeV 以上では、エネルギーに依らず一様な減衰を示している。これが、分裂による中性子の増倍に因るものであることを、解析的にも示す必要がある。さらに、一様な減衰が、真に平衡スペクトルに達しているのか、或いは高いエネルギーの中性子のみが一様に減衰しているのかという問題は、実験でははっきりしなかったために、解析的にこれを検討することが望ましい。

Storrer と Stievenart は 1964 年に初めて、高速増倍系におけるパルス実験の解析法を提唱した。²⁴⁾ Storrer 等は体系内の中性子の連鎖過程を分裂スペクトルを持つ中性子が減速しつつ更に次の分裂を起すというモデルとして捉え、増倍の過程を減速と中性子の生成の二つの要素にわけて考えた。つまり、体系を先ず減速のみを起す非増倍系とした多群方程式から決まる固有値から、中性子の生成率を仲立ちとして増倍系の固有値を求めるという方法である。

Storrer 等の理論では、体系内の中性子の時間挙動を n 群の 1 点炉拡散理論により取扱う。高速増倍系でのパルス実験において、中性子の増倍が、減衰曲線に平衡スペクトルをもたらすかどうかという問題に対しては、エネルギー空間でのバランスが第一義的な意味を持つと考えられる。従って、幾何学的空間の取扱いに対しては、1 点炉近似に止まるとしても、むしろ群数を多くとった解析の方が、この問題の解明には適していると思われる。天然ウラン体系にパルス中性子が打込まれた後の中性子の時間挙動を、エネルギー別に知るために、Storrer 等の理論による解析が試みられた。

2.4.1 Storrer-Stievenart の理論の概要

Storrer-Stievenart の理論では、先ず、体系を非増倍系と考える。中性子の速度が v_i である i 番目の群の中性子束 $\phi_i(t)$ についての時間依存の 1 点炉近似拡散方程式は次のように書くことができる。

$$\sum_{t,i} \phi_i(t) - \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{trans,j \rightarrow i} \phi_j(t) = \frac{1}{v_i} \frac{\partial \phi_i(t)}{\partial t} \quad (2-1)$$

ここで、 $\sum_{t,i}$ は

$$\sum_{t,i} = D_i B^2 + \Sigma_{a,i} + \Sigma_{rem,i} ,$$

である。 D_i は拡散係数、 B^2 は幾何学的バックリング、 $\Sigma_{a,i}$ は吸収断面積、 $\Sigma_{rem,i}$ は散乱による i 群からの除去断面積である。非増倍系では (2-1) 式でつくられる n 次の連立方程式の作用素のマトリックスは三角行列になるために直接解くことができ、時刻 t における j 群の中性

子束は

$$\varphi'(t) = \sum_{i=1}^n c_i b_i^j e^{r_i t}, \quad (2-2)$$

の形に表わされ r_i は

$$r_i = v_i \Sigma_{t,i},$$

として求められる。 b_i^j は固有関数 $\varphi_i^j(t) = b_i^j e^{r_i t}$ の振幅であり、 c_i は初期条件によって決まる。しかし増倍系では分裂によるエネルギーの増加があるために作用素は三角行列にならず、直接解析的に解くのは困難である。そこで、非増倍系として求めた固有値を利用して、中性子の生成率を仲介として増倍系の固有値を求めることを試みる。

或るエネルギー・スペクトルを持つ中性子のパルスが増倍系に打込まれたのち、核分裂を全く起さないで時刻 t において到達するエネルギー・スペクトルを $\varphi(E, t)$ とする。その $\varphi(E, t)$ のエネルギー・スペクトルを持つ中性子がその時刻 t で核分裂を起したとするとその時の中性子の生成の割合 $S_1(t)$ は

$$S_1(t) = \int_E \nu \Sigma_f(E) \varphi(E, t) dE, \quad (2-4)$$

で表わされる。ここで $\Sigma_f(E)$ は分裂断面積、 ν は分裂により生成される中性子の数の平均である。同様に、パルス中性子が分裂スペクトル $\chi(E)$ を持っているとした場合に、それが分裂を起さないで時刻 t に到達するスペクトルを $\varphi_\chi(E, t)$ とする。その $\varphi_\chi(E, t)$ が時刻 t において分裂をおこしたときの中性子の生成率は (2-4) 式と同様に、

$$K(t) = \int_E \nu \Sigma_f(E) \varphi_\chi(E, t) dE, \quad (2-5)$$

で表わされる。従って分裂連鎖の n 番目の世代の時刻 t における中性子の数 $S_n(t)$ はその一つ前の世代の中性子から

$$S_n = \int_0^t S_{n-1}(t-t') K(t') dt', \quad (2-6)$$

により求められる。(2-6) 式を Laplace 変換すれば、

$$S_n(p) = S_{n-1}(p) K(p), \quad (2-7)$$

となる。分裂連鎖の中性子の数の時間変化 $S(t)$ は $S_1(t)$ を第1世代とする無限級数

$$S(t) = S_1(t) + S_2(t) + S_3(t) + \dots,$$

で表わされる。この式の Laplace 変換は (2-6) 式および (2-7) 式により、

$$S(p) = S_1(p) \{1 + K(p) + K(p)^2 + \dots\}$$

$$= \frac{S_1(p)}{1 - K(p)}, \quad (2-8)$$

と書ける。ここで $S_1(p)$ および $K(p)$ はそれぞれ (2-4) 式および (2-5) 式を Laplace 変換して得るものである。従って $S_1(p)$ および $K(p)$ は $\varphi(E, t)$ および $\varphi_x(E, t)$ が分っていれば求められる。 $\varphi(E, t)$ および $\varphi_x(E, t)$ は非増倍系についての (2-2) 式および (2-3) 式から求めることが出来る。増倍系の固有値は、(2-8) 式において極を与える p 、即ち

$$1 - K(p) = 0, \quad (2-9)$$

を満足する p となる。従って $K(p)$ を計算して $K(p) = 1$ となる p を求めればよいことになる。これにより求められた n 個の固有値を α_i とすれば、時刻 t における j 群の中性子束は

$$\varphi^j(t) = \sum_{i=1}^n c_i a_i^j e^{\alpha_i t} = \sum_{i=1}^n A_i^j e^{\alpha_i t}, \quad (2-10)$$

となる。 a_i^j は固有関数 $\varphi_i^j(t) = a_i^j e^{\alpha_i t}$ の振幅であり、 c_i は初期条件で決まる定数である。

2.4.2 解析結果

Storrer-Stievenart の理論に従って (2-10) 式の A_i^j および α_i さらに $\varphi^j(t)$ を求める GS-1 コードが書かれた⁽²⁵⁾。このコードでは α_i が複素根の場合も求められるようになっている。GS-1 コードにより YOM16 群セット⁽²⁶⁾を用いて、天然ウラン体系の減衰曲線の計算が行なわれた⁽²⁷⁾。パルス中中性子は、第1群に入射されると仮定されている。

体系が一辺 20 cm の立方体の場合の計算結果を第10図に示す。また一辺 30 cm の立方体の場合を第11図に示す。それぞれの図の中に計算における各群のエネルギーの下限が示されている。

パルス打込み後、ある時間が経過すれば、実験で観測した減衰曲線は 0.8 MeV 以上ではエネルギーに依らず、一様な減衰を示していることは先に述べた。ここで注目すべきことは、それが計算によっても示されていることである。即ち、パルス入射後から、実験で観測している範囲である 140 nsec までの間に、第1群から第4群までの中性子の減衰は一様になって行くことがわかる。中性子のエネルギースペクトルは、エネルギーの高い方から、順次、落ち着き始めることが計算結果に示されている。これが天然ウラン体系中での中性子の増倍のためであることを確かめるために、体系の大きさを一辺 30 cm の立方体に固定して、濃縮度を 10% および 20% に変えて計算すると、第12図および第13図のようになる。これらの図でわかるように、濃縮度を上げると天然ウラン体系の場合に比して、エネルギーの低い群でも平衡スペクトルに達するのが早くなり、且つ全体の勾配がゆるやかになる。さらに、天然ウラン体系において、仮想的に $\nu = 0$ とし計算すると、第14図のようになり、この場合には、減衰曲線の下へ凸の曲りは認められな

くなる。従って天然ウラン体系で計算された高いエネルギーの部分の様な時間挙動は増倍によるものであることがわかる。

既に、第10図および第11図から明らかなように、天然ウランの体系においては、実験で観測された時間範囲においては、低いエネルギーの各群はまだ平衡状態に入っていない。様な減衰を示している第1群から第4群も、下にやや凸の曲りを見せており、単一指数関数的減衰とは言えない。この下に凸の曲りは、エネルギーの低い群が平衡状態に達していないことに因るものである。従って、実験で観測された様な減衰も、真の平衡スペクトルの一部であるとは考えられない。

実験において観測しているエネルギー範囲に不確かさの少ない3.5 MeV以上のエネルギーの中性子の減衰曲線と、計算において、下限エネルギーが3.7 MeVの第1群の減衰曲線とを比較すると第15図のようになる。20 cm立方および30 cm立方の両体系について70~80 n sec以降の減衰の勾配は大体一致している。従って、1点炉近似のStorrer等の理論による解析法や、計算に用いた断面積は、先に述べたような程度の定性的な議論を行なうには十分な妥当性を有していると考えられる。

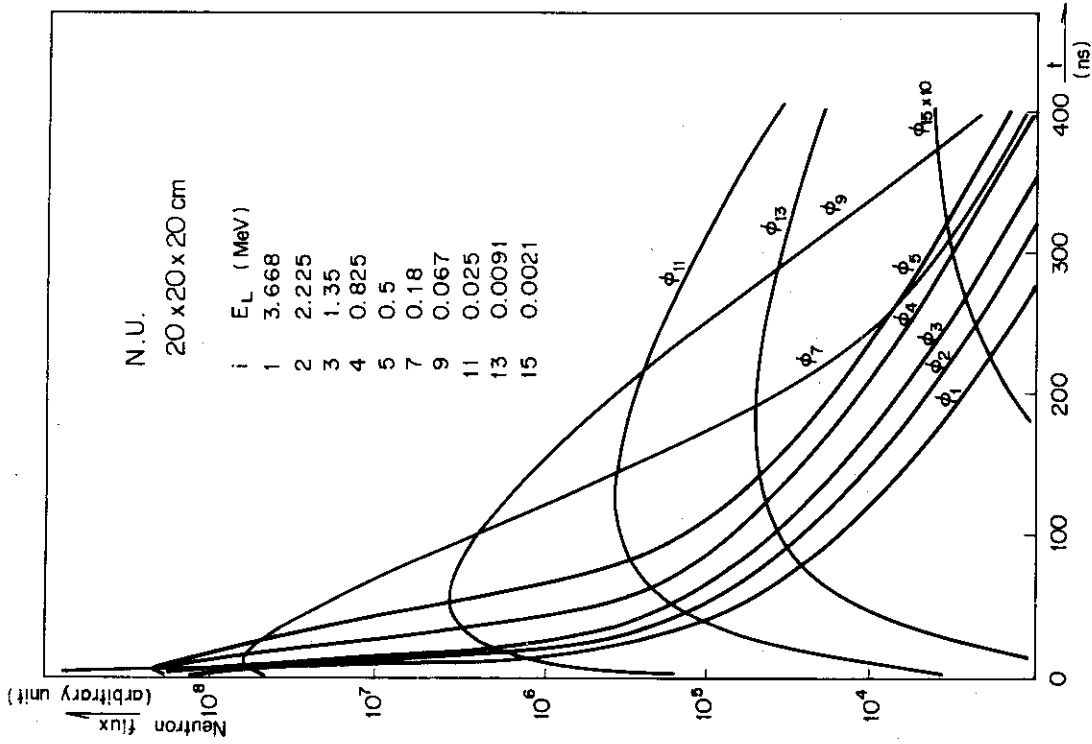


Fig. 10 Energy Dependent Fast Neutron Flux Decay Curves in a System of Natural Uranium of 20cm Cube

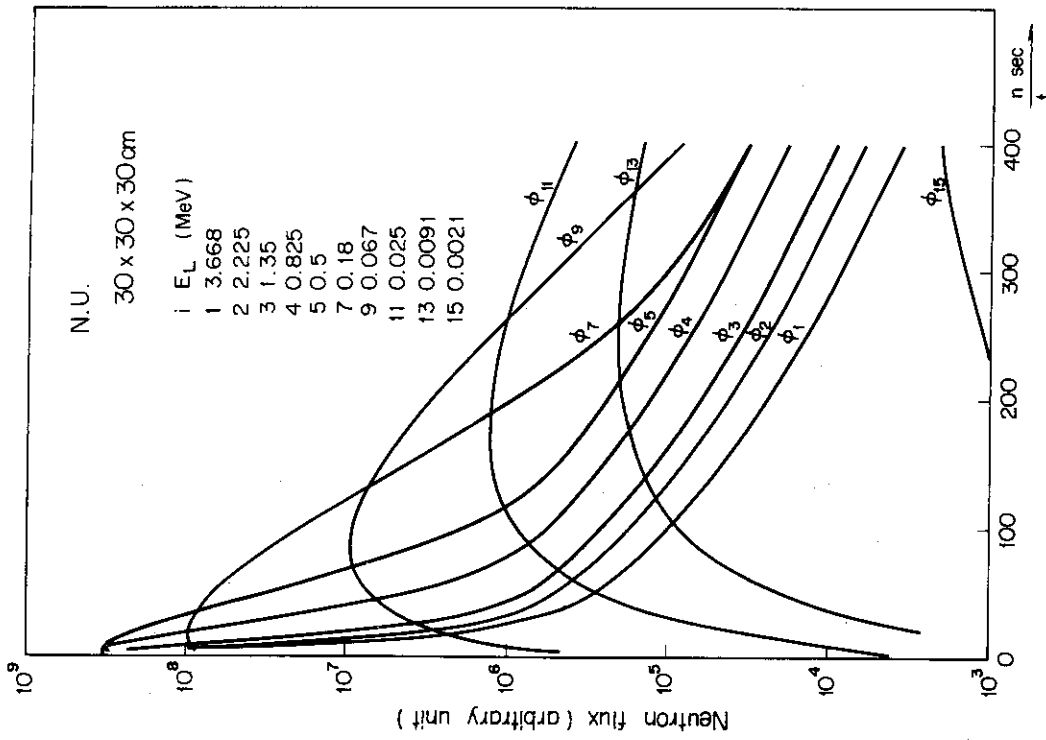


Fig. 11 Energy dependent fast neutron flux decay curves in a system of natural uranium of 30cm Cube

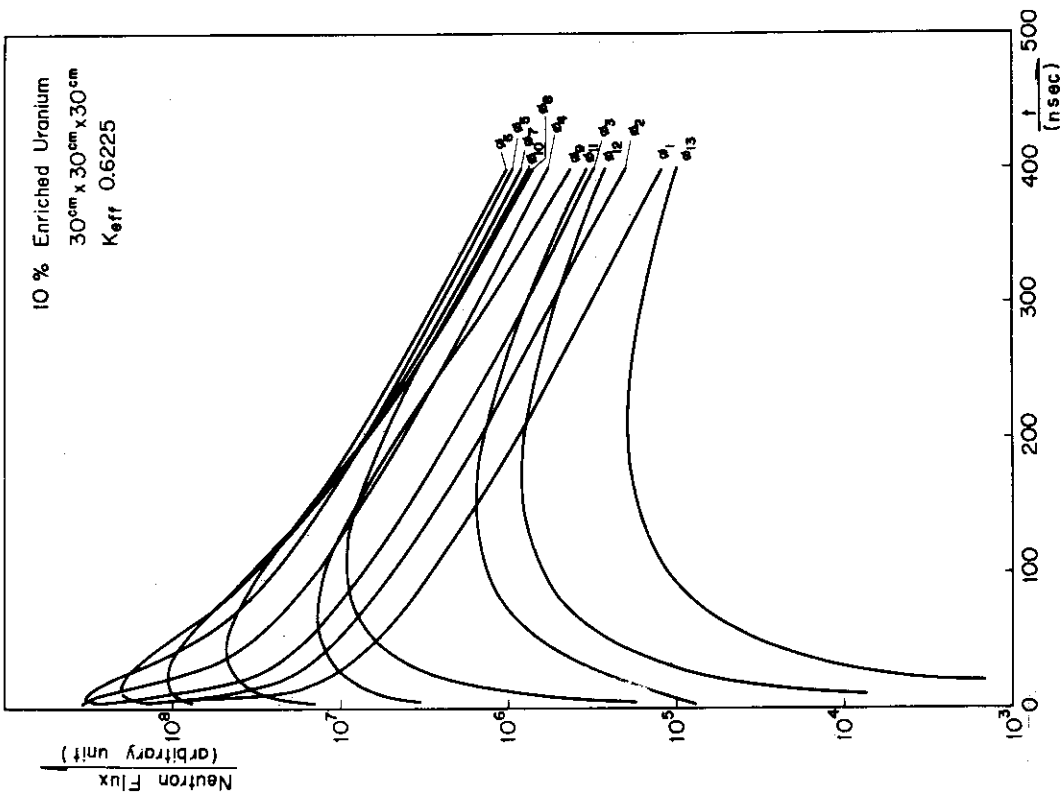


Fig. 12 Fast Neutron Decay in a Cubic 10% Enriched Uranium of 30cm Edge Length

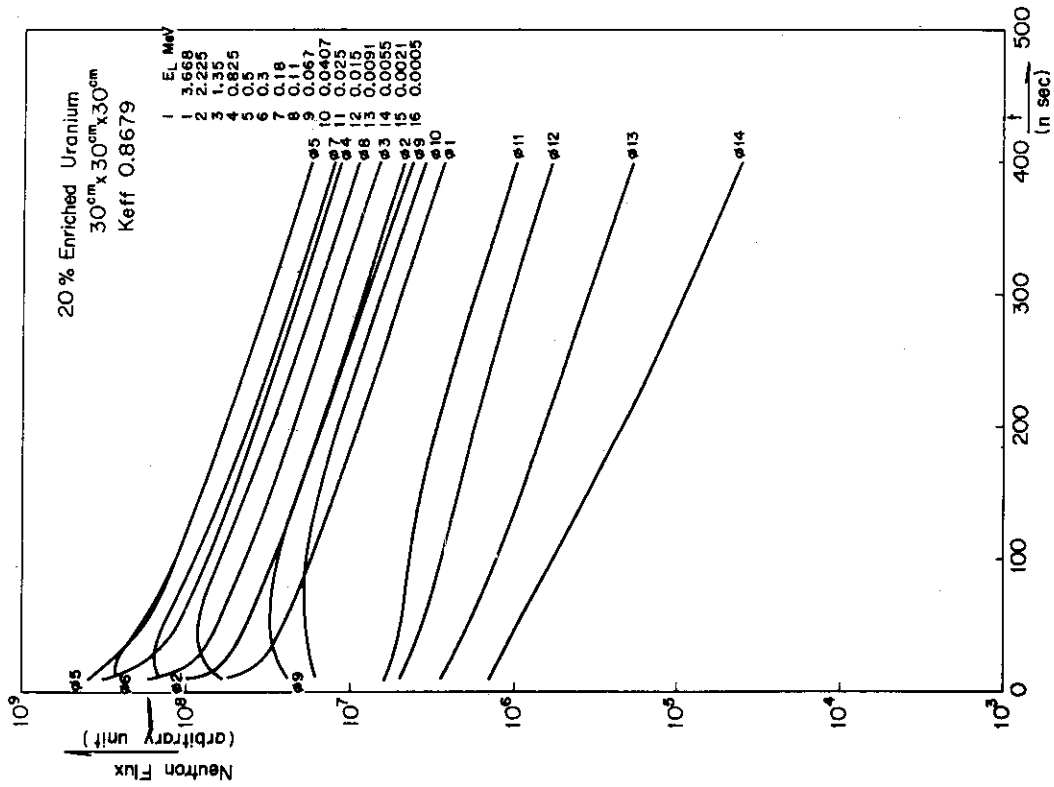


Fig. 13 Fast Neutron Decay in a Cubic 20% Enriched Uranium of 30cm of Edge

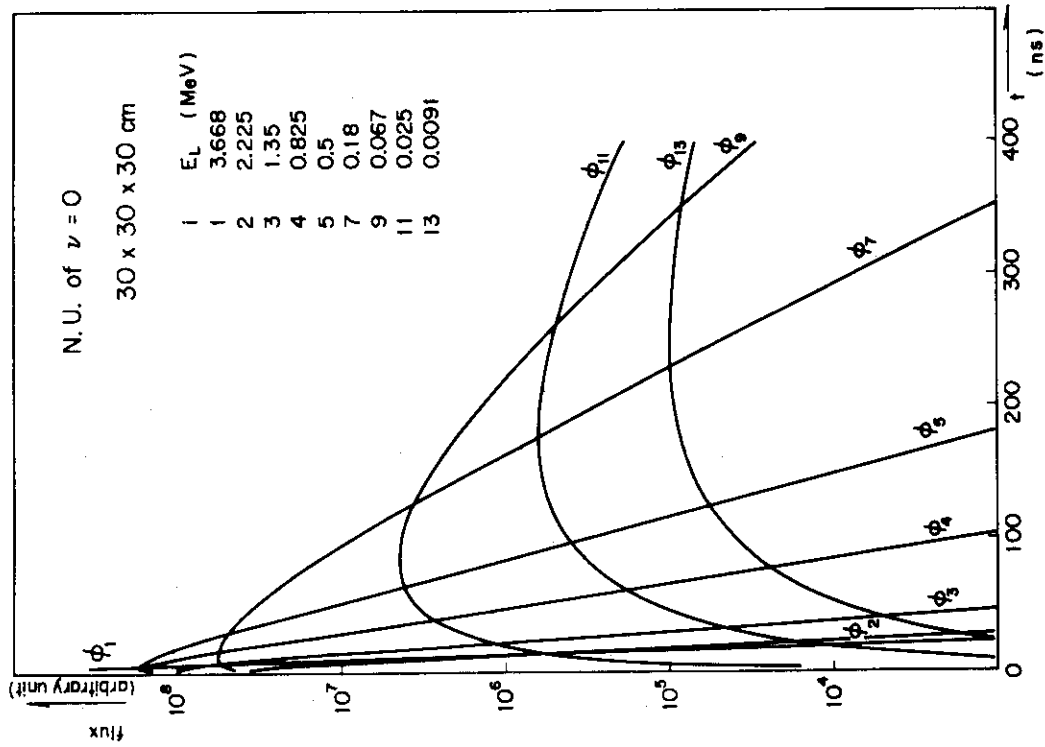


Fig. 14 Energy Dependent Fast Neutron Flux Decay Curves in a Fictitious Natural Uranium of $\nu = 0$

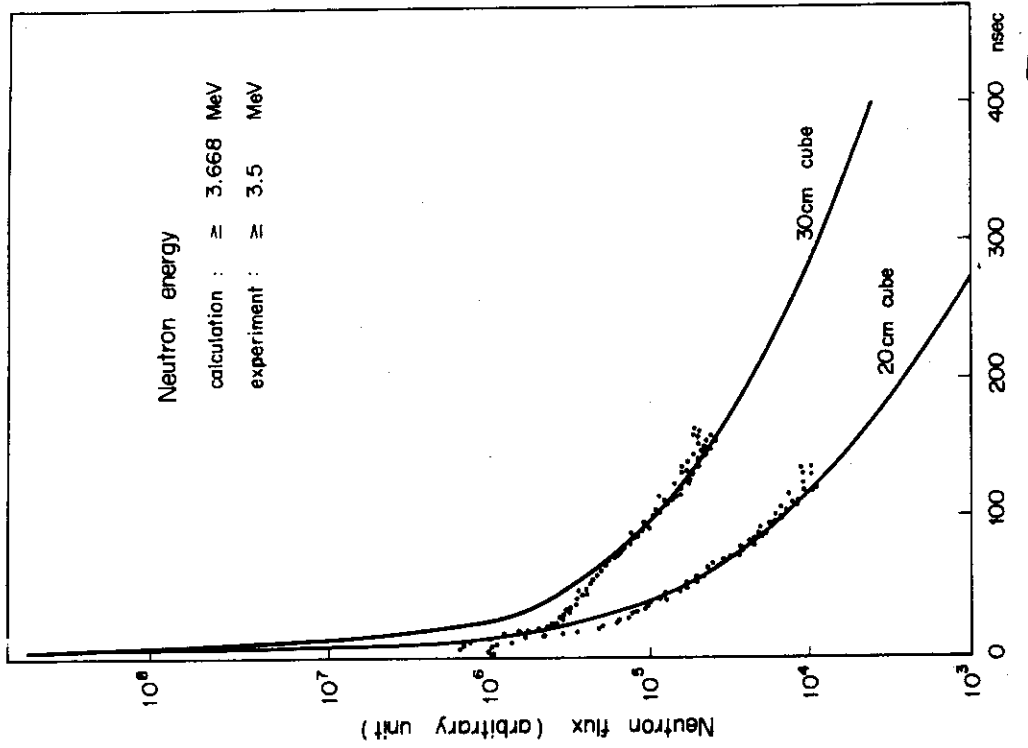


Fig. 15 Decay curves of neutron flux above 3.5 MeV in 20cm cube and 30cm cube of natural uranium

第3章 裸の高速炉心におけるパルス実験

高速増倍系においては核分裂の過程による中性子のエネルギーの回復が時間固有値の問題に本質的な拘り合いを持つと予想されることは第1章において述べた。それならば、高速増倍系において、エネルギーの回復の過程がありさえすればそれで基本モードの時間固有値は存在し得るのであるか。前章で述べたように、中性子の増倍が大きくなるに従って、中性子が平衡スペクトルに到達し易いことが予測される。天然ウラン体系のパルス実験では、高いエネルギーの中性子は、パルス入射後一定の時間が経過すれば、エネルギーに依らない同じ時間挙動の減衰が観測された。しかし、これは真の平衡スペクトルの一部であるとは言えないようである。序論で述べたように、直観的には、即発臨界の状態は、即発中性子成分については、0という時間固有値が存在する状態と考えられる。この即発臨界と天然ウラン体系のような低増倍の状態との間で基本モードの時間固有値が存在しなくなると予測される。従って、即発臨界と天然ウラン体系との間の中性子の増倍の状態について、中性子の増倍と即発中性子成分の減衰の様子との関係を系統的に調べる必要がある。

パルス実験の対象となる体系は、出来るだけ単純で、解析が容易なものが望ましい。しかもその体系を臨界にすることが出来ればパルス実験を行なう際、その体系のその時の反応度を知ることが容易となる。更に、臨界計算を行なって臨界性を実験結果と比較することにより、実験解析に用いる断面積セットや多群計算の妥当性を知ることができる。反応度を大巾に変化させる手段として、体系の組成を変えることは、エネルギースペクトルを大きく変えてしまうために望ましくない。そこで、日本原子力研究所の高速臨界実験装置(FCA)に組み込める炉心の中で、最も単純な体系においてパルス実験を行なうことにした。その炉心は、20%濃縮金属ウランのみをFCAに装荷して構成された裸の円筒形炉心であり、体系の大きさを変えることにより、反応度を大きく変えつつ、パルス実験が行なわれた。⁽²⁸⁾

3.1 高速臨界実験装置とパルス中性子源の概要

日本原子力研究所では高速増倍系においてパルス実験を行なうために、FCA本体の傍らにパルス中性子源を設けた。以下にFCAとPNS-Bと呼ばれるパルス中性子源の概要を述べる。

FCAは第16図に示すように、水平2分割型の臨界実験装置で、その本体は断面の外辺が $5.5\text{cm} \times 5.5\text{cm}$ の不銹鋼の角型パイプを35行 \times 35列に積重ねて出来たマトリックスである。これは中央部から2分割されている。一方は固定され固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体と呼ばれる。一方はレール上を移動することができ移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体と呼ばれる。臨界時には通常両者は密着されている。いろいろなサイズの平板状の燃料および構造材模擬物質を組合せて引出しに入れ、それをマト

リックスに挿入して炉心を形成する。炉の制御は通常、炉心構成物質を装填した制御棒の出し入れによって行なわれる。従って炉心の反応度は制御棒が引抜かれた状態が挿入された状態よりも低い。

パルス中性子源は200KVのCockcroft型で、第16図に見られるように、FCA本体の固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体の第18行に沿って、炉心中心までの任意の位置においてパルス中性子を発生させることが出来る。このパルス中性子源の特徴は、D-D反応による高いエネルギーのバックグラウンドを減らすために、 D^+ イオンを加速する前にビームのパルス化をしていることである。PNS-Bの性能は第1表に示されている。⁽²⁹⁾ 高速増倍系では即発中性子寿命が $10^{-7} \sim 10^{-8}$ secであるためにパルス巾は出来るだけ短いことが望ましい。しかし、強度が減少することも考慮してパルス巾を50 nsecから10 μ secまで段階的に可変とした。繰返し周波数も反応度に応じて変える必要があることから、1 KHzから200 KHzと可変にした。さらに、パルスを1回だけ発生させるワンショットパルスも行なえるようにした。パルスの負荷率 (duty cycle) は連続ビームに対して最大5%までとれる。

パルス波形は、パルス巾が0.1 μ sec以上では左右対称な矩形波であることが確認されている。パルス巾が最短の50 nsecでもその波形はほぼ左右対称な三角波であることがわかっている。従って、パルス実験に際しての時間原点を精度良く決めることができる。その他に問題となる点としては D^+ のイオンパルスが出ていないときに、イオン源からにじみ出て来る洩れのイオンによる定常的な中性子のバックグラウンドがある。他の定常的なバックグラウンド、例えば、炉室内の散乱中性子や、 ^{238}U などの自発性核分裂によるものと共に、このイオンの洩れによるバックグラウンドの補正は、加速器のパルサーをOFFの状態にして、パルス実験の本測定と全く同じ測定を本測定に引続いて繰り返すことにより行なうことができる。このイオン源からの暗電流はイオン源の状態が変りさえしなければ、12時間以上にわたって変化しないことが確かめられている。

3.2 実験体系

パルス実験が行なわれた裸の炉心はFCA I-5炉心と呼ばれる。その臨界実験については別に報告されている。⁽³⁰⁾ 炉心を構成する物質は、装荷された20%濃縮金属ウランと臨界実験装置の格子の構造材である不銹鋼のみである。

I-5炉心には、炉心の形状および用途により、I-5-C、I-5-S、I-5-Pと呼ばれる3種類がある。I-5-Cは、I-5炉心の組成の物質の臨界性が調べられた標準の円筒形炉心である。I-5-Sは円筒形炉心との間の形状因子を調べるために組まれた球形炉心である。球形炉心では、群数を多くとれる1次元計算による結果と実験結果とを直接、臨界量その他について比較できるために、使用した断面積セットの妥当性を検討できる。I-5-Pは、反応度を

Table 1 Available Pulse Condition of PNS-B

| Pulse Width (μ sec) | Repetition Rate (KHz) | Maximum Target Current (μ A) |
|-----------------------------|--------------------------|--------------------------------------|
| 0.05 | 200 | 5.3 |
| 0.1 | 100 | 5.7 |
| 0.2 | 50 | 5.7 |
| 0.5 | 20 | 6.2 |
| 1.0 | 10 | 6.0 |
| 2.0 | 5 | 6.0 |
| 5.0 | 2 | 6.0 |
| 10.0 | 1 | 6.0 |

One-shot Pulse Width : 1, 10, 100, 1000 msec

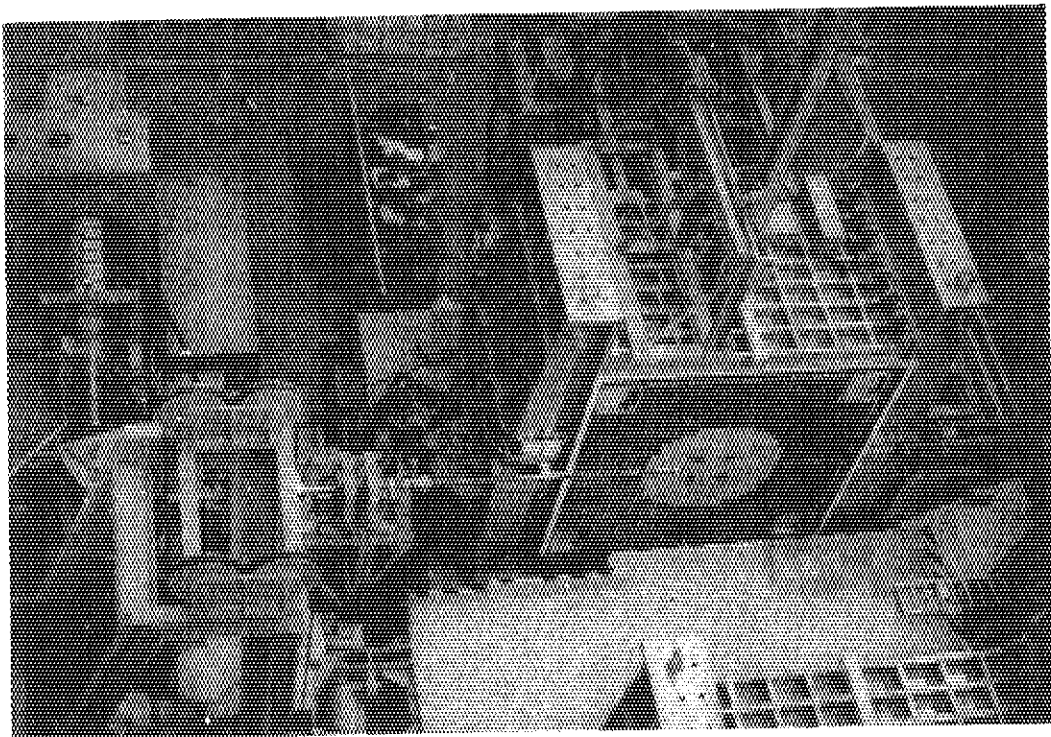


Fig. 16 FCA and PNS-B

大きく変えつつ、パルス実験を行なうために組まれた円筒形炉心である。その最も直径の大きな炉心は、形状、大きさが I-5-C とほぼ同じである。I-5-S と I-5-P の組成と、その形状および大きさは第 2 表にまとめられている。

