

Mihalczo法の2計数管化の検討

1988年11月



動力炉・核燃料開発事業団

社内一般
PNC N 1410 88-001
1988年11月1日

Michalcz 法の 2 計数管化の検討

古橋晃*

要旨

未臨界度の測定法の一つとして Michalcz 法が有望視されている。これは 3 個の電流ゆらぎ測定型の検出器を用いる相関実験であるが、これと等価な内容をパルス計数管で行う方法を検討し、2 個の計数管で行い得ることを立式して示した。この提案によれば、比較的簡単な実験で未臨界度だけでなく、その体系の中性子寿命その他の炉物理的諸量を分解して求めることができますなど、原 Michalcz 法より有利なものとなる可能性がある。

* 技術管理部

OFFICIAL USE ONLY
PNC N 1410 88-001
1988. 11. 1

An Ideas of Michalcz's equivalent Methods
Using Two Pulse-counters

Akira FURUHASHI*

Abstract

Mi~~ch~~halcz's method to determine the subcriticality through the correlation of signals from three current-type ionization chambers is being proved effective on experimental basis. Present report is an analytical approach to propose a probably simpler experiment which uses pulse-counters instead of current-type detectors and enables essentially the equivalent observation to Mi~~ch~~halcz's one. The proposed method uses only two counters and has a possibility to determine several physical parameters of the multiplying system, e.g. neutron life time, in addition to the subcritical reactivity.

KEYWORDS: Subcriticality, reactivity measurement, neutron multiplication factor, Mi~~ch~~halcz's method, pulse-counter, neutron correlation experiment, correlated neutron pulse pair, prompt neutron decay constant, neutron life time, Feynman- α experiment.

*Technology Management Division

目 次

1.はじめに	1
2.計数管の場合	2
3.計数管での測定量の立式	4
4.計数管法の利点	6
5.体系の炉物理的諸量の導出	7
5.1 即発中性子増倍率	7
5.2 反応度	7
5.3 即発中性子減衰定数	7
5.4 即発中性子平均寿命	8
5.5 核分裂に対する平均寿命	8
5.6 源核分裂レート	8
5.7 誘導核分裂レート	9
5.8 ランダム核分裂レート等	9
5.9 計数管1の計数効率	9
5.10 計数管2の計数効率等	9
6.おわりに	10
参考文献	11

Mithalcz法の2計数管化の検討

1. はじめに

未臨界度測定法の一つとして、最近 Mithalcz法⁽¹⁾（以下M法といふ。）が有望視されている。これは3個の電流ゆらぎ測定型の検出器を用いた相関実験で、検出器1の自己パワースペクトル密度(APSD) G_{11} と、3検出器間の相互パワースペクトル密度(CPSD) G_{12} , G_{13} , G_{23} を測定し、スペクトル比 S_R を

$$\frac{1}{S_R} = \frac{G_{11}(\omega) \cdot G_{23}(\omega)}{G_{12}^*(\omega) \cdot G_{13}(\omega)} \quad (1)$$

で定義すると、分子母で検出器効率および周波数 ω 依存性が打ち消し合い、かつ核分裂レートについても分子母同次となるので、その絶対値が問題となることがなく、 G_{23} を通じて F/F_c なる核分裂レート比が残り、この比が増倍率依存であることから、負の反応度を導出して行こうとする巧妙な方法である。⁽²⁾

ところで中性子相関実験は、このような2時点相関までの範囲においては、中性子の増倍・相関を記述する方程式が2叉近似ですむため、その式の構造からみて、独立な測定量は3個しかとれず、これに対して増倍率 k_p や中性子寿命 τ_0 など物理的に知りたい量は4個があるので、それらの比(例として $\alpha = (1 - k_p)/\tau_0$ など)しか求まらないか、あるいは何等かの絶対値測定(例として検出器効率、中性子源強度など)が加わるか、もしくは遅発臨界点での較正的測定が伴なうかしないと、欲しい炉物理量の絶対値は求まらない筈である。⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾

