

〈第 36 回炉物理夏期セミナー報告〉

(1) ミクロ炉物理に基づく共鳴断面積の温度依存性取り扱い手法

大阪大学大学院 工学研究科 原子力工学専攻

博士前期過程 2 年(竹田研究室) 澤田 章子

1. 背景・目的

現在、軽水炉安全解析において、反応度事故時の解析には Doppler 反応度の精度は約 10% 以下としている。しかし、マルチバンド法（サブグループ法）を用いた計算では、従来の NR 近似に基づくフィッティング法を採用すると、連続エネルギーモンテカルロ計算による結果と比較して、Doppler 反応度の計算精度が誤差 10%以上となった。

従来考慮されていなかった燃料ピン内の自己遮蔽空間分布や温度分布を直接考慮するミクロ炉物理の観点から、燃料ピン内に温度分布をつけた場合においても Doppler 反応度の計算精度を向上させる手法を検討することを目的とする。

2. 理論

Doppler 反応度の計算精度を向上させる手法として、以下の 2 種の理論を用いた。どちらの手法も評価済み核データ処理コード NJOY を用いている。

2. 1. NJOY を用いたマルチバンドパラメータ作成

均質系において、バンドパラメータ作成用に拡張された評価済み核データ処理コード NJOY を用いて、各温度での Point-Wise 断面積 $\sigma(E)$ からバンドパラメータを作成した。 $\sigma(E)$ の重みとして減速方程式から求めた中性子束 Φ^{SD} を適用し、バンド断面積とバンド中性子束を用いると、以下の(1)式が保存される。このとき、Dancoff 係数法より得た 107 群のバックグラウンド断面積を入力とした。また、NR 近似を用いたバンド中性子束は(2)式のように表現できる。

$$\sigma_R^g = \frac{\int_{E_g} dE \sigma_R(E) \Phi^{SD}(E)}{\int_{E_g} dE \Phi^{SD}(E)} = \frac{\sum_B \sigma_{R,B}^{SD} \Phi_B^{SD}}{\sum_B \Phi_B^{SD}} \quad (1) \quad \Phi_B^{NR} = \frac{P_B}{\sigma_{T,B}^{NR} + \sigma_0} \quad (2)$$

(1)式の右辺は、(2)、(4)式より NR 近似の形に書き直すことができる。 σ_0 は Back Ground 断面積を示す。

$$\frac{\sum_B \sigma_{R,B}^{SD} \Phi_B^{SD}}{\sum_B \Phi_B^{SD}} = \frac{\sum_B \frac{\Phi_B^{SD}}{\Phi_B^{NR}} \frac{\sigma_{R,B}^{SD} P_B}{\sigma_{T,B}^{NR} + \sigma_0}}{\sum_B \frac{\Phi_B^{SD}}{\Phi_B^{NR}} \frac{P_B}{\sigma_{T,B}^{NR} + \sigma_0}} = \frac{\sum_B \frac{\sigma_{R,B}^{SD} P_B^*}{\sigma_{T,B}^{NR} + \sigma_0}}{\sum_B \frac{P_B^*}{\sigma_{T,B}^{NR} + \sigma_0}} \quad (3) \quad P_B^* = \frac{\Phi_B^{SD}}{\Phi_B^{NR}} P_B \quad (4)$$

また、バンド確率、反応 R のバンド断面積は以下の式で作成される[2]。但し、X=SD,NR

$$P_B = \frac{\Delta E_B}{\sum_B \Delta E_B}, \quad \sigma_{R,B}^X = \frac{\int_{E_B} dE \sigma_R(E) \Phi^X(E)}{\int_{E_B} dE \Phi^X(E)} \quad E_B \in \{E | \sigma_{\min,B} < \sigma_t(E) < \sigma_{\max,B}\} \quad (5)$$

2. 2. エネルギー群数を増やす

マルチバンドをかけるべき群を等レサジーに 10 分割する。107 群のバックグラウンド断面積を用いて NJOY により群定数(マトリクスを含む)を作成する。UO2 燃料の場合は 368 群となり、MOX 燃料については 440 群となる。非共鳴核種について、SRAC の 107 群ライブラリーの値が群内に一様に入っているとした手法を 368g/440g(重核種)、水素なども含め全核種を NJOY によって多群として作成する手法を 368g/440g(全核種)とする。このように作成した断面積を実効マイクロ断面積として輸送計算を行う。

3. 計算条件

軽水炉 UO2 ピンセル体系および MOX ピンセル体系において燃料ピン内を径方向に 10 分割し温度分布をつけ、出力密度を変更することで Doppler 反応度の計算精度を検証した。Doppler 反応度の評価時、MVP による統計偏差の影響が従来の計算条件(208W/cm ～ 140W/cm)では 2.2%と大きかったため、今回は 280W/cm～140W/cm とし、統計偏差を 0.7% 以下に抑えた。

4. 結果

連続エネルギーモンテカルロ法 (MVP、一億ヒストリー計算、無限増倍率の統計偏差～0.003%、Doppler 反応度の統計偏差～0.7%) に対して、Dancoff 係数法、Multiband 法 (NR-Fitting)(NJOY)、及び、368g/440g(重核種)(全核種)を、無限増倍率と Doppler 反応度について比較した。表 1 に UO2 燃料の結果を、表 2 に MOX 燃料の結果をそれぞれ示した。

ここで、Error(Dis→Ave)とは、温度分布を体積平均温度としたときの Doppler 反応度の誤差

$$\left(\frac{\rho(Ave) - \rho(Dis)}{\rho(Dis)} \right)$$

を表したものである。

これらの結果を見ると、マルチバンド法を用いた温度分布をつけた結果が良い値を示しているが、Error(Dis→Ave)の値が MVP の結果と大きくずれていることや、詳細な断面積の誤差などを検討した結果、燃料ピンの各領域間で誤差のキャンセルアウトが起きていると考えられるため、やはりマルチバンドの Doppler 反応度計算精度は十分なものではないと考える。この理由としては、燃料ピン内をいくつか分割しその温度条件が異なる今回の計算条件のような場合には、共鳴のブロードニングが各領域により異なり、その結果として隣り合う領域ごとにバンドのエネルギー構造(バンド確率)に不整合性が生じるためであると考えられる。エネルギー群を増やした場合は、当然とも言えるが、無限増倍率・Doppler 反応度ともに良い精度の結果が出ていると思われる。

しかしながら、エネルギー群数を増やす手法について詳しく考察を行うと、断面積の精度は Doppler 反応度の結果に見られるほど飛躍的に良くなっているとは言えない結果であった。図 1, 2 に 440 群の実効マイクロ断面積(U-238 捕獲)の MVP からの誤差を示した。

図 1 は燃料中心領域、図 2 は燃料の表面領域のものである。この図から、共鳴ピークにおいて誤差が大きいこと、また中心では断面積を過大評価して表面では過小評価している

ことが分かる。この理由として、NJOY において作成した Point-Wise 断面積は、入力したバックグラウンド断面積によって非均質効果(燃料ピン内の自己遮蔽空間分布)を取り入れることで、実効マイクロ断面積断面積としているが、そのバックグラウンド断面積が 107 群構造であることや Dancoff 係数が領域依存ではなく体積平均温度下の一定値となっていることが考えられる。つまり、107 群構造のバックグラウンド断面積を用いると、ある共鳴の平均バックグラウンド断面積を用いて縮約することになり、共鳴のすそのではよく一致するが、共鳴のピークにおいてはバックグラウンド断面積が小さくなってしまう。また、NJOY においてはエネルギー縮約をする際にバックグラウンド断面積によって非均質効果を取り入れるが、燃料ピン内が同じバックグラウンド断面積になっている今回の手法では空間的自己遮蔽分布はうまく取り入れられず、各領域において温度のみが異なる実効断面積となってしまうのである。

 表 1 UO₂ 燃料の無限増倍率と Doppler 反応度

		MVP	Dancoff	M.B(fitting)	M.B.(NJOY)	368g(重核種)	368g(全核種)
無限増倍率							
280W/cm	Ave.	1.3370	1.3283	1.3316	1.3318	1.3339	1.3374
			-0.65%	-0.40%	-0.39%	-0.23%	0.03%
	Dis.	1.3375	—	1.3345	1.3346	1.3349	1.3383
				-0.23%	-0.22%	-0.20%	0.06%
140W/cm	Ave.	1.3476	1.3397	1.3433	1.3431	1.3443	1.3478
			-0.58%	-0.32%	-0.33%	-0.24%	0.02%
	Dis.	1.3478	—	1.3449	1.3447	1.3448	1.3483
				-0.22%	-0.23%	-0.22%	0.03%
Doppler反応度							
	Ave.	-5.883E-3	-6.408E-3	-6.547E-3	-6.351E-3	-5.799E-3	-5.807E-3
			8.92%	11.28%	7.95%	-1.43%	-1.29%
	Dis.	-5.708E-3	—	-5.798E-3	-5.596E-3	-5.522E-3	-5.534E-3
				1.57%	-1.96%	-3.26%	-3.04%
Error (Dis→Ave)		3.1% ± 1%	—	12.93%	13.49%	5.02%	4.93%

