

多領域炉心の実験的研究

Experimental Study of Boundary Region Behaviours in Multi-Region Cores

小林節雄* 和島常隆*
Setsuo Kobayashi Tsunetaka Wajima

内 容 梗 概

多領域炉心として、燃料濃縮度 1.5 w/o と 2.5 w/o の 2 種類の燃料棒と、水対燃料体積比 0.45~3.5 の 5 種類の管板を組み合わせて、炉心領域が 2 領域である 10 種類の炉心を OCF (軽水減速形臨界実験装置)** で組み、主として境界領域の静特性について実験を行なった。これらの結果を、原子炉核設計に用いられている一般的な近似計算方法と比較検討し、計算方法の適用性の限界と問題点を調べた。その結果、臨界量については $\Delta k/k$ で約 1% ぐらいの精度(燃料量で約 5% の精度)で測定値を再現できること、中性子束分布、エネルギースペクトルの空間分布などの局所的に応答する量では、とくに境界領域において計算との差異がいちじるしく、大きいところでは約 10% ぐらいの相違が生じることがわかった。

1. 緒 言

軽水減速形動力用原子炉の炉心構成は、出力平坦化や熱除去その他の条件から多くの場合、組成の異なる二つあるいはそれ以上の炉心が配列されて多領域炉心を形成している。また、制御棒のそう入孔や、燃料棒アセンブリ間の水ギャップなどが炉心内に含まれて広義の多領域炉心が形成されている。

これらの炉心を核的に設計する場合、一般に用いられている理論計算では、領域境界における中性子のふるまいについて十分に説明し得ない多くの問題点を含んでいる。国外(主としてアメリカ)では軽水動力炉の開発研究として系統的な研究が行なわれているが、われわれとしては実験によって問題点を具体的にクローズアップさせ、自ら解決する努力が必要である。このため軽水減速形動力炉開発研究の一環として、非均質形の臨界実験装置(OCF)⁽¹⁾を用いて多領域炉心をモックアップし、その静特性、とくに境界領域の不連続面が中性子束分布などに及ぼす影響を実験的に求め、核設計に用いられている一般的な計算結果と比較検討することに目的をおいた。

測定の対象に選んだ炉心組成は、燃料濃縮度 1.5 w/o と 2.5 w/o の 2 種類の燃料棒と、水対燃料体積比が約 0.45 から約 3.5 の 5 種類の管板を組み合わせた 10 種類の多領域炉心である。計算結果と比較検討することが主目的であることから、測定の主要項目は臨界量、中性子束およびエネルギースペクトルパラメータ、共鳴吸収などの測定である。

第 3 章に、この報告で測定結果との比較検討に用いた計算方法について説明し、以下順を追って、各測定項目について述べる。後述するように、この研究として取り上げた炉心は全部で 12 種類、測定項目は 9 項目であるが、この報告では代表的な結果についてのみ述べることにする。

2. 測定炉心と測定項目

多領域炉心を構成するには種々の方法が考えられる。ここでは、(OCF)⁽¹⁾に準備されている 2 種類の濃縮度 (2.5 w/o, 1.5 w/o) の二酸化ウランペレット形の燃料棒と、それらの配列間隔(水対燃料体積比に相当する)をかえる方法の組合せによって行なった。配列間隔は、単位格子中の水対燃料体積比の値が 0.45, 1.0, 1.5, 2.5 および 3.5 の 5 種類である。これらの体積比の値は低濃縮二酸化ウランを燃料とする動力炉の体積比が約 1.5 ないし 2.5 であることから、適切な範囲であると考えられる。

* 日立製作所中央研究所

** 日立製作所中央研究所王禅寺支所にある。

境界領域の効果をみるためには、非常に単純な炉心形状で、しかも境界領域の特性が顕著にあらわれるものが、測定および解析の点から望ましい。このことから、まず最初は、幾何学的に単純な長方形炉心を取りあげ、相接する境界が平面状でかつ二つの炉心組成が大きく異なるもの(炉心記号 M-3)を選び、これを一つの標準炉心とした。この標準炉心を順次発展させた長方形炉心として 5 種類の炉心を対象とした。つぎに幾何学的形状として円筒形炉心を選び、内側炉心がエネルギースペクトル的にかたい炉心(炉心記号 M-11, -12, および -13)を基準として選んだ。

