

JAERI-M

7 3 5 6

極性相関法による熱中性子炉の反応度測定に関する実験的研究

1977年11月

安 田 秀 志

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、お申しこしてください。

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.

極性相関法による熱中性子炉の反応度測定に関する実験的研究

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

安田秀志

(1977年10月3日受理)

本論文では、先ず、いろいろの炉雑音解析法を概説し、原子炉内の中性子計数率ゆらぎ現象を F. de Hoffman 流の確率論的方法で記述し、パルス相関、アナログ相関を経て実験的に簡便な極性相関までを系統的に記述し、相互の関連を明確にした。また、 S/N が大きくかつ実験の容易な条件付極性相関法を提案した。

極性相関法で黒鉛炉 SHE の β/ℓ 、炉停止余裕反応度を測定し、また、軽水炉 JMTRC、JRR-4 (燃焼炉心) の β/ℓ を測定し、パルス中性子法等と一致することを確認、適用範囲の広いことを証明した。次いで、条件付極性相関法の実験を SHE で行い、実験データが理論と明快に対応すること、及び、即発中性子崩壊定数 α も極性相関法による測定値とよく一致することを確認した。一方、パルス中性子法、ロードドロップ法、及び中性子源増倍法で大きな負の反応度 $-1 \sim -5.2$ ドルを測定して空間依存性の現われ方を調べ、極性相関法による α の 1 点測定を通じて、大きな負の反応度 $-1 \sim -1.3$ ドルを決定できることを示した。結論として、炉内中性子計数率のゆらぎがガラス分布に従うという実験事実に基づき、極性相関法及び条件付極性相関法が簡便な炉雑音解析法として中性子寿命の長い黒鉛炉に適用できると述べた。附録では、パルス中性子源を組み込んだ炉内中性子数ゆらぎの模擬装置を考案し、また、正弦波発生器、パルス周波数変調器、パルス中性子源、多重チャンネル時間分析器を組み合わせた擬似正弦波状中性子発生装置を考案したので説明した。

Experimental Study on Reactivity Measurement
in Thermal Reactor by Polarity Correlation Method

Hideshi YASUDA

(October 3, 1977)

The present report describes an experimental study on the polarity correlation method measuring reactivity of a thermal reactor, especially the one possessing long prompt neutron lifetime such as the graphite or heavy-water moderated core.

In chapter 1, techniques of reactor kinetics experiment are briefly reviewed and classified in two groups, one characterized by artificial disturbance to a reactor and the other by natural fluctuation inherent in a reactor. In the latter, polarity correlation method is noted as remarkable in its simplicity.

In chapter 2, the fluctuation phenomena of neutron count rate are explained using F. de Hoffman's stochastic method, and correlation functions are shown of the neutron count rate fluctuation. Interrelations are described systematically between the pulse-, analog- and polarity-correlation functions.

Assuming the fluctuation to obey a Gaussian distribution, a theoretical formula is derived for the analog flash-start technique which permits to measure a prompt neutron decay constant with high accuracy. A contrivance is also made for the analog flash-start technique in order to simplify the experiment, which is a new proposal of a conditional polarity correlation technique.

In chapter 3 are presented the experimental results of polarity correlation method applied to the β/λ measurements in both graphite moderated SHE core and light-water moderated JMTRC and JRR-4 cores, and also to the measurement of SHE shut-down reactivity margin. The measured values were in good agreement with those by a pulsed neutron method in the reactivity range of critical ~ -12 dollars.

In chapter 4 are demonstrated the conditional polarity correlation experiments in SHE at -20 cent and -100 cent. The prompt neutron decay

constants agreed with those obtained by the polarity correlation experiments.

In chapter 5 are given the results of experiments measuring large negative reactivity- ~ -52 dollars- of SHE by pulsed neutron, rod drop and source multiplication methods. Most values of reactivity showed strong dependence on the detector position, however, there were seen little space dependence in the prompt neutron decay constant, α . Consequently, it was emphasized that the reactivity, even more than ten dollars, could be determined through the α measurement by polarity correlation method at only one point in a reactor.

In chapter 6, it is concluded that the polarity- and conditional polarity-correlation methods are sufficiently applicable to noise analysis of a low power thermal reactor with long prompt neutron lifetime.

In Appendix A1, a new device is described of simulating the reactor neutron fluctuation. When a pulsed neutron generator was made to produce neutrons in a non-multiplying medium by a feed-back signal from the neutron detector, the number of neutrons in the medium was found to fluctuate as if in a reactor. This low-cost and safe device proved to be useful for development of reactor noise analyzing techniques and also in education.

In Appendix A2 is presented a simple method producing sinusoidally modulated neutrons. A sine wave voltage oscillator and a voltage to pulse-frequency converter-Pulse Frequency Modulator (P.F.M)-served trigger pulses for a pulsed neutron generator to produce pulse-frequency modulated sinusoidal neutrons. Uneven neutron counts thus obtained were smoothed by using a multi-channel time analyzer. In this way, a demodulated sine wave of neutron counts was realized.

The applicable frequency range was wide-1Hz \sim 10KHz-and the wave shape was good.

Keywords: Polarity Correlation Method, Conditional Polarity Correlation, Prompt Neutron Decay Constant, Gaussian Distribution, Graphite Moderated Reactor, Large Negative Reactivity, Space Dependence, β/ℓ , Burn-up Core, Reactor Neutron Simulator, Pulsed Neutron Source, Sinusoidal Neutron Source, Pulse Frequency Modulation, Multi-Channel Time Analyzer, Correlation Function

目 次

1章 序 論	1
1.1 原子炉動特性実験	1
1.2 炉雑音解析法	2
1.3 本論文の概略	5
2章 原子炉におかれた中性子検出器出力の相関関数	6
2.1 相関関数の概要	6
2.2 零出力原子炉動特性方程式	6
2.3 検出パルス相関関数	8
2.4 アナログ信号相関関数	11
2.5 極性相関関数	15
2.6 条件付極性相関関数	19
3章 極性相関法の実験	26
3.1 SHE の β/ℓ の測定	26
3.2 SHE の停止余裕反応度の測定	34
3.3 JMTRC, JRR-4 の β/ℓ の測定	38
4章 条件付極性相関法の実験	43
4.1 SHEにおける即発中性子崩壊定数の測定	43
4.2 実験と理論の比較及びまとめ	48
5章 大きな負の反応度測定における空間依存性の検討	50
5.1 反応度の1点測定における問題点	50
5.2 種々の方法による多本数制御棒入り SHE炉心の反応度測定とその空間依存性	50
5.3 極性相関法における1点測定についての考察	70
5.A 炉心を代表できる反応度についての考察	71
6章 結 論	75
謝 辞	76
参考文献	77
付 録	
A. 1 パルス中性子源を用いた炉内中性子数ゆらぎの模擬実験装置の考案及び応用	80
A. 2 PFM法による擬似正弦波状中性子源の考案	93
記号表	108
著者の業績論文リスト	112

Contents

Chapter 1	Introduction	1
1.1	Classification of reactor kinetics experimental techniques	1
1.2	Reactor noise analysis techniques	2
1.3	Outline of the report	5
Chapter 2	Theory of correlation function of reactor neutron count-rate	6
2.1	Outline of correlation function	6
2.2	Kinetic equation for zero-power nuclear reactor	6
2.3	Detection pulse correlation function	8
2.4	Analog signal correlation function	11
2.5	Polarity correlation function	15
2.6	Conditional polarity correlation function	19
Chapter 3	Experiments by polarity correlation method	26
3.1	Determination of β/λ in SHE	26
3.2	Measurement of reactor shut-down reactivity margin of SHE	34
3.3	Determination of β/λ in JMTRC and JRR-4	38
Chapter 4	Experiment by conditional polarity correlation method	43
4.1	Measurement of prompt neutron decay constants of SHE	43
4.2	Comparison between theory and experimental results; Summary	48
Chapter 5	Measurements of negative large reactivity at multi-points in a core	50
5.1	Problems in the one point measurement	50
5.2	Subcriticality measurements by several methods in SHE core with multiple control rods inserted	50
5.3	A consideration about the polarity correlation measurement at one point in a reactor	70
5.4	A consideration about the determination of reactivity representing a core	71
Chapter 6	Conclusion	75
Acknowledgements	76
References	77

Appendices

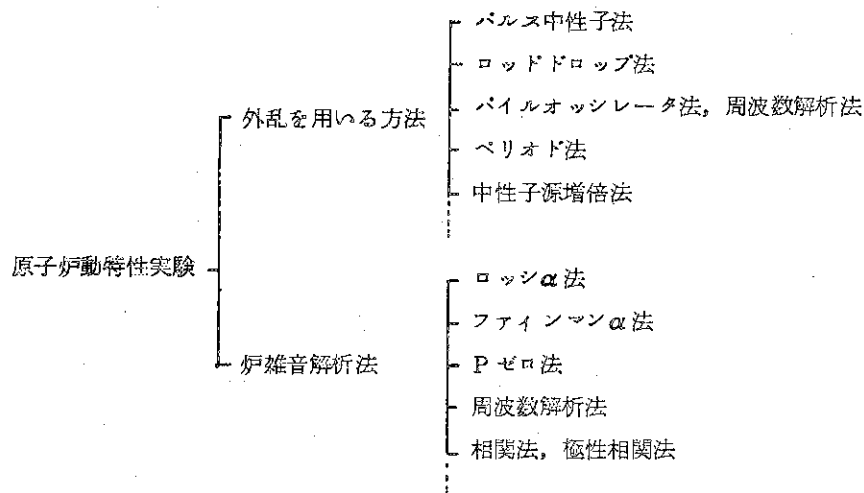
A.1 A simulator of reactor neutron fluctuation using a pulsed neutron source and its application .	80
A.2 A simple method producing sinusoidally modulated neutrons	93
Nomenclature	108
List of Publications by the Author	112

1 章 序 論

1.1 原子炉動特性実験

動特性実験法は大別すると、1.対象とする原子炉または実験用集合体に、人工外乱を与えて過渡応答を観測し炉の動特性を測定する方法と、2.原子炉などに内在する固有のゆらぎ現象を、相関関数などの形で観測し、炉の動特性を測定する方法に分類できる。表 1.1 参照。

Table 1.1 Classification of experimental techniques of reactor kinetics



人工外乱を用いる方法では一般に、充分大きな外乱を炉に与えることができるので精度よく測定できる。ところがベリオド法を除くと未臨界状態では逆に外乱の大きさが災いして、空間高調波を著しく励起し、基本波の観測を困難にし、炉パラメータ決定に対して大きな系統的誤差を生じがちである。また、外乱を発生させる装置も、製作、運転などが大がかりとなり、高度な技術を必要とすることがある（特に殆んどPNS法、パイルオッシュレータ法においては大変である。）。これらの理由から、商業採算を重視する原子炉等では外乱を用いる方法は、充分に適しているとはいえない。

炉に内在するゆらぎを利用する方法は炉雑音解析法とも言われる。この実験法は、炉内の中性子検出器出力が平均値のまわりにゆらぐ現象を解析対象とするため、人工外乱を用いる方法に比べて信号対雑音比（ S/N ）が相対的に劣るという不可避免的な短所がある。しかし、数%の誤差が許容できる場合には、その簡易さから考えると、大いに実用性を備えているといえる。そればかりではなく、炉出力や、即発中性子寿命の測定、反応度のオンライン測定などの利用分野において、独特な優位性をもっている。以下に炉雑音解析法のうちの代表的な方法について紹介する。

1.2 炉雑音解析法

(1) ロッシン α 法

放射線検出器の1つである電離箱では粒子入射に引続き、ガス分子が電離される。この現象に関して研究をしていた Rossi の示唆により、F. de Hoffman et al¹⁾ が原子炉内の中性子数をモニターする検出器の計数の時系列を理論的に記述した。さらに実験面では、Orndoff²⁾ が Godiva 炉の即発中性子減衰を観測するため、遅延同時計数回路を使って実験したのに始まった。我が国では、An, et al³⁾ により JRR-1 を対象に試みられ、その後 Otsuka, Iijima⁴⁾ による空間依存性の考慮、Iijima⁵⁾ による FCA での多重チャンネル時間分析器を利用した測定とそれに付随した問題の考察などの展開がなされた。

ロッシン α 法では、炉内中性子検出器に得られるパルス信号列相互間の相関関係を解析する。その解析理論公式からわかるように、炉出力が高くなると非相関項が大きくなり、 S/N が低下する。また即発中性子寿命の長い熱中性子炉、特に黒鉛や重水を減速材とする原子炉においては相関項が小さくなり S/N が低下する。これらの理由で、測定データから炉パラメータを決定する際に誤差を生じやすい。たとえ S/N を改善するために炉出力を極端に低くしても、今度は測定にかかるカウント量が少なくなり、莫大な測定時間を必要とするようになる(数十～数百時間)。このような理由で、ロッシン α 法は、U235 を燃料とする高速炉及び軽水炉では有効であるが、自発核分裂率の大きい Pu を燃料とする高速炉や、黒鉛又は重水を減速材とし、即発中性子寿命の長い熱中性子炉では適用が困難である。しかし、適用可能な場合についていえば、即発中性子崩壊定数が大変簡単に決定できるという長所があり、相関振巾から即発中性子寿命を遅発中性子実効比率 β_{eff} とは独立に決定できるというユニークな長所もある。

(2) ファインマン α 法

炉内におかれた中性子検出器から得られるパルスを一定ゲート時間内に計数し、計数値の分散と平均値の比を計算し、各種のゲート時間毎にプロットすれば、炉のパラメータを決定できるという原理にもとづく。この方法は、ファインマン⁶⁾ が核分裂定数である $\nu(\nu-1)/\bar{\nu}^2$ を測定するために提案したもので、ファインマン et al により LOPO での実験に適用され、その後、炉の即発中性子寿命を求めるために Albrecht⁷⁾ により実験に使われた例などがある。我が国では AHCF において Gotoh⁸⁾ の行った実験例がある。ファインマン α 法ではロッシン α 法とは異なり、炉出力が大きくなることにより S/N が低下することはない。ただし高速炉では分散の計算のため、高計数率にする必要があるため、測定系の不感時間を充分短くしなければならない。また検出器の感度を大きくしなければ精度のよいデータが得られない。これらの理由で、この方法は熱中性子炉に適している。しかし、遅発中性子が分散に寄与しやすい黒鉛、重水炉では、その分離が困難であり、また、大きな負の反応度をもった炉での適用に際しては、中性子束分布の空間高調波、動的歪曲(5.1.2に説明する。)の効果を評価するのが著しく困難となる。実験データを採取するのは簡単であるが、パラメータ決定にはコンピュータによるフィッティング計算が必要である。

(3) P-ゼロ法

ファインマン α 法では一定ゲート時間内に得られる計数値からその分散と平均値を算出し、

炉のパラメータを決定したが、ゲート時間内に零カウントする確率 $P_0(\tau)$ と平均計数率さえ測定すれば分散を計算できて、したがって炉のパラメータを決定できる。この関係を示し、簡便な実験法として提案したのは Zolotzukhin, Mogilner⁹⁾ であり、Pal^{A3)} によって衝突確率を使って理論が示された。我が国では町田、住田ら¹⁰⁾ により実験解析が行なわれた。P-ゼロ法では分散に変形して処理するのでファインマン α 法と似た適用性をもっと考えられるが、計数値から分散を計算する手間がはぶける。しかし、 $P_1, P_2 \dots$ の確率を採用しないでパラメータ決定をすることは情報を有効に利用していないことになる。ファインマン α 法では高計数率時での数え落し現象が、正確な分散計算のための障害となるがP-ゼロ法では、計数のない確率を扱うので、この種の障害はかなり緩和される。しかし反面、ゼロ計数を取扱うため、不必要な雑音を徹底的に除去することが不可欠となり、測定上の困難は意外に大きいといわれる。

(4) 周波数解析法

先に(1), (2), (3)に述べた、また次に(5)に述べるような実験法は炉内中性子計数のゆらぎを、時間依存の形で観測するものであるが、ゆらぎに含まれる周波数成分を分析することにより、炉物理的及び炉工学的情報を得ることができる。この方法はMooreにより提案された¹¹⁾。人工外乱を用いても周波数解析をできるが、ここでは炉内ゆらぎに着目した周波数解析を簡単に紹介する。直接フーリエ級数展開法ではアナログ信号である炉雑音を直接にフーリエ変換し掛け合わせてパワースペクトル密度を算出する。Frisch & Littler¹²⁾ がGLEEPで零出力伝達関数を測定し、 $\nu(\nu-1)/(\nu)^2$ を決定して報告した例が初期の業績として挙げられる。直接フーリエ級数展開法では、普通の核計装を利用するだけでデータ採取ができるので便利であるが、パワースペクトル密度や炉物理パラメータを決定するためには、データ解析を計算機に任さなければならない。一方、同じく周波数成分を解析する方法として、バンドパスフィルター法がある。充分分解能の良いバンドパスフィルターを通った炉雑音信号は、その中心周波数と一致した周波数成分だけから成り、ワットメータによりパワースペクトル密度に変換される。したがって、バンドパスフィルターの中心周波数を次々に変えることにより炉雑音パワースペクトル密度分布が得られる。Griffin and Lundholm¹³⁾ は軽水Water boiler型炉でこの方法を利用して、炉のパワースペクトル密度、伝達関数 β/l を決定している。この方法では直接フーリエ級数展開法とは違って、電子回路でフーリエ変換することになっているので、たとえ炉雑音信号のデータをテープレコーダに記録し、後で再生してフーリエ変換するにしても、中心周波数をいろいろと変えて各周波数毎に、プレイバックし解析しなければならない。

これら二通りの周波数解析法は、実験装置が比較的簡単である。しかし、炉雑音信号が充分高いS/N値をもった場合でないと好結果が望めない。最近ではデジタル計算機を利用した高速フーリエ変換¹⁴⁾ という演算上の簡便化も工夫され、多数のサンプルデータのフーリエ展開が甚速に行なえるようになった。これらの周波数解析法は、低周波数領域でS/Nの大きくなるBoiling water型原子炉での炉雑音解析による安定性モニター、異常診断などに有効である。

(5) 相関法

2時点における信号の積の期待値を時間差の関数として表現する相関関数は昔から統計物理学の分野で扱われてきたが、原子炉分野ではJ. Hirota¹⁵⁾ により炉雑音解析法として採り入れられたのが古い例として挙げられる。彼は、液体燃料をもつ炉の出力は燃料の不安定性に起因

する小さな振動現象を示すことを、炉雑音の自己相関関数を測定することにより推定した。自己相関法は一種類の時系列信号だけであつかうため簡単であり、相関器などの測定系統の装置だけで自己相関関数すなわちパワースペクトル密度のフーリエ逆変換を得られるので便利であり、大型計算機を使わずに動特性解析を行なえるのは利点である。ただし、 S/N は直接フーリエ級数展開法の場合と同じ程度であり、次に述べる相互相関法よりも原理的に小さいので、相関の弱い炉雑音信号を解析する場合は適さない。また、位相についての情報も得られないので他の雑音信号例えば温度や圧力などとの間の遅れ効果の観測には役立たない。相互相関法では二種類の信号が時間差 τ だけ遅れをもつとき、2信号の積の期待値を求めるが、ふたつの顕著な長所をもっている。そのひとつは、二種類の信号間の時間関係を非常に明確に解析できるので、複雑多様な現象の因果関係を把握する上で、大変有効であることである。もうひとつは、同種類2系統の信号—例えば炉内に置かれた2本の中性子検出器—間の相互相関を解析すると、自己相関に比べて遅延時間の小さい領域で、検出のでたらめさに起因する邪魔な成分を含まなくなり—一周波数スペクトルで表現すると白色雑音成分を含まなくなり—、非常に S/N の大きいデータが得られるという事実である。この特質は1検出器を用いる自己相関法に比べて大きな利点である。この意味での2検出器法の有効性はNomura¹⁶⁾により初めて指摘され、折れ点周波数(即発中性子崩壊定数)の測定に利用された。一般に相関法では2つの炉雑音信号の間に遅れ時間を与えて演算しなければならず、任意の遅れ時間を与えることはやっかいである。また、連続変数同志の積を計算することは、コンピュータを必要とし、容易ではない。このような、相関法の複雑さを解決する手段として考案されたのが極性相関法である。

(6) 極性相関法

極性相関法は、制御工学の分野で十数年前にVeltman²⁰⁾によって提案された。極性相関関数というのは、ともに平均値が零である、二種類の定常ランダム信号が同じ符号—共に正、又は共に負の値—をもつ確率を、2つの信号間の時間おくれの関数としてあらわしたものである。符号だけを扱うにもかかわらず、この極性相関関数は、普通の相互相関関数と一対一に対応することが示された。原子炉で中性子検出器出力の相互相関関数を測定すれば、即発中性子崩壊定数を決定できることは前節に解説したとおりであるので極性相関関数を測定すれば即発中性子崩壊定数を決定できることも明白である。

1966年Dragt²¹⁾はこの方法を原子炉での実験に始めてとり入れた。彼は、臨界定常状態にある軽水減速炉においた1本の中性子検出器から得た信号をデータレコーダに集録し、極性相関法、および自己相関法で解析した。その結果、極性相関関数 $\phi_{1P}(\tau)$ から得られる $\sin \frac{\pi}{2} \phi_{1P}(\tau)$ と自己相関関数 $\phi_1(\tau)$ は大変よく一致した。相関値のもつ統計誤差は $\phi_{1P}(\tau)$ のほうが約1.5倍大きい程度であった。

1968年Cohn²²⁾は臨界定常状態にある高速炉においた2本の中性子検出器出力間の極性相関関数を測定した。この関数から、即発中性子崩壊定数を0.4%ていどの統計誤差で得ている。しかし、この値はパルス中性子法のデータの外挿値から、なぜか4%ていどずれている。また、ここで得た極性相関関数はバックグランド値を含み、さらに、空間高調波の影響らしい傾向を示した。

1.3 本論文の概略

本研究では黒鉛減速炉等の反応度測定手段として極性相関法を適用できるかどうかを吟味している。炉動特性実験法を分類し記述した本章に続き、2章において原子炉動特性方程式と、その解としてのグリーン関数について説明し、中性子検出過程の確率論的取扱いを F. de Hoffman に習って紹介し、計数率の相関関数を導く。極性相関関数は平均値零をもつゆらぎの(正負の)符号信号の相関関数と定義されるが、計数率のゆらぎがガウス分布に従うと仮定すればこの極性相関関数が相関関数により表わされることを示し、これを理論の骨格とする。更に、二三の研究者によって提案されていたフラッシュスタート法のうち、アナログ方式を定式化し、これを簡便化した条件付極性相関法を提案する。

3章では、黒鉛減速臨界集合体 SHE-8-1 炉心で極性相関法を使って、(1) β/ℓ の測定を行ない、(2) 大きな負の反応度測定を行ない、適用限界を検討した結果を示し、更に実用炉動特性測定へ適用の可否を検討するため、(3) 軽水減速型研究炉 JMTRC 及び同タイプだが材料照射などに使われている JRR-4 での β/ℓ 測定を行なったのでこれについても述べる。

4章では、条件付極性相関法のデモンストレーションとして、SHE-8-1 炉心で燃料棒反応度値を測定した結果を示す。

5章では、大きな負の反応度測定において、空間依存性が、中性子源位置、吸収体位置、検出器位置などにより、どのように現われるかを、パルス中性子法、ロードドロップ法、中性子源増倍法で実験して調べた結果を述べ、極性相関実験を1点測定で行なうことの妥当性について論ずる。

6章では、前章までに得た結果をまとめて結論を述べる。

附録 A 1 ではパルス中性子源を組み込んだ炉内中性子数ゆらぎの模擬装置を考案したので、この構成について記述し、応用実験例を示し、その有用性を論ずる。

附録 A 2 では正弦波発生器、パルス周波数変調器、パルス中性子源の組み合わせにより、擬似的な正弦波状に変調された中性子群を発生させる方法を考案したので、これを説明し炉物理研究への応用実験例を示し、その有用性を論ずる。

2章 原子炉におかれた中性子検出器出力の相関関数

2.1 相関関数の概要

原子炉の動特性を解析する場合、反応度入力または中性子入力に対する炉の伝達関数あるいはグリーン関数が決定的に重要である。この章では炉内におかれた中性子検出器の出力の相関関数が、どのように原子炉のグリーン関数を使って表現できるかを記述する。図2・1に示すような測定システムを考える。Shaper出力の段階ではロッキー α 相関関数又は、パルス相関関数 $\phi_{12\theta}(t)$ が得られ、Rate meter出力の段階では、アナログ信号相関関数 $\phi_{12d}(t)$ が得られ、更にPolarity circuit出力の段階では極性相関関数 $\phi_{12P}(t)$ が得られる。

次節以降で、これら各段階における相関関数の理論的導出を行なう。

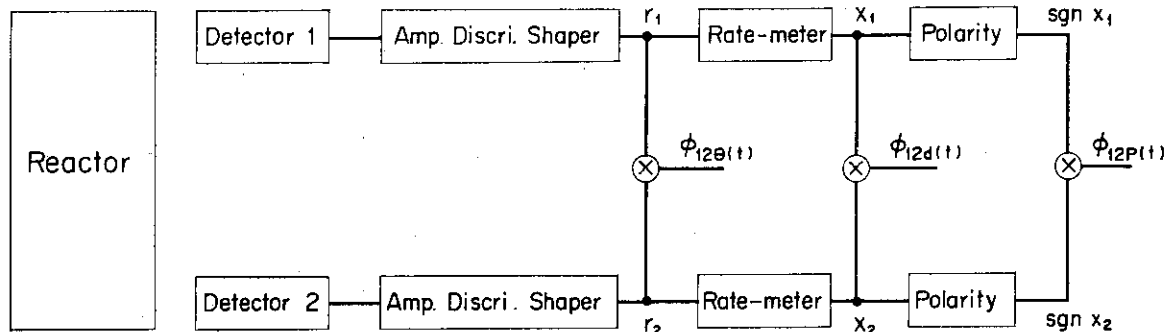


Fig. 2.1 Block diagram for correlation analysis of the neutron detection fluctuation
 $\phi_{12\theta}(t)$: Pulse correlation.
 $\phi_{12d}(t)$: Analog correlation.
 $\phi_{12P}(t)$: Polarity correlation.

2.2 零出力原子炉動特性方程式

本論文で扱う極性相関法の理論では次のようなモデルを採用する。

- (1) 原子炉内に存在する中性子は、どの場所においても、核反応、検出などの現象に対して等しい確率をもつ……………1点炉近似。
- (2) 原子炉内に存在する中性子は、どんなエネルギーをもっている核反応、検出などの現象に対して等しい確率をもつ……………1群近似。
- (3) 原子炉の出力は充分低く、核反応で発生する熱が反応度に影響を与えない ……ゼロパワー近似。

これらのモデルを使うと原子炉における中性子密度の時間的変化を示す動特性方程式は次のように表わせる。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k(1-\beta) - 1}{\ell} N + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + S \quad (2.2.1)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i k}{\ell} N - \lambda_i C_i \quad (2.2.2)$$

ここで、 N : 時刻 t における中性子密度

k : 実効増倍係数

$\ell = \Lambda k$: 即発中性子寿命 (Λ は中性子生成時間; Generation time)

C_i : 時刻 t における遅発中性子先行核密度

その他の記号は普通に使われている記号用法と同じである。

1 個の中性子投入 ($S = \delta(t)$) に対する解は、ラプラス変換、

$$\frac{\tilde{N}(s)}{S_{\text{eff}}(s)} = \tilde{N}(s) = \frac{\ell}{\ell s + \bar{r} k s + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{s + \lambda_i} + 1 - k} \quad (2.2.3)$$

より

$$N(t) = \sum_{j=0}^6 A_j e^{-s_j t} \quad \text{と書ける。} \quad (2.2.4)$$

ここで

$$A_j = \left[(s + s_j) \tilde{N}(s) \right]_{s=-s_j} = \frac{\ell}{\ell + k \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{(\lambda_i - s_j)^2}} \quad (2.2.5)$$

$$s_j = \frac{1-k}{\ell} - \frac{\bar{r} k s_j}{\ell} - \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i - s_j} \quad (2.2.6)$$

である。

即発モードについては $j=0$ である。このモードは s_j が最大であり、最も速く減衰する。

$$\alpha \equiv s_0 = \frac{1-k}{\ell} - \frac{\bar{r} k s_0}{\ell} - \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i - s_0} \quad (2.2.7)$$

(即発中性子崩壊定数)

$$A_0 = \frac{\ell}{\ell + k \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{(\lambda_i - \alpha)^2}} \quad (2.2.8)$$

$$\alpha \gg \lambda_i \text{ のとき, } N_0(t) = A_0 e^{-\alpha t} \approx e^{-\alpha t} \text{ となる。} \quad (2.2.9)$$

この解の意味は、原子炉に投入された 1 個の中性子はこの時刻以後、振巾が 1 の指数関数で表

わされる減衰をたどるということである。すなわちグリーン関数は指数関数型である。図 2.2 参照。ただしこの減衰は中性子の振舞いの期待値のたどる変化過程であり、個々の中性子がなめらかな減衰曲線に従ってなくなるわけではない。

2.3 検出パルス相関関数

原子炉内に存在する中性子の数は、たとえ定常運転状態であっても、平均値のまわりに、ランダム変動していることが Courant と Wallace¹⁷⁾ により理論的に示されているが、炉内に置いた中性子検出器の出力も、この現象を反映してほぼ同様にランダムに変動する。しかし、全く同じではなく、原子炉から検出器へ中性子がたまたま跳び込んで吸収される確率に由来するランダム性や、電子回路での雑音のもつランダム性なども加わったものとなる。

パルス検出器の場合、或る時刻に一つの中性子が検出された後、一定時間後に更に別の中性子が検出される確率は、結合確率の概念を使って表現できるが、この結合確率の時間平均、又はアンサンブル平均はパルス相関関数となる。

F. de Hoffman¹⁾ et al はこのパルス相関関数を次のようにして導いた。

原子炉が充分低出力で定常状態にあれば、殆んど核分裂中性子のチェーンは各々別個のグループに識別できるくらいまで、時間的に離れている。或る時刻に検出パルスが得られた後に更にもう一つ検出パルスが得られるとすれば、この第二の検出パルスに対応する中性子は、第一の検出パルスに対応する中性子との間に、連鎖反応過程をさかのぼっていくと共通の核分裂反応にたどりつくような親戚関係にあるか、又は、互いに別個独立な系譜をもつ他人の関係であるかのどちらかである。この考え方から次のような方程式が先験的に導かれる。

$$P_{op}(t) = C \Delta t + Q_c e^{-\alpha t} \quad (2.3.1)$$

ここで、 $P_{op}(t): t=0$ で 1 個の中性子を検出した後 $t = t \sim t + \Delta t$ の間にもう 1 個の中性子を検出する確率

C : 中性子をランダムに検出する確率すなわち計数率

Q_c : ここでは未だ決定できない定数

α : 即発中性子崩壊定数

右辺第一項は先に述べた他人の関係に対応した確率であり、右辺第二項は親戚関係に対応した確率である。ただし、微小時間 Δt 内には、核反応や検出反応は 2 回以上起こらないと仮定している。

F. de Hoffman は Q_c 値を決定するために、共通の祖先核分裂までさかのぼる考察から次に示すような理論を展開した。図 2.2 参照。

1. 時刻 t_0 から $t_0 + d t_0$ の間に任意の核分裂が生じる確率 $P_f(t_0) d t_0$ は

$$P_f(t_0) d t_0 = F d t_0 \quad (2.3.2)$$

2. t_0 における核分裂で生まれた中性子またはその子孫を時刻 $t_1 (> t_0)$ から $t_1 + d t_1$

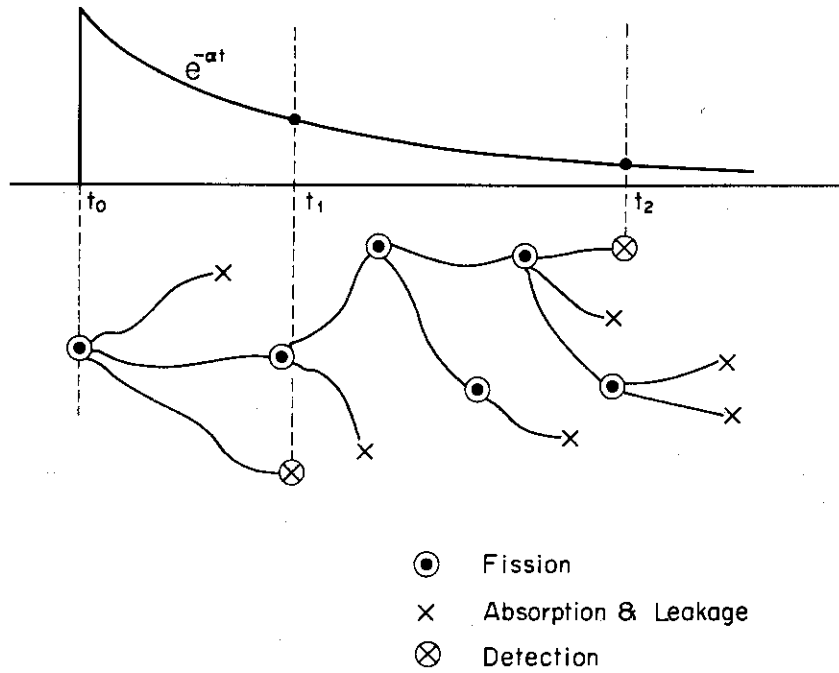


Fig. 2.2 Time chart of chain reaction and neutron detection
 t_0 : Ancestor fission time.
 t_1 : First detection time.
 t_2 : Second detection time.

の間に検出器が、1個検出する確率 $P(t_1) dt_1$ は

$$P(t_1) dt_1 = \epsilon \nu_p \nu \Sigma_f e^{-\alpha(t_1 - t_0)} dt_1 \quad (2.3.3)$$

ここで ϵ : 検出効率〔カウント率/炉内全核分裂率〕。

ν_p : 時刻 t_0 での核分裂により発生する即発中性子の数。サブチェーンの数とも呼ばれる。

$\nu \Sigma_f$: 中性子密度1のときの核分裂率。

3. t_1 における検出中性子と同じチェーンに属する(親戚関係にある)中性子を時刻 $t_2 (\geq t_1)$ から $t_2 + dt_2$ の間に検出器が検出する確率 $P(t_2) dt_2$ は

$$P(t_2) dt_2 = \epsilon (\nu_p - 1) \nu \Sigma_f e^{-\alpha(t_2 - t_0)} dt_2 \quad (2.3.4)$$

上式で、相関のある場合、2回の検出は必ず最低1回の祖先核分裂を共有しており、そのうち最も新しい核分裂で枝分かれした ν_p 個のサブチェーンのうち、2つのサブチェーンに属する中性子が t_1, t_2 で検出されたことになるから、 t_2 での検出に寄与する可能性のあるサブチェーン数は $(\nu_p - 1)$ 個である。このため $(\nu_p - 1)$ の因子が含まれている。

以上の1,2,3で求めた確率は互いに独立であり、これらの積 $[P_f(t_0) dt_0 \cdot P(t_1) dt_1 \cdot P(t_2) dt_2]$ は $(t_0, t_0 + dt_0)$ 間での核分裂に源を発する中性子チェーンのうちの1つの中性子が $(t_1, t_1 + dt_1)$ で検出され、更にもう1つの中性子が $(t_2, t_2 + dt_2)$ で検出される結合確率 $P_c(t_1, t_2 | t_0)$ を与える。整理すると次のようになる。

$$P_c(t_1; t_2 | t_0) = F \epsilon^2 \nu_p (\nu_p - 1) (\nu \Sigma_f)^2 dt_1 dt_2 e^{-\alpha(t_1 + t_2 - 2t_0)} dt_0 \quad (2.3.5)$$

原子炉におかれた中性子検出器では、 t_1, t_2 のような中性子検出時刻はわかって、炉内核分裂時刻 t_0 は一般にわからない。式(2.3.5)において、 t_0 は無限の昔から t_1 までの間に一様に起こると考えてその和を求め、 ν_p の分布 P_{ν_p} は核分裂の起こる時刻には依存しないので、別個に ν_p についての平均操作を行なうと次の式が得られる。

$$P_c(t_1; t_2) dt_1 dt_2 = \int_{-\infty}^{t_1} F \epsilon^2 \sum_{\nu_p} \nu_p (\nu_p - 1) P_{\nu_p} (\nu \Sigma_f)^2 dt_1 dt_2 e^{-\alpha(t_1 + t_2 - 2t_0)} dt_0$$

$$= F \epsilon^2 \nu_p (\nu_p - 1) \frac{(\nu \Sigma_f)^2}{2\alpha} e^{-\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2 \quad (2.3.6)$$

これを、 $\nu \Sigma_f = k_p / \ell \bar{\nu}_p$ の関係を使って書くと (2.3.7)

$$P_c(t_1; t_2) dt_1 dt_2 = F \epsilon^2 \frac{\nu_p (\nu_p - 1)}{\bar{\nu}_p^2} \frac{k_p}{2\alpha \ell^2} e^{-\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2 \quad (2.3.8)$$

一般に t_1 及び t_2 で検出される中性子のペアは、上に導いた相関をもつペア以外に、非相関ペアが含まれる。この部分を P_{uc} で表わすと

$$P_{uc} dt_1 dt_2 = F^2 \epsilon^2 dt_1 dt_2 \quad (2.3.9)$$

と表わせ、したがって、 t_1 及び t_2 で得られる中性子検出パルスペア全体 ($t_1; t_2$) は

$$P(t_1; t_2) dt_1 dt_2 = P_c(t_1; t_2) dt_1 dt_2 + P_{uc} dt_1 dt_2$$

$$= F \epsilon^2 \frac{\nu_p (\nu_p - 1)}{\bar{\nu}_p^2} \frac{k_p}{2\alpha \ell^2} e^{-\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2 + F^2 \epsilon^2 dt_1 dt_2 \quad (2.3.10)$$

と表わせる。右辺第一項は相関項、第二項は非相関項と呼ばれる。この式はロッシ α 法の実験の基本式であり重要である。

さて、パルス時系列の、2時点ペアの結合確率は式(2.3.10)のように得られたが、各パルスが一定の物理量(例えば一定電荷 θ)を持つ場合、このパルス時系列の相関関数 $\phi_{12\theta}(t_2 - t_1)$ は、次のようにして得られる¹⁸⁾。

$$\phi_{12\theta}(t_2 - t_1) = \langle \theta \rangle^2 P(t_1; t_2) + \langle \theta^2 \rangle \delta(t_2 - t_1) F \epsilon \quad (2.3.11)$$

右辺第一項は、ペアパルスの結合確率と、電荷の期待値の二乗の積であるが、 θ は時間に依存しないと仮定した。右辺第二項は1検出器法だけに現われる項であり、時間遅れ零の場合、任意の一つのパルスそれ自身の相関成分である。1つ1つの電荷パルスの波形が充分整形されていけば、

$$\langle \theta^2 \rangle = \langle \theta \rangle^2 \quad (=1 \text{ とおく}) \quad (2.312)$$

としても何ら支障はない。また、定常ランダムパルス系を考えているので時間差だけでパルス相関関数を記述すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \phi_{12\theta}(\tau) &= P(\tau) + \delta(\tau) F \varepsilon \\ &= F \varepsilon^2 \frac{\overline{\nu_p(\nu_p-1)}}{\overline{\nu_p^2}} \frac{k_p}{2\alpha\ell^2} e^{-\alpha\tau} + F^2 \varepsilon^2 + \delta(\tau) F \varepsilon \\ &\equiv \overline{r_1 \cdot r_2} \end{aligned} \quad (2.313)$$

これが図 2.1 に示した第一段階でのパルス相関関数である。ただし、図 2.1 に示したような 2 検出器使用の場合は右辺第三項は消える。この性質はパルス相関法ではそれほど貴重なものではないが、後に述べるアナログ相関法や、周波数解析法では S/N 向上のため大変重要となる。

2.4 アナログ信号相関関数

2.4.1 測定系の応答関数と相関関数

前節に記述したパルス相関関数やペアパルス確率を測定しようとするパルス相関法では、式 (2.313) から判るように炉出力が大きい場合、右辺第二項の非相関項が支配的に大きくなり、第一項の観測が困難となり有効ではない。アナログ相関法、極性相関法、周波数解析法などにおいては、平均値成分を除去して解析することができるので、このような炉出力による制限が大巾に緩和されるという利点がある。以下にアナログ相関関数 $\phi_{12d}(t)$ の導出を示す。

本節では第 3, 4 章において記述する実験に対応させるため、検出パルスを線型 Rate meter に入力して得られるアナログ信号出力についての相関関数を導くことにする。アナログ信号は検出パルス信号 $r(t)$ と線型 Rate meter の応答関数 $h_i(t)$ を用いて

$$x_i(t) = \int_{-\infty}^0 h_i(\tau) r_i(t-\tau) d\tau \quad i=1, 2 \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし, } h_i(\tau) &= 0 \quad \tau \leq 0 \\ \int_0^{\infty} h_i(\tau) d\tau &= 1 \end{aligned} \quad (2.42)$$

と表わせるが、

$$\begin{aligned} \phi_{12d}(\tau) &= \langle x_1(t) \cdot x_2(t+\tau) \rangle \quad \text{または} \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x_1(t) \cdot x_2(t+\tau) dt \end{aligned} \quad (2.43)$$

であるから、式 (2.41) を使うと、 $t_2 - t_1 = \tau$ とおいて

$$\phi_{12d}(\tau) = \langle \int d\xi \int d\eta h_1(\xi) h_2(\eta) \cdot r_1(t_1 - \xi) r_2(t_2 - \eta) \rangle \quad (2.44)$$

$h_i(t)$ は回路定数により決まる関数であるからアンサンブル平均は中に入り込み、

$$\phi_{12d}(\tau) = \int d\xi \int d\eta h_1(\xi) h_2(\eta) \langle r_1(t_1 - \xi) r_2(t_2 - \eta) \rangle \quad (2.4.5)$$

$\langle r_1 r_2 \rangle$ の値は式(2.3.13)のように時間差だけで決まるので

$$\begin{aligned} \phi_{12d}(\tau) &= \int d\xi \int d\eta h_1(\xi) h_2(\eta) \phi_{12\theta}(t_2 - \eta - t_1 + \xi) \\ &= \int d\xi \int d\eta h_1(\xi) h_2(\eta) \phi_{12\theta}(\tau - \eta + \xi) \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

Convolution の性質を利用するとアナログ相関スペクトルは各々の項のフーリエ変換の積で表現できて、次の様になる。

$$\tilde{\phi}_{12d}(\omega) = \tilde{h}_1(-j\omega) \tilde{h}_2(j\omega) \tilde{\phi}_{12\theta}(\omega) \quad (2.4.7)$$

$$\text{ただし, } \tilde{\phi}_{12d}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{12d}(t) e^{-j\omega t} dt \quad (2.4.8)$$

$$\tilde{h}_i(s) = \int_0^{\infty} h_i(t) e^{-st} dt \quad (2.4.9)$$

$$\tilde{\phi}_{12\theta}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{12\theta}(t) e^{-j\omega t} dt \quad (2.4.10)$$

式(2.3.13)のフーリエ変換を式(2.4.10)に従って行なうと

$$\tilde{\phi}_{12\theta}(\omega) = F^2 \varepsilon^2 \cdot \frac{\nu_p(\nu_p - 1)}{\nu_p^2} \cdot \frac{k_p}{2\alpha \ell^2} \cdot \frac{2\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} + F^2 \varepsilon^2 \delta(\omega) + F\varepsilon \quad (2.4.11)$$

したがってRate meter 回路の応答関数のフーリエ変換 $h_2(j\omega)$ さえ決めればアナログ相関関数を決定できる。

ただし、右辺第三項は式(2.3.11)の説明に示したように2検出器法では消える。

2.4.2 アナログ相関関数の実例

1) Rate meter 回路とその応答特性

本論文の3,4章で記述する実験に用いたRate meter 回路をここでとりあげて、その応答特性を調べる。

Rate meter 回路は

- (1) ダイオードポンプ回路
- (2) CR微分回路

から成り立っている。

(1) ダイオードポンプ回路

図2.3のような回路では、 q クーロン/パルスの入力に対する出力電圧 V_1 の応答特性は Price¹⁹⁾ によれば次のように表わせる。

$$\tilde{h}_p(j\omega) = \tilde{v}_1(j\omega) = qR_1 / (j\omega C_1 R_1 + 1) \quad (2.4.12)$$

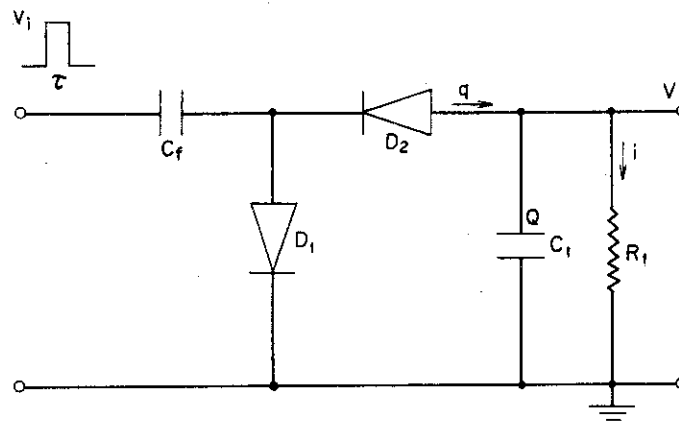


Fig. 2.3 Diode pump circuit
The input pulses are converted to a voltage proportional to the pulse count rate.

