96. 京都大学臨界集合体(KUCA)軽水減速 軽水反射体付単一炉心の温度係数計算

若松 進*, 橋本 憲吾**, 仁科 浩二郎*

(1982年 1月29日 受理)

(1982年 6月4日 再受理)

Calculation of Temperature Coefficients for the Light-Water-Moderated Core of Kyoto University Critical Assembly

By Susumu WAKAMATSU, Kengo HASHIMOTO and Kojiro NISHINA

Temperature coefficients are calculated and compared with measured values for the three loading patterns in a light-water-moderated core of the Kyoto University Critical Assembly (KUCA). The $H/^{235}U$ ratio varies from 159.2 to 315.6 for these loadings. The methods employed are (a) one-dimensional criticality calculation, (b) two-dimensional criticality calculation, and (c) one-dimensional perturbation calculation.

Group constants are obtained for five temperatures after convergence is reached in the iterative process of criticality calculations combined with energy spectrum evaluations. The calculation based on these group constants successfully reproduced the decrease of the coefficients with increasing $H/^{235}U$ ratio. It also reproduced the slope of the curve in the temperature-coefficient *vs.* temperature plot, although discrepancies remained in the magnitude of the quantity. The perturbation calculation revealed that the core region makes a negative contribution, in contrast to the positive contribution of the reflector. The main contribution to the former comes from the decrease of thermal fissions, while the latter from the decrease of thermal and fast absorptions.

The mentioned agreement between the tendencies of the theoretical and the measured values is attributed to the consistent determination of the reflector saving δ , and of the fast-group inverse relaxation length κ of the reflector in the process of fast-group constant production.

KEYWORDS: temperature coefficient, KUCA, criticality calculation, perturbation calculation, $H/^{235}U$ ratio, group constants, light-water-moderated core, reflector saving, inverse relaxation length, temperature dependence, KUR reactor, cross sections

I. ま え が き

温度係数は、原子炉の動特性に影響する重要なパラメータである。発電炉では、その効果が他の諸要因の効果と併わせて現れて、単独の量として測定し難い場合が多いが、研究炉では、より直接的な役割を演じ、測定も比較的容易である。炉の設計の段階で問題となるのは、温度係数の H/U 比依存性である。京都大学原子炉実験所の臨界集合体(KUCA)においては¹⁾、同実験所が計画する2号炉の模擬実験という意味もあり、初期特性試験の中でこの H/U 比依存性が調べられた。以下は、他大学メンバーとともにこの実験に参加、協力した著者らが、測定値再現のために行なった理論計算の報告である。

実験は KUCA の軽水減速架台(C架台)⁽¹⁾⁽²⁾で行われた。同架台には、ピッチの異なる3通りの平板燃料矩形炉心が組める。これらは、C30炉心、C35炉心、C45炉心と呼ばれ、 $H/^{235}U$ 比がそれぞれ159.2、212.2、315.6である³⁾。この平板燃料矩形炉心は、1974年8月に初臨界に達し、その後1年の間に温度係数の測定が他の特性実験と併わせて行われた。実験直後に行なった著者らの理論計算⁴⁾では、実験値の $H/^{235}U$ 比依存性を再現できず、C35炉心とC45炉心について温度係数の絶対値の大小が逆になった。これは、高速群定数作成の段階で必要とされる入力パラメータの決め方が暖

* 名古屋大学工学部 原子核工学科 (Dept. of Fac., Nagoya Univ.)

** 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

味で、中性子の漏れを正確に扱えなかったためである。温度係数のように複数の正、負の温度効果($D, \Sigma_a, \Sigma_f, \Sigma_R, B_1^2$ の温度効果)が相殺し合った結果としての特性値は微妙であり、その理論計算には細心の注意が必要である。そこで、今回は反射体領域の高速群定数作成に工夫をこらし(第Ⅲ-1節を参照)、再計算した。その結果を報告する。

以下では、まず1次元および2次元の拡散コード⁽⁴⁾⁽⁵⁾を用いて温度依存の実効増倍係数(k_{eff})を決定して温度係数を求める。これに加えて、各断面積変化からの寄与分、領域別寄与分を1次元摂動計算によって与える。また最終結果だけでなく各温度 $T_1(=20.44^\circ\text{C}) \sim T_5(=79.16^\circ\text{C})$ に対する群定数も合わせて載せる。なお、①使用している断面積ライブラリーがかなり以前のものであり、②最近各所で開発されているような詳細な格子計算法は用いていないこと、③燃料領域のモデル化に多少無理がある、④計算値の絶対値は未だ実験と不一致であり、今回の成功は温度係数の変化の傾向の再現にとどまっていること、などを了解願いたい。本報が問題を提起し、より精密な理論計算へのきっかけとなれば幸いである。

Ⅱ. 温度係数の測定*

1. 実験体系の概要⁽⁶⁾

実験体系は、直径2 m、深さ1.8 mのAl製の炉心タンク内に第1図(C45 $\perp$ G0炉心**)に例示するように燃料集合体を配列した炉心である。そして、制御棒(C1~C3)、安全棒(S4~S6)および6系統の計測系がその炉心周辺に配置されている。炉心温度の測定は、2つの水晶発振型温度計(第1図の⊗印)とCA熱電対(炉心タンク側壁内面)で行われた。

数字“3I”, “3”はフレームに装荷された燃料板の枚数を示す。

第1図 実験体系図(C45 $\perp$ G0炉心: 燃料板328枚)

2. 測定法⁽⁶⁾⁽⁸⁾

まず、安全棒3本(第1図のS4~S6)を上限まで抜き、軽水を炉心タンクに注入する。臨界状態への近接は、例えば2本の制御棒C2, C3を上限に設定し残りの制御棒C1により調整して行い、その時の軽水の温度を記録する。次に、中途まで挿入されているC1を数回の操作で上限まで引き抜く。その時、各回の引抜き分が与える正の反応度はベリオド法により決定し、それを合計してこの体系のもつ余剰反応度とする(各回の正反応度はC2で補償する)。次に、炉を停止して軽水をダンプタンク内に排水する。この軽水を攪拌機でかき混ぜながらヒータで所定の温度まで加熱し、再び炉心タンクに給水する。そして、前回の温度のときと同様、C1で臨界調整を行う。温度上昇が与える反応度の第1近似値としては、前回と今回のC1位置の差を読み、常温時の校正曲線から決定すればよい。しかし、それでは校正曲線の温度依存性を無視することになる。そこで、より正確な測定を期するため再び前回と同様の手続きで余剰反応度を測定し、前回の値との差を以て温度差(ΔT)に対する余剰反応度変化($\Delta\rho$)とし、温度係数 $\alpha = \Delta\rho/\Delta T$ を決定した。