これらの測定炉心の一覧表を、つぎに述べる測定項目とともに第 1 表に示す。代表的な炉心の外観は第 1~4 図に示すとおりである。

測定結果と計算結果とを比較検討することが主目的であることから、測定はつぎの項目について行なった。

- (1) 臨 界 量
- (2) 中性子束分布
- (3) 出 力 分 布
- (4) 熱領域スペクトルパラメータ
- (5) 減速スペクトルパラメータ
- (6) 共 鳴 吸 収
- (7) 燃料棒等価反応度

これらの測定項目は、9 種類の炉心にたいして全部行なうことをやめ重点的に行なう方針をとった。すなわち、長方形炉心では、炉心記号 M-3 炉心を、円筒形炉心では炉心記号 M-11 と M-12 を標準炉心として測定の焦点をしばらく、ほかの炉心に対しては中性子束分布の測定をおもに行なった。

3. 測定結果と比較する計算方法

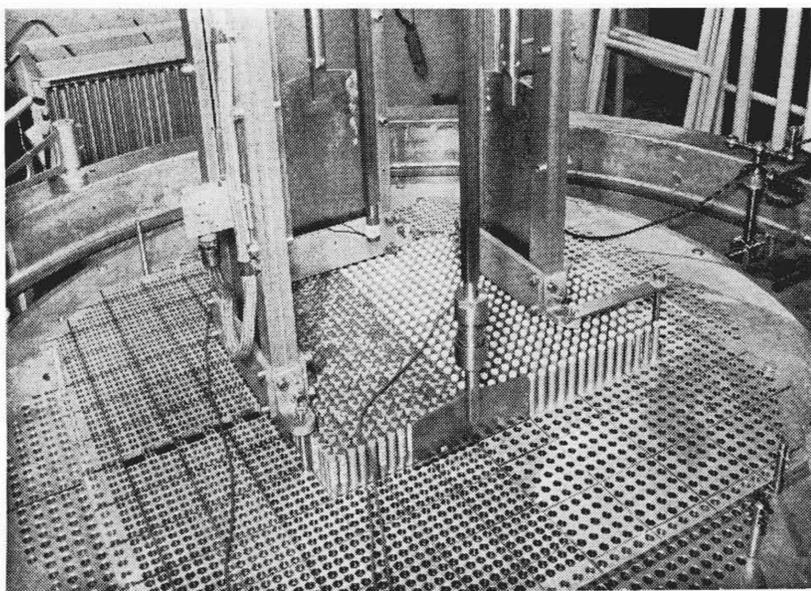
測定結果と比較する理論計算の方法としては種々のものが考えられるが、ここでは、軽水炉にたいしてもっとも一般的に用いられているつぎのような方法を用いた。すなわち、スペクトル計算+少数組拡散方式で、スペクトル計算には JUPITOR と TEMPEST コードを用い、少数組拡散コードとして日立で開発した SUNRISE コードを用いている。JUPITOR⁽²⁾は Westinghouse 社の Bettis 研究所で発表された MUFT⁽³⁾に相当する。MUFT との違いは、共鳴吸収の取扱いについて非均質系るとき、Rothenstein の衝突確率の方法⁽⁴⁾を採用入れて、燃料および減速材の mean chord length をインプットすることにより、自動的にコード内で計算できるように改良したもので、この報告の比較ではこれをもっぱら用いた。

TEMPEST コード⁽⁵⁾は Atomic International が開発した SOFO-CATE⁽⁶⁾の改良で、Wigner-Wilkins 理論、Wilkins 理論、Maxwell