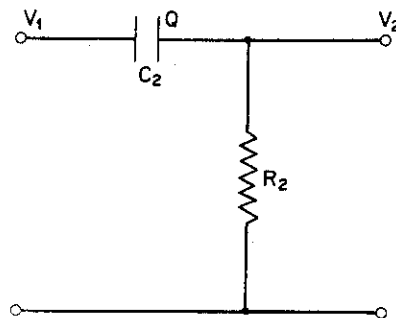


Fig. 2.4 C-R filter circuit for subtracting the mean value

(ロ) CR微分回路 (ハイパスフィルター)

ダイオードポンプ回路に続いて設けたCR微分回路では、中性子計数率に比例する連続アナログ電圧信号から直流成分を除去し、ゆらぎを零値のまわりへ引き下げる。すなわち、CR微分回路出力信号の平均値は零となる。最も簡単な例として示した図2.4では、その応答特性はよく知られているように、

$$\tilde{h}_D(j\omega) = \frac{\tilde{v}_2}{\tilde{v}_1} = j\omega C_2 R_2 / (1 + j\omega C_2 R_2) \quad (2.4.13)$$

Rate meter 回路全体の応答特性はこれらの二者の積で表わせるから、

$$\tilde{h}_i(j\omega) = \frac{j\omega C_2 R_2 R_1 q}{(j\omega C_1 R_1 + 1)(j\omega C_2 R_2 + 1)} \quad (2.4.14)$$

2) Rate meter 出力のアナログ信号相関関数

本節、式(2.4.14)で得た $\tilde{h}(j\omega)$ と式(2.4.11)で得た $\tilde{\phi}_{12\theta}(\omega)$ を式(2.4.7)に代入することによりRate meter 出力のアナログ信号相関スペクトルを得る。また更にフーリエ逆変換をすればRate meter 出力のアナログ信号相関関数を得る。簡単のため、両検出器系に同一時定数のRate meter 回路を用いるとアナログ信号相関スペクトルは次のようになる。

$$\begin{aligned}\tilde{\phi}_{12d}(\omega) &= \tilde{h}_1(-j\omega)\tilde{h}_2(j\omega)\tilde{\phi}_{12\theta} = |\tilde{h}(j\omega)|^2 \tilde{\phi}_{12\theta}(\omega) \\ &= \frac{\omega^2 \alpha_1^2 R_1^2 q^2}{(\alpha_1^2 + \omega^2)(\alpha_2^2 + \omega^2)} \cdot \left[\frac{2\alpha A}{\alpha^2 + \omega^2} + B \right] \quad (2.4.15)\end{aligned}$$

ただし

$$\alpha_1 = 1/C_1 R_1 \quad (2.4.16)$$

$$\alpha_2 = 1/C_2 R_2 \quad (2.4.17)$$

$$A = F \varepsilon^2 \frac{\nu_p(\nu_p - 1)}{\nu_p^2} \frac{k_p}{2\alpha \ell^2} \quad (2.4.18)$$

$$B = F \varepsilon \quad (2.4.19)$$

また、 $\delta(\omega)$ を含む項は演算の上、 $\omega \delta(\omega) = 0$ なる関係を使って消去した。 (2.4.20)

回路定数に対して

$$\alpha_2 \ll \alpha \ll \alpha_1 \quad (2.4.21)$$

という条件を満足させておけば、式(2.4.15)を逆変換することによりアナログ信号相関関数として次の式を得る。

$$\phi_{12d}(t) = q^2 R_1^2 \left[\left(\frac{-A\alpha}{\alpha_1} + \frac{B\alpha_1}{2} \right) e^{-\alpha_1|t|} + \left(\frac{-A\alpha_2}{\alpha} + \frac{B\alpha_2}{2} \right) e^{-\alpha_2|t|} + A e^{-\alpha|t|} \right] \quad (2.4.22)$$

2検出器法の場合には式(2.4.11)のところで説明したように、Bを含む項は存在しないので、

$$\phi_{12d}(t) = q^2 R_1^2 A e^{-\alpha|t|} = q^2 R_1^2 F \varepsilon \frac{\nu_p(\nu_p - 1)}{\nu_p} \frac{k_p}{2\alpha \ell} e^{-\alpha|t|} \quad (2.4.23)$$

のように簡略化され、これが図2.1に示したRate meter 出力のアナログ信号相関関数 $\phi_{12d}(t)$ である。

また、1検出器法の場合には、 t の小さい領域でBを含む項(回路時定数 α_1)が現われ、この項が充分減衰した頃に炉定数 α の項が支配的となり、更に時間が長い領域で回路定数 α_2 のモードが残る。しかし、 α_1 、 α_2 を適正に選択すれば α のモードを精度よく観測することが可能である。

図2.1の最後の段階において示した極性相関関数 $\phi_{12s}(t)$ は、アナログ信号を直接に相関解

析したアナログ信号相関関数と違い、平均値を零にされたアナログ信号のうち、その振巾の符号だけについて相関解析する特殊な方法であるが、次節に記述する。

2.5 極性相関関数

2.5.1 極性相関関数の導出

理論展開上で使ういろいろな定義を先ず説明する。

$x_i(t)$: i 番目の中性子検出器出力であり、時間的にゆらぐランダム変数である。またその平均値は零にしてある。 $\langle x_i(t) \rangle = 0$ ($i=1,2$) (2.5.1)

τ : 2つの検出器出力 x_1 と x_2 の観測の時間遅れ。

$\phi_{12}(\tau)$: x_1 と x_2 のあいだの極性相関関数

$\phi_{12}(\tau)$: x_1 と x_2 のあいだの規格化された相互相関関数であると同時に x_1 と x_2 の従う2次元ガウス分布に現われる相関係数でもある。

$$\phi_{12}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T\sigma_1\sigma_2} \int_{-T}^T x_1(t) x_2(t+\tau) dt \quad (2.5.2)$$

$$= \frac{\phi_{12d}(\tau)}{\sigma_1\sigma_2} = \frac{\phi_{12d}(\tau)}{\sqrt{\phi_{11d}(0) \cdot \phi_{22d}(0)}} \quad (2.5.3)$$

$g(x_1, x_2)$: x_1 と x_2 の従う結合確率であり、2次元ガウス分布とする。

$g(x_1, x_2)$ がガウス分布の場合

$$g(x_1, x_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \exp \left[\frac{\left(\frac{x_1}{\sigma_1}\right)^2 - 2\phi_{12}(\tau) \frac{x_1}{\sigma_1} \frac{x_2}{\sigma_2} + \left(\frac{x_2}{\sigma_2}\right)^2}{-2(1-\phi_{12}^2(\tau))} \right] \quad (2.5.4)$$

σ_i : x_i の標準偏差である。

一般に臨界*でも未臨界でも、定常状態を維持している原子炉に設置した中性子検出器のパルス Rate meter に入力したときの出力は、時間的にランダムにゆらぐアナログ信号である。2系統のアナログ信号の振巾が2次元ガウス分布に従うなら、これらの信号間の極性相関関数は、次のようにして、普通の相互相関関数と関係づけられる。²³⁾

極性相関関数の定義を式で表現すると次のようになる。

$$\phi_{12p}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \text{sgn } x_1(t) \text{sgn } x_2(t+\tau) dt \quad (2.5.5)$$

* 臨界状態でのゆらぎについては分散が増大する点での理論上の討論がなされている。実験上は若干の未臨界状態を臨界と呼ぶこと、または測定時間が短かく分散は殆んど増大しない、などの判断により、臨界状態を定常状態と考えても差しつかえない。

または
$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn } x_1(t) \text{sgn } x_2(t+\tau) g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (2.5.6)$$

ここで、
$$\text{sgn } x = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ -1 & x < 0 \end{cases} \quad (2.5.7)$$

式(2.5.6)の積分は $x_1 \gtrless 0, x_2 \gtrless 0$ の各範囲毎の部分積分にわけることができる。

$$\begin{aligned} \phi_{12,\tau}(\tau) = & \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^0 g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 + \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \\ & - \int_{-\infty}^0 \int_0^{\infty} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 - \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^0 g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \end{aligned} \quad (2.5.8)$$

各項を積分するために、2次元ガウス分布の Hermite 展開を利用する。展開は Crámer²⁴⁾によれば

$$\begin{aligned} g(x_1, x_2) = & \frac{1}{2\pi\sigma_1\sigma_2\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \exp \left[\frac{\left(\frac{x_1}{\sigma_1}\right)^2 - 2\phi_{12}(\tau)\frac{x_1x_2}{\sigma_1\sigma_2} + \left(\frac{x_2}{\sigma_2}\right)^2}{-2(1-\phi_{12}^2(\tau))} \right] \\ = & \frac{1}{\sigma_1\sigma_2} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\Phi^{(\nu+1)}(x_1/\sigma_1) \cdot \Phi^{(\nu+1)}(x_2/\sigma_2)}{\nu!} \phi_{12}^{\nu}(\tau) \end{aligned} \quad (2.5.9)$$

となり、 $\phi_{12}(\tau)$ の多項式で表わされる。

ただし、 $\Phi^{(\nu+1)}(x)$ は $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-t^2/2} dt$ の $(\nu+1)$ 回微分である。この多項式は項別に積分できるので各変数につき1回ずつ積分すると (2.5.10)

$$\int_{-\infty}^{x_1} \int_{-\infty}^{x_2} g(u, v) dudv = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{\Phi^{(\nu)}(x_1/\sigma_1) \Phi^{(\nu)}(x_2/\sigma_2)}{\nu!} \phi_{12}^{\nu}(\tau) \quad (2.5.11)$$

ところが $x_1 = x_2 = 0$ の場合は式(2.5.9)より次の関係が成り立つ。

$$\sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{[\Phi^{(\nu+1)}(0)]^2}{\nu!} \phi_{12}^{\nu}(\tau) = \frac{1}{2\pi\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \quad (2.5.12)$$

式(2.5.12)の両辺を $\phi_{12}(\tau)$ について積分すると

$$\sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{[\Phi^{(\nu)}(0)]^2}{\nu!} \phi_{12}^{\nu}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\phi_{12}(\tau)} \frac{ds}{\sqrt{1-s^2}} = \frac{1}{2\pi} \sin^{-1} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.13)$$

となるが左辺は式(2.5.11)で $x_1 = x_2 = 0$ とおいたものに等しいので次の関係が成立する。

$$\int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^0 g(u, v) dudv = \Phi(0)\Phi(0) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{[\Phi^{(\nu)}(0)]^2}{\nu!} \phi_{12}^{\nu}(\tau) \quad (2.5.14)$$

$$= \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \sin^{-1} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.15)$$

式(2.5.4)の対称性すなわち、 $g(x_1, x_2) = g(-x_1, -x_2)$ を考慮に入れると式(2.5.8)における他の部分積分についても同様の手順で演算できる。

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} g(u, v) du dv = \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \sin^{-1} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.16)$$

$$\int_{-\infty}^0 \int_0^{\infty} g(u, v) du dv = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \sin^{-1} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.17)$$

$$\int_0^{\infty} \int_{-\infty}^0 g(u, v) du dv = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \sin^{-1} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.18)$$

したがって式(2.5.8)は次のようになる。

$$\phi_{12p}(\tau) = \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.19)$$

$$\text{または、} \quad \phi_{12}(\tau) = \sin \frac{\pi}{2} \phi_{12p}(\tau) \quad (2.5.20)$$

式(2.5.19)、または式(2.5.20)は極性相関法の基本原理を示す式である。式(2.5.19)は図2.1の $\phi_{12p}(t)$ を与え、測定された極性相関関数から規格化相互相関関数を決定できる。ゆらぎの振巾の符号(1ビットの情報)の相関解析は、ゆらぎを直接相関解析するのに比べて、きわめてかんたんである。極性相関法では、実験上、2.4.2で示したOR微分回路を用いて、ゆらぎ信号の平均レベルを零電位に移動し、測定した極性相関関数のバックグラウンド項を零にできる。すなわちS/Nの高いデータが得られる。

黒鉛減速型原子炉では、即発中性子寿命の長さ、検出器効率のとりうる値を式(2.4.23)及び式(2.5.3)にあてはめて推察すると相互相関関数のとる値はもっとも大きい場合でも、0.1をいどである。

$$\phi_{12}(\tau) \Big|_{\tau=0} \lesssim 0.1 \quad (2.5.21)$$

このように相関振巾の小さい場合には式(2.5.19)における \sin 記号は近似的に省略できるので、

$$\phi_{12p}(\tau) \approx \frac{2}{\pi} \phi_{12}(\tau) \quad (2.5.22)$$

このうち $\phi_{12}(\tau)$ はさらに式(2.4.23)及び式(2.5.3)より $\phi_{12}(t) = A'e^{-\alpha\tau}$ と書けるから結局、極性相関関数は次のようきわめて簡単に表現される。

$$\phi_{12p}(\tau) = \frac{2 A'}{\pi} e^{-\alpha\tau} \quad (2.5.23)$$

この関係式を使えば、測定された極性相関関数から、指数減衰定数として、即発中性子崩壊定数 α を決定できる。この即発中性子崩壊定数は反応度を示す重要な動特性パラメータである。

2.5.2 ゆらぎの平均値を零にするときの誤差が極性相関関数に及ぼす影響の検討

極性相関法で実験を行なう場合、時々刻々に変動する連続アナログ信号となった中性子検出器出力を、その平均値の両側に 2 等分しなければならない。理論との対比でいえば、平均値が零になるように平行移動し、積分範囲 $0 \sim \pm\infty$ を実現させなければならない。ところが出力の平均レベルを零にする上で不可避的な誤差が生じる。この誤差が測定された極性相関関数に対して、どんな影響を与えるかを以下に検討する。

Δx_i と $\phi_{12sp}(\tau)$ を次のように定義する。

Δx_i : i 番目の検出器の出力平均値を零に移動する際の誤差電圧であり

$$\left| \frac{\Delta x_i}{\sigma_i} \right| \ll 1 \quad \text{であるとする。} \quad (2.5.24)$$

$\phi_{12sp}(\tau)$: Δx_i による誤差を含んで測定された極性相関関数

$$\phi_{12sp}(\tau) = \langle \text{sgn} \{ x_1(t) - \Delta x_1 \} \cdot \text{sgn} \{ x_2(t+\tau) - \Delta x_2 \} \rangle \quad (2.5.25)$$

極性相関関数を積分表示すると

$$\phi_{12p}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn} x_1(t) \text{sgn} x_2(t+\tau) g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (2.5.26)$$

となり一方、 $\phi_{12sp}(\tau)$ を積分表示すると次のようになる。

$$\phi_{12sp}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn} \{ x_1(t) - \Delta x_1 \} \text{sgn} \{ x_2(t+\tau) - \Delta x_2 \} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (2.5.27)$$

式(2.5.26)は式(2.5.8)のように4つの部分積分に分割できるが、式(2.5.27)も同様に分割できて

$$\begin{aligned} \phi_{12sp}(\tau) = & \int_{-\infty}^{\Delta x_1} \int_{-\infty}^{\Delta x_2} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 + \int_{\Delta x_1}^{\infty} \int_{\Delta x_2}^{\infty} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \\ & - \int_{-\infty}^{\Delta x_1} \int_{\Delta x_2}^{\infty} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 - \int_{\Delta x_1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\Delta x_2} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 \quad (2.5.28) \end{aligned}$$

$|\Delta x_i / \sigma_i|$ が 1 より十分に小さい場合には、 $\int_{-\infty}^{x_i} = \int_{-\infty}^0 + \int_0^{x_i}$ の関係及び $x_i = 0$ のまわりの Maclaurin 展開を利用して、

$$\phi_{12sp}(\tau) = \phi_{12p}(\tau) + \frac{2}{\pi\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \left(\frac{\Delta x_1}{\sigma_1}\right) \left(\frac{\Delta x_2}{\sigma_2}\right) - \frac{\phi_{12}(\tau)}{\pi\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \left\{ \left(\frac{\Delta x_1}{\sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_2}{\sigma_2}\right)^2 \right\} + \dots \quad (2.5.29)$$

ところが、 $\phi_{12}(\tau) \ll 1$ の場合には

$$\phi_{12sp}(\tau) = \phi_{12p}(\tau) + \frac{2}{\pi\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \left(\frac{\Delta x_1}{\sigma_1}\right) \left(\frac{\Delta x_2}{\sigma_2}\right) \quad (2.5.29')$$

式(2.5.29') が Δx_i による誤差を含んで測定された極性相関関数と真の極性相関関数との関係を示す式である。

実験の際、 i 系統の検出器出力の平均値を零に移動するときの誤差 Δx_i は、次のような積分値 $P_{\Delta x_i}$ の形で測定できる。

$$P_{\Delta x_i} = \int_{-\infty}^{\Delta x_i} \int_{-\infty}^{\infty} g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 = \int_{-\infty}^{\Delta x_i} f(x_i) dx_i \quad (2.5.30)$$

$$\text{ただし、} f(x_i) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma_i} e^{-\left(\frac{x_i}{\sigma_i}\right)^2} \quad (2.5.31)$$

充分小さい積分範囲 $0 \sim \Delta x_i$ では

$$P_{\Delta x_i} = \int_{-\infty}^0 + \int_0^{\Delta x_i} \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{x_i}{\sigma_i} \quad \text{と書けるから} \quad (2.5.32)$$

式(2.5.29') は次のように表わされる。

$$\phi_{12sp}(\tau) = \phi_{12p}(\tau) + \frac{4}{\sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \left(P_{\Delta x_1} - \frac{1}{2}\right) \left(P_{\Delta x_2} - \frac{1}{2}\right) \quad (2.5.33)$$

$$\approx \phi_{12p}(\tau) + 4 P_{\Delta x_1} - \frac{1}{2} P_{\Delta x_2} - \frac{1}{2} \quad (2.5.33')$$

ただし、 $\phi_{12}^2(\tau) \ll 1$

このように、 $\phi_{12p}(\tau)$ と $\phi_{12sp}(\tau)$ の差は式(2.5.33') を使うことによって実験データから評価できる。

2.6 条件付極性相関関数

多くの種類の原子炉雑音解析法が提案されているが、その中でも最近提案されたものに、内在性パルス中性子源法 (Endogenous pulsed source technique) または、フラッシュスタート法 (Flash start technique) と呼ばれる改良型炉雑音解析法がある。この方法は、原子炉においた検出器出力の相関関数を測定するためのもので、多重チャンネル時間分析

器を用いるが、これをスタートさせる信号として、特殊な条件を備えた信号を使用する点に特色がある。スタート信号発生から τ 秒経った時刻におけるカウント率をこの分析器のメモリーに記録する。これを何度も繰り返して平均化すると、即発モードの中性子数減衰が観測できる。Szechter²⁴⁾は、カウント率回路の出力レベルが、平均値よりも高い設定レベルに達した時点でパルスを発生させ、これをスタート信号として採用している。彼の実験²⁵⁾は、中性子寿命の長い原子炉においておこなわれた。普通のロッシ α 法や相関法では、バックグランドが大きすぎて即発モード減衰の様子を観測するのが困難であるにもかかわらずこの改良型手法は成功している。Pacilio²⁶⁾はこの方法で数多くの中性子が短時間内に観測される現象をパルス中性子法との類似性から次のように説明した。すなわち、原子炉自体に自然のパルス中性子源が内在すると想定し、そのレスポンスを測定しているのと等価だと指摘した。しかしながら、PacilioもSzechterもフラッシュスタート法が有効であるといいつながりながら、直観的定式を示したただけで、もっと理論的な定式を示せなかった。また、スタート信号の発生はかならずしも原子炉内で中性子がパルス状に発生したことに対応しないからこの考え方では不充分である。中性子検出過程のゆらぎ現象はもっと複雑である。

一方、最近極性相関法も簡便な炉雑音解析法として注目され、高速炉や軽水減速熟中性子炉の臨界状態で試用されている。さらに、この方法は黒鉛減速炉のような、中性子寿命の長い炉についても適用性のあることが、著者²⁷⁾らによって研究された。前節に説明したようにこの方法では、検出器出力のゆらぎの振巾の符号(極性信号)だけを使うので簡単であるが、数学的に正しくてもあまりの簡単さゆえ容易になじみにくかった。

本章では、(1)アナログフラッシュスタート法についての数学的定式化を行ない、(2)その簡便タイプとして条件付極性相関法を提案し、(3)極性相関法との関係を論ずる。

2.6.1 フラッシュスタート法によるS/N改良

フラッシュスタート法を概念的に把握するためには、“内在性パルス中性子源”というPacilioの考え方よりも、“条件付測定技術を利用した、巨大中性子連鎖家系^{*}の観測”という考え方のほうが厳密である。

非増倍体系中での中性子群は、初期条件以外に互いに何の相関ももっていない。この場合、計数率が充分高く、また、定常であれば中性子検出器出力のゆらぎは、ガウス分布によって近似できる(図2.5参照)。一方、増倍体系中での中性子群は、時間的に相関をもって増えたり減ったりする。この場合も中性子検出器出力のゆらぎはガウス分布で近似できると考えられる。ところが、たとえ両体系中での中性子平均計数率が完全に一致したとしても、計数率の標準偏差は一致しない。すなわち、相関中性子のため増倍体系の方が非増倍体系よりも大きな標準偏差を示す。標準偏差の大きいということは言い換えれば、瞬時の計数率が平均計数率の値からは

* この言葉は、自発核分裂または祖先中性子から発生した中性子の核分裂連鎖のうちで、特に巨大に成長したものを指す。

ずれる程度が大きいことを意味する。この傾向は増倍体系が臨界状態に近づくほど著しく*なる。

逆に言えば、標準偏差を大きくするのに寄与するゆらぎの部分は、平均値から大きくはなれていないはずである。このようなゆらぎの部分の近傍（時間的および空間的に近いという意味）には、互いに相関をもつ中性子がたくさん存在する。平均値からはずれる原因が、増倍系特有の巨大中性子連鎖家系の存在^{28) 29)}によるものである場合には、この傾向が一層顕著になるだろう。このような現象を観測したという条件のもとに測定を行えば、相関量が大きくなり、 S/N の大きいデータが得られる。

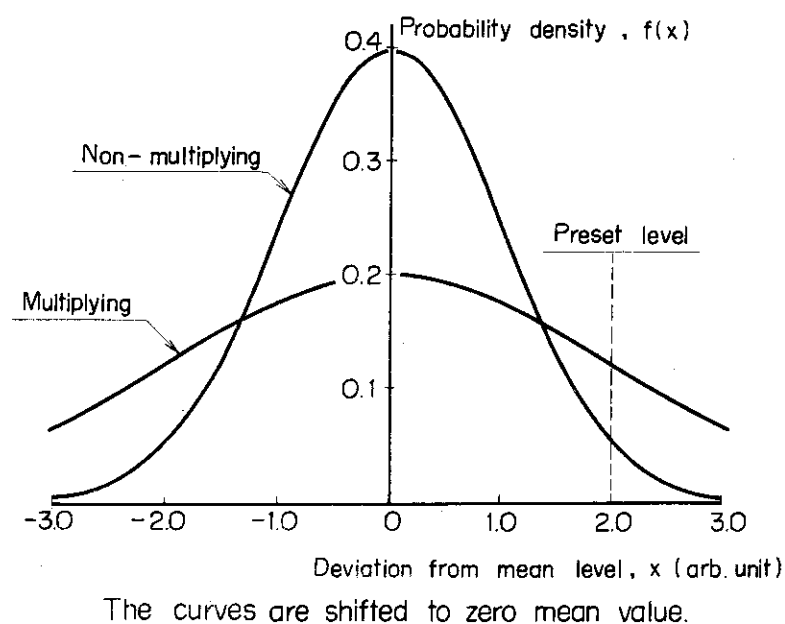


Fig. 2.5 Gaussian distributions in multiplying and non-multiplying media having the same mean values
The distribution is broader in the multiplying than in the non-multiplying medium.

2.6.2 数学的定式化

ここでは、Count rate meter 回路の出力のような形で得られる検出器出力ゆらぎの振巾が2次元ガウス分布で表わされる、と仮定して論を進める。アナログフラッシュスタート法についての数学的定式を2種類示す。

1. アナログ-アナログ法

2本の中性子検出器の出力パルスを2つのCount rate meterに入力して得られるアナログ信号（連続信号）間の相関関数を解析することを考える。一方のアナログ信号が設定値に達

* ちょうど臨界状態であれば、標準偏差が定常値とならないので、平均値そのものの存在も不確かとなる。

した条件のもとにこれより遅延した時刻における他方のアナログ信号の振巾の期待値を測定することにより相関関数を測定することができる。この原理は以下のようなになる。2つのアナログ信号はその平均値を零にしてあり、ゆらぎ成分 x_1 , x_2 とすると、2次元ガウス分布²³⁾に従うならば x_1 が設定値 x_1' をもつという条件のもとに x_2 のとる期待値は式(2.5.4), 式(2.5.31)および条件付確率分布関数の定義を使って次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \langle x_2' \rangle &= \langle x_2 g(x_2 | x_1') \rangle \\ &= \langle x_2 g(x_1', x_2) / f(x_1') \rangle \\ &= \langle x_2 \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi} \sqrt{1-\phi_{12}^2(\tau)}} \exp\left[\frac{1}{-2\sigma_2^2(1-\phi_{12}^2(\tau))} \left\{ x_2 - m_2 - \frac{\phi_{12}(\tau)\sigma_2}{\sigma_1} (x_1' - m_1) \right\}^2 \right] \rangle \\ &= m_2 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} (x_1' - m_1) \phi_{12}(\tau) \end{aligned} \quad \begin{matrix} (2.6.2) \\ (2.6.3) \end{matrix}$$

ここで、

$\langle x_2' \rangle$: x_1 が設定値 x_1' をもつという条件のもとに x_2 のとる期待値。

$m_i \equiv \langle x_i \rangle = 0$ 平均値

σ_i : x_i の標準偏差

$\phi_{12}(\tau)$: x_1 と x_2 の間の規格化された相互相関関数であり、かつ、2次元ガウス分布表示に用いられる相関係数である。

x_1' : x_1 に対する設定値

式(2.6.3)がアナログ-アナログ法の原理式である。この式を見ればわかるように、 $\langle x_2' \rangle$ は $\phi_{12}(\tau)$ に比例する成分をもっている。さらに比例係数は x_1' に比例する。したがって、条件設定値 x_1' を高くすることによってデータ中の $\phi_{12}(\tau)$ が見やすくなり、信号対バックグラウンド比の高いデータが得られる。ところが、 x_1' 値の出現頻度はガウス分布によって制限されるのであまり高い値にすると、限られた時間内でのデータ収集の統計精度が悪くなる。相関係数 $\phi_{12}(\tau)$ は、一点炉モデルで表わされた原子炉において式(2.4.2.3)及び式(2.5.3)で与えられ、

$$\phi_{12}(\tau) = A' e^{-\alpha|\tau|} \quad (2.5.3')$$

の形となる。 A' は定数であり、中性子検出パルス相関関数および、Count rate meter 回路伝達関数(または、これらの時定数)によって厳密に書きあらわすことができる。式(2.6.3)及び式(2.5.3')より、アナログ-アナログ法が、パルスを扱うロッシン α 実験のアナログ信号タイプとなっていることは明白である。ところが式(2.6.3)の中での平均化操作 $\langle \dots \rangle$ は、実際に実験を行なう場合困難である。なぜなら、多重チャンネル時間分析器のような論理データ集積装置ではアナログ信号 x_2 を時間依存で高速で平均化することが困難だからである。そこで著者は、フラッシュスタート法と同じ原理に基づくが、もっと高速で平均化できる方法として、条件付極性相関法を提案したので以下に説明する。

2. 条件付極性相関法

ここでも1に記述したのと同様に2検出器から得られる2つのアナログ信号間の相関関数を解析することを考える。一方のアナログ信号が設定値に達した条件のもとに、これより遅延し

た時刻において他方のアナログ信号が正符号振巾をもつ確率を測定することにより相関関数を測定する。この場合に得られる正符号の分布を確率で表現すると次のようになる。

$$\begin{aligned}
 P(\text{sgn } x_2 = +1 | x_1') &= \frac{\int_0^{\infty} \text{sgn } x_2 g(x_1', x_2) dx_2}{\int_{-\infty}^{\infty} g(x_1', x_2) dx_2} \\
 &= 1 - \frac{\int_{-\infty}^0 g(x_1', x_2) dx_2}{f(x_1')} \quad (2.6.4)
 \end{aligned}$$

この式中の $g(x_1', x_2)$ に対して Hermite 多項式展開を適用すると、

$$\begin{aligned}
 P(\text{sgn } x_2 = +1 | x_1') &= 1 - \frac{\frac{1}{\sigma_1 \sigma_2} \int_{-\infty}^0 \sum_{\nu=0}^{\infty} \phi^{(\nu+1)}(x_1'/\sigma_1) \phi^{(\nu+1)}(x_2/\sigma_2) \frac{\phi_{12}^{\nu}(\tau)}{\nu!} dx_2}{f(x_1')} \\
 &= 1 - \frac{\frac{1}{\sigma_1} \sum_{\nu=0}^{\infty} \phi^{(\nu+1)}(x_1'/\sigma_1) \phi^{(\nu)}(x_2/\sigma_2) \frac{\phi_{12}^{\nu}(\tau)}{\nu!}}{f(x_1')} \Bigg|_{x_2=0} \quad (2.6.5)
 \end{aligned}$$

展開係数は、式(2.5.10)より

$$\phi^{(0)}(x/\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x e^{-(x'/\sigma)^2/2} dx' \quad (2.6.6)$$

$$\phi^{(1)}(x/\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-(x/\sigma)^2/2} \quad (2.6.7)$$

$$f(x) = \frac{1}{\sigma} \phi^{(1)}(x/\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(x/\sigma)^2/2} \quad (2.6.8)$$

であるが、ここで $f(x)$ は $g(x)$ の余分布 (Marginal distribution) である。上の3式を式(2.6.5)に代入すると次の結果を得る。

$$P(\text{sgn } x_2 = +1 | x_1') = \frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{x_1'}{\sigma_1} \right) \phi_{12}(\tau) - O(\phi_{12}^3(\tau)) \quad (2.6.9)$$

これを $\equiv \phi_{12cp}(\tau)$ と書くことにする。

条件付極性相関法はこの関係式に基づく。アナログ信号 x_2 は、その平均レベルより上か、下かを示す符号に変換されているので1ビット変数である。したがって、条件付極性相関法による実験では、多重チャンネル時間分析器を用いて簡単に相関、 $\phi_{12cp}(\tau)$ の解析ができる。2次のモード、 $\phi_{12}^2(\tau)$ は式(2.6.9)に含まれていないが、2次より高いモード $\phi_{12}^n(\tau)$ ($n \geq 3$) は含まれている。これらのモードがデータの直線性に及ぼす影響は、中性子寿命の長い原

子炉や、プルトニウムを燃料とする炉などでは $\phi_{12}(0)$ が1より充分小さくなるので無視しうるほど小さい。しかも、このようなタイプの原子炉こそが、このような改良された炉雑音解析手法を必要としている。式(2.6.9)に現われる定数項のバックグラウンド、 $1/2$ は平均レベルを実験上零にするときの誤差により、期待される $1/2$ からずれる恐れがある。しかしこのずれの量も測定の際、零設定の誤差を示すデジタル値として記録しておいて、あとで正確に補正できる²⁹⁾。

式(2.6.9)も式(2.6.3)と同じように相関項と非相関項から成り立っており、 $\phi_{12}(\tau)$ の係数は設定値 x'_1 に比例する。S/Nを大きくするという目的ならば x'_1 を大きくするだけでよいが、充分な統計精度を得るという目的のためには、設定値 x' は次のQ関数を極値にするように選ぶことが必要である。

$$Q = \frac{x'}{\sigma} \phi_{12}(\tau) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x'/\sigma)^2}{2}} \quad (2.6.10)$$

ここでQはガウス分布で重みをつけた相関項である。式(2.6.10)を x' で微分し零におくことにより

$$\frac{\partial}{\partial x'} Q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \phi_{12}(\tau) e^{-\frac{(x'/\sigma)^2}{2}} \left(1 + \frac{x'}{\sigma}\right) \left(1 - \frac{x'}{\sigma}\right) = 0 \quad (2.6.11)$$

解は $x' = \pm\sigma$ であり、(2.6.12)

x' を σ に設定することにより、一回の測定で得られる相関量とデータの数との積が極大となる。これらの解は、しかしながら実際の実験に使うときには注意する必要がある。すなわち、多重チャンネル時間分析器はスイープ動作中には外部からのスタート信号を受けつけない(不感時間)ので、このスイープ動作時間を充分短かくしない限りこの最適値は意味がない。図2.6にはQと x'_1 の関係をグラフにして示す。この図から x'_1 に対する最適値条件 $x'_1 = \pm\sigma$ がピーク値を与えることがわかる。

2.6.3 極性相関関数と条件付極性相関関数の関係

極性相関関数 $\phi_{12p}(\tau)$ は、条件付極性相関関数 $\phi_{12cp}(\tau)$ を用いて、次のように表現できる。

$$\begin{aligned} \phi_{12p}(\tau) = & \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn } x'_1 P(\text{sgn } x_2 = +1 | x'_1) f(x'_1) dx'_1 \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn } x'_1 P(\text{sgn } x_2 = -1 | x'_1) f(x'_1) dx'_1 \end{aligned} \quad (2.6.13)$$

なぜならば、 $P(\text{sgn } x_2 = \pm 1 | x'_1)$ は次のように表わされる。

$$P(\text{sgn } x_2 = +1 | x'_1) = \frac{\int_0^{\infty} \text{sgn } x_2 g(x'_1, x_2) dx_2}{f(x'_1)} \quad (2.6.14)$$

$$P(\text{sgn } x_2 = -1 | x'_1) = \frac{\int_{-\infty}^0 \text{sgn } x_2 g(x'_1, x_2) dx_2}{f(x'_1)} \quad (2.6.15)$$

式(2.6.14)および式(2.6.15)を式(2.6.13)の右辺に代入すると,

$$\begin{aligned} \text{右辺} &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn } x'_1 \int_0^{\infty} \text{sgn } x_2 g(x'_1, x_2) dx_2 dx'_1 \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn } x'_1 \int_{-\infty}^0 \text{sgn } x_2 g(x'_1, x_2) dx_2 dx'_1 \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn } x_1 \text{sgn } x_2 g(x_1, x_2) dx_1 dx_2 = \phi_{12}(\tau) = \text{左辺} \quad (2.6.16) \end{aligned}$$

これで式(2.6.13)は証明された。極性相関関数と条件付極性相関関数の間には積分関係の成立することが判る。

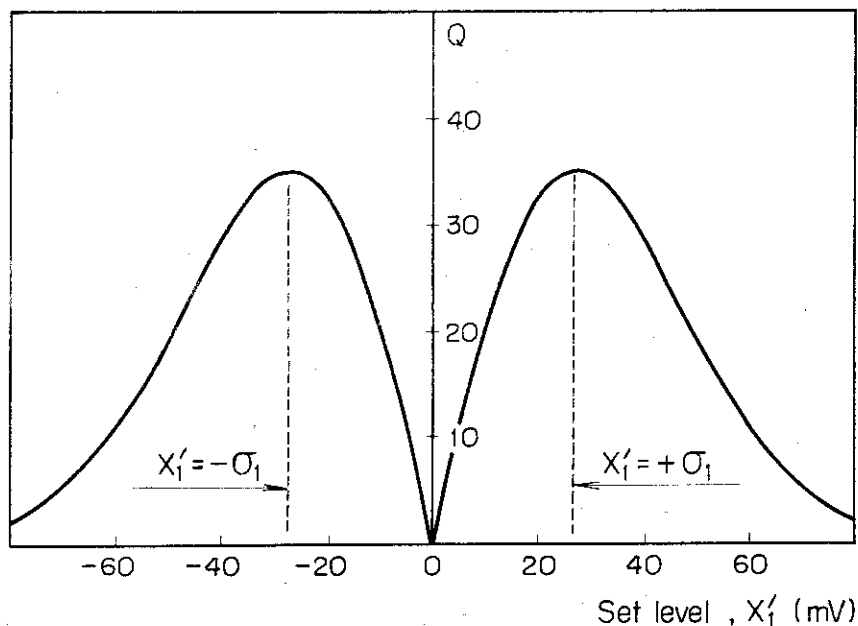


Fig. 2.6 Relation between the set level and the Q-function which is a Gaussian-weighted amplitude of the conditional polarity correlation function at $t=0$. The set levels $x'_1 = \pm\sigma_1$ correspond to the peak values of Q , hence gives the optimal levels in experiment.