Table 2 FCA I-5 Configurations

| material composition (10^{22} nuclei/cm ³) | | | dimension (cm) | | | Volume (ℓ) |
|--|--------|----------|-----------------------|--------|--------|---------------|
| nuclide | core | lattice* | core | radius | length | |
| ²³⁵ U | 0.7836 | | I-5-S | 25.12 | | 66.40 |
| ²³⁸ U | 3.1130 | | Loading 8 | 24.52 | 40.64 | 76.76 |
| Cr | 0.1653 | 0.1285 | I 5 P | " 9 | " | 61.87 |
| Fe | 0.6631 | 0.4473 | | " 10 | " | 48.30 |
| Ni | 0.0893 | 0.0536 | | " 11 | " | 35.91 |

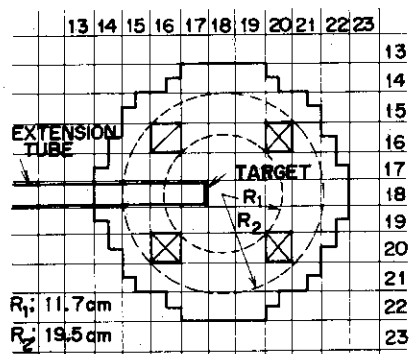
*The equivalent thickness of the lattice is 85.2 cm

パルス実験は I-5-S および I-5-P において行なわれた。I-5-S は球形炉心であるために、その大きさを変えて反応度を大きく変化させることはむづかしい。従って、実験が行なわれた範囲は、制御安全棒により変えることができる反応度の範囲に止まった。

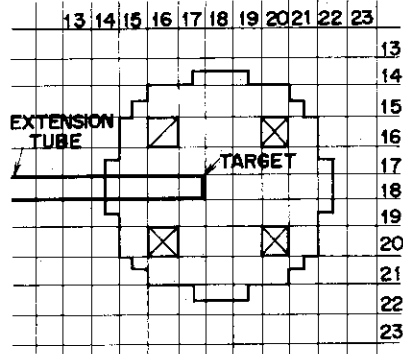
半径を変えて、大中に中性子の増倍を変えつつパルス実験を行なったのは I-5-P 炉心である。I-5-P 炉心において炉心半径を変えたものは Loading と呼ばれた。半径が最も大きな Loading を Loading 8 と呼び、次いで Loading 9 と順次、炉心半径が小さくなり、最小のものは Loading 11 である。各々の Loading の炉心の軸の長さは一定で、40.64 cm である。各 Loading の断面を第 17 図に示す。

また Loading 9-D あるいは Loading 10-4 のように、Loading 番号の後についた文字または数字は制御安全棒の状態を示すもので、D は、全部で 8 本ある制御安全棒のすべてが全ストロークにわたって挿入された状態を指し、E の文字は、逆に、すべての制御安全棒が炉心から完全に引抜かれた状態を示す。また、数字は、炉心から完全に引抜かれている制御安全棒の本数を表わす。但し、Loading 8-D では、1 本の制御安全棒は遅発臨界の位置までしか挿入されていない。

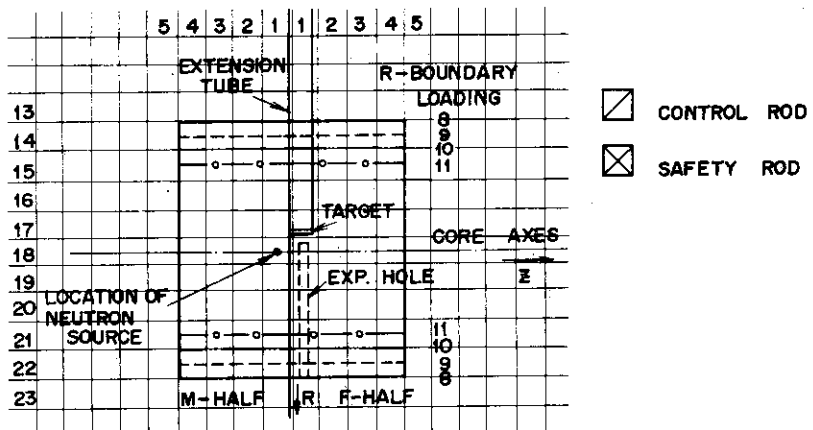
このように、制御安全棒を引抜くか、炉心の周辺燃料を段階的に取去るかによって、遅発臨界の状態にある Loading 8-D から、中性子の洩れの割合を大きく変化させつつ、パルス実験が行なわれた。



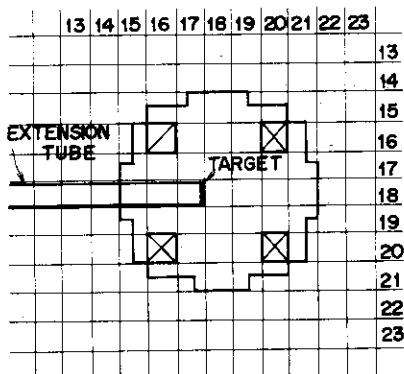
Loading 8



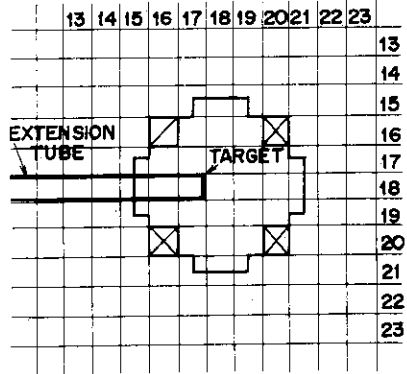
Loading 9



Top views



Loading 10



Loading 11

Fig. 17 Cross section of cylindrical cores

3.3 測定装置

測定回路を第18図に示す。時間分析器としてはクロックパルスを利用したデジタル型の TMC model 211 Time of Flight Unit または TMC model 201 Time of Flight Unit を TMC 256 チャンネル分析器にプラグインしたものをを用いた。

検出器には各種の核分裂計数管を用いた。 ${}^6\text{LiI}$ シンチレーションカウンタは炉心内では γ 線による影響で信号の波高が変動するために使用できない。また、 ${}^3\text{He}$ 比例計数管は立上り時間が遅いため使用に堪えない。核分裂計数管のうち、マイクロカウンタは ${}^{235}\text{U}$ と ${}^{237}\text{Np}$ でその有感体積は $0.5\text{cm}\phi \times 2.5\text{cm}$ である。その他、有感体積が $2.3\text{cm}\phi \times 8.3\text{cm}$ の ${}^{238}\text{U}$ 中型核分裂計数管を用いた。また有感体積が $5\text{cm}\phi \times 20\text{cm}$ の ${}^{235}\text{U}$ 高感度核分裂計数管をモニターとした。

臨界実験装置に体系が装荷されていない空の $\frac{1}{2}$ 集合体が相互に分離された状態で、パルス巾 50 nsec の中性子パルスを発生させて、パルス実験と同様に中性子計数の時間分布を測定して測定回路全体の時間分解能を調べた。第19図に示されているように観測された中性子パルスはその巾が 50 nsec から殆んどひろがっていない。このように 50 nsec のパルス中性子に対しても測定系は、十分に高い時間分解能を有していることが確かめられた。

実験の際のパルス中性子源のパルス巾としては、 50 nsec 、 $0.1\mu\text{ sec}$ または $0.2\mu\text{ sec}$ を使用した。ターゲットにはトリチウムメタルターゲットを使用した。従って、パルス中性子は、D-T 反応による 14.1 MeV のエネルギーを持つ。ターゲットはどの Loading においても第17図に示されているように炉心中心の隣りの格子間に置かれた。測定は、炉心中心および、炉心中心からターゲットと反対方向に 15 cm 離れた位置で行なわれた。

遅発臨界時における即発中性子減衰定数 α_c はパルス法により直接測定された。その測定法は附録1-2に述べられている。

体系の反応度は臨界から Loading 8-E の状態までは制御棒の等価反応度値から求められた。それ以下の反応度は中性子増倍法により測定された。中性子増倍法では第17図に示したように体系の中心近くに 200 mCi の Am-Be 中性子源を置き、臨界実験装置に設置されている2系統の起動用チャンネルと2系統の線型出力計および F32-18 の位置に設けたモニターにより中性子の計数を行った。臨界実験装置の測定系は第16図において格子集合体の四隅に見られる減速材マセナイトで満された直方体の容器に入れられている。起動用チャンネルの検出器は ${}^{235}\text{U}$ 分裂計数管で、線型出力計は非補償型イオンチェンバーである。

中性子増倍法においては Loading 8-4 における計数率を基準にした。この基準を Loading 8-2 または Loading 8-E に取っても増倍法による反応度の値は変わらないことが確かめられた。また遅発臨界から Loading 8-E までの反応度はパルス中性子法によっても測定されたが、その値は制御棒等価反応度値から求めた値と実験誤差の範囲内で一致した。例えば Loading 8-4 の反応度は制御棒等価反応度から求めた値は $4k/k$ で -2.48% であるのに対して、パル

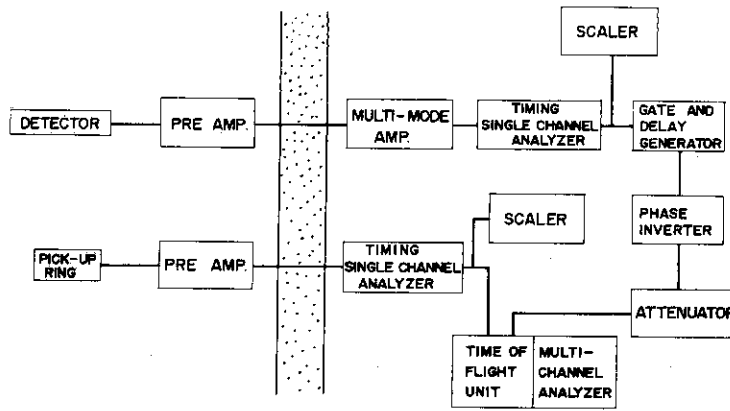


Fig. 18 Block diagram of measuring system

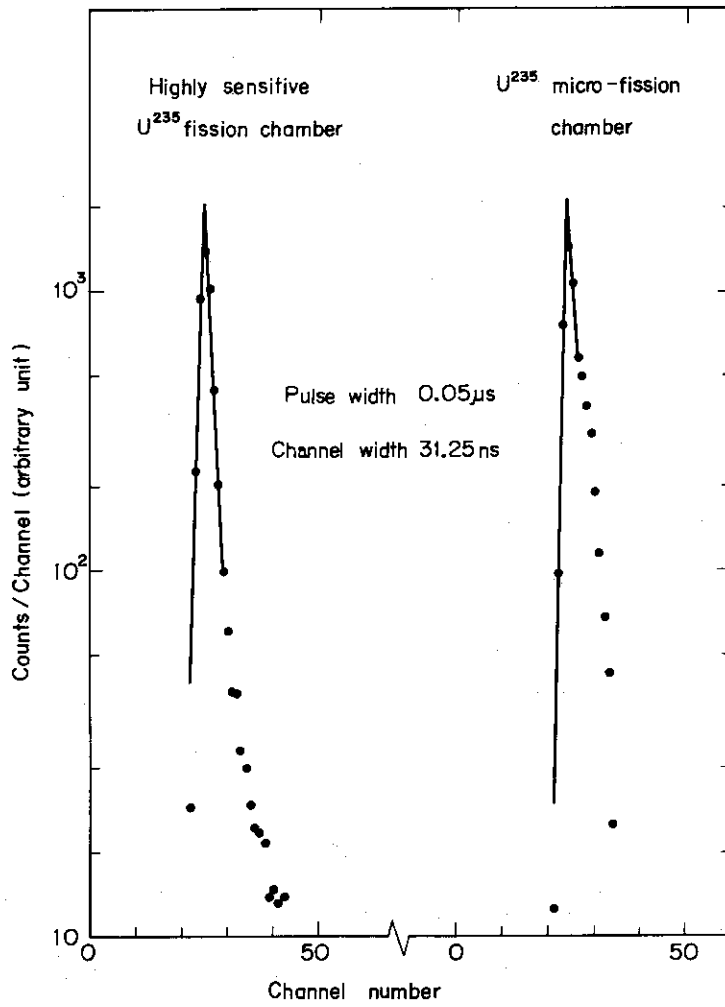


Fig. 19 Time resolution of measuring system

ス中性子法により求めた値は -2.45% である。パルス中性子法による反応度の測定は一種の中性子増倍法であり、その方法は附録 2 に説明されている。⁽³¹⁾

また I-5-C 炉心の中心における中性子のエネルギースペクトルが ^3He 比例計数管により測定された。

3.4 測定結果

パルス中性子が打込まれた後、即発中性子減衰曲線が観測され得る時間範囲は、パルス中性子の強度および検出器の感度により制限される。観測可能な時間範囲は反応度、遅発中性子成分の大きさ、バックグラウンドの高さによって異なり、遅発臨界ではパルス入射後約 $30\ \mu\text{sec}$ Loading 9-4 では約 $4\ \mu\text{sec}$ 、Loading 11-E では約 $1.5\ \mu\text{sec}$ であった。

I-5-P 炉心の反応度が $4k/k$ で約 -7% の場合に、 ^{235}U マイクロ分裂計数管により、体系の中心の位置と、中心からターゲットと反対方向に $15\ \text{cm}$ 離れた位置で測定した減衰曲線の比較を測定された減衰曲線の代表的な例として第 20 図に示す。また、中心から $15\ \text{cm}$ の位置で ^{235}U と ^{238}U のマイクロ分裂計数管で測定した減衰曲線の比較を第 21 図に示す。

これらの図からわかるように、中性子パルスが入射してから $0.5\ \mu\text{sec}$ を経過すれば、いずれの場合も減衰の様子に変わりがなくなる。他の反応度の場合も、約 $0.5\ \mu\text{sec}$ 以降は検出器の場所、核種に依らない減衰曲線を示す。同様のことは、パルス実験が行なわれた FCA のその他の炉心についても観測されている。炉心にブランケットがついている場合でも、パルス中性子入射⁽³¹⁾後、或る一定の時間が経過すればブランケットも含めて様な減衰を示すことが知られている。

パルスが入射して約 $0.5\ \mu\text{sec}$ 以降は、反応度が高いときには単一指数関数的減衰を示す。しかし反応度が $4k/k$ で -10% 以下になると、単一指数関数的減衰とは見做せない歪が現われて来る。このことについては後節で述べる。ここでは、議論の見通しを良くするために、すべての場合について、中性子パルスが入射してから $0.5\ \mu\text{sec}$ 以降は単一指数関数的減衰であると見做すことにする。パルス入射後、 $0.5\ \mu\text{sec}$ 以降の減衰曲線を最小自乗法により、

$$N(t) = A e^{-\alpha t} + Nd \quad (3-1)$$

の形にあてはめて減衰定数 α を求めた。

このようにして求められた減衰定数と反応度の実験値を第 3 表に示す。減衰定数と反応度との関係を図示すると第 22 図のようになる。減衰定数と反応度との直線関係は $4k/k$ が約 -14% から下は急激に外れることがわかった。

球形炉心 I-5-S においては、延長管を挿入したことにより体系が臨界になり得なかったために α_c を直接には測定できなかった。従って、第 23 図に示すように、未臨界時における α の測定値から外挿により求めた。このようにして求めた α_c は測定誤差の範囲内で I-5-P の

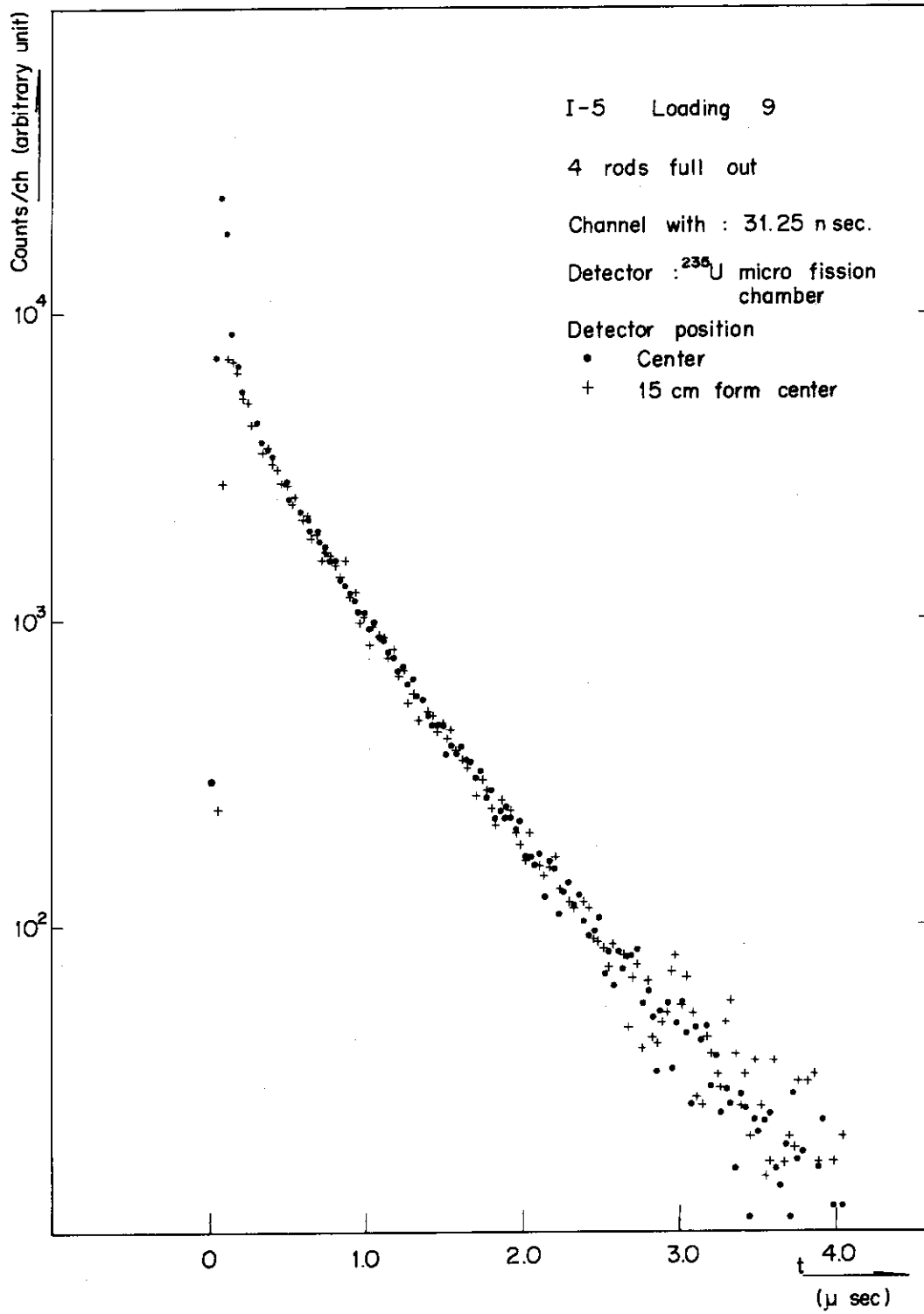


Fig. 20 Space dependence of decay on Loading 9-4

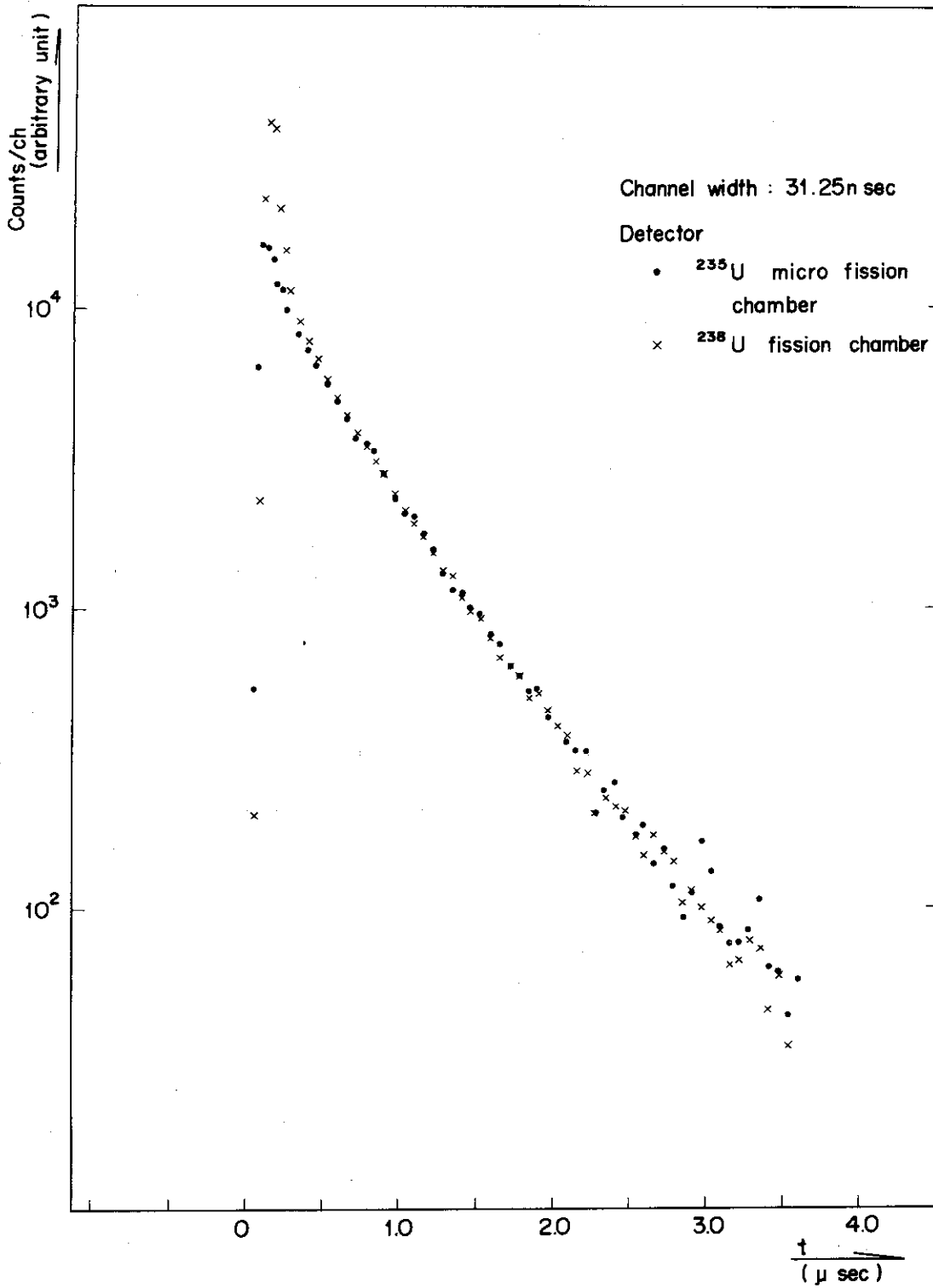


Fig. 21 Decay at 15cm from center on Loading 9-4

Table 3 Experimental reactivity and decay constant of FCA I-5

| core geometry | Loading and rod condition * | measured reactivity (% $-\Delta K/K$) | measured α from the decay curve after 0.5 μ sec (10^6 sec $^{-1}$) | | |
|---------------|-----------------------------|--|---|-------------------|---|
| | | | center | | 15cm from center |
| | | | ^{235}U | ^{238}U | ^{235}U |
| Sphere | D | 0.615 | 0.319 \pm 0.002 | — | — |
| | C/R#1 full out | 1.09 ₉ | 0.438 \pm 0.002 | — | — |
| | C/R#4 full out | 1.27 ₄ | 0.471 \pm 0.003 | — | — |
| | C/R#1&4 full out | 1.75 ₈ | 0.594 \pm 0.003 | — | — |
| Cylinder | 8-delayed critical | 0 | 0.160 \pm 0.002 | — | — |
| | 8-1 | 0.620 | 0.299 \pm 0.002 | — | — |
| | 8-2 | 1.24 ₀ | 0.431 \pm 0.002 | — | — |
| | 8-4 | 2.48 ₀ | 0.737 \pm 0.005 | 0.721 \pm 0.004 | — |
| | 8-E | 4.53 ₄ | 1.17 \pm 0.01 | 1.16 \pm 0.01 | — |
| | 9-D | 4.30 ₂ | — | — | — |
| | 9-4 | 7.21 ₉ | 1.70 \pm 0.01 | 1.71 \pm 0.01 | 1.69 \pm 0.02 (^{238}U :1.73 \pm 0.02) |
| | 9-E | 9.90 ₈ | 2.23 \pm 0.02 | 2.20 \pm 0.02 | — |
| | 10-D | 11.6 ₈ | 2.65 \pm 0.03 | 2.55 \pm 0.03 | 2.66 \pm 0.04 |
| | 10-4 | 14.9 ₁ | 3.13 \pm 0.04 | 3.05 \pm 0.04 | 2.96 \pm 0.05 |
| | 10-E | 18.3 ₇ | 3.46 \pm 0.06 | 3.51 \pm 0.05 | 3.34 \pm 0.05 |
| | 11-D | 22.0 ₄ | 3.98 \pm 0.06 | 4.00 \pm 0.06 | 3.46 \pm 0.08 |
| | 11-4 | 25.5 ₅ | 4.13 \pm 0.09 | 4.27 \pm 0.09 | 2.8 \pm 0.3 |
| 11-E | 29.2 ₅ | 4.60 \pm 0.09 | 4.20 \pm 0.12 | — | |

* Rod conditions

D means all rods are inserted.

E " " " " extracted

1. 2. 4 is the number of rods extracted

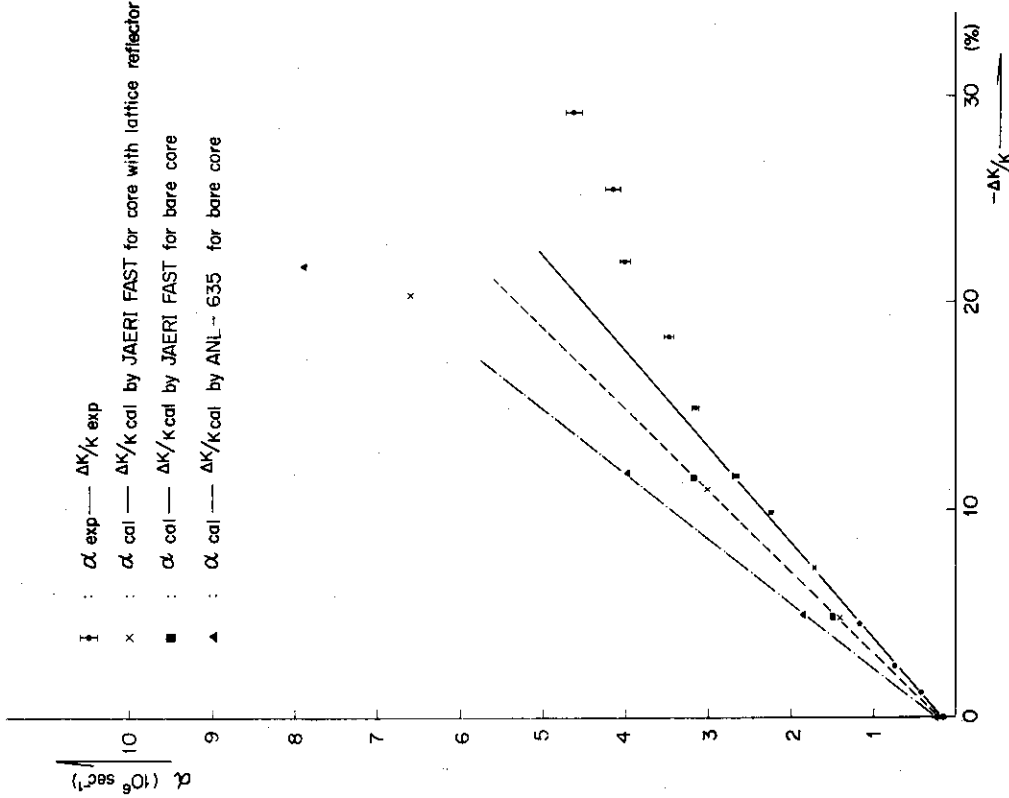


Fig. 22 Relation between α and reactivity on I-5-P

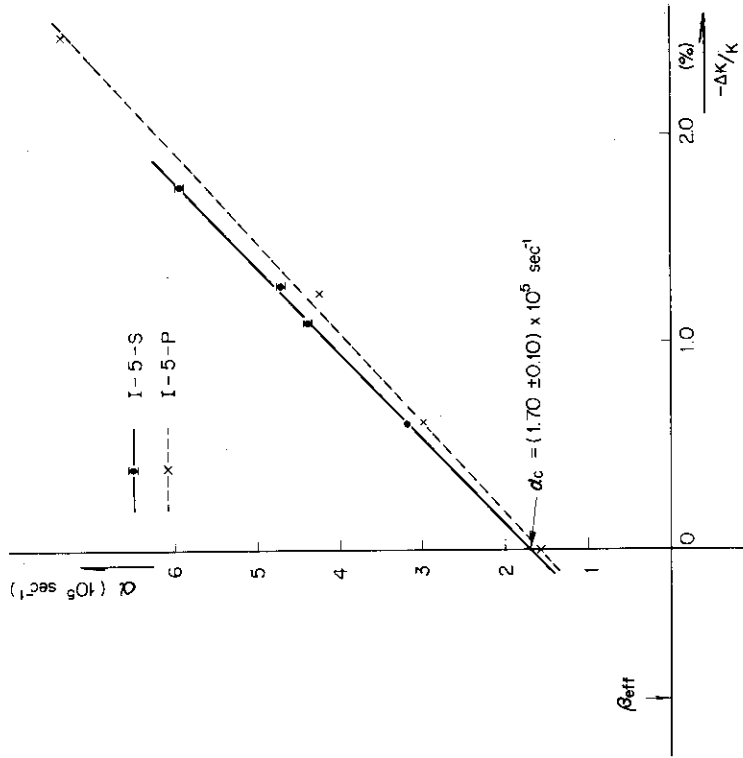


Fig. 23 Relation between α and reactivity of I-5-S and I-5-P at reactivities near to the critical

α_c と一致した。

また ^3He 比例計数管により測定された I-5-C 炉中心での中性子のエネルギー・スペクトルは第 24 図に示されている。

3.5 多群 S_n 計算による解析

減衰定数を求める方法としては、直接、これを固有値として求める方法と、摂動法により計算された実効遅発中性子成分 β_{eff} 、および即発中性子生成時間 A_p を用いて、

$$\alpha = \frac{k(1 - \beta_{\text{eff}}) - 1}{k A_p} \quad (3-2)$$

の式により求める方法の二つがある。計算はこの両方の方法により行なわれた。計算には ANL-635 の 16 群断面積セット⁽³²⁾ および JAERI-FAST 25 群断面積セット⁽³³⁾ が用いられた。

計算は体系が完全に裸であるとした場合と、臨界実験装置の格子集合体を非常に薄く一様に希釈された反射体と見做して、それが炉心をかこんでいるとした場合とについて行なわれた。計算はいずれも 1 次元計算コードによるため、円筒形である I-5-P 炉心の計算は、まず、体系の半径を、臨界実験を行なって得た臨界半径の 24.52 cm に固定して、軸方向の長さを変えていくつも行ない、 k_{eff} が 1 になる長さを求めた。コードはいずれも軸方向の長さをインプットすると外挿距離を含めたバックリングを計算するようになっている。このようにして求めた臨界になる炉心の長さは ANL-635 セットで裸炉心のときは 41.72 cm であった。JAERI-FAST セットでは裸とした場合は 41.76 cm、格子集合体を計算に入れた場合は 40.31 cm であった。実際の炉心の軸長は 40.64 cm であるので格子集合体を取り入れた JAERI-FAST による計算値が最も良く実験値と一致している。各 Loading についての計算は、このようにして求められた臨界になる炉心の長さに体系の長さを固定して行なわれた。

α の計算には DTF-4 コード⁽³⁴⁾ および SNKPARAM コード⁽³⁵⁾ が用いられた。DTF-4 コードは 1 次元 S_n 多群計算を行う汎用コードで、固有値として、 k_{eff} 臨界体系の大きさ、メッシュの間隔、原子数密度、減衰定数のうち、いずれか 1 つを求めることができ、それぞれの場合の中性子束 ϕ 、随伴中性子束 ϕ^+ が計算される。 β_{eff} と A_p は臨界体系における ϕ および ϕ^+ を用いて摂動法によってそれぞれ、

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\int \phi^+ \left[\sum_i \left\{ \sum_j \beta_i^j \chi_i^j \nu_i \Sigma_{f,i} \right\} \right] \phi \, dv \, dr}{\int \phi^+ \left[\sum_i \left\{ (1 - \sum_j \beta_i^j) \chi_{p,i} + \sum_j \beta_i^j \chi_i^j \right\} \nu_i \Sigma_{f,i} \right] \phi \, dv \, dr} \quad (3-2')$$