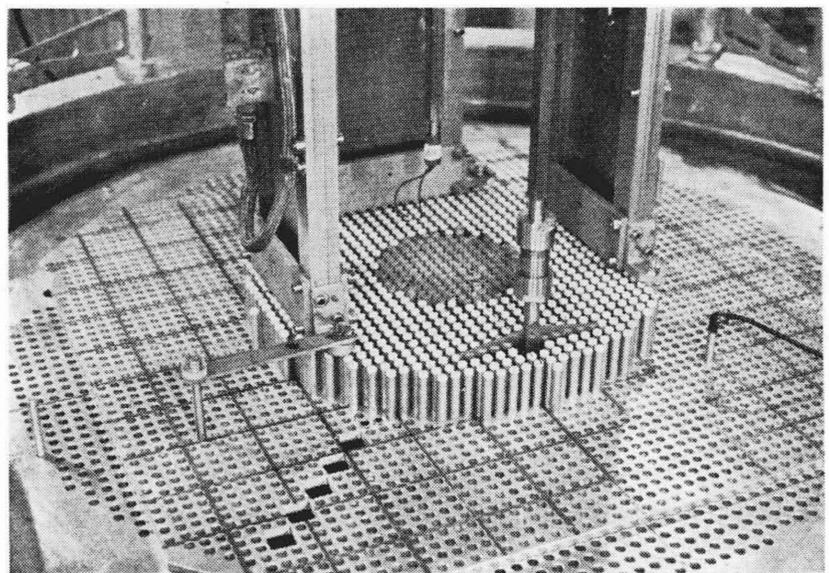
第1表 測定炉心と測定項目一覧表

炉心記号	*M-3	M-5	M-6	M-7	M-10	*M-11	*M-12	M-13	M-14
炉心形状	長方形 (四角格子)	長方形 水ギャップ1列 (四角格子)	長方形 水ギャップ2列 (四角格子)	長方形 水ギャップ3列 (四角格子)	長方形 (四角格子)	円筒形 (四角格子)	円筒形 (三角格子)	円筒形 (四角格子)	円筒形 (四角格子)
炉心組成	2.5%E-1.5R 1.5%E-3.5R	2.5%E-1.5R 1.5%E-3.5R	2.5%E-1.5R 1.5%E-3.5R	2.5%E-1.5R 1.5%E-3.5R	2.5%E-1.5R 1.5%E-2.5R	2.5%E-1.0R 1.5%E-2.5R	2.5%E-0.45R 1.5%E-2.5R	2.5%E-1.5R 1.5%E-2.5R	1.5%E-2.5R 2.5%E-1.5R
燃料棒本数	2.5%E-450 1.5%E-432	2.5%E-449 1.5%E-456	2.5%E-557 1.5%E-541	2.5%E-795 1.5%E-910	2.5%E-450 1.5%E-376	2.5%E-148 1.5%E-856	2.5%E-207 1.5%E-1,084	2.5%E-148 1.5%E-732	1.5%E-104 2.5%E-612
測定項目									
臨 界 量	○	○	○	○	○	○	○	○	○
中性子束分布	○	○	○	○	○	○	○	○	○
熱スペクトル パラメータ	○	○	—	—	—	○	○	—	—
減速スペクトル パラメータ	○	○	○	○	—	○	○	—	—
熱外核分裂 捕獲パラメータ	○	—	—	—	—	○	○	—	—
温 度 係 数	○	—	—	—	—	—	—	—	—
燃料棒等価 反 応 度	○	—	—	—	—	○	○	—	—
ボイド係数	○	—	—	—	—	—	—	—	—