3 章 極性相関法の実験

3.1 SHEの β/ℓ の測定

3.1.1 目的

原子炉の動特性パラメータ β/ℓ を測定することは、核設計臨界計算のチェック、原子炉の制御特性の把握、燃焼度の測定などの目的にとって大切である。パルス中性子法は精度のよい実験値を提供できるが、装置が大がかりであり運転も容易でない場合が多い。また、炉を未臨界にするなどの要求があり、原子炉を運転したままでの測定はむずかしいから、いつでも適用可能とはいえない。しかも臨界に近づくとパルス実験は炉出力の増大をもたらす、S/Nも低下し不适当となる。一方実験装置が簡単である炉雑音解析法といえども、中性子寿命の長い黒鉛減速炉では相関が弱いので、S/Nの低下という難題があり、特に未臨界状態での測定を統計的手法で実施するのは困難であった。原子炉に外乱を与えないで β/ℓ を測定する方法として極性相関法が使えることは、高速炉や軽水減速熱中性子炉について以前に示されているが、黒鉛減速熱中性子炉については充分明らかにされていない。ここでは、極性相関法が黒鉛減速熱中性子炉に適用できるかを調べる目的で実験をおこない、 β/ℓ を測定する。

3.1.2 実験

実験は日本原子力研究所の平均質臨界実験装置³⁰⁾(SHE)を用いて行なった(図3・1参照)。SHEは20%濃縮ウランの UO_2 燃料、黒鉛減速材、黒鉛反射体をもつ集合体である。炉心番号SHE-8-1は実験用の中性子検出器を挿入した場合、合計152本の燃料棒を装荷して遅発臨界となった。炉心諸値を表3.1に示す。

$$\text{中性子寿命 } \ell = 0.97 \pm 0.03 \text{ msec}$$

というデータが、パルス中性子法によって得られている³¹⁾。図3・2に炉心断面図を示す。

極性相関法を適用するため、中性子検出器として BF_3 比例計数管—Hitachi EB125B(直径1インチ、長さ1フィート)—を2本採用し、反射体と炉心との境界でかつ、炉心軸に関して互いに対称な位置に固定した。各種の反応度で実験を行なうため、SHEの燃料棒を臨界炉心から1本ずつ引抜いて、黒鉛棒に置きかえて未臨界炉心とした。燃料棒1本おきかえ毎におよそ20セント減少し、最後には5本おきかえでおよそ100セントまでの未臨界度となった。中性子検出器の計数率があまり低いと、計数率回路の出力ゆらぎが連続的信号とならず、ガウス分布にも当てはまらない。そこで中性子源($Am-Be$)を炉内に挿入することにより、計数率を5Kカウント/sec程度に保った。

図3・3に示す実験用ブロックダイアグラムにしたがって測定を行なった。図中のA, B…Jの場所での信号波形のタイムチャートを図3・4に示す。この極性相関装置は、今回の目的のために特に試作したものであり、以下にその動作を説明する。

Table 3.1 Physical and nuclear values of SHE cores

Configuration	C/ ²³⁵ U	Number of fuel rods at delayed critical	Critical mass in ²³⁵ U (kg)	Inner reflector R (cm)	Core radius R (cm)	Core length H (cm)	α_c (sec ⁻¹)
SHE-5	5483	211.6	5.06	0	35.13	240	5.73±0.07
SHE-6	4395	189.0	5.68	0	33.20	240	5.86±0.15
SHE-7	3359	165.5	6.61	0	31.08	240	6.48±0.29
SHE-8	2316	141.5	8.28	0	28.73	240	7.01±0.35
SHE-9	5483	286.4	6.85	46.55	61.95	240	3.86±0.34
SHE-T1	6809 (C/ ²³² Th 2619)	92.77	5.43	0	40.29	240	6.02±0.06

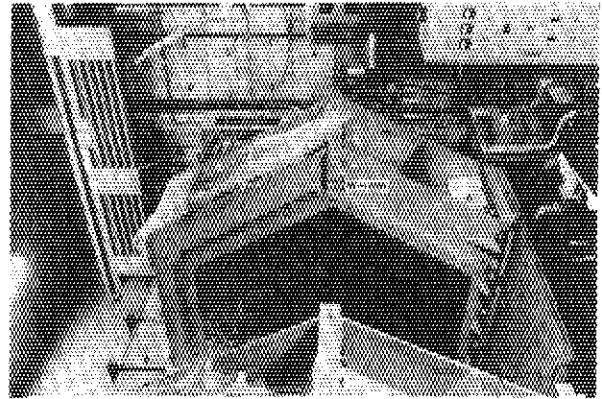


Fig. 3.1 Semi-Homogeneous Experimental assembly
Half split type reactor. The fuel rods
are a mixture of 20% enriched uranium and
graphite, and the moderator and reflector
are graphite.

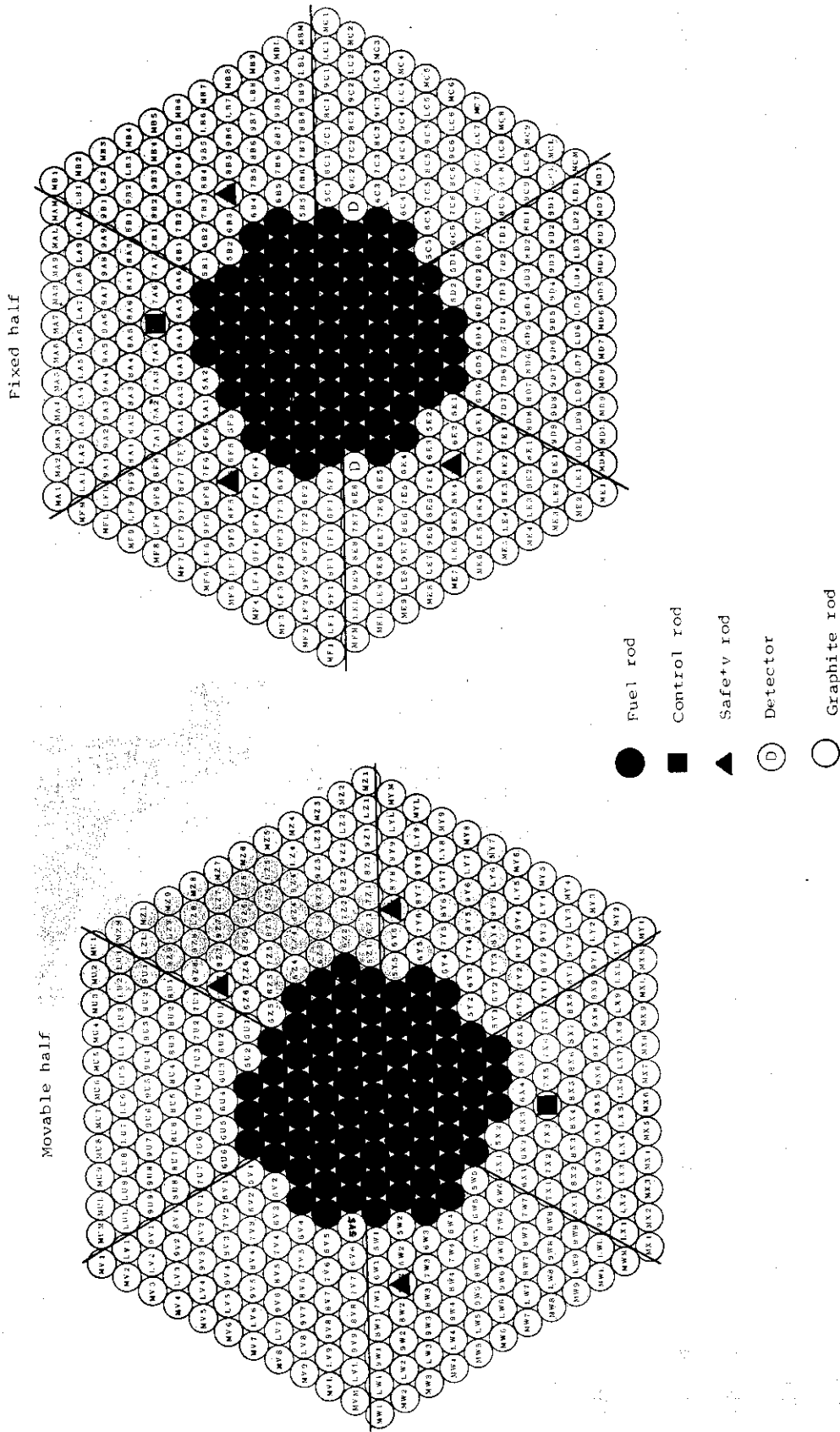


Fig. 3.2 Cross section of the SHE-8-1 core
 Seventy-six fuel rods are used in each half,
 surrounded by thick graphite reflector.

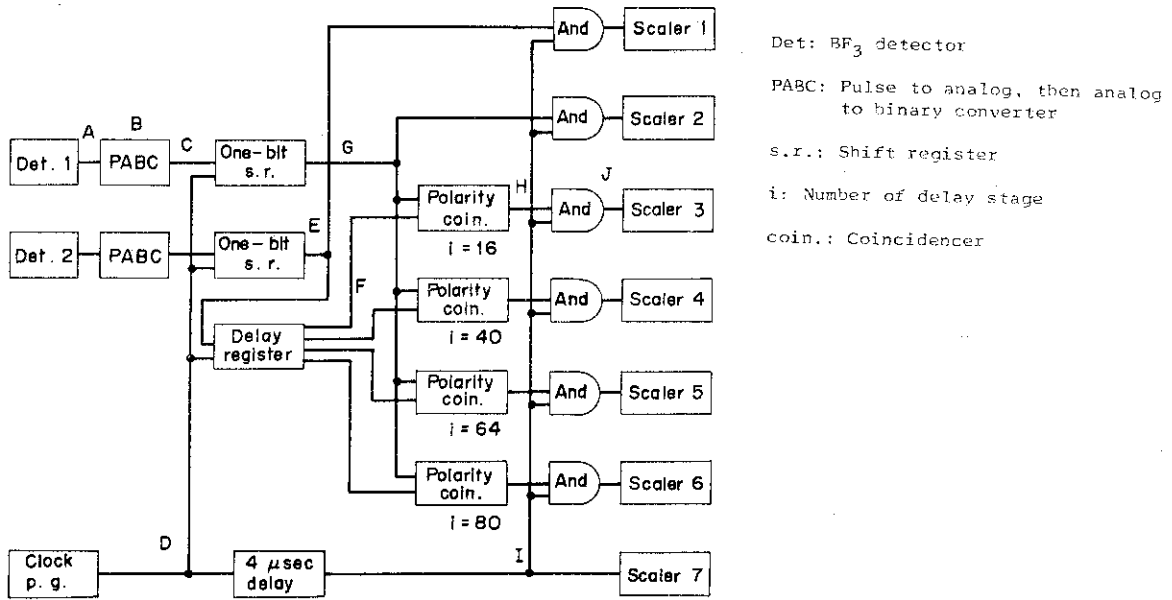


Fig. 3.3 Block diagram of the circuit for polarity correlation analysis
 The detector fluctuation is converted to a one-bit signal of the amplitude polarity. The delayed coincidence of polarity is registered with six scalars.

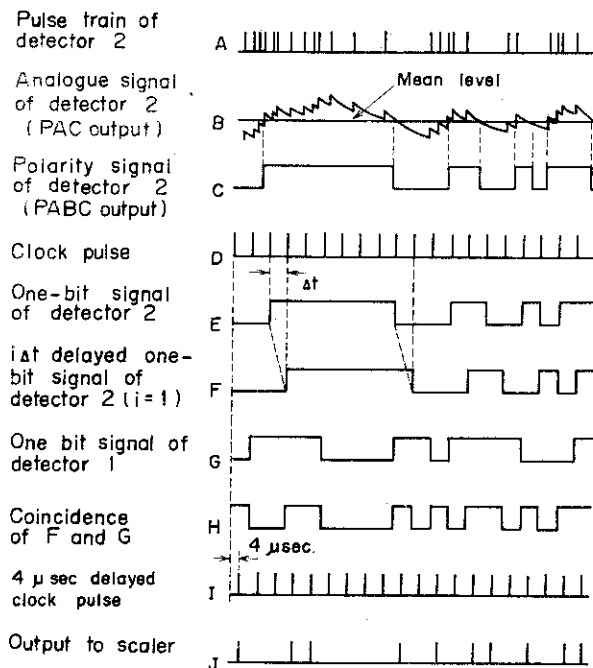


Fig. 3.4 Typical waveform of polarity correlation analysis corresponding to each step in Fig. 3.3

3.1.3 相関装置 (図 3・3)

本相関装置は2本の中性子検出器の相互相関をデジタルに解析できるように設計してある。

PABC 内初段のダイオードポンプ回路 (積分時定数 1.0, 2.0 msec) は, 中性子検出パルスを連続アナログ信号に変換する。このアナログ信号は各瞬時の計数率に比例するが, CR 微分回路 (時定数 2.4 秒) を通ると直流成分が除去され, 平均レベルが零電位のゆらぎ信号となる。これはさらに, 飽和動作する高速演算増巾器によって正負の符号を判定されて二値信号 (または極性信号と呼ぶ) に変換される。この極性信号はクロックパルスによって1ビットシフトレジスタに読み込まれ記憶されるが次のクロックパルスが到来すると遅延用の80段シフトレジスタ (直列入力・並列出力型) の初段へと伝送される。この80段のうち*i*段目の情報は, クロックパルスが到来するたびに (*i*+1) 段目へ送られる。*i*段目に蓄えられている情報は, 1ビットシフトレジスタの情報の $i \cdot \Delta t$ 秒おくれたものである。(ここで Δt はクロックパルスの周期)。第一検出器系の1ビットシフトレジスタに記憶された情報と, 第二検出器系の80段シフトレジスタの*i*段目に記憶された情報とは, ともに同一のロジックレベルもともとゆらぎが同符号にある時間帯だけ次のアンドゲートを開放する。このゲートを通った読出しクロックパルスはスケータに記録される。測定時間中の全読出しクロックパルス数に対する, ゲート通過パルスの比が $\phi_{12}(i \Delta t)$ なる相関値である。実験上, 7台のスケータは別に準備した動作制御装置により, 動作が厳密に同時刻に行なわれるように制御した。クロックパルスの繰りかえし時間間隔を0.2ミリ秒から4.0ミリ秒まで変化させることにより, 相関の遅延時間を3.2ミリ秒から240.0ミリ秒まで変化させた。

以上のような装置を使うことにより, 極性相関関数は2つの1ビット信号間の遅延同時計数として測定できる。

3.1.4 実験結果

極性相関法の実験に先だって, Rate meter出力のゆらぎがガウス分布に従うかどうか調べてみた。レベル設定電圧をステップ状に変えることにより, ゆらぎの振巾の確率密度分布を測定した結果を図3・5に示す。原子炉の反応度は-200であり, ガウス分布関数への最小2乗フィッティングによると, 標準偏差は27mV となった。片対数方眼紙にプロットしてあるので形状は放物線である。この結果理論の基礎としているガウス分布近似は, 妥当であると判断した。

また, ゆらぎの平均値を零にするときの誤差は, 式(2.5.30)の $P_{\Delta x_i}$ を使って表現すると, $|P_{\Delta x_i} - 0.5| \leq 0.002$ 程度であったので, この誤差が極性相関値に与える影響は式(2.5.33)より,

$$4 \cdot \left(P_{\Delta x_1} - \frac{1}{2} \right) \left(P_{\Delta x_2} - \frac{1}{2} \right) \approx 1.6 \times 10^{-5} \quad \text{となり}$$

$\phi_{12}(\tau) |_{\tau=0}$ に比べて3桁以上も小さく無視できることが判った。

SHE-8-1で遅発臨界状態から-1000まで次々と反応度を変えて検出器出力の極性相関関数を測定した結果を図3・6に示す。実験では符号化の際ゆらぎ平均値を充分正確に零に

したので統計的誤差より大きいバックグラウンドは見られない。片対数方眼紙にプロットした結果は、それぞれの反応度において直線状となっている。すなわち、単一指数関数状である。従って即発モード中性子崩壊定数が空間高調波の影響を受けずに決定できる。このデータを見れば式(2.2.9)及び式(2.5.23)で使った近似は適当であることが判る。各反応度で極性相関関数測定に要した時間は実質的に約40分であった。図3・7は、上記のデータを最小2乗法で単一指数関数にあてはめて得た即発モード中性子崩壊定数を、臨界状態からの燃料棒引抜本数に対してプロットした図である。各打点はおおむね一本の直線上にあり、燃料棒引抜本数と即発中性子崩壊定数とは比例関係にあることを示している。言い換えれば、この範囲では反応度は燃料棒引抜本数に比例する。燃料棒引抜本数が1本から5本までの未臨界状態については、崩壊定数の値は、パルス中性子法によって測定されている値³¹⁾とよく一致した。臨界状態については、パルス中性子法による実験データがない*ので α の直接比較はできなかった。即発モード中性子崩壊定数と、燃料棒引抜本数の関係をもっと厳密に解明することは、このような中性子寿命の長い原子炉の動特性パラメータ、特に β/ℓ を決定するために不可欠である。

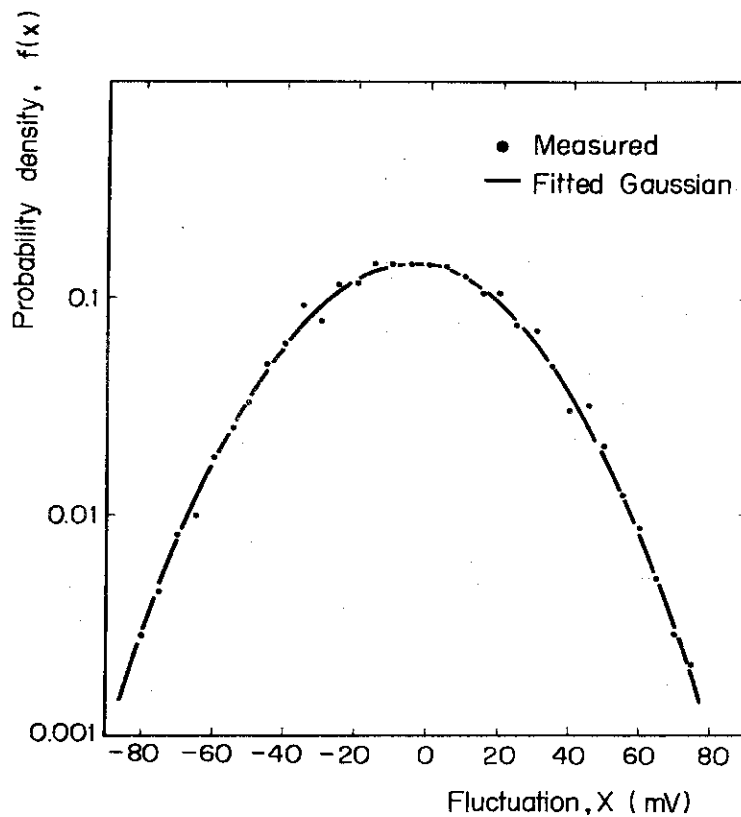


Fig. 3.5 Measured probability density of the detector output fluctuation and its fitting to Gaussian distribution
The reactor is operated at -20% .
The distribution has a standard deviation of $\sigma_1=27\text{mV}$.

* 臨界状態でパルス中性子源をもち込むと、出力が上昇していったり、バックグラウンドが高すぎ、 S/N が低下するなどの理由で、実験が効果的に行なえない。

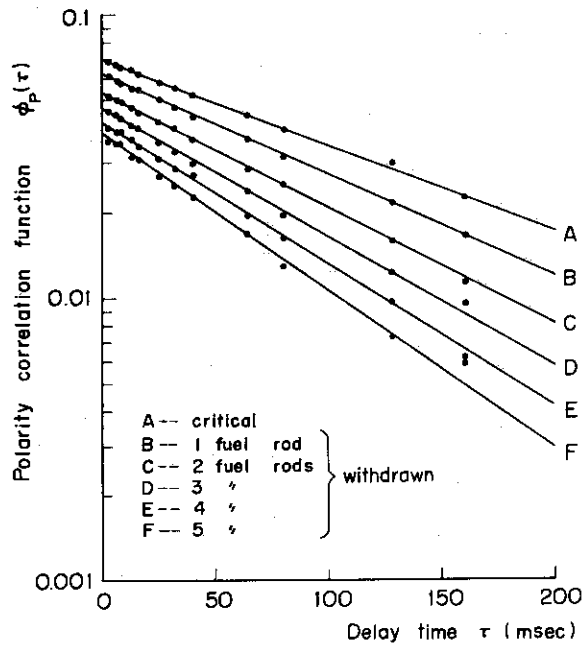


Fig. 3.6 Decay curves of the polarity correlation function measured in SHE-8-1 at several steps of reactivity. One fuel rod has a reactivity worth of $\rho=20\zeta$. The data at each step are well fitted to an exponential function.

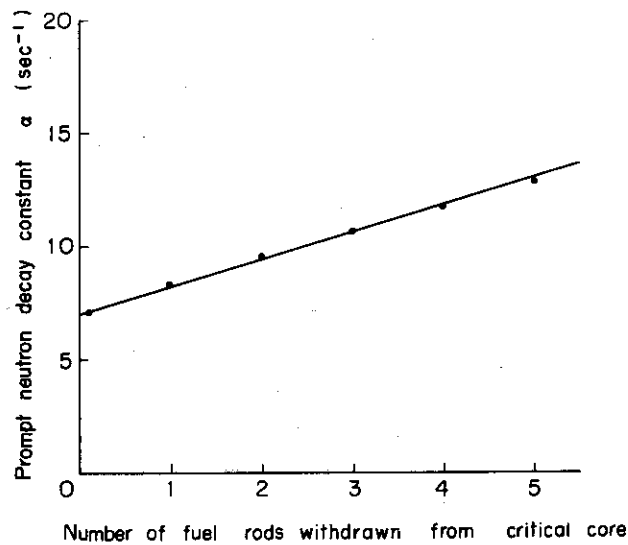


Fig. 3.7 Prompt neutron decay constant vs. the number of fuel rods withdrawn from the critical core. The plot of zero fuel rod withdrawal is slightly to the left because the reactor was made slightly subcritical to avoid the pile-up in neutron detector.

3.1.5 遅発中性子の影響を考慮した β/ℓ の決定

中性子寿命の短い軽水炉や高速炉では、即発モード中性子崩壊定数を臨界状態で測定するか、または各種の未臨界状態における測定値を臨界点まで外挿するかなどの方法で決定すれば、この値が直ちに β/ℓ を与える。しかし中性子寿命の長い原子炉では、遅発中性子先行核の崩壊定数を考慮に入れて、もう少し厳密に解析しなければならない。

遅発中性子を含んだ原子炉動特性方程式の固有値は、式(2.2.7)で与えられるが、次のような近似、即ち、

$$|\rho| = \left| \frac{1-k}{-\beta_{\text{eff}} k} \right| < 1 \quad \text{の範囲内で} \quad (3.1.1)$$

$$\frac{1}{1-\lambda_i/\alpha} \approx 1 + \lambda_i/\alpha \quad (3.1.2)$$

を使うと、引抜燃料棒数と反応度は比例関係にあると考えられるので、

$$\alpha = B_f + (1-\beta_{\text{eff}}) A_f B_f I + \frac{\sum_{i=1}^6 a_i \lambda_i}{A_f I + 1} \quad (3.1.3)$$

とおける。ただし、

A_f : 1本の燃料棒のもつ反応度価値

$B_f = \beta/\ell$

I : 臨界炉心からの燃料棒引抜本数

こうして得た式(3.1.3)に対して測定された即発中性子崩壊定数をフィッティングすることにより、遅発中性子に起因する系統誤差を含まずに β/ℓ を決定できる。フィッティングの結果

$$\alpha_c = 7.06 \pm 0.14 \text{ (sec}^{-1}\text{)}$$

$$\beta/\ell = 6.65 \pm 0.14 \text{ (sec}^{-1}\text{)}$$

$$\beta/\ell = 6.9 \pm 0.2 \text{ (sec}^{-1}\text{)} \quad (\text{PNS法による})$$

という値が得られた。

3.1.6 まとめ

中性子寿命の長い原子炉で極性相関法を使って即発モード中性子崩壊定数を測定し、 β/ℓ を決定できた。この実験データおよびデータ解析において特に注意を払ったのは次の点である。

- (1) 相関器の心臓部に論理集積回路を使用し、信頼度を高めた。
- (2) ゆらぎの平均レベルを零電位に移動させることにより適正に符号化することはデータにバックグラウンドが混入するのを防ぐ上で重要である。実験前、中、後に適正に符号化されていることをモニターした。
- (3) このタイプの原子炉では即発モード中性子崩壊定数を臨界状態で測定しても β/ℓ そのものを測ったことにならない。遅発中性子の効果を考慮に入れた逆時間公式を利用して β/ℓ

を決定できた。また一方、解析において、中性子寿命の長い原子炉など相関の弱い場合にゆるされる近似表現式(2.5.23)を使えたのは大変便利であった。

これらの注意を払って行なった極性相関法の実験は次のような長所がある。

1. 実験装置が、外乱を用いる方法などに比べて簡単である。
2. 相関関数の計算時間は、他の炉雑音解析法に比べて甚速であり、オンライン測定により、炉制御への利用も可能であろう。
3. 即発中性子崩壊現象を遅延時間依存型で観測することになるのでデータ解析の段階では α_p を簡単に決定できる。この点はロッシ α 法と同様の利点であり、ファインマン α 法に比べて優れている。また空間高調波の影響を差引くことも比較的容易である。
4. ロッシ α 法の場合とは違い核分裂チェーンを分離するため炉出力を極端に低くする必要はない。従って比較的高い炉出力条件で、S/Nを損うことなく実験が可能であり、統計精度がよくなる。この理由で黒鉛炉の実験にも適する。
5. パルス検出器だけでなく、電流型検出器(チェンバー)も使用できるので炉出力に対する制限条件は更にゆるい。

3.2 SHEの停止余裕反応度の測定

3.2.1 目的

原子炉の停止余裕反応度を測定することは、炉の運転や保守を安全に行なうために大切であり、又、炉設計上、多本数の制御棒効果や可燃性毒物効果の評価用のデータを与えるためにも重要である。ここでは、極性相関法による反応度測定の限界をしらべてみるために、大きな自らの反応度をもったSHE停止状態で即発中性子崩壊定数を測定した。

3.2.2 実験

実験は3.1.2に記述したSHE-8-1炉心に似たSHE-T-1炉心で行なった。どちらの炉心も側面反射体付円筒形であるが、今回のT-1炉心では別な研究目的で酸化トリウム燃料も若干装荷されている。炉心の断面を図3・8に示す。炉心の最少臨界燃料本数は97本であった。

中性子寿命 $\ell = 1.13 \text{ msec}$

臨界での即発中性子崩壊定数 $\alpha_c = 6.02 \pm 0.06 \text{ sec}^{-1}$

というデータがパルス中性子法により得られている³²⁾。

中性子検出器として大型の BF_3 比例計数管—20th Century 84EB45/50G(外径5センチ、長さ1m)—を1本採用し円筒炉心の中心軸に置き、できるだけ大きな検出効率を得られるようにした。この検出器を挿入することにより、反応度が約2.5ドル減少したため、燃料棒を105本まで追加して臨界にした。また熱中性子の局部的吸収で中性子束分布が歪んでいると思われたがこの効果は評価しなかった。他の詳細な実験条件や、相関装置については3.1と全く同じである。

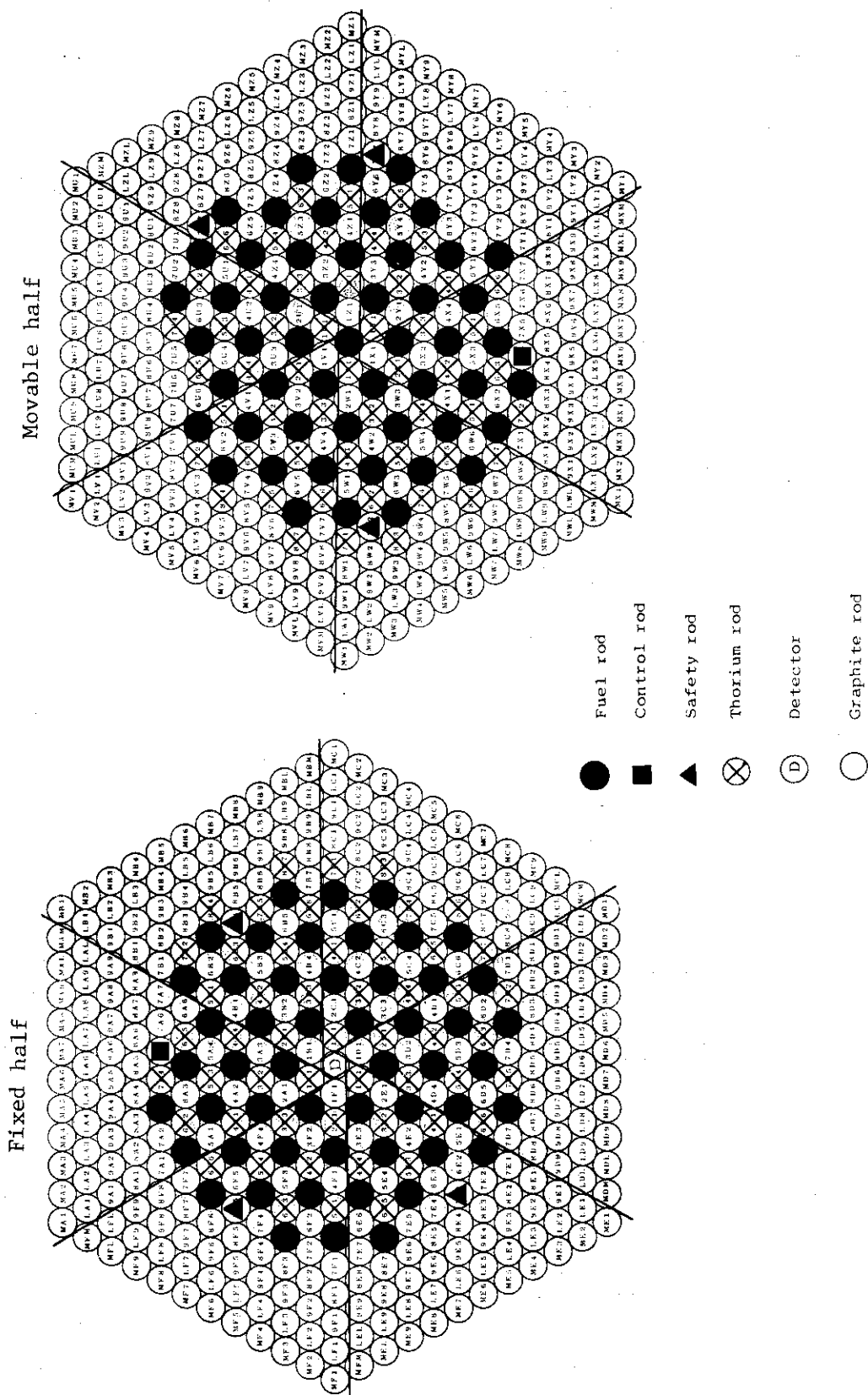


Fig. 3.8 Cross section of SHE-T-1 core

Fifty-two fuel rods are used in each half. Every fuel rod is coupled with a thorium rod.

3.2.3 実験結果

図3・9には臨界炉心に対して安全棒を1本から6本まで次々と挿入していった各ステップにおいて測定した極性相関関数のグラフを示す。遅延時間に依存して、即発中性子崩壊現象が単一指数関数状に得られている。なお、遅延時間の短い方で見られる高調波は、1検出器法を採用することにより混入した、Rate meter 回路の時定数に対応する成分である。炉心に挿入される安全棒の数が増加するにつれ、崩壊は急激となり、反応度の低下が目視できるが、相関振巾も小さくなってゆき、6本挿入の炉停止状態では統計精度が悪くなっている。正味の測定時間は1ケースにつき約2.5時間であった。

こうして得られた即発中性子崩壊定数 α はKing-Simmons³³⁾の公式

$$\rho_{ks} = \frac{\alpha - \alpha_c}{\alpha_c} \quad (\text{ドル}) \quad (3.2.1)$$

を使うことにより反応度に変換した。

安全棒挿入本数毎の各ステップで得られた反応度を図3.10に示した。同じ状態で行なったパルス中性子法の実験結果も式(3.2.1)により反応度に変換して示した。更に、ロッドドロップ法の実験もあわせて行ない、

$$\rho_{RD} = (\text{ロッドドロップ前の計数率} / \text{ロッドドロップ後の計数積分値}) \times 13.01 \quad (\text{ドル}) \quad (3.2.2)$$

ただし、13.01はU235を燃料とする場合の定数である。

という公式を使って反応度を求め、これも同じ図3.10に示した。この図から判るように、得られた反応度は各方法ともかなりよく一致した。特に、即発中性子崩壊を扱ったパルス中性子法と極性相関法の間的一致は、どんな反応度においても満足すべきものである。一方、ロッドドロップ法は安全棒挿入本数が5本、6本と増加した場合に前二法からはずれた反応度値を与えた。この現象についての定量的な解析はまだ行なっていないが、安全棒挿入の前、後の計数値を扱うロッドドロップ法では、熱中性子束分布の静的及び動的歪曲^{*}が影響を与えているのだろうと考えられる。

以上の結果、極性相関法により、炉停止余裕のような大きな負の反応度、約-1.2ドルを測定できることが判った。もっと大きな負の反応度測定への適用は、むずかしいが、検出効率を高めること、測定時間を長くすること、中性子寿命 l の変化に対する補正、空間高調波をしっかりと観測して除去することなどにより幾分かは可能である。

* 5章において詳細を論じる。

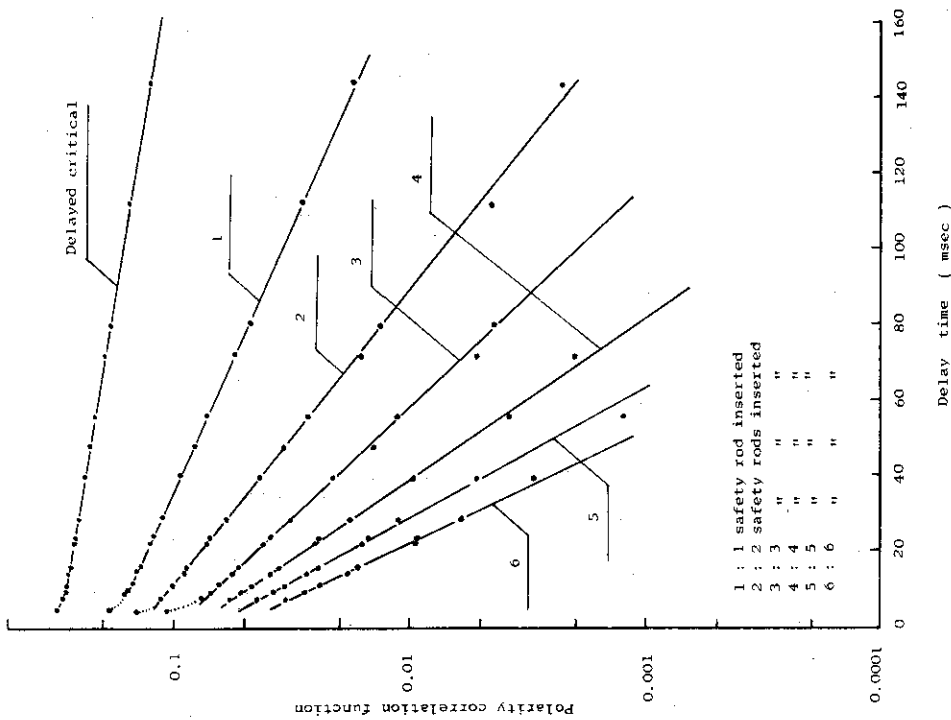


Fig. 3.9 Decay curves of polarity correlation function vs. delay time for various numbers of safety rods inserted. The curve is seen to be straight in each case. The region near to zero-delay time is contaminated with the count-rate meter circuit response mode which appears inevitably in the one detector method.

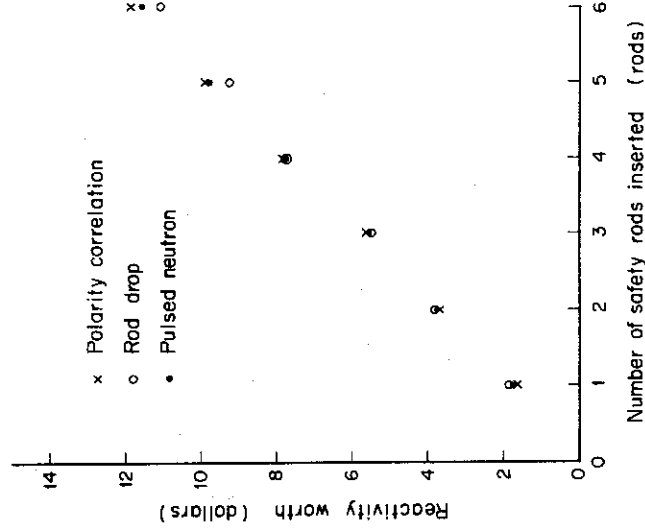


Fig. 3.10 Reactivity worths of the SHE-T-1 safety rods measured by three different methods

3.3 JMTRC, JRR-4の β/ℓ の測定

3.3.1 目的

軽水減速型熱中性子炉に対して極性相関法が適用できることは既に Dragt²¹⁾により報告されているが、彼が実験対象とした Argonaut 炉は研究、訓練用であり、炉出力は充分低くおさえられている。このため実用炉での適用性については十分に吟味されているといえなかった。

実用炉への適用については問題点が多く存在すると思われるが、ここでは、ゼロパワー運転で臨界実験などに利用されることの多い JMTRC^{34)*} 及び通常 3.5 MW 運転で、材料照射に利用されることの多い JRR-4^{35)**} の2つの炉に極性相関法を応用して β/ℓ を測定し、その問題点をひろいあげる。

3.3.2 実験と結果

図 3.1.1 及び、図 3.1.2 に JMTRC 及び JRR-4 の炉心断面図を示す。どちらの炉心も軽水減速型で MTR 用高濃縮ウラン燃料を用いており、Be 及び Al 又は黒鉛の反射体をもつ。両炉心のパラメータを表 3.2 に示す。JMTRC での実験には、中性子検出器として B¹⁰ 塗膜カウンター - Reuter Stokes RNS 251, 直径 1 インチ, 長さ 1 フィート, 感度 $\epsilon = 5.4 \text{ count/nv}$ を使用した。この検出器は、プラトー電圧が低く、ガンマ線の強い場で使えること、更に、検出感度も比較的大きいことを理由に採用した。検出器位置は図 3.1.1 に示したようにベリリウム反射体 1 本と置換し炉底まで挿入した。炉の運転出力は約 1 ミリワットであり、起動用の中性子源を用いないで臨界定常状態を保ちながら測定した。測定時間は約 30 分であった。この実験で用いた相関装置は 3.1 で述べたものと同じであるが、ポンプ回路時定数は約 1.0 倍速いものに変えた。こうして得た極性相関関数を図 3.1.3 に示した。1 検出器法を採用したので遅延時間 τ の短い領域でポンプ回路時定数に対応する早い指数関数モードが観測されているが、これより遅延時間 τ の長い領域では β/ℓ に対応する指数関数モードが観測された。この減衰定数として得られた即発中性子崩壊定数は、

$$\alpha_c = \beta/\ell = 119.7 \pm 3$$

であり、パルス中性子法により得られている値

$$(\alpha_c)_{pns} = 116.2$$

と大変よい一致を示した。

一方、JRR-4 における実験には、中性子検出器として、まず、

- (1) BF₃ 比例計数管 (日立製, EB125, 直径 1 インチ, 長さ 1 フィート)
- (2) B¹⁰ 塗膜検出器 (Reuter-Stokes, RNS-251, 直径 1 インチ, 長さ 1 フィート)

* Japan Material Testing Reactor Critical

** Japan Research Reactor 4

(3) 核分裂計数管 (20th Century, FC165, 直径1インチ, 長さ1フィート $\epsilon = 0.12 \text{ cps/nv}$)

を使用したがつべて, 有効な相関情報を得ることができなかった。その原因は次のように判明した。

JRR-4は日常, 材料照射試験の目的で高出力 (3.5 MW), 高中性子束 ($0.74 \times 10^{14} \text{ nv}$) で運転されており, 燃料中に蓄積されたFPのガンマ線が非常に強い。たとえ炉停止後数日間冷却しても, Sパイプ実験孔のピーク位置で 10^5 R/h を下ることはないことが別の実験で判った。このため, (1), (2)の検出器ではガンマ線による電離電流が大きくなりすぎ, 中性子検出パルスを取り出せないからである。炉心の中央から離れた場所まで検出器を移動させてガンマ線効果から逃がれると, 今度は炉内中性子に対する検出効率が低下して相関振巾が不十分となり, やはりデータは不良となる。(3)の検出器はガンマ線の強い場所でも中性子検出パルスを出力できるが, ウランの含有量が少なく検出効率が低くなり, やはりデータは不良となる。そこで,

(4) 核分裂計数管 (Reuter Stokes P6-1608-110, 直径2インチ, 長さ1フィート $\epsilon = 0.7 \text{ cps/nv}$, U235 1.633 g)

を採用してSパイプ実験孔の底に沈めて効率を高くした。更に, 増巾器系統に30ナノ秒のクリッピング時間をもつ高速応答性の回路³⁶⁾を使い, ガンマ線によるパイルアップ効果を抑えた。またこうすることにより比較的高い炉出力—0.005W—で運転できるようになり統計精度を上げることができた。実験上, 起動用中性子源を除去したが, 炉出力が充分下らないので, 若干未臨界状態に保った。その他の条件はJMTRCの場合と同様である。こうして得られた極性相関関数を図3.14に示した。測定時間は正味70分であった。

炉心がJMTRCより大きいこと, 検出器感度が B^{10} 塗膜カウンターより核分裂計数管の方が小さいこと, などの理由で相関振巾はかなり小さい。このデータから求めた崩壊定数は, 炉出力を低く保つために印加した微小反応度^{*}の効果を補正した後, 次の値となった。

$$\alpha_c = \beta / \ell = 107.1 \pm 2$$

JRR-4についてはパルス中性子法など, 他の実験方法による測定値が得られておらず, ここでは比較を示すことができない。炉設計計算の結果では, 未使用燃料による初臨界炉心において $\alpha_c = 134.6$ となっており, 実験値よりもかなり大きい。この不一致は燃料の燃焼が進んでいることにより中性子寿命が長くなっているためだろうと推測されるが, 定量的な解析は未だ行っていないので断定できない。

以上に記述したように, 未使用燃料だけを装荷したJMTRCのような臨界集合体炉心では何ら問題なく, 極性相関法を使って β / ℓ を測定することができる。一方, パイルアップの進んでいる実用炉では強いガンマ線が核分裂生成物から放出され, 中性子検出器の使用に際して, 種類, 場所の選定上の制約を与えることが明らかになった。

* 原子炉起動用中性子源を炉外に出して低出力臨界状態 (~ 1 ミリワット) で実験しようとしたがJRR-4では約—20セントの未臨界にしなければ5ミリワットまで低下しなかった。この原因は, FPガンマ線と軽水中に微量含まれる重水との相互作用によって光中性子が炉内で発生しているためであろうと推測した。

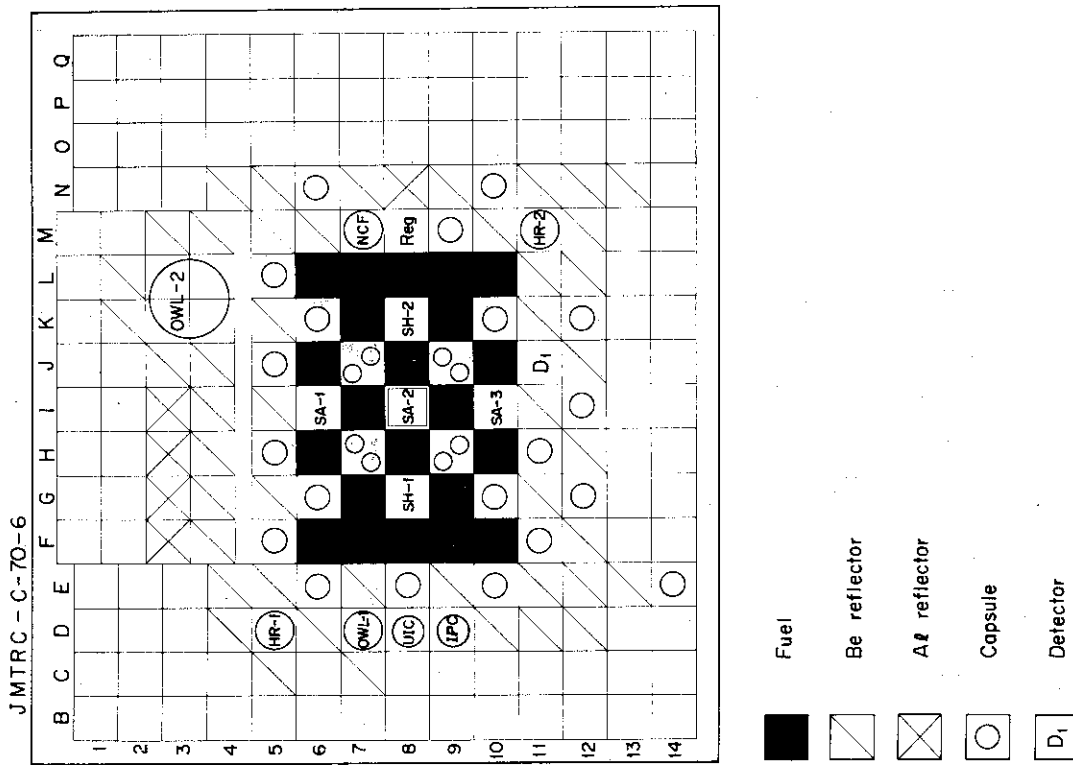


Fig. 3.11 Cross section of the JMTRC core
 Twenty-two fuel assemblies are used.
 For experiment, a B^{10} -coated counter is inserted through a reflector channel to its bottom.

