

## 原子炉雑音と揺動の非可逆的循環

阪大・工 岸 田 邦 治  
 京大・理 富 田 和 久  
 京大・原子炉 宇津呂 雄 彦  
 阪大・工 関 谷 全

原子炉の運転を妨げることなく、原子炉の状態についての情報を、炉内の測定量に伴っているゆらぎから取り出し、炉診断等に役立てることが原子炉雑音解析の主な目的である。原子炉が高出力状態になれば、発熱のため炉心温度が上昇し、そのため炉心内の複雑な水力学的現象、ポイド現象等の発生、物質のもつ中性子核断面積の変化等を通して、フィードバック機構が主に作用する非平衡開放系の一例となる。我々は、揺動の非可逆的循環なる量  $\alpha^{1),2)}$  が原子炉を記述する状態変数のゆらぎの動的状態に関する有力な情報をもた

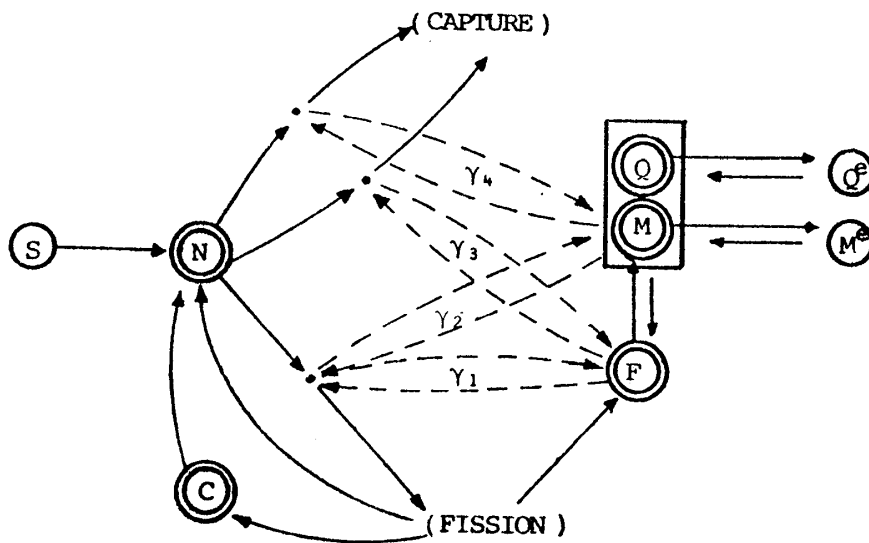


図 1. 京大炉・反応系

- N 炉内総中性子数
- C 炉内総先行核数
- F 燃料体内での総熱量
- M 減速材(冷却材)内での総熱量
- Q 出口における流出熱量
- $r_i$  各々の温度フィードバック係数
- S 中性子源

らすと共に、分散 $\sigma$ と合わせて用いれば、原子炉の安定性についての効果的な積分量（指標）となることを理論的に指摘した。<sup>3), 4)</sup>そこで、京大原子炉で、100 kW 出力・自然循環・手動運転時に炉雑音実験を行ない、本発表では、この結果と、system size 展開法に基づく5成分理論モデル（図1）の計算結果を比較し、 $\alpha$ の実験的検証を行った。実験では、状態変数の中で、中性子数ゆらぎと冷却材温度ゆらぎを測定した。測定に関連して、「循環」なる量 $\alpha$ の表現の中で、

$$\alpha_{NT} = \frac{1}{2} \left( \frac{d}{dt} C_{NT}(t) - \frac{d}{dt} C_{TN}(t) \right) \Big|_{t=0}$$

[ $C_{ij}(t)$ は相関関数である。]

という相互相関関数の時間の原点での非対称性と結びついた $\alpha$ が有用であるとわかった。（図2）一方、理論モデルでは、冷却材温度ゆらぎは、炉心中央部のものとして計算しているが、実測では、炉心上部で行なったので温度ゆらぎについて、時間の原点

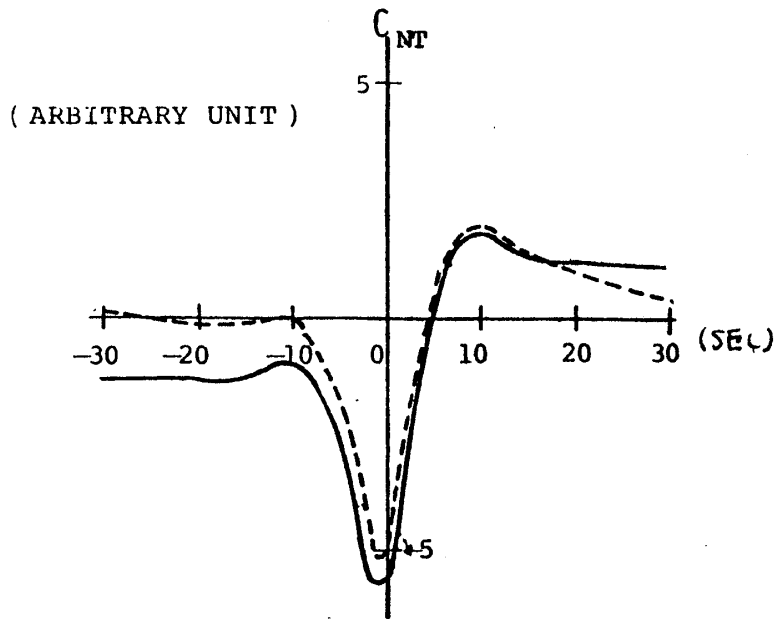


図2. 理論モデルでの相互相関関数

時系列データにおいて、サンプリング時間は0.1 secで、データ個数は9216であったので、これに合ったフィルターを通して実測データは前処理されている。そこで、フィルター効果も考慮した理論計算は破線で示されている。