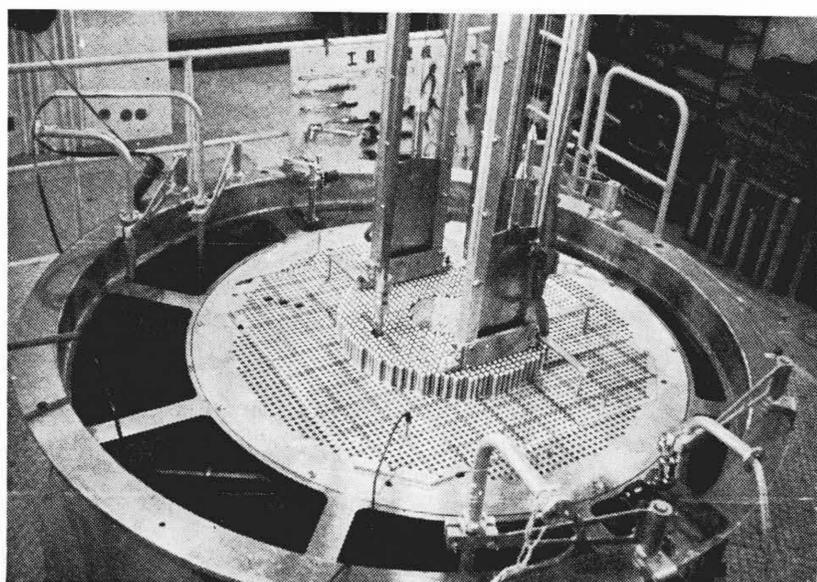
- 注 1. 炉心組成の上段はシム棒を上にて右側（長方形炉心の場合）、円筒形炉心では内側炉心を示す。
 2. 燃料棒本数は臨界炉心ではなく、測定炉心の本数である。
 3. *印の炉心は本研究の標準炉心である。
 4. ○印は測定を行ない、—印は測定をしていない。
 5. 記号Eは濃縮度，Rは体積比を示す。



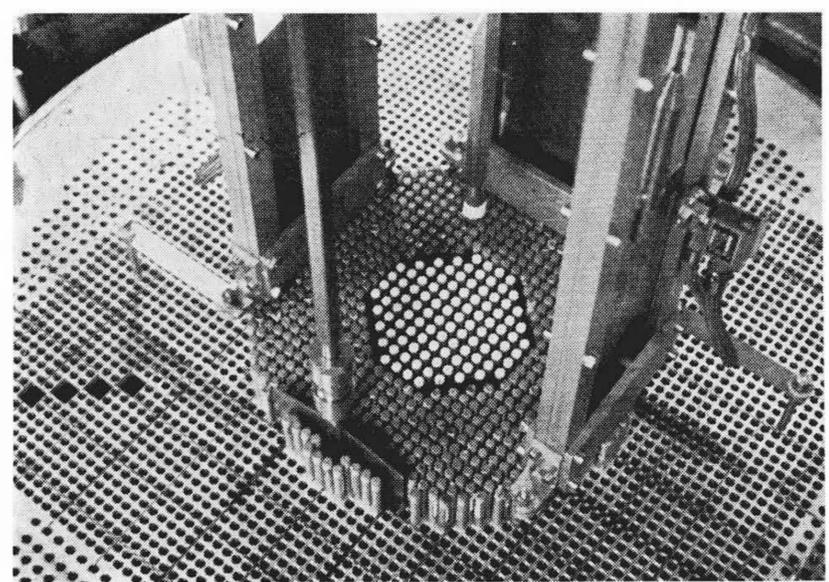
左側：2.5% E-1.5R 四角格子
 右側：1.5% E-3.5R 四角格子
 第1図 M-3 長方形炉心



外側：1.5% E-2.5R 四角格子
 内側：2.5% E-1.5R 四角格子
 第3図 M-13 円筒形炉心



外側：1.5% E-2.5R 四角格子
 内側：2.5% E-0.45R 四角格子
 第2図 M-12 円筒形炉心



外側：2.5% E-1.5R 四角格子
 内側：1.5% E-2.5R 四角格子
 第4図 M-14 円筒形炉心

第2表 臨界炉心に対する keff の計算値

Case	炉心					臨界炉心に対する keff の計算値
	Core No.	形状		濃縮度	W/002	
1	M-3	[A B]	A B	1.5% 2.5%	3.5 1.5	1.0084
2	M-5	[A B]	A, B組成はM-3に同じ。ただしA, B間に水ギャップがそれぞれ1.53cm 3.51cm 5.04cmある。			1.0078
3	M-6	[A B]				1.0097
4	M-7	[A B]				1.0112
5	M-10	[A B]	A B	1.5% 2.5%	2.5 1.5	1.0055
6	M-11	(B) ^A	A B	1.5% 2.5%	2.5 1.0	1.0036
7	M-12	(B) ^A	A B	1.5% 2.5%	2.5 0.45	0.9985
8	M-13	(B) ^A	A B	1.5% 2.5%	2.5 1.5	1.0065
9	M-14	(A) ^B	A B	1.5% 2.5%	2.5 1.5	1.0017