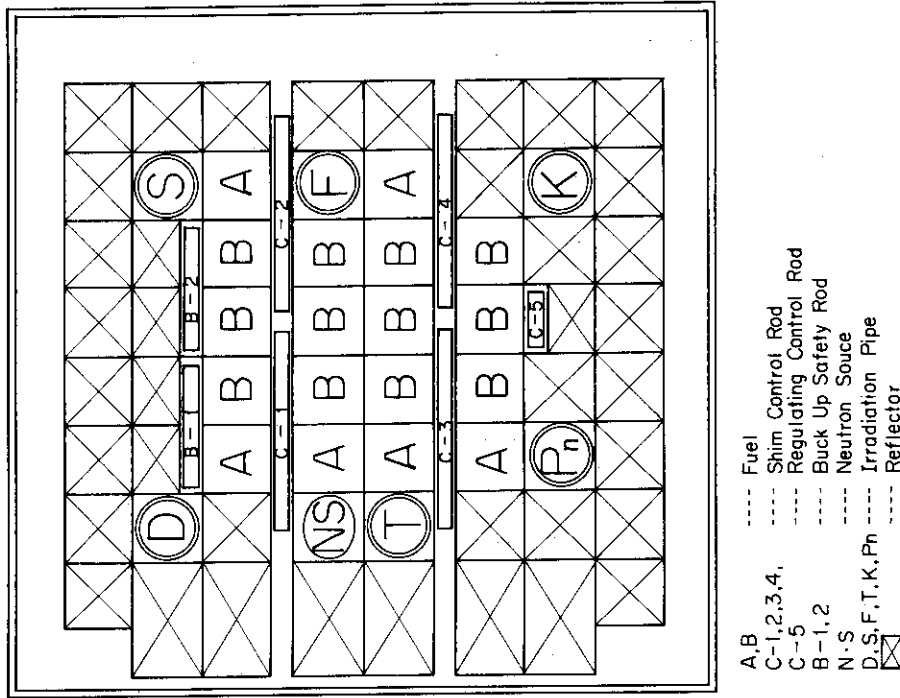


Fig. 3.12 Cross section of JRR-4 core
 Eighteen fuel assemblies are used.
 A fission counter is placed at the bottom of irradiation tube (S) for experiment.

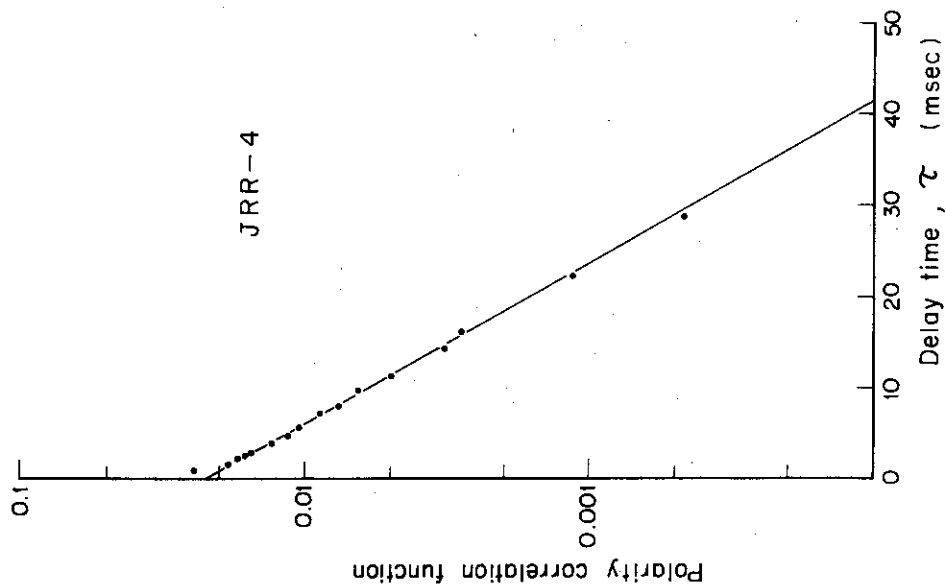


Fig. 3.13 Decay curve of the polarity correlation function measured in JMTRC at delayed critical $\alpha_c=116$.

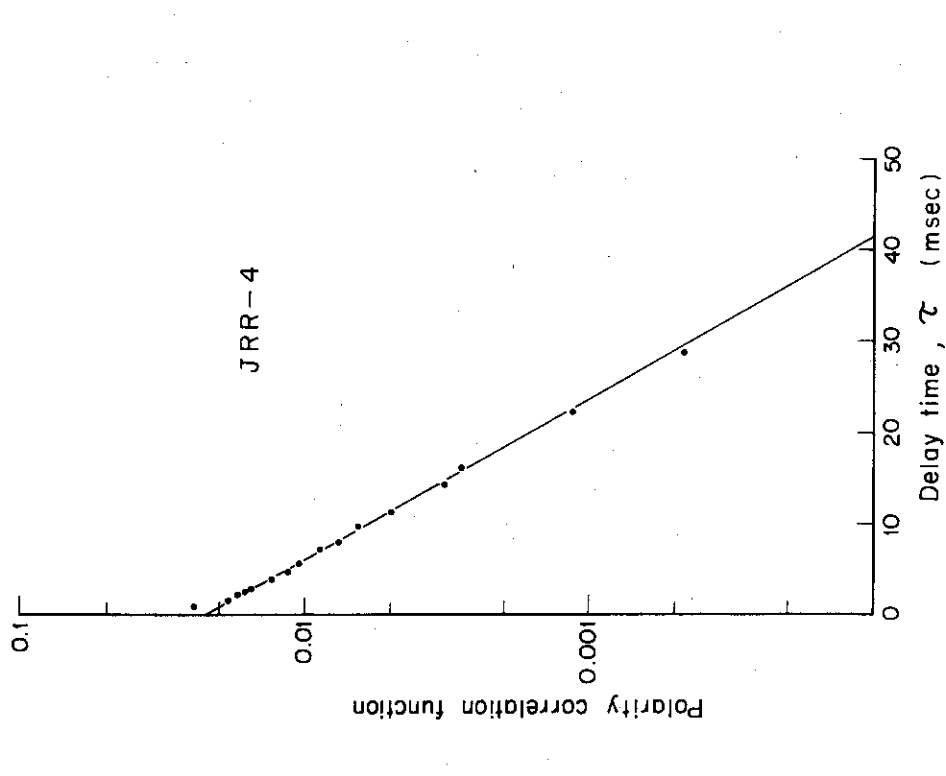


Fig. 3.14 Decay curve of the polarity correlation function measured in JRR-4 at slightly subcritical core. The core is made 20 cent subcritical to suppress the count rate of neutrons which seems to be produced by fission product gamma rays.

Table 3.2 Physical and nuclear values of JMTRC and JRR-4 cores

Items		JMTRC	JRR-4
Fuel	Mass of U235	5.6 kg	3.0 kg
	Enrichment	90 %	93 %
Moderator		Light water	Light water
Reflector		Be, Al	Graphite
β/l		116 (P.N.S.Exp.)	144 (clean, Calcu.)
Power (max.)		100 W	3.5 MW
Burn up		0	3.66 %

4章 条件付極性相関法の実験

4.1 SHEにおける即発中性子崩壊定数の測定

ゆらぎ現象を解析する際、条件付でデータを採取し解析する方が S/N が大きくなるというフラッシュスタート法を支持し、従来のパルスタイプでなく、極性信号タイプのフラッシュスタート法である条件付極性相関法を提案しその理論を2.6に示した。この理論展開が正当であることを実証するため、条件付極性相関法でSHE8-1炉心の即発中性子崩壊定数を測定した。

4.1.1 実験体系

実験は、前節にすでに述べたSHE8-1炉心において行なった。臨界点を確認してから燃料棒を黒鉛棒におきかえることにより、 -20Φ 及び -100Φ の未臨界状態とした。1本の燃料棒のおきかえ毎に約 -20Φ の反応度減少となった。2本の BF_3 比例計数管(日立EB125)を、炉心と反射体の境界においた。これらの検出器は炉心軸に関して互いに対称的な位置とした。また中性子源($Ra-Be, 1Ci$)を反射体内に持ち込み位置を調節することにより、計数率をおよそ 5×10^3 カウント/秒とした。

4.1.2 相関装置

相関関数測定は図4.1に示したブロックダイアグラムに従って行なった。第1検出器信号の入力される上側のPABCでは、高速演算増巾器に与える比較電圧(設定レベル)を σ ボルトでいどにしておき、これに達する大きなゆらぎを検知する。検知した時点は条件付測定の時間原点となり、ここで発生させたパルスはAND-gateを通過して多重チャンネル時間分析器をトリガする。(AND-gateは多重チャンネル時間分析器が掃引されている間だけ閉じており、掃引トリガに使ったパルスに切迫して後続するパルスを排除する。)他方、第2検出器信号は下側のPABCに入力され、3.1.3に記述したのと同様に処理される。すなわち、平均レベルが零電位のゆらぎに変換され、更に時々刻々の符号に対応した極性信号に変換される。この極性信号は後続の24段メモリレジスタ(直列入力・並列出力型シフトレジスタ)の初段へ、読み込みクロックパルス到来ごとに論理データとして入力され次々と次段へ伝達される。読み込みクロックパルスの繰返し周期は10ミリ秒としたのでメモリレジスタには常に240ミリ秒だけの極性信号が記憶されていることになる。この時間長さはSHEにおいて即発中性子の減衰を観測するのに十分な長さである。24段のメモリレジスタに記憶したデータは書き出し用高速クロックパルスによって、各読み込みクロックパルスの間隙をぬって多重チャンネル時間分析器の24チャンネルへ短時間(5.12ms)のうちに転写される。この高速転写により、マルチチャンネル時間分析器の掃引時間を短かくできるので、不感時間の効果を大巾に低減できた。

結局、ブロックダイアグラムに示した相関器の動作は次のように簡単に説明できる。検出器1系で大きなゆらぎを検知した瞬間、多重チャンネル時間分析器を掃引し始め、検出器2系の出力の符号を時間分析する。

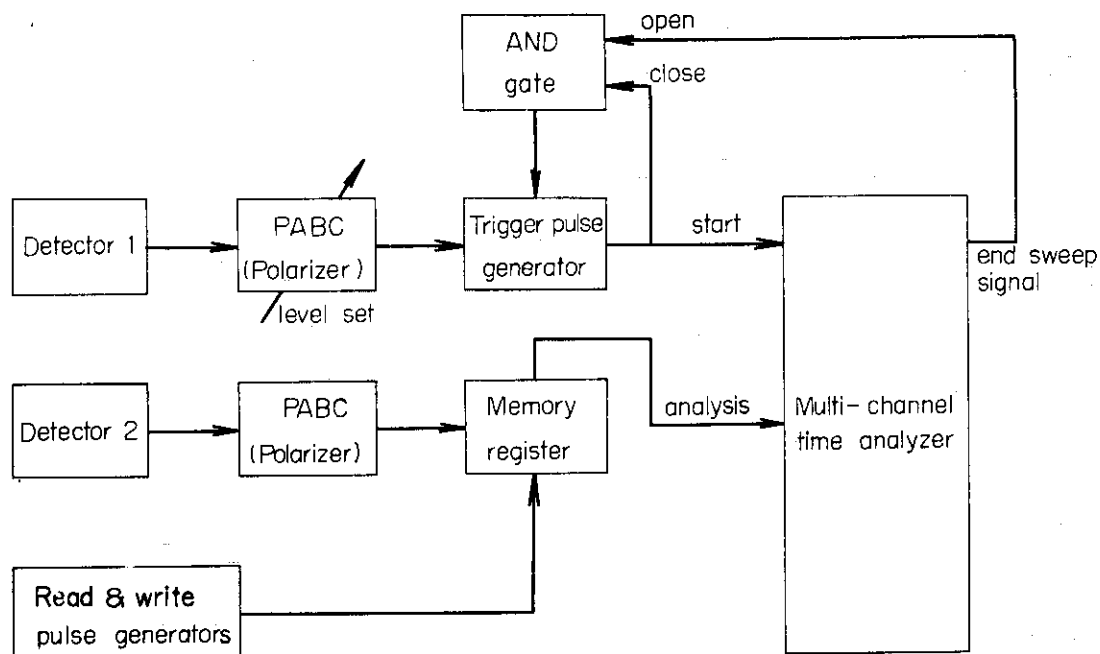


Fig. 4.1 Block diagram of the circuit for conditional polarity correlation analysis

Upper PABC produces a trigger pulse when the fluctuation reaches a preset level.

4.1.3 実験結果

SHE8-1炉心を $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 及び $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ の反応度にし、各種の設定ゆらぎ条件毎に測定した条件付極性相関関数を図4.2及び図4.3に示す。どちらの図にもデータから定数項 $1/2$ を引いた値をプロットした。これらのグラフを見ると、 $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ におけるよりも $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ におけるほうが減衰は急激であり反応度の差を表わしている。相関の振巾はどちらの図も設定電圧を大きくするにつれて大きくなり、また、互いに対をなす正及び負の設定電圧($\pm x_1'$ volt)の条件を与えて得たデータは水平軸に関して対称な形状をしている。条件付極性相関関数の、設定レベル x_1' への依存性について調べるため、これらのデータを単一指数関数とバックグラウンドの和の形にあてはめて、即発中性子崩壊定数のおよび相関振巾 $\phi_{12\text{cp}}(0) - 1/2$ を決定した。図4.4および図4.5にはこの結果の崩壊定数を、設定電圧 -60 mV から $+60\text{ mV}$ までにならべてプロットして示した。さらに、図4.6および図4.7には図4.2および図4.3に対応する相関振巾の値をプロットして示した。

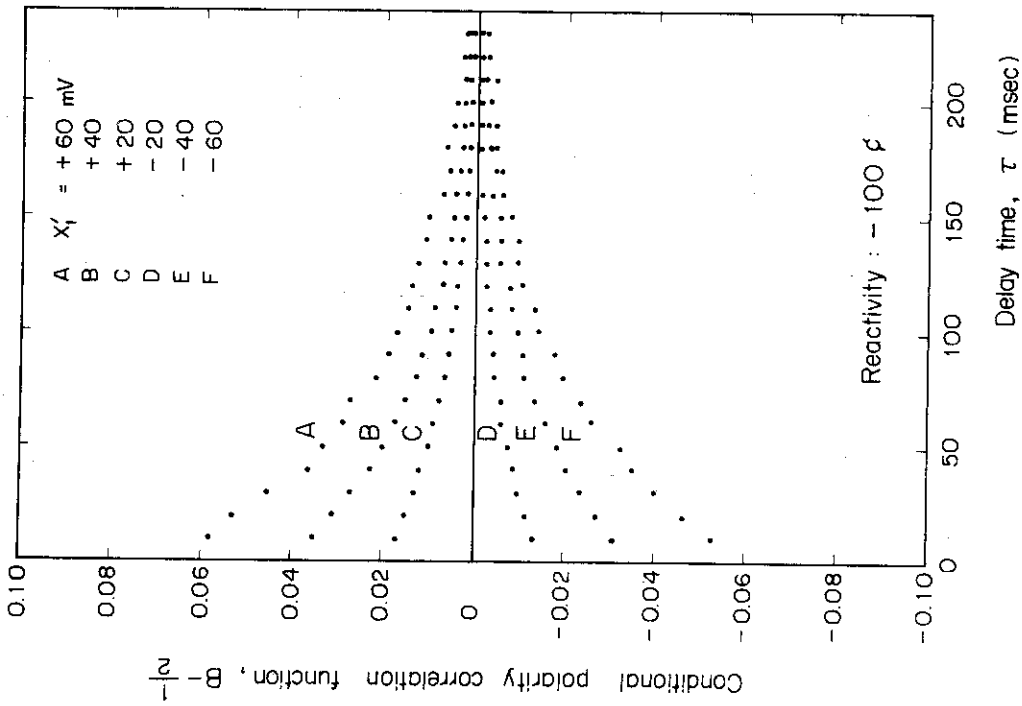


Fig. 4.2 Decay curve of the conditional polarity correlation function measured in SHE-8-1 at -20¢ subcritical x'_1 is the preset level for count rate fluctuation.

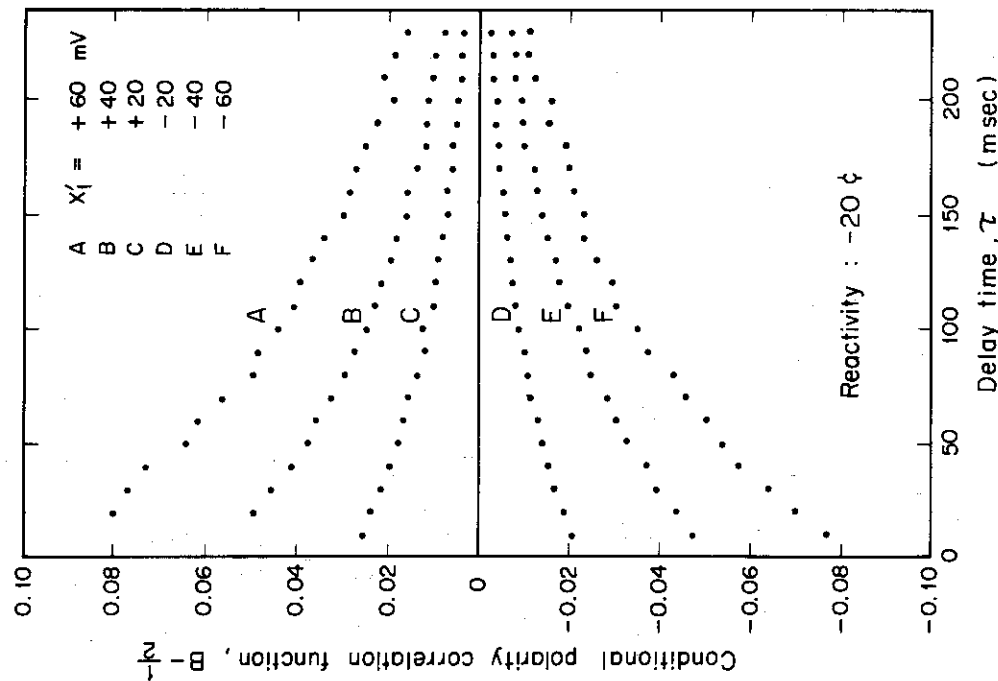


Fig. 4.3 Decay curve of the conditional polarity correlation function measured in SHE-8-1 at -100¢ subcritical x'_1 is the preset level for count rate fluctuation.

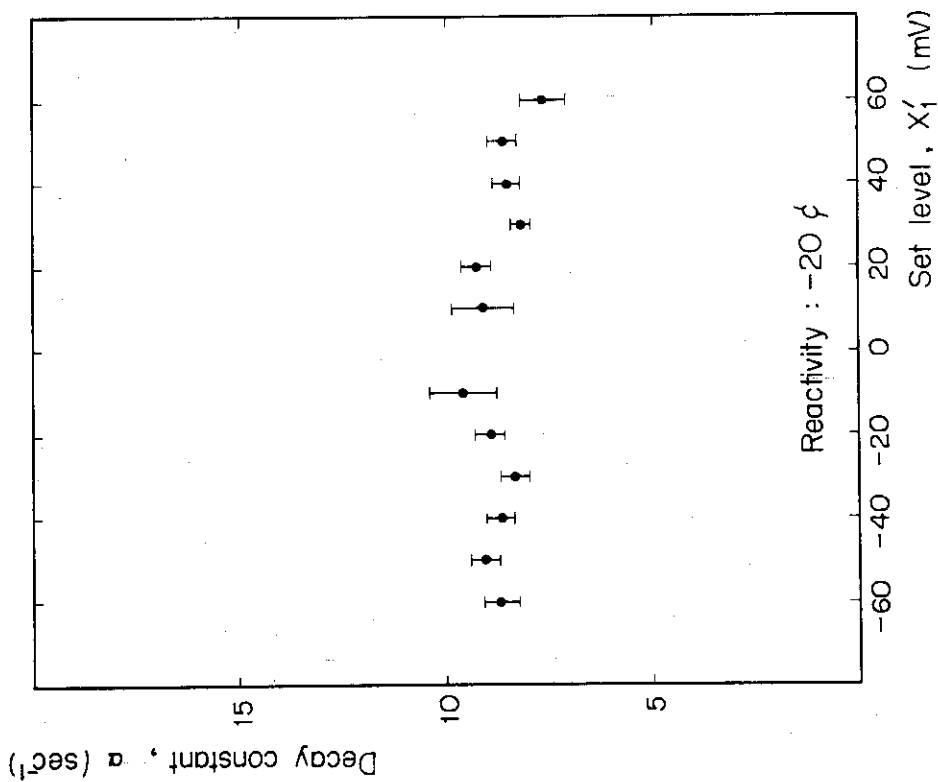


Fig. 4.4 Prompt mode neutron decay constant determined from the experimental data for 12 fluctuation set levels

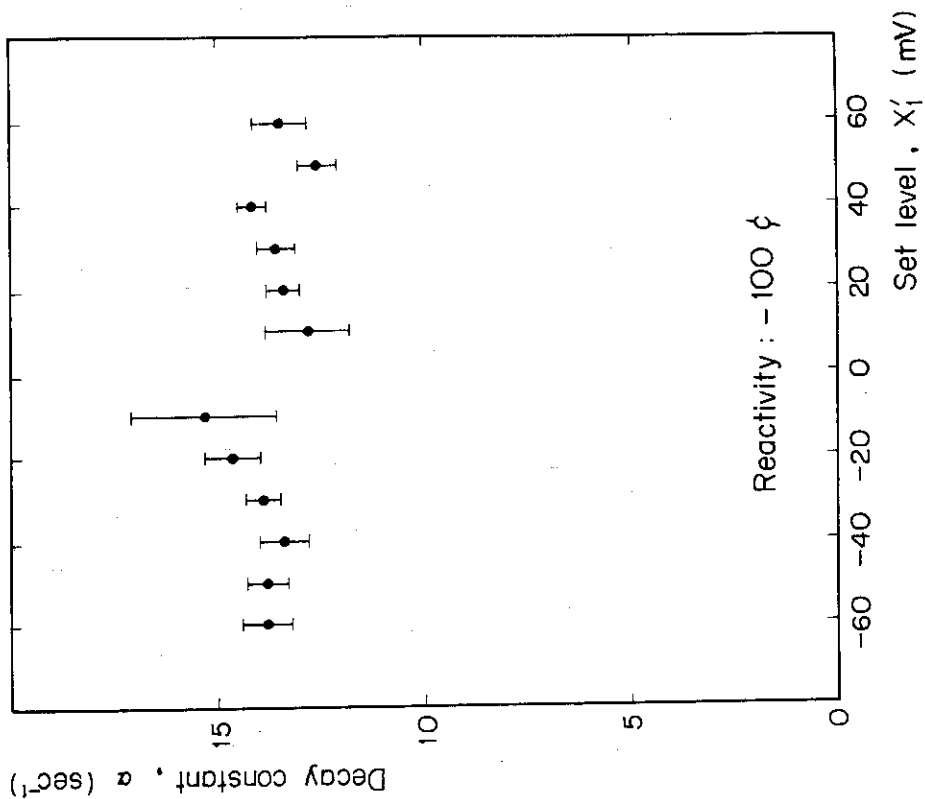


Fig. 4.5 Prompt mode neutron decay constant determined from the experimental data for 12 fluctuation set levels

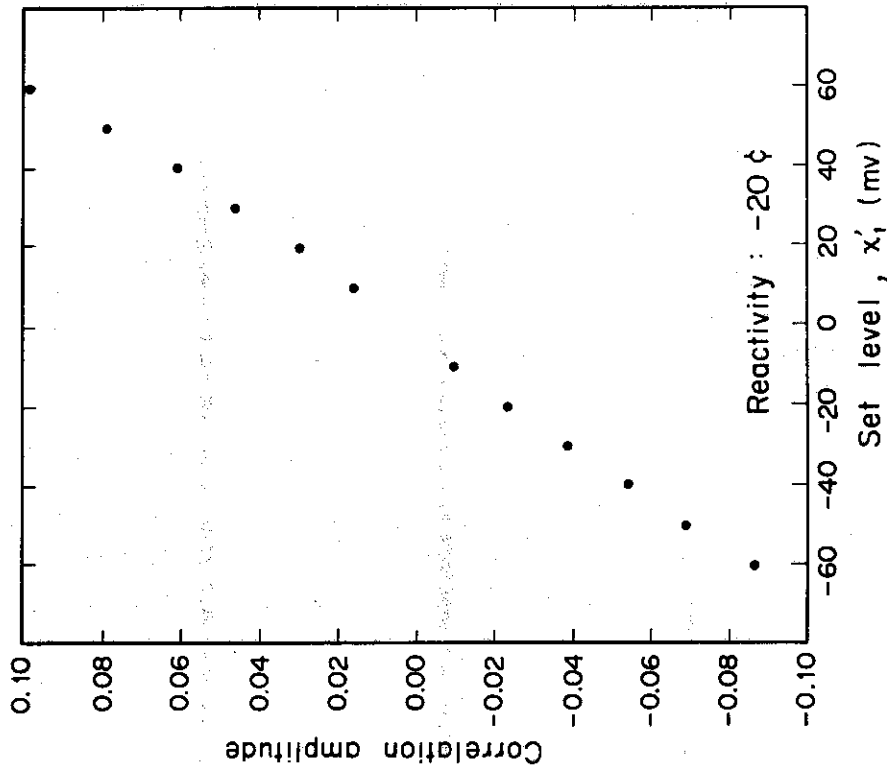


Fig. 4.6 Correlation amplitude of the conditional polarity correlation function obtained for 12 fluctuation set levels.

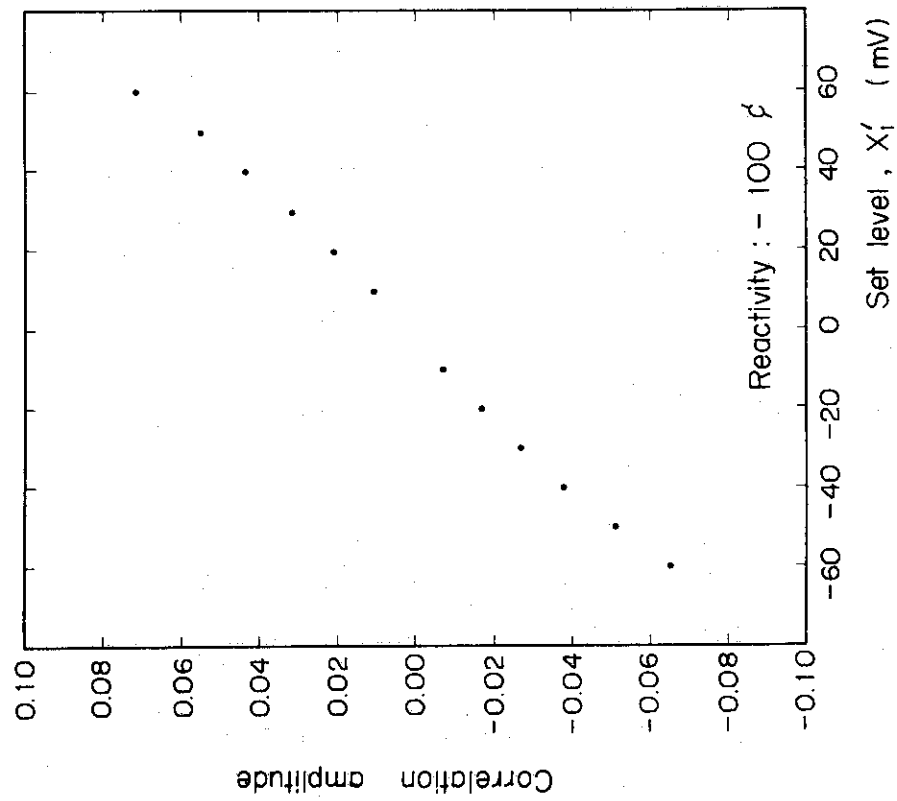


Fig. 4.7 Correlation amplitude of the conditional polarity correlation function obtained for 12 fluctuation set levels.

4.2 実験と理論の比較およびまとめ

4.2.1 実験と理論の比較

式(2.6.9)で表わされた条件付極性相関関数は $1/2$ という定数項をもっているが、実験結果では 0.4% の精度でこの値が測定された。この定数値を引き去ってから、残りの部分を片対数方眼紙にプロットした結果は、直線状となった。この事実は条件付極性相関関数がエルミート展開高調波(式(2.6.9)に含まれるもの)や空間高調波の影響を受けないで測定できたことを意味する。図 4.4 及び図 4.5 の結果ではいろいろな設定電圧 x'_1 に対しておおむね一定な崩壊定数が存在することを理解でき、これが即発中性子崩壊定数であると考えられる。またさらに、 $x'_1 \sim \sigma_1$ (標準偏差) の条件設定で測定した α 値と、極性相関法により測定した α 値の比較を表 4.1 に示したがよく一致している。これらの実験事実は 2.6.2 の理論が正しいことを証明している。

Table 4.1 Comparison in prompt mode neutron decay constants between the polarity correlation method and the conditional polarity correlation method

Reactivity (ρ)	Polarity correlation (sec^{-1})	Conditional polarity correlation (sec^{-1})
-100	$13.0 \pm (2\%)$	$13.8 \pm (3\%)$
-20	$8.23 \pm (2\%)$	$8.42 \pm (4\%)$

図 4.6 および図 4.7 の結果ではいろいろな設定電圧 x'_1 に対して相関振巾がほぼ比例することを観察できる。この事実も 2.6.2 の理論、とりわけ式(2.6.9)の正しいことを証明している。また、これら崩壊定数および相関振巾についての実験-理論の一致から次の命題も正しいと思われる。すなわち、式(2.6.1.3)に示したように極性相関関数と条件付極性相関関数との間には積分~微分の関係が成り立つ。なぜなら、共通な崩壊定数をもった多数の曲線に時間独立などんな重み関数 ($f(x'_1)$) をかけて和を計算してもやはり同一な崩壊定数をもった曲線になるからである。

一方、図 4.4 および図 4.5 のプロットに付けられた統計誤差の大きさは注目に値する。すなわち、およそ 30 mV の設定電圧の条件でこの誤差がもっとも小さくなっており、理論式(2.6.1.2)から予想される最適設定レベル $x'_1 = \pm \sigma_1$ - ただし σ_1 の測定値は 27 mV であった - にほぼ一致している。これによって 2.6.2 における最適設定条件の考え方の正しいことが立証された。

これらの実験で、実際の測定に要した時間を極性相関法と条件付極性相関法の両方で比較すると、後者の方が 2 倍以上も大きかった。統計誤差は後者の方が大きいにも拘わらず長時間を要したのは条件付極性相関法が微分測定となっているからであり、積分測定タイプの極性相関

法では短時間に効率よく解析を行なえるのである。他方、条件付極性相関法では多重チャンネル時間分析器を利用して簡単に解析できる利点のあることも見逃がしてはならないだろう。

4.2.2 条件付極性相関法の特徴

フラッシュスタート法は、本質的にはロッシン α 法を改良したものである。なぜなら、しきい値に到達した信号で、時間分析器をトリガーすることにより、データ収集を選択的におこない、 S/N の比率を高くできるからである。いくつかのフラッシュスタート法のうちでも、ここで提案した条件付極性相関法は次のようなすぐれた特質をもっている。

- (1) ゆらぎの振巾を直接分析するアナログタイプなどに比べて、ゆらぎの極性だけを分析する方法は極端に簡単である。
- (2) 信号対バックグラウンドの比を高くするために2つの工夫を利用できる。すなわち、 S/N の高くなりそうな時間帯だけを選択的に解析し、また、アナログ信号の段階でCR微分回路により直流成分を除去する。
- (3) たった1ビットの信号をシフトレジスタで記憶しているので多重チャンネル時間分析器の動作の不感時間の効果を、充分小さくすることが容易である。
- (4) パルスタイプだけでなく、電流タイプの中性子検出器も採用できる。

4.2.3 まとめ

(1) フラッシュスタート法は、いままでに大変有効であることが実験で確かめられていたが、理論的裏付けがアナログフラッシュスタート法に関して不十分であった。これに対して本論文では、中性子の巨大連鎖家系の概念でゆらぎ現象を説明し、ゆらぎ振巾分布にガウス分布モデルを採用し理論公式を導いた。その結果、アナログフラッシュスタート法を簡便化した、条件付極性相関法を提案するに至った。

(2) 臨界近傍 (-20β , -100β) 状態の黒鉛減速炉の条件付極性相関関数を測定し、即発中性子崩壊定数を決定した。1ケース2時間程度の測定で得られた α 値は3~4%の統計誤差を示した。

(3) 炉内中性子計数率の場合、条件付極性相関関数は相関関数と同じように指数減衰特性をもっていること、および、この特性は極性相関関数のもっている特性とまったく共通のものであることが明らかになった。この結果、条件付極性相関法の理論が確かめられた。

5章 大きな負の反応度測定における空間依存性の検討

5.1 反応度の1点測定における問題点

増倍系である原子炉では核分裂によって即発中性子と遅発中性子が再生されるが、両者の間には中性子エネルギー及び発生時刻に違いがある。このため即発中性子モードと遅発中性子モードの中性子束分布は相互に空間的及びエネルギー的に若干のくい違いが生じる。この現象を動的歪曲 (Kinetic distortion) と呼んでいる。原子炉の大きな負の反応度を精度よく測定するためには、中性子検出器の位置を充分考慮して、このような動的歪曲による効果が実験結果に混入しないように工夫する必要がある。

一方、増倍系においても、また、非増倍系においても、投入された中性子は十分な時間の後には媒質の幾何学的形状と中性子吸収・散乱特性により決定される基本モードの中性子束分布に漸近するが、投入時刻直後の過渡期には中性子の投入位置とエネルギーに依存した空間高調波 (Spatial higher harmonics) - これは基本モードより節が多く、複雑な形状をしている - を多く含んだ中性子束分布となる。原子炉が高未臨界のときは臨界近傍に比べて、空間高調波が相対的に強く励起される。このため簡便な一点測定・基本モード解析による反応度決定は困難である。

前章までに記述した極性相関法、条件付極性相関法による原子炉動特性パラメータ測定では、このような原子炉の空間的拡がりの影響を無視してきた。もちろん、臨界に近い状態での反応度測定ならば一応空間依存性はないと予想される。しかし炉停止状態のような大きな負の反応度を有する状態ではもはやこれを無視できないだろう。このような空間依存性の研究は極性相関法だけで調べるよりも他の種々の方法で実験し検討する方が判り易くなると思われる。そこで、本章ではパルス中性子法、中性子源増倍法およびロッドドロップ法の実験を行ない、反応度の大きさと、空間依存性の現われ方との間の関係について調べる。これらの考察を手がかりとして極性相関法の実験結果の空間依存性について検討する。

5.2 種々の方法による多本数制御棒入りSHE炉心の反応度測定とその空間依存性

すでに3.2において極性相関法により大きな負の反応度を測定した例を示したが、一般に原子炉の負の反応度を測定する手段として、パルス中性子法、中性子源増倍法、制御棒落下法、中性子源引抜き法などがある。

次節以下では、5段階の大きな負の反応度を4種類の実験方法で測定し、空間依存性を観測した結果について記述し、あわせて、多点における測定データから炉を代表できる平均反応度を決定する方法も紹介する。

5.2.1 実験の体系と方法

SHE-T-1 炉心についてはすでに 3.3.2 に記述したが今回の実験もこの炉心に対して多本数の実験用制御棒^{*}を挿入したり，炉の安全棒を挿入したりすることにより，大きな負の反応度を与えて行なった。

炉心パターンとして次の5つを選んだ。

- (a) 0 C : 実験用制御棒等を挿入しない炉心。この炉心は中性子吸収体を挿入しない，きれいな円筒炉心であり，臨界点からの反応度差が較正実験で測定されている。
- (b) 1 C : 実験用制御棒を1本全長挿入した炉心。このパターンでは炉心軸上に実験用制御棒が入っているため，1本当りの反応度効果は他のパターンの場合より大きい。熱中性子束分布も炉心中央部で大きくくぼんでいるはずである。
- (c) 2 C : 実験用制御棒を2本全長挿入した炉心。このパターンでは炉心軸に関して対称に2本の実験用制御棒を挿入してあるが，炉心中央から少し離れているため各制御棒の効果は1Cパターンの場合より弱い。
- (d) 3 C : 実験用制御棒を3本全長挿入した炉心。このパターンでは3本も実験用制御棒を炉心に挿入してあるので炉心内熱中性子束分布は著しく歪んでいるだろう。全体の反応度効果も大変大きい。
- (e) 6 S : 炉の安全棒を6本，半長挿入した炉心。このパターンでは炉心高さの約半分の長さの安全棒を反射体と炉心の境界に挿入してあるので炉心内部への寄与は1C，2C，3Cの場合に比べて小さいと思われる。

燃料棒本数は臨界炉心で97本であったが，実験の便宜上，(a)~(d)については94本に減らした。

空間依存反応度を測定するために使った系統ブロック図を図 5.1 に示す。中性子検出器として4本のBF₃ 比例計数管—Twentieth century, 5EB 70/6, 直径1/4インチを用いた。独立な4系統の測定系を同時に使うことにより，多点測定に要する時間を短縮した。検出器位置は，空間積分の理論との対応のために炉心領域内に限定し，炉心の対称性を考慮しながら16~48点について測定した。

(1) パルス中性子法

コッククロフト—ワルトン型の中性子発生装置を使い，D-T反応で得られる14MeV の高速中性子パルスを炉心中央面（r方向については図 5.3 参照；Ⓧ）で発生させ，検出器の応答を多重チャンネル時間分析器で観測した。多重チャンネル時間分析器の前段にメモリーコントローラを使用することにより，4つの中性子検出器の信号を同時に分析した。

こうして得た検出器位置における中性子束減衰曲線は，二種類の方法で解析して反応度を決定した。1つはKing—Simmons 流の方法，すなわち臨界炉心の即発中性子崩壊定数 α_0 を予

* 実験用制御棒は中空の中性子吸収ペレットを薄いアルミニウム円筒に挿入して作られた。ペレットは天然黒鉛にB₄C粉末（天然ボロン）を10w/o 混合し，冷間圧縮（ $\rho=2.02\text{ g/cm}^3$ ）して成形してある。外径は50mm，内径は30mmである。