第1表 温度係数(実験値) ($\times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{C}$)

温度 ($^\circ\text{C}$)	C30 $\perp$ G0 炉心 ⁽⁹⁾	C35 $\perp$ G0 炉心 ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾	C45 $\perp$ G0 炉心 ⁽¹¹⁾
26.26			-5.72
26.57	-1.11		
27.70		-3.48	
28.17		-0.797	
32.96		-5.98	
33.67	-3.17		
34.12			-9.17
34.35		-6.94	
39.49		-8.39	
41.86	-5.37		
43.64			-11.9
45.88		-9.67	
52.60		-11.1	

(注) 燃料板枚数はC30 $\perp$ G0, G35 $\perp$ G0, C45 $\perp$ G0炉心に対してそれぞれ526, 402, 328枚である。

* これは、京大原子炉がイニシアティブをとり、各大学の協力で行われた。詳細の発表は京大原子炉側の発表にまち、ここでは理論計算との比較に必要なだけ引用する。

** KUCA では、単一および2分割炉心を組んだ実験が行われている。C45 $\perp$ G0という呼び方のうち、“C45”はC架台軽水タンク内に組んだ燃料板ピッチ約4.5 mmの炉心を意味し、“G0”はgapがゼロ、すなわち単一炉心を意味する。

3. 測定結果^{(8)~(11)}

C30±G0 炉心*, C35±G0 炉心*, C45±G0 炉心*の温度係数は1974年8月から1975年8月の間に数回測定された。その測定値を第1表に示す。

Ⅲ. 温度係数の計算

計算は、第2図に示す流れ図に従って2つの方法で行う。まず、各温度 T_i ($i=1\sim5$) についてそれぞれ群定数を作成する(①, ②)。この際①で必要な漏洩パラメータ B^* および次段階(③~⑤)の拡散コードへの入力バックリング(1次元計算, 2次元計算)に対してそれぞれ $B_1^2(T_i)$, $B_2^2(T_i)$ は水田ら⁽¹³⁾が行なったように繰返し計算の(第Ⅲ-1節参照; 第2図の①, ③)で求めておく。水田らは、炉心, 反射体をそれぞれ2つの部分的領域に分割して Buckling Iteration を行なっているが、本計算では、それぞれを1領域とした。次に、1次元および2次元2群臨界計算(③, ④)を行い、得られる実効増倍係数 $k_{eff}(T_i)$ から次式によって温度係数 $\alpha(T_i')$ を求める(⑥, ⑦)。

$$\alpha(T_i') = (1/\Delta T) \{k_{eff}(T_{i+1}) - k_{eff}(T_i)\} / k_{eff}(T_{i+1}) \quad (1)$$

ここで、 $T_i' = (T_{i+1} + T_i)/2$

$\Delta T = T_{i+1} - T_i$; 温度差

この方法では、温度係数に伴う各断面積変化の影響を成分別に把握することができない。そこで、このメカニズムを明らかにするため、第2の方法では1次元2群摂動論による温度係数 α_p を算出する(⑤, ⑧)。すなわち、この α_p は

$$\alpha_p(T_i') \equiv \sum_l \alpha(l, T_i') \quad (2)$$

ここで、 $\alpha(l, T_i')$: [パラメータ l の変化からの寄与分; $l = D_1^2, \Sigma_{1a}^2, \dots$ など]

として算出する。この $\alpha(l, T_i')$ の一部は(第Ⅲ-4節)に数式表現で示す。なお(1)式の T_i としては、 $T_1 = 20.44^\circ\text{C}$, $T_5 = 79.16^\circ\text{C}$ およびその間を4等分(各温度差 $\Delta T = 14.68^\circ\text{C}$) する分点をあてた。以下おのおの流れをもう少し詳しく説明する。

1. 温度依存群定数の作成と反射体節約の算出

第2図の①, ②における温度依存群定数の作成につ

T_i ($i = 1 \sim 5$)

第2図 温度係数計算の流れ図

いて説明する。

高速群, 熱群に対する群定数は、それぞれ計算コード UGMG-42⁽¹⁴⁾ による均質計算と THERMOS⁽¹⁵⁾ による格子計算とで作成する。一般に温度の上昇は熱中性子マックスウェル分布のピークの位置, 共鳴のドブラー広がり, 各同位体の原子数密度を変化させる。このうち前2者については、入力パラメータの指定により**これらのコード内で自動的に考慮される。一

* 本報では、単一炉心のみを取り扱っているため、以後“±G0”は省略する。

† UGMG-42では、体系の漏れを表わす量として、バックリング B^2 の平方根 B を入力する。本報では、これを UGMG-42への入力漏洩パラメータ B と呼ぶことにする。そして、炉心領域, 反射体領域に対してそれぞれ B_c, B^* で表わす。 B^* は3次元反射体中での x 方向への減衰定数を等価1次元体系での減衰定数に修正した値である⁽¹²⁾。

** THERMOSでは $T = (293.6 \times f \text{ K})$ の算出に必要な係数 f を入力し、UGMGでは $T(\text{K})$ を入力する。

方、原子数密度の変化は以下のような考慮によって算出し、それによってこれらのコードの入力データを変更して計算に含める。

まず、炉心領域高速群定数の作成に当っては、例えばC45炉心の場合は装荷燃料板31枚(第1図)の集合体(140mm×70mm)と、炉心構成時にそのまわりに生じる軽水の間隙を併わせ142mm×71mmを計算用の単位ブロックとする⁽⁹⁾。本計算で取り扱う最高温度79.16°Cにおける集合体の寸法は、Alの線膨脹係数⁽¹⁶⁾ $29 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ を用いて試算すると、常温で140.00mmの辺が140.24mmとなる。つまり前述の単位ブロックからはみ出さず、均質計算のためまゝとしてはAl, ^{235}U , ^{238}U の原子数密度変化は考えない。これに対して軽水は体膨脹率が大きく、この単位ブロックから流出するので、原子数密度変化を考慮する。