のいずれでも、熱中性子スペクトルを計算でき、熱領域の1組、多数組定数を Output するほか、いくつかの元素のマイクロ断面スペクトル平均も求められるものである。ただし、非均質系に適用するときは、熱中性子損失因子を別に、たとえば Deutsch コードか、Amouyal コードで計算しておき、Input する原子数密度にその重みをかけておく必要がある。われわれは、Amouyal コードを用い、自動的に計算できるようにした TAT コードを使用している。

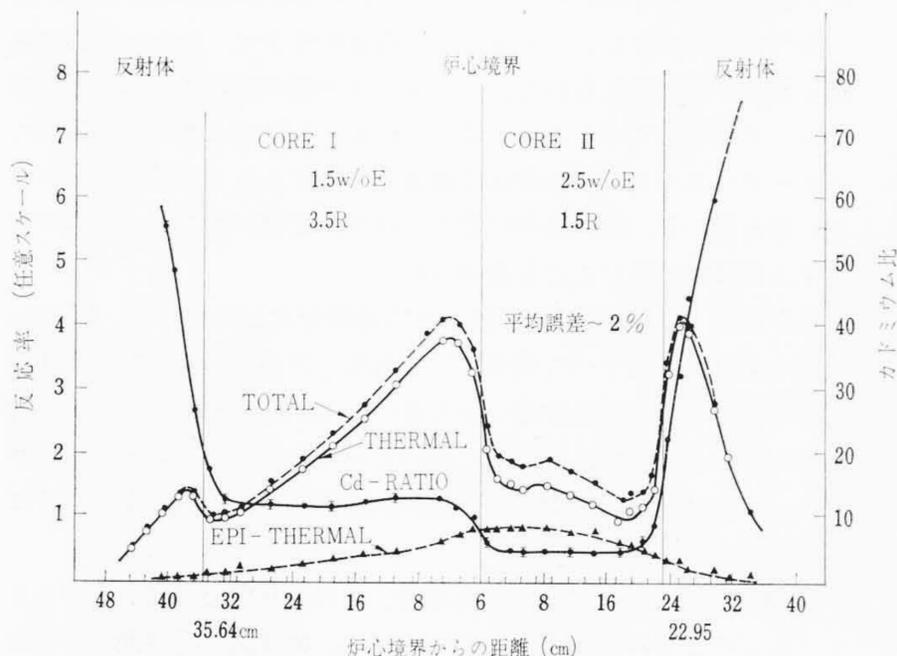
SUNRISE コードは1, 2, 3次元拡散コードの総称であるが、WANDA (1次元)⁽⁷⁾, PDQ (2次元)⁽⁸⁾などに相当する。ただし、取れん加速の点で改良し、計算時間の短縮をしたものである。

軽水炉の場合には、半経験的な要素のはいった Deutsch の方法がよく用いられているが、TAT-JUPITOR-SUNRISE の基本方式と比較したとき、単領域炉心では中性子束分布の実測値との一致は Deutsch コードによる組定数を用いたときのほうが悪いので、ここでは用いないことにした。

少数組定数のエネルギーの区分としてはつぎに示す3群を用いている。

$$10 \text{ MeV} \geq E_1 > 5.53 \text{ KeV}$$

$$5.53 \text{ KeV} > E_2 > 0.625 \text{ eV}$$



第5図 燃料棒内の中性子束分布とカドミウム比の分布 (Cu ハクによる)

0.625 eV > E₃ ≥ 0
 以上は計算方式の基本を示したもので、測定項目によっては、これを基礎にして発展させた解析方法を用いている。これらについては各測定項目のところで説明する。