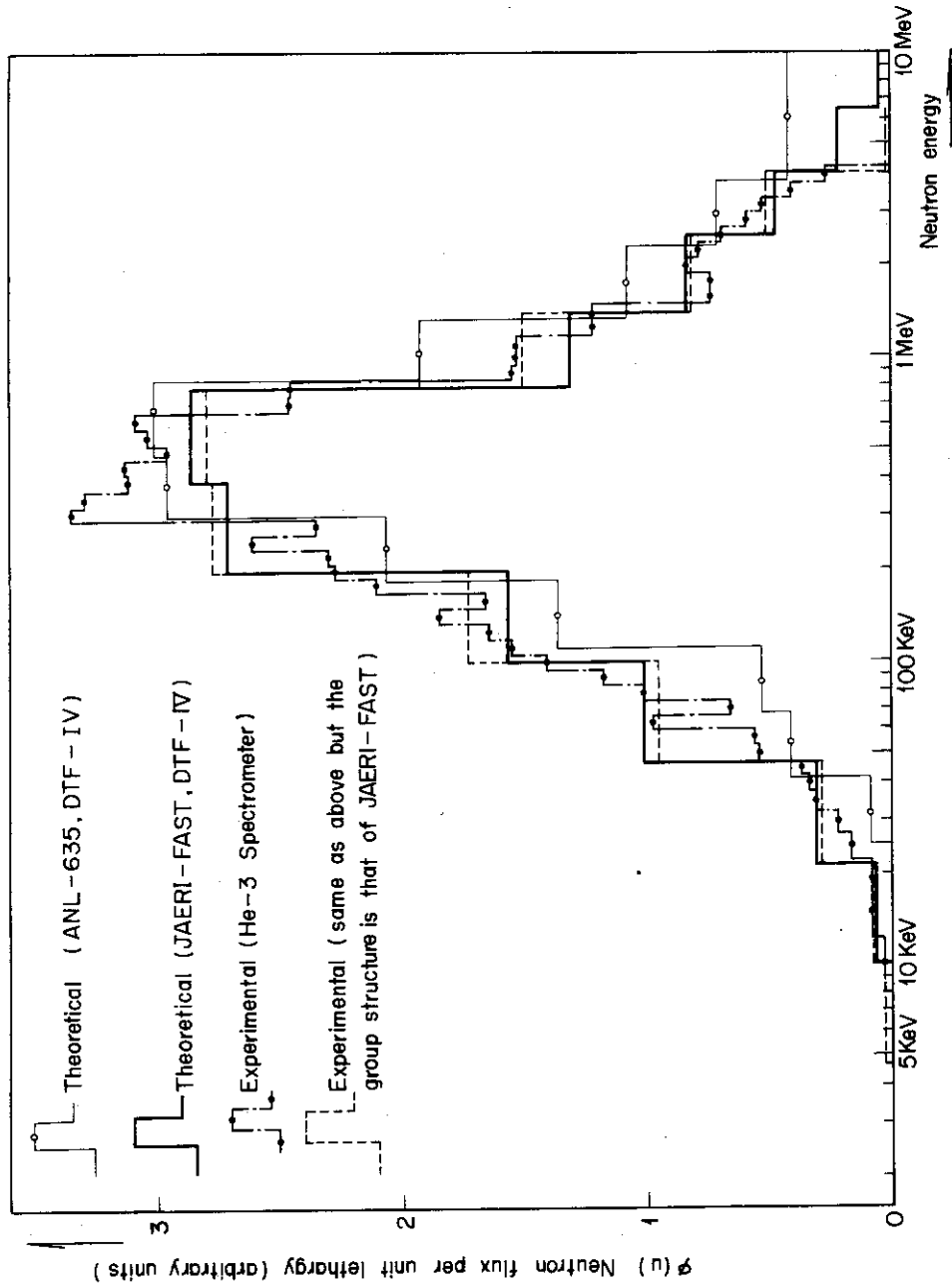


Fig. 24 Comparison between experimental and theoretical neutron energy spectra of FCA I-5

$$A_p = \frac{\int \phi^+ (1/v) \phi \, dv \, dr}{\int \phi^+ [\sum_i \{ (1 - \sum_j \beta_i^j) \chi_{p,i} + \sum_j \beta_i^j \chi_i^j \} \nu_i \Sigma_{f,i}] \phi \, dv \, dr} \quad (3-2'')$$

として求められる。但し、分裂性核種 i について、それぞれ、

- ν_i : 1回の分裂により生ずる中性子の平均の数
- $\Sigma_{f,i}$: 分裂の巨視的断面積
- $\chi_{p,i}$: 即発中性子の分裂スペクトル
- β_i^j : j 番目の組の遅発中性子成分
- χ_i^j : j 番目の組の遅発中性子のエネルギースペクトル

である。DTF-4 コードにより計算された ϕ および ϕ^+ を用いて (3-2') 式および (3-2'') 式の計算を行う部分を附加えたコードが SNKPARAM コードである。

減衰定数を時間固有値として求める計算は DTF-4 コードによって行なわれた。その際、即発中性子の生成の断面積は $\sum_i \nu_i (1 - \sum_j \beta_i^j) \Sigma_{f,i}$ として計算された。

固有値計算を行なうには、分裂スペクトルに特別な注意を払わなければならないが、そのことは附録 1 に説明されている。また摂動法と固有値計算法との比較も附録 1 に述べられている。

DTF-4 コードにより求められる時間固有値 α は輸送方程式、

$$r \cdot (\Omega \phi) + (\sigma + \alpha/v) \phi = S(r, v\Omega) \quad , \quad (3-3)$$

が成り立つように決められた α である。ここで ϕ は点 r , 速度 $v\Omega$ の中性子束、 σ は巨視的全断面積、 S は分裂および散乱による中性子源である。

DTF-4 コードにより固有値計算を行なうと、反応度が負で大きくなるに従って、エネルギーの低い群に、体系の一部、または全領域に負の中性子束が現われて来る。負の中性子束が計算結果に出た場合は、その群から下の群を除外して計算をやり直して、固有値に差が生ずるかどうかを調べた。Loading 9 および Loading 10 では、JAERI-FAST 25 群のうち、それぞれ下 4 群、下 8 群を削って 21 群、17 群として計算したが、固有値の値は 25 群として計算された場合と殆んど差がなかった。しかし、反応度が更に下って、Loading 11 では 25 群で計算すると収斂せず、12 群にしてやっと固有値を求めることができた。

計算結果をまとめて第 4 表に示す。

実験値と計算値との比較は JAERI-FAST セットを用いて、格子集合体を取り入れた計算の場合について行なう。それは、この場合が、球形炉心においても円筒形炉心においても、臨界量が良く実験値と一致し、球形炉心については、附録 1-3 に述べられているように、 α_c も良く一致しているためである。更にエネルギースペクトルも JAERI-FAST による計算結

Table 4 Calculated K_{eff} and α of FCA I-5 loadings

| loading | (1) reflector | code | JAERI - FAST (25 groups) | | | | | | ANL - 635 (16 groups) | | | | |
|---------|------------------|----------|--------------------------|---------------------|--------------------|--------------------------|------------------|---|-----------------------|---------------------|--------------------|--------------------------|----------------------------------|
| | | | Z or R (cm) | K_{eff} | β (%) | Δp (10^3 sec) | number of groups | α (10^6 sec ⁻¹) | Z or R (cm) | K_{eff} | β_{eff} (%) | Δp (10^3 sec) | d (10^6 sec ⁻¹) |
| Sphere | bare | SNKPARAM | 25.55 | 1.0000 ₀ | 0.719 ₈ | 3.71 ₀ | 25 | 0.194 ₆ | 25.54 | 1.0000 ₀ | 0.737 ₉ | 3.09 ₂ | 0.238 ₇ |
| | lattice | SNKPARAM | 24.87 | 1.0000 ₀ | 0.719 ₂ | 4.09 ₈ | 25 | 0.175 ₅ | 24.91 | 1.0000 ₀ | 0.738 ₄ | 3.35 ₂ | 0.220 ₅ |
| | lattice | DTF-4 | 24.87 | 1.0000 ₀ | — | — | 25 | 0.174 ₉ | — | — | — | — | — |
| 8-D | bare | SNKPARAM | 41.763 | 1.0000 ₁ | 0.720 ₀ | 3.71 ₀ | 25 | 0.194 ₁ | 41.72 | 1.0000 ₀ | 0.739 ₂ | 3.06 ₀ | 0.241 ₆ |
| | bare | DTF-4 | 41.763 | 1.0000 ₁ | — | — | 25 | 0.190 ₆ | 41.72 | 0.9999 ₇ | — | — | 0.238 |
| | lattice | SNKPARAM | 40.307 | 1.0000 ₁ | 0.719 ₂ | 3.81 ₉ | 25 | 0.188 ₂ | — | — | — | — | — |
| 9-D | bare | DTF-4 | 40.307 | 1.0000 ₁ | — | — | 25 | 0.186 ₉ | — | — | — | — | — |
| | bare | SNKPARAM | — | — | — | — | — | — | 41.72 | 0.9527 | 0.740 ₅ | 3.01 ₄ | 1.89 ₄ |
| | lattice | DTF-4 | 40.307 | 0.9536 ₁ | — | — | { 25 21 25 | 1.48 ₉ 1.49 ₀ 1.38 ₈ | 41.72 | 0.9527 | — | — | 1.85 ₇ |
| 10-D | bare | DTF-4 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | bare | SNKPARAM | — | — | — | — | — | — | 41.72 | 0.8943 | 0.741 ₄ | 2.94 ₇ | 4.26 ₂ |
| | lattice | DTF-4 | 40.307 | 0.9539 ₂ | — | — | { 25 17 25 | 3.17 ₉ 3.17 ₉ 2.99 ₁ | 41.72 | 0.8943 | — | — | 3.97 ₂ |
| 11-D | bare | DTF-4 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | bare | SNKPARAM | — | — | — | — | — | — | 41.72 | 0.8208 | 0.741 ₁ | 2.84 ₈ | 7.92 ₅ |
| | lattice | DTF-4 | 40.307 | 0.8223 ₄ | — | — | 25 | — | 41.72 | 0.8208 | — | — | 7.87 ₈ |
| 11-E | bare | DTF-4 | 40.307 | 0.8302 ₃ | — | — | 12 | 6.60 ₇ | — | — | — | — | — |
| | bare | SNKPARAM | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | lattice | DTF-4 | 40.307 | 0.7936 ₂ | — | — | 25 | — | — | — | — | — | — |
| 11-D/2 | bare | DTF-4 | 20.535 | 0.6595 ₈ | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | lattice | DTF-4 | 20.535 | 0.6595 ₈ | — | — | 25 | — | — | — | — | — | — |

Cylinder radius cm

- (1) The outer radius of the lattice was fixed as 109.72cm. The thickness of the lattice varies with the core radius.
- (2) β_{eff} used in α -search by DTF-4 code : 0.738%, ANL-635 calculation
The difference in α value by DTF-4 code between uses of $\sum_i v_i \Sigma_{f,i} (1 - \sum_j \beta_j^i)$ and $\sum_i v_i \Sigma_{f,i} (1 - \beta_{eff})$ is less than 0.5%. For example, the latter value corresponding to 8-D bare by JAERI-FAST is 0.1903 x 10⁶ sec⁻¹.

果が、ANL-635セットによる結果に比して、実験結果とはるかに良く一致している。従って、ANL-635よりもJAERI-FASTによる解析結果の方が信頼できる。また、摂動法による計算は附録1-4で述べられているように、反応度が低くなると誤差を生ずるので好ましくない。従って、固有値計算により実験値との比較を行なうことにした。

球形炉心では α_c の実験値と計算値との一致は良かったが円筒炉心であるI-5-P炉心においては、第3表および第4表に示した結果からわかるように、両者の間には、約14%の差がある。この原因が何によるものか、はっきりしないが、原因が、計算法にあるとしても、また断面積セットにあるとしても、その原因は各Loadingの α の計算に対して、共通の影響を与えると考えられる。従って、 α の実験値および計算値をそれぞれの臨界時の値により規格化して比較を行なうことにした。

I-5-P炉心の各Loadingの反応度と α/α_c についての実験値と計算値との比較を第5表に示す。

反応度は各Loadingについて10%前後の差で一致しているのに対して、 α の方はLoading 10-Dまでの一致は良いが、12群でしか計算できなかったLoading 11-Dでは40%以上の差がある。Loading 11-Eでは計算が全く不能のために比較すら出来なかった。

k_{eff} が小さくなっていったときに観測された一つの特徴は、第22図で示されたように、減衰定数と反応度との直線関係が $\Delta k/k$ が-15%から急激にくずれて、 α は $\Delta k/k$ との直線関係が保たれているとした場合よりも小さな値を示すことである。即発中性子増倍係数を k_p 、即発中性子寿命を l_p とすれば、これらと即発中性子減衰定数 α との間には定義から直ちに、

$$\alpha = \frac{k_p - 1}{l_p} \quad , \quad (3-4)$$

Table 5 Comparison between experimental and calculated values of reactivity and α/α_c

| Loading | Reactivity (-% $\Delta k/k$) | | | α/α_c | | | |
|---------|-------------------------------|------|------------|--------------------------|---------------------------------|------|--------------------------|
| | Calculation (JF) | | Experiment | Calculation (JF) | | | Experiment |
| | DTF-4 (lattice) | GS-1 | | DTF-4 (lattice) | GS-1 | | |
| | | | | by the lowest eigenvalue | by eigenvalue of peak amplitude | | |
| 8-D | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 1.00 | 1.00 | 1.00 | 1.00 |
| 9-D | 4.83 | 4.82 | 4.30±0.26 | 7.44 | 7.20 | 7.20 | 7.25±0.14 ⁽¹⁾ |
| 10-D | 11.0 | 11.5 | 11.7±0.7 | 16.0 | 15.2 | 15.2 | 16.5±0.3 |
| 11-D | 20.5 | 21.5 | 22.0±1.8 | 35.0 | 21.8 | 25.5 | 24.9±0.8 |
| 11-E | 26.0 | 26.7 | 29.3±2.0 | — | 21.9 | 31.6 | 28.8±1.5 |

(1) α was estimated as $1.16 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ from Fig. 22.

の関係が導かれる。従って、 α と反応度 $4k/k$ との間には

$$\alpha = \frac{4k/k - \beta_{\text{eff}}}{A_p} \quad , \quad (3-5)$$

の関係がある。ここで A_p は即発中性子生成時間である。従って A_p が変らなければ α と $4k/k$ との間には比例関係がある。

まず α と反応度とが比例関係からずれる原因として、反応度が負で大きくなるに従って反応度の測定に系統的な誤差が入って来ることが考えられる。ここで測定されている反応度は3.3節において述べたように、中性子増倍法による反応度であるために負の反応度が大きいところでは空間の高次モードの影響が入って来る。系統的な測定誤差の原因と考えられる点としては中性子源が炉心中心近くにあることと、中性子の洩れを変化させることにより変えている反応度を体系外での中性子計数率により測定していることの2点である。しかし、これらはいずれも反応度を真の値より高く見込むことになり、もしこれらの影響を補正することが出来れば、比例関係からのずれは一層大きくなる筈である。

次に比例関係からずれる原因として、 A_p が変ることが考えられる。中性子の洩れを大きくして、負の反応度を大きくしているために、 k_{eff} が小さくなるに従って A_p は大きくなる筈である。そこで第4表に示したANL-635の16群セットによる A_p の変化を調べてみると、体系が臨界の場合に比して k_{eff} が0.8である Loading 11-D の場合で9%小さくなっている。この A_p は摂動法により計算されているので、減衰している即発中性子の動的なエネルギースペクトルにおける即発中性子生成時間よりも短いことが考えられる。この影響を知るために摂動法による減衰定数 α_{pert} と固有値計算による減衰定数 α_{eig} との比をとると、約1.007と殆んど違わない。一方、実験で観測された α は直線関係があるとした場合よりも19%も小さく出ている。従って A_p の変化だけではこの比例関係からのずれは説明できない。しかし、Loading 10-Dにおいては、 $\alpha_{\text{pert}}/\alpha_{\text{eig}} = 1.07$ となっていることを考えると Loading 11-D の場合は計算誤差による偶然の一致とも考えられ、明確な結論を下すことはできない。

固有値計算によると、第22図に示すようにいずれの場合にも臨界から反応度が $4k/k$ で約-1.2%までは α と反応度との比例関係は極めて良い。それ以下の反応度になると計算の精度が落ちたり、計算不能となる。このように反応度が負で大きい状態においてはただ一つの時間固有値が存在すると仮定してそれを求める多群計算の適用には限界があることがわかる。

3.6 Storrer-Stievenart の理論による解析

前節で述べたように、多群輸送方程式の計算コードにより、ただ1個の時間固有値が存在すると仮定してそれを求める方法は、体系の反応度が負でその絶対値が大きくなると計算不能に陥ることがわかった。そこで、天然ウラン体系の解析に用いられた Storrer-Stievenart の理論を I-5-P 炉心の解析に適用してみることにした。計算は Storrer-Stievenart の理論に基づいて群数の数に応じた固有値を計算するコード GS-1 により行なった。計算にははじめ JAERI-FAST の 25 群セットを用いたが収斂が悪く膨大な計算時間を要するので下の群を削除した 16 群として計算した。GS-1 による α_c の値は $-1.93 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ で実験値 $-1.60 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ よりもその絶対値が約 20% 大きい。DTF-4 による計算値 $-1.90 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ とは良く一致している。従って、1点炉近似による計算は 1次元 S_n 計算に対してこの場合良い近似になっていることがわかる。前節で説明したように断面積セットおよび計算法による実験値との系統的な誤差を避けるために α_c により規格化し、 α/α_c の形で実験値と比較して第 5 表に示す。

GS-1 の計算により得られた最低固有値から求めた α/α_c の値は Loading 10-D までの実験値との一致は良いが、Loading 11-D および Loading 11-E では DTF-4 による計算とは逆に実験値より小さな値となった。しかも、Loading 11-D と Loading 11-E との値に殆んど差がないことに気がつく。これは Loading 11-D および Loading 11-E においては、その反応度の変化に応じた固有値が求められていないことを示唆している。反応度がある限度を超えて小さくなると、最低固有値は、反応度の如何に拘らず、その最低群の $-v\Sigma_f$ に殆んど等しい値しか示さなくなる。

ここで、(2-10) 式において第何番目の固有値の成分が支配的であるかを知るために、(2-10) 式における各々の固有値に対応する成分の振幅 A_j^i を調べることにした。代表的な例として、反応度が $4k/k$ で -4.3% の Loading 9-D と -29.3% の Loading 11-E の場合についての計算結果を図示すると第 25 図および第 26 図のようになる。この二つの結果には大きな違いがある。反応度が余り小さくない Loading 9-D については、最低固有値に対応する第 16 番目の成分の振幅 A_{16}^j がどの群についても他の振幅より際立って大きい。しかも A_{16}^j で形成されるスペクトルは他の成分から分離された状態を示している。一方、反応度が小さい Loading 11-E においては、 A_{16}^j ではなく、下から 4 番目の固有値の成分の振幅 A_{13}^j がピークになっているが、その両隣りの成分の大きさも A_{13}^j に近く、ピークはゆるいものになっており、且つ、Loading 9-D の場合のようにはっきりと他の成分から分離されていない。第 25 図および第 26 図において共通したピークの成分より j が小さな番号の成分は、各群の過渡的な時間挙動を表わすもので、基本モードの成分になり得る振幅ではない。

Loading 9-D においても Loading 11-E においても共通したピークを形成する成分の振幅

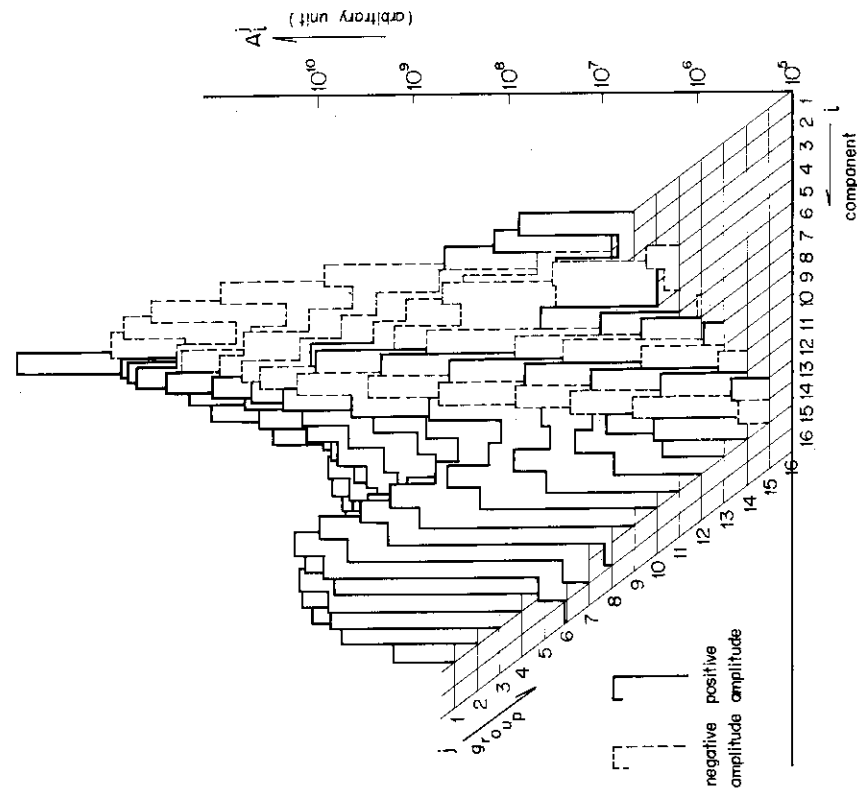


Fig. 26 A_i^j of loading 11-E of FCA I-5-P

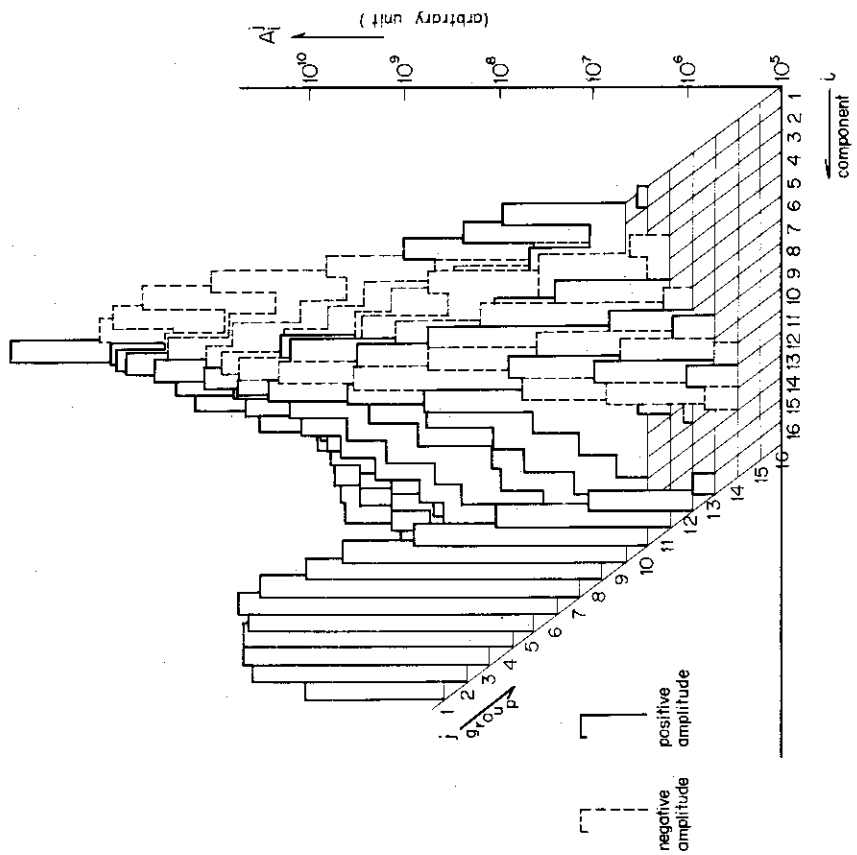


Fig. 25 A_i^j of Loading 9-D of FCA I-5-P

の中では第6群に属するもの、即ち A_{16}^6 , A_{13}^6 が最も大きい。そこで、第6群についての各成分の振幅 A_i^6 が k_{eff} の変化に対してどう変るかを第27図に示す。第25図および第26図からわかるように A_1^6 から A_6^6 までの負の振幅と A_6^6 から A_9^6 位までは漸近的なスペクトルをもたらす振幅ではない。第27図に示されているように、遅発臨界から Loading 10-D までの各群に共通した最大の振幅は、最低固有値に対応する A_{16}^6 である。 k_{eff} が 0.85 以下になると A_{15}^6 が最大になり、Loading 11-D に対しては A_{14}^6 が、更に Loading 11-E に対しては A_{13}^6 が最大になる。そこで各々の Loading について最大となる振幅に対応する固有値により α/α_c を求めると第5表に示したようになる。Loading 10-D までは α/α_c の値に変わりはないが、それより k_{eff} が小さい Loading についての実験値との一致は非常に良くなった。

そこで k_{eff} により α_i が変化する状態を示すと第28図のようになる。この図でよくわかることは、遅発臨界から k_{eff} が約 0.85 までの α_{16} は一つの曲線を示し、 k_{eff} が 0.85 以下においては最低群の $-\nu \Sigma_f$ を超えて α_{16} の曲線を延長した曲線を形づくるように α_{15} , α_{14} , α_{13} , α_{12} , α_{11} が変化していることである。先に述べた最大の振幅を有する固有値はこの $\alpha_{16} \sim \alpha_{11}$ によって形づくられる一つの曲線上にある。さらに注目すべきことはこの曲線は k_{eff} が小さくなるに従って明瞭でなくなることである。これは、最大の振幅を中心とする振幅のピークが次第にその鋭さを失うことと対応している。この曲線を形成する部分以外のほぼ水平の曲線群は、人工的な群分けにより現われた固有値であって群の構造を変えればその分布の状態が変るものと思われる。

これを確かめるために JAERI-FAST 70 群セットの第43群までを用いて、16群セットと同じエネルギー範囲について同様の計算を行った。その結果を第28'図に示す。更に16群セットの第16群の下に9群を附加えて JAERI-FAST 25群セットそのものによって同様の計算を行なうと第28''図に示す結果が得られた。これらの図に現われた各群に共通して最大の振幅を有する固有値により形成される曲線はお互いに全く一致している。しかし、他の固有値は γ_i に極めて近く、群数や群のエネルギーの切り方によりその値が変り、これが群の構造に依存する固有値であることを示している。第28''図で第22~25番目の α_i の曲線において γ_i に接近した値が $-\{ \nu \Sigma_f(v) \}_{\min}$ より大きな値を示していることについては第5章で説明する。

第28'図および第28''図において、点線で示したのは複素根の実部である。実部の絶対値は虚部の絶対値に比べて 10^6 のオーダー以上大きく、実部によって (2-10) 式における $\phi^j(t)$ は殆んど指数関数的減衰となり、複素根といっても実質的には実根と変りがない。第28''図において α_{21} , α_{22} の実根が $k_{eff} = 0.975$ 近傍における左端で途切れているが、この二つは α_{21} の延長上にある複素根の実部につながるものと思われる。しかし点線で囲った部分は計算が行なわれていないので、どのような曲線で共役の複素根の実部から二つの実根につながるのか、この部分は不明である。同様なことは α_{17} , α_{18} および α_{23} , α_{24} の対においても見られる。

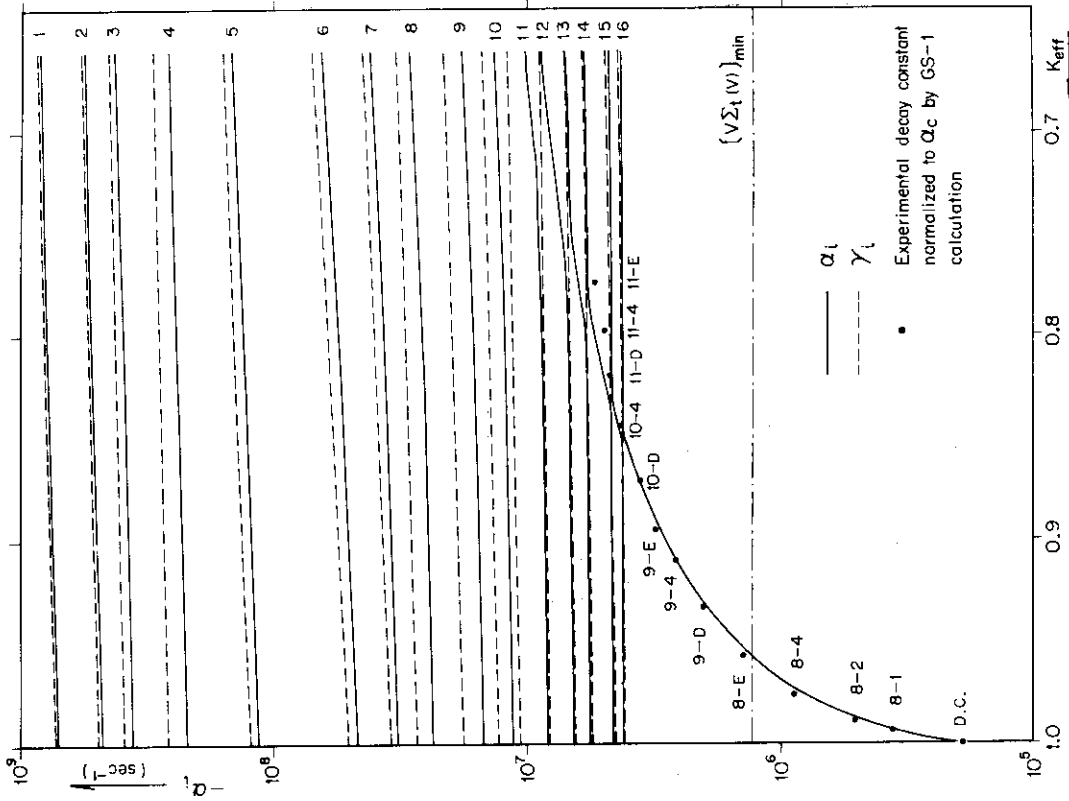


Fig. 28 Time-eigenvalues of FCA I-5 by JAERI-FAST 16 group set

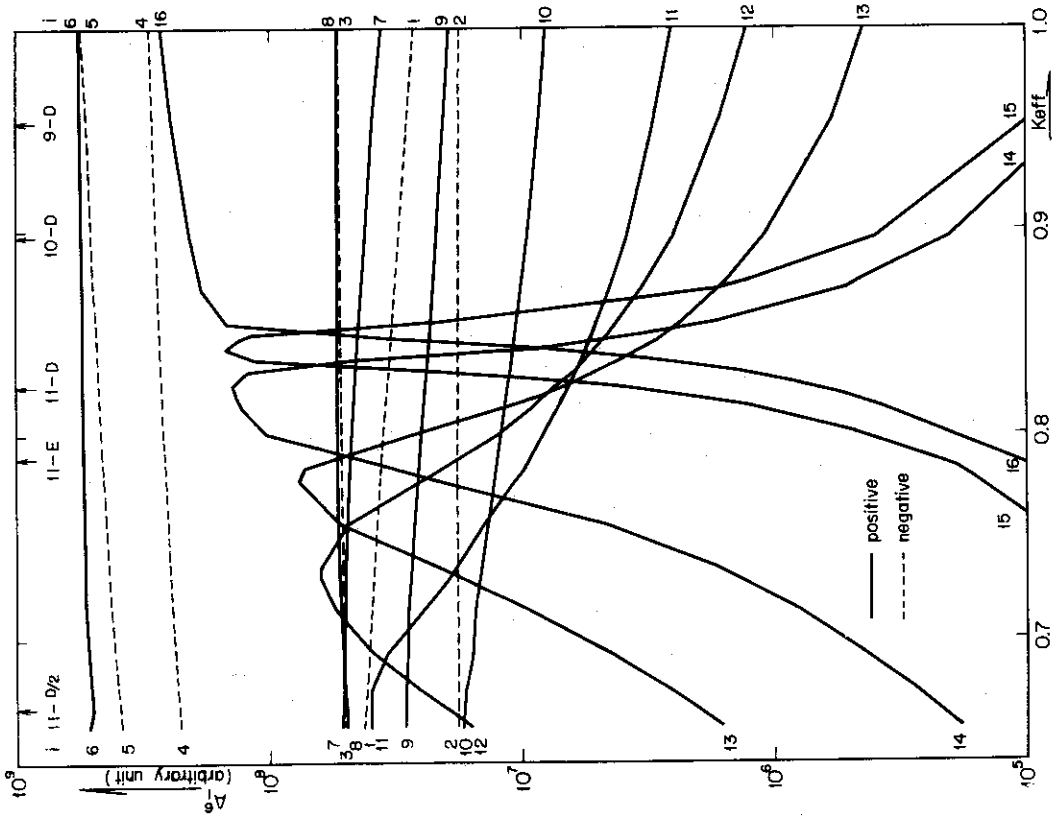


Fig. 27 Amplitudes of decay curve of peak group (6th group)