め求めておき、反応度未知の炉心の α を使って

$$\rho_{ks} = \frac{\alpha - \alpha_c}{\alpha_c} \quad (5.2.1)$$

の関係から反応度を算出する方法であり、もう1つは、Sjöstrand 流の方法、すなわち中性子減衰曲線のうち即発モードの面積 A_p と遅発モードの面積 A_d から

$$\rho_{sj} = \frac{A_p}{A_d} \quad (5.2.2)$$

の関係を使い、反応度を算出する方法である。

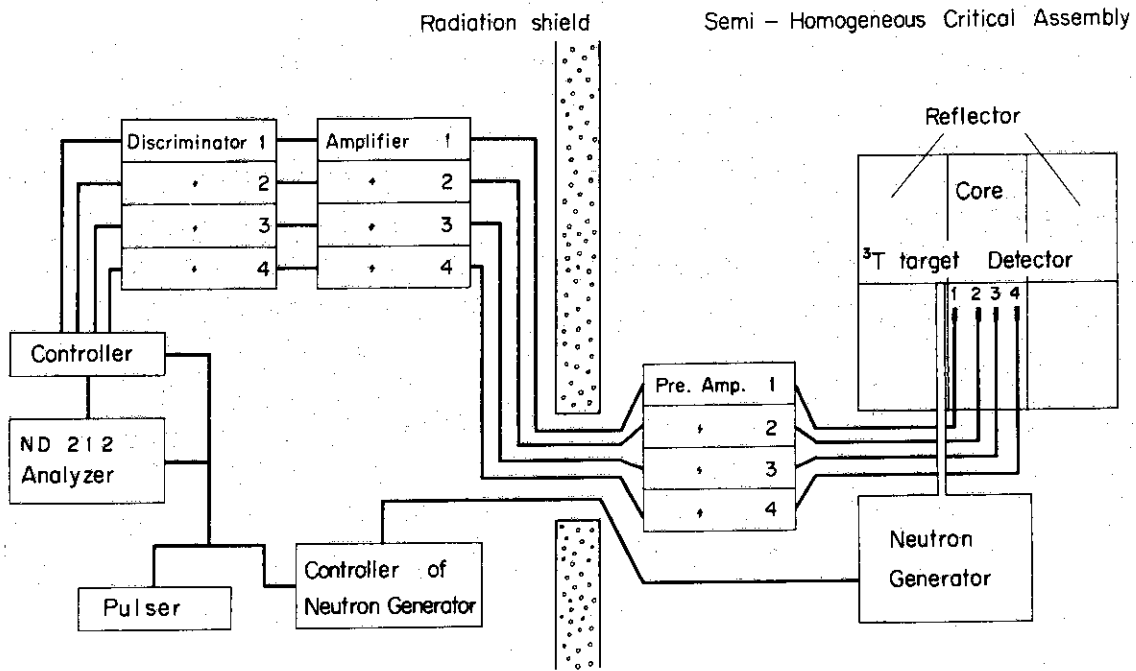


Fig. 5.1 Block diagram for the negative large reactivity measurements at multi-points in the SHE-T-1 core

(2) 中性子源増倍法

炉心中央に定常中性子源 ($Am-Be$ 100mCi) を置き、炉心内の4つの中性子検出器の計数率を4台のゲード付スケーラで測定した。検出器位置を炉心領域内で次々変えて多点測定をした。各点での計数率 A_i を使うと反応度は

$$\rho_{sk} = \frac{C_s \cdot S}{A_i} \quad \text{と表わされる。} \quad (5.2.3)$$

ただし、 S は中性子源強度、 C_s は比例定数であり、基準炉心(反応度既知)での計数率から $C_s \cdot S = \rho_{sk}^* \cdot A_i^*$ で求めた。

(3) ロッドドロップ法 (Rod drop method)

SHEの安全棒は全部で6本あり、炉運転中は完全に引抜かれている。6ケの挿入ボタンを押すと空気圧により炉心中央面まですべての安全棒が0.2秒間に挿入される。ロッドドロップ法では臨界定常状態で4本の中性子検出器の計数率 A_c を測定し、次いでロッドを挿入し、挿入後の中性子計数積分値を4台のゲート付スケーラで測定する。4本の検出器位置を次々に変え、炉心内32点で測定した。

ロッドドロップ法による反応度は次の式で算出した。

$$\rho_{RD} = \frac{A_c}{A_r} \times 13.01 \quad (5.2.4)$$

ただし、13.01はU235を燃料とする場合の定数である。

各実験方法において4本の中性子検出器の相対的感度が常に一定になることが、空間積分法による解析には特に必要なので、測定の前後にこれを測定し、変化のない事を確かめた。また、パルス中性子源の使用にあたり、中性子発生量の変動に対する較正、ビーム暗電流で発生するバックグラウンド中性子強度の変動に対する補正などに注意を払った。ロッドドロップ法ではロッドを挿入後、中性子計数の積分開始、終了をすべき時刻にも注意を払い、不要パルスの混入を防いだ。

5.2.2 反応度多点測定の結果

(1) パルス中性子法の結果

パルス中性子法による実験データの例を図5.2に示した。これは1Cパターンでの結果であり、中性子検出器は中央面から31cmの距離にあり、断面上は図5.4に示した位置において測定したものである。PNSのターゲット位置と実験用制御棒の位置に依存する空間高調波の影響が見える。測定時間は60分間、パルス中性子ビームは100 μ s巾、3.6パルス/秒であり、多重チャンネル時間分析器のチャンネル巾は1,000 μ sであった。

検出器位置を記入した炉心パターン図と、これに対応して1点炉近似で解析した反応度を、0Cパターンについては図5.3、表5.1に、1Cパターンについては図5.4、表5.2に、2Cパターンについては図5.5、表5.3に、3Cパターンについては図5.6、表5.4に、6Sパターンについては図5.7、表5.5にそれぞれ示した。各々の図には炉運転用の制御棒と安全棒の位置を記入したが、0C、1C、2C、3Cのパターン炉心では測定中は引抜いてボイドとなっていた。図と表を対応させて見れば、 ρ_{SI} は検出器位置に依存していることが判る。例えば、図5.5、表5.3においてパルス中性子用ターゲット①に近い0-1-31の位置では $\rho_{SI} = 60.25$ ドル、と非常に大きく、1-2-31の位置では $\rho_{SI} = 36.2$ ドルとなり、算術平均値 $\bar{\rho}_{SI} = 35.3$ ドルに近いが、ターゲットから遠い0-4-31、0-4-92の位置では $\rho_{SI} = 25.3$ ドル、26.2ドルと小さい値となった。更に、これらの図表から、負の反応度が大きくなる程空間依存性が大きくなり、3Cパターンのように50ドルを超える炉心では70%もの差が現われることが判った。

一方、これらの実験データから、面積法でなく、即発中性子崩壊定数を用いる方法 (King

-Simmons 法)で反応度を計算した結果を表 5.2 に ρ_{KS} , ρ_{RKS} と記して示した。即発中性子崩壊定数は検出器位置に殆んど依存しないので各パターンにつき 1 つの反応度を示すにとどめた。 ρ_{KS} は式 (5.2.1) に従って算出した反応度である。強い中性子吸収体が炉心内へ局部的に挿入された場合には中性子束分布が空間的に著しく変ってしまい、炉心の中性子寿命 (または中性子生成時間) がかなり変化する。だから α から反応度を計算するためには補正を必要とする。同表中の ρ_{RKS} (Revised King-Simmons 法による) は、この補正を施した反応度である。例えば炉心軸に沿って 7 ドルもある中性子吸収体を挿入すると、この補正量は約 50% にも達する。それゆえ、信頼性ある反応度を決定する上で、この補正量を求める理論計算上の系統誤差が重要な決め手となる。

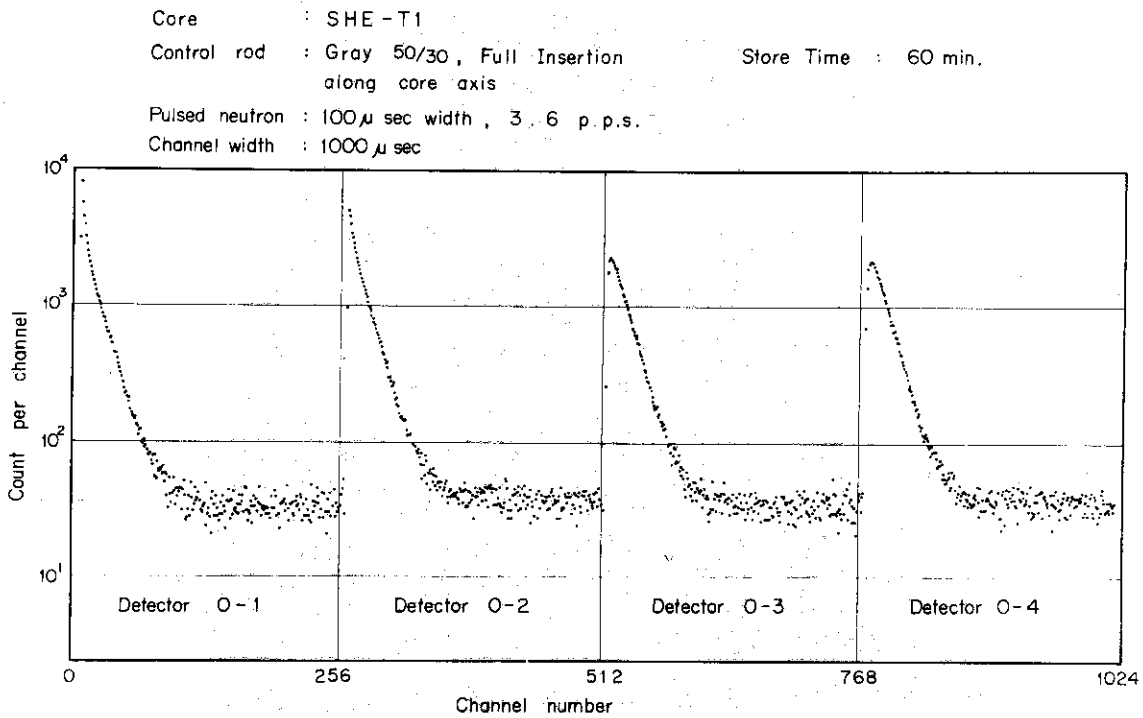
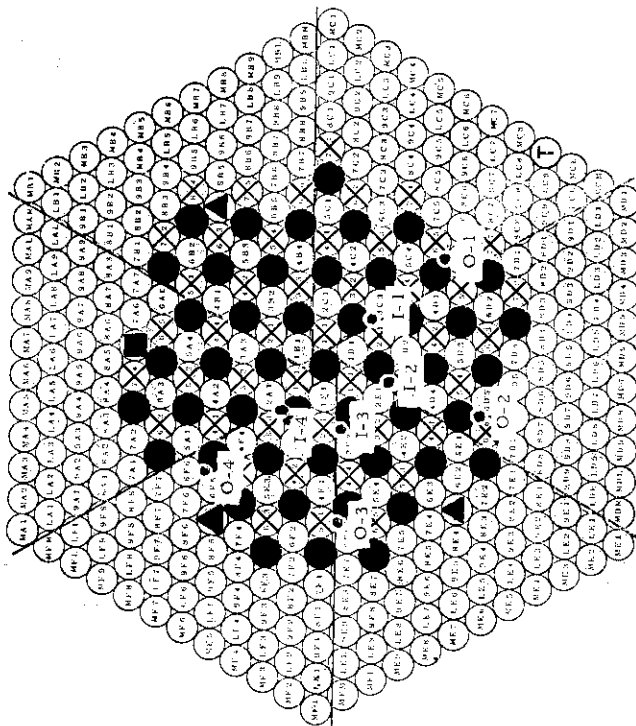


Fig. 5.2 Decay of the neutron density following pulsed neutrons, stored in the 1024-channel time analyzer, 256-channels for each of four neutron detectors. The space dependent higher mode is clearly seen.

Table 5.1 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with OC arrangement by the pulsed neutron method
 Prompt and delayed areas are analysed from decay curve by Sjöstrand's way.

$$\bar{\rho}_{Sj} = 0.8007\%$$

	Axial position Z (cm)	
	Z=31	Z=92
I-1	0.8089%	0.8066%
I-2	0.7972%	0.8003%
I-3	0.7972%	0.7971%
I-4	0.7955%	0.8087%
Radial position	O-1	0.8246%
	O-2	0.8013%
	O-3	0.7921%
	O-4	0.7935%
$\sigma_S < 1\%$		$\sigma_S < 1\%$
Z: distance from mid plane		
σ_S : stochastic error		



Fixed half of SHE-T-1, OC

- key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊕ ²³⁵Pu target for pulsed neutron source

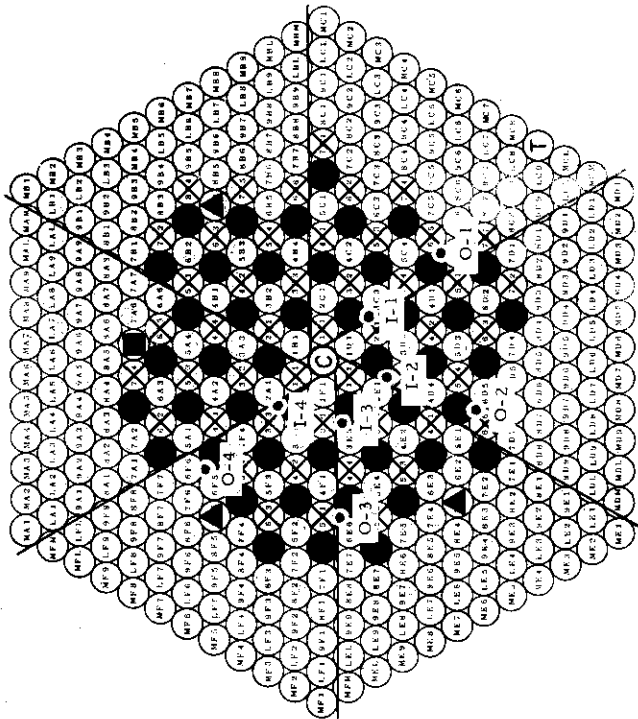
I, O, : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.3 OC arrangement of SHE-T-1 core used in the pulsed neutron method
 Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. Movable half is plane-symmetric to fixed half.

Table 5.2 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 1C arrangement by the pulsed neutron method. Prompt and delayed areas are analysed from decay curve by Sjöstrand's way.

$$\bar{\rho}_{SJ} = 17.8\%$$

	Axial position Z(cm)		
	Z=31	Z=92	
Radial position	I-1	19.5\$	18.1\$
	I-2	17.6\$	19.0\$
	I-3	17.0\$	16.8\$
	I-4	15.1\$	16.6\$
Radial position	O-1	25.0\$	20.7\$
	O-2	19.7\$	18.9\$
	O-3	15.5\$	15.3\$
	O-4	14.8\$	13.4\$
		$\sigma_S < 2\%$	$\sigma_S < 3\%$
		Z: distance from mid plane	
		σ_S : stochastic error	



Fixed half of SHE-T-1, 1C

- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ⊙ Experimental control rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊕ ³T target for pulsed neutron source

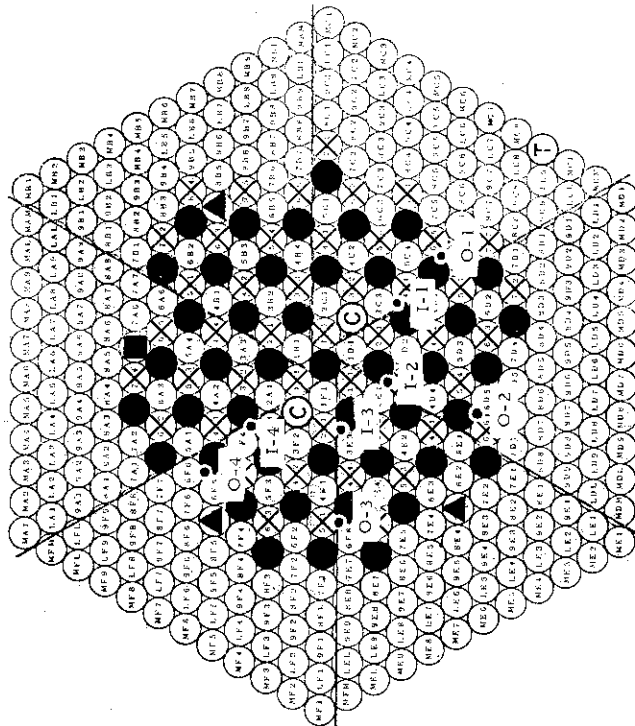
I, O, : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.4 1C arrangement of SHE-T-1 core used in the pulsed neutron method. Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. Movable half is plane-symmetric to fixed half.

Table 5.3 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 2C arrangement by the pulsed neutron method
 Prompt and delayed areas are analysed from decay curve by Sjöstrand's way.

$$\bar{\rho}_{SJ} = 35.3\%$$

	Axial position Z(cm)		
	Z=31	Z=92	
Radial position	I-1	46.6\$	36.9\$
	I-2	36.2\$	29.5\$
	I-3	29.5\$	28.6\$
	I-4	26.8\$	27.3\$
	O-1	60.2\$	52.6\$
	O-2	38.9\$	32.8\$
	O-3	28.2\$	26.0\$
	O-4	25.3\$	26.2\$
$\sigma_S < 3\%$ $\sigma_S < 3\%$ Z: distance from mid plane σ_S : stochastic error			



Fixed half of SHE-T-1, 2C

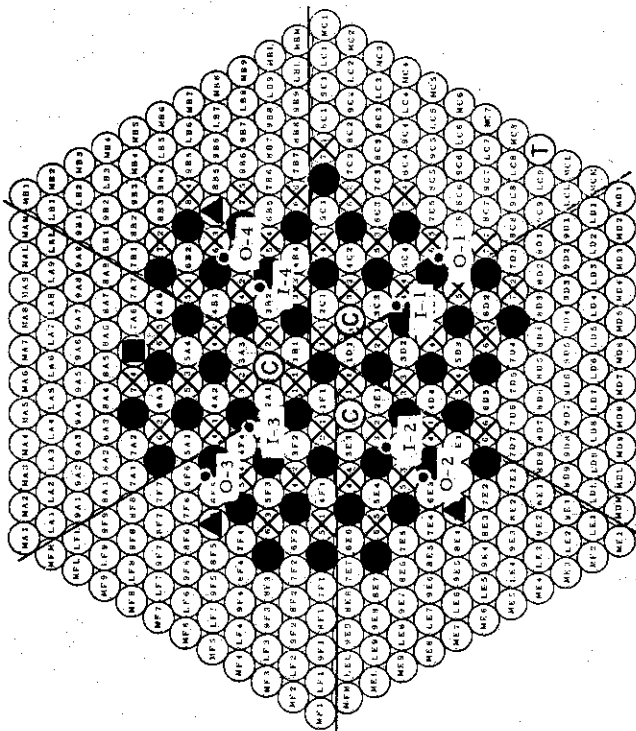
- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ⊙ Experimental control rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊕ T target for pulsed neutron source

I, O, : Detector position indices in core cross section
 Fig. 5.5 2C arrangement of SHE-T-1 core used in the pulsed neutron method
 Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. Movable half is plane-symmetric to fixed half.

Table 5.4 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 3C arrangement by the pulsed neutron method
 Prompt and delayed areas are analysed from decay curve by Sjöstrand's way.

$$\bar{\rho}_{SJ} = 52.1\%$$

	Axial position Z(cm)	
	Z=31	Z=92
I-1	77.6%	53.3%
I-2	50.4%	41.2%
I-3	36.9%	38.2%
I-4	49.2%	41.9%
Radial position	91.3%	55.9%
O-1	46.0%	37.9%
O-2	34.5%	32.2%
O-3	49.1%	38.9%
O-4		
		$\sigma_S < 3\%$
		$\sigma_S < 3\%$
		Z: distance from mid plane
		σ_S : stochastic error



Fixed half of SHE-T-1, 3C

- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ⊙ Experimental control rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊕ ³T target for pulsed neutron source

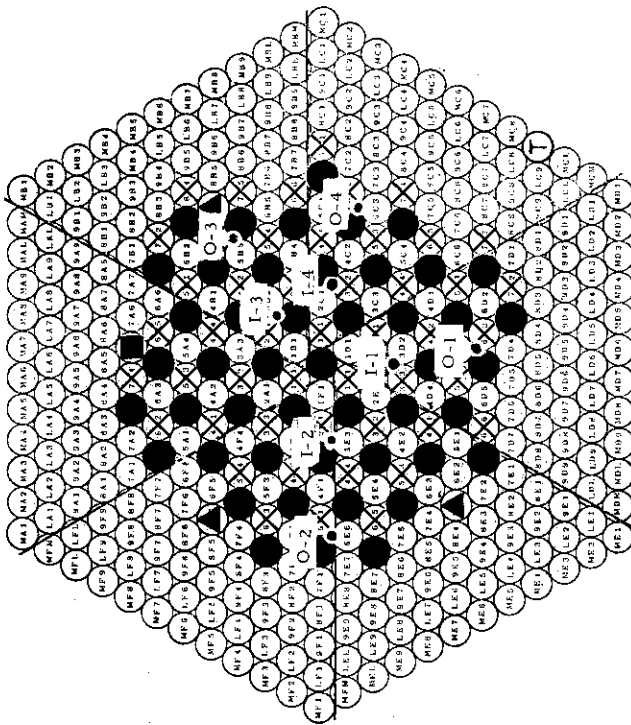
I, O : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.6 3C arrangement of SHE-T-1 core used in the pulsed neutron method
 Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. Movable half is plane-symmetric to fixed half.

Table 5.5 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 6S arrangement by the pulsed neutron method
 Prompt and delayed areas are analysed from decay curve by Sjöstrand's way.

$$\bar{\rho}_{SJ} = 13.7\%$$

	Axial position Z(cm)	
	Z=31	Z=92
I-1	13.0%	12.4%
I-2	11.8%	12.8%
I-3	12.4%	12.8%
I-4	13.2%	13.3%
Radial position	16.7%	15.2%
0-1	12.8%	12.2%
0-2	13.6%	12.7%
0-3	17.5%	14.4%
0-4		
$\sigma_S < 1.5\%$		$\sigma_S < 2\%$
Z: distance from mid plane σ_S : stochastic error		



Fixed half of SHE-T-1, 6S

- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊕ ²³⁵U target for pulsed neutron source

I, O : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.7 6S arrangement of SHE-T-1 core used in the pulsed neutron method
 Control rods were completely withdrawn in the measurement.

(2) 中性子源増倍法の結果

中性子源増倍法の実験で測定した炉心内中性子計数率の軸方向分布を図 5.8 に示した。横軸には中央面からの距離 ($z=20, 40, 60, 80, 100$ cm) をとり、縦軸には中性子計数率をとっている。各炉心パターンで検出器毎に滑らかな曲線で結んだ結果は余弦曲線 $\cos(\pi z/244)$ に近いが、反応度が低下するほど余弦分布からはずれ、計数率全体も低下するのが判る。

反応度を求めるため、0Cパターンを基準炉心とし、(基準反応度を臨界実験と制御棒校正反応度から決めておいた。) 中性子計数率を基準炉心と反応度測定対象炉心とで比較した。検出器位置を記入した炉心パターン図と、これに対応して1点炉近似で解析した反応度を、1Cパターンについては図 5.9, 表 5.6 に、2Cパターンについては図 5.10, 表 5.7 に、3Cパターンについては図 5.11, 表 5.8 に、6Sパターンについては図 5.12, 表 5.9 にそれぞれ示した。図と表を対応させてみると反応度 ρ_{SM} は検出器位置に依存して変化することが判る。この傾向はパルス中性子法の ρ_{SJ} の場合と似ており、中性子源に近い所ほど、 ρ_{SM} は大きく評価され、中性子吸収体に近い所ほど ρ_{SM} は小さく評価されている。

(3) ロッドドロップ法の結果

ロッドドロップ法の実験で測定した中性子計数率の時間的変化の1例として6Sパターン炉心、I-2, Z=92cmの場合の結果を図 5.13 に示した。この図では時間原点は任意に選んであり、3.30秒でロッドを挿入開始し、3.50秒で挿入を完了している。計数率積分の開始時刻 t_s としてロッド挿入直後のどの時点を採用すればよいかを検討するため、この計数率積分開始時刻をパラメータとして仮の反応度を実験データから算出 ($\rho=1.301n_c/\int_{t_s}^{t_f} n(t)dt$) した結果も同図にプロットしたが、ロッド移動中のどの時点を採用しても、反応度の誤差は2~3%以内におさまることが判った。すべてのロッドドロップ実験に対して t_s 及び t_f を注意深く決定し、不必要なカウントパルスを取り入れないように工夫した。6Sパターンは対称性を持たない炉心なので、測定地点を2倍^{*}に増やして反応度を測定して空間依存性の観測を行なった。検出器位置を記入した炉心パターン図と、これに対応して1点近似で解析した反応度を、6SパターンF側については図 5.14, 表 5.10 に、6SパターンM側については図 5.15, 表 5.11 にそれぞれ示した。

パルス中性子法や中性子源増倍法の場合には中性子源の位置が、測定される反応度値に強く影響を及ぼすが、ロッドドロップ法の場合には中性子源が無いのでこの点では問題ない。しかし臨界状態から未臨界状態に遷移させるために挿入した安全棒の位置が測定される反応度値に強く影響を及ぼしている事が上の図表で理解できる。SHE炉心では6本の安全棒が炉心を取り囲むように配置されているので炉心の中央部では測定値 ρ_{RD} は小さめになり、安全棒に近い炉心周辺部分では逆に大きめの値となる傾向がある。例えば図 5.14, 表 5.10 で 0-3-92 位置は1本の安全棒の影響を強く受けて数十%も平均値より大きい反応度を与えているし、0-2-31 位置は合計3本の安全棒の影響で大きい反応度となっている。

* 2分割型SHE集合体で固定側(F side)だけでなく移動側(M side)についても測定を行なった。

以上のように、(1)、(2)、(3)で示した多くの実験データは大きな負の反応度測定において強い空間依存性を示した。測定値に空間依存性の現われる程度を示すためのパラメータとして、反応度測定値の空間的な標準偏差を使うことができる。今回の測定点の個数の範囲内で反応度測定値の炉心内標準偏差を計算し、算術平均反応度に対してプロットし、図 5.16 に示した。PNS 面積法 (S J 法) でもロードドロップ法 (R D 法) でも中性子源増倍法 (S M 法) でも、標準偏差は、同一反応度において同じ程度であり、反応度が大きくなると増大する傾向がはっきり見られる。一方同じグラフに記入した P N S 即発中性子崩壊定数法 (R K S 法) では標準偏差は上記 3 法と比べて 1 桁以上も小さく、空間依存性が小さいことを示している。ただし R K S 法の結果では理論計算による補正量の含む系統的誤差については無視した。

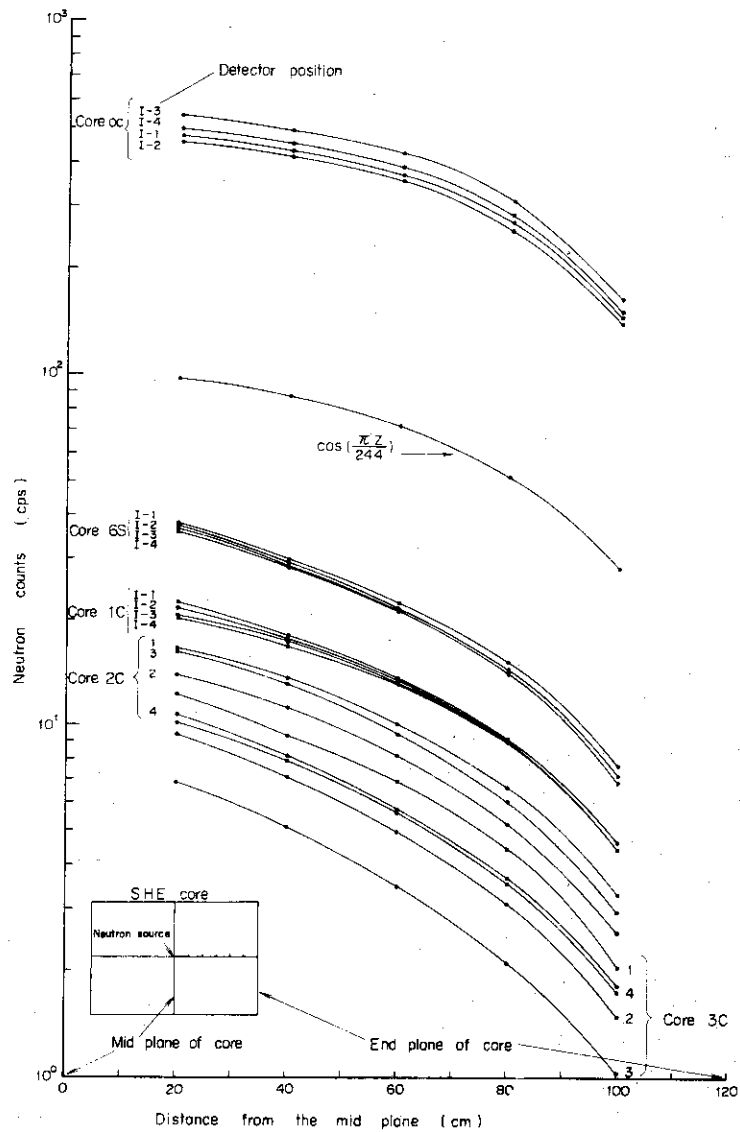
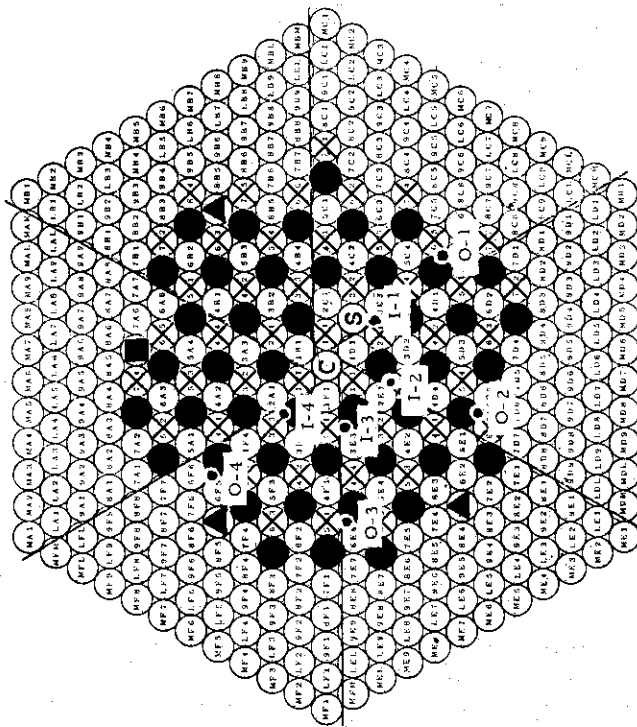


Fig. 5.8 Spatial distribution of neutron count in the fixed half of SHE-T-1 core measured by the source multiplication method
 Detector positions in radial direction are shown in Figs. 5.9~5.12.

Table 5.6 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 1C arrangement by source multiplication method

Count rates are compared between 1C and OC core arrangements to calculate the reactivity.

	Axial position Z(cm)				
	Z=20	Z=40	Z=60	Z=80	Z=100
I-1	16.11\$	17.98\$	19.88\$	21.07\$	22.03\$
I-2	17.50\$	18.75\$	20.80\$	22.04\$	23.15\$
I-3	18.55\$	19.56\$	21.42\$	22.09\$	23.79\$
I-4	18.53\$	19.82\$	21.13\$	21.99\$	22.89\$
O-1	13.00\$	14.08\$	15.62\$	16.50\$	17.06\$
O-2	14.24\$	15.44\$	16.49\$	17.09\$	17.59\$
O-3	16.40\$	17.26\$	18.13\$	18.54\$	19.08\$
O-4	16.10\$	16.70\$	17.78\$	18.09\$	18.41\$



Fixed half of SHE-T-1, 1C

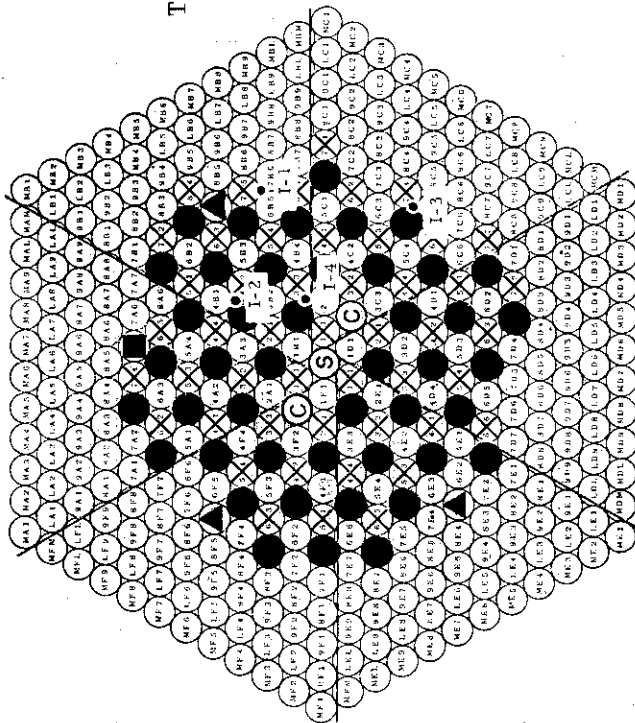
- Fuel rod
- ⊗ Thorium rod
- Graphite rod
- ⊙ Experimental control rod
- ▲ Safety rod
- Control rod
- ⊕ Neutron source

I, O, : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.9 1C arrangement of SHE-T-1 core used in the source multiplication method. Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. The movable half is plane-symmetric to the fixed one.

Table 5.7 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 2C arrangement by source multiplication method
 Count rates are compared between 2C and 0C core arrangements to calculate the reactivity.

	Axial position Z(cm)				
	Z=20	Z=40	Z=60	Z=80	Z=100
I-1	25.03\$	26.97\$	30.20\$	32.91\$	35.05\$
I-2	25.98\$	28.68\$	33.07\$	36.27\$	38.30\$
I-3	25.09\$	28.00\$	32.03\$	34.76\$	36.49\$
I-4	34.10\$	39.80\$	47.59\$	53.08\$	57.51\$



Fixed half of SHE-T-1, 2C

- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ⊙ Experimental control rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊕ Neutron source

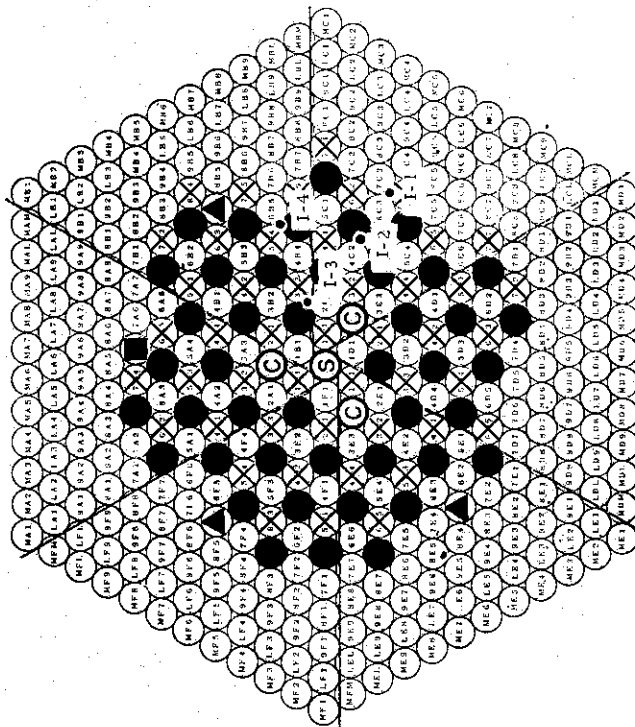
I, O, : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.10 2C arrangement of SHE-T-1 core used in the source multiplication method
 Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. Movable half is plane-symmetric to fixed half.

Table 5.8 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 3C arrangement by source multiplication method

Count rates are compared between 3C and 0C core arrangements to calculate the reactivity.

		Axial position Z(cm)				
		Z=20	Z=40	Z=60	Z=80	Z=100
Radial position	I-1	34.50\$	40.66\$	45.17\$	50.04\$	58.56\$
	I-2	38.80\$	45.99\$	55.28\$	60.77\$	66.96\$
	I-3	53.90\$	65.29\$	81.36\$	93.03\$	100.52\$
	I-4	36.22\$	44.38\$	48.86\$	55.08\$	57.34\$



Fixed half of SHE-T-1, 3C

- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - ⊙ Graphite rod
 - ⊕ Experimental control rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod
 - ⊙ Neutron source

I, O, : Detector position indices in core cross section

Fig. 5.11 3C arrangement of SHE-T-1 core used in the source multiplication method. Both control and safety rods were completely withdrawn in the measurement. Movable half is plane-symmetric to fixed half.

Table 5.9.M Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 6S arrangement by source multiplication method

Count rates are compared between 6S and 0C core arrangements to calculate the reactivity.

(Movable half)

		Axial position Z(cm)				
		Z=20	Z=40	Z=60	Z=80	Z=100
Radial position	I-1	10.69\$	11.68\$	12.90\$	13.84\$	14.31\$
	I-2	11.04\$	12.12\$	13.38\$	14.59\$	14.59\$
	I-3	11.16\$	12.02\$	13.72\$	14.74\$	15.57\$
	I-4	11.04\$	12.61\$	14.05\$	15.00\$	15.43\$
	O-1	10.94\$	11.73\$	12.64\$	13.29\$	13.61\$
	O-2	11.49\$	12.61\$	13.68\$	14.38\$	14.98\$
	O-3	11.95\$	13.68\$	15.29\$	15.61\$	16.85\$
	O-4	13.70\$	19.60\$	21.75\$	23.67\$	24.70\$

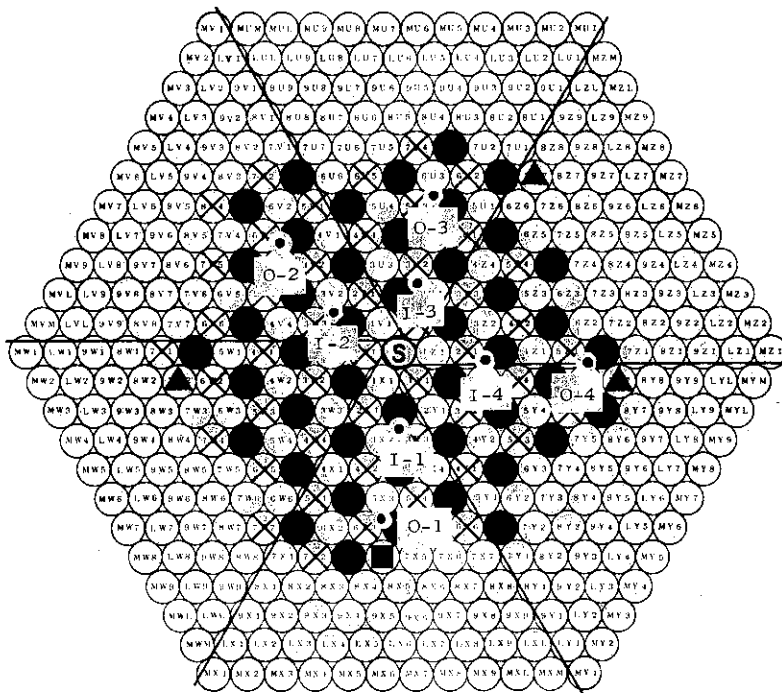


Fig. 5.12.M 6C arrangement of SHE-T-1 core used in the source multiplication method. The control rods were completely withdrawn and the safety rods were inserted to mid plane in the measurement.

(Movable half)

Table 5.9.F Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 6S arrangement by source multiplication method

Count rates are compared between 6S and 0C core arrangements to calculate the reactivity.

(Fixed half)

		Axial position Z(cm)				
		Z=20	Z=40	Z=60	Z=80	Z=100
Radial position	I-1	9.46\$	10.71\$	12.06\$	12.63\$	13.28\$
	I-2	10.14\$	11.41\$	13.01\$	13.63\$	14.38\$
	I-3	10.31\$	11.74\$	13.03\$	13.97\$	15.39\$
	I-4	10.34\$	11.50\$	12.76\$	13.94\$	14.71\$
	O-1	9.79\$	10.43\$	11.39\$	12.05\$	12.52\$
	O-2	10.98\$	12.36\$	13.95\$	14.60\$	12.52\$
	O-3	11.73\$	13.49\$	14.94\$	16.42\$	17.19\$
	O-4	12.11\$	16.18\$	17.87\$	19.11\$	19.61\$

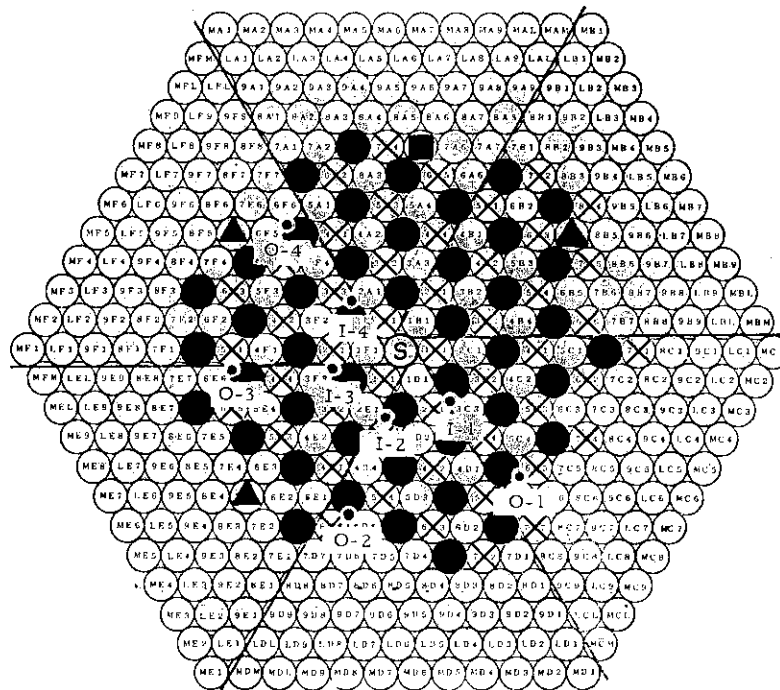


Fig. 5.12.F 6C arrangement of SHE-T-1 core used in the source multiplication method. The control rods were completely withdrawn and the safety rods were inserted to mid plane in the measurement.