しかるにM法では何故に増倍率(又は反応度)の絶対値が得られるのかを考えてみると、そのブレークスルーは検出器1の特殊性によるものであることが分る。検出器1は自発核分裂中性子源(²⁵²Cf などで、自発核分裂レート F_c)を内蔵する電離箱で、検出器2, 3で観測される中性子と相関を有するが、中性子そのものでない源核分裂事象なる量を観測する仕組みになっていることがポイントであり、分ってみればコロンブスの卵の類である。

ここで注意すべきことは、一見したところでは、検出器1は源核分裂ごとに必ず電流がゆらぐであろうから、いわば検出効率100%の検出器になっており、このことがきめ手だったのかと思えるが、そうではなく、又、検出器3個を用いることがきめ手だったわけでもないことがある。

* 3個、4個というのは中性子計数管が1個の場合の数であるが、計数管数をふやしても解決しない。

検出器 1 の検出効率 ε_1 については $G_{11} \propto (\varepsilon_1)^2$, $G_{12} \propto \varepsilon_1$, $G_{13} \propto \varepsilon_1$ となるので(1)式の分子母で相殺される。したがって 100% 効率である必要はない。又、中性子検出器を 2 個として G_{23} という CPSD を用いることとした理由は、APSD G_{22} を用いると電流ゆらぎ測定型検出器の特性として検出器雑音と呼ばれる成分が入ってしまうので、これを CPSD によって落そうとしたことにあると考えられる。

検出器雑音とは、検出されたパルス自身が時間領域での自己相関関数に $\delta(x)$ 関数的に登録され、それが周波数領域に変換されたとき $G_{22}(\omega)$ では、振幅が C_2 に比例する白色雑音 (C_2 は検出器 2 の中性子検出レートに相当する量) となって現れるものである。このため全周波数領域にわたって平坦成分がバックグラウンド的に入ってしまい、本来ほしい異時刻パルス間の相関量が正しく求め難くなる。しかし CPSD $G_{23}(\omega)$ では、両検出器に全くの同時相関カウントが入ることはないので、統計的に検出器雑音成分が残らず、異時刻相関（相関パルスペア観測）量だけが測れることになる。

M 法において仮りに APSD $G_{22}(\omega)$ に検出器雑音成分が存在しないとすれば、2 検出器ですみ、

$$\frac{G_{11}(\omega) \cdot G_{22}(\omega)}{G_{12}^*(\omega) \cdot G_{12}(\omega)} = B_C (1 + C_d) [X_C R_C + \frac{F}{F_C} (\frac{\bar{\nu}_p}{\bar{\nu}_{cp}} \frac{\bar{I}}{I_c})^2 X_R] = \frac{1}{S_R} \quad (2)$$

となって、3 検出器を用いた(1)式と同一結果が得られる筈である。（記号は M 法で通常用いられる文献(2)の表示に従い、又、源核分裂レート F_C に比して、体系内燃料の自発核分裂レート F_1 は無視できると近似している。 F は誘導核分裂レート。）

検出器 2 をパルス計数管とし、中性子カウントを時間領域でのみ処理すれば検出器雑音による妨害に相当する信号は出ず、2 検出器により上記(2)式相当の測定が可能な筈である。ただし、勿論別な面での困難は起こるが、以下にそれについて考察する。

2. 計数管の場合

計数管の場合、一定ゲート時間 T 内の相関パルスペアの期待数に比例する量 $C_{nm}(T)$ を以て(2)式の左辺に相当する量

$$\frac{C_{11}(T) C_{22}(T)}{\{C_{12}(T)\}^2}$$

を作りたいところであるが、以下を考えねばならない。

まず計数管 1 については M 法と同じく ^{252}Cf 等の自発核分裂源を含み、自発核分裂現象そのものを核分裂片を通じて計数化する必要がある。このとき上記の F_i より F_c が十分強くなればならぬから、計数管としてはパルスが分離しきれず、結果として M 法では電流型とするのが自然であったのであろう。しかし実際は検出効率 ϵ_1 は 100% でなくても良いので、源が強すぎるなら、その一部のみが計数管に作用してカウントとして測れるような構造とすることも可能ではないかと考えられ、それができるものとして話を進める。（ただし点状源近似 $R_c = 1$ を守りたければ源全体として小型であることを要する。）