次に、炉心領域熱群定数作成では、①燃料領域(ミート部)のU-Al合金、②燃料板のAl被覆、③減速材としての軽水、の3領域に対して格子計算を行うが、最高温度時の固体部分の寸法増加割合はAlで計算すれば0.17%と小さい。そこでこれを無視する。すなわち固体部分の寸法は一定とし、その中のAl, ^{235}U , ^{238}U の原子数密度の変化はゼロと近似する。結局高速群の場合と同様に軽水の密度変化のみを考える。

次に、反射体領域の定数作成では、熱群計算、高速群計算とも軽水原子数密度の温度変化を考慮する。これに加えて高速群定数作成時には入力漏洩パラメータ B^* にも温度の依存性をとり入れる。つまりこのパラメータに対し各温度でBuckling Iteration⁽⁷⁾⁽¹³⁾を行う。ただし、文献(7)では $-(B^*)^2 = B_y^2 + B_z^2 - \kappa_0^2$; $\kappa_0^2 = (1/\phi) \cdot (\partial^2 \phi / \partial x^2)$, ϕ は1回前の2次元臨界計算で求めた炉心-反射体境界の中央部の中性子束]を繰返し計算により決定しようとして、負の ϕ を生じ、この値を収束させ得なかった。これは、 κ_0^2 を求めるときに炉心-反射体境界上の中央部の減衰曲線を用いたため、 κ_0^2 を過大評価したのでであろう。そこで今回は改良値 $\bar{\kappa}^2 = \sum (\kappa_i^2 \cdot \Delta y_i) / \sum (\Delta y_i)$ (ここで、 i は y 方向の分点番号)を用いることにした^{**}。つまり炉心-反射体境界における x 方向の減衰定数を y 方向に平均した値を用いる。したがって $-(B^*)^2$ は

$$-(B^*)^2 = B_y^2 + B_z^2 - \bar{\kappa}^2 \quad (3)$$

とする。

以上の手続でC30炉心、C35炉心、C45炉心、軽水に対して作成した温度依存の高速群、熱群定数を第2～4表に与える。

次に、第1図の③、④の1次元および2次元臨界計

算を行うためには、温度に依存する反射体節約 δ の値が必要である。本計算では、前回の2次元臨界計算(x - y 体系と x - z 体系)から得られた炉心領域内部中性子束分布に余弦曲線を最小二乗フィッティングして、 x, y, z の3方向に対する節約($\delta_x, \delta_y, \delta_z$)を求めた^{**}。これは高速群と熱群の双方に対して行なった。

温度 T_1 と T_5 における反射体節約の値を高速群、熱群に分けて第5表に示しておく。 $T_2 \sim T_4$ についても同様の値が得られるが、これらは温度に関して直線的な変化をするとみなして差し支えない。

2. 1次元臨界計算

計算は平板体系をEXPANDA-25⁽⁴⁾により第1図の x 方向について解く。まず、温度 $T_1(20.44^\circ\text{C})$ の群定数を用いて臨界調整を行い、炉心幅を決める。このとき解かれない方向(y, z 方向)に対しては漏れを垂直方向バックリング $B_L^2(T_i)$ で扱う。温度 T_i における垂直方向バックリング $B_L^2(T_i)$ は、上述の反射体節約 $\delta_y(T_i), \delta_z(T_i)$ を用いて

$$B_L^2(T_i) = \{ \pi / (b + 2\delta_y(T_i)) \}^2 + \{ \pi / (c + 2\delta_z(T_i)) \}^2 \quad (i=1 \sim 5) \quad (4)$$

b, c : 炉心の y, z 方向の寸法

とする。次に、その炉心幅で温度 T_2 の群定数および $\delta_y(T_2), \delta_z(T_2)$ を用いて再び固有値計算を行い、実効増倍係数 $k_{\text{eff}}(T_2)$ を求める。 $k_{\text{eff}}(T_1)=1$ と $k_{\text{eff}}(T_2)$ とから(1)式に従って温度係数 $\alpha(T_1')$ を決定する。次に、改めて温度 T_2 で臨界調整をしてこの温度における臨界炉心幅を決定した後、温度 T_3 の定数で固有値を計算して $\alpha(T_2')$ を求める。以下同様に $\alpha(T_3'), \alpha(T_4')$ を求める。

3. 2次元臨界計算

計算は拡散コードEQUIPOISE-3⁽⁶⁾を用いて、 x - y 体系で行う。この2次元計算では、臨界調整は行わず、実験から算出した最小臨界炉心の寸法を計算体系として採用し、各温度に対してそれぞれ $k_{\text{eff}}(T_1) \sim k_{\text{eff}}(T_5)$ を算出する。この時のおのおのが1からずれて

* $B^* = 0.1584 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ として反射体領域の定数を作成すると54群のうちの第1群の中性子束 ϕ_1 が負となる。第4表の B^* と比較されたい。

** これは17個の κ_i^2 の平均であり、 κ_2 と κ_0^2 との差はC35炉心で12%、 $\kappa_2^2 < \kappa_0^2$ であった。つまり水平断面が完全な矩形でないことに起因して $\cos(B_y \cdot y)$ 形の変数分離の仮定がかなり無理であることを示す。