表 2 MOX 燃料の無限増倍率と Doppler 反応度

		MVP	Dancoff	M.B(fitting)	M.B.(NJOY)	440g(重核種)	440g(全核種)
無限増倍率							
280W/cm	Ave.	1.0968	1.0921	1.0946	1.0949	1.0941	1.0987
			-0.43%	-0.20%	-0.17%	-0.24%	0.18%
	Dis.	1.0974	—	1.0979	1.0974	1.0952	1.0997
				0.05%	0.00%	-0.21%	0.21%
140W/cm	Ave.	1.1082	1.1046	1.1073	1.1073	1.1064	1.1110
			-0.33%	-0.08%	-0.08%	-0.16%	0.25%
	Dis.	1.1085	—	1.1092	1.1089	1.1070	1.1115
				0.07%	0.04%	-0.14%	0.27%
Doppler反応度							
	Ave.	-9.437E-3	-1.034E-2	-1.050E-2	-1.025E-2	-1.016E-2	-1.007E-2
			9.59%	11.23%	8.67%	7.71%	6.70%
	Dis.	-9.075E-3	—	-9.268E-3	-9.422E-3	-9.732E-3	-9.639E-3
				2.12%	3.83%	7.24%	6.22%
Error (Dis→Ave)		4.0% ± 1%	—	13.26%	8.83%	4.44%	4.46%

* MVP からの誤差

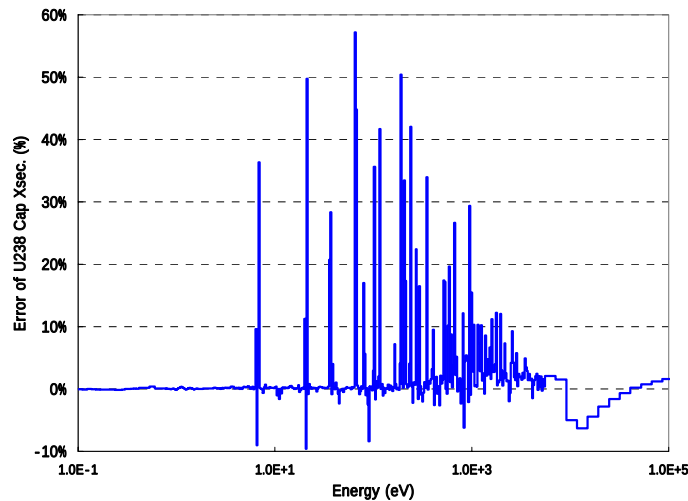


図 1 440 群 U238 捕獲断面積(中心領域)

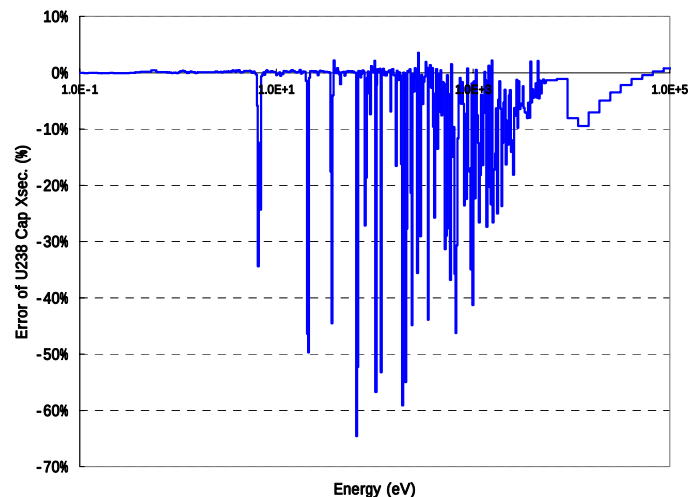


図 1 440 群 U238 捕獲断面積(表面領域)

5. 今後の方針

今回の検討を踏まえて、燃料ピン内に温度分布をつけ Doppler 反応度を精度良く計算するという観点からすると、マルチバンド法では Doppler 係数を 10%程度の誤差で計算できることが分かったが、より精度を上げ、2~3%程度の誤差にするためには群数を増やす必要があるという結論に至った。群数を増やす上でより正確な実効マイクロ断面積を求めるためには、次の 3 手法が考えられる。

- ① バックグラウンド断面積の群数を増やす。(共鳴のピークにおける誤差を低減させる)
- ② 領域依存性をもたせた Dancoff 係数を算出しバックグラウンド断面積に非均質効果を持たせる。(非均質性をもたせた実効マイクロ断面積を作成する)
- ③ 数万群に群数を増やし超多群計算を行うことで、Point-Wise 断面積をそのまま実効マイクロ断面積とする。

今後はこの中からより効率的な手法を検討していくつもりである。

＜第 36 回炉物理夏期セミナー報告＞

(2)CIP 法を用いた中性子輸送方程式の数値解法の検討

名古屋大学大学院 マテリアル理工学専攻

遠藤 知弘、加納 慎也

序論

炉心設計・臨界安全等において、中性子輸送方程式の数値解析は非常に重要な役割を果たす。

$$\frac{1}{v(E)} \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = -\vec{\Omega} \cdot \nabla \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E, t) \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (1)$$

$\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$: 中性子束

Σ_t : 巨視的全断面積

$Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$: 散乱・核分裂・外部中性子源等による中性子生成項

この数値解析には、計算精度はもちろんのこと、できる限り早い計算時間が要求される。今回の炉物理夏期セミナーの講義内容からも分かるように、炉物理では中性子輸送方程式の数値解法として様々な方法が考案され、また様々な工夫がなされてきた。

中性子輸送方程式の数値解法として、本研究では CIP(Constrained Interpolation Profile)法という手法に注目した^[1,2]。CIP 法とは、移流方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{u} \nabla f = H : \text{移流方程式 (物や波の移動を記述する方程式)、} \quad (2)$$

$\vec{u}$: 移動速度

H : 非移流項

の数値解法として矢部により考案された手法である。この手法の特徴として、各空間メッシュ点の間の f を 3 次多項式で展開するため、空間 3 次精度を実現することができる点が挙げられる。また、(2)式を解く際に移流項と非移流項を分離して解くため、時間ステップを大きく取っても安定に計算することができる点も挙げられる。CIP 法を適用することにより、水面波、電磁波、熱、弾塑性、メソスコピックな流れ、融解や蒸発といった現象を、従来より数桁良い精度で計算できることが報告されている。

CIP 法が適用されている移流方程式(2)式を眺めてみると、中性子輸送方程式(1)式もまた移流方程式の一種であることに気づく。そこで、本研究では中性子輸送方程式の数値解法として、CIP 法を適用し、計算精度・計算速度・安定性の向上が可能であるかどうか検討することを目的とする。今回の若手研究会の発表では、その前段階として、非常に簡単な問題に対して CIP 法を適用し、計算精度や安定性について検討を行った。

CIP(Constrained Interpolation Profile)法

ここでは CIP 法の概略を述べる。上述したように、CIP 法は移流方程式の数値解法として考案された手法である。例として、以下に示すような 1 次元の移流方程式を考える。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$f(x, 0) = f^0(x) \quad (\text{初期条件}) \quad (4)$$

(3)式の解析解は以下のように求めることができる。

$$f(x - ut, t) = f^0(x) \quad (5)$$

上式は $t = 0$ における分布 $f^0(x)$ がそのままの形を保って速度 u で移動することを意味する。

このように(3)式の解析解は簡単に求めることができるが、数値計算により正確に求めようとすると考えた以上に難しい。例えば、(3)式の数値解を以下のような差分式

$$\frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{\Delta t} + u \frac{f_i^n - f_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad (6)$$

i : 空間メッシュ

n : 時間ステップ

で求めてみると、初期条件として与えた分布 $f^0(x)$ がそのままの形を保って移動せずに、時間の経過と共に拡散してなまってしまう(Fig. 1)。

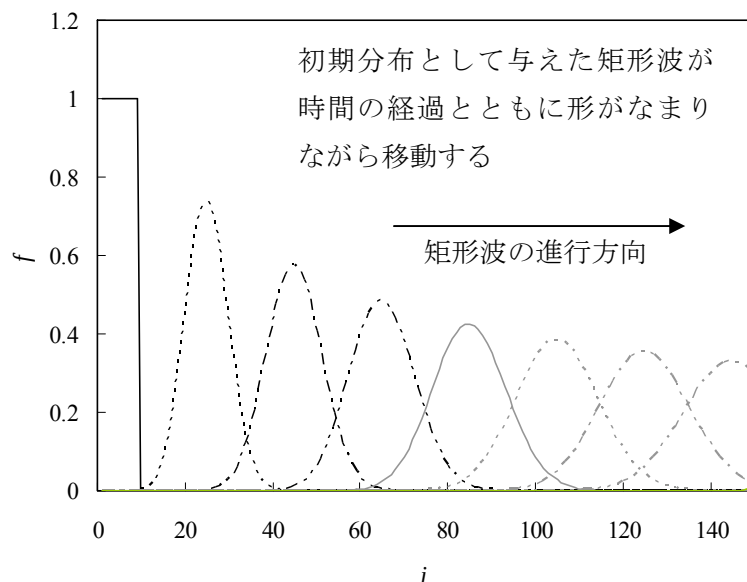


Fig. 1 (6)式による移流方程式の数値計算の一例

(3)式の別の数値解析法として、(5)式の解析解を利用した以下のような方法も考えられる

$$f_i^{n+1} = f^n(x - u\Delta t) \quad (7)$$

上式は、次の時間ステップにおける f^{n+1} を求める際に、時間 Δt だけ遡った位置における f^n

を移動させることを意味する。この方法は、 Δt だけ遡った位置に空間メッシュ点が存在する場合には、正しい結果を与える。しかし、 Δt だけ遡った位置にメッシュ点が存在しない場合には、その位置における f の値を推測する必要がある。このとき、空間メッシュ点 i 、 $i+1$ の間の $f^n(x)$ の値をどのように補間するかが問題になる。仮に f_i^n と f_{i+1}^n の間のプロファイルを直線で結んでしまうと、せつかく(7)式のように計算しても、Fig. 1のように時間の経過とともに重なってしまう。直線で補間して上手くいかないのであれば、 f_i^n と f_{i+1}^n の間を多項式で補間すればいいと考えられるが、スプライン補間のように、全体として滑らかになるように（各空間メッシュ点において高次の微分が連続となるように）補間してしまうと、時間の経過と共に今度は解が振動するようになる。