(Fixed half)

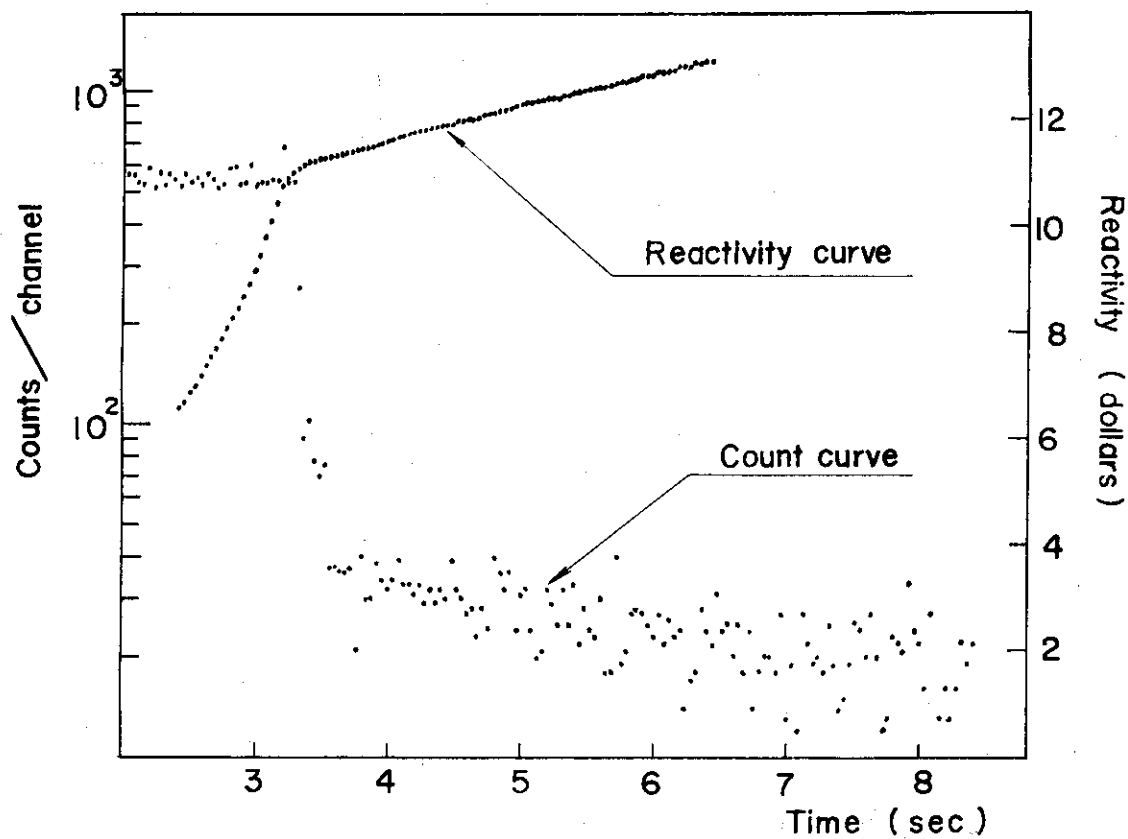


Fig. 5.13 Typical curves of count rate and reactivity obtained by the rod drop method

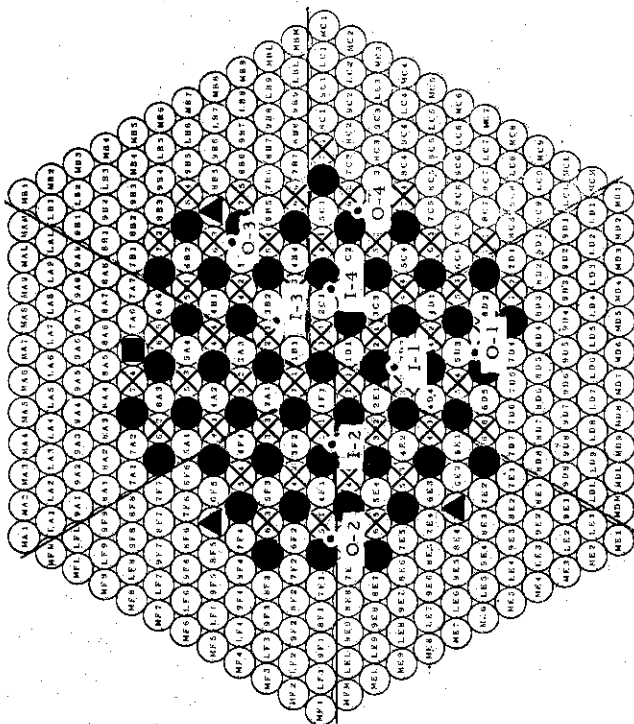
The reactivities are obtained by starting the count integration from the corresponding time.

The safety rods were triggered at 3.30 sec and inserted to 90% of the strokes at 3.50 sec.

Table 5.10 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 6S arrangement by rod drop method

(Fixed half)
 $\bar{\rho}_{\text{ROD}} = 12.86\%$

	Axial position Z (cm)	
	Z=31	Z=92
I-1	11.52\$	13.01\$
I-2	11.86\$	13.62\$
I-3	11.58\$	12.99\$
I-4	11.28\$	12.82\$
0-1	12.30\$	12.80\$
0-2	13.14\$	15.18\$
0-3	16.08\$	19.45\$
0-4	11.52\$	12.84\$
Radial position	$\sigma_s < 2\%$	$\sigma_s < 3\%$
Z: distance from mid plane		
σ_s : stochastic error		



Fixed half of SHE-T-1, 6S

- Key
- Fuel rod
 - ⊗ Thorium rod
 - Graphite rod
 - ▲ Safety rod
 - Control rod

I, O, ; Detector position indices in core cross section

Fig. 5.14 6S arrangement of SHE-T-1 core used in the rod drop method
 The control rods were partially withdrawn to make the reactor critical. The safety rods were inserted to mid-plane of the critical core to make the reactor subcritical.
 (Fixed half)

Table 5.11 Reactivities depending on the detector position in SHE-T-1 core with 6S arrangement by rod drop method (Movable half)

	Axial position Z(cm)	
	Z=31	Z=92
I-1	11.00\$	12.15\$
I-2	11.32\$	12.40\$
I-3	12.18\$	13.22\$
I-4	11.43\$	12.59\$
0-1	9.02\$	11.65\$
0-2	9.91\$	12.50\$
0-3	13.12\$	14.59\$
0-4	13.95\$	20.27\$

Z: distance from mid plane

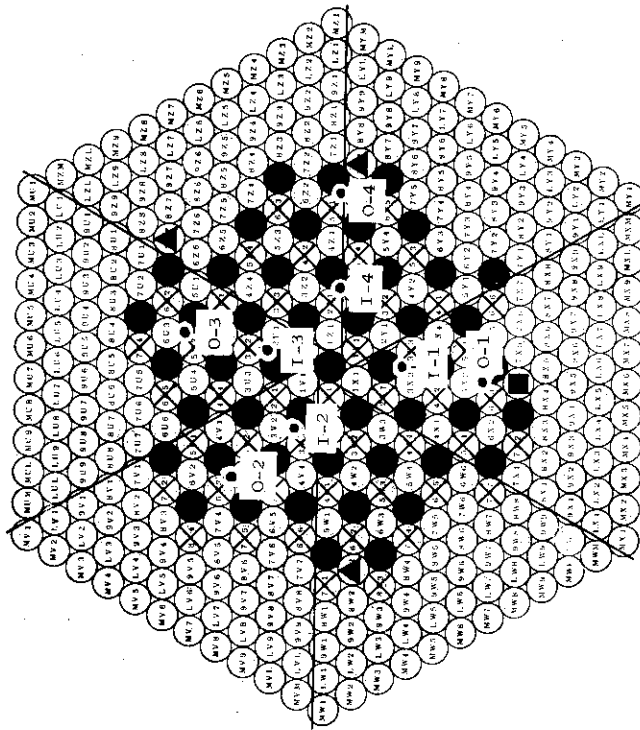


Fig. 5.15 6S arrangement of SHE-T-1 core used in the rod drop method
 The control rods were partially withdrawn to make the reactor critical. The safety rods were inserted to mid-plane of the critical core to make the reactor subcritical. (Movable half)

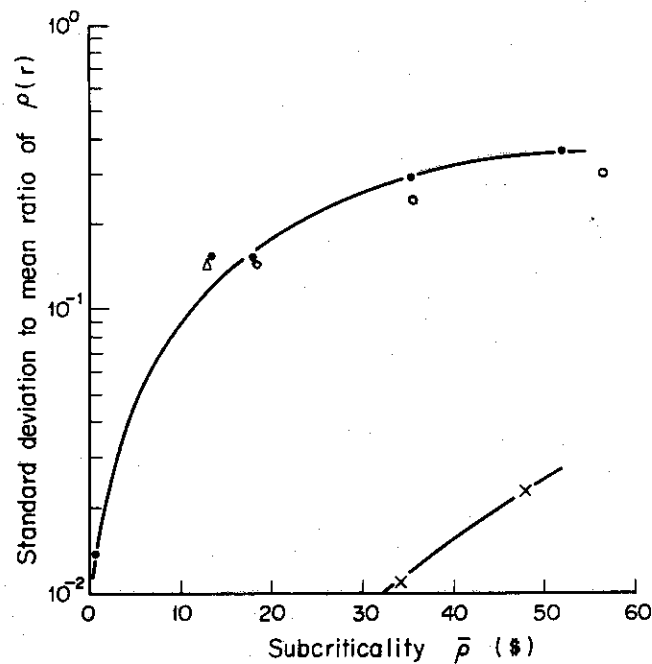


Fig. 5.16 Relation between the arithmetical mean value and the standard deviation of reactivities obtained by multi-point measurement in the core.

- \times : Pulsed neutron method, analysed with Eq.(5.2.1) (Revised King-Simmons method)
- \bullet : Pulsed neutron method, analysed with Eq.(5.2.2) (Sjöstrand method)
- \circ : Source multiplication method, analysed with Eq.(5.2.3)
- Δ : Rod drop method analysed with Eq.(5.2.4)

5.3 極性相関法における1点測定についての考察

パルス中性子実験を面積法で解析した場合、ロッドドロップ法を計数率積分法で解析した場合、および中性子源増倍法を比較法で解析した場合に得られた反応度は検出器の位置に強く依存したが、極性相関法による1点測定でも空間依存性が強く現われるだろうかという疑問が生じる。極性相関法あるいは一般に炉雑音解析法では人工外乱を用いないで、原子炉に内在するゆらぎを利用するわけであるから空間依存性の現われ方は人工外乱を用いる方法の場合とは異なる。炉内の1点に人工外乱を与え、他の1点で応答を測定する方法では、すでに述べたように空間高調波及び動的歪曲の効果をどうしても含むことになったが、この研究で扱ったような炉雑音解析法では人工外乱に対応するゆらぎ源は炉内で宇宙線により自然発生する中性子や自発核分裂で生まれる中性子である。これらのゆらぎ源は炉心内に広く分布している。したがっ

て炉雑音解析の実験ではたとえ検出器の場所が1点であっても、ゆらぎ源と検出器の位置関係としては、充分多様な組合わせから成り立っている。このため測定したデータは人工外乱を用いる方法で多点測定し平均化したものと同様に炉心を代表できる。もちろん、検出器に近い位置のゆらぎ源の寄与が相対的に大きいから空間依存性が全く無視できるとは限らない。

ゆらぎ源と検出器の位置関係以外にもう一つ特記すべきなのは、観測の時間原点と、ゆらぎ源の時間的挙動との間が充分ランダムであるため、空間高調波や動的歪曲の効果が平滑化されるという事である。

また、パルス中性子法をK S法、R K S法で解析する場合、即発中性子崩壊定数 α を解析手段に使ったが、 α を扱おう限り、一般に空間依存性が殆んど現われない。今回の極性相関法でもこれと同様に即発中性子崩壊定数を解析手段に使ったので空間依存性は殆んどないだろう。

大きな負の反応度では、極性相関法の結果に対しても吸収体による中性子生成時間 (Generation time) の変化の影響を補正する必要があるが、R K S法にならって補正すればよい。本章の実験結果では、6 S パターン炉心でのパルス中性子実験をK S法で解析してもS J法で解析しても大変よく一致した値 ($\rho_{xs} = 13.97$ ドル, $\rho_{sj} = 13.77$ ドル) が得られたことから推しても、このパターン炉心では臨界炉心と比べて、中性子生成時間に大きな違いはないと考えられる。したがって3章における極性相関法の実験結果にも中性子生成時間の変化に対する補正はいらない。また、6 S パターン炉心では安全棒の吸収体を炉心周辺に分散してあるので炉心内中性子束分布はそれほど大きく歪まず、空間依存性が現われにくいだろう。

以上の考察から総合判断すると、極性相関法で6 S パターン炉心の反応度を測定する場合には検出器位置を1ヶ所選べば充分であると考えられる。

5.A 炉心を代表できる反応度についての考察 (5章の付録)

あるひとつの炉心パターンの実験によって得られた膨大な個数の反応度のうち、一体真の値はどれなのかという問題が議論の対象としてとり挙げられる。

最近、臨界実験等において精度をもっと向上させることが期待されるようになっており、金子³⁶⁾によって、各種の実験方法の解析公式に動的固有関数を基底とする展開法をとり入れることにより精密化し、多点観測したデータから負の静的反応度を精度よく決定する方法が提案された。特に負の反応度が大きい場合や、反射体効果の大きい場合などには、彼の提案した解析方法が精度のよい反応度を与えると主張している。この解析方法を要約すれば次のようになる。理論式から解かれた静的随伴中性子束 (Static adjoint flux) $\phi_{0s}^+(r, v)$ と静的核分裂スペクトル (static fission spectrum) $f_s(v)$ の積を重み関数として実験で得られる中性子計数値を空間積分し、この値を従来の1点炉近似反応度評価式と同型の式にあてはめることにより、統一値としての反応度を得る。こうすることにより、炉心内の各点で測定した中性子計数値に含まれる空間高調波や動的歪曲 (Kinetic distortion) が反応度決定に及ぼす影響を消去できる。

この空間積分法によれば、

(1) 面積法のパルス実験では

$$\bar{\rho}_{SI} = \frac{\bar{A}_p}{\bar{A}_d} \quad (\text{ドル}) \quad (5.3.1)$$

という式により統一値としての反応度を算出する。

$$\text{ここで, } \bar{A}_p \equiv \int dr A_p(r) \int n_{0s}^+(r, v') f_s(v') dv' \quad (5.3.2)$$

$$\bar{A}_d \equiv \int dr A_d(r) \int n_{0s}^+(r, v') f_s(v') dv' \quad (5.3.3)$$

ただし, $A_p(r)$ = 即発崩壊モードの面積

$A_d(r)$ = 遅発崩壊モードの面積

である。すなわち、計算によって $\int n_{0s}^+(r, v') f_s(v') dv$ を求めておき、これを実験データ $A_p(r)$, $A_d(r)$ の重み関数に使うて積分をすれば反応が求まる。 $n_{0s}^+(r, v)$ は中性子の随伴関数、 $f_s(v)$ は核分裂中性子スペクトルである。

(2) 中性子源増倍法の実験では

$$\bar{\rho}_{SM} = \frac{S \cdot n_{0s}^+(r_s, v_s)}{A_t} \quad (\text{ドル}) \quad (5.3.4)$$

という式によって統一値としての反応度を算出する。

$$\text{ここで } \bar{A}_t \equiv \int dr A_t(r) \int n_{0s}^+(r, v') f_s(v') dv' \quad (5.3.5)$$

S : 中性子源強度

しかしながら、基準炉心の反応度を別の実験で求めておけば計算に頼らず $S \cdot n_{0s}^+(r_s, v_s)$ の絶対値を入手できる。

(3) ロッドドロップ法では

$$\bar{\rho}_{RD} = \frac{\bar{A}_c}{\bar{\lambda} \bar{A}_r} \quad (\text{ドル}) \quad (5.3.6)$$

という式によって統一値としての反応度を算出する。

$$\text{ここで, } \bar{A}_c = \int dr A_c(r) \int n_{0s}^+(r, v') f_s(v') dv' \quad (5.3.7)$$

$$\bar{A}_r = \int dr A_r(r) \int n_{0s}^+(r, v') f_s(v') dv' \quad (5.3.8)$$

ただし, A_c はロッドドロップ直前の中性子計数率

A_r はロッドドロップ後の中性子計数積分値

$\bar{\lambda}$ は遅発中性子先行核の平均崩壊定数

である。式(5.3.1)、式(5.3.4)、式(5.3.6)を使って今回の膨大な実験データから統一反応度を求めた結果を表5.12に示した。この表を見ると判るように空間積分法によって決

定した反応度は実験方法の如何を問わず、非常によく一致している。具体的に説明すると、(a) $\bar{\rho}_{RKS}$ と $\bar{\rho}_{SJ}$ は -48 ドルの高未臨界状態までも一致し、5%の差しか示さない。(b) $\bar{\rho}_{SJ}$ と $\bar{\rho}_{SM}$ の差は -34 ドルまでの範囲ならばそれほど大きくない (~5%)。しかし -48 ドルの高未臨界状態ではくい違いが大きい。(c) 6 S パターンでは平均値 $\bar{\rho} = -13.8$ ドルとなり $\bar{\rho}_{RD}$, $\bar{\rho}_{SJ}$, $\bar{\rho}_{RKS}$, $\bar{\rho}_{SM}$ のすべての値は互いによく一致した。ただしこの炉心パターンでは3次元計算が現在完了しておらないため各点の測定値に対する重み関数を1にして統一反応度を得た。(d) 各空間点で決定した ρ のうち、検出器位置が吸収体や中性子源から離れており、中性子束分布に局所的な歪がなく全炉心的高調波が影響を強く及ぼさない場所の ρ は、空間積分法で平均化した $\bar{\rho}$ に一致する値となることも確かめられた。

以上の様に空間積分法の有効性が実証できた。第3章で極性相関法によって約 -12 ドルの反応度を測定できることを示したが、もっと大きく ~-50 ドルにもなると相関振巾が小さくなるため極性相関法では無理であろう。こんな場合には簡便さをモットーとする極性相関法ではなく、多大な労力と時間を要する多点測定と空間積分法による解析、または即発中性子崩壊定数測定と信頼できる ρ の補正計算がどうしても必要となる。

Table 5.12 Comparison of the experimental negative reactivities by different methods for various SHE core arrangements made subcritical with multiple experimental control rods

Core configuration	Measured values (1) (\$)					Calculated values by two group theory (\$)		
	ρ_{KS}	ρ_{RKS}	Pulsed neutron $\bar{\rho}_{SJ}$ (2)	Source multiplication $\bar{\rho}_{SM}$	Rod drop $\bar{\rho}_{ROD}$	Substitution by fuel rods worths	CRODER	EQ-3
0C	0.6492	0.861	0.8007 (0.7984)	—	—	0.8130±0.02	0.8618	—
1C	11.63	17.55	17.76 (17.74)	16.45 (17.89)	—	—	17.66	18.70
2C	18.75	33.97	35.7(3)	33.51 (36.78)	—	—	33.97	35.99
3C	22.67	47.84	50.1(3)	40.96 (56.96)	—	—	48.12	52.74
6S	13.97	—	(13.77)	(14.25)	(12.86)	—	—	—

- (1) The reactivity values listed here are corrected to the reactivity change due to insertions of detectors (7.3¢ at z=31 cm) as well as Am-Be neutron source (3.3¢ at core center). The reactivity values in parenthesis stand for ones with all of the weights being unity in case of 6S and stand for ones with the adjoint function being unity in case of the other core configurations.
- (2) The value of α_c used is 6.02±0.06.
- (3) Not yet final value.

6 章 結 論

ゆらぎの符号だけを相関解析の対象とする極性相関法および条件付極性相関法は、次のような特徴をもつ。

- (1) 外乱を用いる方法のような特別な実験装置を必要としない。
- (2) 相関装置は簡単である。
- (3) 相関計算に要する時間は極めて短かいので原子炉でのオンライン測定利用も可能である。
- (4) 即発中性子崩壊現象を時間依存で観測するので、データ解析の段階で α を簡単に決定できる。これはロッシ α 法、PNS法と共通の利点であり、フィンマン α 法よりこの点で優れている。したがって空間高調波や動的歪曲の効果を受けにくく、1点測定でまかなえる範囲が広い。
- (5) ロッシ α 法の場合とは異なり、核分裂チェーンを分離して観測する必要がないので、炉出力を極端に低くする必要がない。
- (6) パルス型検出器だけでなく、電流型検出器も使用できる。
- (7) (5)、(6)の理由から、S/Nを損なうことなく、比較的高い炉出力条件で実験できるので統計精度がよい。

本論文では、このような多くの特徴をもつ極性相関法および条件付極性相関法について実験的研究を行ない、炉内中性子検出率のゆらぎに対するガウス分布モデルの妥当性、有効性を実証し、中性子寿命が長い β/ℓ や未臨界状態での α 等を炉雑音解析法で測定するのが困難であった黒鉛減速炉において、臨界から -1.2 ドルの高未臨界状態までの即発中性子崩壊定数の測定に極性相関法を適用できることを示した。

JMT RC, JRR-4における実験から、燃焼の進んでいる原子炉で極性相関法によって α を測定するためには、耐ガンマ線特性がよく、高検出感度をもつ中性子検出器を使用することが不可欠であることが判明した。かかる原子炉で α を測定することを通じて β_{eff} および ℓ などのパラメータの燃焼による変化を調べることは将来の興味ある課題といえよう。

大きな負の反応度測定に関して、PNS面積法、PNS RKS法、中性子源増倍法およびロッドドロップ法による炉心内多点測定を行ない、膨大な実験データを示した。この結果、10ドルを超える炉心では検出器位置が中性子源や中性子吸収体に近すぎたり遠すぎたりすると強い空間依存性の現われることが判った。ところが即発中性子崩壊定数には空間依存性が殆んど現われないことも明らかになった。あまり大きい反応度 -5.0 ドルでは測定された α に対して中性子生成時間の変化分に対する補正をしないと α から反応度を決定できないが、多本数の中性子吸収体が炉心外に散りばめて挿入された -1.3 ドル程度の反応度ならば、中性子源や中性子吸収体から適当に離れた位置(方向も考慮する)に中性子検出器を置いて1点測定し、極性相関法で簡便に解析するだけで炉心を代表する反応度値を得られることも判明した。

謝 辞

本論文は、著者が日本原子力研究所原子炉工学部において行なった極性相関法の原子炉動特性実験への応用に関する研究を集成し、大阪大学大学院工学研究科に在籍中に行なった研究を付録にまとめたものである。

本報をまとめるに当って、大阪大学工学部 住田健二教授には本研究の推進と取まとめについて御指導を戴きました。大阪大学工学部 関谷全教授、基礎工学部 須田信英教授には専門的見地より適切な御指導を賜りました。謹んで厚く御礼申し上げます。

日本原子力研究所原子炉工学部炉物理実験研究室室長 後藤頼男博士、副主任研究員 金子義彦博士には相関関数に関する理論、反応度に関する実験等の面で絶えず適切な御教示と御激励を戴きました。深く感謝の意を表します。

本報の出版と配布にあたり、日本原子力研究所のJAERI-M レポートとして公刊できたことに関して、日本原子力研究所に感謝の意を表します。

日立製作所原子力研究所 栗原国寿氏には確率論に関して、大阪大学工学部 高橋亮人博士には炉物理全般に関して、また、日本原子力事業 中村公彦氏にはエレクトロニクスに関して懇切な御教示と御討論を戴きました。

著者の大学時代には、中本香一郎君、奥野耕三君、故三好亮君、三田敏男、佐伯好紀君、中井史郎氏から緊密な勉強や、体力まかせの実験に惜しみない協力を得ました。

日本原子力研究所での研究では、竹内素允氏に実験全体にわたって共同作業に参加して戴き、黒川良右氏、北館憲二氏にはSHEでの実験に際して技術的援助を得、秋濃藤義氏には理論計算面で負う所が大きく、心から御礼申し上げます。

高速エレクトロニクスの使用につき、原研 若山直昭氏、角田恆己氏に、JMTRCでの実験上、原研 近藤育朗氏、瑞穂満氏他の皆様に、またJRR-4での実験上、原研 田村和行氏、島敬二郎氏他の皆様に十分な御便宜を賜りました。ここに厚く御礼申し上げます。

最後に、本論文の原稿作成上、お手伝い戴いた舟橋芳江嬢に感謝致します。

References

- (1) de Hoffman, F. :
The Science and Engineering of Nuclear Power, 2, 15 (1949)
- (2) Orndoff, J.D. :
Nucl. Sci. Eng., 2, 450 (1957)
- (3) 安成弘 他 :
第二回原子力研究総合発表会 予稿集B-67, 68 (1961)
- (4) Otsuka, M. and Iijima, T. :
Nukleonik, 7, 488 (1965)
- (5) 葛西峯夫, 飯島勉 他 :
第五回炉物理分科会 予稿集A-25 (1965)
- (6) Feynman, R.P. et al. :
J. Nucl. Energ., 3, 64 (1956)
- (7) Albrecht, R. W. :
Nucl. Sci. Eng., 14, 153 (1962)
- (8) Gotoh, Y. :
J. Nucl. Sci. Technol., 1, 193 (1964)
- (9) Mogilner, A. I. and Zolotukhin, V. G. :
Atomnaya Energia, 10, 377 (1961)
- (10) 桜井良文, 住田健二, 町田賢三 :
昭和40年日本原子力学会年会 要旨集E-39 (1965)
- (11) Moore, M. N. :
Nucl. Sci. Eng., 3, 387 (1958)
- (12) Frisch, O. R. and Littler, D. J. :
Phil. Mag., 45, 126 (1954)
- (13) Griffin, C. W. and Lundholm, J. G. Jr. :
NAA-SR-3765 (1959)
- (14) Cochran, W. T. et al. :
Proc. IEEE 55(10), 1664 (1967)
- (15) Hirota, J. :
CF-60-1-107 (1960)
- (16) Nomura, T. :
J. Nucl. Sci. Technol., 2, 76 (1965)
- (17) Courant, E.D. and Wallace, R. P. :
Phys. Rev., 72, 1038-1048 (1947)
- (18) 斎藤慶一 :
JAERI-memo 2915 (1967)

- (19) Price, W. J. :
"Nuclear Radiation Detection", McGraw-Hill (1964)
- (20) Veltman, B.P.Th. et al. :
Regelungstechnik, 9, 9, 357 (1961)
- (21) Dragt, J. B. :
Nukleonik, 8, 4, 225 (1966)
- (22) Cohn, C. E. :
Preprints of Japan-U.S. Seminar on Nuclear Reactor Noise
Analysis. Osaka Univ. (1968)
- (23) Crámer, H. :
"Mathematical Methods of Statistics" Princeton Univ. Press (1945)
- (24) Szechter, T. et al. :
Nukleonik, 11, 5, 240 (1968)
- (25) Chwaszczewski, S. et al. :
Nucl. Sci. Eng., 25, 198 (1966)
- (26) Pacilio, N. :
Proc. of Karlsruhe EAES Symp. III (1966)
- (27) Yasuda, H. et al. :
J. Nucl. Sci. Technol., 9, 9, 544 (1972)
- (28) Iijima, T. :
Nukleonik, 10, 2, 93 (1967)
- (29) Yasuda, H. et al. :
J. Nucl. Sci. Technol., 7, 10, 527 (1970)
- (30) Inoue, K. :
JAERI 1032 (1962)
- (31) Kaneko, Y. et al. :
J. Nucl. Sci. Technol., 4, 9, 462 (1967)
- (32) Kaneko, Y. Akino, F. Yasuda, H. et al. :
JAERI-M 6549 (1976)
- (33) Simmons, B. E. and King, J. S. :
Nucl. Sci. Eng., 3, 595 (1958)
- (34) 日本原子力研究所大洗研究所材料試験炉部
JMTRC 実験記録 昭和43年3月(1968)
- (35) JRR-4 管理課 :
JAERI 1139 (1967)
- (36) Wakayama, N. :
KURRI Transaction 89, 32 (1971)

- (37) Kaneko, Y. :
J. Nucl. Sci. Technol., 12, 402 (1975)
- (A.1) Courant, E.D. and Wallace, P.R. :
Phys. Rev., 72, 1038-1048 (1947)
- (A.2) Kurihara, K. and Sekiya, T. :
J. Nucl. Sci. Technol., 6, 28-34 (1969)
- (A.3) Pál, L. :
Acta Phys. Hung., 14, 345 (1962)
- (A.4) Izumi, A. :
Trans. Special Research Committee on Pile Neutron, (in Japanese),
10 (1968)
- (A.5) Nakamoto, K. :
Master Thesis, Faculty of Eng. Osaka Univ. (1969)
- (A.6) Takahashi, A. :
Doctor Thesis, Faculty of Eng. Osaka Univ. (1973)
- (A.7) Sanda, T. :
Master Thesis, Faculty of Eng. Osaka Univ. (1970)

付 録

A・1 パルス中性子源を用いた炉内中性子数ゆらぎの
模擬実験装置の考案及び応用

A・1.1 模擬装置を作る目的

中性子増倍過程の統計物理学的性質を利用して、原子炉の動特性パラメータを測定する炉雑音解析法についてはすでに論文本編で説明した。しかしながら数多い炉雑音解析法のどれひとつをとってあげても、測定時間が長く必要であったり、炉型式や運転状態に対する制限条件が強く、適用範囲がせまいなどの欠点をもっている。それ故、新しい解析法や、改良型解析法を考案してこの適用性を拡大しておくことが必要である。

このような新しい解析法等の妥当性を調べるために原子炉や臨界集合体でテスト実験を行うことは不可欠であるにも拘らず、十分な運転時間を確保することは経済的理由から見て困難である。また、たとえ十分な運転時間を確保できても、個々の原子炉では動特性パラメータや検出器位置などをほしいままに変えることが困難である。それ故、新しい炉雑音解析法を考案しても、その妥当性を吟味するのは容易ではない。たとえば最近、多重チャンネル時間分析器を利用したロッシン α 実験において提起された問題のように、実験結果の相関振巾と、理論から導びかれた相関関数の振巾とが大きく喰い違う場合などには詳細な実験が必要であり、そのような場合、運転や実験条件に自由度の大きい原子炉が実在すれば、そこでの系統的实验が原因解明に役立つことが明らかである。また大型計算機といえども原子炉の核分裂連鎖過程をモンテカルロ法等でシミュレーションすることは大変であり、簡便な実験装置が望まれていた。

これらの事情を背景に、筆者は、原子炉内中性子数ゆらぎの模擬装置を考案した。この装置では原子炉中の核分裂反応のかわりに非増倍媒質中に発生させたパルス中性子源のバーストを使う。パルス中性子源と中性子検出器と非増倍媒質の三者を組み合わせたフィードバックループによって核分裂連鎖反応を模擬する。この種の模擬装置は今まで、どこにも報告されていない。

この模擬装置は1点炉1群近似で定性的にしか炉内中性子を模擬できない。実在の原子炉は空間的拡がりがあるし、複雑な構造をもっている。さらに中性子はすべて同等の性質をもつとは限らず、運動エネルギーに差もあるし、核分裂反応で遅れて生まれてくるものもある。これらの問題は、それぞれ非常に大切ではあるが、そこまで立ち入らずに研究しておくべき問題も多い。

例えば、この装置を使えば、原子炉での中性子増倍過程の統計物理学的性質を思いのまま観測できるので、一点炉近似がよく使われる炉雑音解析法の妥当性を検討するのに大変役立つであろう。

本付録では、この模擬装置を使って、パルス中性子実験、ロッシン α 実験、フインマン α 実験を行ない、中性子増倍過程に対する模擬特性を調べた結果を記述し、更に模擬装置の応用例として、中性子計数の待ち時間分布測定法の吟味や、中性子巨大連鎖家系の観測の研究に役立った結果についても説明する。

A. 1.2 模擬装置の説明

図 A. 1 に示したブロックダイアグラムに沿って模擬装置の説明を行う。

半減期の長いガンマ線源 S_p の前に置いたガンマ線検出器 D_p には、ポアソンランダム時系列をなすパルス群が得られる。このパルスは OR ゲートを通してパルス中性子源 P N S をトリガする。すると非増倍媒質 M の中には、各パルス毎にパルス中性子バーストが発生する。この動作で原子炉内における自発核分裂を模擬する。

こうして発生した祖先中性子（一世代中性子）は、媒質中で減速され、拡散してゆくが、それらの一部分は中性子検出器 D_f に吸収される。検出パルス信号は、増巾され、整形されて、OR ゲートを通り、パルス中性子源を再びトリガーする。その結果媒質中には二世代目の中性子バーストが発生する。この動作で原子炉における誘導核分裂反応を模擬する。二世代目の中性子は更に次々と子孫の世代の中性子を生む可能性があり、これらの連続反応で原子炉内の核分裂連鎖反応を模擬する。

この装置は媒質中の中性子に対して、電子回路と、パルス中性子源を使って、フィードバックを与えることによって、中性子の生成死滅過程を作り出しており、1点炉近似された原子炉の中性子数のゆらぎを模擬できると考えられる。

中性子源 S_n を媒質内にもちこむと、定常状態に保つことができ、未臨界炉を模擬できる。媒質中の中性子数の時間的变化は D_f または D_a 検出器で観測できるが、

(1) D_f 検出器を使うと、たとえこの検出器が BF₃ カウンターのような吸収型であっても、あたかも検出効率が1の核分裂計数管 ($\epsilon=1 \text{ count/reactor fission}$ は実在しないが) を使っているように、また、

(2) D_a 検出器を使うと吸収型の検出器を使っているように、観測される。

ロッシα法などによる炉雑音解析は、これらの検出器の出力を、相関器や、多重チャンネル時間分析器を用いて解析することにより、実行できる。図 A. 1 において、2つのスイッチを下方に切替えることにより OR ゲートに周期的な第三のパルス信号を加え、同時に多重チャンネル時間分析器をスタートさせ、 D_a 検出器信号を分析すると、あたかも増倍体系でパルス中性子実験を行なっているような結果が得られる。

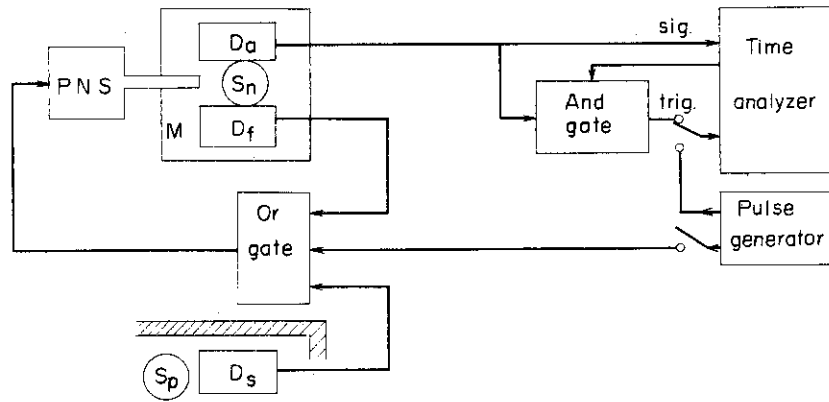


Fig. A.1 Block diagram of the reactor neutron fluctuation simulator and connections for the measurement

- PNS : Pulsed neutron source
- M : Medium
- Sn : Neutron source
- Sp : Random photon source
- Da : Neutron detector for fluctuation analysis
- Df : Neutron detector for the feedback trigger
- Ds : Photon detector for the random trigger

A. 1. 3. 模擬装置での中性子数のふるまい

今回考案した模擬システムは、実際には媒質の空間的拡がりがあり、中性子エネルギースペクトルが広く分布しているが1群1点炉近似でその動特性を説明する。

模擬体系中に存在する中性子数に関して確率的表現をするため、Courant と Wallace A. 1) 流の記述をする。

$$\begin{aligned}
 P(n, t+dt) = & P(n-1, t) S_n \cdot dt + \sum_{\nu=0}^{\infty} P(n+1-\nu, t) S_p \cdot P_{\nu} \cdot dt \\
 & + P(n+1, t) \frac{n+1}{\tau_a} dt + \sum_{\nu=0}^{\infty} P(n+1-\nu, t) \cdot P_{\nu} \cdot \frac{n+1-\nu}{\tau_f} dt \\
 & + P(n, t) \left\{ 1 - S_n dt - S_p dt - \frac{n}{\tau_a} dt - \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{n}{\tau_f} P_{\nu} dt \right\} \quad (A. 1)
 \end{aligned}$$

ここで、

- $P(n, t)$: 時刻 t に n 個の中性子が媒質中に存在する確率
- S_n : 単位時間内に中性子源から1個の中性子が体系中に放出される確率
- S_p : 単位時間内にパルス中性子源が、放射線源からの検出信号によって1回トリガーされる確率

P_ν : パルス中性子バーストが1回で ν 個の中性子を発生する確率

$$\left(\sum_{\nu=0}^{\infty} P_\nu = 1 \right)$$

$\frac{1}{\tau_f}$: 単位時間内に D_f 検出器が1カウントして、パルス中性子源をトリガーする確率

$\frac{1}{\tau_a}$: 単位時間内に1ケの中性子が体系外へ洩れたり、媒質に吸収されたりして消滅する確率

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_a} \quad \text{: 中性子寿命の逆数}$$

式(A. 1)を微分方程式になおすと

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(n, t)}{\partial t} = & S_n P(n-1, t) + \sum_{\nu=0}^{\infty} S_p P_\nu P(n-\nu, t) \\ & + \frac{n+1}{\tau_a} P(n+1, t) + \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{n+1-\nu}{\tau_f} P_\nu P(n+1-\nu, t) \\ & - \left\{ S_n + S_p + \frac{n}{\tau_a} + \frac{n}{\tau_f} \right\} P(n, t) \end{aligned} \quad (\text{A. 2})$$

両辺に x^n をかけ、 n について零から無限大までの和をとると、確率 $P(n, t)$ の母関数 $G(x, t)$ についての微分方程式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G(x, t)}{\partial t} = & [(x-1)S_n + \{y(x)-1\}S_p]G(x, t) \\ & + \left[(1-x)\frac{1}{\tau_a} + \{y(x)-x\} - \frac{1}{\tau_f} \right] \frac{\partial G(x, t)}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{A. 3})$$

ただし $G(x, t) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} x^n P(n, t)$

$$y(x) \equiv \sum_{\nu=0}^{\infty} x^\nu P_\nu$$

この母関数 $G(x, t)$ そのものは、物理的な量ではないが、この関数から容易に中性子数の期待値、2次モーメントなどについての微分方程式を導びくことができる。

例えば、式(A. 3)の両辺を x で偏微分し、そのあとで $x=1$ とおくと、模擬システムでの中性子数の一次モーメントの式が得られる。 G 関数の微分は1回微分では

$$\frac{\partial G(x, t)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=0}^{\infty} x^n P(n, t) = \sum_{n=0}^{\infty} n x^{n-1} P(n, t)$$

$$\begin{aligned} \text{となり, } x=1 \text{ とおくと} &= \sum_{n=0}^{\infty} n P(n, t) \\ &= \bar{n} \end{aligned}$$

2回微分では

$$\frac{\partial^2 G(x, t)}{\partial x^2} = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1) x^{n-2} P(n, t)$$

$$\begin{aligned} \text{となり, } x=1 \text{ とおくと} &= \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1) P(n, t) \\ &= \overline{n(n-1)} = \bar{n}^2 - \bar{n} \end{aligned}$$

これらの関係を利用すると式(A.3)は

1回微分により

$$\frac{\partial \bar{n}(t)}{\partial t} = (S_n + S_p \bar{\nu}) + \frac{(\tau/\tau_f)^{\bar{\nu}-1} - 1}{\tau} \bar{n}(t) \quad (\text{A.4})$$

この式(A.4)は、原子炉の1点近似式(A.5)と同じ型である。

$$\frac{dN(t)}{dt} = S + \frac{k-1}{\ell} N(t) \quad (\text{A.5})$$

2回微分により式(A.3)は

$$\frac{d\bar{n}^2}{dt} = S_n + S_p \bar{\nu} + \overline{\nu(\nu-1)} S_p + \left\{ 2(S_n + S_p \bar{\nu}) + \frac{\nu(\nu-1)}{\tau_f} + \alpha \right\} \bar{n} + 2\alpha \bar{n}^2 \quad (\text{A.6})$$

$$\text{ただし, } \alpha = \frac{(\tau/\tau_f)^{\bar{\nu}} - 1}{\tau}$$

式(A.6)は模擬体系中の中性子数の二次モーメントが従う方程式である。この式の中には、ゆらぎ現象の観測により得られる独特な量 $\overline{\nu(\nu-1)}$ が含まれている。この量は一次モーメントを扱うボルツマン輸送方程式では全く対象としなかった新しい情報である。

以上に展開した理論は Courant と Wallace が原子炉内中性子について示したゆらぎの方程式と本質的に一致している。すなわち、本模擬装置による中性子数のゆらぎ現象は、原子炉におけるそれと、定性的には全く同一である。

A.1.4 実験の方法

模擬装置のアイデアに含まれているいろいろの原理が確かなものであることを調べるために、零出力、一点近似された原子炉を模擬し、数種類の実験を行なった。

実験内容はロッシ α 法，ファインマン α 法，パルス中性子法，待ち時間分布法，中性子家系の観測である。

実験で使用した装置は次のようなものである。図A.2 参照。

- a. 媒質：メタアクリライト $60 \times 60 \times 60 \text{ cm}^3$ $\tau = 0.250 \text{ m sec}$
- b. パルス中性子源：日本原子力研究所と東京芝浦電気が協力して国産化したコッククロフト・ワルトン型である。パルス化方式*はPタイプとDタイプを同期させている。加速されパルス化された重水素イオンをトリチウムターゲットに衝突させて1.4 Mevの高速中性子を発生させる。今回の運転ではパルス巾 $20 \mu \text{ sec}$ ，イオン電流 $300 \mu \text{ A}$ とした。
- c. 検出器 D_a, D_f ：Nuclear Chicago社製の BF_3 比例計数管。モデル番号 206
- d. 検出器 D_s ：シンチレーションカウンタであり Harshaw製の3インチφのNaIとRCA製の光電子増倍管8058を使用している。
- e. 多重チャンネル時間分析器：TMC社製1024チャンネルでP, N Logic unitを使用している。
- f. 前置増巾器，線型増巾器，波高選別器：大阪電波社製 PA-3, LA7T
- g. パルス発生器：E. H. Research社製 モデル139B
- h. ゲート回路：著者の研究室で製作