このような計数管 1 ができたとすれば、 α 崩壊によるパルスは弁別できるであろうから、 α に伴なう補正 $B_c (1 + C_\alpha)$ は不要になり、これを求めるための非増倍系での $S_{R\text{ out}}$ の測定をしなくともすむ。問題は源核分裂がランダムに起こるので、計数管 1 には自己相関パルスペアが存在しないので、 $C_{11} = \overline{C_1 (C_1 - 1)} - (\overline{C_1})^2$ が 0 になってしまことである。これは時間領域では検出器雑音に相当するものが入らなくてすむことの裏返しであるが、 C_{11} の代りに計数管 1 の平均カウント数 $\overline{C}_1 (T)$ で代用し、代りに分母の因子の 1 つを C_{12} でなく $\overline{C}_2 (T)$ で置き換えることによって、分子母での必要な因数相殺は保たれる。ただしこの置換によって $1/S_R$ に対応する量は M 法におけるものよりやや複雑となる。（次節で述べる。）

次に計数管 2 は吸収型中性子計数管とする。ゲート巾 T 内のカウント統計を問題にするので自己相関のみでも、自己同時刻相関に伴なう検出器雑音相当の妨害は生じない。代りに周波数領域では邪魔にならない等の非相関中性子パルスが入って来るが、統計的に時間軸上平坦に入って来るから

$$C_{22}(T) = \overline{C_2 (C_2 - 1)} - (\overline{C_2})^2 \quad (3)$$

を作れば、相関パルスのみのペアの期待数 ($\times 2$) が得られる。

分母の残りの因子 C_{12} は、計数管 1, 2 間の相関パルスペアの期待数（計数管 1 にカウントを与えた源核分裂と同族の中性子が計数管 2 にカウントされるもの）で

$$C_{12}(T) = \overline{C_1 \cdot C_2} - (\overline{C_1}) \cdot (\overline{C_2}) \quad (4)$$

とすればよい。面倒なのは、同一ゲート時間における両計数管のカウント C_1 と C_2 を 2 次元スケーラーに貯めて行かねばならぬことであるが、エレクトロニクスの進歩により可能な技術になっていると考えられる。

以上により、源核分裂のみに応答する計数管 1 と、中性子にのみ応答する計数管 2 のカウン

ト統計により

$$\frac{1}{C_R} = \frac{\bar{C}_1(T) \cdot C_{22}(T)}{\bar{C}_2(T) \cdot C_{12}(T)} = \frac{\bar{C}_1 \{ \bar{C}_2(\bar{C}_2 - 1) - (\bar{C}_2)^2 \}}{\bar{C}_2 \{ \bar{C}_1 \cdot \bar{C}_2 - \bar{C}_1 \cdot \bar{C}_2 \}} \quad (5)$$

を作れば、(1)式に示したM法でのスペクトル比の逆数 $1/S_R$ に類似した量が得られ、それから増倍率などが導出される筈である。ここに C_R は S_R と若干異なるので記号を違えたが、次節でそれを立式する。^{*}（なお、(5)式右辺の各因子はすべてゲート巾 T 依存である。）

3. 計数管での測定量の立式

計数管 1 は源核分裂レート F_c を確率 ε_1 でカウント化できるとして

$$\bar{C}_1(T) = \varepsilon_1 F_c T \quad (6)$$

である。

以下基本モードによる点状炉近似ですませるが、計数管 2 の中性子数に対する計数効率 $v \Sigma_{d2}$ を ω_2 と記して、 C_{12} は、計数管 1 にカウントがあり、かつその源と同族の中性子をカウントすることの期待数であるから