そこで CIP 法では、空間メッシュ点 i 、 $i+1$ の間の f の値を上手に補間するために、各空間メッシュ点に対して値 f だけを考えるのではなく、 f の空間微分量 $g = \partial f / \partial x$ も考える。ここで大切なのは、 g を決定する際に、 f の結果を利用して求めずに、 f とは独立に g を計算することにある。今の場合(3)式の f の数値解を求めたいのだが、(3)式の両辺を x で 1 階微分することで、 g に関する以下のような方程式を得ることができる。

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad (\text{ただし } u \text{ は } x \text{ に依存しない} (\partial u / \partial x = 0) \text{ とした}) \quad (8)$$

この(8)式を利用することで、 f の空間微分量 g を f とは独立に計算することができる。また、(8)式は(3)式より導出された式であるため、(8)式から計算された g は解くべき(3)式を満足するように決定される。

以上のように各空間メッシュ点において f_i^n と g_i^n が与えられるので、隣り合う 2 点 $i-1$ 、 i の間の $f(x)$ のプロファイルを 3 次の多項式 ($g(x)$ ならば 2 次の多項式) で近似的に与えることができる。

$$f(x) = a_i(x-x_i)^3 + b_i(x-x_i)^2 + c_i(x-x_i) + d_i \quad (9)$$

$$g(x) = 3a_i(x-x_i)^2 + 2b_i(x-x_i) + c_i \quad (10)$$

$$a_i = -2 \frac{f_i - f_{i-1}}{\Delta x^3} + \frac{g_i + g_{i-1}}{\Delta x^2} \quad (11)$$

$$b_i = -3 \frac{f_i - f_{i-1}}{\Delta x^2} + \frac{2g_i + g_{i-1}}{\Delta x} \quad (12)$$

$$c_i = g_i \quad (13)$$

$$d_i = f_i \quad (14)$$

上述のような 3 次多項式を用いた場合には、3 次多項式で解を表現しようとするために、数値解が若干オーバーシュートする場合がある。これを回避するために、以下のような有理関数を利用して補間する方法も考案されている^[3,4]。

$$f(x) = \frac{a_i(x-x_i)^3 + b_i(x-x_i)^2 + c_i(x-x_i) + d_i}{1 + \alpha B(x-x_i)} \quad (15)$$

$$a_i = \{g_i - S + (g_{i-1} - S)(1 - \alpha B \Delta x)\} / \Delta x^2 \quad (16)$$

$$b_i = S \alpha B - (S - g_i) / \Delta x + a_i \Delta x \quad (17)$$

$$c_i = g_i + f_i \alpha B \quad (18)$$

$$d_i = f_i \quad (19)$$

$$B = \{1 - |(S - g_i) / (g_{i-1} - S)|\} / \Delta x \quad (20)$$

$$S = (f_i - f_{i-1}) / \Delta x \quad (21)$$

上式において α は数値計算する人が $0 \leq \alpha \leq 1$ の範囲で任意に設定するパラメーターである。 $\alpha = 0$ の場合は(9)式と一致し、 $\alpha = 1$ の場合には単調性と凹凸性を保存する。

さらに、 f の積分量が保存されるという束縛条件を付け加えて、4 次の多項式で補間する方法も提案されている。

CIP 法では、上のように補間された f , g を Δt だけ遡って

$$f_i^{n+1} = f^n(x - u \Delta t) \quad (22)$$

$$g_i^{n+1} = g^n(x - u \Delta t) \quad (23)$$

のように移動させることで、(3)式の移流方程式の時間発展を計算する(Fig. 2)。このように計算することで、時間の経過とともに f の形が拡散してなまらずに精度良く計算することができ、解が振動・発散することなく安定に計算することができる。また、時間 Δt だけ遡った位置における f , g のプロファイルを移動させるだけなので、空間メッシュ幅 Δx に束縛されることなく、時間ステップ幅 Δt をいくらでも大きく取ることができる。

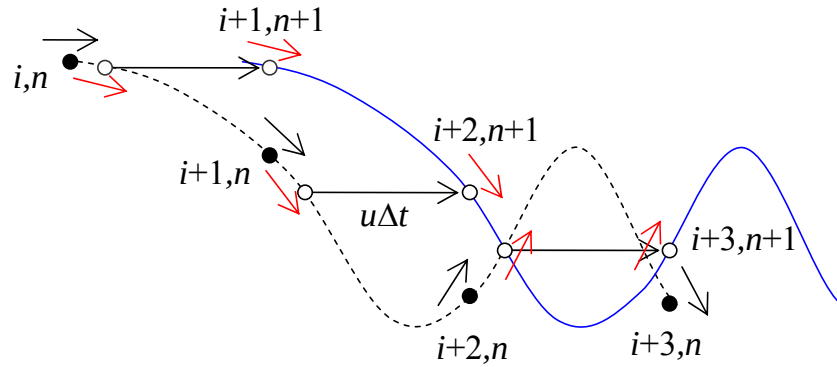


Fig. 2 CIP 法の概念図

以上では、非移流項 H のない移流方程式(3)式を例にして考えたが、非移流項 H を含んだより一般的な移流方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = H \quad (24)$$

の数値解法について以下で述べる。この場合には、移流項と非移流項を分離して以下の様に解く。

$$f_i^{n+1} = f^n(x - u\Delta t) + \int_t^{t+\Delta t} H dt \quad (25)$$

$$g_i^{n+1} = g^n(x - u\Delta t) + \int_t^{t+\Delta t} \left(\frac{\partial H}{\partial x} - g \frac{\partial u}{\partial x} \right) dt \quad (26)$$

まずは時間 Δt だけ遡った位置における f , g のプロファイルを移動させ、その移動中に受けた非移流項 H の効果を積分して加える。CIP 法を用いることで移流項については精度良く計算することが可能なので、後は非移流項 H の数値積分を如何に精度良く計算するかが鍵になってくる。

計算例

非常に簡単な中性子輸送方程式に対して CIP 法を適用して、その計算精度と安定性を観ることにする。計算例として、以下のような中性子の飛行方向 $\vec{\Omega}$ に沿った、Characteristics form の中性子輸送方程式を考える。

$$\frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial f}{\partial s} - \Sigma_a f \quad (27)$$

(27)式は中性子の生成項 Q をゼロとした非常に簡単な方程式であるため、解析解を以下のように求めることができる。

$$f(s, t) = f(s - v\Delta t, t - \Delta t) \exp(-\Sigma_a v\Delta t) \quad (28)$$

すなわち $t=0$ に与えられた $\psi(s, 0)$ が時間と共に指数関数的に減少しながら、飛行方向 $\vec{\Omega}$ に沿って移動するだけである。今回は(27)式の数値解法として、以下の 4 つ方法について検討を行った。

①陽的解法

$$\frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{v\Delta t} = -\frac{f_i^n - f_{i-1}^n}{\Delta x} - \Sigma_a f_i^n \quad (29)$$

②陰的解法

$$\frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{v\Delta t} = -\frac{f_i^{n+1} - f_{i-1}^{n+1}}{\Delta x} - \Sigma_a f_i^{n+1} \quad (30)$$

③クランク-ニコルソン法

$$\frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{v\Delta t} = -\frac{1}{2} \left(\frac{f_i^{n+1} - f_{i-1}^{n+1}}{\Delta x} + \frac{f_i^n - f_{i-1}^n}{\Delta x} \right) - \Sigma_a \left(\frac{f_i^{n+1} + f_i^n}{2} \right) \quad (31)$$

④CIP 法

$$f_i^{n+1} = f^n(x - u\Delta t) \exp(-\Sigma_a v\Delta t) \quad (32)$$

$$g_i^{n+1} = g^n(x - u\Delta t) \exp(-\Sigma_a v\Delta t) \quad (33)$$

①～④の各方法の計算条件として、空間メッシュは等間隔で $\Delta x = 1\text{cm}$ 、時間ステップは $\Delta t = 2.5\ \mu\text{s}$ とし、(27)式中の定数は $v = 2 \times 10^5\text{ cm/s}$ 、 $\Sigma_a = 2 \times 10^{-2}\text{ cm}^{-1}$ とした。また $t=0$ における中性子束の初期条件として、10cm の幅を持った矩形波を与えた。

$$f(s,0)=\begin{cases} 1 & \text{if } (0 \leq s \leq 10) \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (34)$$

以上の①～④について、 $500\mu\text{s}$ 後の計算結果をFig. 3に示す。Fig. 3より、(27)式における微分を差分で近似した①～③の方法は、いずれも真値に比べて中性子束の値が拡散してなまってしまうのが分かる。一方、CIP 法を用いると、中性子束がほとんどなまらず、真値に非常に近い結果を得ることができるのが分かる。今回の計算条件の場合、CIP 法と同程度の結果を①～③の方法で得ようとする、空間メッシュ幅を $\Delta x = 0.1 \sim 0.01\text{cm}$ 程度に細かくする必要がある。言い換えれば、同じ計算精度であれば CIP 法のほうが ~ 10 倍速い計算時間で数値計算が可能であると言える。