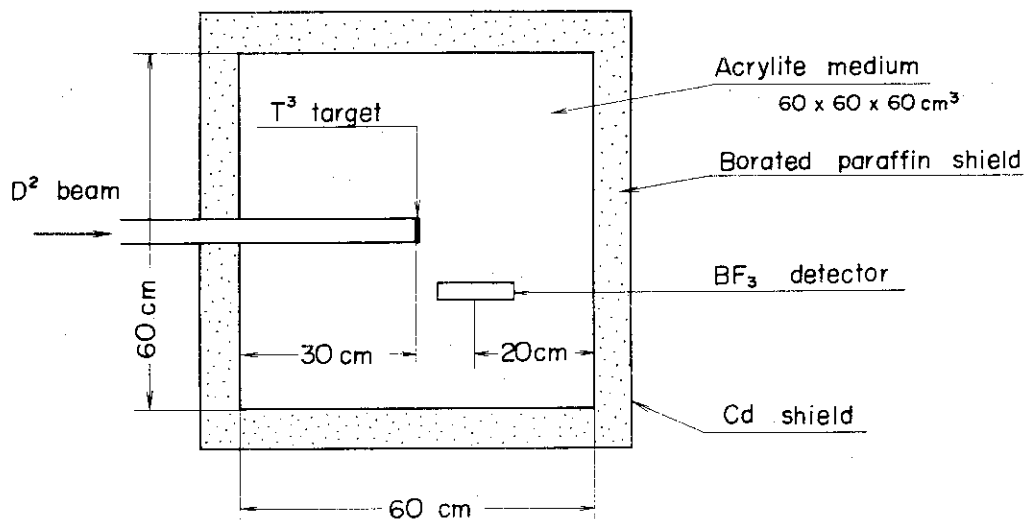


Fig. A.2 Neutron medium used in the reactor neutron fluctuation simulator

* Pタイプとはイオン源から重水素イオンを押し出す電極にパルス電圧を印加する方式であり，Dタイプとは加速されたイオンが偏向電極の前を通過する時，この電極にパルス電圧を印加する方式である。

(1) 中性子寿命を求める実験

模擬装置では中性子媒質 M を決定すれば、そのパラメータの1つである中性子寿命が確定する。この値をあらかじめ測定しておくこと、あとで模擬実験の際、即発崩壊定数を測定することにより反応度に換算できる。幸いにして模擬装置は媒質と中性子だけでなく電子回路によってループを形作っている。中性子寿命は媒質内に生まれた中性子が、もれ、または吸収（核分裂をひきおこす吸収も含めて）によりなくなるまでの平均時間である。本模擬装置においてはこの中性子寿命は電子回路によるフィードバックループを開放しておいて、パルス中性子法の実験をするとその即発中性子崩壊定数の逆数として得られる。すなわち、非増倍媒質のままパルス中性子を投入し即発中性子崩壊定数を測定すればよい。実際の原子炉で中性子寿命を決定することはやさしいことではない。模擬装置でこの値をかんたんに測定できることは大きな利点である。さらにこうして得られた中性子寿命は、模擬装置の反応度を大巾に変化させても、一定不変であることも大きな利点である。（後で詳述する。）

(2) 反応度の変え方及びその測定

検出器 D_f をいったん媒質内に固定すれば、この検出器による中性子吸収性は決ってしまう。しかし検出信号として採用されるかどうかは、検出器に印加する高電圧や波高選別器の設定レベルにより大きく影響される。今回の実験では D_f 検出器の効率 $1/\epsilon_f$ を変化させるために波高選別器のディスクリミネータレベルの中を変えた。A. 1.2 で述べたように D_f 検出器に検出された中性子カウント信号は、すぐにパルス中性子源をトリガするのでこの検出効率の値を1〔カウント/1パルス中性子源バースト〕よりも小さくしておけば未臨界の定常状態にできる。この模擬装置の反応度（増倍係数）は次のようにして設定した。 D_f 検出器信号を OR ゲート入口で切離してモニタ用のスケーラ入力につなぐ。一定時間内にパルス中性子源がランダムにトリガされた回数と、このスケーラの計数値の比率を算出する。この比率がフィードバックループをつないで模擬装置とした場合の実効増倍係数である。

(3) ロッシン α 実験

ロッシン α 実験はすでに説明したように、炉内中性子の検出パルスのペアが、その検出時刻の差に依存するような相関をもつことに着目し、この遅延相関を測定することにより、炉の動特性パラメータを決定する実験である。本模擬装置において中性子数のゆらぎが原子炉におけると同様であればロッシン α 実験の結果に即発中性子崩壊曲線が得られるはずである。これを確かめるため今回の実験では D_a 検出器の信号を多重チャンネル時間分析器と And ゲートを使って分析した。ブロック図は図 A. 1 に示した。 D_a 検出器パルス信号は And ゲートを通ると、このゲートを閉じ、かつ同時に多重チャンネル時間分析器をスタートさせる。この時刻以後の検出パルス信号は、そのおくれ時間に対応したチャンネルに記録される。1回の掃引がおわれれば And ゲートは再び開かれ、次にくるパルスを待つ。このような方式でロッシン α 実験を行なった。

(4) ファインマン α 実験

ファインマン α 実験では、未臨界定常状態の模擬装置に置いた中性子検出器のパルスを、いろいろの長さの観測時間 τ 毎に計数してその分散対平均計数率比を求め、これが 1 - ポアソン

分布の場合の値一からずれる大きさを解析し、即発中性子崩壊定数を決定した。今回の実験ではダブルパルス発生器の信号で観測時間 τ を設定し、 D_a 検出器の信号をプリセットスケーラで計数した。図 A.3 参照

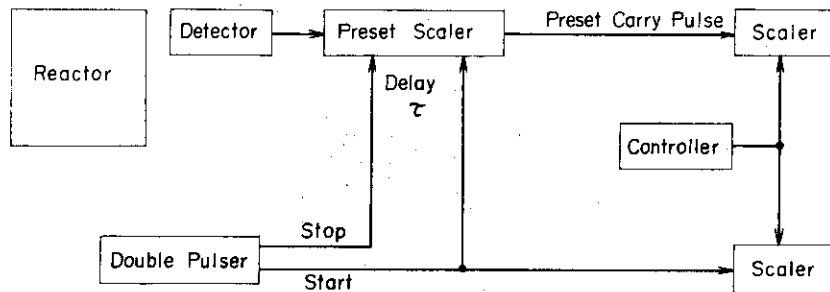


Fig. A.3 Arrangement of Feynman- α experiment
Measurements are made by changing both the preset count and the gate time.

(5) 待時間分布の測定

待時間分布とは、ランダムな時刻を時間原点とするとき、第一番に到来する検出器パルスの時刻の分布をいう。原子炉中性子に関して、この分布関数が理論的に研究されたのは最近であり、今までに二、三の報告 ^{A.2)} ^{A.3)} により、定式が示されている。

$$P_w(\tau) = - \frac{d}{d\tau} P_0(\tau) \tag{A.7}$$

$$P_0(\tau) = \exp \left\{ - \frac{2 \epsilon S}{\tau_c \alpha_a (1+r_a)} \tau + \frac{4 \epsilon S}{\tau_c \alpha_a^2 (1-r_a^2)} \cdot \ln \frac{(1+r_a)^2 - (1-r_a)^2 e^{-\alpha_a \tau}}{4 r_a} \right\} \tag{A.8}$$

ここで $r_a = \sqrt{1 + 2 \frac{\epsilon}{\tau_c} \frac{\nu(\nu-1)}{\tau_f \alpha_a^2}}$

$$\alpha_a = \frac{1}{\tau} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_f} \bar{\nu} \right)$$

$$\bar{\nu} = \sum_i i P_i$$

$$\overline{\nu(\nu-1)} = \sum_i i(i-1) P_i$$

$P_w(\tau)$: 計数待時間分布

$P_0(\tau)$: τ 時間内にゼロ計数となる確率

待時間分布を測定し、これらの定式を用いて解析すれば原子炉物理のパラメータを決定することができるだろう。充分待時間の長い領域での漸近モードだけを利用する試みは報告^{A・4)}されている。しかしもっと待時間の短い領域も含めた測定、解析は今までに行なわれていない。ファインマン法の実験では計数率の分散の測定により、反応度や、 $\rho(\rho-1)$ 値などを決定できるが、測定及び解析上の複雑さという欠点をもっている。これを回避するためにP-ゼロ法が提案されていた。P-ゼロ法では中性子計数値から分散を計算する上での面倒さは回避できるが、ゲート時間毎の測定を必要とするという面倒さは回避できない。このような観点から考えると、待時間分布法はP-ゼロ法を更に改良した性質をもっていることが判る。すなわち待時間分布法では、多重チャンネル時間分析器を使うことにより、ゲート時間毎に測定する面倒さがなくなる。本模擬装置では次のような手順で実験を行なった。観測したい待時間の大きさ ($1/\alpha$ の数倍) の2~3倍の平均周期をもつランダムパルス—実際には周期パルスを使って支障ない—を使い多重チャンネル時間分析器をスタートさせる。このスタート信号出現後、もっとも早く到来した D_0 検出器のパルス信号1つだけを、その遅れ時間に対応するチャンネルに記録する。この動作を繰り返して十分な統計精度が得られるまで測定する。図A・4参照。この場合にもポアソン分布からのずれという形で増倍系の特性が観測できる。

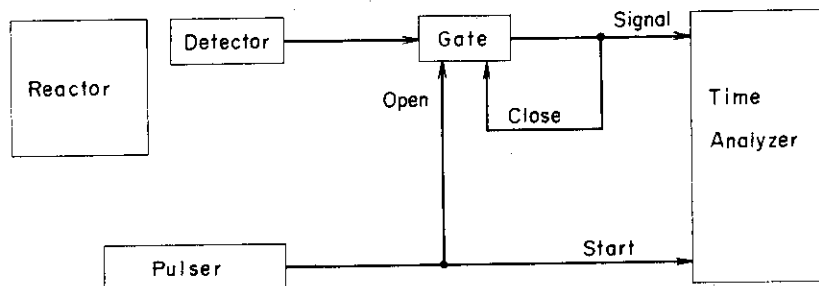


Fig. A.4 Arrangement for measurement of the first-count waiting time distribution
The waiting time of a first count signal is time-analyzed after the occurrence of a random start pulse.

(6) 中性子巨大家系の観測

最近ロッシン実験の定式に含まれる相関項の振巾について活発な議論がされたが、飯島は中性子巨大家系現象という概念を導入して、多重チャンネル時間分析器を使う場合の実験結果と従来の定式との不一致を説明している。このような現象が実際に原子炉内で起こることを確認するため、模擬装置を使って実験を行なった。パルス発生器から得られる周期パルスをORゲートに入力すると模擬システムは増倍系パルス実験を模擬する。しかしこの場合、パルス中性子1回投入あたり発生する中性子数と、模擬システムでの核分裂反応一回あたり発生する中性子数とが同じである。それ故原子炉に時刻既知の自発核分裂を起こしたのと同じである。この自発核分裂は連鎖反応の祖先となる。祖先発生の際、子孫中性子が次々と生まれてチェーンを形成するが、そのチェーン全体を1つの家系と呼ぶことにすると、この家系は大きいものや小さいものに分布している。祖先中性子発生時刻から一定ゲート時間までの中性子検出数は、家系の大小と似た分布を示すだろう。

図A・5に2検出器法を使った巨大中性子家系観測のための実験ブロック図を示した。D₁検出器のパルス信号を磁歪遅延線に入力すると、パルス列内の相互の距離(位相)は保持されたままで、力学的速度で線内を伝播してゆくが、他端に到達すると出力され、遅延パルス信号となる。D₀検出器パルス信号は、プリセットスケーラ式判定回路に入力されると、祖先中性子発生時刻から一定ゲート時間内にプリセット値に達したどうか判定される。達した場合は中性子巨大家系が検出されたと考え、多重チャンネル時間分析器をスタートし、上記の遅延パルス信号を時間分析する。これを繰り返して大きさ毎に平均化した中性子巨大家系を観測する。

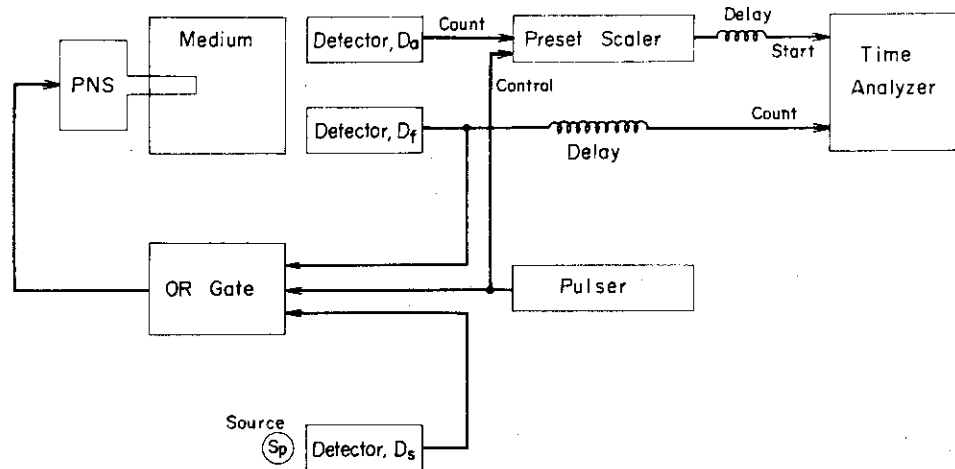


Fig. A.5 Arrangement for the simulator experiment to observe giant neutron-families connected in fission chain
The preset scaler finds giant neutron families, and then delayed count pulses of the D_f detector are time-analysed.

A. 1.5 実験結果

図 A・6 には模擬装置の反応度をいろいろと変えた場合のパルス中性子法の結果を示す。増倍係数 $k \leq 0.66$ の範囲では、減衰は指数関数的であり、理論方程式 (A・4) の解との間に矛盾はない。しかしながら $k > 0.66$ の範囲では、減衰は指数関数に従わなくなった。

図 A・7 には模擬装置の反応度をいろいろと変えて行ったロッシ α 実験の結果を示す。ロッシ α 相関曲線はすべて一定値のすそ野 (バックグラウンド) とほぼ指数関数的減衰項からなりたっている。これはロッシ α 実験の理論で示されている、非相関項と相関項に対応するものである。しかしながら $k > 0.66$ の範囲では相関項は単一指数関数的ではない。

ロッシ α 実験と、パルス中性子法の両方のデータが、 $k > 0.66$ の範囲で指数関数性を失う理由は、今回使用したパルス中性子源の動作特性の限界から起こるものであると思われる。臨界に近づくと短周期でのバースト発生がどうしても必要となるが、P タイプのパルス化回路の回復時間が長いので一定なバーストの大きさを維持できなくなる。P タイプのパルス化回路を改良すれば、もっと臨界に近い状態まで模擬できて、実験データも指数関数に従うと思われる。回路改良が達成できた際、次に予想される限界因子は、パルス電圧のかかるイオン源自体の回復時間約 $10 \mu \text{sec}$ である。これを克服するには P タイプのパルス化をやめて、D タイプのパルス化方式だけに頼るしかない。今回使用したパルス中性子源では、この方式だけにした結果、バックグラウンド中性子が多くなり臨界への接近は、むしろもっと困難となった。図 A・8 には $k=0.62$ における模擬体系でのロッシ α 実験とパルス中性子法のデータを比較して示した。バックグラウンドを引去って示した指数減衰の様子は両データ間で大変よく一致した。

図 A・9 には模擬装置で行なった待時間分布の測定結果を示した。これを見ると短い時間帯での過渡的变化の部分と、長い時間帯での単一指数関数的な部分とからなりたっていることがわかる。このような傾向は理論による定式 (A・7) (A・8) によって予想された通りである。未知変数 3 つを含んだ最小自乗あてはめにより動特性パラメータを決定できる。

図 A・10 には、 $k=0.21$ における模擬体系で行なったファインマン α 法の実験結果を示す。ファインマン α の公式へのあてはめ曲線を実線で示してあるが、測定点がかかなりばらついている。この原因は、長い測定時間の中に、(1)測定システムの安定性が充分でなかった、(2)模擬装置が P NS バーストの変動などにより一定の反応度を維持できなかった、などにあると考えられる。

図 A・11 には中性子巨大家系の形成過程の観測結果を示す。 C_r は 1 家系当り検出される中性子数に対する下限設定値である。 $C_r = 0$ は、すべての家系を加え合わせて平均化したものであり、 C_r 値が大きくなるにつれて、巨大家系を選択して記録したことになるが、実験データも大きくふくれあがっており、巨大家系の存在が確認できる。この巨大家系についての概念は飯島により紹介されたが、定性的理論展開は中本^{A・5)}により試みられている。

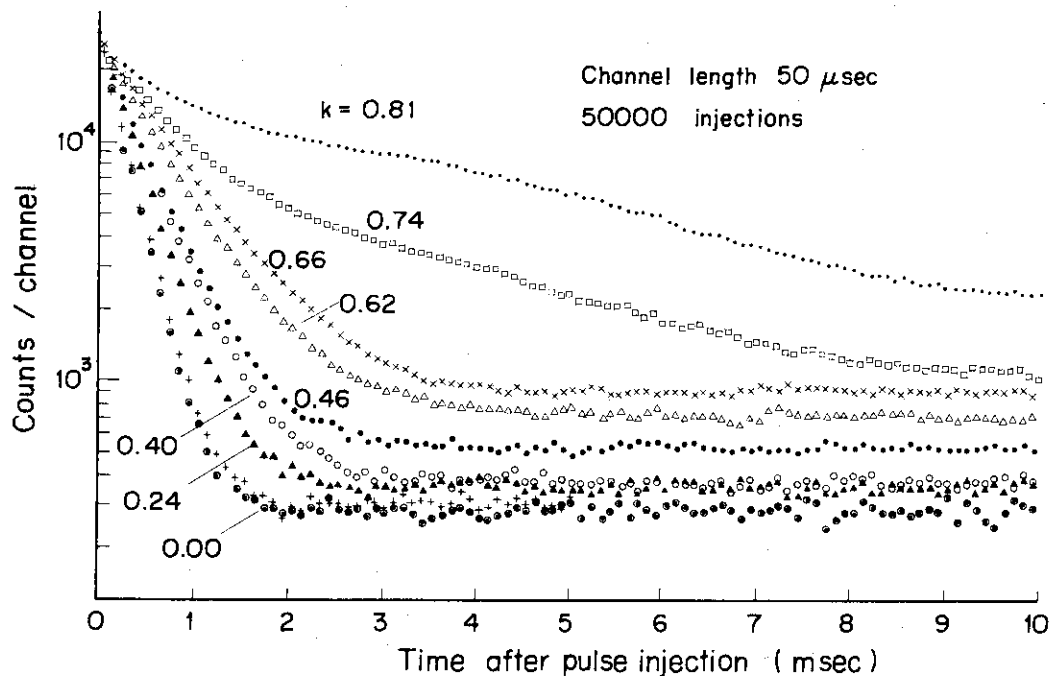


Fig. A.6 Pulse die-away curves for various reactivities observed in the reactor neutron fluctuation simulator

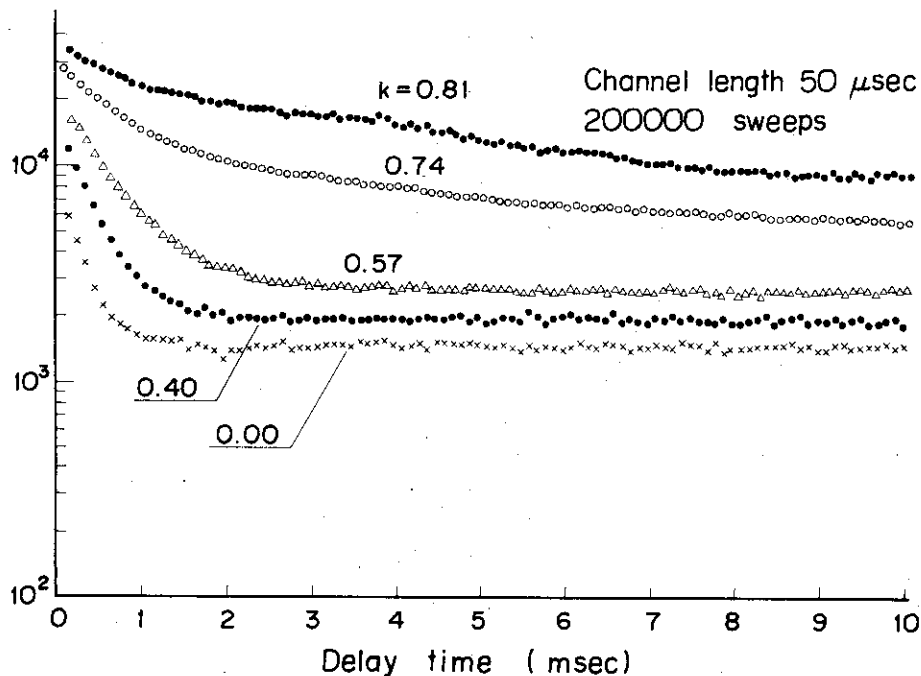


Fig. A.7 Rossi- α correlation curves for various reactivities observed in the reactor neutron fluctuation simulator

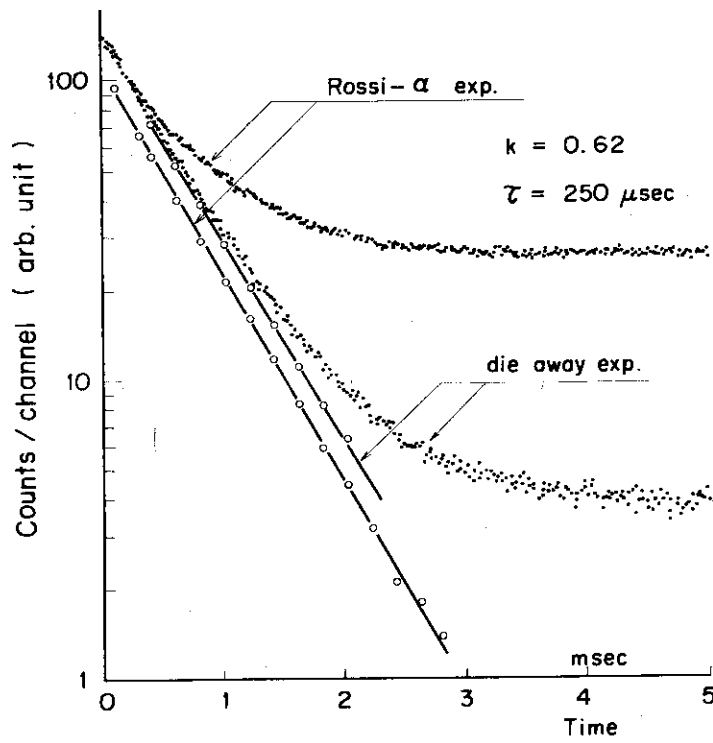


Fig. A.8 Background-subtracted curves of Rossi- α and pulse die-away experiments in the reactor neutron fluctuation simulator
The curves have a common decay constant.

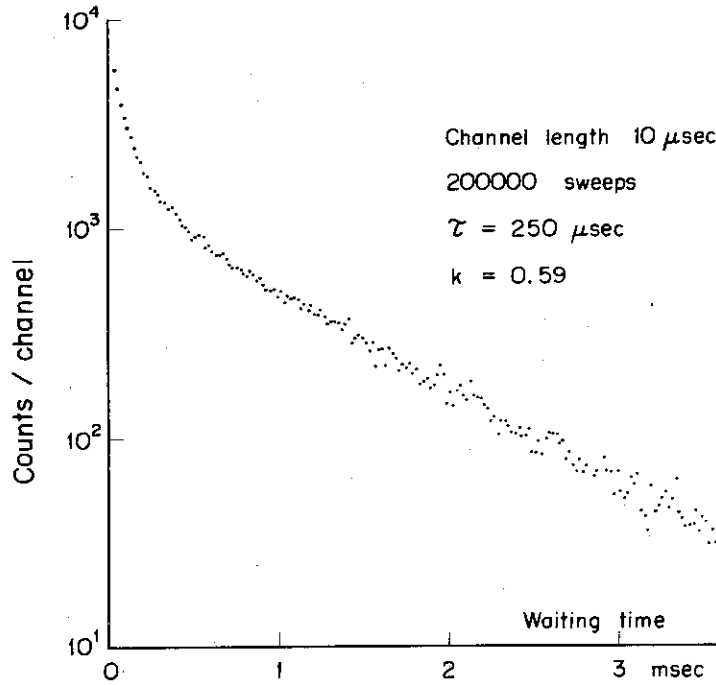


Fig. A.9 First count waiting time distribution observed in the reactor neutron fluctuation simulator

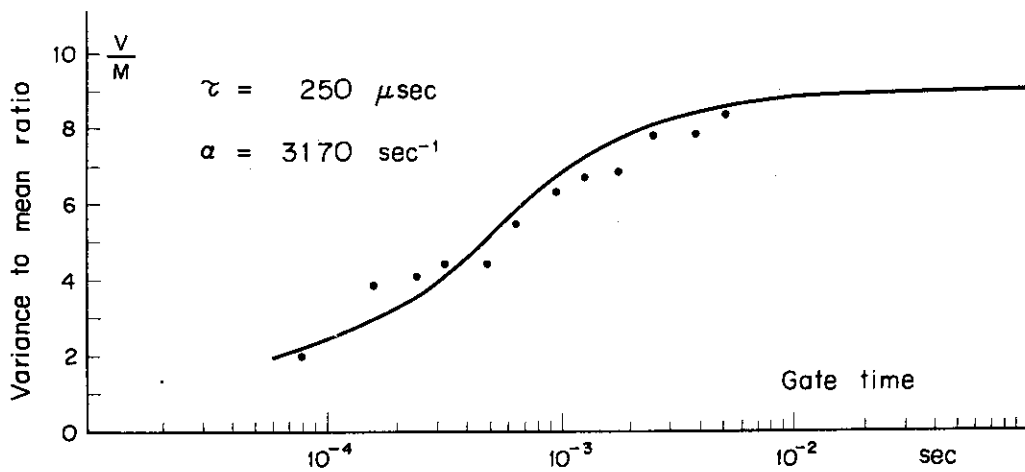


Fig. A.10 Variance to mean ratio vs. gate time obtained by Feynman- α experiment in the reactor neutron fluctuation simulator
 $k = 0.21$

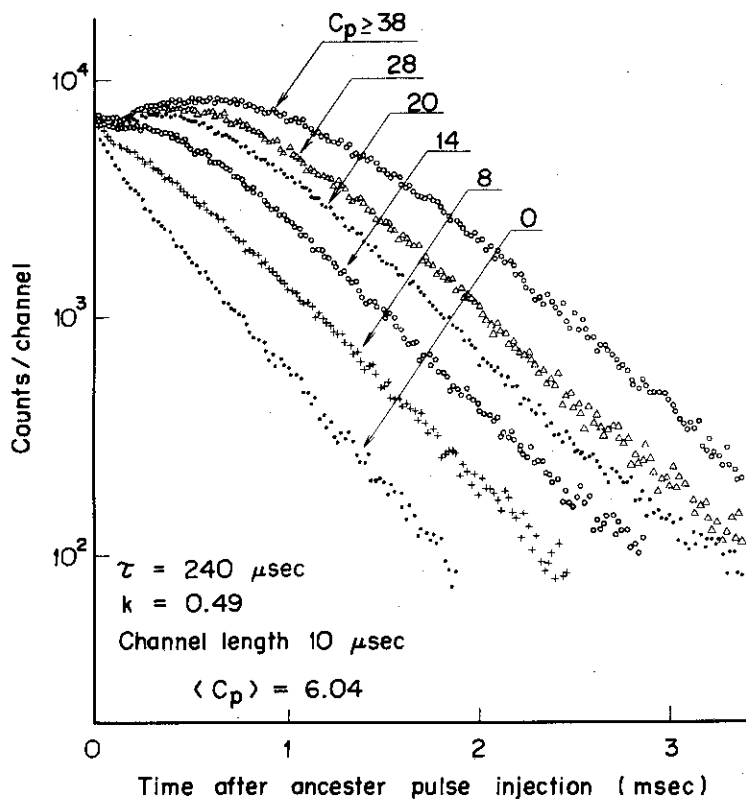


Fig. A.11 Giant neutron families in the course of development
 Each curve is the average of neutron families giving count pulses more than C_p .

A.1.6 模擬装置についての考察及び結論

模擬装置での中性子数の1次モーメントについての動特性方程式は、式(A・4)で表わしたが、一般に原子炉で使われる式(A・5)と比べると、内容的に差がある。すなわち、実際の原子炉では増倍係数 k を変化させると、多かれ少なかれ中性子寿命 τ も変化するが、この模擬装置では核分裂に対する寿命 τ_f を電子回路上で変化させることにより、増倍係数 k を変化させるので中性子寿命 τ は全く変化しない。この特質はパラメータ依存性を純粹に観測する場合に大変便利である。

表A・1に、原子炉と模擬装置の特性を比較して示した。模擬装置では \bar{v} が大きいので中性子数のゆらぎ現象を観測しやすいが、核分裂反応に対して二又分岐近似はできないだろう。また、 \bar{v} の大きさを変えられるのでゆらぎ現象の \bar{v} 依存性を調べることもできる。

模擬装置では、パルス中性子源のD-T反応を利用したので14MeVの単一エネルギーの中性子が発生する。他方、原子炉では核分裂により平均約2MeVで分布するエネルギーの中性子が発生する。発生エネルギーが大きいと減速時間や減速距離が長くなるが、これらの結果は炉外への漏洩中性子の率が大きくなったり、中性子寿命に若干変化を生じたりするだけで、核分裂連鎖反応過程の本質的な性質としては何ら変りがない。

エネルギーがそろって発生すると、定性的にゆらぎが大きくなる傾向があるが、非常に短時間内に起る1回目の減速材原子との衝突により、分布したエネルギーを持つようになるので、最初から分布したエネルギーで発生する原子炉と実質的には変りがない。ただし発生場所は変わってしまう。もともとこの模擬装置では、中性子はターゲットからしか発生しないので、このような空間依存の性質まで模擬するのは困難である。

本模擬装置では遅発中性子を含まないのので、即発中性子近似の式を純粹に吟味できる。ランダム遅延トリガを併用すれば遅発中性子を含める事も可能であろう。

模擬装置では媒質や中性子検出器を自由に選べる。減速材と $1/v$ 特性をもつ検出器を使えば、減速、拡散の過程も含むので、熱中性子炉を模擬できるし、高速中性子散乱体と高速中性子検出器を使えば高速中性子炉を模擬^{*}できる。

また、本模擬装置では中性子検出電気パルスによって核分裂を起こさせるので、祖先中性子を発生する自発核分裂や子孫中性子を生む誘導核分裂の起こる時系列をすべて別々に観測できる。

今回は1点炉モデルの炉を模擬することを目指したが、空間依存性研究の初歩的段階として2点炉(または結合炉)を模擬することもできる。このためには、このような模擬装置を2つ

* この実験についての速報を、日米炉雑音セミナーで発表した折、この点に関しては、M. Moore からコメントがあり、高速炉でのパルス中性子実験における固有値に関する議論に対して、この模擬システムが有力な手がかりを与えるのではないかと示唆された。

原理的には可能であるが実際にはパルス中性子源のバーストの巾を短くしたり、回復時間を短くする必要があり、今回使用した装置では無理であった。

併置して2つの媒質間を中性子が互いに往来できるようにすればよい。結合のパラメータは独立にえらんだ個々の材料や配置から決まる。

さらに別な応用としてパルス炉の模擬をできるのではないかと考えられる。^{*} このためにはD_f検出器の効率が計数率の増大により負のフィードバックを受けるようにしておき増倍係数を1よりも大きく設定すればよい。

パルス炉としての運転の初期条件を作るためにはD_f検出器信号をORゲートに入力しないで開放にする。そして中性子源と自発核分裂だけによる低出力の定常状態を作る。D_fの信号をORゲートに入力すると瞬時に超臨界に達し、媒質内の中性子数が急激に増加する。中性子計数率が充分大きくなると波高選別器等に仕掛けたフィードバック効果が利き、反応度が下がり、未臨界となるため中性子数(出力)が減少する。

最近、NSRRのようなパルス炉の有効性が議論されているが、実際に建設する以前にこのような模擬装置でモデル実験をしておくことも興味深いと思われる。

以上記述したことを結論すると次のようになる。ここで考案した原子炉模擬装置はパルス中性子源と中性子検出器と媒質の組み合わせで成りたっており、実際の原子炉の動特性、特に確率的な特性をうまくあらわしている。ただし適用できる反応度の範囲は既存の装置の特性により $k \lesssim 0.66$ に限られた。

Table A.1 Comparison between a reactor and the simulator

Item	Reactor	Simulator
Medium	U, Pu, Moderator	Any medium
Fission	Spontaneous fission	PNS random trigger
	Induced fission	PNS feedback trigger
Neutron source	Neutron source	Neutron source
Fission yield	$\bar{\nu} = 2.43$ (U235)	$\bar{\nu} \approx 10^6$, adjustable
Fission spectrum	$\chi(E)$, $\bar{\chi} = 2$ MeV	14 MeV
Delayed neutron	$\beta = 0.64\%$	$\beta = 0$
Reactivity adjust	Mechanical	Electronic

* 住田健二氏からのコメント。

A・2 PFM法による擬似正弦波状中性子源の考案

A.2.1 目的

本論文の1章で記述した多くの炉動特性実験技術は外乱を用いる方法と炉雑音解析法に分類できた。これらをどのように使い分けるかという問題は対象としている原子炉や実験設備、測定パラメータに依存する。

例えば外乱を用いる方法のうちで、パルス中性子法は未臨界状態での即発中性子崩壊定数測定に適し、パイルオッシレータ法は臨界状態での伝達関数測定に適する。またペリオド法は臨界付近の微小反応度測定に適する。

このようにそれぞれの方法には適用分野に特徴があるので、多くの実験技術を開発しておくことが望まれる。

原子炉の未臨界状態や非増倍媒質において、それらの炉物理的特性を測定するためにパイルオッシレータ法や、ペリオド法を使うことは困難または不可能であり、中性子源強度を何らかの時間関数の形状に変調する方法が用いられる。その代表例がパルス中性子源法および正弦波状中性子源法である。このうち今までパルス中性子源法が大変良く用いられてきた。その理由はインパルス応答関数を容易に測定できるので時間領域 (Time domain) で表わした中性子輸送方程式との対応が明確であること、工学的技術 (高電圧発生、真空、パルス技術) が発達したことにより実験が容易となったことなどが挙げられる。他方正弦波状中性子源法は、周波数領域 (Frequency domain) で表わした方程式との対応が明確であるにも拘らずあまり用いられていない。その理由は正弦波状中性子源を作ることの困難さに一因があったと考えられる。例えば原子炉サーマルコラムから得られる熱中性子カレントを機械的回転子チョッパーで制御して正弦波状中性子源を得る方法は原子炉を必要とすることや力学的理由による回転数上限の存在、バックグラウンド対策など多くの使いづらさが存在する。また、加速器ビームを振巾変調して正弦波状高速中性子をターゲットで得る方法では、正確な正弦波を実現するのが困難であった。

ここではパルス中性子源のトリガパルスをパルス周波数変調 (Pulse Frequency Modulation) することにより正確な正弦波状中性子源を発生させるという方法 (PFM法) を考案したのでこれについて記述し応用例を示す。

A.2.2 PFM法の原理 (図A・12参照)

正弦波発生器から得られる正弦波電圧(a)を、電圧-パルス周波数変調器に与えると正弦波に対応した疎密パルス列(c)が得られる。単位時間内のパルス密度はその時刻における正弦波電圧に比例する。しかも各パルスの位相、すなわち、出現時刻は充分ランダムであるとする。このような疎密パルス列によりパルス中性子源をトリガーすると、各パルス毎にパルス中性子バーストが発生する。この場合、中性子発生の時系列は正弦波で周波数変調されたパルス時系列で

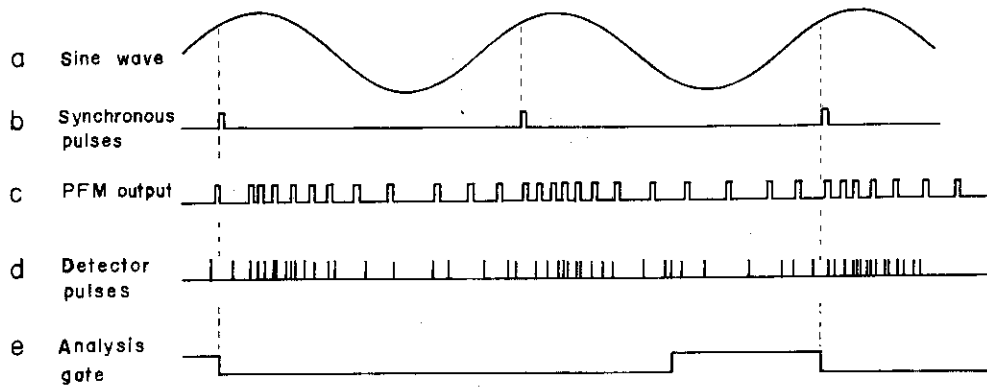


Fig. A.12 Time chart of signals appearing in the P.F.M experiment

あるから、これを直接観測しても検出器出力(d)は凸凹が甚しく、使えない。ところが正弦波と同期したパルス(b)を時間原点に採用し、後続する中性子発生数または中性子検出数を何回も繰り返して記録し、同位相毎に加えることにより平均化すると正弦波が再現できる。(復調と呼ぶことにする。)すなわち、時々刻々の中性子は正弦波状でないにも拘らず、結果的には正弦波状中性子群を発生させ観測したことと同じになる。これがP.F.M法の実験原理である。

以上の内容は次のように数学的に記述できる。

バイアス付正弦波電圧を $S(t) = A \sin \omega t + B$ と表わすと (A・9)

時刻 t で PFM 回路がパルスを発生する確率 $P(t)$ は

$$P(t) = C (A \sin \omega t + B) \quad (\text{A} \cdot 10)$$

となり、 C は変調回路の時定数である。

時刻 t における 1 回のパルス中性子バーストにより発生する中性子数を $\theta(t)$ とすると PFM パルス中性子バーストの時系列 $n(t)$ は、

$$n(t) = \sum_{i=1}^I \theta(t_i) \delta(t - t_i) \quad (\text{A} \cdot 11)$$

I は任意の観測時間内でのバースト回数。

t_i は時間軸上にあるランダムな離散値である。

となり、 $n(t)$ は正弦波状ではない。

ところが同位相毎に加え合わせて平均化すると

$$N(t) \equiv \langle n(t) \rangle = \langle n(t) \cdot P(t_i) \rangle_{t_i} \quad (\text{A} \cdot 12)$$

$\theta(t)$ が時間に依存しないと仮定すると

$$N(t) = \langle \theta \rangle C (A \sin \omega t + B) \quad (\text{A} \cdot 13)$$

したがって平均化により復調できて正弦波が得られる。

A.2.3 PFM実験装置

今回の実験では図A・13に示すような装置を使用した。正弦波発生器 (Function Generator HP 3300A) の正弦波電圧出力を、電圧～パルス周波数変調回路 (P.F.M) に入れ、得られるパルス列 (PFM パルス) でパルス中性子源をトリガーする。パルス中性子源のターゲットで発生した高速中性子を d_1 検出器 (プラスチックシンチレーションカウンタ) で観測し、媒質内で拡散し熱化した中性子を d_2, d_3 検出器 (BF₃ カウンタ Nuclear Chicago 製、直径1インチ、長さ1フィート) で観測する。多重チャンネル時間分析器 (TMC製 4×256 channel) を正弦波と同期したパルス (Synchronous pulse) でトリガーし、 d_1, d_2, d_3 の検出器信号を分析する。何回も繰返し和を求めることにより平均化する。PFMパルス及び3本の検出器信号を同時に観測するためメモリーコントロールモジュールを製作し、使用した。このモジュールでは4種類の入力信号を多重チャンネル時間分析器の4分割されたメモリーブロックへ配分することができる。

各段における信号のタイムチャート例を、図A・12に示した。この図のうち Analysis gate 信号というのは、多重チャンネル時間分析器の1サイクル掃引のための稼働時間 (Busy time) を示す。

図A・14は PFM 回路の特性を試験した結果であり、三角波電圧入力により変調され発振したパルスの時間分布を測定し平均化したものである。良好な追従性と直線性が認められる。実験上正弦波で変調するときは直流バイアス電圧を加えて常に正電圧領域で動作させるようにした。これは負のパルス周波数を実現できないからである。

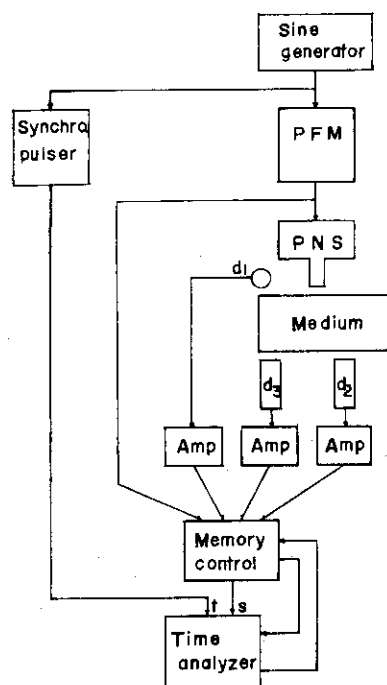


Fig. A.13 Block diagram of P.F.M experiment producing pseudo-sinusoidal neutrons

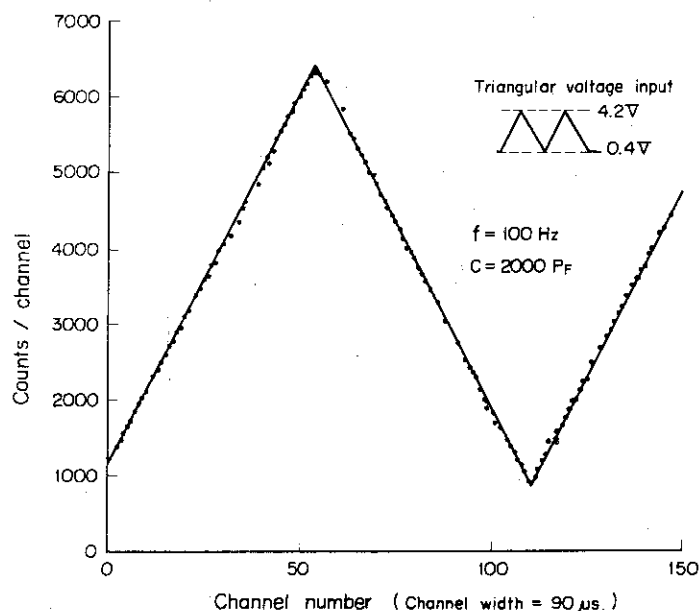


Fig. A.14 Test run of the P.F.M circuit by using triangular voltage input. Frequency modulated pulses are time-analysed to reproduce the input waveform.