4. 臨 界 量

まずできるだけ単純な幾何学的形状をもち、臨界点に非常に近く、ごく少しの余剰反応度 Δk^s_{ex} (通常 10~20%) をもつ炉心を実験的に求め、これを標準炉心とする。つぎにこの標準炉心の実効増倍係数 k^s_{eff} を計算で求めて、k^s_{eff} - Δk^s_{ex} (=k_{eff}) を臨界炉心に対する k_{eff} の値とする。余剰反応度の測定に対しては主として CIC チャンネルを用いてペリオドを測定して求めた。温度変化に対しては、温度係数の測定値および計算値を用いて補正し、20°C の値に統一した。

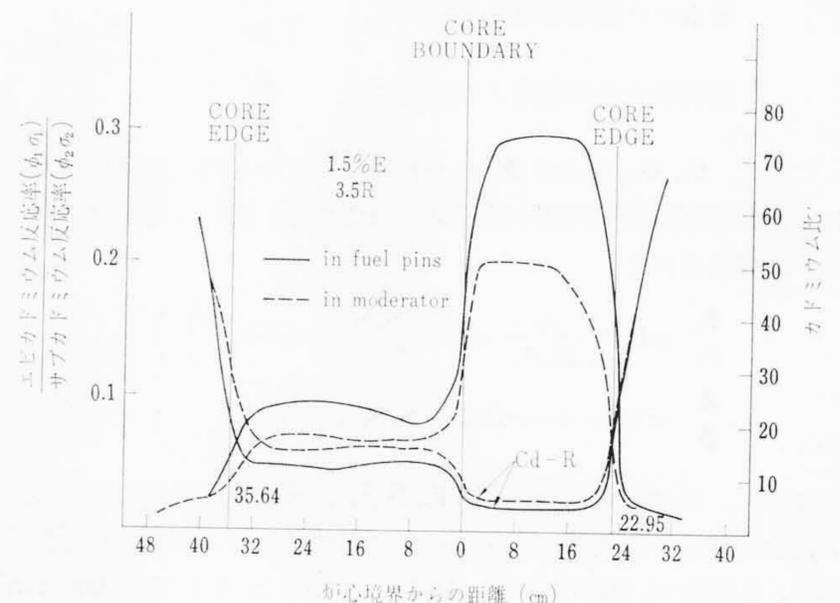
計算する場合は、実際の炉心平面図には燃料棒の局所的な凹凸があるが、これをならして等価な円形または長方形とし、この形状に対する実効増倍係数 k_{eff} を求めた。結果をまとめて示したのが第2表である。この表では、実測値は k_{eff}=1 であることから、計算値との違いは Δk/k で 1% 以内の誤差で実験値と一致していることが認められた。

5. 中性子束分布

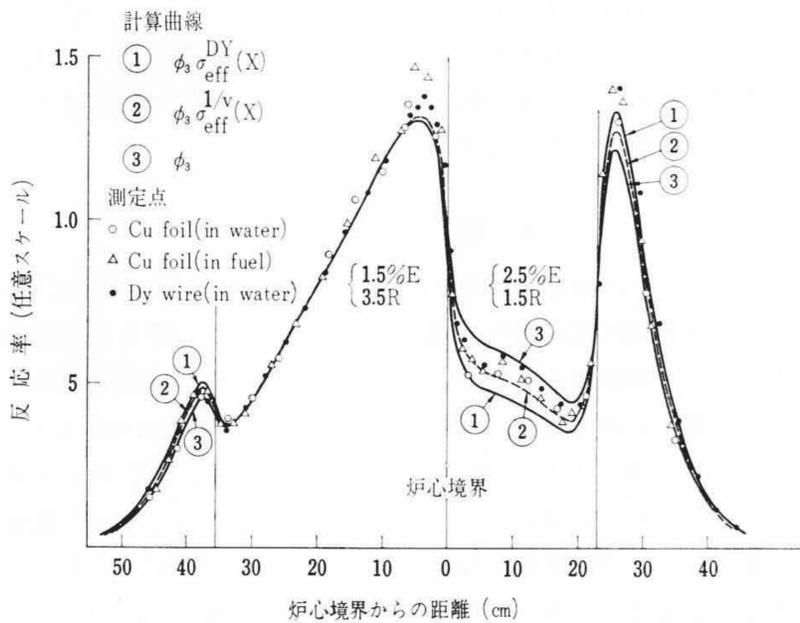
銅およびディスプレイウム (Dy-Al 合金) の線とハクを使用し、放射化法による積分測定を用いた。標準炉心ではカドミウムフィルタ (0.5 mm 厚) の使用によって、カドミウムカットオフ以下の熱中性子および以上の熱外中性子束分布を求めた。高速中性子束分布については Th²³² の高速中性子核分裂反応の利用により約 1.75 MeV 以上のエネルギーをもつ中性子束分布を測定した。