①の陽解法の場合、 $\Delta t \geq \Delta x/v$ となるような時間ステップ幅では解が発散するため、 Δt を十分に小さくする必要がある。②の陰解法の場合、時間ステップ幅 Δt を大きく取っても、振動・発散することなく安定に計算可能であるが、Fig. 3からも若干見られるように、中性子束の動きが後ろに引きずられる傾向がある。③のクランク-ニコルソン法の場合には、時間ステップ幅 Δt を大きく取りすぎると、解が振動してしまう。一方 CIP 法の場合、 Δt だけ離れた位置における中性子束のプロファイルを移動させるだけ（ただし今回の場合、移動中に中性子束が吸収される）なので、時間ステップ幅 Δt がどれだけ大きくても安定に計算することができる（なお今回の計算例の場合、(32)、(33)式に吸収の効果を正確に取り入れているので、 Δt をどれだけ大きく取ったとしてもFig. 3の結果と同程度の精度で計算することができる）。

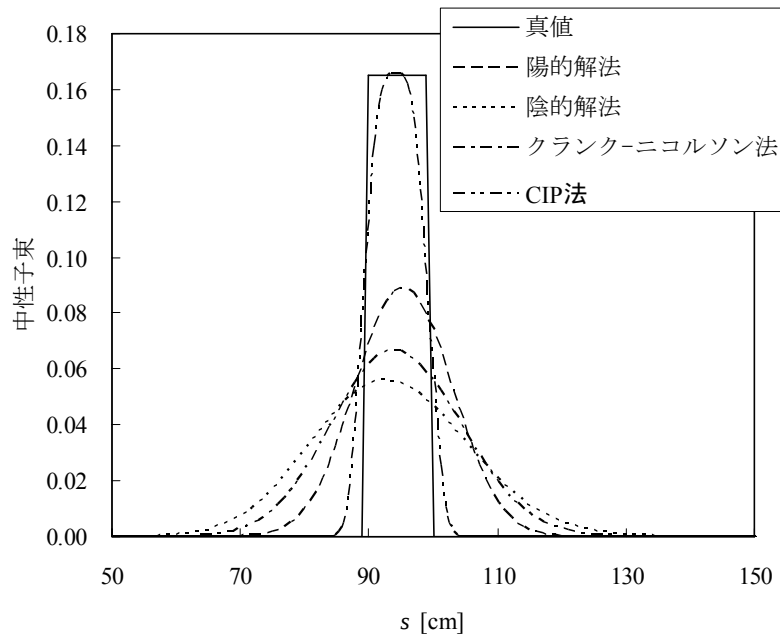


Fig. 3 各計算法による(27)式の数値計算結果

まとめと今後の課題

中性子の生成項のない非常に簡単な中性子輸送方程式に対して CIP 法を適用し、他の手法と比較することで、CIP 法の計算精度・安定性が非常に優れていることを確認した。

今後の課題として、中性子の生成項がある場合に対して CIP 法を適用し、計算精度・計算時間・安定性について検討することが挙げられる。この場合、

$$f_i^{n+1} = f^n(s - v\Delta t) \exp(-\Sigma_t v\Delta t) + \int_{t-\Delta t}^t Q ds \quad (35)$$

$$g_i^{n+1} = g^n(s - v\Delta t) \exp(-\Sigma_t v\Delta t) + \int_{t-\Delta t}^t Q' ds \quad (36)$$

で表されるように、生成項 Q の飛行方向に沿った積分をどのように計算するかが課題になる。

参考文献

- [1] 矢部 孝, “CIP 法 原子から宇宙までを解くマルチスケール解法,” 森北出版株式会社, (2003).
- [2] T. Yabe et. al., “The Constrained Interpolation Profile Method for Multiphase Analysis,” *J. Comput. Phys.*, **169** (2001).
- [3] F. Xiao et. al. “Constructing Oscillation Preventing Scheme for Advection Equation by Rational Function,” *Comput. Phys. Commn.*, **93** (1996).
- [4] F. Xiao et. al. “Constructing a Multi-Dimensional Oscillation Preventing Scheme for the Advection Equation by a Rational Function,” *Comput. Phys. Commn.*, **94** (1996).

<第 36 回炉物理夏期セミナー報告>

KUCA における加速器駆動未臨界炉実験施設のための放射化実験

東北大学大学院工学研究科量子エネルギー工学専攻 多芸久人

序論

次世代の原子炉に加速器駆動未臨界炉がある (図 1)。近年の加速器の発達にともなって、加速器と原子炉を組み合わせた新しいタイプの原子炉で、加速器によって加速された陽子ビームをタングステン等のターゲットに照射し、核破砕反応によって発生した中性子を未臨界炉心に入射させる。特徴としては、未臨界炉心であるため、加速器を停止すれば、あるいはビームを遮断すれば原子炉も収束し、安全性の高いシステムと考えられている。また核破砕反応によって多くの中性子が発生し、核分裂連鎖反応の維持に必要な中性子の他に、余った中性子で核変換処理や、トリウムなどを装荷することで燃料の増殖なども考えられている。よって電力供給、核変換処理、燃料の増殖まで達成すれば、革新的なエネルギーシステムといわれており、世界的に研究開発されている。ここで核破砕中性子源を用いる理由として、加速器駆動未臨界炉の維持などに多くの中性子が必要とされ、現在核破砕反応が最も多くの中性子を発生する原子核反応であるといわれている。よって核破砕中性子源を用いることが検討されている。

研究背景

京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) では 2005 年度から FFAG 加速器を導入して、中性子のエネルギーを上げて、加速器駆動未臨界炉の基礎実験を行う予定である。具体的には、150MeV の陽子をタングステン等のターゲットに照射して発生する高エネルギー中性子を未臨界炉心に入射させる。よって高エネルギー中性子を中性子源としたときの炉心特性を調べる必要がある。

研究の目的

このような背景のもとで本研究では、FFAG 加速器を導入の準備段階として、コリメータを導入し、14MeV の高エネルギー中性子を燃料体に直接照射する実験を行い、このときの炉心内の反応率分布の測定を行った。またモンテカルロ法計算コード MCNP を用いて実験解析を行った。

これらの実験等を行うことで、研究目的として、主に高エネルギー中性子の測定といった測定手法の確立をめざし、14MeV の高エネルギー中性子を中性子源として用いたときの炉心特性を調べる、また実験値と MCNP の計算値の比較から計算精度を確認する、ことが挙げられる。

実験装置 : KUCA-A 架台について

臨界集合体とは小さな原子炉のことで、本研究で用いた KUCA-A 架台には燃料に、93%濃縮ウランを使用し、減速材にポリエチレンを用いている。図 2 のように燃料体として、アルミニウム鞘管にポリエチレン、燃料セル、ポリエチレンを入れたものであり、ポリエチレン反射体にはポリエチレンのみを入れたものを、図 3 のようにならべて炉心を構成する。また付設加速器としてコッククロフト・ウォルトン型の加速器があり、重水素を加速し、トリチウムターゲットに衝突させることで 14MeV の中性子が発生させる。これまでの実験では、燃料体に到達する前にポリエチレンによって減速されていた。

実験装置 : コリメータの構造について

本実験では 14MeV の高エネルギー中性子を中性子源として用いたときの炉心特性をしらべるために、このようなコリメータを導入すること

で、ターゲットから発生する 14MeV の中性子を燃料体に到達できるようにした。炉心の構造自体を変えなければならないため、ターゲットを炉心内に設置することはできないためである。図 4 にコリメータの構造を示す。

実験：反応率分布の測定

インジウムワイヤによる放射化法を用いて炉心内の反応率分布を測定した。コリメータを導入した場合とない場合、それぞれにおいて、ターゲットから燃料体領域までインジウムワイヤを設置し、3 時間照射し、その後ワイヤを 2cm に切断し、(n, γ) 反応によって生成された放射性同位体、 ^{116m}In が放出する γ 線を HPGe 検出器で計数して反応率を求める。図 5 に実験で行ったコリメータの構造、インジウムワイヤの設置位置を示す。インジウムにおいて、放出率の高い 3 つの γ 線(0.42、1.097、1.294MeV)を計数した。反応率を求める式は以下の式であり、照射時間 T_i 、照射後から測定までの待ち時間 T_w 、計数時間 T_c 、 γ 線の計数 C で求めることができる。

$$R = \frac{\lambda_b C}{\varepsilon(1 - e^{-\lambda_b T_i})e^{-\lambda_b T_w}(1 - e^{-\lambda_b T_c})}$$

実験結果および計算結果

図 6 に実験結果・計算結果を示す。横軸がターゲットからの距離で、縦軸が反応率である。燃料体領域において、コリメータを導入した場合は、反応率が約 2 倍になっているが、これは多くの中性子が燃料体に到達し、核分裂の増加により、多くの熱中性子が発生したからと考えられる。ターゲット位置のすぐ後ろの領域で、コリメータの無い炉心 (Case1) がコリメータの有る炉心 (Case2) を上回っていることがわかる。これは、鉄による遮蔽が原因で、Case1 は