$$\begin{aligned} C_{12}(T) &= \varepsilon_1 F_c \omega_2 \bar{\nu}_{cp} \bar{I}_c \int_0^T dt_1 \cdot \int_{t_1}^T e^{-\alpha(t_2-t_1)} dt_2 \\ &= \frac{\varepsilon_1 F_c \omega_2 \bar{\nu}_{cp} \bar{I}_c}{\alpha} T \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ただし、 $\bar{\nu}_{cp}$ は源核分裂当たり放出される即発中性子の平均数（遅発中性子は相関の範囲に入れないで C_{12} には寄与しない。）で、平均インポータンス \bar{I}_c で基本モードを励起し、計数管 2 の感度領域迄減速されて来るものとし、その多数チェインの総合として、大勢的に $e^{-\alpha t}$ 型の減衰をするものとしている。

$\bar{C}_2(T)$ は、遅発中性子迄勘定に入れねばならぬので次のようになる。

$$\bar{C}_2(T) = \omega_2 (\bar{\nu}_c \bar{I}_c F_c + \bar{\nu} \bar{I} F_d) \left[\int_{-\infty}^0 dt_1 \cdot \int_0^T e^{-\alpha(t_2-t_1)} dt_2 + \int_0^T dt_1 \cdot \int_{t_1}^T e^{-\alpha(t_2-t_1)} dt_2 \right]$$

ここに $\bar{\nu}_c$ 、 $\bar{\nu}$ は遅発中性子迄含めた中性子放出数であるが、遅発中性子収率 β_c 、 β を共に実効値（eff添字は省略するが）とし、 $\bar{\nu}_c = \bar{\nu}_{cp}/(1-\beta_c)$ 、 $\bar{\nu} = \bar{\nu}_p/(1-\beta)$ は実効中性子放

* もしも \bar{C}_2 において遅発中性子の効果が除去できるとすれば、 $B_c(1+C_\alpha)$ を除いた S_R と一致する。

出数とするので、代りにインポータンスは、即発中性子と同一値 \bar{I}_e , \bar{I} を用いている。 F_d は
遅発中性子によるランダム核分裂レートで、誘導核分裂レート F , 源核分裂 F_e と

$$F_d = \beta F = \beta \frac{k_{\text{eff}}}{1 - k_{\text{eff}}} \cdot \frac{\bar{\nu}_e \bar{I}_e}{\bar{\nu} \bar{I}} \cdot F_e \quad (8)$$

の関係にある。これから

$$\begin{aligned} \bar{C}_2 &= \frac{\omega_2 \bar{\nu}_{\text{ep}} \bar{I}_e F_e}{\alpha(1-\beta_e)} \cdot \frac{1-k_p}{1-k_{\text{eff}}} \cdot T \\ &= \frac{\omega_2 \bar{\nu}_{\text{ep}} \bar{I}_e F_e}{\alpha} \cdot \frac{1-\beta}{1-\beta_e} \cdot \frac{1}{(1 - \frac{\beta}{1-k_p})} \cdot T \end{aligned} \quad (9)$$

を得る。

最後に計数管 2 における相関中性子ペア数 × 2 の期待値 C_{22} は源核分裂 F_e を closest common ancestor (C. C. A.) とするものと、誘導核分裂 F を C. C. A. とするものの和として、即発中性子のみを相関ありとし

$$\begin{aligned} C_{22} &= 2 [F_e \omega_2^2 \overline{I_{e2} \cdot I_{e3}} \overline{\nu_{\text{ep}}(\nu_{\text{ep}}-1)} + F \omega_2^2 \overline{I_2 \cdot I_3} \overline{\nu_p(\nu_p-1)}] \times \\ &\quad [\int_{-\infty}^0 dt_1 \cdot \int_0^T dt_2 \cdot \int_{t_2}^T e^{-\alpha(t_3+t_2-2t_1)} dt_3 + \int_0^T dt_1 \cdot \int_{t_1}^T dt_2 \cdot \int_{t_2}^T e^{-\alpha(t_3+t_2-2t_1)} dt_3] \\ &= \frac{\omega_2^2}{\alpha^2} [F_e \overline{I_{e2} \cdot I_{e3}} \overline{\nu_{\text{ep}}(\nu_{\text{ep}}-1)} + F \overline{I_2 \cdot I_3} \overline{\nu_p(\nu_p-1)}] T (1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T}) \end{aligned} \quad (10)$$