** フィッティングは高速群に対しては炉心幅の約1/2、熱群に対しては炉心幅の約1/2にわたる中性子束の値を用いた。

第2表 3炉心の高速群定数

温度 (°C)	D (cm)			Σ_a (10^{-3}cm^{-1})			Σ_f (10^{-3}cm^{-1})		
	C 30	C 35	C 45	C 30	C 35	C 45	C 30	C 35	C 45
20.44 (T_1)	1.5926	1.5528	1.5104	3.0812	2.7446	2.2721	1.5896	1.3798	1.0908
35.12 (T_2)	1.5963	1.5565	1.5142	3.0810	2.7435	2.2706	1.5898	1.3796	1.0905
49.80 (T_3)	1.6015	1.5619	1.5199	3.0788	2.7411	2.2684	1.5891	1.3790	1.0901
64.48 (T_4)	1.6080	1.5688	1.5272	3.0759	2.7388	2.2660	1.5883	1.3786	1.0898
79.16 (T_5)	1.6155	1.5765	1.5351	3.0718	2.7346	2.2619	1.5870	1.3774	1.0888

温度 (°C)	$\nu\Sigma_f$ (10^{-3}cm^{-1})			Σ_R (10^{-2}cm^{-1})			B_c (10^{-2}cm^{-1})		
	C 30	C 35	C 45	C 30	C 35	C 45	C 30	C 35	C 45
20.44 (T_1)	3.8925	3.3789	2.6712	1.8615	2.1751	2.5815	9.4457	9.7764	10.159
35.12 (T_2)	3.8929	3.3785	2.6706	1.8537	2.1655	2.5695	9.4097	9.7514	10.144
49.80 (T_3)	3.8913	3.3769	2.6696	1.8412	2.1507	2.5526	9.3797	9.7282	10.118
64.48 (T_4)	3.8893	3.3760	2.6688	1.8258	2.1336	2.5325	9.3425	9.6785	10.070
79.16 (T_5)	3.8862	3.3730	2.6663	1.8074	2.1120	2.5069	9.3092	9.5671	10.058

第3表 3炉心の熱群定数

 $\nu=2.43$

温度 (°C)	D (cm)			Σ_a (10^{-2}cm^{-1})			$\nu\Sigma_f$ (10^{-1}cm^{-1})		
	C 30	C 35	C 45	C 30	C 35	C 45	C 30	C 35	C 45
20.44 (T_1)	0.71908	0.64340	0.56474	9.1186	8.3441	7.1450	1.6372	1.4590	1.1874
35.12 (T_2)	0.73482	0.65682	0.57581	8.8561	8.1049	6.9427	1.5894	1.4167	1.1537
49.80 (T_3)	0.75102	0.67086	0.58753	8.6197	7.8880	6.7573	1.5466	1.3786	1.1230
64.48 (T_4)	0.76760	0.68543	0.59991	8.4051	7.6902	6.5866	1.5079	1.3441	1.0950
79.16 (T_5)	0.78442	0.70042	0.61273	8.2108	7.5088	6.4288	1.4728	1.3126	1.0693

第4表 軽水の高速群,熱群定数

温度 (°C)	高速群				熱群	
	D(cm)	$\Sigma_a(10^{-4}\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_R(10^{-2}\text{cm}^{-1})$	$B^*(10^{-1}\text{cm}^{-1})$	D(cm)	$\Sigma_a(10^{-2}\text{cm}^{-1})$
20.44 (T_1)	1.6952	8.7096	4.3632	1.5305	0.33885	1.9121
35.12 (T_2)	1.7022	8.6754	4.3452	1.5244	0.34381	1.8578
49.80 (T_3)	1.7122	8.6240	4.3199	1.5154	0.34951	1.8040
64.48 (T_4)	1.7248	8.5598	4.2883	1.5042	0.35581	1.7512
79.16 (T_5)	1.7399	8.4883	4.2515	1.4915	0.36265	1.6997

第5表 反射体節約の値 (cm)

温度(°C)	高速群		熱群	
	20.44	79.16	20.44	79.16
C 30炉心	δ_x	9.13	9.50	11.63
	δ_y	9.25	9.63	10.75
	δ_z	9.75	10.25	9.88
C 35炉心	δ_x	7.69	8.00	9.13
	δ_y	7.63	7.94	8.88
	δ_z	8.91	9.31	9.06
C 45炉心	δ_x	7.75	8.00	9.25
	δ_y	7.88	8.13	8.50
	δ_z	8.06	8.41	8.19

いてもそのまま(1)式に従って $\alpha(T_1') \sim \alpha(T_4')$ を求める。この時必要な z 方向のバックリング $B_{1,2}(T_i)$ は(4)式と同様の式で $\delta_z(T_i)$ から求める。

計算結果を第3図に示して実験値と比較する。また、1次元臨界計算, 1次元摂動計算とともに第6表に示しておく。

4. 1次元2群摂動計算

本報の温度上昇範囲では、各群定数とバックリング $B_{1,2}$ に生ずる変化は微小であるから摂動計算で k_{eff} の変化を扱うことができる。すべての定数が変化をうけると考えると、ここで用いる摂動演算子 P は次式となる¹⁷⁾。

	実験値	計算値
C30炉心	○—○	●—●
C35炉心	△—△	▲—▲
C45炉心	□—□	■—■

第3図 2次元計算による温度係数

第6表 各計算法による温度係数

(×10⁻⁴ Δk/k/°C)

温度 (°C)	C 30炉心			C 35炉心			C 45炉心		
	1-D†	2-D††	1-DP†††	1-D†	2-D††	1-DP†††	1-D†	2-D††	1-DP†††
27.78 (T ₁ ')	-1.43	-1.44	-1.08	-2.05	-1.80	-1.77	-2.16	-2.03	-1.94
42.46 (T ₂ ')	-1.83	-1.84	-1.45	-2.43	-2.26	-2.12	-2.62	-2.42	-2.38
57.12 (T ₃ ')	-2.18	-2.18	-1.79	-2.43	-2.47	-2.12	-2.78	-2.77	-2.54
71.82 (T ₄ ')	-2.54	-2.63	-2.12	-2.86	-2.93	-2.51	-3.14	-3.16	-2.85

† 1次元臨界計算(EXPANDA-25⁽⁴⁾), †† 2次元臨界計算(EQUIPOISE-3⁽⁶⁾),

††† 1次元摂動計算(EXPANDA-25-PERT)