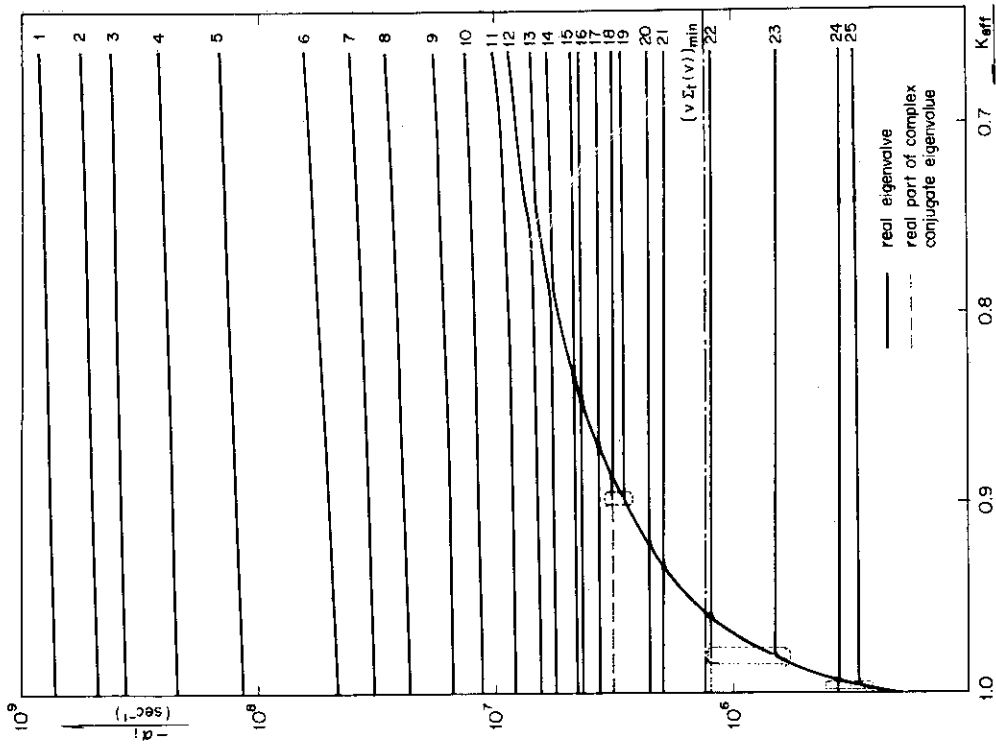


FIG. 28 Time eigenvalues of FCA I-5 by JAERI-FAST 25 group set

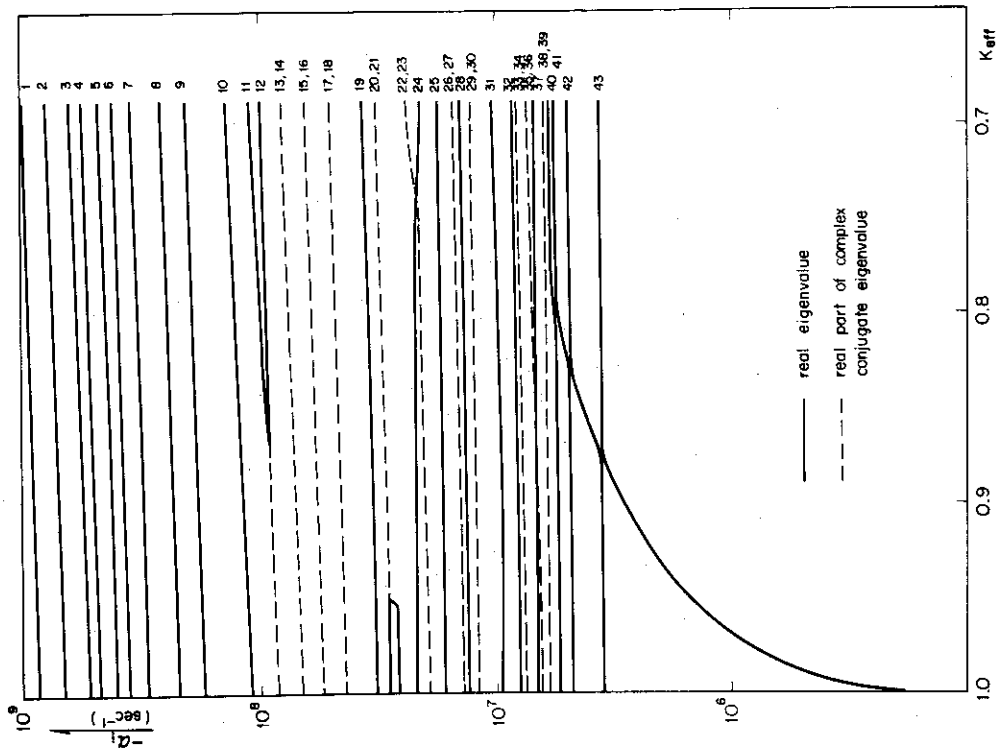


FIG. 28' Time eigenvalues of FCA I-5 by a truncated 43 group set of JAERI-FAST 70 group set

第28図中に、計算による α_c の値に規格化した実験値の α を k_{eff} の実験値に従ってプロットした。実験値と理論曲線との一致は極めて良好である。このことは、反応度の測定結果も満足すべきものであることを示唆している。また、GS-1の計算結果により最大振幅を有する減衰定数と反応度との関係を示すと第29図のようになり、遅発臨界から $\Delta k/k$ で約-14%までは両者の直線関係が良く成立っていることがわかる。これは実験結果とほぼ一致している α の実験値は最大振幅の曲線に沿って延びているように思われる。

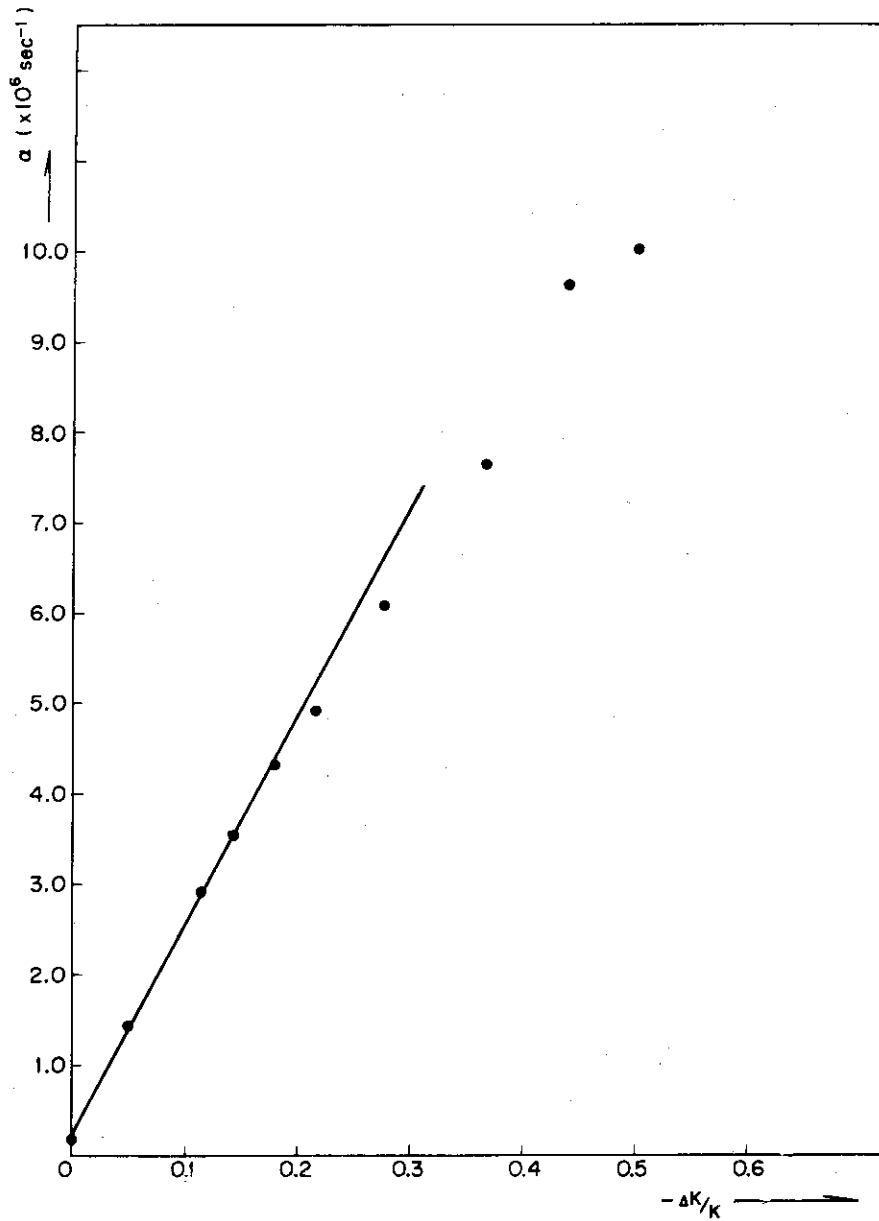


Fig. 29 Relation between α of the largest amplitude and reactivity by GS-1 Calculations

このように Storrer-Stievenart の理論は、1 領域系の高速増倍系については、パルス中性子が体系に打込まれてから一定の時間が経過した後の減衰を、臨界近くから $k_{eff} = 0.79$ に至る実効増倍係数の広い範囲にわたって良く説明できることが明らかになった。

前節で述べたただ 1 個の時間固有値を求める多群 S_n 計算に比べて、群の数に応じた時間固有値を求める多群理論はこれまで述べて来たように、かなり明確に物理的に意味のある固有値の状態を示すことができる。しかし、まだ基本的な問題が残されている。それは最大となる振幅に対応する固有値が真の基本モードの固有値であるのかどうかという問題である。例えば振幅がその鋭さを失いかけて、最大振幅の固有値の曲線が第 28 図に見られるようにぼやけ始める Loading 11-E においては、真の基本モードの時間固有値が存在するのであろうか。或いは最大振幅である A_{10}^1 が鋭く、且つ明瞭に分離した Loading 9-D において観測された減衰定数は、真の基本モードの時間固有値であるといえるのであろうか。

観測された減衰定数が基本モードの時間固有値であるかどうかの判断の問題は、次節で述べる減衰曲線における歪の問題と表裏一体の問題であり、次章においてとり上げることにする。

3.7 減衰曲線の歪

前節までは、I-5-P 炉心における即発中性子の減衰は、すべての場合についてパルス中性子が体系に入射されてから $0.5 \mu\text{sec}$ 以降は単一指数関数減衰であると見做して減衰定数を求めて、これと多群解析で求められた固有値とを比較した。しかし、先に述べたように、反応度が $4k/k$ で -1.0 数%以下になると減衰曲線には下に凸の歪が観測された。そこでその歪の度合を見るために、減衰曲線を (3-1) 式にあてはめる際の時間の原点 t_0 を変えつつ、次々にあてはめを行い、無理に単一指数関数的減衰として求めた減衰定数がどう変るかを調べた。その結果を第 30 図から第 32 図に示す。第 30 図は炉心中心において ^{235}U 分裂計数管で観測した場合、第 31 図は F19-18 における ^{238}U 分裂計数管による場合、第 32 図は中心から 15cm 離れた位置で ^{238}U 分裂計数管により観測した場合をそれぞれ示している。あてはめに使用した曲線の起点を変えたときに減衰定数が変化することは、減衰曲線が単一指数関数減衰からずれていることを意味している。

体系の k_{eff} が大きい場合は、パルス入射後 $0.2 \mu\text{sec}$ 位までに減衰曲線の強い歪は消えるが k_{eff} が小さくなるに従ってこの歪は長く残るようになる。特に k_{eff} が Loading 10-4 以下の k_{eff} になる体系では、この歪が $0.5 \mu\text{sec}$ 以降にも及んでいるように見える。

減衰曲線を半対数グラフに描いた場合、このように下に凸の曲りを生ずる原因としては、いろいろ考えられる。まず、バックグラウンドの引き方が不足していることが考えられるがこれは原因ではない。意識的に多目に引いてもこの曲りは残ることから明らかである。次に、体系の周辺からの中性子の体系への反射が全くないという理想的な状態で実験が行なわれたわけで

はないことが、曲線の歪の原因となる可能性がある。一つには炉室の壁面からの中性子の反射がある。しかし体系と炉室壁面との距離は往復約20mあり、炉心に再突入する確率は小さい。

それよりも、炉心を直接とり囲んでいる格子集合体からの中性子の反射が大きく、計算においても明らかに k_{eff} に差が出ている。しかし実効的な密度が不銹鋼の密度の3.6%に過ぎない反射体が減衰曲線を曲げる原因となっているとは考えにくい。炉心表面から出た中性子が、格子集合体で数回以内の衝突を起して炉心へ戻って来るのに要する時間は、せいぜい数10nsecであろう。減衰曲線に歪が生ずるためには、格子集合体での中性子の滞留時間が炉心における中性子寿命に比べて著しく長くなければならず、そのためには格子集合体内における中性子のエネルギースペクトルが炉心のスペクトルに比して軟かくなければならない。そこで、炉心の表面におけるスペクトルと80cmの厚さの格子集合体の中央点のスペクトルを比較してみると第33図のようになる。格子集合体でのスペクトルは、そのピーク的位置は炉心表面のスペクトルと変らない上に、エネルギーの高い側も低い側も小さくなっている。スペクトルの広がりはむしろ小さくなっており、この程度のスペクトルの差では炉心における減衰に影響を与えないとは思えない。

このようにいろいろな原因が考えられるが、どれも減衰曲線の単一指数関数からのずれの原因としては否定的なものばかりである。

FCAにおける観測のみならず、オープンエアにおけるSUAKの実験^{(16)~(18)}においても k_{eff} が小さくなると同様な減衰曲線の曲りが観測されていることから、減衰曲線が単一指数関数的減衰からずれていくことは k_{eff} と深い関連を有することと考えられる。

k_{eff} が小さくなるに従って、減衰曲線の歪が残る時間が長くなり、且つ曲線の勾配の変化が大きくなることから、 k_{eff} が小さくなるに従って基本モードに到達するまでの時間がかかるようになるか、或いは基本モードに到達できなくなるのではないかと推測される。

このように考えてくると、天然ウラン系における実験の場合と同様に、どのような体系において観測した減衰曲線が、基本モードの減衰曲線であるのかという問題につきあたることになる。

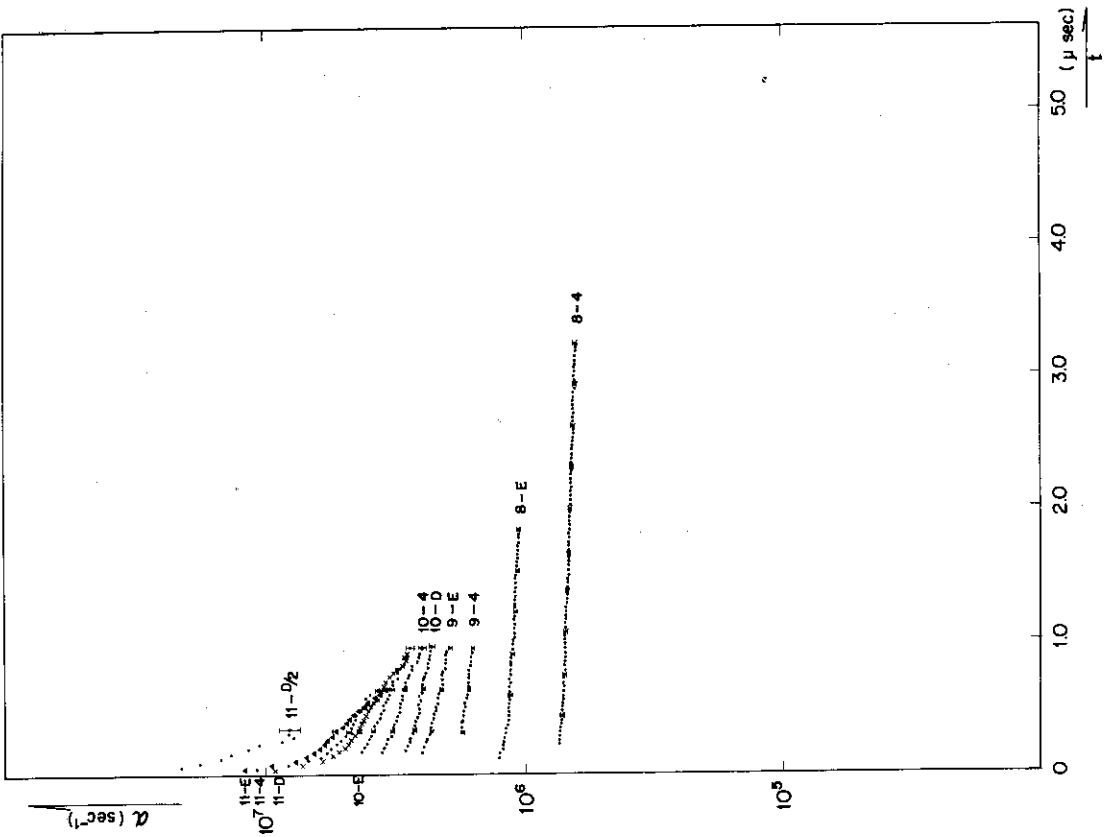


Fig. 31 "Decay constant" variation at F19-18 by ^{238}U fission chamber

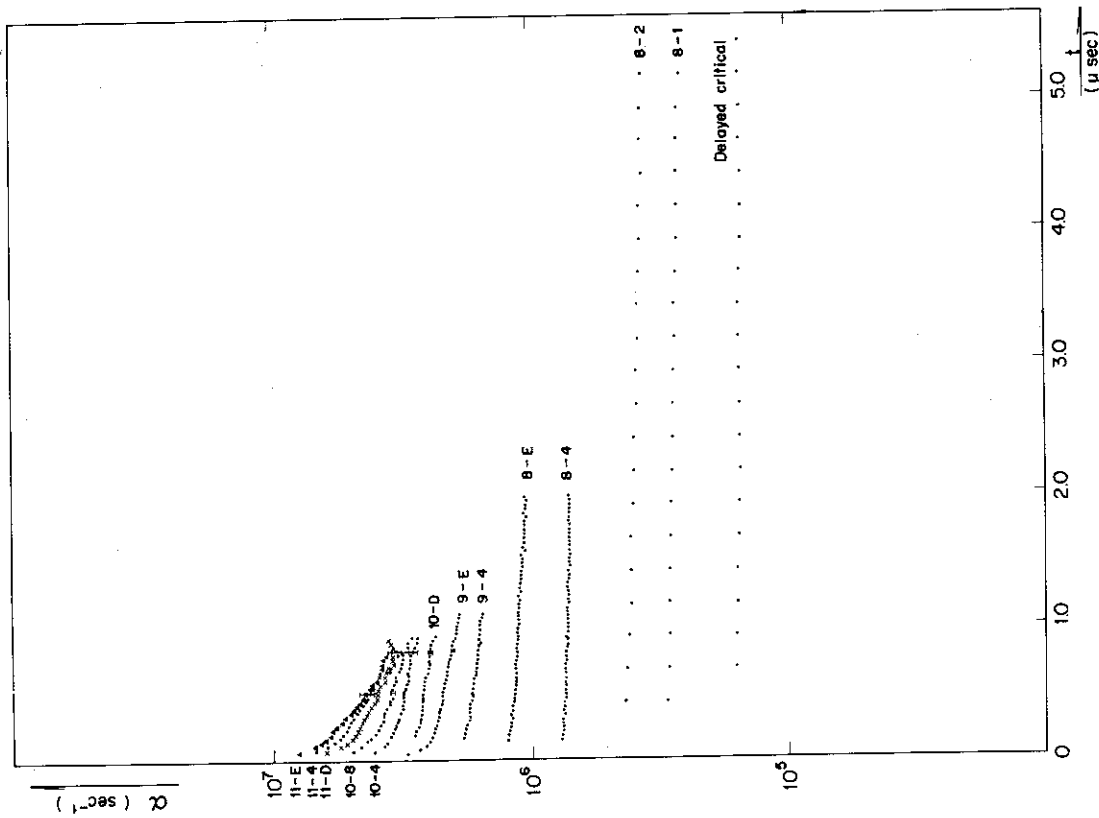


Fig. 30 "Decay constant" variation at center by ^{235}U fission chamber

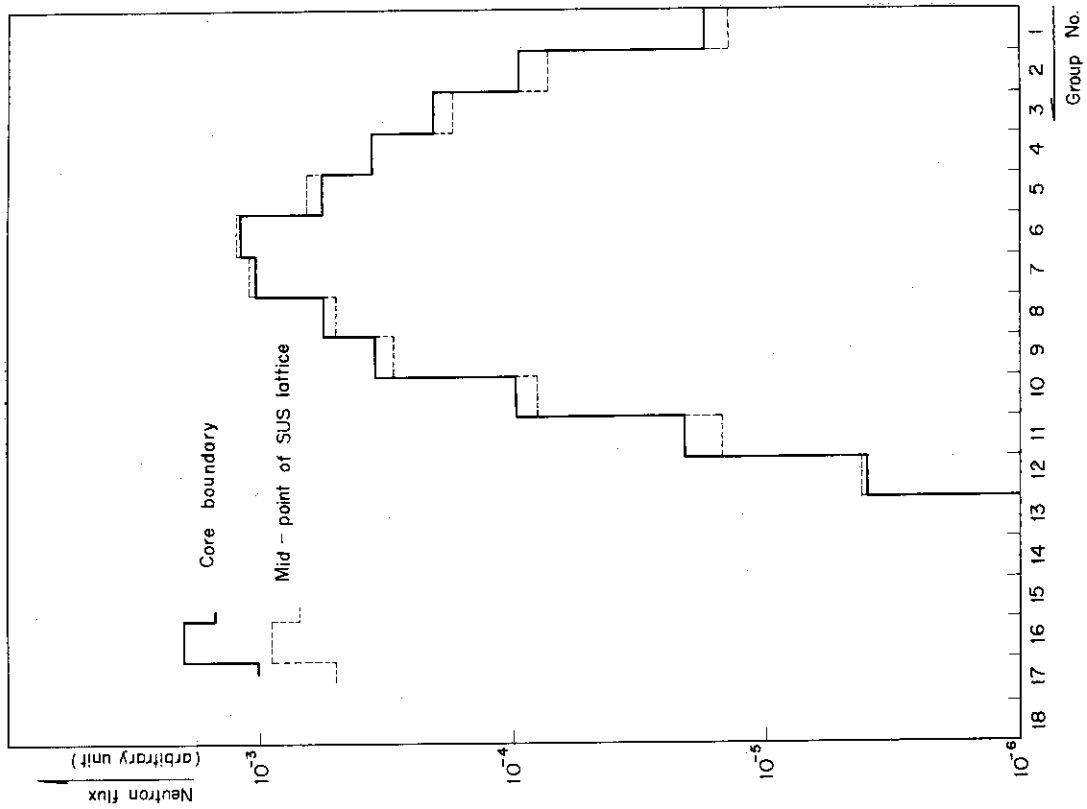


Fig. 33 Comparison between Calculated Spectra of Core Boundary and Mid-point of SUS Lattice of FCA I-5

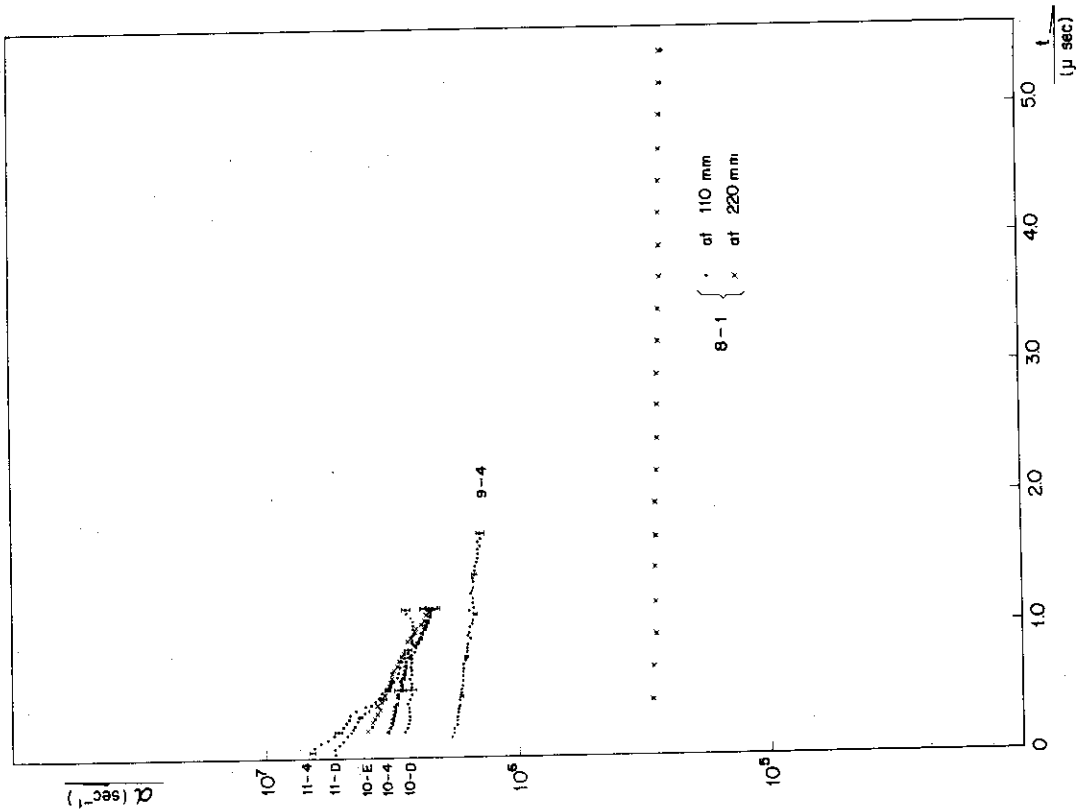


Fig. 32 "Decay constant" variation at 15cm from center by ²³⁵U fission chamber

第4章 高速増倍系における時間固有値の問題

4.1 はじめに

パルス中性子が体系に入射された後、中性子の減衰曲線が、中性子の増倍によってどう変わるかが、第2章および第3章において調べられた。しかし、基本モードの減衰曲線が観測されるための条件を明らかにすることは出来なかった。

例えば天然ウラン体系においては、減衰が早過ぎるために、中性子がなくなってしまって平衡スペクトルが観測されないのか、或いは、観測時間を延長するためにどんなに強力なパルス中性子源を用意しても単一指数関数減衰は原理的に観測されないのか判断がつかない。

20%濃縮ウランの体系においても、反応度が下れば減衰曲線が単一指数関数的減衰に到達しにくくなる。これは、核分裂による中性子のエネルギーの回復が充分でなくなるためと推測されるが、これを理論的に証明しなければならない。

ここで改めて、高速増倍系の時間固有値の問題について考え直してみる。まず、高速増倍系においては時間固有値が存在し得るかどうかという問題である。

基本モードの時間固有値が存在する場合として、直観的には少なくとも二つの状態が考えられる。一つは第3章の冒頭で述べたように、即発臨界における即発中性子成分の $\alpha=0$ という固有値である。もう一つは、仮想的な場合で、分裂中性子が減速することなく、すぐ次の衝突で分裂を起すという媒質の無限体系という状態である。この時の中性子のスペクトルは常にある一定のスペクトルに保たれ、その平均速度を \bar{v}_x とすれば、 $\bar{v}_x \nu \Sigma_f$ という時間固有値を持つことになる。それならば、それ以外の状態はどのようなのであろうか。例えば第3章で述べたI-5-P炉心の α_c は厳密な意味で基本モードの時間固有値なのであろうか。

次に、体系の大きさの問題がある。ここでも極端なことを考えてみる。体系が非常に小さい場合には、体系に入射された中性子の周辺に物質の原子核が少く、中性子が直ちに体系の外に出てしまって、平衡スペクトルにはとても達しないであろう。高速系においては、平均自由行程が長いために、体系の大きさが、これ以上小さくは平衡スペクトルには到達しないという限界の大きさは、おそらく、熱中性子系の場合よりも大きいだろうが、それは何によって決るのであろうか。

熱中性子系に対しては、時間依存の中性子輸送方程式の固有値問題について、いくつかの研究がなされている。^{(1), (5), (6)} また、拡散近似ではあるが、熱中性子系について、Corngoldによるすぐれた物理的イメージを有する研究がある。^{(2)~(4)} さらに、Jörgensはエネルギーの高い方へ散乱がない場合には、固有値は存在しないことを示しているが、取扱っている速度の範囲には制限がある。⁽³⁶⁾ またVidavは熱中性子系の時間固有値についていくつかの結論を得ており、 $\nu=0$ の点も取扱っていて基本モードの時間固有値が他の固有値の実数部分より大きいとか等しいとしている。^{(36)'}

高速増倍系の時間固有値の問題に、理論的に直接とり組んだ研究は、未だ余り行なわれていない。多群計算のみによる解析では、前章で調べられたように、時間固有値についての基本的な事、例えば、どのような場合に基本モードの時間固有値が存在し得るのかというような事については、見通しが得られにくい。そこで、大きさが有限で、均質の高速増倍系について、時間依存の輸送方程式の固有値問題を、中性子のエネルギーを連続的な取扱いをして、考察することを試みる。⁽³⁷⁾

4.2 高速増倍系における時間固有値についての基本的な定理

時刻 t において位置 r で速度 v をもつ中性子密度を $N(r, v, t)$ とすれば、高速増倍系における時間依存の中性子輸送方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial N(r, v, t)}{\partial t} = -v \cdot \nabla N(r, v, t) - v \Sigma_t(r, v) N(r, v, t) + \int v' \Sigma_{tr}(r, v' \rightarrow v) N(r, v', t) dv', \quad (4-1)$$

ここで、 v は中性子の速さ、また断面積はそれぞれ、

$$\Sigma_t(r, v) = \Sigma_s(r, v) + \Sigma_a(r, v),$$

$$= \Sigma_{el}(r, v) + \Sigma_{inel}(r, v) + \Sigma_a(r, v),$$

$$\Sigma_{tr}(r, v' \rightarrow v) = \Sigma_{el}(r, v' \rightarrow v) + \Sigma_{inel}(r, v' \rightarrow v) + \nu \Sigma_f(r, v' \rightarrow v),$$

である。 Σ_{el} は弾性散乱断面積、 Σ_{inel} は非弾性散乱断面積、 Σ_f は分裂断面積である。 ν は1回の核分裂による放出される中性子の平均の数である。 $\Sigma_{el}(r, v' \rightarrow v)$ 、 $\Sigma_{inel}(r, v' \rightarrow v)$ および $\Sigma_f(r, v' \rightarrow v)$ はそれぞれの反応によって、中性子の速度を v' から v に変える断面積である。高速増倍系においては熱平衡を無視するために、 $\Sigma_{el}(r, v' \rightarrow v)$ において $|v'| > |v|$ とする。

体系は有限で、その形状は凸であり、一度体系の外へ出た中性子は体系に再突入しないものとする。中性子の速さ v は0から無限大まで取扱う。また Ω を方向を表わす単位ベクトルとすると $v = v\Omega$ と表わされる。従って、(4-1)式の変数の定義域は次のように表わされる。

$$r \in D \quad D: 3次元で有界な凸領域$$

$$v \in I_v \quad I_v = (0, \infty)$$

$$\Omega \in U \quad U: 単位球面$$

また、体系内の点 r から Ω の方向に向って体系の表面までの距離を $S_0(r, \Omega)$ とする。

体系は均質な1領域とし、水素原子は含まれていないとする。また、体系内で散乱された中

性子の角度分布は等方的であり，分裂中性子も等方的に放出されるものとする。

このような仮定のもとに(4-1)式を解くことは次の固有値方程式を解くことになる。

$$\lambda \phi = B \phi, \quad (4-2)$$

$$B \phi = -v \varrho \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, v, \varrho) - v \Sigma_t(v) \phi(\mathbf{r}, v, \varrho) + \int_{I_v \times U} K(v, v') \phi(\mathbf{r}, v', \varrho') d v' d \varrho', \quad (4-3)$$

(4-3)式における $K(v, v')$ はエネルギー変換核で

$$K(v, v') \equiv v' \Sigma_{tr}(v, v'), \quad (4-4) \\ = v' \Sigma_{tr}(v' \rightarrow v)$$

である。(4-3)式における断面積とエネルギー変換核についての仮定を次のように置く。

$$\lim_{v \rightarrow 0} v \Sigma_a(v) > 0, \quad (4-5) \quad \lim_{v \rightarrow 0} v \Sigma_s(v) = 0, \quad (4-6)$$

$$\int_{I_v \times I_v} |K(v, v')|^2 d v d v' = C_0 < +\infty, \quad (4-7)$$

$$\frac{1}{v} \int_{I_v} K(v, v') d v' = C_1 < +\infty, \quad (4-8)$$

$$\int_{I_v} \frac{1}{v} K(v, v') d v = C_2 < +\infty, \quad (4-9)$$

$\Sigma_a(v)$ はあるエネルギー以下では $1/v$ に比例して，その大きさが変化する。従って(4-5)式の仮定が成り立つ。また，高速増倍系では熱平衡を無視するために(4-6)式の仮定も成り立っている。しかし，以下の議論では，

$$\lambda^* \equiv \lim_{v \rightarrow 0} v \Sigma_t(v) > 0, \quad (4-10)$$

が成立っていればよいのであって(4-6)式の仮定は必ずしも必要ではない。また，エネルギー変換核についての(4-7)式から(4-9)式までの仮定を，高速増倍系の断面積は満している。⁽³⁷⁾

(4-2)式の固有値方程式は，

$$\varphi(\mathbf{r}, v) = \int_U \phi(\mathbf{r}, v, \varrho) d \varrho, \quad (4-11)$$

とすれば，固有値を λ と表わした固有値方程式，

$$\varphi = G_\lambda K \varphi, \quad (4-12)$$

に変換することができる。⁽³⁸⁾ここで、 G_λ および K はそれぞれ次のような作用素である。

$$G_\lambda \varphi = \int_D \frac{e^{-h(v, \lambda) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \varphi(\mathbf{r}', v) d\mathbf{r}', \quad (4-13)$$

$$K \varphi = \frac{1}{v} \int_{I_v} K(v, v') \varphi(\mathbf{r}, v') d v'. \quad (4-14)$$

(4-13) 式において $h(v, \lambda)$ は

$$h(v, \lambda) = \frac{\lambda + v \Sigma_t(v)}{v}, \quad (4-15)$$

である。

また、(4-12) 式におけるすべての固有値のなかで、最大の実数部分を有する固有値のその実数部分を β とし、 $\varphi_\beta(\mathbf{r}, v)$ をその固有値の固有関数とする。ここで $\chi_\beta(\mathbf{r}, v)$ を

$$\chi_\beta(\mathbf{r}, v) = \int_{I_v} K(v, v') \varphi_\beta(\mathbf{r}, v') d v', \quad (4-16)$$