となる。ここで $\overline{I_{e2} \cdot I_{e3}}$, $\overline{I_2 \cdot I_3}$ は計数管 2 にカウントされた 2 パルスのもとになった放出中性子のインポータンスの積（の平均値）である。

上記の(7), (10)両式の () 内の T 依存性は Feynman- α の $Y^{(6)}$ 値の飽和性と同型であるが、(5) 式の分子母で相殺される。そのほか残る T と ϵ_1 , ω_3 も分子母で目出度く相殺されて(5)式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_R} &= \frac{\bar{C}_1(T) \cdot C_{22}(T)}{\bar{C}_2(T) \cdot C_{12}(T)} = \frac{1-\beta_e}{1-\beta} (1 - \frac{\beta}{1-k_p}) [\frac{\overline{\nu_{\text{ep}}(\nu_{\text{ep}}-1)}}{(\bar{\nu}_{\text{ep}})^2} \cdot \frac{\overline{I_{e2} \cdot I_{e3}}}{(\bar{I}_e)^2} \\ &\quad + \frac{\overline{\nu_p(\nu_p-1)}}{(\bar{\nu}_p)^2} \cdot (\frac{\bar{\nu}_p \bar{I}}{\bar{\nu}_{\text{ep}} \bar{I}_e})^2 \cdot \frac{\overline{I_2 \cdot I_3}}{(\bar{I})^2} \cdot \frac{F}{F_e}] \end{aligned} \quad (11)$$

ここで M 法にならって⁽²⁾

$$\frac{\bar{\nu}_p \bar{I} F}{\bar{\nu}_{ep} \bar{I}_e F_e} = \frac{1-\beta}{1-\beta_e} \cdot \frac{\bar{\nu} \bar{I} F}{\bar{\nu}_e \bar{I}_e F_e} = \frac{1-\beta}{1-\beta_e} \cdot \frac{k_{eff}}{1-k_{eff}} = \frac{1-\beta}{1-\beta_e} \cdot \frac{1}{(1 - \frac{\beta}{1-k_p})} \cdot \frac{k_p}{1-k_p} \quad (12)$$

を用いると

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_R} &= \frac{1-\beta_e}{1-\beta} \left(1 - \frac{\beta}{1-k_p}\right) \frac{\bar{\nu}_{ep}(\nu_{ep}-1)}{(\bar{\nu}_{ep})^2} \cdot \frac{\bar{I}_{e2} \cdot \bar{I}_{e3}}{(\bar{I}_e)^2} + \frac{k_p}{1-k_p} \cdot \frac{\bar{\nu}_p(\nu_p-1)}{(\bar{\nu}_p)^2} \cdot \left(\frac{\bar{\nu}_p \bar{I}}{\bar{\nu}_{ep} \bar{I}_e}\right) \cdot \frac{\bar{I}_2 \cdot \bar{I}_3}{(\bar{I})^2} \\ &= \frac{1-\beta_e}{1-\beta} \left(1 - \frac{\beta}{1-k_p}\right) X_e R_e + \frac{k_p}{1-k_p} \cdot \left(\frac{\bar{\nu}_p \bar{I}}{\bar{\nu}_{ep} \bar{I}_e}\right) X R \end{aligned} \quad (13)$$

という結果を得る。これはM法に対する $1/S_R$ の値(2)式に比して α 崩壊の影響 $B_c(1+C_\alpha)$ を除き、遅発中性子の影響である $\frac{1-\beta_e}{1-\beta}(1 - \frac{\beta}{1-k_p})$ 倍を入れたものになっているが、本質的な内容は変わっていない*。ただしM法の場合と違って反応度 $|\rho| = (1 - k_{eff})/k_{eff}$ について解く型とせず、「上記(13)式を数値的に満す k_p を以て、この体系の即発中性子増倍率 k_p とする。」という測定法と考えるのが自然である。