T_i' = (T_{i+1} + T_i)/2

である。これを用いてこの成分による温度係数への寄与分 $\alpha(D_i^*, T_i')$ を

$$\alpha(D_i^*, T_i') = 4\rho(D_i^*, T_i, T_{i+1})/\Delta T \quad (8)$$

で求める。他の定数変化の寄与分 $\alpha(l, T_i')$ も同様に求めて全温度係数を(2)式で求める。その計算にはEXPANDA-25の摂動計算用改良版 EXPANDA-25-PERTを使用した。ここで、1次元臨界計算と1次元摂動計算の結果を第4図に示して実験値と比較する。

IV. 結果に対する考察

1. 計算手法別の実験値との比較

第3, 4図をみると, 3計算手法のいずれも実験値の絶対値を再現できなかった。しかし, ピッチの変化(つま

$$P = \begin{bmatrix} \delta D_1 \{d^2/dx^2 - B_{11}^2\} & \delta \nu \Sigma_{2f} + \nu \delta \Sigma_{2f} \\ -D_1 \delta B_{11}^2 - \delta \Sigma_{1a} & \delta D_2 \{d^2/dx^2 - B_{22}^2\} \\ +\delta \nu \Sigma_{1f} + \nu \delta \Sigma_{1f} & -D_2 \delta B_{22}^2 - \delta \Sigma_{2a} \\ \delta \Sigma_R & \end{bmatrix} \quad (5)$$

この式は炉心領域, 反射体領域 ($\Sigma_{1f} = \Sigma_{2f} = 0$) に共通である。1例として温度を $T_i \rightarrow T_{i+1}$ と変化させたとき炉心領域の高速群拡散係数 D_i^* の変化 $\delta D_i^*(T_i, T_{i+1})$ によって生ずる反応度変化 $\Delta \rho(D_i^*, T_i, T_{i+1})$ は

$$\Delta \rho(D_i^*, T_i, T_{i+1}) = \int_{\text{炉心}} \delta D_i^*(T_i, T_{i+1}) \phi_i^*(x) \cdot \{d^2/dx^2 - B_{11}^2\} \phi_i^*(x) dx / Q \quad (6)$$

ここで, $\phi_i^*(x)$: 炉心領域の x 方向高速群随伴中性子束

$\phi_i^*(x)$: 炉心領域の x 方向高速群中性子束

となる。また Q は

$$Q = \nu \int_{\text{炉心}} \Sigma_{1f}^*(T_i) \phi_i^*(x) \phi_i^*(x) dx + \nu \int_{\text{炉心}} \Sigma_{2f}^*(T_i) \phi_i^*(x) \phi_i^*(x) dx \quad (7)$$

り $H/^{235}\text{U}$ の変化)に対する温度係数の大小関係 $\alpha(\text{C 30炉心}) > \alpha(\text{C 35炉心}) > \alpha(\text{C 45炉心})$ と温度上昇に対する温度係数の変化(グラフの傾き)に関しては, 非常によく再現している。また第6表によれば, C30炉心とC45炉心では, 1次元臨界計算と2次元臨界計算はよく一致する。このことは1次元計算に用いた δ_k の妥当性を意味する。しかし, C35炉心については, 55°C以下で両計算が一致しない。この原因は, 他の2つの炉心に比較してC35炉心の水平断面が矩形から遠いことであろう。つまり, 5列の燃料フレーム(第1図参照)の内側3列と外側2列の x 方向の寸法が大きく異なっている⁽⁷⁾。そのため等価1次元体系計算における x 方向の臨界炉心寸法が2次元計算臨界寸法と大きく異なり, x 方向の中性子束分布が両者で異なるため

	実験値	臨界計算	摂動計算
C30炉心	○—○	●—●	○---○
C35炉心	△—△	▲—▲	△---△
C45炉心	□—□	■—■	□---□

第4図 1次元計算による温度係数

であろう。

次に、1次元臨界計算と1次元摂動計算との間には、3炉心とも $-3 \times 10^{-3} \sim -4 \times 10^{-3} \Delta k/k/^\circ C$ ほどの差が生じているが、この原因は現在不明である。

2. 温度係数の寄与分

温度係数 $\alpha(T_i)$ に対する各寄与分を1次元摂動計算に基づいて考察しよう。これら寄与分は3炉心(C30炉心, C35炉心, C45炉心)とも同じ傾向を示すので、ここでは、C35炉心に対する結果のみを第5, 6図に示し考察する*。

温度係数は、(5)式の摂動演算子 P で与えられるように全部で16(炉心領域の高速群定数: $D_i^c, \Sigma_{ia}^c, \Sigma_{if}^c, \Sigma_{is}^c, B_{1i}^{2c}$; 同熱群定数: $D_i^s, \Sigma_{ia}^s, \Sigma_{if}^s, B_{1i}^{2s}$; 反射体領域の高速群定数: $D_i^r, \Sigma_{ia}^r, \Sigma_{is}^r, B_{1i}^{2r}$; 同熱群定数: $D_i^s, \Sigma_{ia}^s, \Sigma_{if}^s, B_{1i}^{2s}$)の寄与成分をもつ(添字 c は炉心, r は反射体を示す)。これらのうち、 $\Sigma_{if}^c, \Sigma_{ia}^c, \Sigma_{ia}^r, \Sigma_{is}^r$ によるものは、他成分に比べて大きいので、特に第5図に示す。この図によると4成分のうち $\alpha(\Sigma_{if}^c)$ (負)と $\alpha(\Sigma_{ia}^c)$ (正)の値**は、それぞれ $-1.8 \times 10^{-3} \sim -1.5 \times 10^{-3}, 1.4 \times 10^{-3} \sim 1.7 \times 10^{-3} \Delta k/k/^\circ C$ であり、絶対値が寄与成分中最大である。この2つの効果(核分裂の減少と吸収の減少)は差し引き負の効果をもたらす、差し引き後の結果もなおかなり絶対値が大きい。これらの次に大きい寄与分は $\alpha(\Sigma_{if}^r)$ (負)と $\alpha(\Sigma_{ia}^s)$ (正)であり、その絶対

△—△: $\alpha(\Sigma_{if}^c, T_i')$ (負); □—□: $\alpha(\Sigma_{ia}^c, T_i')$ (負)
▲—▲: $\alpha(\Sigma_{ia}^c, T_i')$ (正); ■—■: $\alpha(\Sigma_{ia}^c, T_i')$ (正)
○—○: 全温度係数の計算値 α_p (負)