とする。 $\chi_\beta(\mathbf{r}, v)$ は中性子密度 $\varphi_\beta(\mathbf{r}, v)$ にエネルギー変換 $K(v, v')$ を作用させた結果生ずる中性子密度である。また等方散乱を仮定しているために

$$\int K(v', v) d v' = \frac{v}{4\pi} \left\{ \Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v) \right\}, \quad (4-17)$$

である。さらに、 $\mathbf{r} - \mathbf{r}' = S \boldsymbol{\Omega}$ とすれば

$$\int_D \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} = \int_U d\boldsymbol{\Omega} \int_0^{S_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})} dS, \quad (4-18)$$

であるから (4-12) 式から次の式が導き出される。

$$\begin{aligned} \rho(\beta) \int_{D \times I_v} \chi_\beta(\mathbf{r}, v) d\mathbf{r} d v &= \frac{1}{4\pi} \int_{D \times I_v} \frac{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)}{\Sigma_t(v) + \beta/v} \\ &\times \left\{ \int_U (1 - e^{-\{\Sigma_t(v) + \beta/v\} S_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})}) d\boldsymbol{\Omega} \right\} \chi_\beta(\mathbf{r}, v) d\mathbf{r} d v, \quad (4-19) \end{aligned}$$

ここで $\rho(\beta)$ は作用素 $G_\lambda K$ のスペクトル半径と呼ばれるもので、ここでは $\rho(\beta) = 1$ のとき β が時間固有値となるような β の関数であり、高速増倍系においては次のような性質を有している。⁽³⁷⁾

1. β について連続関数である。
2. $\beta' \geq \beta > -\lambda^*$ に対して、

$$\rho(\beta) \geq \rho(\beta')$$

である。

$$3. \rho(\beta) \rightarrow 0 (\beta \rightarrow \infty)$$

(4-3)式で表わされる作用素 B の固有値スペクトルを境界条件

$$\psi(r - S_0(r, \Omega), v, \Omega) = 0,$$

のもとで考えることは、固有値方程式の作用素 $G_\lambda K$ について調べることになる。

ここで基本モードの時間固有値が存在するために、(4-13)式の作用素において λ と $\Sigma_t(v)$ の満たすべき条件を物理的に考察してみよう。以下の議論において、述べられる時間固有値の大小関係は特に断らない限り、正負符号を含めて代数的に考えられている。

高速増倍系にパルス中性子が打込まれた後、その中性子のエネルギーまたは分裂スペクトルのエネルギーから減速を開始する中性子について考える。

初めに、直観的にわかり易い無限体系について考察する。或る速さ v の中性子が衝突から衝突までの平均自由行程を飛行するのに要する時間は $\{v \Sigma_t(v)\}^{-1}$ である。逆に単位時間内に体系の原子核と衝突する割合は $v \Sigma_t(v)$ である。従って衝突した中性子がすべて消滅するとしても、単位時間に速さ v の中性子が消滅する割合は $v \Sigma_t(v)$ より早くはない。そのため、もし減衰定数 λ が存在するとすれば、その λ は $-\{v \Sigma_t(v)\}_{\min}$ よりも大きくはなり得ない。このことは(4-13)式において、すべての v について

$$\lambda > -\{v \Sigma_t(v)\}_{\min}, \quad (4-20)$$

でなければならないことを意味している。もし(4-20)式が満足されないと(4-13)式において $h(v, \lambda) < 0$ が起り、(4-13)式は無限体系であるために発散することになる。

しかし、体系が有限である場合には多少、事情が変わってくる。それは、中性子の洩れの現象が加わり、減衰の状態が無限体系の場合と異なるためである。即ち、洩れの現象が強い体系では $\lambda < -\{v \Sigma_t(v)\}_{\min}$ であるような早い減衰は存在し得る。しかし、有限体系でも、無限体系と同じようなことが起る場合がある。それは、中性子が減速して、その速さが0に近づいたときである。そのときには体系の大きさは相対的に大きくなり、 $v=0$ で無限体系と等価になる。従って、有限体系においては、中性子が減速をして、高速増倍系において扱うエネルギー範囲から考えて、0に近くなるときの $\Sigma_t(v)$ の性質が重要な意味を持つようになる。即ち

$$\lambda^* \equiv \lim_{v \rightarrow 0} v \Sigma_t(v), \quad (4-21)$$

を考えなければならない。もし $\lim_{v \rightarrow 0} v \Sigma_t(v) \rightarrow 0$ であれば $v=0$ に中性子は次第にたまる

ていくことになる。従って減衰定数が存在するためには $\lambda^* > 0$ でなければならない。これにより (4-10) 式の仮定が必要となり、高速増倍系はこの仮定を満している。もしも減衰定数 λ が存在するとすれば、無限体系の場合と同様の理由によって

$$\lambda > -\lambda^* , \quad (4-22)$$

でなければならない。(4-10) 式および (4-22) 式の条件を満足することは、(4-13) 式において $v \rightarrow 0$ の状態においても $h(v, \lambda) > 0$ を保つことを意味している。

次に、体系の大きさについて考察をすると直観的に次のことが言える。

体系が極端に小さい場合は、打込まれたパルス中性子、または分裂中性子は直ちに体系の外へ洩れてしまつて、体系の原子核によるエネルギー変換を十分に受けることができない。従つて、時間固有値が存在するかどうかは Σ_{tr}^{-1} に対する体系の大きさに関係することが予測される。これは (4-14) 式で表わされるエネルギー変換を十分に受けるかどうかということの意味している。

特に、高速増倍系では、中性子のエネルギーを回復させる過程としては、核分裂しかないため、 $\nu \Sigma_f$ の大きさが基本モードの形成に直接関与している。即ち体系の中性子増倍係数が深く関係している。このことは (4-19) 式において、 $\rho(\beta)$ が 1 以上であるためには $\nu \Sigma_f$ が充分大きいことが必要であることが直ぐに導き出されることに対応している。

固有値方程式 (4-12) 式で表わされる固有値問題について、これらの物理的直観に対応したいくつかの定理が成り立つ。次にその定理を示す。

〔定理 1〕

$Re \lambda > -\lambda^*$ なる複素半平面に含まれる作用素 B のスペクトルは、固有値があるとすればたかだか可算個の離散固有値より成る。各固有値の重複度は有限で、これらの固有値は

$$-\lambda^* < Re \lambda \leq 4\sqrt{C_0} - \lambda^* ,$$

に含まれている。

〔定理 2〕

もしも体系の大きさが小さすぎれば、 $Re \lambda > -\lambda^*$ なる複素半平面に固有値は存在しない。 l を体系 D の最長のさしわたしの長さ (maximum chord length) とすれば

$$l < \frac{1}{4\pi\sqrt{C_1 C_2}},$$

ならば固有値は存在しない。

〔定理 3〕

非増倍系において、もし散乱が中性子の減速のみをもたらすならば、つまり $K(v, v')$ が Volterra 型、

$$K(v, v') \equiv 0, \quad v' < v,$$

ならば、体系の大きさに関係なく、 $Re \lambda > -\lambda^*$ には固有値は存在しない。

〔定理 4〕

作用素 B が $Re \lambda > -\lambda^*$ で離散固有値 λ_k , $k = 1, 2, 3, \dots$ を有しているならば、必ず実の固有値 λ_1 が存在し、 $Re \lambda_k \leq \lambda_1$ である。また λ_1 に対する少なくとも 1 つの固有関数は変数の定義域 $D \times I_v \times U$ において負ではない。

さらに、 $K(v, v')$ が $I_v \times I_{v'}$ のほとんどいたるところで正ならば、 $Re \lambda_k < \lambda_1$ であり、 λ_1 は単純 (simple) で、その唯一 (unique) の固有関数は $D \times I_v \times U$ のほとんどいたるところで正である。また、 $D \times I_v \times U$ において負でない固有関数を有する固有値は λ_1 以外にはない。

〔定理 5〕

$K(v, v')$ が $I_v \times I_{v'}$ のほとんどいたるところで正とすると、 $\nu > 1$ で、かつ $\Sigma_f > \Sigma_f^*$ ならば B は少なくとも 1 つの固有値が存在する。ここで Σ_f^* はある大きさの分裂断面積である。もしも $\nu \leq 1$ ならばいかなる大きさの Σ_f に対しても $Re \lambda > -\{ \nu \Sigma_{cap}(v) + (1-\nu) \nu \Sigma_f(v) \}_{\min}$ には固有値は存在しない。ここで $\Sigma_{cap}(v)$ は v における吸収断面積である。また、 $\nu < 1$ では Σ_f をいかに大きくしても固有値は存在しない。

〔定理 1〕から〔定理 4〕までの厳密な数学的証明は文献(37)にゆずるが物理的な意味は先に説明した通りである。〔定理 5〕もその証明は附属資料に述べられているが、〔定理 5〕の後半が文献(37)のそれよりやや拡張されていることと、後述する理論の基礎となっているために〔定理 5〕についてはその証明が次節で述べられている。

これらの定理により、次に説明するように高速増倍系の時間固有値問題の解明の基礎が与えられたものと思われる。

まず第一に、固有値が存在するとすれば、 $Re \lambda > -\lambda^*$ で離散固有値となることが〔定理 1〕

により判明した。さらにエネルギー変換核 $K(v, v')$ は高速増倍系の場合、 v の定義域 I_v において正であるために、固有値があれば、実の固有値およびそれに対応する正の固有関数が存在することが〔定理 4〕により判明した。この固有値および固有関数がいわゆる基本モードの固有値および固有関数であり、先に述べた β および $\varphi_\beta(r, v)$ がこれにあたる。また、〔定理 4〕により、正の固有関数をもたらす固有値は実の固有値しかないということがわかった。これにより、固有値方程式を厳密に解いたとき、もし負の中性子束が現われれば、それに対応する固有値は基本モードの固有値ではないと判断することができる。

〔定理 1〕により離散固有値の値には上限と下限があることがわかる。また、〔定理 2〕は体系の大きさが小さ過ぎると中性子が直ちに体系外に洩れてしまつて、基本モードに達することができないことを意味している。〔定理 1〕、〔定理 2〕および〔定理 4〕の内容は Jørgens および Vidav により熱中性子系について得られた結論の多くが高速増倍系にも適用され、且つそれらの拡張が行なわれたことを示している。

体系の組成についてもいくつかのことがわかった。即ち、高速非増倍系においては固有値が存在しないことが〔定理 3〕によりはっきりした。更に $\nu > 1$ である媒質の体系においては分裂断面積が十分に大きければ固有値が存在し得ることが〔定理 5〕により判明した。〔定理 5〕は、高速増倍系においては、固有値が存在するためには中性子エネルギーのフィードバックと共に、中性子の増倍が必要であることを示している。

$Re \lambda \leq -\lambda^*$ なる複素半平面においては、固有値はスペクトルに属し、そこでは固有値は非常に稠密に分布していて、そこはいわゆる連続固有値の領域である。

上に述べたように、高速増倍系の時間固有値について基礎的なことが明確になったと思われる。

4.3 高速増倍系において基本モードの時間固有値が存在するための具体的な条件

4.3.1 基本モードの時間固有値が存在するための充分条件

高速増倍系の基本モードが存在する可能性と増倍との関係を述べた〔定理 5〕は (4-19) 式から次のようにして導かれたものである。

[定理5]の証明

$$f_1(\nu \Sigma_f) = \inf_{r, v} \frac{v \Sigma_s(v) + \nu v \Sigma_f(v)}{\beta + v \Sigma_t(v)} \times \left(1 - \frac{1}{4\pi} \int_U e^{-S_0(r, \Omega) k(v, \beta)} d\Omega \right), \quad (4-23)$$

$$f_2(\nu \Sigma_f) = \sup_{r, v} \frac{v \Sigma_s(v) + \nu v \Sigma_f(v)}{\beta + v \Sigma_t(v)}, \quad (4-24)$$

とすれば(4-19)式から

$$f_1(\nu \Sigma_f) \leq \rho(\beta) \leq f_2(\nu \Sigma_f),$$

である。従って $\nu \Sigma_f$ が十分に大きくて $f_1(\nu \Sigma_f) \geq 1$ とすることができれば $\rho(\beta) \geq 1$ となる。しかるに $\rho(\beta)$ は前節で述べたように β に対して、連続で単調減少関数であり、かつ $\rho(\beta) \rightarrow 0$ ($\beta \rightarrow \infty$) であるから、 $\rho(\beta) \geq 1$ となり得ることがわかっていれば必ず $\rho(\beta) = 1$ とする β が存在する。

従って、
$$f_1(\nu \Sigma_f) \geq 1, \quad (4-25)$$

であることが基本モードの時間固有値が存在するための充分条件となる。

しかるに、(4-23)式から直ちに

$$\lim_{\Sigma_f \rightarrow \infty} f_1(\nu \Sigma_f) = \nu,$$

が導かれる。従って、 $\nu > 1$ であれば Σ_f が充分大きくて、ある定数 Σ_f^* を超えれば $f_1(\nu \Sigma_f) \geq 1$ となり、基本モードの時間固有値が存在し、[定理5]の前半が証明される。

また、(4-24)式から

$$f_2(\nu \Sigma_f) = \sup_v \frac{1}{1 + \frac{\frac{\beta/v + \Sigma_{cap}(v)}{\Sigma_f(v)} - (\nu - 1)}{\frac{\Sigma_s(v)}{\Sigma_f(v)} + \nu}}, \quad (4-26)$$

となり、 $\nu \leq 1$ であるときは、

$$\beta > -\{v \Sigma_{cap}(v) + (1 - \nu) \Sigma_f(v)\}_{\min} \quad (4-27)$$

ではいかなる Σ_f に対しても $f_2(\nu \Sigma_f) < 1$ となり、基本モードの時間固有値は存在しない。

[証明終り]

以上のようにして〔定理5〕が証明されたわけであるが、実際の体系について基本モードの時間固有値が存在するかどうかを知るには(4-19)式の右辺が計算されなければならない。そのためには固有関数 φ_β を知らなければならない。

従って、固有値方程式(4-12)式を解くことになり、高速増倍系に対しては現状では結局多群計算を行なうことになってしまう。それでは今まで述べて来たように固有値が存在するための条件について一般的な結論をひき出しにくい。そこで(4-25)式を利用して体系に時間固有値が存在するための一般的で且つ具体的な条件を多群計算に頼ることなく導き出すことを試みた。

(4-23)式における積分、

$$P_{uc}(r, v) = \frac{1}{4\pi} \int_U e^{-\{\Sigma_t(v) + \beta/v\} S_0(r, \varrho)} d\varrho \quad , \quad (4-28)$$

は、体系内の点 r にある速度 v の中性子が、 $\Sigma_t(v) + \beta/v$ でその断面積が表わされる仮想的な衝突を1回も受けずに体系から洩れる確率を表わしていることに着目する。 $P_{uc}(r, v)$ の体系内の $\chi_\beta(r, v)$ に対して r についての平均をとり $\bar{P}_{uc}(v)$ とすると、(4-23)式および(4-25)式から、

$$\inf_v \frac{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)}{\Sigma_t(v) + \beta/v} \{1 - \bar{P}_{uc}(v)\} \geq 1 \quad , \quad (4-29)$$

であれば基本モードの時間固有値が存在することになる。先に述べたように、(4-29)式は基本モードの時間固有値が存在するための充分条件である。即ち、 $\beta > -\lambda^*$ であり、かつ(4-25)式を満足していれば、〔定理1〕によりその固有値は離散固有値となり、さらに〔定理4〕により基本モードの固有値である実の固有値が存在することになる。

4.3.2 体系の大きさの制限

$\bar{P}_{uc}(v)$ は $\chi_\beta(r, v)$ の空間分布がわからないと求めることは出来ないが、体系が球形で且つ、体系内の中性子密度の分布が r について一様である場合は解析的に求めることが出来る。中性子密度の空間分布が一様であれば $\chi_\beta(r, v)$ の空間分布も一様であると考えられる。通常、中性子密度は体系内部の方が周辺部よりも高いために、一様な中性子密度に対して(4-29)式が成り立てば、実際の体系について(4-29)式は成り立っている。

体系を半径 R の球とする。体系内の中性子は一様に分布し、その中性子密度を S_v とする。体系内の中性子が一回も衝突を受けずに球の単位表面積に洩れて出る中性子の数は、衝突の

断面積を $\mu_s(v)$ とすれば次のように求められる。第34図に示したように、 r, φ, θ をそれぞれ、

r : 球の表面上の点Aを中心とした球殻の半径

φ : Aにおいて、球の中心OとAを結ぶ線分 \overline{AO} と \vec{r} とが張る角

θ : Aにおいて、体系の球と球殻との交点BとAを結ぶ線分 \overline{AB} と \overline{AO} とが張る角

とすると、体系内の中性子が一回も衝突を受けずに点Aにおける単位面積に出て来る中性子の数は第34図からわかるように

$$J_A = \int_0^{2R} \int_0^\theta S_V \frac{e^{-\mu_s(v)r}}{4\pi r^2} \cos\varphi \cdot 2\pi r \sin\varphi \cdot r d\varphi dr, \quad (4-30)$$

で与えられる。⁽³⁹⁾ (4-30)式の積分を行なえば

$$J_A = \frac{S_V}{4\mu_s(v)} \left[1 - \frac{2}{(2\mu_s(v)R)^2} \{ 1 - (2\mu_s(v)R+1)e^{-\mu_s(v)R} \} \right], \quad (4-31)$$

となる。従って球全体について存在する中性子に対する洩れて出る中性子の比は

$$\bar{P}_{uc}(v) = \frac{4\pi R^2 J_A}{\frac{4}{3}\pi R^3 S_V},$$

であるから、

$$\bar{P}_{uc}(v) = \frac{3}{4\mu_s(v)R} \left[1 - \frac{2}{(2\mu_s(v)R)^2} \{ 1 - (2\mu_s(v)R+1)e^{-2\mu_s(v)R} \} \right], \quad (4-32)$$

となる。(4-32)式においてRが充分に大きければ

$$\frac{2}{(2\mu_s(v)R)^2} \{ 1 - (2\mu_s(v)R+1)e^{-2\mu_s(v)R} \} \ll 1, \quad (4-33)$$

となる。例えば $\mu_s(v)R=3$ のとき(4-33)式の左辺は0.0546になる。(4-33)式が成り立てば、

$$\bar{P}_{uc}(v) \simeq \frac{3}{4\mu_s(v)R}, \quad (4-34)$$

となる。(4-34)式の近似を用いて(4-29)式が成り立てば(4-32)式の $\bar{P}_{uc}(v)$ に対しても(4-29)式は成り立つ。(4-34)式の $\bar{P}_{uc}(v)$ を用いれば、ある v について(4-29)

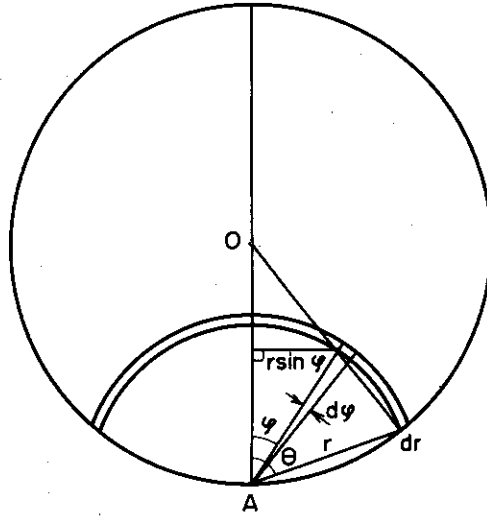


Fig. 34 Calculation of escape probability from a sphere without any collision

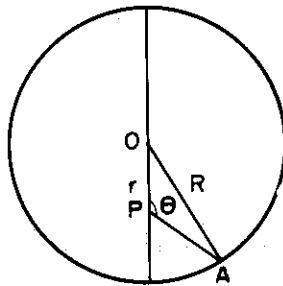


Fig. 35 Numerical calculation of escape probability from a sphere without any collision

式は,

$$\frac{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)}{\mu_s(v)} \left(1 - \frac{3}{4 \mu_s(v) R} \right) \geq 1, \quad (4-35)$$

となる。すべての v について (4-35) 式が成り立てば、基本モードの固有値が存在する。

(4-35) 式は $\mu_s(v)$ についての 2 次不等式,

$$\mu_s(v)^2 - \{ \Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v) \} \mu_s(v) + \frac{3}{4} \frac{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)}{R} \leq 0, \quad (4-36)$$

となる。これを,

$$\mu_s(v) = \Sigma_t(v) + \beta/v, \quad (4-37)$$

と置いて解けば,

$$\begin{aligned} -\Sigma_t(v) + \frac{1}{2} [\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)] \left[1 - \sqrt{1 - \frac{3}{\{ \Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v) \} R}} \right] &\leq \beta/v \\ &\leq -\Sigma_t(v) + \frac{1}{2} [\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)] \left[1 + \sqrt{1 - \frac{3}{\{ \Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v) \} R}} \right], \quad (4-38) \end{aligned}$$

を得る。(4-36) 式の判別式

$$D = \{ \Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v) \}^2 - \frac{3}{R} \{ \Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v) \}, \quad (4-39)$$

が負でなければ (4-36) 式を満足する実の $\mu_s(v)$ が存在する。(4-38) 式において β/v が実であるためには,

$$R \geq \frac{3}{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)}, \quad (4-39)$$

でなければならない。分裂の過程は 1 個の中性子が衝突して ν 個の中性子が出て来る一種の非弾性散乱と考えられる。そうすると (4-39) 式は、体系の大きさが、分裂については ν の重みを持つ散乱から散乱までの平均行程の最小値の 3 倍以上あれば、体系が小さ過ぎて、実の固有値が存在しなくなるということは起らないことを意味している。もっと簡単に言えば減衰数が $-\lambda^*$ より大きく、且つ (4-4) 式で表わされるエネルギー変換核 $K(v, v')$ に含まれる断面積で決まる平均行程の最小値の 3 倍以上あることが基本モードの時間固有値が存在するための充分条件である。

これまでの議論は体系内の中性子密度分布が一様であることを仮定して進められて来た。この仮定は先に述べたように、(4-29) 式が成り立つことに対しては充分条件になっているが、基本モードまたはそれに近い中性子密度の分布をもつ実際の体系に対して近似度が悪いときは、

(4-35) 式の近似式もまた近似度の悪いものとなる。そこで球形の体系内に基本モードで分布している中性子に対しての $\bar{P}_{uc}(v)$ を数値積分により求めて、一様に分布しているとして求めた $\bar{P}_{uc}(v)$ と比較した。

半径 R の球の体系内の中性子密度の分布を、

$$n(r) \propto \frac{1}{r} \sin\left(\frac{\pi}{R + \delta R}\right) r \quad (4-40)$$

とする。ここで δR は外挿距離である。第 35 図に示すように、球形内にあって中心 O から r の距離にある点 P において線分 \overline{OP} と点 P と球の表面の点 A とを結ぶ線分 \overline{PA} が張る角を θ とすれば、 \overline{PA} は、

$$\overline{PA} = r \cos \theta + \sqrt{r^2 \cos^2 \theta - (r^2 - R^2)} \quad (4-41)$$

で表わすことができる。従って点 P における速度 v の中性子が体系内で一回も衝突をしないで洩れて出る確率 $P_{uc}(r, v)$ は

$$\begin{aligned} P_{uc}(r, v) &= \frac{2\pi}{4\pi} \int_0^\pi e^{-\mu_s(v) \{ r \cos \theta + \sqrt{r^2 \cos^2 \theta - (r^2 - R^2)} \}} \sin \theta \, d\theta \quad , \\ &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 e^{-\mu_s(v) \{ r x + \sqrt{r^2 x^2 - (r^2 - R^2)} \}} \, dx \quad , \end{aligned} \quad (4-42)$$

として計算することが出来る。従って、 $\bar{P}_{uc}(v)$ は、

$$\bar{P}_{uc}(v) = \frac{\int_0^R n(r) P_{uc}(r, v) \, dr}{\int_0^R n(r) \, dr} \quad (4-43)$$

を数値積分して求められる。

一例として、 R としては 第 3 章で述べた FCA I-5-P 炉心の中で最小の半径を持つ Loading 11-E の半径の 15.57 cm 、 $\mu_s(v)$ として JAERI-FAST セットと実験値から決まる値のうち、最小の値 0.285 cm^{-1} を用いて $\bar{P}_{uc}(v)$ を計算した。一様な中性子密度を仮定した (4-32) 式で $\bar{P}_{uc}(v)$ は 0.165 である。その近似式である (4-34) 式では 0.169 となる。

これに対して (4-43) 式では $\bar{P}_{uc}(v)$ は 0.137 となり、しかも数値積分による $\bar{P}_{uc}(v)$ の値が (4-34) 式による値よりも小さいことは、一様な中性子密度分布に対して (4-29) 式が成り立てば、体系内の実際の中性子密度分布に対しても良い近似で成り立つことを示している。

次に体系が球以外の形をした体系について検討する。体系がそれぞれ、球形、円筒形、立方体の場合に、体系の大きさが十分に大きければ体系内の様に分布した中性子が1回も衝突を受けないで表面の単位面積内を通過して体系外に洩れて出る数は、

$$J_A \approx \frac{S_V}{4 \mu_s(v)}, \quad (4-44)$$

と近似できることがわかっている。⁽³⁹⁾ それぞれの体系の形状について、この近似が成り立つ条件と $\bar{P}_{UC}(v)$ を示すと次のようになる。

| 体系の形状 | 大きさの条件 | $\bar{P}_{UC}(v)$ |
|----------------------------|---|---|
| 半径 R の球 | $\mu_s(v) R \geq 3$ | $\frac{3}{4 \mu_s(v) R}$ |
| 半径 R 高さ H } の円筒形 | $\mu_s(v) R \geq 3$ $\mu_s(v) H \geq 3$ | $\begin{cases} \frac{1}{2 \mu_s(v)} \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{R} \right) \\ \frac{3}{4 \mu_s(v) R} \quad 2R=H \text{ のとき} \end{cases}$ |
| 3辺がそれぞれ 2A, 2B, 2C の直方体 | $2 \mu_s(v) A \geq 3$ $2 \mu_s(v) B \geq 3$ $2 \mu_s(v) C \geq 3$ | $\begin{cases} \frac{1}{2 \mu_s(v)} \left(\frac{1}{2A} + \frac{1}{2B} + \frac{1}{2C} \right) \\ \frac{3}{4 \mu_s(v) A}, \quad A=B=C \text{ のとき} \end{cases}$ |

このように体系がある程度以上の大きさを持てば、 $R, H/2, A$ 等を l と表わしたとき $P_{UC}(v)$ はいずれも $3/4 \mu_s(v) l$ の形となる。これは (4-34) 式と等しい。従って体系の形が凸であれば、その形状の如何に拘らず、体系の最短弦長の $1/2$ が $[\{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)\}_{\min}]^{-1}$ の3倍以上あれば、(4-38) 式において β が実でなくなるということはない。これまでの議論は $\beta > -\lambda^*$ なる β について行なわれて来た。従って観測された減衰定数が $-\lambda^*$ より大きく、且つ体系の最小弦長の $1/2$ が $[\{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)\}_{\min}]^{-1}$ の3倍以上あればその体系においては、基本モードの時間固有値が存在することになる。

非等方性散乱を考慮に入れる場合は $\Sigma_s(v)$ の代わりに $\Sigma_{inel}(v) + \{1 - \bar{\mu}(v)\} \Sigma_{el}(v)$ を用いれば良いと思われる。ここで $\bar{\mu}(v)$ は速さ v の中性子に対する弾性散乱の際の中性子の散乱角の余弦の平均である。

4.3.3 減衰定数の値の範囲

(4-38) 式において、 $R \rightarrow \infty$ とすれば、次のようになる。

$$-\Sigma_t(v) \leq \beta/v \leq -\Sigma_a(v) + \nu \Sigma_f(v) \quad (4-45)$$

(4-45) 式で $\{ \nu \Sigma_f(v) \}_{\min}$ の起る v においては左辺の等号は入らない。

(4-45)式は時間固有値には下限のみならず上限もあることを示している。体系の反応度がいかに大きくても、体系内の中性子の増加の時定数は、中性子の増加の断面積 $-\Sigma_a + \nu \Sigma_f$ の平均行程を中性子が飛行するのに要する時間の逆数以上には大きくなれないことを(4-45)式の右辺は示している。また、(4-45)式において、 $\nu \varphi_\beta(\beta)$ について $\Sigma_t(\nu), \Sigma_a(\nu), \nu \Sigma_f(\nu)$ の平均をとり、それぞれ、 $\bar{\Sigma}_t, \bar{\Sigma}_a, \bar{\nu \Sigma}_f$ とすれば、

$$-\bar{\Sigma}_t \leq \beta/\bar{v} \leq \bar{\Sigma}_a (k_\infty - 1)$$

となり、 $k_\infty < 1$ では $\beta/\bar{v} < 0$ となって臨界にならないことを表わしている。

但し $\bar{v} = \frac{\int v \varphi_\beta(v) dv}{\int \varphi_\beta(v) dv}$ である。

さらに、 $\{v \Sigma_t(v)\}_{min}$ の起る v における(4-45)式の左辺は第4.2節で述べたように無限大体系の場合の減衰定数の下限を示している。

4.3.4 体系の組成の制限

一般に高速増倍系においては全断面積 $\Sigma_t(v)$ は、第6表にFCA I-5炉心の場合を例として示すように、 v の変化に比べれば殆んど定数と見做すことが出来る。また $\beta > -\lambda^*$ であるから、 β/v は λ^* の起る v の近傍を除いては $\Sigma_t(v)$ に比べて無視することが出来て、無限大体系において $\rho(\beta) \geq 1$ であるためには次の条件を満せばよいことが(4-19)式から直ちに導かれる。

$$\int_{I_v} \frac{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)}{\Sigma_s(v) + \Sigma_a(v)} \chi_\beta(v) dv \Big/ \int_{I_v} \chi_\beta(v) dv \geq 1 \quad (4-46)$$

(4-46)式から

$$\frac{\int_{I_v} \left\{ 1 + \frac{\nu \Sigma_f(v) - \Sigma_a(v)}{\Sigma_t(v)} \right\} \chi_\beta(v) dv}{\int_{I_v} \chi_\beta(v) dv} \geq 1, \quad (4-47)$$

が得られる。しかるに高速増倍系の場合には一般に、 $\chi_\beta(v)$ のスペクトルに対して $\Sigma_s(v)$ は $\Sigma_a(v)$ に比べて大きく、且つほぼ一定の値を持つため、 $\Sigma_t(v)$ もほぼ一定と考えられる。そこで(4-47)式が成立つためには、

$$\frac{\int_{I_v} \nu \Sigma_f(v) \chi_\beta(v) dv}{\int_{I_v} \Sigma_a(v) \chi_\beta(v) dv} \geq 1, \quad (4-48)$$

が成立てば良いことになる。しかるに(4-16)式の $\chi_\beta(v)$ の定義および(4-12)式から

$$\begin{aligned} \varphi_{\beta}(v) &= G_{\lambda} \frac{\chi_{\beta}(v)}{v} \\ &= \int_D \frac{1}{h(v, \lambda)} \left\{ \frac{1}{4\pi} \int_U (1 - e^{-h(v, \lambda) s_0(r, v)}) d\Omega \right\} \frac{\chi_{\beta}(v)}{v} dr, \quad (4-49) \end{aligned}$$

が得られる。無限大体系においては (4-49) 式は

$$\varphi_{\beta}(v) = \frac{1}{h(v, \lambda)} \frac{\chi_{\beta}(v)}{v},$$

となり、これから

$$\chi_{\beta}(v) = h(v, \lambda) v \varphi_{\beta}(v), \quad (4-50)$$

が得られる。よって (4-48) 式は

$$\frac{\int_{I_v} v \Sigma_f(v) \{ \Sigma_t(v) + \beta/v \} v \varphi_{\beta}(v) dv}{\int_{I_v} \Sigma_a(v) \{ \Sigma_t(v) + \beta/v \} v \varphi_{\beta}(v) dv} \geq 1, \quad (4-51)$$

となる。しかるに先に述べたように β/v は λ^* の起る v の近傍を除いては $\Sigma_t(v)$ に比べて無視することが出来て、 $\Sigma_t(v)$ は v について定数に近く、且つ (4-51) 式の分母、分子に共通であるために、(4-51) 式は良い近似で

$$\frac{\int_{I_v} v \Sigma_f(v) v \varphi_{\beta}(v) dv}{\int_{I_v} \Sigma_a(v) v \varphi_{\beta}(v) dv} \geq 1, \quad (4-52)$$

となる。上の式の左辺は無限媒質における即発中性子増倍係数 k_{∞} に他ならない。従って (4-46) 式が成立つためには上に述べた近似のもとでは $k_{\infty} \geq 1$ でなければならない。

形式的には $\Sigma_a(v) \equiv 0$ であれば (4-47) 式は成り立つが、 $\Sigma_a(v) \equiv 0$ であるということは $\Sigma_f(v) \equiv 0$ であることである。即ち、体系は非増倍系である。高速中性子系においては散乱はエネルギーを失うものばかりであるから、4.2 節の〔定理 3〕により固有値は存在しないことになる。

もう一度、非増倍系の場合を考えてみよう。 $\Sigma_f(v) \equiv 0$ であるから (4-45) 式から、 β は

$$-\{ v \Sigma_t(v) \}_{\min} < \beta < -\{ v \Sigma_a(v) \}_{\min}, \quad (4-53)$$