これらの検出ハクの放射化によって放出される β線および γ線の検出は、従来から用いられている完成された方式、すなわち、β線に対してはガスフローカウンタ、γ線に対しては NaI(Tl) シンチレーションカウンタを用いた。ただし、非常に数多くの検出体試料を一度に測定する必要があるため、線状試料に対してはワイヤスキャンナ⁽⁹⁾を、ハク状試料に対してはサンプルチェンジャを使用している。

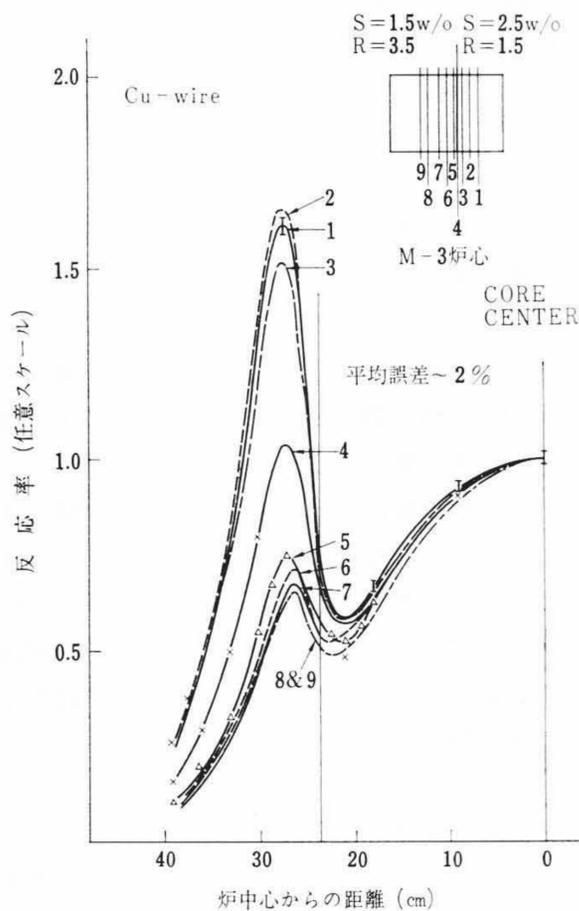
測定結果と計算値を直接比較するために、つぎの二つの換算計算を行なっている。一つは、測定結果が軽水中あるいは燃料中の値として別個に得られるのに対して、計算値は単位セル内の平均中性子束であるから、測定を行なった測定点の値に換算する必要がある。このために、計算で求めた熱中性子束に次式をかけて換算値を求め



第6図 M-3 炉心のカドミウム比と φ₁/φ₂ の分布



第7図 測定結果と理論曲線との比較 (M-3 炉心)