第5図 各寄与成分の絶対値(I), (C35炉心)

△—△: α_{11}^c (負); ▲—▲: α_{11}^r (正)
□—□: α_{12}^c (負); ■—■: α_{12}^r (正)
○—○: α_{10}^c (負); ●—●: α_{10}^r (正)
○—○: 全温度係数の計算値 α_p (負)

各記号は(9)式で定義する。

第6図 各寄与成分の絶対値(II), (C35炉心)

値はそれぞれ $-2.5 \times 10^{-4} \sim -5.8 \times 10^{-4}, 1.6 \times 10^{-4} \sim 3.6 \times 10^{-4} \Delta k/k/^\circ C$ である。図に示していない他の12個

* 異なる炉心と比較して、温度係数の H/U 比依存性を論ずることは、誌面の制約から次の機会にゆずり、H/U 比を固定した議論を行う。

** 以下、変数 T_i を省略する。

の成分はすべて絶対値が $10^{-4} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ 以下であり、しかも既述の4成分とは異なり、その絶対値は温度に依存せずほぼ一定である。 $\alpha(\Sigma_{2f}')$ と $\alpha(\Sigma_{2a})$ が特に大きい原因は、温度変化に伴う変化割合 $(1/\Sigma_{2f}')\delta\Sigma_{2f}'/\Delta T$, $(1/\Sigma_{2a})\delta\Sigma_{2a}/\Delta T$ が他の定数に比べて大きいためである。これはもとを正せば、温度上昇に伴う熱中性子マックスウェル分布の移動がこれら $(1/v)$ 型断面積を変化させた効果である。Uの密度変化をゼロとしていることを併せ考えると、結局、炉心領域ではドップラー拡がりや減速材原子数変化の効果は副次的であるといえる。

次に、領域別、エネルギー別寄与分を第6図に示す。ここで用いた記号の定義は以下の通りである。

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{i1} &\equiv \alpha(D_1') + \alpha(B_{11}') + \alpha(\Sigma_{1a}') \\ &\quad + \alpha(\Sigma_{2a}') + \alpha(\Sigma_{2f}') \\ \alpha_{i2} &\equiv \alpha(D_2') + \alpha(B_{12}') + \alpha(\Sigma_{2a}') + \alpha(\Sigma_{2f}') \\ \alpha_{i11} &\equiv \alpha(D_1') + \alpha(B_{11}') + \alpha(\Sigma_{1a}') + \alpha(\Sigma_{2f}') \\ \alpha_{i12} &\equiv \alpha(D_2') + \alpha(B_{12}') + \alpha(\Sigma_{2a}') \\ \alpha_{i01} &\equiv \alpha_{i11} + \alpha_{i12}, \quad \alpha_{i02} \equiv \alpha_{i11} + \alpha_{i12} \end{aligned} \right\} (9)$$

最初に領域別寄与をみると、反射体領域における寄与分の合計は正、炉心領域は負であり全体として負となっている。その内訳を図示する余裕はないが、両領域を通じて、 δD , $\delta\Sigma_R$, $\delta\Sigma_f$ に起因する寄与は負、 $\delta B_{11}'$, $\delta\Sigma_a$ に起因する寄与は正である。前述したように Σ_{2f}' , Σ_{2a} による寄与分は、他より非常に大きく $(|\alpha(\Sigma_{2f}') + \alpha(\Sigma_{2a})| \gg |(\text{炉心領域の他の寄与分の合計})|)$ 、その結果、炉心領域の寄与は負となる。一方、反射体領域では Σ_{1a}' , Σ_{2a} による寄与が他の寄与に比べて支配的であり、これら吸収の減少によって正の寄与となる。反射体領域の寄与分は温度によらず一定値であり、一方、炉心領域の寄与分(第5図の4成分)は温度に依存して変化する。その結果、両者の合計として温度係数が傾きをもつ。なお、この炉心領域の曲線の傾きの原因については以下に述べる。

次に、エネルギー群別に考察する。まず炉心領域の高速群による負の成分 α_{i1} は、温度上昇に伴って絶対値が増加するが、熱群による負の成分 α_{i2} は逆に減少する。前者は $\alpha(\Sigma_R)$ (負) と $\alpha(\Sigma_{1a}')$ (正) の差が温度上昇に伴って大きくなるためであり、後者は $\alpha(\Sigma_{2f}')$ (負) と $\alpha(\Sigma_{2a})$ (正) の差が小さくなるものが大きく作用している。そして前者が炉心全体の傾向を決めている。反射体領域では、高速群、熱群ともその寄与はほぼ一定である。

結局、温度係数 $\alpha_{i01} (= \alpha_{i01} + \alpha_{i02})$ の符号ならびに曲線の傾きは、炉心領域の寄与分 α_{i01} によって決定され

る。符号を負にする主成分は炉心の熱群核分裂の減少 $\delta\Sigma_{2f}'$ であり、傾きを決めるのは炉心の除去断面積の減少 $\delta\Sigma_R$ である。反射体除去断面積変化からの寄与 $\alpha(\Sigma_R)$ は、同種の寄与でありながら炉心の $\alpha(\Sigma_R)$ と異なり、温度によらず一定の寄与しかせず、しかも絶対値が小さい。これは反射体における積分 $\int \phi_2^2(x) \phi_1^2(x) dx$ が炉心領域のそれに比べてずっと小さいためである。

なお、全温度係数の絶対値については、第3, 4図において計算値は実験値の2~3倍である。温度係数 α は、(2)式に示す多くの効果の差引きの結果であるので、残念ながら一致を得がたい。したがって、本報の意義は、この程度の簡単な計算でいろいろな傾向を再現し、主寄与成分を明らかにできたことにある。