の範囲になければならない。この条件を満足することは、 v が、 $\{v\Sigma_f(v)\}_{\min}$ の起る近傍の v の領域においてのみ可能である。従って高速領域において中性子の減衰を観測している限り基本モードの時間固有値は現われない。

また、高速増倍系の領域のまわりを高速非増倍系または低増倍系の領域が囲んでいる体系を考える。もしも、非増倍系または、低増倍系での中性子の滞留時間が炉心における滞留時間よりも長ければ、時間固有値の存在し得る範囲は極めて狭いものと推量される。これは例えば、スウェーデンの FR-0 における銅ブランケットの炉心でのパルス実験において、単一指数関数的減衰が観測されなかった^{(20),(21)} という場合が、これに当たると思われる。

Table 6 Velocity and Cross Sections of FCA I-5 by JAERI FAST Set

| group | velocity (cm/sec) | Σ_f (cm^{-1}) | $v\Sigma_f - \Sigma_a$ (cm^{-1}) | $\Sigma_{sc} + v\Sigma_f$ (cm^{-1}) |
|-------|---------------------|------------------------------------|--|---|
| 1 | 3.970×10^9 | 0.2870 | 0.1054 | 0.3924 |
| 2 | 3.079×10^9 | 0.3294 | 0.05499 | 0.3844 |
| 3 | 2.498×10^9 | 0.3350 | 0.04740 | 0.3824 |
| 4 | 1.856×10^9 | 0.3099 | 0.03802 | 0.3479 |
| 5 | 1.444×10^9 | 0.2936 | 0.01156 | 0.3052 |
| 6 | 1.031×10^9 | 0.3445 | 0.00807 | 0.3526 |
| 7 | 7.283×10^8 | 0.4128 | 0.00901 | 0.4218 |
| 8 | 5.149×10^8 | 0.4789 | 0.00799 | 0.4869 |
| 9 | 3.610×10^8 | 0.5376 | 0.00530 | 0.5429 |
| 10 | 2.439×10^8 | 0.6163 | 0.00367 | 0.6200 |
| 11 | 1.675×10^8 | 0.6122 | 0.00749 | 0.6196 |
| 12 | 1.143×10^8 | 0.6448 | 0.00138 | 0.6461 |
| 13 | 7.704×10^7 | 0.5828 | 0.00998 | 0.5928 |
| 14 | 5.291×10^7 | 0.5842 | 0.02653 | 0.6107 |
| 15 | 3.610×10^7 | 0.6111 | 0.04456 | 0.6557 |
| 16 | 2.439×10^7 | 0.6805 | 0.05869 | 0.7392 |
| 17 | 1.675×10^7 | 0.7717 | 0.05686 | 0.8286 |
| 18 | 1.143×10^7 | 0.7304 | 0.04425 | 0.7747 |
| 19 | 7.704×10^6 | 1.0336 | 0.09758 | 1.1312 |
| 20 | 5.291×10^6 | 0.8405 | 0.07864 | 0.9191 |
| 21 | 3.610×10^6 | 1.0262 | 0.11360 | 1.1398 |
| 22 | 2.439×10^6 | 0.5331 | 0.01902 | 0.5522 |
| 23 | 1.675×10^6 | 0.6472 | 0.07016 | 0.7174 |
| 24 | 1.143×10^6 | 1.0256 | 0.55266 | 1.5783 |
| 25 | 7.704×10^5 | 2.0564 | 1.57880 | 3.6352 |

第5章 時間固有値の理論によるパルス実験の解析

第2章および第3章において、天然ウランの体系および裸の高速増倍系 FCA I-5-P 炉心におけるパルス実験の結果を説明した。その際、反応度が負で、その絶対値が大きくなると、減衰曲線が単一指数関数的減衰からずれるようになり、基本モードには到達しなくなることが推測された。しかし、その減衰が基本モードの減衰であるのかわからないのか、はっきりした判断をつけることは出来なかった。そこで、第4章において得られた高速増倍系の時間固有値についての定理や条件を用いて I-5-P 炉心および天然ウラン体系におけるパルス実験の結果を解析することを試みた。

5.1 I-5-P 炉心の解析

まず、I-5-P 炉心の組成の k_{∞} が、4.3.4 節で述べた基本モードの固有値が存在するための条件の一つである $k_{\infty} \geq 1$ を満足していることは、I-5-P 炉心が遅発臨界になった状態から明らかである。

次に、観測された減衰定数が真の基本モードの時間固有値であると言えるかどうかについて調べる。「減衰定数」という言葉を使うと、既に時間固有値であることを容認してしまっていることになるために、ここでは、実験の減衰曲線が単一指数関数減衰をしていると見做されて求められた減衰定数を意味する言葉として、「減衰定数」と書くことにする。

JAERI-FAST セットによる I-5 炉心の $\Sigma_t(v)$ と $-\Sigma_a(v) + \nu \Sigma_f(v)$ の値が第6表に示されている。これを用いて、 $-v \Sigma_t(v)$ と $v \{-\Sigma_a(v) + \nu \Sigma_f(v)\}$ を図示すると第36図のようになる。 $v \Sigma_t(v)$ の最小値は第23群において起っている。体系が無限大の場合にはこの $v \Sigma_t(v)$ の最小値は意味を持つが、実験は有限の体系で行なわれているために λ^* が重要な意味を持つことになる。ここで注目すべきことは $-v \Sigma_t(v)$ の絶対値の大きさは、 v に比例しているが、第22群以下は、熱中性子の領域まで、約 $1.3 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ 前後のほぼ一定の値を示していることである。即ちこの一定となっている領域は $\Sigma_t(v)$ が $1/v$ の性質を有していることを示している。従って λ^* として、この第22群以下のほぼ一定となった $v \Sigma_t(v)$ の値を用いても差支えがないと思われる。

第36図には、第3表に示した各 Loading における減衰定数が書き込まれている。Loading 8-D から Loading 8-4 において観測された「減衰定数」は、この $-\lambda^*$ よりも大きな値を示している。また Loading 9-4 およびそれより小さな体系での「減衰定数」は $-\lambda^*$ よりも小さな値を示している。Loading 8-E の「減衰定数」は丁度その境界附近の値となっている。

第4章において述べたように、 $\text{Re } \lambda < -\lambda^*$ においては固有値は、非常に稠密に固有値が

分布している領域，いわゆる連続固有値の領域に属することになり，基本モードの固有値は存在しない。従って，Loading 9-4 および，それより小さな体系で観測された「減衰定数」は，基本モードの時間固有値ではない。

逆に Loading 8-4 より反応度の高い体系で観測された「減衰定数」が，完全に指数関数的に減衰している減衰曲線から求められたものであれば，その「減衰定数」は真の基本モードの時間定数であることになる。

Storrer-Stievenart の理論による解析の結果は，第3章で述べたように，実験結果と殆んど一致した。しかし第28"図を見ると $-\lambda^*$ より大きい値を持ち，群構造に依存する固有値が現われている。これは次のような理由によるものと思われる。 α_i はそれが体系に固有な値を表わさないときには γ_i に極めて接近する。 γ_i は

$$\gamma_i = v_i (D_i B^2 + \sum_{a,i} + \sum_{rem,i}) , \quad (5-1)$$

であるが

$$\sum_{rem,i} = \sum_{inel,i \rightarrow k > i} + \frac{\xi}{\Delta u} \sum_{el,i} \quad (5-2)$$

であるために弾性散乱のみがある場合には $\sum_{rem,i}$ は群の巾に直接，反比例する値となる。(5-2) 式において ξ は1回の弾性散乱で中性子が失うエネルギーの対数の平均， Δu は群のレサジー巾である。群の巾を ξ 程度に細かくとれば無限大体系では

$$\gamma_i = -v_i \sum_{t,i} , \quad (5-3)$$

となる。JAERI-FAST 25群セットの群のエネルギー巾は U の ξ の約100倍もあるために $-\lambda^*$ よりも大きい γ_i が現われることになる。群のエネルギー巾を U の ξ 程度に細かくとると数千群を要することになり，現在では計算の実行が不可能である。従って中性子のエネルギーについて連続の取り扱いをした輸送方程式の理論から得られた $-\lambda^*$ が，観測された減衰定数が基本モードの時間固有値であるかどうかの判断に有効となる。対象となるエネルギーの範囲が狭く，且つ ξ が大きい熱中性子系の場合と，高速増倍系はこの点においてやゝ異なる。

ここで注意する必要があることは，観測した「減衰定数」が真の基本モードの時間固有値であるかという問題と，基本モードの時間固有値が存在するかという問題をはっきり区別しなければならないことである。厳密に固有値が存在するかしないかを知るためには(4-2)式または(4-12)式を直接，解かなければならない。第4章の〔定理4〕によれば，基本モードの固有値以外には，すべての速度，すべての点において正の固有関数を有する固有値はない。従って，固有値方程式を直接解いて，負の中性子束が現われたときは，そのときの

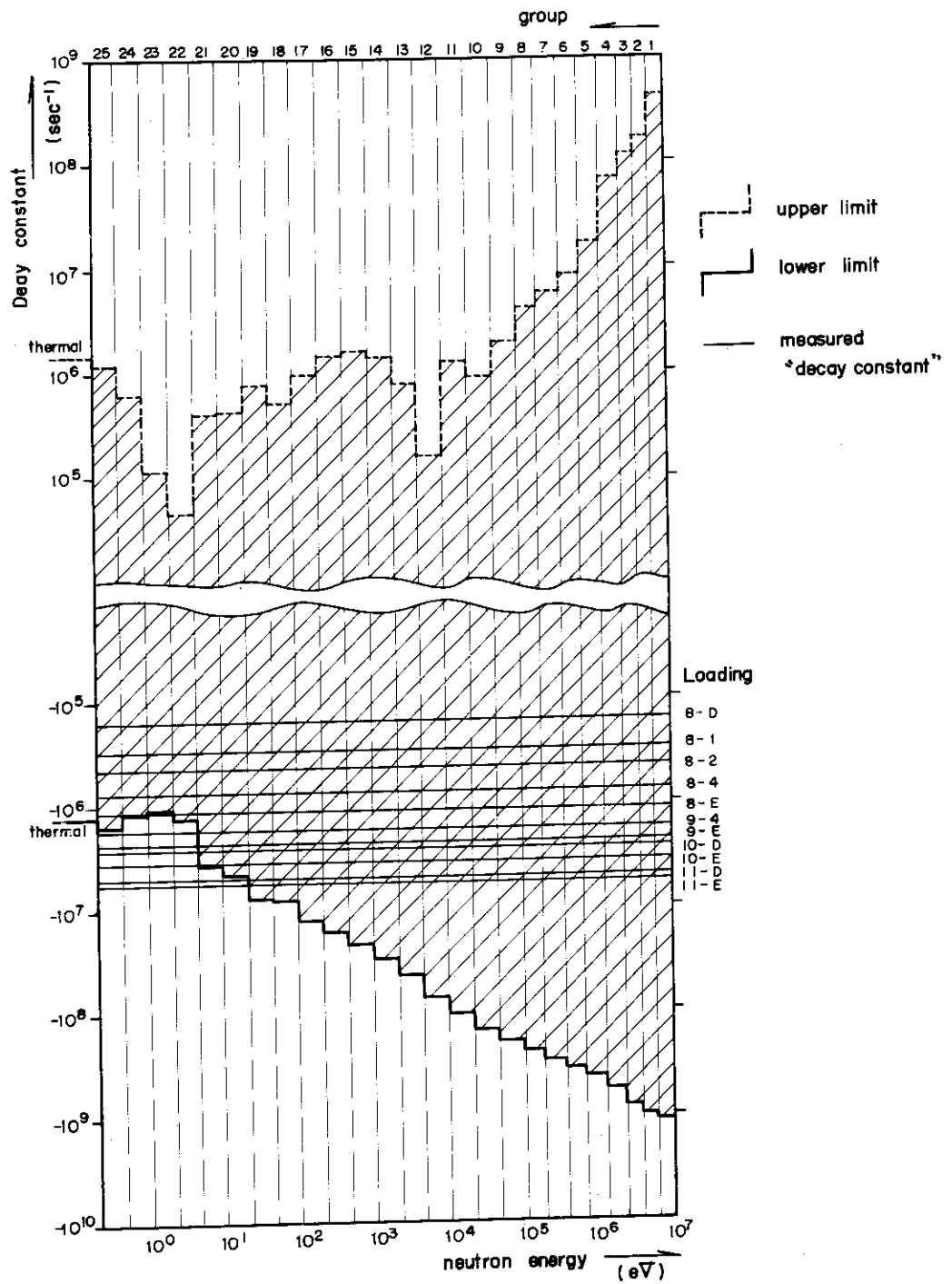


Fig. 36 Limitation of decay constant for infinite system of FCA I-5

固有値は基本モードの固有値ではないと言うことができる。さらに、同じく〔定理4〕によって、負の中性子束をもたらした固有値があれば、それ以外に必ず、基本モードの固有値が存在することもわかっている。

現在のところ、高速炉系についての固有値方程式を解くには多群計算による他はない。第3章において述べたように、DTF-4コードを用いて、JAERI-FAST 25群セットにより、唯一つの時間固有値を求める計算を行なうと、Loading 8-Dにおいては中性子束はすべての点、すべての群において正であり、求められた固有値、 $-1.9 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ は $-\lambda^*$ に比べて充分大きい。また、Loading 9-Dにおいては第22群以下で負の中性子束が現われ求められた固有値 $-1.5 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ は $-\lambda^*$ より小さい。Loading 9-Dは、第5表に示したように、Loading 8-Eと殆んど等しい「減衰定数」を示すと考えられるため、このLoading 8-D、および Loading 9-Dについての計算結果は第36図の結果と良く一致している。即ちこの多群計算により、固有値方程式が正しく解かれているとすると、Loading 8-Dにおいて観測された「減衰定数」は、真の基本モードの固有値であり、Loading 9-Dで観測された「減衰定数」は真の基本モードの時間固有値ではない。

しかし、多群計算は、本質的に $v=0$ を考慮に入れることが出来ないために、固有値方程式を厳密に解いているとは言い切れない。また、高速増倍系においては取扱っている中性子の速度が 10^4 のオーダーのひろがりを持ち、中性子束の大きさもその最大の群とエネルギーの低い群、例えば10 eV以下の群とでは非常に大きな差があり数値計算の精度にも限度がある。例えばI-5炉心について言えば、第37図に示したように第6群と第18群とでは中性子束の大きさは 10^{10} のオーダーの違いがある。また、DTF-4による多群計算においてもStorrer-Stievenartの理論による計算の場合と同じ事情が存在すると考えられる。即ち、群のエネルギー巾が ξ に比べてはるかに大きいと、弾性散乱の場合、自群への散乱が圧倒的に大きくなり、(3-3)式において右辺の $S(r, \mathbf{v}, \Omega)$ のうち弾性散乱による中性子源の値が左辺の σ のうちの弾性散乱の断面積に近くなり、 α が負でそれ程大きくなくても負の中性子束が現われてしまうおそれがある。それはLoading 8-DとLoading 9-Dとの間の状態についてDTF-4コードによる計算を行なった結果、第7表に示すように、実験値と良く一致して、且つ、 $-\lambda^*$ よりも大きな固有値が求められているにも拘らず、負の中性子束が第22群以下に現われてしまうことから明らかである。このDTF-4による計算値は例えばLoading 8-4で $-8.9 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ であるが、これは第3章で述べたStorrer-Stievenartの理論による計算値 $-8.8 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ と良く一致している。このように、計算法および群数の異った計算によっても等しい値が得られ、且つそれが遅発臨界からLoading 8-4までは $-\lambda^*$ より大きな値を示していることを考えると遅発臨界からLoading 8-4までの計算値が基本モードの時間固有値である可能性は極めて大きい。

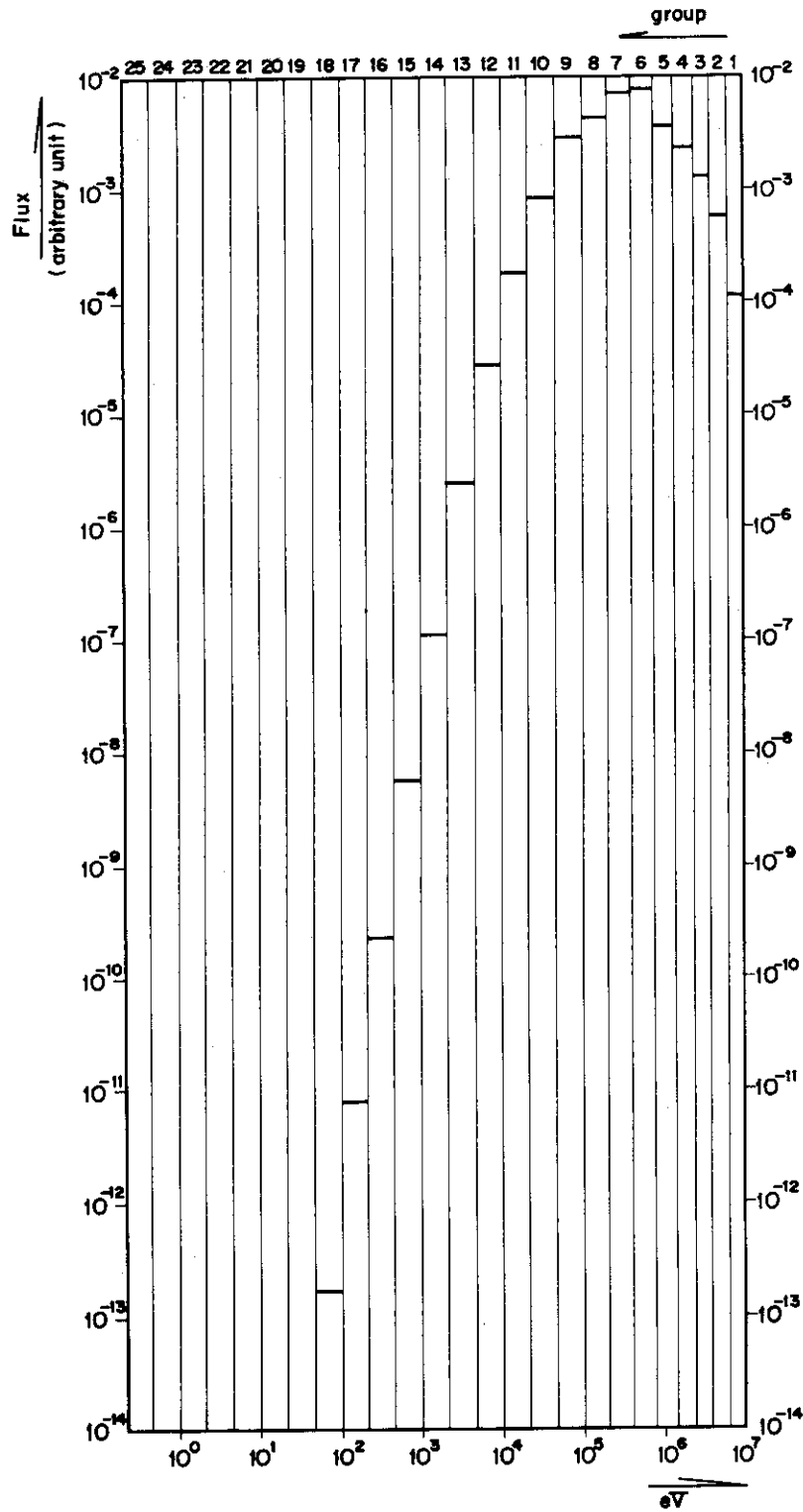


Fig. 37 Prompt Neutron Energy Spectrum of FCA I-5 at Delayed Critical

Table 7 Time eigenvalue calculation of Loading
8 of FCA I-5-P

| Loading | Ratio of density of C/R region | Calculated $- \alpha$ (10^5 sec^{-1}) | a/a_c | | Group of negative flux | Calculated K_{eff} | $\Delta K/K$ (%) | |
|----------|----------------------------------|---|---------|-----------|------------------------|----------------------|------------------|------|
| | | | Cal. | Exp. | | | Cal. | Exp. |
| 8 - D | 1.00000 | 1.903 | 1.000 | 1.00 | no | 1.00003 | 0 | 0 |
| 8 - 1/16 | 0.99844 | 1.985 | 1.043 | — | no | — | — | — |
| 8 - 1/4 | 0.99374 | 2.265 | 1.190 | — | no | — | — | — |
| 8 - 1/2 | 0.98749 | 2.739 | 1.440 | — | no | 0.99682 | 0.32 | — |
| 8 - 5/8 | 0.98436 | 3.029 | 1.592 | — | 22,23,24,25 | 0.99595 | 0.41 | — |
| 8 - 3/4 | 0.98124 | 3.154 | 1.657 | — | 22,23,24,25 | — | — | — |
| 8 - 1 | 0.97499 | 3.672 | 1.930 | 1.87±0.03 | 22 | 0.99333 | 0.67 | 0.62 |
| 8 - 2 | 0.94994 | 5.509 | 2.895 | 2.69±0.05 | 22 | 0.98628 | 1.39 | 1.24 |
| 8 - 4 | 0.89988 | 8.923 | 4.689 | 4.61±0.09 | 22,23,24,25 | 0.97289 | 2.79 | 2.48 |
| 8 - E | 0.79975 | 16.25 | 8.540 | 7.31±0.14 | 22,24 | 0.94397 | 5.94 | 4.53 |

次に実験結果から判断を行なう。Loading 8-4の反応度以上の反応度の場合についての実験結果によると、この反応度の範囲では、「減衰定数」と反応度との直線性は第23図に示すように極めて良い。しかも、この直線関係を反応度が+1.0ドルの点に外挿すると、その点で $\alpha=0$ の軸と交っている。即ち、 $\alpha=0$ という基本モードの時間固有値が明確に存在する即発臨界の点をこの直線関係は包含している。また、減衰曲線の歪は、Loading 8-4の反応度以上の反応度をもつ体系では極めて小さい。減衰定数が $-\lambda^*$ より大きいLoading 8-4までの体系の大きさが、4.3.2節で述べた体系の大きさの制限を満しているかどうかを次に検討する。第6表において示されたJAERI-FASTセットによるI-5炉心の $\Sigma_s + \nu\Sigma_f$ のうちで最小の値は第4群の 0.3052cm^{-1} である。従って、減衰定数が $-\lambda^*$ より大きく、且つ炉心の半径が 9.83cm 以上、長さが 19.22cm 以上あれば基本モードの時間固有値が存在することになる。非等方性散乱を考慮した場合は、炉心半径は 13.5cm 以上、長さが 27.0cm 以上であれば良い。Loading 8-Dはこの条件を満している。Loading 8-4は制御棒が4本抜けた状態であるため実効的な炉心半径を求めることはむつかしいが、中性子の洩れに関しては、Loading 9-Dより大きい体系と言えらる。しかるにLoading 9-Dも体系の大きさについては条件を満している。従って、臨界からLoading 8-4までの体系は、その減衰定数が $-\lambda^*$ より大きく且つ、体系の大きさの条件も満している。これらの点から、遅発臨界からLoading 8-4までの体系で観測された「減衰定数」は基本モードの時間固有値であるといつて差支えない。

次に Loading 9-4およびそれより反応度が小さい体系の「減衰定数」について検討する。先に述べたように、これらの「減衰定数」は $-\lambda^*$ よりも小さな値であり、連続固有値の領域に入つて、基本モードの時間固有値ではないことがわかっている。しかし実験結果から見ると第28図でわかるように「減衰定数」の曲線は $-\lambda^*$ の点で特に不連続な様子を示しているわけではなく、反応度との直線性も Loading 8-4の反応度の-4%を超えて、反応度が $\Delta k/k$ で約-12%である Loading 10-D近傍まで成立っている。この物理的な意味を考えてみることにする。

パルス中性子が打込まれた後の減衰曲線は熱化の問題において Koppel が示したように、⁽⁴⁰⁾高速増倍系の場合も一般に離散固有値 α_i と連続固有値 α によって次のように表わされると考えられる。

$$n(t) = \sum_{i=1}^n A_i(v) e^{\alpha_i t} + \int_{-\infty}^{-\lambda^*} A_\alpha(v) e^{\alpha t} d\alpha, \quad (5-1)$$

ここで $A_i(v)$ および $A_\alpha(v)$ はそれぞれ離散固有値 α_i および連続固有値の振幅である。 $\alpha < -\lambda^*$ においては、離散固有値の項は消える。しかし連続固有値の振幅 $A_\alpha(v)$ が或る α の近傍において大きくなって一つのピークを形づくつていれば、その α はあたかも離散固有値のようにふるまう。そのような α を擬似固有値と呼ぶことができる。

この擬似固有値は、多群計算によって、群の数だけの固有値を求める計算を行なった場合にその群の構造によって大きく変るものではないし、また大きく変るものであってはならない。Storer-Stievenart の理論による結果を示した第3章の第28図においてこのことは良くあらわされている。反応度の変化に対して、 $\alpha_1, \dots, \alpha_{11}$ により一つの曲線が形づくられており、この曲線上の α_i に対する振幅は第27図に見られるようにその近傍の α_i の振幅よりも大きい。この曲線は α が $-\lambda^*$ を超えても顕著であるが、 k_{eff} が小さくなるに従って明瞭さを失う。一方、ほぼ水平な曲線群の α_i の分布は各群の γ_i の分布に対応しており、第28～28'図で見たように群の構造により α_i の分布が変る。

遅発臨界における計算値に規格化した実験値は、遅発臨界から少くとも k_{eff} が約0.85の Loading 10-4 まではこの大きな振幅を持つ時間固有値が形づくる曲線と良く一致している。また、Loading 10-Dまでは減衰曲線の歪は著しくない。

これらのことから、「減衰定数」が $-\lambda^*$ より小さくてもその「減衰定数」を擬似固有値と見做すことができる反応度の範囲が存在することは明らかである。

Loading 8-Eの「減衰定数」は丁度、真の基本モードの時間固有値が存在しなくなる境界近傍にあると思われる。

炉心I-5-Pの「減衰定数」について、これまでに述べたことをまとめると次のように言うことができる。

遅発臨界から、反応度が $4k/k$ で約-4%までの状態で観測された「減衰定数」は真の基本モードの時間固有値である可能性が極めて大きい。それ以下の反応度の体系で観測された「減衰定数」は基本モードの時間固有値ではない。しかし、反応度が約-4%以下であっても、その「減衰定数」を擬似固有値と見做すことができる反応度の範囲が存在する。

5.2 天然ウラン体系の解析

第8表にJAERI-FAST 25群セットによる天然ウランの $\Sigma_t, \Sigma_s + \nu\Sigma_f$ および $-\Sigma_a + \nu\Sigma_f$ を示す。

天然ウラン体系においては $k_{\infty} < 1$ であるために、4.3.4節で述べたことにより、基本モードの時間固有値は、まず存在しないことが明らかである。

また、I-5-P炉心の場合と同様に、 $-\nu\Sigma_t(v)$ および $1 - \nu\Sigma_a(v) + \nu\Sigma_f(v)$ を図示すると第38図のようになる。天然ウラン体系ではI-5-P炉心の場合のように $-\nu\Sigma_t(v)$ が一定となる v の領域は、 ^{235}U の割合が小さいために、顕著ではないが $-\lambda^*$ として熱中性子領域の $-\nu\Sigma_t(v)$ の値 $-1.6 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ を用いて差支えないであろう。一方、第2章において述べ

たように、天然ウラン体系の実験では 0.8 MeV 以上の中性子については、パルス入射後、40 n sec 以降は一様な減衰を示した。それを単一指数関数的減衰と見做して「減衰定数」を求めると、一辺が 20 cm, 30 cm および 40 cm の立方体の「減衰定数」はそれぞれ $-2.3 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$ $-1.8 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$ および $-1.3 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$ となって、第 38 図に示したように、 $-1.6 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ よりもはるかに小さい。従って、天然ウラン体系で観測された「減衰定数」はこの点からも、基本モードの時間固有値ではないと言えることができる。

アルミニウム、鉛の非増倍体系においては、第 4 章の〔定理 3〕により、基本モードの固有値は存在しないことが明らかである。また、第 8 図および第 9 図に示された実験結果もそれを裏づけている。

5.3 高速系における基本モードの時間固有値の有無についての判断の手順

高速系におけるパルス実験を行なうに際して基本モードの時間固有値がその体系において存在し得るかどうか、また、観測された減衰定数が基本モードの時間固有値であるかどうかについて判断する手順をまとめると、次のようになる。

まず、組成と大きさが広い範囲にわたって変化に富む高速系の体系について次のように簡単に評価を下すことができる。

1. 体系が非増倍系であれば時間固有値は存在しない。
2. 体系が増倍系でも、 k_{∞} を調べて、それが 1 より小さければ、基本モードの時間固有値はまず存在しない。

次に観測した「減衰定数」が基本モードの時間固有値であるのかどうかについて判断する。

3. 観測された「減衰定数」が $-\lambda^*$ よりも小さいときは、その「減衰定数」は基本モードの時間固有値ではないと判断できる。
4. 上記の第 1 項から第 3 項までの条件を満足し、且つ「減衰定数」が $-\lambda^*$ より大きい場合について次に考える。何らかの方法で固有値計算を行ない、その結果、体系のすべての点、中性子のすべての速度について正の中性子束をもたらす固有値が求められれば、その固有値は真の基本モードの時間固有値である。もしも負の中性子束をもたらす固有値が求められれば、その固有値は基本モードの時間固有値ではないが、基本モードの時間固有値が必ずその他に存在する。
5. 厳密な固有値計算が出来ない場合は、多群計算などの近似計算の結果や実験結果を総合的に検討して、 $-\lambda^*$ より大きな「減衰定数」が基本モードの時間固有値であるかどうかを判断することになる。その際、体系の $\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)$ を調べて、体系の最小絃長の $1/2$ が

$[\{\Sigma_s(v) + \nu \Sigma_f(v)\}_{\min}]^{-1}$ の3倍以上あれば、実の固有値が存在すると判断することができる。しかし、観測した減衰定数が基本モードの時間固有値であるという判断はやはり実験結果から総合的に判断しなければならない。

もしも厳密に固有値方程式を解くことができるならば第5項のみによって、"減衰定数"が基本モードの時間固有値であるかどうかを知ることができる。しかし、現状では、まだそれは難しい。その場合には、第6項に記したように、また本章においてI-5-P炉心について説明したように、いろいろな手段により得られた結果で判断することになる。

第1項から第6項までの手順を図式化すると第39図のようになる。

Table 8 Cross sections of natural uranium system by JAERI-FAST set

| group | velocity (cm / sec) | Σ_t (cm ⁻¹) | $\nu\Sigma_f - \Sigma_a$ (cm ⁻¹) | $\Sigma_{sc} + \nu\Sigma_f$ |
|-------|-------------------------|-----------------------------------|---|-----------------------------|
| 1 | 3.970 x 10 ⁹ | 0.3135 | 0.11456 | 0.4280 |
| 2 | 3.079 x 10 ⁹ | 0.3650 | 0.05809 | 0.4231 |
| 3 | 2.498 x 10 ⁹ | 0.3731 | 0.04799 | 0.4206 |
| 4 | 1.856 x 10 ⁹ | 0.3482 | 0.03405 | 0.3822 |
| 5 | 1.444 x 10 ⁹ | 0.3331 | -0.00299 | 0.3301 |
| 6 | 1.031 x 10 ⁹ | 0.3917 | -0.00602 | 0.3856 |
| 7 | 7.283 x 10 ⁸ | 0.4756 | -0.00598 | 0.4696 |
| 8 | 5.149 x 10 ⁸ | 0.5405 | -0.00605 | 0.5344 |
| 9 | 3.610 x 10 ⁸ | 0.5957 | -0.01202 | 0.5837 |
| 10 | 2.439 x 10 ⁸ | 0.6503 | -0.02212 | 0.6282 |
| 11 | 1.675 x 10 ⁸ | 0.6336 | -0.02100 | 0.6125 |
| 12 | 1.143 x 10 ⁸ | 0.5863 | -0.02743 | 0.5589 |
| 13 | 7.704 x 10 ⁷ | 0.5547 | -0.02770 | 0.5271 |
| 14 | 5.291 x 10 ⁷ | 0.4941 | -0.02167 | 0.4724 |
| 15 | 3.610 x 10 ⁷ | 0.4871 | -0.01710 | 0.4700 |
| 16 | 2.439 x 10 ⁷ | 0.5525 | -0.01740 | 0.5351 |
| 17 | 1.675 x 10 ⁷ | 0.5473 | -0.03419 | 0.5131 |
| 18 | 1.143 x 10 ⁷ | 0.4509 | -0.02770 | 0.4232 |
| 19 | 7.704 x 10 ⁶ | 0.7708 | -0.04434 | 0.7264 |
| 20 | 5.291 x 10 ⁶ | 0.5843 | -0.1541 | 0.4302 |
| 21 | 3.610 x 10 ⁶ | 0.5455 | -0.05831 | 0.4871 |
| 22 | 2.439 x 10 ⁶ | 0.4364 | -0.02886 | 0.4075 |
| 23 | 1.675 x 10 ⁶ | 0.4483 | -0.02124 | 0.4270 |
| 24 | 1.143 x 10 ⁶ | 0.4833 | 0.00083 | 0.4841 |
| 25 | 7.704 x 10 ⁵ | 0.5420 | 0.02772 | 0.5697 |