ターゲットからの寄与と燃料体からの反射の寄与が考えられるが、Case2 では燃料体から反射したものだけであるから、このような差が表れたのだと考えられる。

計算結果については、以下の式を用いることによって、反応率分布をプロットした。

$$R_{act} = \int_0^{E_{max}} N_{Ia} \sigma_{Ia}(E) \phi(E) dE$$

ここで、放射化箔の全放射化反応率 R_{act} [s^{-1}]、原子炉内に存在する中性子の最大エネルギー E_{max} 、物質中に含まれる Ia 原子の数 N_{Ia} 、エネルギー $E \sim E + \Delta E$ の中性子について Ia の微視的放射化断面積 $\sigma_{Ia}(E)$ [cm^2]、放射化箔が存在する場所における中性子束 $\phi(E) dE$ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]である。本計算においては、2cm 長に切断されたインジウムワイヤに入射してくる、SRAC の群構造を参考にしたエネルギービン毎の中性子を MCNP によって計算し、核データライブラリ JENDL-3.3 の断面積データと直径 1.5mm、長さ 2cm のインジウム線の原子数 $\approx 2.36 \times 10^{21}$ を掛け合わせることで反応率をそれぞれ計算し、空間分布としてプロットした。Case2 において、測定結果と計算結果は全体を通して良い一致を示している (全体で 1%以下のずれ)。Case1 については、燃料体領域 (約 30cm 以降) では良い一致 (約 3%のずれ) が見られるものの、5~20cm 付近では計算結果が測定結果を 11~32%も過大評価している。計算では中性子源を等方中性子源としているのに対して、実験においてはパルス中性子がいくつかの立体角をもって放出していることが考えられる。

まとめ

以上の実験や計算結果から得られたことは次の事柄である。

コリメータの導入により、多くの高エネルギー

中性子が燃料体に導かれていることが確認できた。Case2 において、測定結果と計算結果は全体を通して良い一致を示している（全体で 1% 以下のずれ）。Case1 については、燃料体領域