4. 計数管法の利点

上記の計数管による方法の利点としては、既にみて来たように、

- ① 検出器が2個ですみ、その分、空間依存性の補正などするときも多分簡単になろう。
- ② 非増倍系での $1/S_R$ out の測定に相当することをしなくてすむ。（あえてこれを行えば $^{252}C_f$ のDiven因子 X_e を実測する結果となる。）**
- ③ ゲート巾T依存性が分子母で相殺するが、いくつかのゲート巾でそれを確認しながら進み得て、それによる平均 C_R は、M法における S_R の周波数による変動より落着いたものになりそう。
- ④ カウント数の処理の方が高速フーリエ変換等を要する電流ゆらぎ法より装置的に楽であろう。

などが挙げられるが、更に重要なことは、次節に示すように

- ⑤ 中性子増倍率（又は反応度）だけでなく、いくつかの測定量を組み合せることによって、

* $1/S_R$ と違って $1/C_R$ は遅発臨界で $\rightarrow \infty$ とならないが、これは一長一短である。

** 正しくは $X_e(1-\beta_e)$ に当る。

各種の炉物理量が分解して求められる。

という特長がある。このことは第1節で述べた独立測定量の不足という中性子相関実験のネックガ、絶対値測定又は遅発臨界での較正なしに打破できることを意味する。

5. 体系の炉物理的諸量の導出

5.1 即発中性子増倍率 k_p

既に述べたように(1)式の左辺の測定量 $1/C_R$ を満すような k_p 値を(13)式右辺でサーチして求め、その値を以て体系の即発中性子増倍率 k_p であるとする。

このとき、遅発中性子実効収率 β_e 、 β 、即発中性子平均放出数 $\bar{\nu}_{op}$ 、 $\bar{\nu}_p$ および Diven 因子 X_e 、 X は既知とし、インポータンス比 \bar{I}/\bar{I}_e および核分裂の空間分布補正因子 R_e 、 R は計算によって求めなければならないが、これはM法と同条件である。

なお、 R_e 、 R はインポータンスの積の平均と平均値の積との比であるが、 R_e に関しては F_e を点状源とみなせば、空間的には同一インポータンスとなり、エネルギー的には ν_p 個は非相関的に出るので、 $R_e = 1$ となる。誘導核分裂 F に対するインポータンスはエネルギー的には非相関で、空間的には C.C.A. が同一点となるので空間的には積は自乗となるが、それが $\sum_i \phi$ に従って分布するので、 R は空間的インポータンスの自乗の $\sum_i \phi$ を重みとした平均と平均の自乗との比を計算で出すことになるが、これも M 法と同一条件である。

5.2 反応度 $|\rho|$

負の反応度 $|\rho|$ は、遅発中性子実効収率 β を既知として k_p より

$$|\rho| = \frac{1 - k_{eff}}{k_{eff}} = \frac{1}{k_{eff}} - 1 = \frac{1 - \beta}{k_p} - 1 \quad (14)$$

として求められる。

5.3 即発中性子減衰定数 α

$C_{12}(T)$ 又は $C_{22}(T)$ のゲート巾 T 依存性を T を変えて追うことにより(7)式又は(10)式にてはめて α を求めることができる。式中の T 比例部分が邪魔だとすれば

$$\frac{C_{22}(T)}{\bar{C}_2(T)} = \frac{\bar{C}_2(\bar{C}_2 - 1) - (\bar{C}_2)^2}{\bar{C}_2} = Feynman-\alpha \text{ 法の } Y \propto \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T}\right) \quad (15)$$