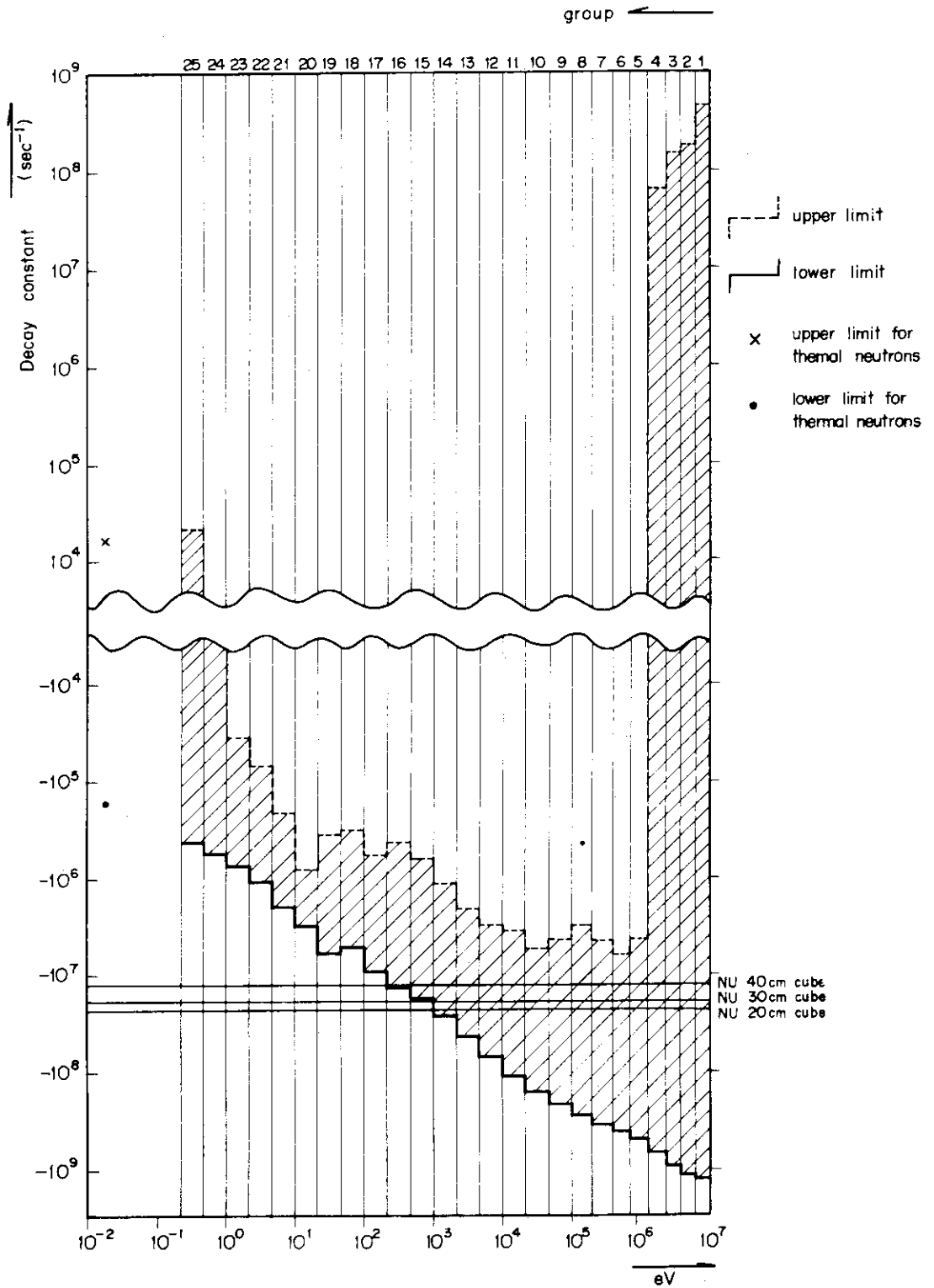


Fig. 38 Limitation of decay constant for infinite natural uranium system

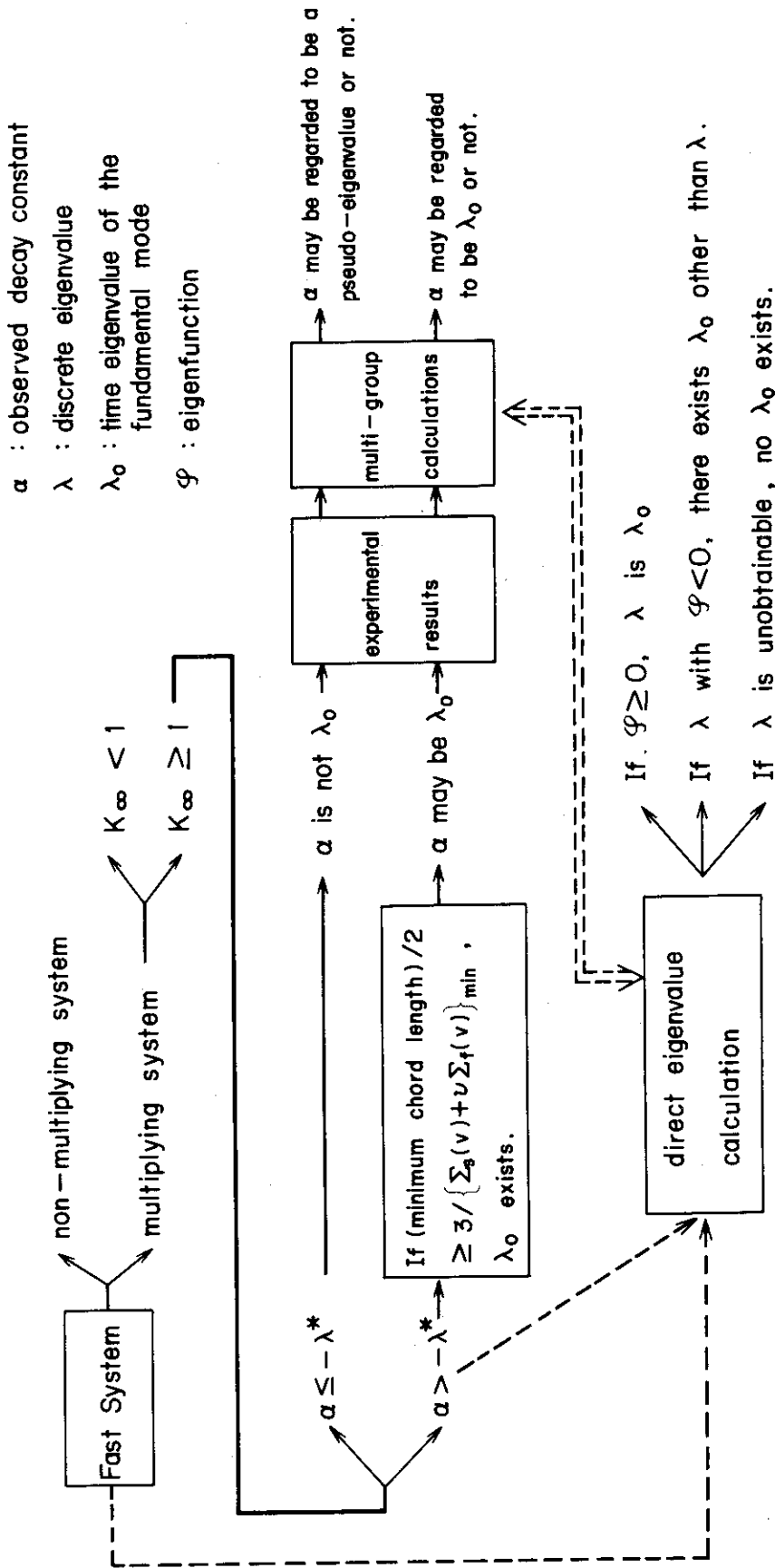


Fig. 39 Schematic diagram of analytic process of decay constants

第 6 章 結 論

高速系の非増倍系，低増倍系および高増倍系において，一連のパルス実験およびその解析を共通した手法により行い，その実験結果および解析結果により，高速増倍系においては，分裂による中性子の増倍が基本モードの時間固有値の存在に，直接関与していることを明らかにする目的で，本研究が行なわれた。本研究により得られた結論と成果をまとめると次のようになる。

まず，非増倍系として， $120\text{ cm} \times 90\text{ cm} \times 46\text{ cm}$ の大きさの直方体のアルミニウム体系および $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ の大きさの立方体の鉛体系について実験が行なわれた。体系にはD-T反応による約 15 MeV の中性子が，パルス巾約 5 n sec ，繰り返し周波数 5 MHz のパルスとして打込まれ，体系内の中性子束の減衰が L_1 シンチレーションカウンターにより観測された。その結果，パルスが入射した後，約 100 n sec の間の観測が行なわれた時間範囲においては，信号の波高により異った減衰曲線が観測された。これは中性子のエネルギーによりその減衰の状態が異なることを意味している。中性子のエネルギーを連続として取扱った高速増倍系についての輸送方程式の時間固有値の理論から，高速非増倍系においては基本モードの時間固有値は存在しないという結論を得たが，非増倍系における実験結果はこの理論からの結論と一致している。

これに対して低増倍系である天然ウランの体系において同様の実験が行なわれた。大きさがそれぞれ $20\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ ， $30\text{ cm} \times 30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ および $40\text{ cm} \times 40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ の立方体の天然ウラン体系の中心に，D-T反応による約 15 MeV の中性子およびD-D反応による最大約 4.8 MeV の中性子のパルスが巾約 5 n sec ，繰り返し周波数 5 MHz で打込まれ， L_1 シンチレーションカウンターにより即発中性子束の減衰曲線が観測された。

天然ウラン体系の場合は中性子の増倍が充分でないために基本モードの減衰は存在しないことが明らかにされた。

天然ウラン体系の場合は，中性子パルス入射後，約 40 n sec を経過すれば，約 0.8 MeV 以上の中性子はそのエネルギーによらないで体系の大きさで決る一定の減衰曲線が観測されたが，Storrer-Stievenartの理論による1点炉拡散近似による多群解析の結果では 0.8 MeV 以下の中性子は 0.8 MeV 以上の中性子とは異った時間挙動を示し，観測された減衰曲線は基本モードの減衰曲線ではないことが示唆された。さらに天然ウランの体系では，体系がどのように大きくても，中性子の増倍が充分でないことにより，基本モードの減衰は存在し得ないことが高速増倍系の輸送方程式の時間固有値の理論から結論づけられた。また，この理論から高速増倍系においても，熱中性子系の場合と同様に，減衰定数が基本モードの時間固有値であるためには，その値が $-\lambda^* = -\{v\Sigma_f(v)\}_{\min}$ より大きくなければならないことがわかった。しかるに天然ウラン体系で観測された 0.8 MeV 以上の中性子の減衰定数は，その体系の大きさに応じて

それぞれ、 $-2.3 \times 10^3 \text{ sec}^{-1}$ 、 $-1.8 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$ および $-1.3 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$ であり、いずれもこの限度である $-\lambda^* = -1.6 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ よりも小さかった。

これらのことから天然ウラン体系で観測された 0.8 MeV 以上の中性子の減衰は基本モードの減衰ではないことが判明した。

天然ウランよりも中性子の増倍が強く、臨界になり得る組成を有し、形状の単純な 1 領域の高速増倍系においてパルス実験が行なわれた。この高増倍系においては反応度がある値以下の場合には基本モードの時間固有時間値は存在せず、その反応度以上では減衰定数が基本モードの時間固有値である可能性が極めて強いことがわかった。

この高増倍系は 20% 濃縮金属ウランと不銹鋼のみから成っている円筒形炉心であり、その反応度を遅発臨界から $\Delta k/k$ で約 -30% まで大きく変えつつパルス実験が行なわれた。炉心の長さは 40.64 cm に固定され、半径は最大の炉心で 24.52 cm、最小の炉心で 16.77 cm であった。パルス中性子は最小の巾の場合、巾 50 n sec、最大の巾の場合 0.2 μ sec で体系に打込まれ、各種の分裂計数管により 14 の異った反応度の場合について即発中性子減衰曲線が観測された。観測可能な時間範囲は最も長い場合でパルス入射後約 4.0 μ sec、最も短い場合で約 1.5 μ sec であった。

実験の結果、パルス中性子が体系に打込まれてから、約 0.5 μ sec 以降の減衰は、検出器の中性子のエネルギーに対する依存性やその位置によらない一定の形を示すことがわかった。また、その減衰は反応度が大きく遅発臨界に近い場合は単一指数関数的減衰を示すが、反応度が小さくなるに従って単一指数関数的減衰からずれて、減衰曲線を半対数表示をした場合、下に凸になる歪が観測されることが明らかになった。この歪は中性子の増倍が不充分であることにより生ずることが推測された。実験により求められた反応度と即発中性子減衰定数との直線関係は遅発臨界から $\Delta k/k$ で約 -14% まで成立していることが判明した。さらにこの直線関係を遅発臨界から逆に正の反応度の方へ延長すると $\alpha = 0$ の点が丁度 $+\beta_{\text{eff}}$ の反応度、即ち、即発臨界の点に一致した。

実験の解析は主に JAERI-FAST 25 群セットにより行なわれた。多群 S_n 計算により求められた反応度と時間固有値は、やはり遅発臨界から $\Delta k/k$ で -10 数% まで良い直線関係を有していることを示した。

反応度が負で大きくなると群 S_n 計算の実行が不可能となったために Storrer-Stievenart の理論による 1 点炉拡散近似の多群解析が行なわれた。その結果、ある反応度に対して、計算に用いた群数や群に分ける際の中性子のエネルギーの切り方に依存しない時間固有値が求められることがわかった。実験が行なわれた反応度の全範囲にわたって、減衰定数の実験値はこの解析により求められた時間固有値と良く一致した。

Storrer-Stievenart の理論による多群解析のみにより基本モードの時間固定値であり得

る反応度の範囲を知ることは、解析が行なわれた群数では群の数が不十分で無理があり、その反応度の範囲は輸送方程式の時間固有値の理論から求められる $-\lambda^*$ により判定せざるを得ない事が明らかになった。基本モードの時間固有値であり得る減衰定数の下限はこの体系の組成では $-1.3 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ である。この減衰定数の値に対応する反応度は $\Delta k/k$ で約 -4% である。この反応度以下の反応度で観測された減衰曲線は基本モードの減衰曲線ではないことが判明した。

$\Delta k/k$ で約 -4% より大きい反応度で観測された減衰定数は、反応度との直線性が即発臨界まで非常に良いこと、減衰曲線に歪が殆んど見られないこと、体系の大きさの条件を満足していることなどから基本モードの減衰定数である可能性が極めて強いことがわかった。

さらに反応度が $\Delta k/k$ で約 -4% 以下の場合でも、観測が行なわれた時間の範囲内では、その減衰定数を疑似固有値と見なし得る反応度の範囲が存在することがわかった。

時間固有値の問題に影響を及ぼす高速増倍系の熱中性子系と異なる特徴的なことは中性子のエネルギーを回復させる過程が核分裂のみにしかないということの外に、対象となるエネルギー範囲が広く、且つ1回の弾性散乱により失なわれるエネルギーが小さいということである。従って、パルス実験の解析に際しては、数十群の多群解析により時間固有値の値そのものを求め、それが基本モードの時間固有値であるかどうかは、中性子のエネルギーについて連続の取扱いをした輸送方程式の理論からの結論の助けを借りて判断する必要がある。

本研究における高速系の非増倍系、低増倍系および高増倍系での一連のパルス実験およびその解析によって、高増倍系においては基本モードの時間固有値の存在に核分裂による中性子の増倍が直接に関与していることがわかった。また、高速増倍系におけるパルス実験の解析には、多群解析とエネルギーについて連続の取扱いをした時間固有値の理論とを相補的に用いなければならぬことも明らかになった。

附録1 パルス中性子法による遅発臨界時の即発中性子減衰定数の測定と解析

遅発臨界にある中性子増倍系において、即発中性子が減衰定数 α_c で減衰している場合は、1点炉拡散モデルによると、 ν_p を1回の分裂による即発中性子生成数の平均とすれば、

$$\begin{aligned} & [\nu_p(v) \Sigma_f(v) - D(v) B^2 - \Sigma_a(v) - \Sigma_{sc}(v \rightarrow v')] \phi(v) \\ & + \int \Sigma_{sc}(v' \rightarrow v) \phi(v') dv' = \frac{\alpha_c}{v} \phi(v) \quad , \quad (A-1) \end{aligned}$$

と書くことが出来る。(A-1)式の右辺は仮想的な負の吸収を表わし、この吸収を体系に入れることによって(A-1)式は見かけ上、定常状態を表わしていることになる。つまり、 α_c を測定することは、体系内からどれだけ $1/v$ 吸収体を取れば、即発臨界から β_{eff} だけ未臨界にある体系が即発臨界になるかを知ることである。これは体系内のエネルギースペクトルに対する $1/v$ 吸収物質の効果を知るようになる。従って α_c を知れば、高速増倍系内の中性子エネルギースペクトルを判断することが出来る。その α_c の測定値と計算値とを比較することは、計算に使用した断面積セットの適否の判定の一つの材料を与えることになる。このように α_c は臨界量などと共に高速炉における重要な積分データの一つと考えることが出来る。

附1-1 α_c の測定が行なわれた FCA 炉心

α_c の測定が行なわれた FCA 炉心を第 A-1 表に示す。これらの炉心はすべて 20% 濃縮ウランを燃料とした炉心である。I-5-S 炉心と III-2 炉心は球形炉心であり、その他は円筒形炉心である。I-5-S 炉心と I-6 炉心以外は金属天然ウランのブランケットが炉心を取囲んでいる。代表的な炉心として I-4 炉心の断面を第 A-1 図に示す。

I-1, I-2 および I-5-S の各炉心は、いずれも炉心領域が 20% 濃縮金属ウランと臨界実験装置の構造材である少量の不銹鋼のみからなっていて、各炉心の相違は金属天然ウランブランケットの厚さのみである。即ち、I-1 炉心では、その厚さが約 30 cm、I-2 炉心では約 10 cm、I-5-S 炉心ではブランケットはついていない。但し、I-2 炉心ではパルス実験は行なわれず Rossi- α 法により臨界時における即発中性子減衰定数 α_c が求められた。

I-6 炉心は I-1 炉心の天然ウランブランケットの代りに厚さ 25 cm のグラファイトのブランケットをつけた炉心である。

I-4 炉心と III-2 炉心は I-1 炉心の炉心領域をグラファイトで希釈した炉心である。20% 濃縮金属ウランとグラファイトとの体積比は I-4 炉心で 3 : 1、III-2 炉心で 3 : 5 である。

III-1 炉心は高速実験炉の予備的モックアップのための炉心である。

Table A-1 Assembly Configurations

| FCA Assembly | Composition of material (%) | | | | | | | | | | | | Dimension (cm) | | | Critical mass (kg of ²³⁵ U) |
|--------------------|-----------------------------|------------------|------|-----|--------------------------------|---------|------|------------------|------------------|------|---------|------|----------------|-------------|-------------------|---|
| | Core | | | | | | | Blanket | | | | | Core radius | Core length | Blanket thickness | |
| | ²³⁵ U | ²³⁸ U | C | Al | Al ₂ O ₃ | SUS 304 | void | ²³⁵ U | ²³⁸ U | C | SUS 304 | void | | | | |
| I-1 | 16.5 | 66.2 | 0 | 0 | 0 | 10.8 | 6.5 | 0.60 | 83.6 | 0 | 10.8 | 5.0 | 17.0 | 35.6 | 30 | 94.9 |
| I-2 | 16.5 | 66.2 | 0 | 0 | 0 | 10.8 | 6.5 | 0.60 | 83.6 | 0 | 10.8 | 5.0 | 18.2 | 35.6 | 10 | 110.5 |
| I-5-S | 16.5 | 66.2 | 0 | 0 | 0 | 10.8 | 6.5 | 0 | 0 | 0 | 10.8 | 89.2 | 25.1 | — | 85 | 208.9 |
| I-6 | 16.5 | 66.2 | 0 | 0 | 0 | 10.8 | 6.5 | 0 | 0 | 84.2 | 10.8 | 5.0 | 15.9 | 35.6 | 25 | 78 |
| I-4 | 12.3 | 49.7 | 20.7 | 0 | 0 | 10.8 | 6.5 | 0.60 | 83.6 | 0 | 10.8 | 5.0 | 20.6 | 35.6 | 30 | 124.8 |
| III-1 | 7.39 | 29.71 | 0 | 9.6 | 15.9 | 21.4 | 16.5 | 0.60 | 83.6 | 0 | 10.8 | 5.0 | 34.4 | 61.0 | 20 | 303.0 |
| III-2 ⁺ | 6.19 | 24.81 | 51.7 | 0 | 0 | 10.8 | 6.5 | 0.60 | 83.6 | 0 | 10.8 | 5.0 | 39.1 | — | 27.8 | 263.4 |

+ Spherical core

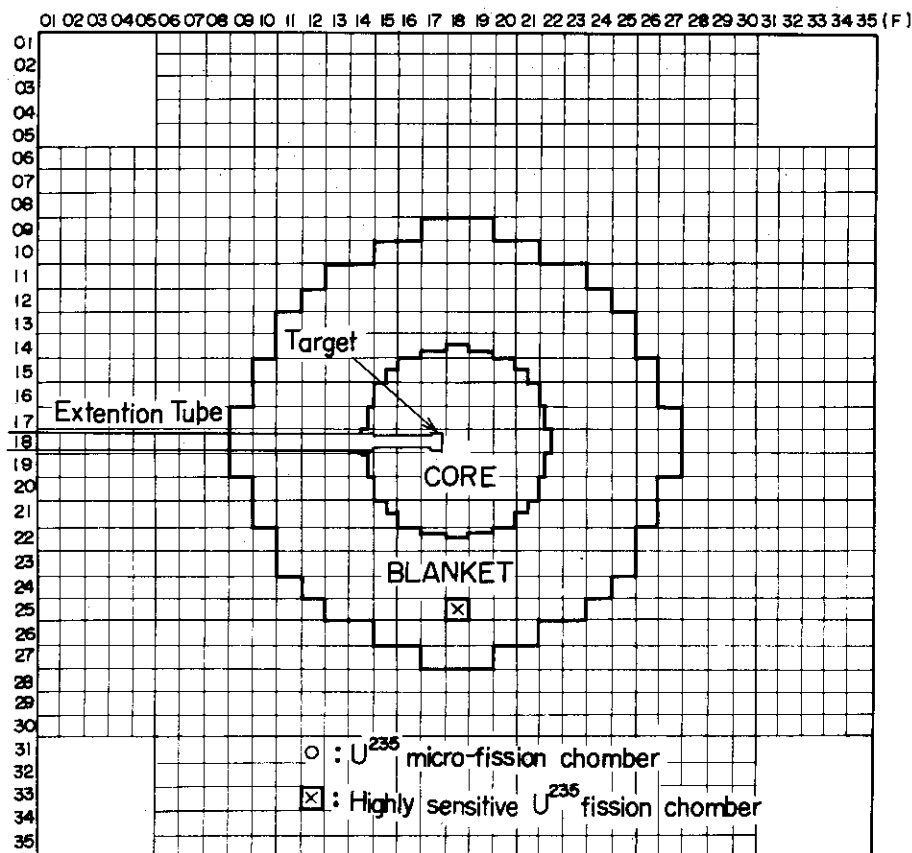


Fig. A-1 Cross section of Assembly I-4

附1-2 測定方法

従来、パルス法による α_c の測定は熱中性子増倍系のみならず高速増倍系においても、いくつかの未臨界状態における α を測定して外挿により α_c を求める方法がとられていた。^{(14),(15),(41)}

また α_c の直接の測定は、Rossi- α 法により行なわれていた。⁽⁴²⁾高速増倍系においては即発中性子寿命が $10^{-7} \sim 10^{-8}$ sec と、熱中性子増倍系に比して短かいために、即発中性子成分と遅発中性子成分との分離が容易である。また α_c の測定のみであれば、遅発中性子成分は定常状態にある必要はない。そこで、これらのことを利用して、 α_c をパルス中性子法により直接測定することを試みた。⁽³¹⁾

その測定に際しては、まず、体系を臨界にして臨界時の制御棒の位置を知る。次に、一旦、制御棒を引抜いて、炉の出力を下げた状態から、制御棒を予め知っておいた臨界の位置に挿入すると直ちに、パルス中性子を打込み、測定を開始する。遅発中性子成分が増加して来て、即発中性子成分を隠してしまう前に測定を打切る。測定開始から打切るまでの1回の測定時間は、体系により多少異なるが、約100 sec程度が適当である。通常1回の測定では計数が不足するので、何回か、この過程を繰返す。このようにして測定された減衰曲線の一例を第A-2図に示す。この減衰曲線から直接、 α_c を求めることが出来る。

このようにして求めた α_c と、臨界近くのいくつかの未臨界状態において測定した α から外挿して求めた α_c とは、どの炉心についても極めて良く一致している。またRossi- α で測定した値との一致も第A-2表に示すように非常に良い。各炉心で測定した α_c の値を第A-3表に示す。

Table A-2 Comparison between Pulsed Neutron Method and Rossi- α Method for α_c Measurement

| Assembly | Measured $-\alpha_c$ ($\times 10^5 \text{ sec}^{-1}$) | |
|----------|---|------------------------|
| | Pulsed Neutron Method | Rossi- α Method |
| I - 1 | 1.28 ± 0.02 | 1.28 ± 0.02 |
| I - 4 | 0.90 ± 0.01 | 0.90 ± 0.01 |
| II - 1 | 0.54 ± 0.01 | 0.55 ± 0.01 |

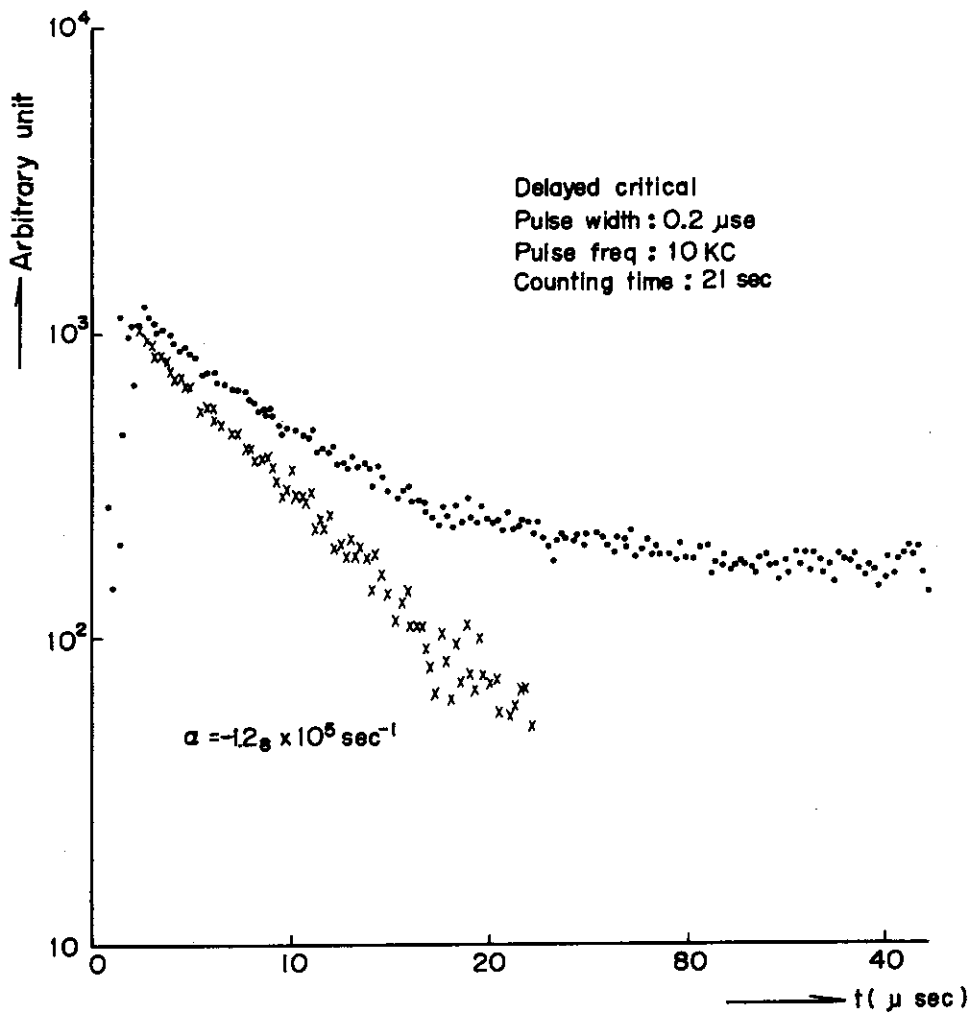


Fig. A-2 Decay curve at delayed critical of Assembly I-1

Table A-3 α_c of FCA assemblies of uranium fuel

| Assembly | Cross section set | Calculation method | Critical mass (Kg ^{235}U) | | Kinetic parameters | | | | |
|---------------------|-------------------|--------------------|--------------------------------------|-----------------|------------------------------------|-------------------------------------|---|---|---|
| | | | Calculation | Experiment | Calculation | | | Experiment | |
| | | | | | β_{eff} (10^{-3}) | Λ_p (10^{-8}sec) | $\alpha_{c,\text{cal}}$ (10^5sec^{-1}) | $\alpha_{c,\text{exp}}$ (10^5sec^{-1}) | $\alpha_{c,\text{cal}} / \alpha_{c,\text{exp}}$ |
| I - 1 | ANL-635 | Dif | 102.2 | | 7.35 | 4.36 | 1.69 | | 1.32 |
| | | Sn | 93.4 | | 7.33 | 4.19 | 1.75 | 1.28 | 1.37 |
| | ABBN | Dif | 93.1 | 94.9 ± 0.3 | 7.28 | 4.51 | 1.61 | ± 0.03 | 1.26 |
| | | Sn | 95.9 | | 7.21 | 4.82 | 1.50 | | 1.17 |
| I - 2 | ANL-635 | Dif | 122.8 ($\delta=0\text{cm}$)** | 110.5 | 7.47 | 3.70 | 2.02 | 1.40 | 1.44 |
| | JF | Sn | 112.1* | ± 0.7 | 7.22 | 4.47 | 1.62 | 0.05 | 1.16 |
| I - 4 | ANL-635 | Dif | 134.0 | | 7.36 | 6.02 | 1.22 | | 1.36 |
| | ABBN | Dif | 121.0 | 124.8 ± 0.5 | 7.32 | 6.25 | 1.17 | 0.90 | 1.30 |
| | | Sn | 126.1 | | 7.19 | 6.81 | 1.06 | ± 0.01 | 1.18 |
| I - 5 (Sphere) | ANL-635 | Dif | 240.9 ($\delta=2.5\text{cm}$) | | 7.51 | 3.28 | 2.29 | | 1.35 |
| | | Sn | 216.4 | 208.9 ± 1.0 | 7.38 | 3.09 | 2.39 | | 1.41 |
| | JF | Sn | 198.0* | | 7.38 | 3.35 | 2.20 | 1.70 ± 0.05 | 1.29 |
| | | Sn | 213.6 | | 7.20 | 3.71 | 1.94 | | 1.14 |
| I - 6 | ANL-635 | Dif | 96.1 | 78.0 | 7.42 | 2.40 | 0.31 | 0.28 | 1.11 |
| | ABBN | Dif | 80.5 | ± 1.0 | 7.49 | 2.34 | 0.32 | ± 0.02 | 1.14 |
| III - 1 | ANL-635 | Dif | 309.4 | 303.0 | 7.23 | 10.3 | 0.702 | 0.54 | 1.30 |
| | JF | Sn | 309.4 | ± 0.9 | 7.11 | 12.0 | 0.594 | ± 0.01 | 1.10 |
| III - 2 (Sphere) | ANL-635 | Dif | 261.9 | | 7.27 | 17.1 | 0.425 | | 1.56 |
| | ABBN | Dif | — | 263 ± 1 | 7.36 | 19.7 | 0.374 | 0.273 | 1.37 |
| | | Sn | 308.3 | | 7.04 | 25.0 | 0.281 | ± 0.008 | 1.03 |

* Calculation with a lattice reflector

** δ is the extrapolation length used in calculations.

附 1-3 α_c の実験値と計算値との比較

従来、高速増倍系の α_c の計算値は実験値に比して 20~70% も大きい値を出していた。^{(15),(42)}
 このように大きな相違は、

$$\alpha_c = \beta_{\text{eff}} / l_p \quad , \quad (\text{A}-2)$$

として α_c を求める二つの定数、実効遅発中性子の割合 β_{eff} と、即発中性子寿命 l_p のうち、 β_{eff} に原因があるとは考えられず、 l_p に食違いの原因があると予想されていた。FCA における体系の α_c を、摂動法により β_{eff} と即発中性子生成時間 A_p を計算する次元拡散コード KPARAM⁽⁴³⁾ により、ANL-635 16 群セット⁽³²⁾ および ABBN 25 群セット⁽⁴⁴⁾ を用いて計算した。計算では体系は球形炉心とした。 A_p は臨界状態では l_p に等しいから (A-2) 式により α_c を計算して、実験値と比較すると第 A-3 表に示すようになる。

FCA の各炉心についても、第 A-3 表に示すように、やはり計算値が実験値より約 30% 大きく出た。⁽⁴⁵⁾ 一般に、ABBN セットによる α_c は、ANL-635 セットによる α_c よりも 4~5% 小さく出る。次に計算精度を上げるために次元 Sn 計算コード SNKPARAM⁽³⁵⁾ を用いて、ANL-635 セットにより I-1 炉心の α_c を計算すると、逆に、計算値と実験値の差は 4% 程ひろがった。このように計算値と実験値が合わない原因をいろいろと考察してみると、計算による中性子のエネルギースペクトルが実際の体系内のスペクトルよりも硬いことが主な原因の一つであることが推定されたが、確証は得られなかった。

そこで、JAERI-FAST 25 群セット⁽³³⁾ によって α_c を計算すると第 A-3 表中に示す結果が得られた。計算に用いた遅発中性子のデータは Keepin によるものである。⁽⁴⁶⁾ このように JAERI-FAST セットによる計算値は、ANL-635 セット、ABBN セットによる計算で見られた大きな食違いを大巾に縮めることとなった。