（約 30cm 以降）では良い一致（約 3% のずれ）が見られるものの、5～20cm 付近では計算結果が測定結果を 11～32% も過大評価している。

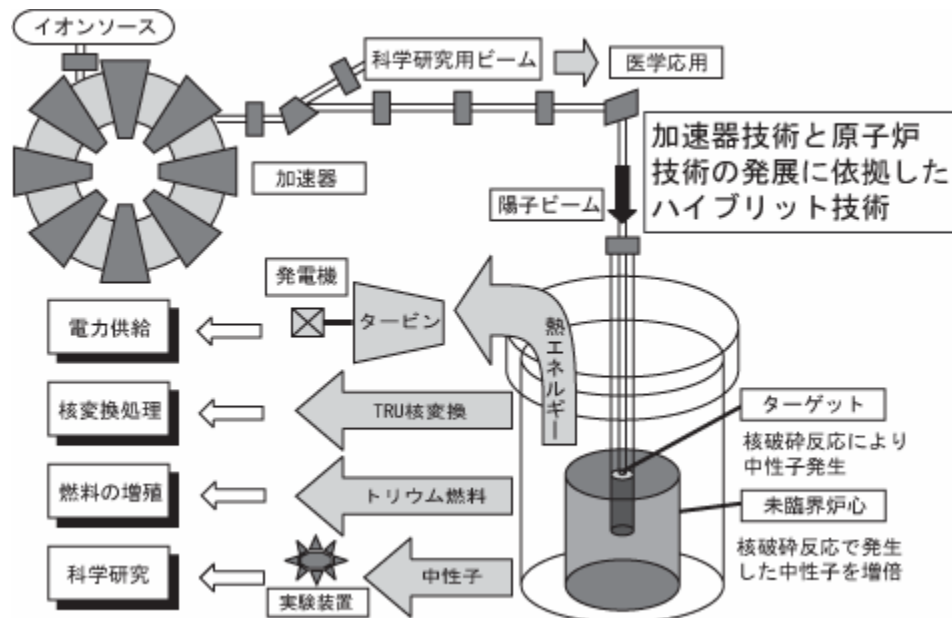


図1 加速器駆動未臨界炉

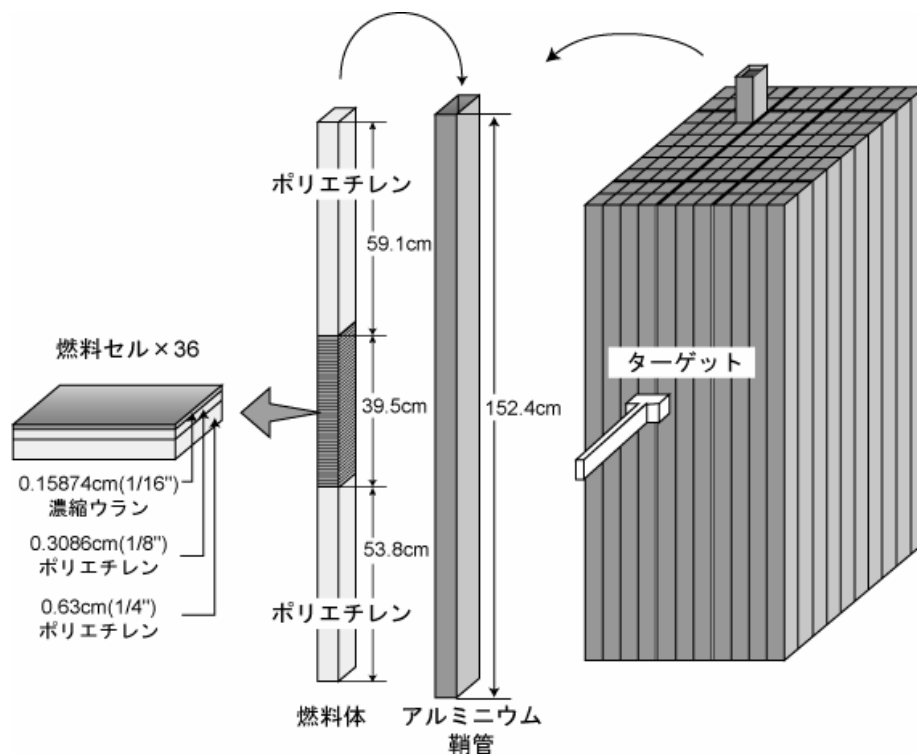


図2 炉心燃料要素の概念図

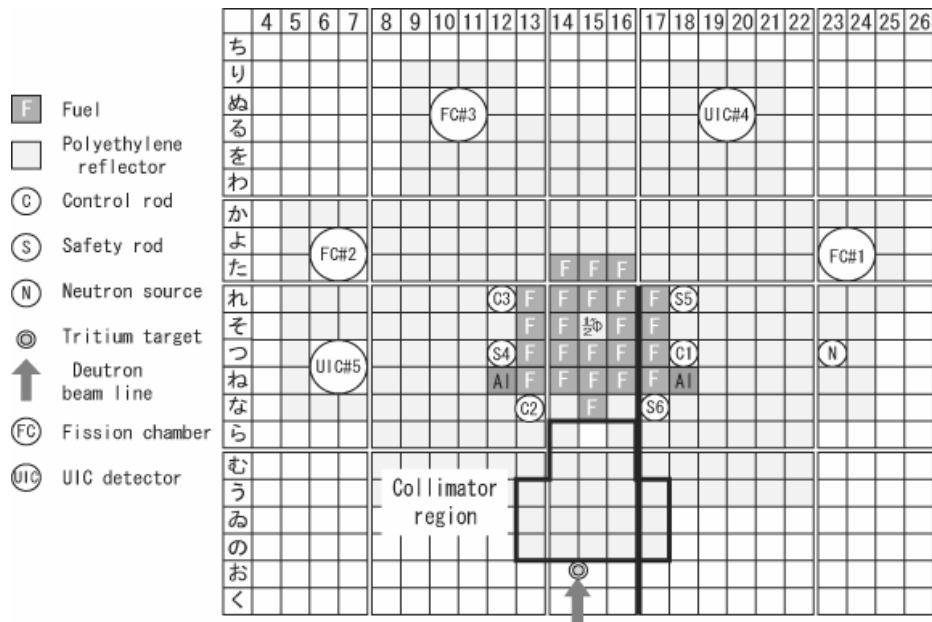


図 3 炉心配置図

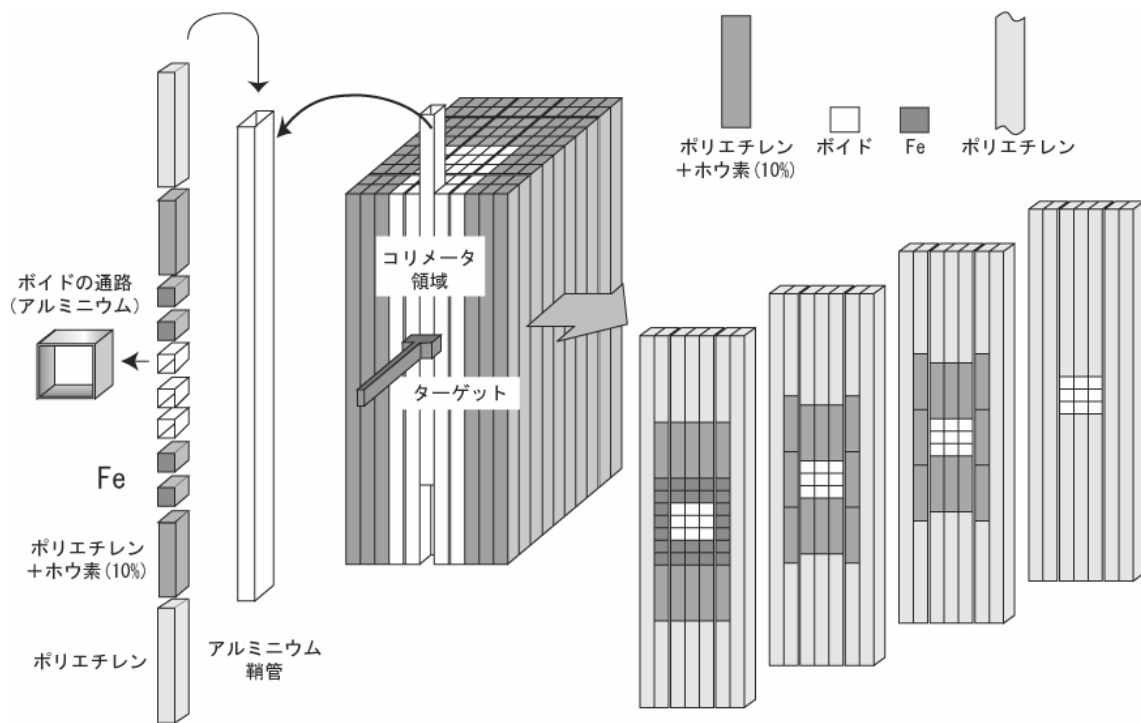


図 4 コリメータの構造

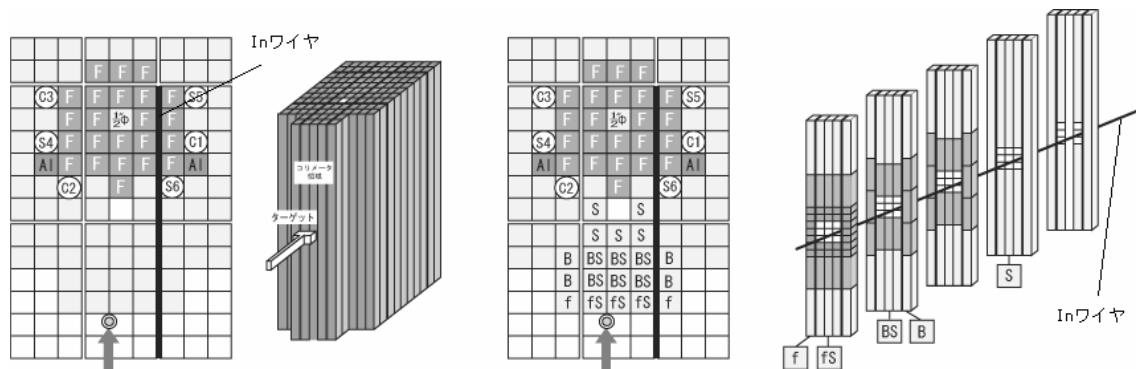


図 5 インジウムワイヤの設置位置

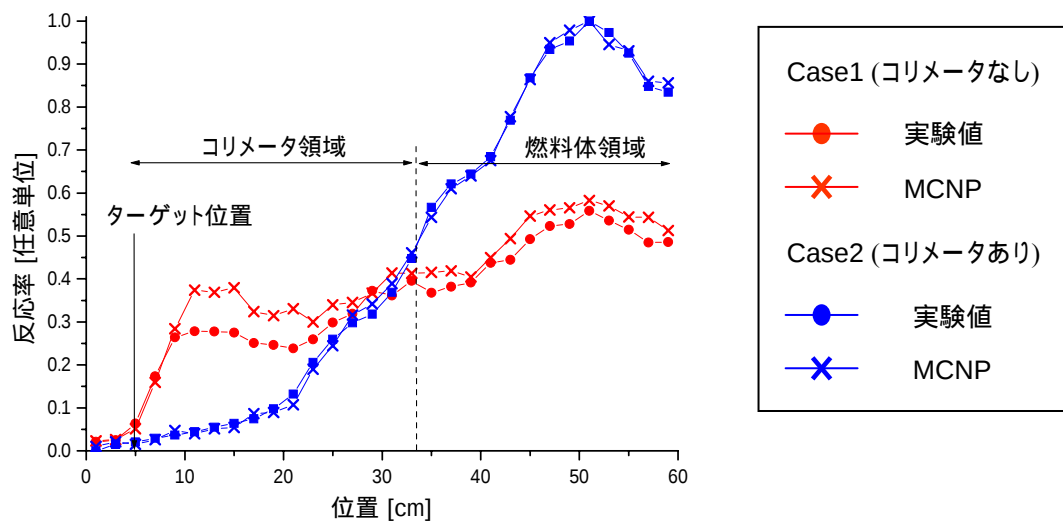


図 6 実験結果と MCNP による計算結果

参考文献

- [1]平野祥之、「FFAG 導入に向けた KUCA 加速器駆動未臨界炉基礎実験に関する研究」、京都大学大学院修士論文、2004
- [2]「京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) 大学院実験テキスト」、京都大学原子炉実験所、2003
- [3]平川直弘、岩崎智彦、「原子炉物理入門」、東北大学出版会、2003
- [4]「FFAG 加速器を用いた加速器駆動未臨界炉に関する技術開発」、文部科学省革新的原子力システム技術開発公募事業成果報告書、2004

<第 36 回炉物理夏期セミナー報告>

「常陽」MK-III 性能試験における炉物理試験結果

核燃料サイクル開発機構 大洗工学センター

照射施設運転管理センター 実験炉部

前田 茂貴

E-mail: maeda-s@oec.jnc.go.jp

1. 緒言

「常陽」では、高速中性子照射炉としての性能をさらに向上させ、高燃焼度燃料（燃焼度 200GWd/t）、マイナーアクチニドの消滅処理技術開発等に加え、核融合炉材料等の外部からの幅広い照射試験要求にも応えるため、世界最高の高速中性子束が得られるよう炉心及びプラントの高度化計画（MK-III）を進め、2000 年より改造工事に着手し、2003 年 7 月 2 日に MK-III 炉心での初臨界を達成した。

炉心の高性能化は、高中性子束化、照射試験用集合体数の増加、制御棒の配置変更による高中性子束照射場の確保等からなる。MK-III 炉心では、炉内の最大高速中性子束（ $> 0.1\text{MeV}$ ）は MK-II 炉心の約 1.3 倍の $4.0 \times 10^{15}\text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$ に達し、実験炉でありながら「もんじゅ」、フェニックス（仏）や BN-600（露）等の原型炉に匹敵する世界最高レベルの照射場を実現した。また、照射試験用集合体の装荷可能体数を最大 21 体と MK-II 炉心の 2 倍以上に増加させ、さらに、2 体の制御棒の配置変更により、中性子束の高い位置での計測線付集合体による照射試験を可能とした。

MK-III 炉心及びプラント特性等を把握するため、性能試験を 2003 年 6 月から 11 月まで実施した。本報告では、性能試験項目のうち、炉物理試験として実施された過剰反応度、制御棒校正、等温温度係数及び出力係数の予測解析及び測定結果について述べる。

2. 炉心構成

MK-III 炉心では、炉内の高速中性子束を従来の 1.3 倍に増加させるための炉心の改造として、炉心を 2 領域化して径方向に拡大し、軸方向には燃料スタック長さを 55cm から 50cm へ短くした。制御棒配置については、炉心第 3 列に装荷された 6 本の制御棒のうち、2 本を燃料領域とステンレス鋼製の反射体領域の境界である炉心第 5 列に移設した。また、炉心の最外周には、透過中性子量を減少させるため、 B_4C ペレットを装填した遮へい体を反射体と交換して装荷した。MK-III 炉心の炉心構成及び炉心仕様を MK-II 炉心と比較して図 1 及び表 1 にそれぞれ示す。

3. 臨界近接及び過剰反応度

3.1 試験方法

MK-III性能試験炉心は、運転用の過剰反応度を持った炉心を構成しており、最小臨界炉心を構成しない方法をとっている。臨界近接は、逆増倍曲線を作成しながら、制御棒を順次引き抜くことにより行った。計数率の測定には炉外に設置された核分裂計数管を使用した。計数率の測定値から評価した逆増倍曲線を図 2 に示す。初臨界は全制御棒を下端から 412.8mm (フルストローク 650mm) まで引き抜いた状態で達成した。臨界到達時の制御棒位置から過剰反応度を測定した。制御棒価値は 4 章の制御棒校正により得られた値に対し干渉効果を補正して求めた。初臨界における 250℃での過剰反応度は $2.99 \pm 0.09\% \Delta k/k'$ であった。この値から、100℃での過剰反応度を算出すると $3.57\% \Delta k/k'$ となり、これは原子炉設置許可に定める核的制限値 ($4.5\% \Delta k/k'$ 以下) を満足していることを確認した。

3.2 解析手法²⁾

MK-III性能試験炉心の過剰反応度を精度良く評価するため、表 2 に示す「常陽」炉心管理コードシステム³⁾、最新の核設計手法及び MK-III炉心設計計算により過剰反応度を評価した。JUPITER 標準解析手法⁴⁾では、基準計算となる 3 次元 Tri-Z 70 群拡散計算に、輸送、メッシュ効果、非均質効果、次世代炉定数効果補正を行うとともに、直近の MK-II 第 35 サイクルをモックアップ炉心としてバイアス補正を行った。また、積分データに基づく炉定数調整が行われた統合炉定数 ADJ2000R⁵⁾による解析も行った。一方、モンテカルロ法では炉心構成を詳細にモデル化し、バイアス補正を行った。解析誤差としては、竹田らの定式⁶⁾に基づいて、バイアス補正法を適用したケース、統合炉定数を用いたケースについて評価した。表 2 から、炉心管理計算及びそれぞれの手法による過剰反応度解析値は実測値とほぼ一致した。