であるから、このデータ処理によって Feynman- α 法として α を観測することができる。

5.4 即発中性子平均寿命 τ_0

動特性で ℓ と表示されることが多いが、中性子相関では基本モードに対するの意を含めて τ_0 と表示することが多い。 k_p と α より

$$\tau_0 = \frac{1 - k_p}{\alpha} \quad (16)$$

である。

5.5 核分裂に対する平均寿命 τ_f

点状炉近似での $1/v \cdot \Sigma_f$ に応する量で、 $1/\tau_f$ が中性子数に対する単位時間内の誘導核分裂確率を与える。 τ_0 との間の

$$\tau_f = \frac{\bar{\nu}_p \bar{I} \tau_0}{k_p} \quad (17)$$

なる関係によって求められる。

5.6 源核分裂レート F_e

$C_{12}/\bar{C}_1 \cdot \bar{C}_2$ なる量を作ると

$$\frac{C_{12}(T)}{\bar{C}_1(T) \cdot \bar{C}_2(T)} = \frac{1 - \beta_e}{1 - \beta} \left(1 - \frac{\beta}{1 - k_p}\right) \frac{1}{F_e} \frac{1}{T} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T}\right) \quad (18)$$

であり、ここでゲート巾 $T \rightarrow 0$ において不感時間カウントロスがないとすれば

$$\left. \frac{C_{12}(T)}{\bar{C}_1(T) \cdot \bar{C}_2(T)} \right|_{T \rightarrow 0} = \frac{1 - \beta_e}{1 - \beta} \left(1 - \frac{\beta}{1 - k_p}\right) \frac{\alpha}{2 F_e} \quad (19)$$

となるので、これ迄求めた k_p 、 α 値を用いて左辺の実験値と合わせることによって F_e が求められる。

なお、 $C_{22}/(\bar{C}_2)^2$ なる量は、かつて筆者らが唱えた Z 因子⁽⁷⁾に相当し、 $T \rightarrow 0$ で $\rightarrow Z_0$ (系の特性量で有限値) となるが、

$$\left. \frac{C_{22}(T)}{(\bar{C}_2(T))^2} \right|_{T \rightarrow 0} = Z_0 = \frac{1 - \beta_e}{1 - \beta} \left(1 - \frac{\beta}{1 - k_p}\right) \frac{\alpha}{2 F_e} \frac{1}{C_R} \quad (20)$$

となるから、(13)式の $1/C_R$ 測定値を(20)式の右辺に、 Z_0 の測定値を左辺に用いて F_e を出すこともできる。 $1/C_R$ としては T 平均値を用いるので、(19)式のバックアップとして役立つであろう。

5.7 誘導核分裂レート F

上記で F_e が求められたら(11)式中の F/F_e 因子中に入れ、 $1/C_R$ の実測値を満すように F を定めることができる。あるいは(12)式の定義から

$$F = \left(\frac{\bar{\nu}_{ep} \bar{I}_e}{\bar{\nu}_p \bar{I}} \right) \frac{1-\beta}{1-\beta_e} \frac{k_p}{1-\beta-k_p} F_e \quad (21)$$

として k_p 決定後に求めることができる。

5.8 ランダム核分裂レート等

遅発中性子による誘導核分裂レート F_d は βF で、これと源自発核分裂レート F_e との和が、即発中性子相関の範囲でいうところのランダム核分裂レート F_r である。

$$F_r = F_e + F_d = F_e + \beta F \quad (22)$$

\bar{O}_2 はこれにからんだ量であることは既に説明した。

5.9 計数管 1 の計数効率 ε_1

源核分裂 1 個当たりの計数管 1 の計数効率は F_e が求まれば当然

$$\varepsilon_1 = \frac{\bar{C}_1(T)}{F_e T} \quad (23)$$

として求められる。

5.10 計数管 2 の計数効率等

これはいくつかの表し方があるが、源核分裂 1 個当たりの即発チェイン同族中性子のみの計数効率 ε_2 は $\omega_2 \bar{\nu}_{ep} \bar{I}_e / \alpha$ で、これは

$$\frac{C_{12}(T)}{\bar{C}_1(T)} = \frac{\omega_2 \bar{\nu}_{ep} \bar{I}_e}{\alpha} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) = \varepsilon_2 \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha T}}{\alpha T} \right) \quad (24)$$