3. 反射体漏洩パラメータ B^* の効果

ここでは、UGMG-42 への入力漏洩パラメータ B^* の影響を調べてみる。まず、 B^* をいくつか選んで常温(20.44°C)における反射体領域の群定数を作成し、これによってC35炉心について2次元臨界計算を行なった。その結果求められた実効増倍係数 k_{eff} の変化を第7図に示す。ここでは、 B^* の値を $0.1527(\text{cm}^{-1}) \sim 0.1544(\text{cm}^{-1})$ の範囲で変化させると、 k_{eff} は $0.9927 \sim 0.9906$ ($\Delta k_{\text{eff}} \approx 2 \times 10^{-3}$) と変化することがわかる。いま計算における1ステップの温度変化は約15°Cであるから、反射体領域高速群定数の作成時のこの程度(つまり1.1%)の B^* の誤差は温度係数 α_{i01} に $1.3 \times 10^{-4} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ だけ影響を与える。第3, 4図によれば温度係数は $-2 \times 10^{-4} \sim -3 \times 10^{-4} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ でありこの差は無視できない。これは他の温度についても同様である。したがって、この入力漏洩パラメータ B^* は第III-1節で述べたように注意して選ぶ必要があり、また各温度について一貫した方針で決定しなくてはならない。

第7図 軽水の高速群定数作成時の入力漏洩パラメータ B^* に対する実効増倍係数 k_{eff} (20.44°C の C35 炉心) の変化

4. 反射体節約 δ の影響

反射体節約 δ の温度係数への影響が C35 炉心に関する 1 次元臨界計算の過程で明らかになった。この計算ではまず、 $T_1 (=20.44^\circ\text{C})$ における臨界体系を決定し、次に $T_2 (=35.12^\circ\text{C})$ の体系について固有値 k_{eff} を求める。この時に温度上昇に応じた垂直方向バックリング B_1^2 , すなわち δ_v, δ_s が必要である。この値として第 II-1 節で求めた最終的な δ_v, δ_s を用いずに、試しに収束前の中間値を用いてみた。それらを最終値と比べると、高速群の δ_v は 0.05cm , δ_s は 0.04cm 大きく、熱群の δ_v は 0.13cm , δ_s は 0.18cm だけ小さかった。これらの変化はバックリングに変換すると高速群で $1.87 \times 10^{-5} \text{cm}^{-2}$ の減少、熱群で $5.06 \times 10^{-5} \text{cm}^{-2}$ の増加となる。これらから $k_{\text{eff}}(T_2)$ を求めて温度係数を算出したところ $3.5 \times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ (計算値の約 15%) だけ増加した。この影響は予想以上に大きい。

5. 熱群拡散係数の影響

第 II 章の計算では、THERMOS の出力から熱群拡散係数 D_2 を算出するにあたり散乱角余弦の平均 $\bar{\mu}$ を考慮して $D_2(\bar{\mu}) = 1/3 \Sigma_{tr}(\bar{\mu})$ を用いた。ここでは比較のため試しに $\bar{\mu} = 0$ に基づく定数 ($D_{20} = \Sigma_{tr}/3\Sigma_f$) を炉心、反射体両領域に用いて影響を調べる。C35 炉心に対する 2 次元臨界計算の結果を第 8 図に示す。 D_{20} を用いた温度係数の値は、 $D_2(\bar{\mu})$ を用いる場合より絶対値が小さくなっている。

第 8 図 熱群拡散係数の違いによる温度係数 (2 次元臨界計算法: C35 炉心) の変化

その原因は次の通りである。ここでは図示しないが炉心、反射体両領域とも温度上昇に伴う D_2 の増加は、漏れを促進して負の効果をもたらす。 D_{20} を用いることは、 $D_2(\bar{\mu})$ を用いたときに比べてこの漏れを抑制することになり、正の方向へ値がずれる*。そして D_{20} の方が実験値に近いということは、本報で用いた $D_2(\bar{\mu})$ の値が大きすぎる可能性を示唆する。おそらく板状燃料に伴う異方拡散をも含めた計算が要求されるのであろう。しかし第 8 図は、この D_2 の改良だけでは計算値が実験値に一致しないことを示している。温度係数の絶対値を大きく支配するのは前述のように $\delta \Sigma_{2a}, \delta \Sigma_{2f}$ であるから、むしろ新しい断面積ライブラリーや異なる熱スペクトル計算スキームでこれらの巨視的断面積を計算する必要がある。これについては第 VII 章でもふれる。

V. ま と め

本報では、3 方法 (1 次元臨界計算, 2 次元臨界計算, 1 次元摂動計算) によって温度係数を求めた。その結果に関する検討から次のことが結論できた。

- (1) 3 方法とも温度係数の絶対値は実験と一致しないが、この量の温度変化に対する傾きや $H/^{235}\text{U}$ 比の変化に伴う大小関係は、実験値をよく再現した。
- (2) 摂動計算によれば定数 $\Sigma_{2f}, \Sigma_{2a}, \Sigma_{1a}, \Sigma_k$ の変化が温度係数に対して最も大きく寄与する。上記の絶対値の不一致は、これらの値の再検討を促す。特に第 5 図の $|\alpha(\Sigma_{2f})|$ と $|\alpha(\Sigma_{2a})|$ の差が小さくなる必要がある。その後の ANISN-JR⁽¹⁸⁾ による詳細計算と比べると、問題は熱群格子計算の際に、燃料集合体を 1 次元化して Al 側板を燃料板間の水チャンネル側に希釈するところにある。この操作は軽水の σ_{2a} を Al のそれに比べて軽視し、合計としての Σ_{2a} を小さく、 $|\alpha(\Sigma_{2f})| - |\alpha(\Sigma_{2a})|$ を大きくしてしまう。なお Σ_{2a} はその成分として Σ_{2f} を含むので、U の核データ (σ_{2f}/σ_{2a}) も反省の対象となるが、最近の BNL-325 (第 3 版)⁽¹⁹⁾ の値と本計算に用いたデータとの差は 0.7% であるから、この値が不一致の原因ではない。
- (3) 反射体節約 δ や反射体領域の高速群定数作成時の入力漏洩パラメータ B^* のわずかな違いも、温度係数に対して大きな影響を与える。
- (4) 熱群拡散係数の影響も大きい。興味あることに