4. 制御棒校正¹⁾

4.1 試験方法

6 本の制御棒それぞれについて全挿入 (0mm) から全引抜 (650mm) 位置までの反応度価値を測定した。測定では原子炉出力約 20kW の安定状態から、測定対象の制御棒を約 8 ¢ 引抜いたときの線形出力系核計装の応答の時間変化から動特性方程式を Inverse Kinetics 法 (IK 法) により解くことにより、投入反応度を算出して制御棒価値を求めた。図 3 に制御棒引抜き位置に対する微分反応度価値を示す。これより、各測定区間において統計誤差によるばらつきがみられるが、全制御棒価値におけるこれらの影響は非常に小さい。

4.2 解析手法

サイクル機構の高速炉用標準手法である JUPITER 標準解析手法に基づき、3 次元 XYZ 体系の輸送計算により制御棒価値を求めた。ここで、炉定数には JENDL-3.2 に基づく JFS-3-J3.2R を用い、燃料集合体及び制御棒の非均質性を考慮して実効断面積を作成した。また、解析では測定時の制御棒引抜き位置を模擬した。

制御棒価値の測定値と解析値との比較を表 3 に示す。解析値と測定値は炉心第 3 列に装荷した制御棒で 4%、第 5 列については 3% 以内で一致した。また、制御棒反応度価値は、表 4 に示す反応度制御能力等の核的制限値を全て満足していることを確認した。

5. 等温温度係数測定

5.1 試験方法

等温温度係数の測定は、一次系冷却材温度を変化させて炉心を等温状態に保持し、炉心温度変化に対する過剰反応度の変化から求めた。本試験では、系統温度を約 250℃ から約 350℃ まで、約 20℃ 間隔（5 ステップ）で核加熱により昇温させ、各ステップの等温状態の過剰反応度を測定した。また、主冷却器の自然通風により系統温度を約 350℃ から約 250℃ まで降下させ、同様の測定を行った。過剰反応度は、IK 法で測定された制御棒校正曲線を 6 本均等引抜状態に補正した 5 次フィッティング式を用いて算出した。等温温度係数は、各温度での過剰反応度を 1 次式でフィッティングし、直線の傾き（1 次項係数）より求めた。表 5 に測定結果を示す。なお、昇温時に比べて降温時の方が測定値が大きくなる傾向は、制御棒駆動機構延長管等の熱収縮による制御棒位置の相対変化によるものと考えられる。この効果は最大で制御棒引抜量約 1mm であり、昇温時と降温時の反応度差にほぼ一致する。

5.2 解析手法

等温温度係数は、温度上昇による核反応断面積の変化（以下、ドップラー反応度）と、熱膨脹による炉心体系寸法及び原子数密度の変化（以下、膨脹反応度）に分離して求めた。炉心計算では、ドップラー反応度は 3 次元 Tri-Z 体系による 70 群拡散厳密摂動計算を、膨脹反応度は直接計算を用いた。更に、輸送・メッシュ補正、及び、次世代炉定数効果補正〔超微細群(約 10 万群)、70 群→175 群〕を行い、連続エネルギー相当・無限小メッシュによる輸送計算相当の解析値を求めた。解析結果は、 $-3.68 \times 10^{-3} \% \Delta k/k' / ^\circ\text{C}$ であり、解析値と測定値の比 (C/E) は、0.99～0.95 となった。

6. 出力係数測定

出力係数は、原子炉熱出力を上昇・降下させる際に、5 または 10MWt 毎に原子炉熱出力を安定させ、この際の制御棒位置から各出力における過剰反応度を求め、これを熱出力差で除することにより求めた。性能試験期間中は目標出力を段階的に上昇させており、この目標出力への出力上昇及び降下時に測定を繰り返し行うことにより、積算熱出力が 0～5000MWd の間において出力及び燃焼度依存性に関するデータを取得した。過剰反応度の評価に際しては、冷却材の原子炉入口温度が 350℃ となるよう等温温度係数を用いた補正を行い、測定中の燃焼に伴う反応度低下については、燃焼係数を用いて補正した。

出力係数の測定結果を図 4 に示す。MK-III 性能試験では段階的に原子炉熱出力を上昇さ

せており、105MWt までの出力上昇及び降下を行った際の出力係数は、約 $-6.2 \times 10^{-3} \% \Delta k/kk' / \text{MWt}$ であった。その後、定格熱出力である 140MWt まで出力を上昇させて出力係数の測定を行った結果、出力係数の絶対値は減少した。また、出力係数の原子炉熱出力依存性が顕著となり、70MWt 近傍で出力係数の絶対値が減少する傾向がみられた。これらは MK-Ⅱ 炉心でも見られた傾向である。この出力係数の変化要因としては、燃料の組織変化による燃料中心温度の低下、集合体湾曲、燃料ペレットの膨脹・収縮が相互に影響した現象と考えられる。140MWt までの出力上昇と降下を繰返した際の測定でも本傾向について再現性があることを確認した。

7. 結 言

MK-Ⅲ性能試験項目のうち、炉物理試験として過剰反応度、制御棒校正、等温温度係数及び出力係数の測定を実施し、測定結果が原子炉設置許可で定める核的制限値を満足することを確認するとともに、測定結果に基づいて炉心管理計算及び JUPITER 等の最新解析手法を検証した。この結果、改造した炉心が所期の設計性能を有し、解析により核特性を精度良く評価できることを確認した。

参考文献

- 1) 原 広、他：“特集 高速実験炉「常陽」の高度化計画（MK-Ⅲ計画）と今後の展望”，サイクル機構技報 No.21 別冊，（2003）。
- 2) 前田茂貴、他：“「常陽」MK-Ⅲ性能試験炉心の過剰反応度解析”，JNC TN9400 2003-083 (2003)。
- 3) 大川内 靖、前田茂貴、他：“「常陽」MK-III 炉心管理コードシステム” HESTIA” の開発」、JNC TN9400 2002-070 (2003)
- 4) 石川眞、他：“核設計基本データベースの整備（VIII）—JUPITER 実験解析結果の集大成—」、PNC TN9410 97-099 (1997)
- 5) 羽様平、他：“高速炉用統合炉定数 ADJ2000R の作成」、JNC TN9400 2002-064 (2002)
- 6) T. Takeda, A. Yosimura, T. Kamei and K. Shirakata: “Prediction Uncertainty Evaluation Methods of Core Performance Parameters in Large Liquid-Metal Fast Breeder Reactors”, Nucl. Sci. Eng. 103, 157-165 (1989)
- 7) 横山賢治、他：“「常陽」MK-Ⅲ性能試験—等温温度係数測定（NT-333）—”, JNC TN9400 2004-012 (2004)。

表 1 MK-III炉心と MK-II 炉心の主要目の比較

項目		MK - III炉心 (内側 / 外側)	MK - II炉心
原子炉熱出力	(MWt)	140	100
最大燃料集合体数	(体)	85	67
炉心等価直径	(cm)	80	73
炉心高さ	(cm)	50	55
燃料ペレット外径	(mm)	4.63	4.63
燃料ペレット密度	(% T.D.)	94	94
²³⁵ U濃縮度	(wt%)	18	18
Pu富化度	(wt%)	23/29	~ 30
(²³⁹ Pu + ²⁴¹ Pu) / (Pu + U)	(wt%)	16/21	20
被覆管外径	(mm)	5.5	5.5
集合体内ピン本数	(本)	127	127
集合体ピッチ	(cm)	8.15	8.15
最大線出力	(W / cm)	420	400
最大燃焼度(要素平均)	(GWd / t)	90	75
制御棒配置	第 3 列	4	6
	第 5 列	2	0
反射体 / 遮へい集合体		SUS / B ₄ C	SUS / SUS
1次冷却材流量	(t / h)	2,700	2,200
定格運転日数	(d)	60	70

下線は、MK - II炉心から変更した項目

表 2 過剰反応度の解析値と実測値

解析手法		解析値(C)	実測値(E)	C-E
MK-III炉心管理コードシステム“HESTIA”+ハイス補正		3.13 ±0.16	2.99 ±0.09	0.14
MK-II 炉心管理コードシステム“MAGI”+ハイス補正		3.04 ±0.15		0.05
JUPITER標準解析手法+ハイス補正 (JFS-3-J3.2R)		3.36 ±0.17		0.37
モンテカルロ法 (MCNP、FSXLIB-J3.2) +ハイス補正		3.16 ±0.13		0.17
JUPITER標準解析手法+統合炉定数 (ADJ2000R)		2.79 ±0.34		-0.20
MK-III炉心設計計算+ハイス補正 (2次元RZ/XY三角メッシュ拡散計算、JFS-3-J2)		3.21		0.22

表 3 制御棒価値の解析値と実測値

制御棒		制御棒反応度価値(%Δk/kk')		C/E
番号	装荷位置	解析値(C)	実測値(E)	
1	第 3 列	2.01	2.09 ±0.07	0.96
2	第 5 列	0.80	0.80 ±0.03	1.00
3	第 3 列	1.97	2.03 ±0.07	0.97
4	第 3 列	2.01	2.08 ±0.07	0.97
5	第 5 列	0.80	0.78 ±0.03	1.03
6	第 3 列	1.97	2.06 ±0.07	0.96

表 4 核的制限値評価結果

核的制限値項目	制限値	測定値
反応度制御能力	7.6% $\Delta k/kk'$ 以上	9.5% $\Delta k/kk'$
原子炉停止余裕 (ワンドットストックマージン)	1.1% $\Delta k/kk'$ 以上	3.9% $\Delta k/kk'$
反応度付加率最大	0.019% $\Delta k/kk'/s$ 以下	0.011% $\Delta k/kk'/s$