のおくれを考慮することが必要であった。(図3)

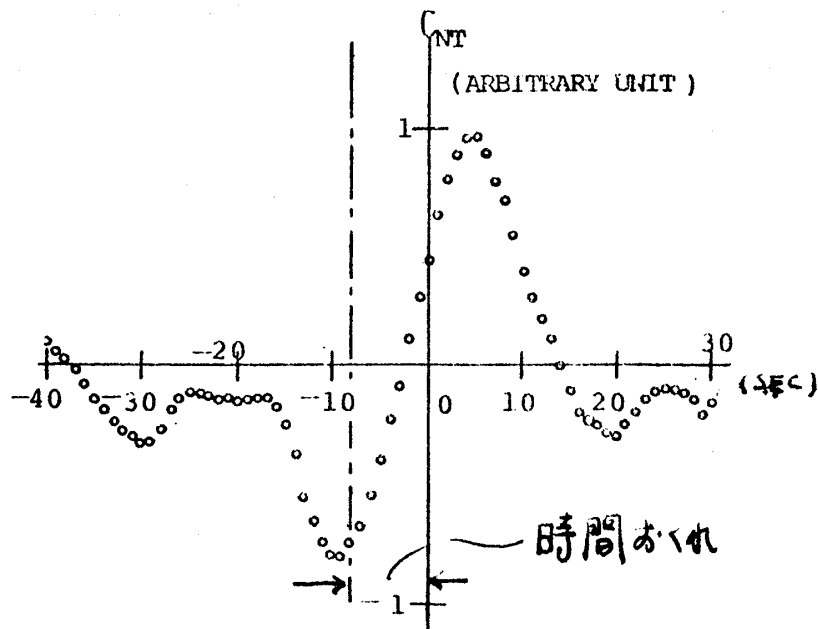


図3. 実測した相互相関関数

時間おくれは、別の実験で既に得られている、冷却材の流速に対する実験式から求めたものである。

これらの点を考慮し、さらに「循環」 $\alpha$ が角運動量的概念をもつことから、

$$\dot{\theta}_{NT} = \frac{\alpha_{NT}}{\sqrt{\det \sigma_2}} \quad [\sigma_2 = \begin{pmatrix} \sigma_{NN} & \sigma_{NT} \\ \sigma_{TN} & \sigma_{TT} \end{pmatrix}]$$

なる広義の角振動数を計算すれば、

$$\dot{\theta}_{NT}^{\text{理論}} = 0.154 \text{ sec}^{-1}, \quad \dot{\theta}_{NT}^{\text{実験}} = 0.097 \text{ sec}^{-1}$$

となった。つまり、理論計算において、空間依存性を無視した一点炉モデルを採用したので、温度ゆらぎの定量的不一致が残っているが、「循環」 $\alpha$ の実験的検証という意味では、定性的によい一致が得られたことになる。

尚、詳細については、文献5)にゆずる。

参 考 文 献

- 1) K. Tomita and H. Tomita, Prog. Theor. Phys. **51** (1974) 1731.
- 2) K. Tomita, T. Ohta and H. Tomita, Prog. Theor. Phys. **52** (1974) 1744.
- 3) K. Kishida, S. Kanemoto, T. Sekiya and K. Tomita, J. Nucl. Sci. Technol. **13** (1976) 161.
- 4) K. Kishida and T. Sekiya, Atomkernenergie **29** (1977) 1.
- 5) K. Kishida, N. Yamada, T. Sekiya, M. Utsuro and Y. Kimura, Prog. Nucl. Energy **1** (1977) 247 [Proc. OECD(NEA)CSNI/NEACRP Spec. Meet. on Reactor Noise (SMORN-II); Gatlinburg, Sept. 1977. CSNI Report No. 22/NEACRP-U-81]

非線型ランジュバン方程式，揺動散逸定理  
二種類のマスター方程式

お茶の水大・理 柴 田 文 明  
橋 爪 夏 樹

非線型量子系に対するランジュバン方程式は一般化された位相空間の方法と減衰理論を用いて定式化する事が出来る。<sup>1)</sup> その際非線型性はコヒーレント状態が担い，非平衡系の枠は射影演算子を適当に選ぶことによって作られる。コヒーレント状態はボソン系<sup>2)</sup>及びスピン系<sup>3)</sup>に対して明確に定義されているから，この二つの系に対して一般的手法を与えることが出来る。

ランダム周波数変調の模型を量子系に拡張したものはボソンで書く事が可能であるが，揺動力は熱浴の変数の他にあらわにボース演算子自身を含むこととなる。この系に対して揺動力の相関々数と減衰定数との関係は比較的容易に見出せて，通常の線型の場合の関係式を形式的に拡張した様な形となる（減衰“定数”が変数に依る）。しかしスピンの場合にはそう単純ではなく考えているスピン変数自体と揺動力との二重交換子のフーリエ変換を考えねばならない。<sup>4)</sup> これはスピン演算子の交換関係が  $c$ -数とはならな