* 摂動の範囲では $\alpha(D_2) \propto \delta D_2^*$ と考えられ、しかも与えられた温度上昇に対して $|\delta D_{20}^*| < |\delta D_2^*(\bar{\mu})|$ である。

第Ⅳ-5節で与えた D_{20} はこの KUCA で行われた
 パイルオッションレータ実験の結果を再現するには不
 十分であるのに⁽²⁰⁾, ここで述べた温度係数実験に
 関してはむしろ $D_2(\bar{\mu})$ より実験値に近い計算値を
 もたらす。しかしこれは前項(3)とあわせて検討す
 べき事柄であり, この項のみから結論を急ぐべき
 ではなからう。

元来, 輸送理論にいかにか近いという見方からすれ
 ば, $D_2(\bar{\mu})$ の方が D_{20} よりも妥当なはずである。だ
 が, 文献(21)では軽水に対して 0.16cm を採用しており,
 本報における軽水の $D_{20}=0.112\text{cm}$, $D_2(\bar{\mu})=0.3389$
 cm のうち前者に近い。炉心領域の熱群拡散係数は,
 温度係数の H/U 比依存性を決める重要な要因である。
 これは第Ⅲ-4 節の摂動計算で得られた詳細な結果を
 H/U 比を変数として整理すると明らかになる。その
 詳細は別報にゆずるが, その事実からしても熱群拡散
 係数の決定方法は, さらに詳細な検討が必要である*。

以上で検討した $\alpha(D_2)$ に限らず, 各寄与成分の H/
 U 比による変化を論ずるのがこの KUCA 実験の解析
 にとって主要な課題なのだが, 多くの誌面を要するので,
 今回は以上の問題を提起するにとどめる。

本報で対象とした温度係数実験は, 京都大学原子炉
 実験所側の計画により行われた。本報をまとめるにあ
 たり, その実験データならびに KUCA の仕様を提供
 して下さった同実験所の柴田俊一教授, 神田啓治助教
 授, 林正俊氏, 代谷誠治氏に感謝する。林正俊氏なら
 びに日本原子力研究所 松浦祥次郎氏, 小林岩夫氏から
 は計算に関して懇切な助言を頂いた。ここに深く感謝
 する。

本報の予備計算は, 当時の名古屋大学院生藤城孝広,
 新川 稔の両氏が行なった。計算には名古屋大学大型
 計算機センターを使用した。記して謝意を表する。

* なお, 室温に対してのみではあるが, この軽水
 単一炉心の群定数全般は, 林⁽²²⁾のより詳しいモデル
 化があり, また角谷, 相沢の検討⁽²³⁾があることを
 付け加える。

—参考文献—

- (1) 神田啓治, 他: KUCA による炉物理実験, 原子力誌, **21**
 [7], 557 (1979).
- (2) 嵯峨根俊光, 柴田俊一: 京都大学臨界実験装置 (KUCA)
 軽水減速架台, *KURRI-TR-178*, (1978).
- (3) 藤城孝広, 新川 稔, 若松 進, 仁科浩二郎: 原子力学会昭51
 年会要旨集, C19, (1976).
- (4) 桂木 学, 鈴木友雄: EXPANDA, 高速炉用 1 次元拡散方
 程式コード, *JAERI-1091*, (1965).
- (5) FOWLER, T.B., TOBIAS, M.L.: EQUIPOISE-3, A
 two-dimensional, two-group neutron diffusion code
 for the IBM-7090 computer, *ORNL-3199*, (1960).
- (6) 三島嘉一郎, 他: 温度係数, KUCA 特性試験報告会資料,
 (1974.10.).
- (7) 若松 進, 橋本憲吾, 仁科浩二郎: KUCA 軽水減速単一炉
 心の群定数, 原子力誌, **22**[12], 860 (1980).
- (8) 阪大, 京大炉, 名大: C30 $\perp$ G0 の温度係数, 75026-C,
 KUCA 特性試験報告書, (1975.8.).
- (9) 京大炉: C35 $\perp$ G0 の温度係数測定, 75018-C, 同上.
- (10) 林 正俊, 三島嘉一郎: C35 $\perp$ G0 の温度係数, 75030-C,
 同上.
- (11) 林 正俊, 三島嘉一郎, 他: C45 $\perp$ G0 の温度係数, 75029-C,
 同上.
- (12) WAKAMATSU, S., NISHINA, K., HASHIMOTO, K.,
 FUJISHIRO, T.: Reactor physics group constants for
 the C-core of the KUCA, *Mem. Fac. Eng., Nagoya*
Univ., **31**[2], 196 (1979).
- (13) MIZUTA, H., MAKINO, K.: Few group diffusion cal-
 culations of a light water moderated lattice, *J.*
Nucl. Sci. Technol., **3**[8], 309 (1966).
- (14) 桂木 学, 他: 速中性子常数コード UGMG, *JAERI-1104*,
 (1966).
- (15) HONECK, H.: THERMOS, A thermalization trans-
 port theory code for reactor lattice calculation,
BNL-5826, (1961).
- (16) 東京天文台編纂: 理科年表, 物43, (1967), 丸善.
- (17) LAMARSH, J.R.: "Introduction to Nuclear Reactor
 Theory", 535 (1966), Addison-Wesley.
- (18) KOYAMA, K., et al.: ANISN-JR, A one-dimensional
 discrete ordinates code for neutron and gamma-ray
 transport calculation, *JAERI-M6954*, (1977).
- (19) GARBER, D.I., KINSEY, R.R.: *Neutron cross sections*,
BNL-325, (3rd Ed.), Vol. II, Curves, (1976).
- (20) YAMANE, Y., TANAKA, K., NISHINA, K., TAMAGA-
 WA, H., SIROYA, S.: The determination of coupled-
 core-reactor kinetic parameters through frequency
 response, *Nucl. Sci. Eng.*, **76**[2], 232 (1980).
- (21) 文献(1), p. 262.
- (22) HAYASHI, M.: The group constants for water-mod-
 erated core of KUCA, *Annu. Rep. Res. Reactor*
Inst., Kyoto Univ., **12**, 174 (1979).
- (23) 角谷浩享, 相沢乙彦: 昭55武蔵工大原研報, p. 55 (1981).