SNKPARAM コードの元となった次元 Sn 計算コード DTF-4⁽³⁴⁾ により、I-5-S 炉心の場合について、炉心中心のエネルギースペクトルを比較すると第 3 章の第 24 図のようになる。JAERI-FAST セットによるスペクトルの方が、ANL-635 セットによるものよりはるかに軟かい。更に、最近、炉内スペクトルを精度良く測定できるようになった ³He 計数管⁽⁴⁷⁾ により、I-5-C 炉心中心のスペクトルを測定した。その結果は第 24 図に併せて示されている。測定されたスペクトルは JAERI-FAST セットにより計算されたスペクトルと良く一致した。この I-5 炉心においては第 A-3 表に示されている通り、JAERI-FAST セットによる α_c と実験値との一致は極めて良い。³He 計数管により測定したスペクトルは他の炉心についても、JAERI-FAST セットにより計算されたスペクトルと最も良く一致している。⁽⁴⁸⁾ 更に、計算によるスペクトルのうち最も硬いものが ANL-635 によるもので、次が ABBN セットによる計算、最も軟かいものが JAERI-FAST によるスペクトルである。この順序は

α_c の計算値と実験値との一致が良くなる順序と合っている。従って、 α_c の食違いの原因の一つは、計算によるスペクトルと体系内の実際のスペクトルとの差であると考えられる。

このように、 α_c は高速増倍系においては、エネルギースペクトルを調べる積分データとして有効であることがわかる。

附 1-4 α_c の計算法の検討

附 1-3 節で述べたように、 α_c の実験値と計算値の相違は小さくなって来たがまだ大部分の炉心について 10% 以上の食違いが残されている。そこで、計算に用いた断面積セットの適否の問題の他に、食違いの原因が計算法にある可能性を検討する必要性が生じてくる。

今までに述べて来た α_c は摂動法により、それぞれ、(3-2') 式および (3-2'') 式により

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\int \phi^+ [\sum_i \{ \sum_j \beta_i^j \chi_i^j \nu_i \Sigma_{f,i} \}] \phi \, dv \, dr}{\int \phi^+ [\sum_i \{ (1 - \sum_j \beta_i^j) \chi_{p,i} + \sum_j \beta_i^j \chi_i^j \}] \nu_i \Sigma_{f,i} \phi \, dv \, dr} \quad (\text{A-3})$$

および

$$A_p = \frac{\int \phi^+ (1/v) \phi \, dv \, dr}{\int \phi^+ [\sum_i \{ (1 - \sum_j \beta_i^j) \chi_{p,i} + \sum_j \beta_i^j \chi_i^j \}] \nu_i \Sigma_{f,i} \phi \, dv \, dr} \quad (\text{A-4})$$

として求められた実効遅発中性子成分、 β_{eff} 、および即発中性子生成時間、 A_p から (A-2) 式により求められたものである。この (A-3) 式および (A-4) 式の計算に用いられる中性子束スペクトル、 ϕ 、および随伴中性子束スペクトル、 ϕ^+ は静的な計算により求められたものである。一方パルス中性子実験において観測しているスペクトルは (A-1) 式に示されるように、仮想的な負の吸収断面積 α/v が入って、見掛け上、平衡状態となる動的なスペクトルである。 α/v はエネルギーの低い方で大きくなるために、動的スペクトルの方が静的スペクトルよりも軟かくなる。高速増倍系においては中性子エネルギーの範囲が広いために、(A-3) 式および (A-4) 式により計算される β_{eff} および A_p から

$$\alpha = \frac{k(1 - \beta_{\text{eff}}) - 1}{k A_p} \quad (\text{A-5})$$

として求められる α と、(A-1) 式のような α/v の項を含む方程式の固有値として求められる α との間には相違があることが予想される。そこで、固有値として α を求める際に注意すべき点と、時間固有値として求めた α と摂動法から求めた α との相違について検討した。

高速増倍系においては、 α を固有値として求める場合に特に注意しなければならないことがある。それは、遅発中性子も含めて定常状態にある体系での分裂スペクトルと、即発中性子の

(A-6)式について直接、各核種の分裂数を重みとして平均をとった式が(A-7)式よりも厳密な式であるが(A-7)式の方が考え易いために、以下(A-7)式に依ることとする。

(A-7)式から直ちに

$$\chi_{p,eff} = \frac{\chi_{s,eff} - \chi_{d,eff} \beta_{eff,real}}{1 - \beta_{eff,real}} \quad (A-12)$$

を得る。

普通、核計算において用いられている分裂スペクトルは即発中性子の分裂スペクトルしか考えられていない。断面積セットに附属している分裂スペクトルも即発中性子分裂スペクトルを群定数化したものである。しかし、定常状態にある体系では(A-7)式で表わされる $\chi_{s,eff}$ の分裂スペクトルを持っている筈である。一方、パルス中性子実験で観測される即発中性子成分は(A-12)式で表わされる $\chi_{p,eff}$ の分裂スペクトルを有している。つまり静的な計算には $\chi_{s,eff}$ を、即発中性子のみが関与する計算には $\chi_{p,eff}$ を用いなければならない。(A-7)式を模式的に書くと第A-3図のようになる。

いま、改めて、

$$\chi_{given} = \text{普通に用いられている分裂スペクトル} = \chi_{p,eff} \quad (A-13)$$

$$\chi^+ = \chi_{given} (1 - \beta_{eff,real}) + \chi_{d,eff} \beta_{eff,real} \quad (A-14)$$

$$\chi^- = (\chi_{given} - \chi_{d,eff} \beta_{eff,real}) / (1 - \beta_{eff,real}) \quad (A-15)$$

と定義する。 χ^+ は χ_{given} が即発中性子のみを分裂スペクトルを表わしているとしたときの遅発中性子のスペクトルも含めた分裂スペクトルになり、 χ^- は χ_{given} が遅発中性子のスペクトルも含めた分裂スペクトルを表わしていると解釈したときの即発中性子のみを分裂スペクトルである。 α_c を直接、固有値として計算するには、まず臨界体系を静的な計算により求めておく。次に体系を固定して、 $\nu \Sigma_f$ を $\nu \Sigma_f (1 - \beta)$ に減らし、 α/v の項を入れて計算を行ない、 α_c を求めればよい。この際、静的な臨界計算においては χ^+ を、次の動的な計算には χ_{given} を用いるのが正しい。それを誤って動的な計算にも χ^+ を用いた場合、あるいは静的な計算に χ_{given} 、動的な計算に χ^- を用いた場合、両方に χ^- を用いた場合のそれぞれについてFCA I-5炉心を例にとり、JAERI-FASTセットにより、1次元Sn計算コードDTF-4を用いて固有値計算により α_c を求めた。その結果を第A-4表に示す。

驚くべきことに、動的な計算に静的な計算の場合の分裂スペクトルをそのまま用いると、動的な計算に正しく即発中性子の分裂スペクトルを用いた場合よりも α_c が負で14%も大きくなることがわかった。この差は基準となる静的な計算に、 χ^+ を用いた場合も χ_{given} を用いた場合も、殆んど変わらない。このように大きな差が出る原因は次のように考えられる。 $\chi_{p,eff}$ は第A-3図に示すように $\chi_{s,eff}$ よりもエネルギースペクトルが高い方によっている。高速増倍系

みの分裂スペクトルの相違である。高速増倍系においては、分裂スペクトルおよび遅発中性子のエネルギースペクトルの範囲が体系内で形成される中性子のエネルギースペクトルの範囲と完全に重なりあっている。従って、この分裂スペクトルの相違が問題となる。熱中性子増倍系では分裂スペクトルが少々変っても、核分裂の大部分は熱中性子のエネルギー範囲で行なわれるために、体系の反応度に影響を与えない。これに対して高速増倍系では、分裂スペクトルが体系内の中性子のエネルギースペクトルの一部を形成しているために、分裂スペクトルをもつ中性子のインポートランスと、遅発中性子のエネルギースペクトルをもつ中性子のインポートランスとは大きな差がある。従って、分裂スペクトルが遅発中性子成分も含んでいるのか、或いは、即発中性子のみのスペクトルであるのかを厳密に区別をする必要がある。

ここで改めて分裂性核種 i の遅発中性子まで含めた分裂スペクトルを $\chi_{s,i}$ 、即発中性子の分裂スペクトルを $\chi_{p,i}$ 、遅発中性子のスペクトルを $\chi_{d,i}$ とすれば、それぞれの分裂核種について次式が成り立つ。

$$\chi_{s,i} = \chi_{p,i} (1 - \beta_i) + \chi_{d,i} \beta_i, \quad \beta_i = \sum_j \beta_j^i \quad (\text{A-6})$$

静的な計算にはこの分裂スペクトル $\chi_{s,i}$ が用いられるべきである。厳密には (A-6) 式で決る $\chi_{p,i}$ を各種について求めて計算すればよいが、分裂核種が2種以上あるときは、物理的意味を明瞭にするため次のような近似を行う。分裂核種が2種以上あるときは、どの核種についても $\chi_{p,i}$ と $\chi_{d,i}$ は著しく異なるために極めて良い近似で

$$\chi_{s,\text{eff}} = \chi_{p,\text{eff}} (1 - \beta_{\text{eff,real}}) + \chi_{d,\text{eff}} \beta_{\text{eff,real}} \quad (\text{A-7})$$

とすることができる。ここで $\chi_{s,\text{eff}}$ 、 $\chi_{p,\text{eff}}$ 、 $\chi_{d,\text{eff}}$ および $\beta_{\text{eff,real}}$ はそれぞれ

$$\chi_{s,\text{eff}} = \frac{\sum_i \chi_{s,i} \int \nu_i \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}{\sum_i \int \nu_i \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}, \quad (\text{A-8})$$

$$\chi_{p,\text{eff}} = \frac{\sum_i \chi_{p,i} \int \nu_i (1 - \beta_i) \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}{\sum_i \int \nu_i (1 - \beta_i) \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}, \quad (\text{A-9})$$

$$\chi_{d,\text{eff}} = \frac{\sum_i \chi_{d,i} \int \beta_i \nu_i \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}{\sum_i \int \beta_i \nu_i \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}, \quad (\text{A-10})$$

$$\beta_{\text{eff,real}} = \frac{\sum_i \int \beta_i \nu_i \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}{\sum_i \int \nu_i \sum_{f,i} \phi(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE}, \quad (\text{A-11})$$

である。

では一般にインポートンスはエネルギー分布の両端で高くなっているため、 $\chi_{p, \text{eff}}$ の方が $\chi_{s, \text{eff}}$ よりもインポートンスの高い方にあることになる。従って $k_p = k_{\text{eff}}(\beta_{\text{eff, real}})$ を計算するとすれば、 k_p は $\chi_{p, \text{eff}}$ を用いた方が $\chi_{s, \text{eff}}$ を用いた場合よりも大きくなる。よって k_p と対応する α_c は $\chi_{s, \text{eff}}$ を使った場合は $\chi_{p, \text{eff}}$ を用いた場合よりも負で大きくなることになる。

さて、このように注意を払って α_c を直接、固有値として計算して、その結果を摂動法により計算した α_c と比較してみると、第A-4表に示すように、両者の間には数%の差しか認められない。この理由は次のように考えられる。動的スペクトルではエネルギーの低い側が α/v の影響で、静的スペクトルに比して高くなるが、一方、エネルギーの高い側も分裂スペクトルが変ることによりやや高くなり、この両者の効果が相殺し合って α_c の相違を小さくしているものと推定される。反応度が負で大きくなると α/v の影響が勝って、第3章の第4表に示されたANL-635セットによるI-5-P炉心についての結果に見られるように、摂動計算による α は固有値計算による α と合わなくなって来る。

このように当初の予想に反して、遅発臨界程度では、動的な計算と静的な計算とでは α に大きな差はないことが判明した。しかし、これは飽くまで見かけ上だけのことであり、体系の反応度によっては充分この差に注意する必要がある。

Table A-4 Influence of Choice of Fission Spectrum on α_c calculation of FCA I-5

| χ_s | χ_p | α_c ($\times 10^5$ sec $^{-1}$) | |
|-------------|-------------|--|--------------|
| | | Eigenvalue method | Perturbation |
| χ_{gv} | χ^- | 1.981 | 1.938 |
| χ_{gv} | χ_{gv} | 2.264 | |
| χ^+ | χ_{gv} | 1.971 | 1.928 |
| χ^+ | χ^+ | 2.250 | |

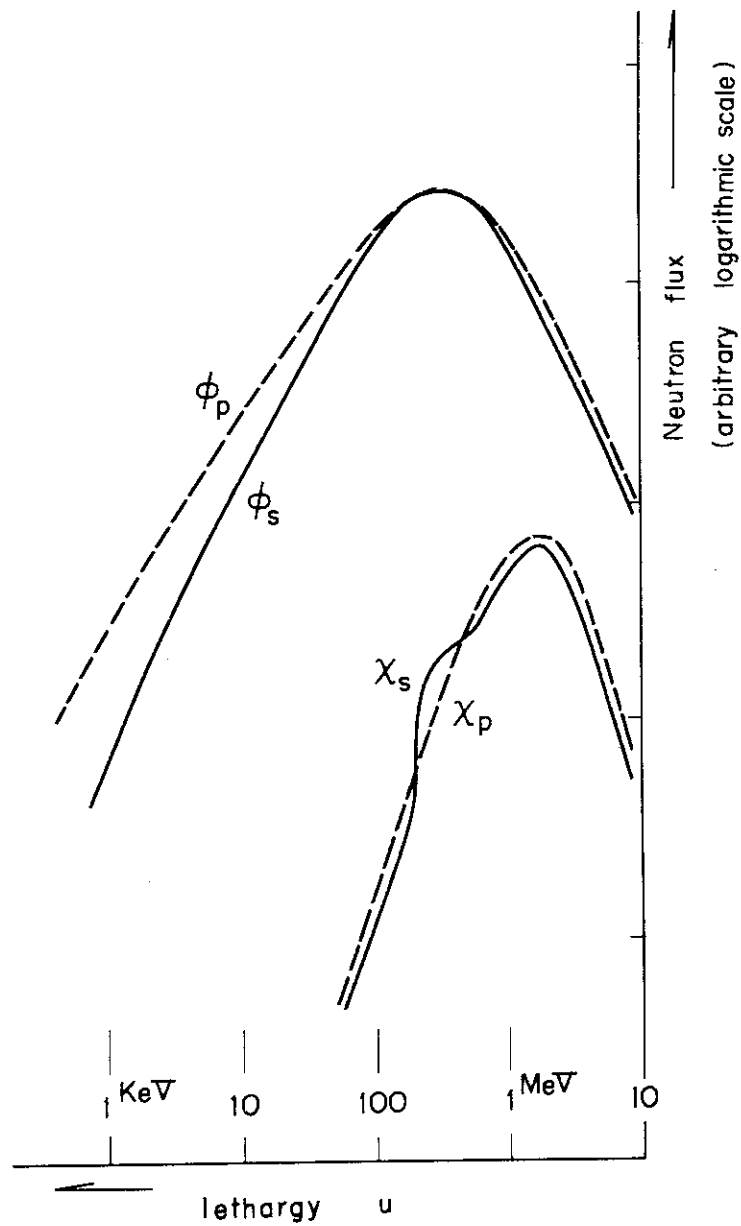


Fig. A-3 Schematic Comparison of Neutron Energy Spectra and Fission Spectra Between Static and Dynamic Calculations

附録2 FCA炉心における即発中性子減衰定数と反応度との関係

パルス実験において、基本モード、あるいはこれに準ずるモードが形成されて、即発中性子生成時間 Λ_p を定義することができ、且つ Λ_p が反応度により変わらないとすれば、(3-5)式により即発中性子減衰定数 α と反応度との間には比例関係が成り立つ。従って、或る高速増倍系について両者の関係を調べることは、観測した減衰定数が、基本モードか、基本モードに準ずるモードの減衰定数と見做すことができる反応度の最小限の範囲を知ることになる。そこで、第A-1表に示したFCAの炉心のうちのいくつかについて、反応度と α との関係を調べてみることにする。^{(28), (31), (49)}

中性子の増倍が即発中性子成分のみに対する場合と遅発中性子成分をも含む場合について、 β_{eff} だけ異なることから、ある中性子源に対するそれぞれの成分についての計数を C_p および C_d とすれば、 C_p および C_d は反応度 ρ に対して

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = -\frac{C_p}{C_d} \quad (\text{A-16})$$

の関係を有することは直ちに導かれる。基本モードのみをとれば、1回のパルス中性子に対する C_p は、 $t=0$ における即発中性子成分の計数率を A 、減衰定数を α とすれば A/α で与えられる。一方、 C_d は計数率を N_d 、パルスの周波数を F とすれば、 N_d/F により与えられる。従って、ドル単位の反応度は(A-16)式から、

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{eff}}} = \frac{A}{\alpha} \frac{F}{N_d} \quad (\text{A-17})$$

により求められることになる。

この方法で反応度を求める方法は Gozani の方法と呼ばれるものである。⁽⁵⁰⁾ この方法の特長は、一種の中性子増倍法であるために、一回の測定により、その時の反応度を知ることができ、他の状態との比較を必要としないことである。従って、 α と反応度との関係を知るには適している。また、この方法で求めた反応度とペリオド法により求められた制御棒等価反応度から決められた反応度とは良く一致している。⁽³¹⁾

FCA I-1, I-4, I-5, III-1, III-2の各炉心について α と(A-17)式による反応度との関係を第A-4図に示す。いずれも、反応度が臨界状態から-3~-4ドルまでは反応度との間には良い直線性を有していることがわかる。また $\alpha=0$ の点にこの直線を外挿すると、いずれの炉心についても反応度が+1.0ドルの点を通る。これは Aldermaston 研究所の VERA 等で+1.0ドルの点からずれると報告されていること⁽¹⁵⁾に対する反証である。

このように、天然ウランブランケットを有する小型および中型の高速炉心については、遅発臨界から-3~-4ドルまでの反応度の範囲では、 α は反応度と比例関係を有する。

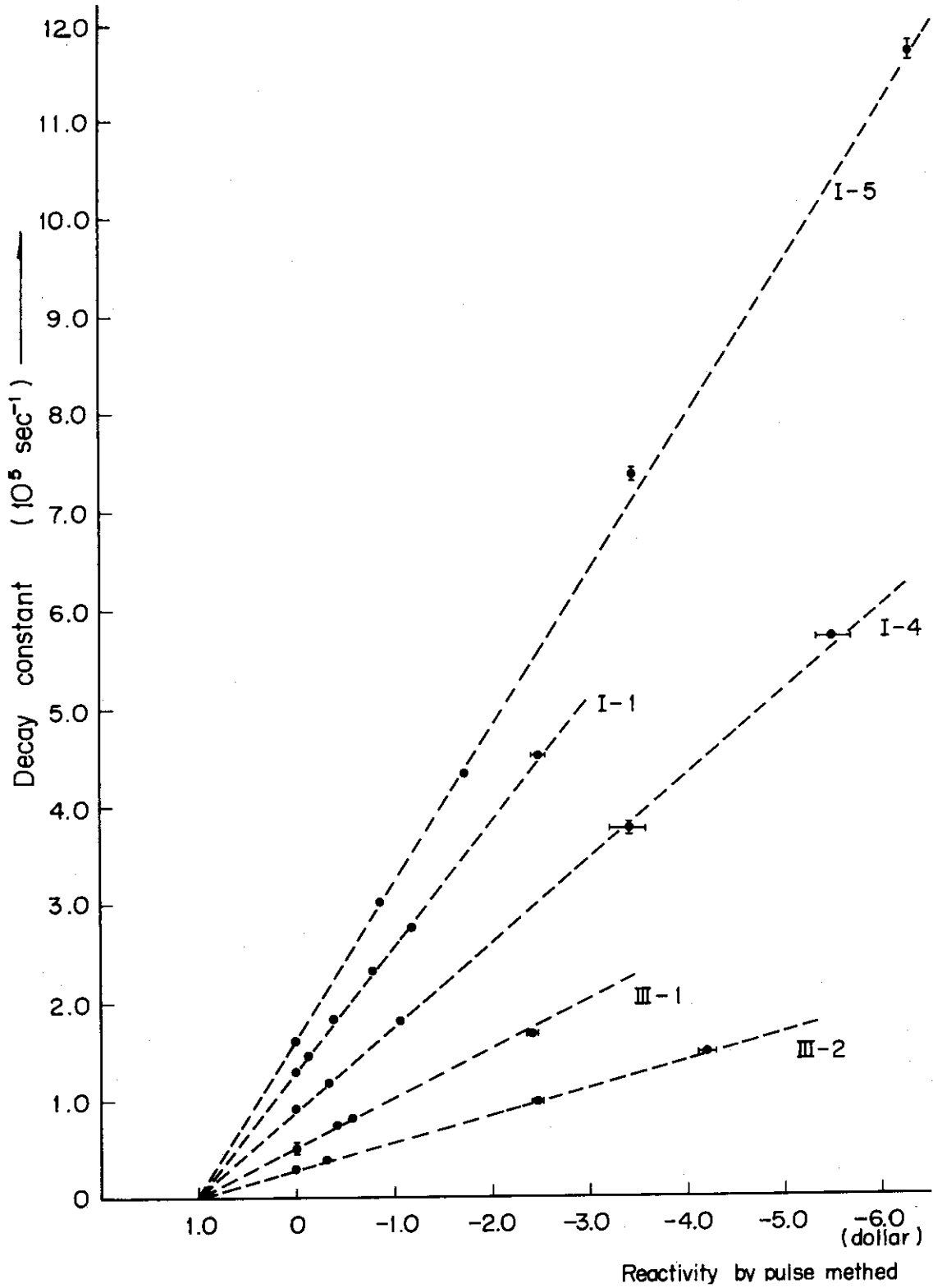


Fig. A-4 Relation between decay constant and reactivity

謝 辞

本研究を行なうにあたり、数多くの有益な助言と御指導をいただいた東京工業大学武田栄一教授に心から感謝いたします。また、適切な助言をいただき本研究の物理的イメージについて有益な議論をしていただいた東京工業大学新井栄一助教授に厚く感謝いたします。さらに理論的な面で有益な助言をいただいた東京工業大学進藤益男教授、実験的な面で適切な助言をいただいた同山室信弘教授の両先生に深く感謝いたします。さらに、有益な議論をしていただいた東京工業大学海老塚佳衛助教授に厚く感謝いたします。

本研究を遂行するにあたって全面的な援助をして下さった日本原子力研究所原子炉工学部弘田実彌次長に厚く御礼申し上げます。また、本研究に着手する動機を与えて下さり、変らぬ励しと助言を下された日本原子力研究所動力炉開発管理室熱中性子炉設計班長能沢正雄氏に深く感謝いたします。さらに本研究の遂行に幾多の励しを下された日本原子力研究所原子炉工学部の野本昭二氏（現在、動力炉・核燃料開発事業団）に感謝の意を表します。

本研究の理論的な面で、有益な議論をして下さり、且ついろいろと助言を下された京都大学工学部の鶴飼正二氏と、本研究の全般に亘って示唆に富み且つ適切な助言をいただいた日本原子力研究所原子炉工学部の飯島勉氏に対して特に感謝いたします。

本研究の全般に亘って共同研究者として援助して下さいされた日本原子力研究所原子炉工学部の中村知夫、中野正文の両氏に深く感謝します。また実験の遂行とその解析を助けていただいた日本原子力研究所原子炉工学部の向山武彦氏、日立原子力研究所の小西俊雄氏に感謝いたします。

また、理論的な面で助言をいただいた電源開発株式会社の大塚益比古氏、理論上の助言をいただき且つ計算コードの開発に非常に援助をして下さった日本原子力研究所原子炉工学部森口欽一氏に深く感謝します。その他、計算コードの開発とその使用について協力をして下さった日本原子力研究所原子炉工学部の堀上邦彦氏、鈴木友雄氏に厚く御礼を申し上げます。

実験に際して、加速器の運転およびその保守に献身的な援助をして下さった日本原子力研究所原子炉工学部渡辺秀明、草野譲一の両氏に深く感謝いたします。

その他、本研究に数々の援助をして下さった日本原子力研究所原子炉工学部高速炉物理研究室の方々に厚く御礼を申し上げます。

参 考 文 献

- (1) Case, K.M., Zweifel, P.F., Existence and Uniqueness Theorems for the Neutron Transport Equation, J. Math. Phys., 4, [11], 1376-1385 (1963).
- (2) Corngold, N., Michael, P., Mollman, W., the Time Decay Constants in Neutron Thermalization, Nucl. Sci. & Engng, 15, 13-19 (1963).
- (3) Corngold, N., Some Transient Phenomena in Thermalization I, Theory, Nucl. Sci. & Engng, 19, 80-90 (1964).
- (4) Corngold, N., Michael, P., Some Transient Phenomena in Thermalization II, Implications for Experiment, Nucl. Sci. & Engng., 19, 91-94 (1964).
- (5) Ukai, S., Eigenvalues of the Neutron Transport Operator for a Homogeneous Finite Moderator, J. Math. Anal. Appl., 18, 297-314 (1967).
- (6) Vidav, I., Existence and Uniqueness of Nonnegative Eigenfunctions of the Boltzmann Operator, Ibid., 22, 144-155 (1968).
- (7) Begian, L.E., Rasmussen, N.C., Thews, R., Weber, J., The Investigation of Neutron Kinetics and Cross Sections in Fast Nonmoderating Assemblies by the Nanosecond Pulsed Neutron Source Technique, Nucl. Sci. & Engng., 15, 375-381 (1963).
- (8) Hiraoka, T., Iijima, T., Hirakawa, N., Nakamura, T., Nozawa, M., Pulsed Neutron Experiment in Fast Natural Uranium Systems, J. Nucl. Sci. & Technol, 1, [3], 108-109 (1964).
- (9) Kato, W.Y., Meister, H.H., Main, G.W., Russell, J.L. Jr., Crosbie, K.L., Fast Reactor Physics Parameters from a Pulsed Source, "Pulsed Neutron Research, Vol. II", 373-397, IAEA, Vienna, 1965.
- (10) Arai, E., Miessner, H., Beckurts, K.H., Measurements of Effective (Self-shielded) Neutron Cross Sections by a Fast Pulsed Method, Nucl. Sci. & Engng., 26, 559-561 (1966).
- (11) Kaushal, N.N., Malaviya, B.K., Gaerttner, E.R., Kinetic Studies on a Depleted Uranium Assembly, Am. Nucl. Soc. Trans., 12, 223 (1969).

- (12) 前川 洋「パルス中性子法による高速中性子非増倍系に関する研究」
東京工業大学学位論文(1970)
- (13) Bengston, J., Passell, L., Pulsed Neutron Experiments with
Fast Assemblies, UCRL-4998, (1957).
- (14) Conte. R., Massieux, J., Roche, M., Mesures par Neutrons
Pulses sur des Assemblages Critiques, "Pulsed Neutron
Research, Vol. II", 337-356, IAEA, Vienna, 1965.
- (15) Weale, J.W., Paterson, W.J., Goodfellow, H., McTaggart,
M.H., Measurements of the Prompt Neutron Decay Constant of
the VERA Reactor using the Pulsed Source Method, "Pulsed
Neutron Research, Vol. II", 759-774, IAEA, Vienna, 1965.
- (16) Borgwaldt, H., Kühle, M., Mitzel, F., Wattecamps, E.,
SUAK, A Fast Subcritical Facility for Pulsed Neutron
Measurements, "Pulsed Neutron Research, Vol. II", 399-415,
IAEA, Vienna, 1965.
- (17) Kühle, M., Mitzel, F., Wattecamps, E., Werle, H., Measure-
ments of Neutron Spectra and Decay Constants with the Fast
Subcritical Facility SUAK, ANL-7320, 506-523 (1966).
- (18) Mitzel, F., Schroeter, K.E., Gepulste Experimente an der
Schnellen Unterkritischen Anlage Karlsruhe, Nukleonik, 12
Bd. Heft 3, 110-117 (1969).
- (19) Bergström, A., Brunfelter, B., Kockum, J., Determination of
Neutron Lifetime and Reactivities in the Fast Critical FRO
Assemblies, "Pulsed Neutron Research, Vol. II", 357-372,
IAEA, Vienna, 1965.
- (20) Bergström, A., Brunfelter, B., Kockum, J., Söderberg, S.,
Pulsed-source, Rossi- α and Variance-to-mean Measurements
Performed at the FRO Reactor, ANL-7320, 694-705 (1965).
- (21) 能沢正雄, 中村知夫, 飯島 勉, 平川直弘, 平岡 徹, 安藤正義, 「パルス中性子法
による高速中性子拡散実験(I)」日本原子力学会1963年年会予稿集 G-73.
- (22) 能沢正雄, 中村知夫, 飯島 勉, 平川直弘, 平岡 徹, 安藤正義, 「パルス中性子法
による高速中性子拡散実験(II)」日本原子力学会1964年年会予稿集 C-18.
- (23) Weber, W., Johnstone, C.W., Cranberg, L., Time-to-Pulse-
Height Converter for Measurement of Multimicro-second Time
Intervals, Rev. Sci. Inst. Vol. 21, (3), 166-170 (1956).

- (24) Storrer, F., Stievenart, M., Contribution to the Theory of the Pulsed Neutron Technique Applied to Fast Multiplying System, EUR 593e (1964).
- (25) 森口欽一「多群拡散中性子方程式の複素固有値とその解法」JAERI-memo 2744 (1967).
- (26) Yaftah, S., Okrent, D., Moldauer, P., "Fast Reactor Cross Sections", Pergamon Press, New York, 1960.
- (27) Hiraoka, T., Moriguchi, K., Nakano, M., Iijima, T., Nakamura, T., Nozawa, M., Analysis of Pulsed Neutron Experiments on Bare Fast Multiplying Systems by Storrer-Stievenart's Theory, JAERI-M 4652 (1971).
- (28) Hiraoka, T., Nakano, M., Konishi, T., Pulsed Neutron Experiment on FCA I-5, JAERI-memo 4272 (1971).
- (29) 草野譲一, 渡辺秀明, 平岡 徹, 中村知夫「パルス中性子発生装置 "PNS-B" の構造と運転」JAERI-memo 3283 (1968).
- (30) 小西俊雄, 中野正文, 平岡 徹, "FCA I-5 炉心の臨界実験", JAERI-memo 3887 (1970).
- (31) Hiraoka, T., Nakano, M., Nakamura, T., Reactivity Measurement on Fast Systems with Natural Uranium Metal Blanket by Pulsed Neutron Method, J. Nucl. Sci. & Technol., 7, (9), 458-465 (1970).
- (32) Davey, W.G., k Calculation for 22 ZPR-III Fast Reactor Assemblies using ANL Cross Section Set 635, ANL-6570 (1962)
- (33) Katsuragi, S., Tone, T., Hasegawa, A., JAERI Fast Reactor Group Constants Systems, Part I, JAERI-1195 (1970).
- (34) Lathrop, K.D., DTF-IV, a FORTRAN-IV Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering, LA-3373 (1965).
- (35) 堀上邦彦, 森口欽一 (日本原子力研究所) 私信
- (36) Jörgens, K., An Asymptotic Expansion in the Theory of Neutron Transport, Communication of Pure and Applied Mathematics, 11, 219-242 (1958).
- (36)' Vidav, I., J. Math. Anal. Appl., 22, 144-155 (1968).
- (37) Ukai, S., Hiraoka, T., Eigenvalue Spectrum of the Neutron Transport Operator for a Fast Multiplying System, J. Nucl. Sci. & Technol. 9, (1) 36-46 (1972).
- (38) Davison, B., "Neutron Transport Theory", p. 22, Oxford, 1957.

- (39) Rockwell, T., ed., "Reactor Shielding Design Manual", McGraw-Hill Book Co. Inc., 1956.
- (40) Koppel, J.U., A Method of Solving the Time Dependent Neutron Thermalization Problem, Nucl. Sci. & Engng., 16, 101-110 (1963).
- (41) Barleone, L. et al., Comparison of Measurements in SNEAK-1 and ZPR 3-41, KFK 626, SM 101/8 (1967).
- (42) Brunson, G.S., Curran, R.N., Gasidlo, J.M., Huber, R.J., A Survey of Prompt Neutron Lifetimes in Fast Critical Systems, ANL-6681 (1963).
- (43) Moriguchi, K., Suzuki, T., Multigroup Calculations of Kinetic Parameters in Fast Reactors, JAERI-1082 (1965).
- (44) Abagian, L.P., et al., "Group Constants for Nuclear Reactor Calculation", Consultants Bureau, New York (1964).
- (45) Hiraoka, T., Nakano, M., Mikaiyama, T., Discrepancy between Calculated and Experimental Values of Prompt Neutron Lifetime of FCA Fast Assemblies, J. Nucl. Sci. & Technol., 6, [5], 290-291 (1969).
- (46) Keepin, G.R., "Physics of Nuclear Kinetics", Addison-wesley Publ. Co. Inc., Reading, Massachusetts, 1965.
- (47) Iijima, T., Mukaiyama, T., Shirakata, K., Measurement of Fast Neutron Spectrum with Helium-3 Proportional Counter, J. Nucl. Sci. & Technol., 8, (4) 192-200 (1971).
- (48) 飯島 勉, 向山武彦, 白方敬章「高速炉系中性子スペクトルの実験値-計算値間の誤差」
1970年炉物理分科会予稿集A-34, 日本原子力学会
- (49) 中野正文, 平岡 徹, 中村知夫「FCA III-2のパルス実験」
JAERI-memo 3868 (1970).
- (50) Gozani, T., A Modified Procedure for the Evaluation of Pulsed Source Experiments in Subcritical Reactors, Nukleonik, Band 4, Heft 8, 348-349 (1962).