なお、制御棒引抜駆動速度は2.07mm/sである。

表 5 等温温度係数の解析値と実測値

	温度変化	等温温度係数 (% $\Delta k/kk' / ^\circ C$)		C/E
		実測値(E)	計算値(C)	
1	昇温時	-0.00370	-0.00368	0.995
2	昇温時	-0.00375		0.981
3	降温時	-0.00386		0.952
4	降温時	-0.00385		0.955

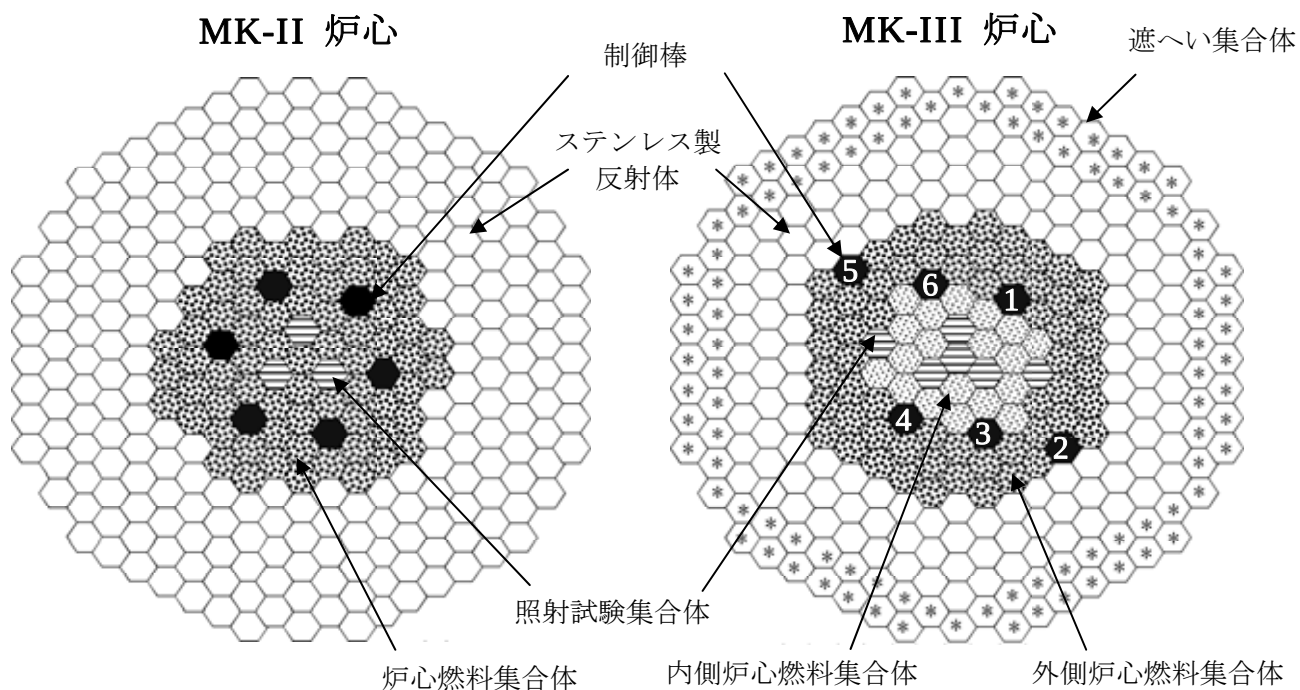


図 1 MK-III性能試験用炉心構成

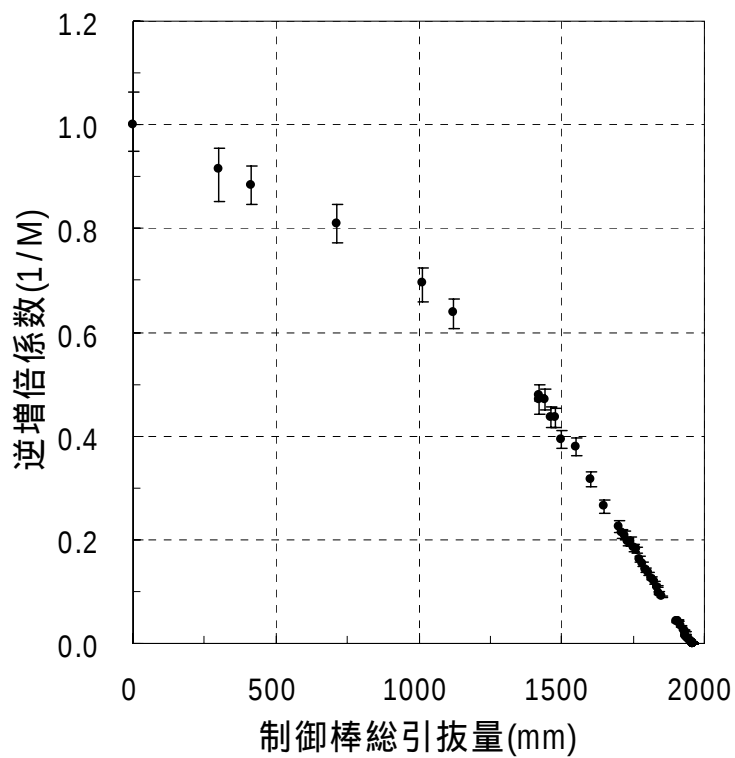


図 2 逆増倍曲線の測定結果

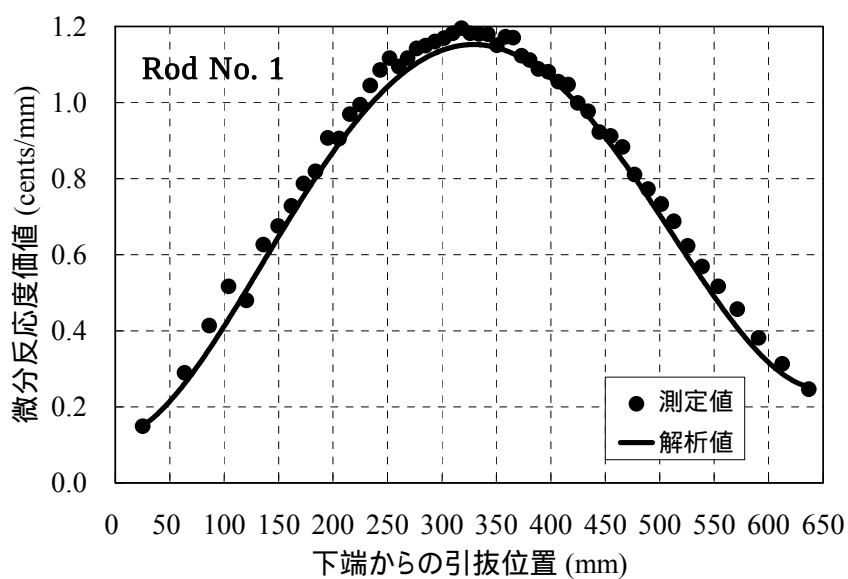


図3 制御棒微分反応度曲線

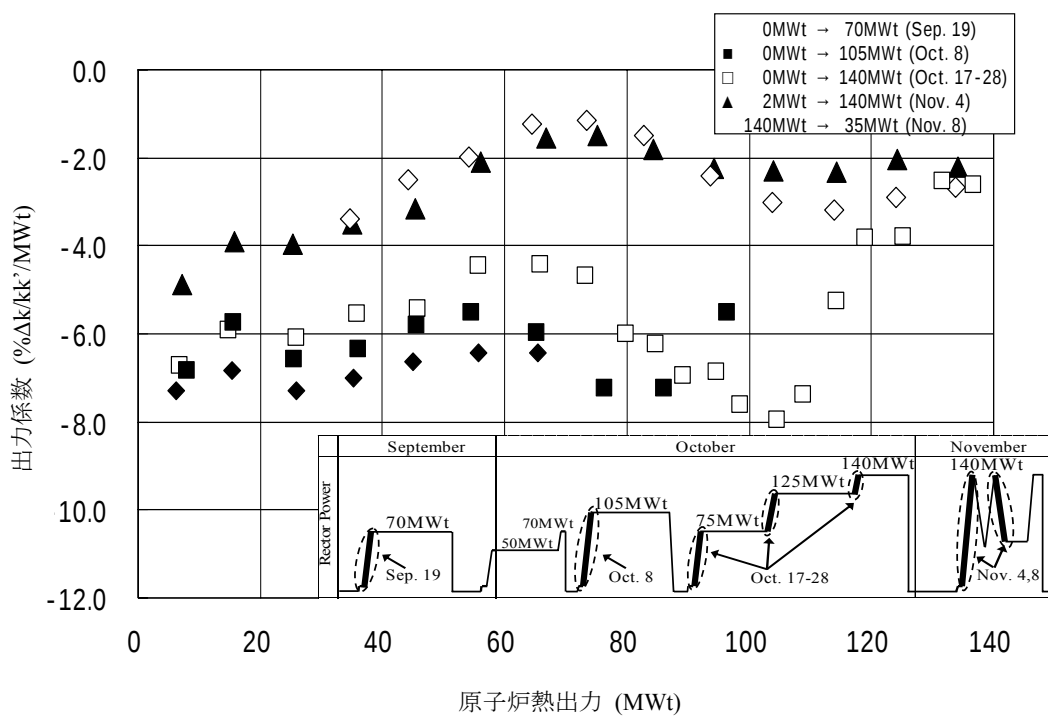


図4 出力係数の測定結果