の $T \rightarrow \infty$ の飽和値として求められる。あるいは Feynman- α 法の Y の飽和値が

$$\left. \frac{C_{22}(T)}{C_2(T)} \right|_{T \rightarrow \infty} = Y_{\text{sat}} = \frac{\omega_2 \bar{\nu}_{\text{ep}} \bar{I}_e}{\alpha} \cdot \frac{1}{C_R} = \frac{\epsilon_2}{C_R} \quad (25)$$

であるので、これと(13)式での $1/C_R$ の測定値によってもよい。

ϵ_2 が求まれば、点状源炉近似での中性子数当たりの計数効率 $\omega_2 = v \Sigma_{d2}$ が $\omega_2 = \epsilon_2 \alpha / \bar{\nu}_{\text{ep}} \bar{I}_e$ として計算で出される。

計数管 2 については誘導核分裂 F 1 個当たりの計数効率 ϵ'_2 という表わし方もある。当然

$$\epsilon'_2 = \frac{\bar{C}_2(T)}{F T} \quad (26)$$

であるが、(9)式および(12)式を用いると

$$\epsilon'_2 = \frac{\omega_2 \bar{\nu}_p \bar{I}}{\alpha} \cdot \frac{1 - k_p}{k_p} = \frac{\omega_2 \bar{\nu}_p \bar{I}}{k_p} \tau_0 = \omega_2 \tau_t \quad (27)$$

とも表わせる。これは逆に ω_2 を ϵ_2 を経ずに求める式といえ、因子の定義からも当然である*。

6. おわりに

以上により、臨界未満倍系の各特性量・計数内容等が判明し、体系の仕組みが理解できたことになる。2 個の計数管により 3 個の電流型検出器を用いる M 法と基本的には等価な測定ができる、さらにいくつかの利点・特長があることを記した。しかし精度を上げようすれば、空間高次モードをどう取扱うかとか、(8)および(12)式中のインポータンスが(11)式中のインポータンスと全く同じでよいのか (ω_p モードと λ モードの結びつけ) とか、詳細な検討が今後も必要であるし、何よりも(13)式中のインポータンス比や R 因子の値を別途計算で求めねばならないことは M 法と変わらない。これらの因子が実験的に求められる方法があれば良いが、まだ考えつかない**。あるいは何かでトリガーした後の時間分析法に妙味が残されているのかもしれないが未検討である。

今回はとりあえず原理的な立式ができ、インポータンス比や R 因子への理解も進んだので、物理的思考のし易い計数管による相関実験の再興に期待して、識者への材料提供として本稿を記した。

* ϵ'_2 は F_e からの中性子を直接カウントする確率が加わっており、それを除いた時の値 $\omega_2 \bar{\nu} \bar{I} \tau_0$ の $(1 - \beta)/k_p$ 倍に当たっている。

** (24), (27)両式から比 $\bar{\nu}_p \bar{I} / \bar{\nu}_{\text{ep}} \bar{I}_e$ が求まりそうに見えるが、 k_p の導出が実験のみによっていない。

参 考 文 献

- (1) MIHALCZO, J. T., PARÉ, V. K. : Ann. Nucl. Energy, 2, 97 (1975)
- (2) 山根義弘, 仁科浩二郎, 他 : 日本原子力学会誌, 28 [9], 850 (1986)
(本資料の記号・表式等は概ねこの文献(2)に準拠し, 再掲を省略した。)
- (3) 古橋晃, 飯島勉 : “原子炉” (共立実験物理学講座第29巻) の第9章, (1972), 共立出版
- (4) IZUMI, A. : J. Nucl. Sci. Technol., 6 [5], 248 (1969)
- (5) 古橋晃 : 日本原子力学会誌, 16 [3], 111~127 の第III章 (1974)
- (6) FEYNMAN, R., et al : J. Nucl. Energy, 3, 64 (1956)
解説は文献(3)にある。
- (7) FURUHASHI, A., IZUMI, S. : J. Nucl. Sci. Technol., 4 [2], 101 (1967)
- (8) 仁科浩二郎 : 昭和62年度科学研究費補助金 (一般研究B) 研究成果報告書,
課題番号 60460233 (1988)