A. 2.4 アクリライト体系の伝達関数測定

A. 2.4.1 はじめに

P.F.M法のような変調中性子源の性能のうち、広い周波数帯域で中性子を発生できることは、広範囲に応用できるために重要な事である。減速材としての軽水と似た減速、拡散特性をもつメタアクリル樹脂(メタアクリライト)は減速時間が短かく、熱中性子吸収断面積も黒鉛に比べると大きい。したがって即発中性子崩壊定数が大きい。周波数依存の伝達関数でいうと高い周波数まで利得が平坦である。このような広い周波数帯域まで測定に使える正弦波状変調中性子源を作り出すことは、従来の技術では大変困難であった。ここではP.F.M法により広範な周波数範囲で正弦波状中性子を作り出し、メタアクリライト体系の高速中性子-熱中性子伝達関数を測定した結果を説明する。

A. 2.4.2 実験方法と結果

今回使用したメタアクリライト体系は20 cm \times 100 cm \times 100 cmの板状体で、前面中央に鉛の反射体で囲んだパルス中性子源ターゲットを配置した。この反射体に密着して高速中性子検出器d₁を置いた。パルス中性子源は1 mAのパルス電流、10 μ sのパルス巾で1.41 MeVの高速中性子を発生する。トリガパルス間隔は、今回使用したパルス中性子源のパル

ス化特性により $100 \mu\text{s}$ 以上の範囲に制限された。発生させた正弦波中性子の周波数限界のうち低周波側は多重チャンネル時間分析器の時間スケールにより制限され、高周波側はパルス中性子源のパルス化特性（くりかえし周期 $\leq 100 \mu\text{s}$ ）により制限されたため測定した周波数領域は 1 Hz から 10 kHz までであった。

図 A・15 には観測した正弦波状中性子の 1 例を示した。 500 Hz の高速中性子波発生に対して熱中性子出力がやはり正弦波として明確に観測されている。熱中性子正弦波は高速中性子正弦波より位相が遅れているが、これは減速、熱化、拡散に要した時間と考えてよいであろう。また〔交流成分/直流成分〕比では熱中性子正弦波の方が小さいので、交流成分の方が直流成分より減衰が強いと判断できる。種々な周波数に対してこれと同様の測定を行なった結果を、図 A・16, A・17 に示した。図 A・16 は 1 Hz から 10 kHz までの周波数について、零周波数 ($\omega=0$) で規格化したゲインを示す。

$$\text{ゲイン} = \frac{\text{熱中性子正弦波の AC成分}}{\text{DC成分}} \bigg/ \frac{\text{高速中性子正弦波の AC成分}}{\text{DC成分}} \quad (\text{A} \cdot 14)$$

パルス中性子源法により求められた即発中性子減衰定数から得た折れ点周波数 $f_B = 770 \text{ Hz}$ は、このゲインカーブの折れ点と一致している。カーブ全体は一次遅れの典型的なパターンとなっている。約 200 Hz までの低周波数では、熱中性子は白色スペクトルである。図 A・17 には、高速～熱中性子正弦波間の位相の遅れ時間を位相角に変換し、各周波数に対して示した。これは、図 A・16 と同様に典型的な一次遅れの傾向を示している。位相遅れ角 45° に対応する周波数は利得の折点周波数とほぼ一致している。但し周波数が充分高く、 3 kHz を超える領域では位相遅れが 90° を超え、一次遅れ関数からはずれるが、これは熱中性子が媒質中を拡散するために必要な時間により生ずるものと考えられる。

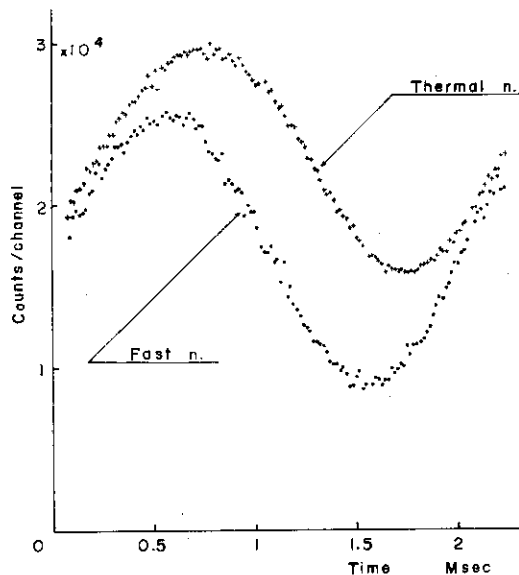


Fig. A.15 Time analysed data of signals from scintillation and BF_3 counters in P.F.M experiment
Modulation frequency is 500 Hz .
Fast neutrons are detected by scintillation counter. Thermal neutrons are detected by BF_3 counter.

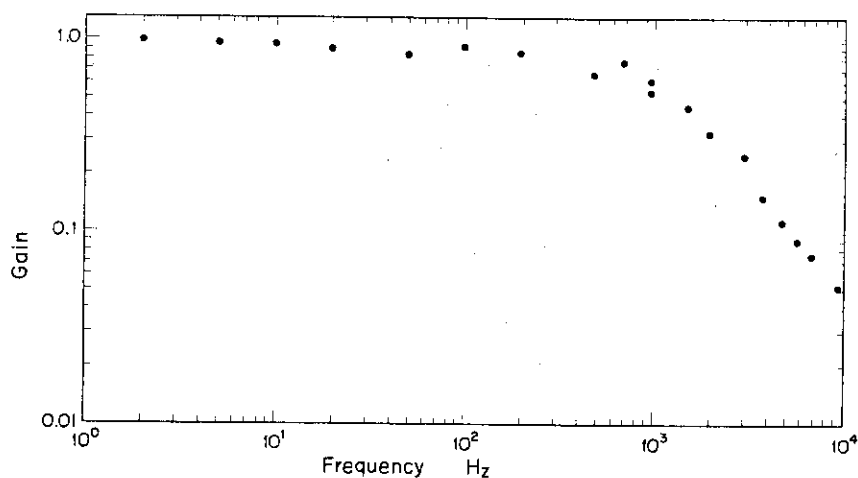


Fig. A.16 Fast-thermal neutron wave gain in the acrylic medium measured by P.F.M method
Thermal neutron wave gain is normalized with the fast neutron wave input.

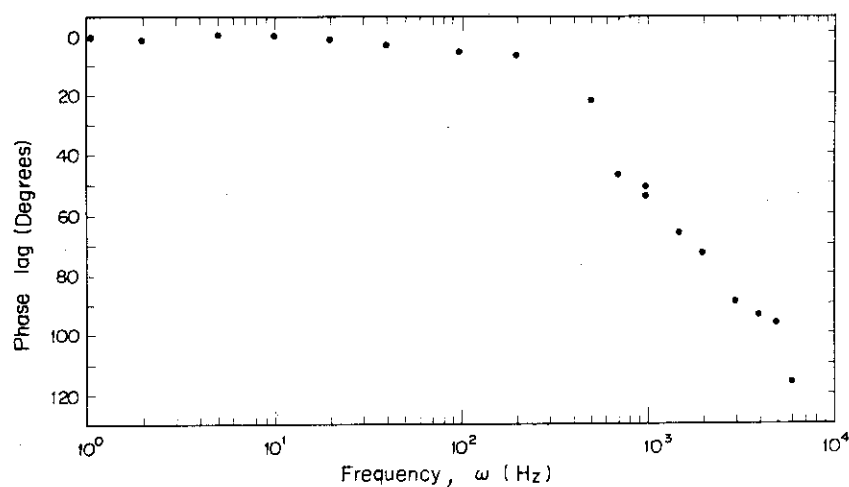


Fig. A.17 Fast-thermal neutron wave phase lag in the acrylic medium measured by P.F.M method

A.2.5 黒鉛体系中の熱中性子波伝播の観測*

A.2.5.1 はじめに

前節の実験で発生させた正弦波状中性子は、メタアクリライト後面において正弦波状熱中性子平面波となって外方向へ流出していると考えられる。しかも、0～約200Hzまでの間にわたって白色スペクトルであり、十分なゲインが得られる。若しも、メタアクリライト体系の後

* 本節の実験研究は三田氏との共同研究であり、氏の大阪大学大学院修士論文^{A.7)}に詳述されている。

に更に別な拡散体系を置けば^{A・6)}、正弦波状熱中性子平面波はこの拡散体系の中に入射し、どんどん遠くまで波動伝播するだろう。この節ではPFM法で作った正弦波状熱中性子波が、黒鉛体系中を伝播する現象を観測した結果について記述する。

A. 2.5.2 中性子波伝播の一群理論

一群拡散理論によれば、均質非増倍体系中での中性子束は次の方程式に従う。

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} - D \nabla^2 \phi + \Sigma_a \phi = S_0 \delta(z) e^{i\omega t} \quad (\text{A} \cdot 15)$$

ただし、 v 、 D 、 Σ_a 、 S_0 は中性子速度、拡散係数、吸収断面積、線源強度振巾、である。体系の形状が無窮長さの直方体であり、端面に正弦波状中性子源があると、解は^{A・6)}次のようになる。

$$\phi(r, t) = X(x, y) e^{-\alpha_w z} e^{i\omega(t + \frac{\xi}{\omega} z)} \quad (\text{A} \cdot 16)$$

$$= X(x, y) e^{-\kappa z + i\omega t} \quad (\text{A} \cdot 17)$$

$$\text{ただし、} \kappa^2 = 1/L^2 + B_{\perp}^2 + i\omega/Dv \quad (\text{A} \cdot 18)$$

$$\alpha_w = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ B_{\perp}^2 + \frac{1}{L^2} + \sqrt{(B_{\perp}^2 + 1/L^2)^2 + (\omega/Dv)^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A} \cdot 19)$$

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ -B_{\perp}^2 - \frac{1}{L^2} + \sqrt{(B_{\perp}^2 + 1/L^2)^2 + (\omega/Dv)^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A} \cdot 20)$$

$$L^2 = D/\Sigma_a \quad (\text{A} \cdot 21)$$

$$B_{\perp}^2 = \{ \pi / (a + 2\delta) \}^2 + \{ \pi / (b + 2\delta) \}^2 \quad (\text{A} \cdot 22)$$

(トランスバースバックリング)

式(A・16)から判るように、体系中に入射した中性子波は距離とともに α_w なる減衰定数で減衰し、また ξ なる角速度で位相が遅れる。この解は多数の中性子粒子が、体系内で吸収や散乱を受けたり、体系外へ漏洩したりしながら遠くへ移動していく現象を、波動伝播という概念を使って数学的に表現したものである。若しも波動伝播実験によって α_w と ξ が測定できれば式(A・18)～式(A・22)を使って、体系のもつ炉物理パラメータ、すなわち、拡散距離 L 、と速度加重した拡散係数 Dv を決定できる。

A. 2.5.3 中性子波伝播実験の方法

実験に用いた体系と計測系を図A・18のブロック図に示した。A・2.4で述べた方法で作られした正弦波状熱中性子波はアクリライト体系から漏れ、黒鉛体系中に浸透する。今回使用したアクリライト体系の大きさは、20cm×100cm×100cm、20cm×130cm×130

cm であり、黒鉛体系の大きさは、パラメータ測定の際は 130 cm 立方体、中性子波干渉伝播観測の際は 100 cm × 100 cm × 130 cm であった。この体系中において 4 本の中性子検出器の出力はメモリーコントローラ、多重チャンネル時間分析器を使って分析した。シンチレーションカウンタは入力規格化用に使い、マイクロ BF₃ カウンタは、中性子場を乱さず測定する必要のある近距離の伝播観測用として使った。

この実験ではターゲットで生まれた高速中性子の大半はアクリライト体系内で熱化されるが、一部は高速のまま黒鉛体系へ浸透する。それゆえ、0.5 mm 厚のカドミウム板をアクリライトと黒鉛の間にシャッターとして挿入し、同様の測定を行ない、この高速中性子浸透効果を差し引いた。Cd シャッターをつけるとう高速中性子浸透量が測定できるわけである。なお Cd シャッターをつけた場合もつけない場合も、アクリライト前面においてプラスチックシンチレーション検出器の計数率は差が認められなかったので、高速中性子実効強度は一定であったと考えられる。

多重チャンネル時間分析器のチャンネル巾は、測定周波数の正弦波を、少なくとも一周期以上観測できるように設定した。パルス中性子源の運転では、常に安定したパルスビームが発生するよう細心の注意を払った。測定時間は 1 ケース当り 10 分 ~ 10 時間* であった。

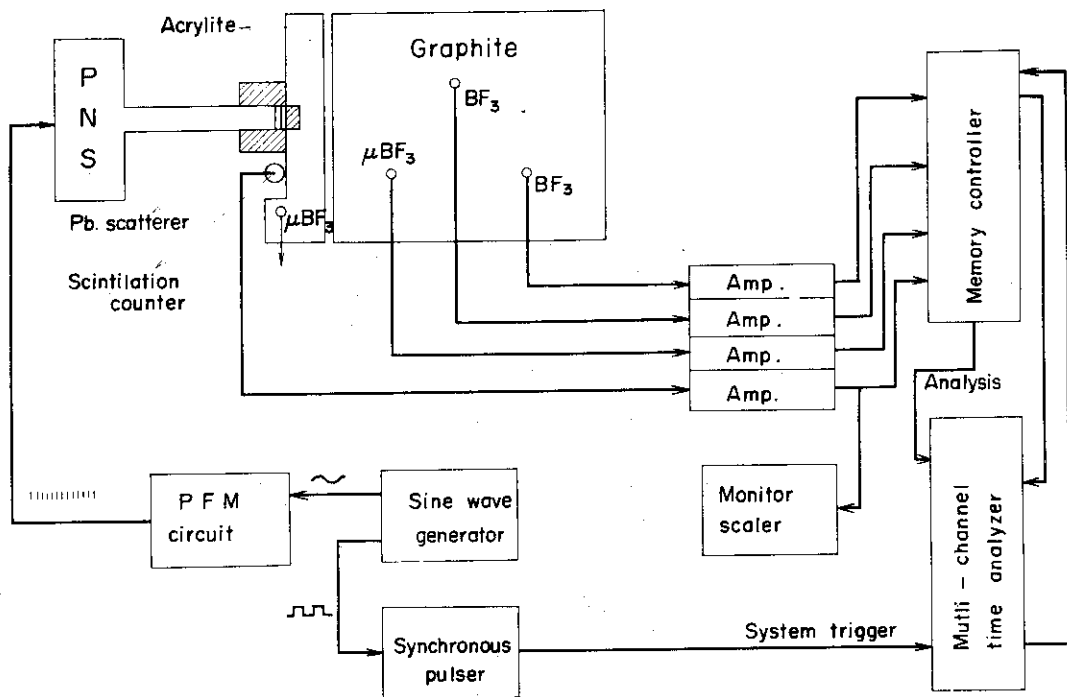


Fig. A.18 Block diagram of the system for thermal neutron wave propagation experiment by P.F.M method

* 周波数が高く、距離が遠い場合にはゲインが低く、統計精度が悪いので長時間の測定を必要とした。

A.2.5.4 伝播実験の結果

各周波数において観測された伝播中性子波は、大変刻明に伝播の特性を示した。即ち入力と一致した周波数の正弦波中性子が観測され、距離が遠くなるにつれ、その振幅が小さくなり、位相遅れが大きくなる。

図A・19に正弦波のゲインと距離の関係を示した。この図では距離の増大とともにゲインが指数的に減衰する様子が見られ、また周波数の高い中性子波ほど減衰が著しい事実も確認できる。図A・20に正弦波の位相遅れと距離の関係を示した。この図では距離の増大とともに位相遅れが比例して大きくなる様子がみられ、また、周波数が高くなるにつれ、位相遅れが大きくなることも確認できる。これら2つの図の特徴はA.2.5.2に示した理論的記述と一致する。理論式にあてはめることにより拡散のパラメータを決定し、表A・2に示した。

小さい方の黒鉛体系 ($x \cdot y \cdot z = 100 \times 100 \times 130 \text{ cm}^3$) における中性子波伝播実験では、最近問題となっている中性子波干渉現象の観測を行なった。 $B_1^2 = 1.84 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$, $Z = 45 \text{ cm}$ の条件で特に重点的に測定を行なった結果を図A・21, 図A・22に示した。図A・21では周波数とゲインの関係を示し、この中でアクリライト体系と黒鉛体系の境界で測定した波源の周波数スペクトルとともに、黒鉛体系中45cmの距離において測定した伝播波の周波数スペクトル、及び二群拡散近似で計算された周波数スペクトル、パルス伝播実験をフーリエ変換したスペクトルを比較のために示した。

P.F.M法によって測定した伝播波スペクトルは、パルス伝播実験の結果からも指摘されていたように、1,000Hzを超える周波数領域においてゲインに凹凸が現われる。この現象は結晶性媒質である黒鉛の中性子散乱断面積がBragg-cut-offエネルギーで不連続であることに起因するといわれている。このエネルギー以上の群と未満の群の2群の中性子の伝播を、拡散方程式を解いて図示したカーブも、やはり凹凸を示している。

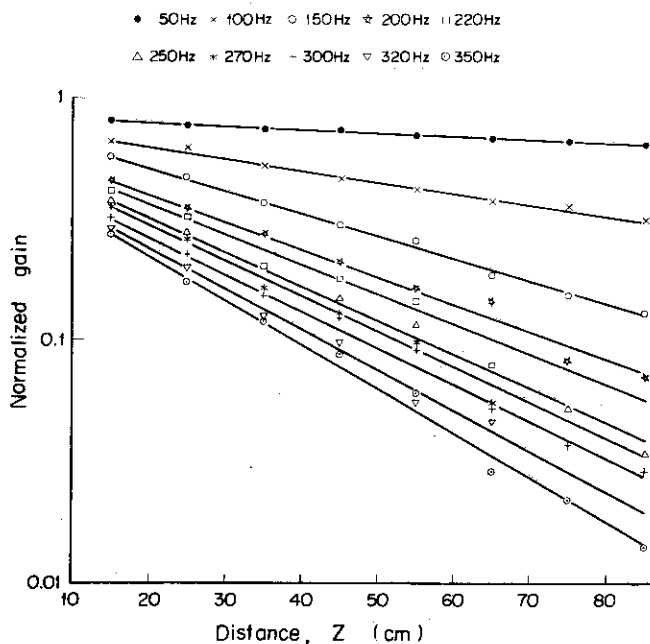


Fig. A.19 Normalized gain of the thermal neutron wave propagated in graphite vs. the distance measured by P.F.M method

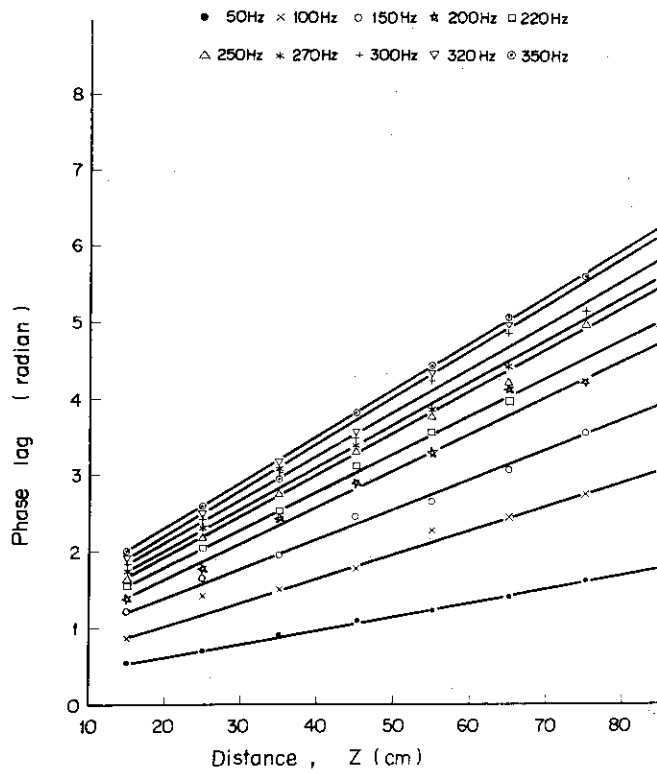


Fig. A.20 Phase lag of the thermal neutron wave propagated in graphite vs. the distance measured by P.F.M method

Table A.2 Comparison of diffusion and diffusion cooling coefficients in graphite obtained by various methods including P.F.M (1.6 g/cm³, 300°K)

Pulse prop. exp.	Perez-Booth method	Observed range	$\langle \Sigma_{av} \rangle$ (sec ⁻¹)	D_0 (10 ⁵ cm ² /sec)	C_0 (10 ⁶ cm ⁴ /sec)	F_0^9 (10 ⁷ cm ⁶ /sec)
		$\omega=0\sim 3146$ rad/sec	94 ± 2	2.19 ± 0.01	3.2 ± 0.2	3.7 ± 0.7
		$\omega=0\sim 1887$ rad/sec	104 ± 10	2.16 ± 0.02	2.8 ± 0.3	2 ± 10
	Moore's method	$\omega=0\sim 1887$ rad/sec		2.17 ± 0.04	3.5 ± 0.4	3 ± 5
Die-away experiment		$B^2=(1.075\sim 10.41) \times 10^{-3}$ cm ⁻²	72 ± 7	2.27 ± 0.04	3.85 ± 0.35	
		$B^2=(1.075\sim 5.8) \times 10^{-3}$ cm ⁻²	77 ± 13	2.21 ± 0.08	2.60 ± 1.2	
P. pro. exp.	Perez-Booth	$\omega=0\sim 6280$ rad/sec	91 ± 4	2.16 ± 0.01	3.9 ± 0.2	12.0 ± 2.0
Die-away exp. Starr & Price		$B^2=(1.76\sim 18.9) \times 10^{-3}$ cm ⁻²	75 ± 0.6	2.14 ± 0.01	3.9 ± 0.3	
Theory Perez-Booth Honeck				2.110	2.016	-5.057
				2.178	2.46	-8.3
P.F.M. Exp.		$\omega=0\sim 2200$ rad/sec	104 ± 19	2.04 ± 0.09	0.94 ± 1.80	

The values except P.F.M Exp. are quoted from Reference (A.6)

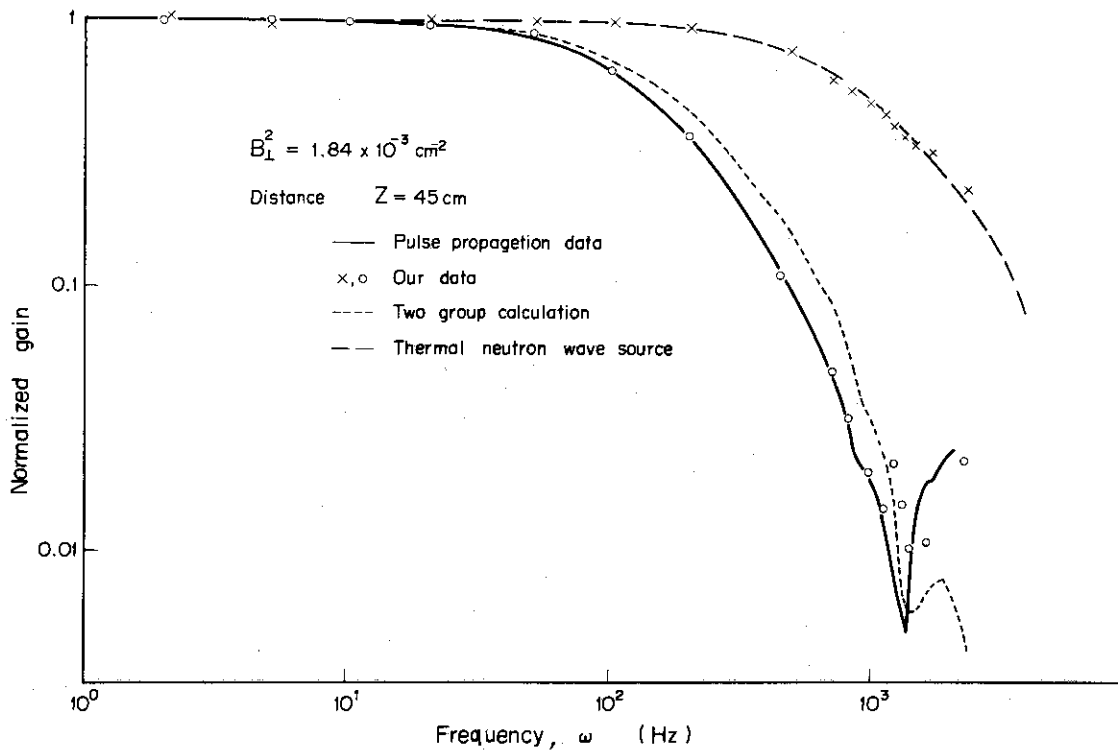


Fig. A.21 Normalized gain vs. frequency of the thermal neutron wave propagated to 45 cm in graphite measured by P.F.M method

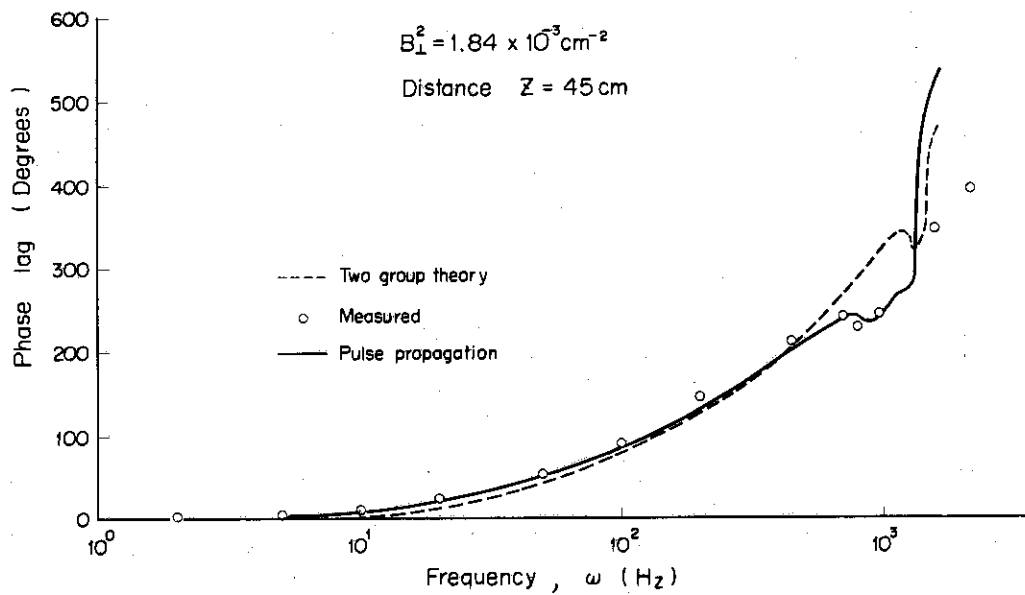


Fig. A.22 Phase lag vs. frequency of the thermal neutron wave propagated to 45 cm in graphite measured by P.F.M method

A.2.6 PFM法についての考察

前節で応用例に示したように、正弦波状中性子を発生させるPFM法は大変簡単であるし、正弦波としての形状も充分満足できるものであった。機械的動作部分を使わないので、変調中性子波の周波数範囲は $0 \sim 10^4$ Hzの広域を達成したがPNSパルス化技術の改良により更に高い周波数 $\sim 10^6$ Hzまで可能であろうと推測される。チョッパー使用の正弦波状中性子源と同様、PFM法においても、任意の周波数の正弦波は、その振巾より大きな直流成分を含むことを避けられない。この直流成分は遠い距離での伝播波形の観測にとって不都合なので極力小さくすることが望ましい。

PFM法の特徴は多いが

- (1) 従来の正弦波中性子発生法に比べて、(a)装置が簡単であるばかりでなく、(b)周波数帯域が広いし、(c)正確な正弦波中性子を発生できるし、(d)正弦波状高速中性子を発生できる、等の長所がある。
- (2) パルス中性子伝播法に比べると、(a)高周波領域への適用範囲はせまいが、(b)低周波領域への適用範囲には制限がなく直流まで自由に変調できる。しかも、1サイクルの正弦波を形づくるのに多くのパルスを発生させられるので、正弦波振巾が大きくなる。この点は、限られた1パルスの崩壊を最後まで見届けなければ、次のパルスを発生できないパルス中性子伝播法に比べて長所である。
- (c)各周波数に対応するゲインや位相を直読できるので重点的観測を必要とする場合には便利である。
- (d)パルス中性子伝播法では、1回の実験の結果をフーリエ変換するだけで、すべてのスペクトルを算出できるが、PFM法では無理である。

記 号 表

A	パルス相関の相関項振巾
A'	規格化された相互相関関数の相関項振巾
A _c	ロッドドロップ直前の中性子計数率
\bar{A}_c	空間積分法で平均した A _c
A _d	パルス中性子減衰曲線のうち遅発モードの面積
\bar{A}_d	空間積分法で平均した A _d
A _f	1本の燃料棒のもつ反応度価値
A _p	パルス中性子減衰曲線のうち即発モードの面積
\bar{A}_p	空間積分法で平均した A _p
A _j	j 番目の中性子減衰モードの振巾
A _r	ロッドドロップ後の中性子計数積分値
\bar{A}_r	空間積分法で平均した A _r
A _t	中性子源増倍法での中性子計数率
\bar{A}_t	空間積分法で平均した A _t
AND	論理アンドゲート回路
α, α_p	即発中性子崩壊定数
α_c	臨界における α
α_1	ポンプ回路時定数の逆数
α_2	CR 微分回路時定数の逆数
α_w	中性子波伝播の振巾減衰定数
B _f	β / ℓ
β / ℓ	遅発中性子割合と即発中性子寿命の比
B	パルス相関のバックグラウンド
B _L ²	トランスバースバックリング
C	ランダム計数率
C _i	i グループの遅発中性子先行核密度
C _p	プリセットカウント値
C _s	比例定数
C ₁ R ₁	ポンプ回路時定数
C ₂ R ₂	CR 微分回路時定数
D	拡散係数
D _a	実験用中性子検出器
D _f	フィードバック用中性子検出器
Δx_i	x _i の平均値を零に移動する際の誤差電圧
ϵ	検出効率 (カウント率 / 炉内核分裂率)
f(x _i)	1次元ガウス分布関数

$f_s(v)$	静的核分裂中性子スペクトル
$\phi_{12}(\tau)$	規格化された相互相関関数
$\phi_{11}(\tau)$	自己 "
$\phi_{11r}(\tau)$	自己極性相関関数
$\phi_{12r}(\tau)$	相互 "
$\phi_{12\theta}(\tau)$	パルス相関関数
$\tilde{\phi}_{12\theta}(\omega)$	$\phi_{12\theta}(\tau)$ のフーリエ変換
$\phi_{12d}(\tau)$	アナログ信号相関関数
$\tilde{\phi}_{12d}(\omega)$	$\phi_{12d}(\tau)$ のフーリエ変換
$\phi_{12cp}(\tau)$	$P(\text{sgn } x_2 = +1 x_1')$, ただし x_1 と x_2 の時間差 τ
$\phi_{12sp}(\tau)$	Δx_i による誤差を含む極性相関関数
$\phi_{0s}^+(r, v)$	静的随伴中性子束
$\phi^{(\nu+1)}(x/\sigma)$	$\phi(x) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^x \exp(-t^2/2) dt$ の $(\nu+1)$ 回微分
$g(x_1, x_2)$	x_1, x_2 の従う 2次元ガウス分布
$g(x_2 x_1')$	2次元ガウス分布に従う x_1, x_2 のうち x_1 が x_1' なる値をとるという条件のもとに x_2 が x_2 なる値をとる確率
$G(x, t)$	$P(n, t)$ の確率の母関数
$\tilde{h}_\rho(j\omega)$	ポンプ回路の応答関数のフーリエ変換
$\tilde{h}_D(j\omega)$	CR微分回路応答関数のフーリエ変換
$h_i(t)$	Rate meter 回路の応答関数
$\tilde{h}_i(s)$	$h_i(t)$ のラプラス変換
$\tilde{h}_i(j\omega)$	$h_i(t)$ のフーリエ変換
θ	中性子 1 個検出当り作り出される電気量
$\theta(t)$	時刻 t における 1 回のパルス中性子バーストにより発生する中性子数
I	臨界炉心からの燃料棒引抜き本数
JMTRC	Japan Material Testing Reactor Critical
JRR-4	Japan Research Reactor-4
k	実効増倍係数
k_p	即発モードの実効増倍係数
κ	中性子波伝播のパラメータ $\kappa = \alpha_w + i\xi$
ℓ	即発中性子寿命
$\bar{\lambda}$	遅発中性子先行核の平均崩壊定数
m_i	x_i の期待値
M	中性子媒質
n	炉内に存在する中性子数 (確率変数)
\bar{n}	n の期待値
$n(t)$	時刻 t に媒質内に存在する中性子数 (確率変数)
$N(t)$	時刻 t における炉内中性子数

$\tilde{N}(s)$	$N(t)$ のラプラス変換
ν	1回の核分裂で発生する中性子数
$\bar{\nu}$	ν の期待値
$\bar{\nu}^2$	ν の2乗の期待値
ξ	中性子波伝播の位相速度
O R	論理オアゲート回路
P_c	t_1 での計数と相関のある中性子を $t_2 \sim t_2 + d t_2$ で1回計数する確率
P_ν	パルス中性子バースト又は核分裂1回で ν 個の中性子が放出される確率
P_{uc}	t_1 での計数と相関のない中性子を $t_2 \sim t_2 + d t_2$ で1回計数する確率
$P_{\Delta x_i}$	Δx_i を評価するための量
PABC	Pulse to analog and analog to binary converter
$P_0(\tau)$	ゲート時間 τ の間に計数が零である確率
$P_1(\tau) \cdots P_i(\tau)$	" " " " " " $1, \dots, i$ "
$P(t)$	t_0 での核分裂で生まれた中性子を $t \sim t + d t$ で1個計数する確率
$P_f(t_0)$	$t_0 \sim t_0 + d t_0$ で核分裂が1回起こる確率
$P_{ap}(t)$	$t=0$ で1計数し $t=t \sim t + d t$ 内に第2計数する先験的確率
$P_w(t)$	計数待時間が t である確率(待時間分布関数)
$P(\text{sgn} x_2 = +1 x_1)$	条件付極性相関関数の確率表現
$P(t_1; t_2)$	t_1 及び t_2 において計数する結合確率
$P(n, t)$	時刻 t に炉内に n 個の中性子が存在する確率
Q	条件達成頻度で重みをつけた条件付極性相関関数の相関項
Q_c	2時点パルス相関の振巾
q	ポンプ回路で1パルス当り汲み上げる電気量
r_i	i 番目検出器の出力(ランダム変数)
ρ	反応度(ドル)
ρ_{KS}	パルス実験データをKing-Simmons法で解析した反応度(ドル)
ρ_{RD}	ロッドドロップ実験で得られた反応度(ドル)
ρ_{RKS}	パルス実験データをRevised King-Simmons法で解析した反応度(ドル)
ρ_{SM}	中性子源増倍法実験で得られた反応度(ドル)
ρ_{SJ}	パルス実験データをSjöstrand法で解析した反応度(ドル)
$\bar{\rho}_{SJ}$	空間積分法で平均した ρ_{SJ}
$\bar{\rho}_{SM}$	" " ρ_{SM}
$\bar{\rho}_{RD}$	" " ρ_{RD}
S, S_n	中性子源(強度)
S_p	ガンマ線源から単位時間内にフォトン1個検出する確率
S/N	信号対雑音比
SHE	Semi-Homogeneous Experimental Facility
$\text{sgn } x$	x の符号を示す極性関数

σ_i	x_i の標準偏差
Σ_a	中性子吸収のマクロ断面積
s_j	j 番目の中性子減衰モードの減衰定数
τ	中性子寿命, または相関関数の遅れ時間
τ_f	核分裂または, パルス中性子源フィードバックトリガーに対する中性子平均寿命
τ_a	吸収に対する中性子平均寿命
$\nu \Sigma_f$	中性子密度 1 のときの核分裂率
$\tilde{v}_1(j\omega)$	ポンプ回路出力電圧のフーリエ変換
$\tilde{v}_2(j\omega)$	CR 微分回路出力電圧のフーリエ変換
ϕ	非均質増倍体系中の中性子束
x	確率を母関数に変換するときの変数
x_i	ガウス分布に従う確率変数. i 番目の検出器の信号
$x_i(t)$	時系列をなす x_i "
x_2'	x_1 が x_1' の値をとるとき x_2 のとる値
$\langle x_2' \rangle$	x_2' の期待値
$X(x, y)$	x, y の 2 次元中性子束分布

List of Publications by the Author

1. H. Yasuda, K. Nakamoto, K. Sumita: Japan-U.S. Seminar on Nuclear Reactor Noise Analysis, 16, Sept. 1968
"A Fluctuation Simulator of the Reactor Neutrons Using the Pulsed Neutron Source and Its Application"
2. H. Yasuda, K. Sumita: J. Nucl. Sci. Technol. 7[10] p527~533 Oct. 1970
"Reactor Neutron Fluctuation Simulator Using Pulsed Neutron Source"
3. H. Yasuda, R. Miyoshi: ibid 9[9] p544~550 Sept. 1972
"Application of Polarity Correlation Method to Graphite Moderated Reactor"
4. H. Yasuda: ibid. 10[12] p753~761 Dec. 1973
"Conditional Polarity Correlation Method for Reactor Noise Analysis"
5. Y. Kaneko, F. Akino, H. Yasuda, et al.: JAERI-M 6549 May, 1976
"Measurement of Multiple Control Rods Reactivity Worths in Semi-Homogeneous Critical Assembly"
"Proceeding of Specialists' Meeting on Control Rod Measurement Techniques: Reactivity Worth and Power Distribution" NEACRP-Cadarache, France, April, 1976

(Short Note)

1. H. Yasuda, T. Sanda, K. Sumita: J. Nucl. Sci. Technol. 7[7] p381~383, February, 1970
"Sinusoidal Neutron Source by Pulse Frequency Modulation of a Pulsed Neutron Source"
2. H. Yasuda, R. Miyoshi: ibid. 9[8] p501~503, August, 1972
"Some Remarks on the Endogenous Pulsed Source Technique in Reactor Noise Analysis"

極性相関法による熱中性子炉の反応度測定
に関する実験的研究

正 誤 表

No.

頁	位 置	誤	正
i	F 5 l	ガラス	ガウス
7	式(2.2.3)	$S_{eff}(s)$	$\tilde{S}_{eff}(s)$
10	式(2.3.6)	$e^{-\alpha(t_2-t_1)}$	$e^{-\alpha(t_2-t_1)}$
"	F 13 l	全体 $(t_1: t_2)$	全体 $P(t_1: t_2)$
14	式(2.4.22)	$\dots A e^{-\alpha t }$	$\dots A e^{-\alpha t }$]
"	式(2.4.23)	\bar{v}_p	\bar{v}_p^2
"	"	l	l^2
"	"	ϵ	ϵ^2
19	式(2.5.33')	$4 P_{\alpha x_1 - \frac{1}{2}} P_{\alpha x_2 - \frac{1}{2}}$	$4 (P_{\alpha x_1 - \frac{1}{2}}) (P_{\alpha x_2 - \frac{1}{2}})$
27	Table 3.1	(C/ ²³² Th 2619)	(C/ ²³² Th 2619)
39	上 13 l	$\gamma_1 - t \epsilon$	$\gamma_1 - t, \epsilon$
"	上 1 l	$\gamma_1 - t \epsilon$	$\gamma_1 - t, \epsilon$
52	F 5 l	ゲート	ゲート
54	上 1 l	表 5.2	表 5.12
72	上 8 l	$d\nu$	$d\nu'$
82	式 A.1	$n+1-\nu$	$n-\nu$
88	上 5 l	フラインマン 法	フラインマン α 法
89	上 2 l	ロッシ 法	ロッシ α 法
109	上 10 l	x_1 と x_2 の	x_1' と x_2 の
111	上 10 l	非均質増倍	均質非増倍
3	上 5 l	もつと	もつと