第8図 Y-方向の反射体ピークの変化を示す

た。すなわち

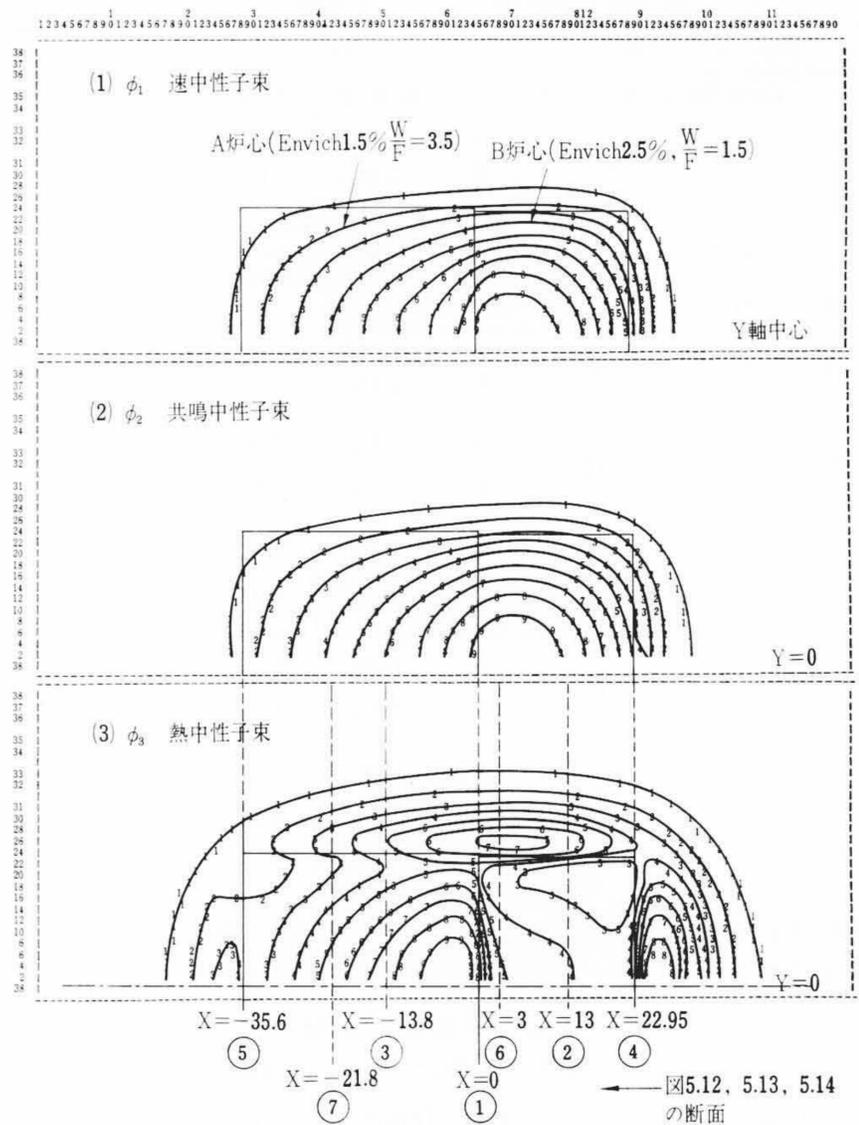
$$\left. \begin{aligned} \text{軽水中の測定値との比較には,} & \frac{\Phi_m}{\Phi_l} \\ \text{燃料棒中の測定値との比較には,} & \frac{\Phi_f}{\Phi_l} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 Φ_l 、 Φ_m および Φ_f はそれぞれ単位セル内、減速材軽水中および燃料棒内の平均熱中性子束の値である。式(1)の値はつぎのように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Phi_m}{\Phi_l} &= 1 / \left[\frac{v_f}{D.F.} + v_m + \frac{S.S.}{D.F.} (v_{ai} + v_{air}) \right] \\ \frac{\Phi_f}{\Phi_l} &= 1 / [v_f + v_m \cdot D.F. + S.S. (v_{ai} + v_{air})] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 v_f 、 v_m 、 v_{ai} および D.F.、S.S. はそれぞれ単位セル内の燃料、軽水、アルミ被覆管、空気ギャップの体積比および熱中性子損失因子、自己遮へい因子を示す。D.F. および S.S. としては Amouyal の方法で計算した値を使用した。

もう一つの換算計算は、測定量が反応率で求まっているから、計



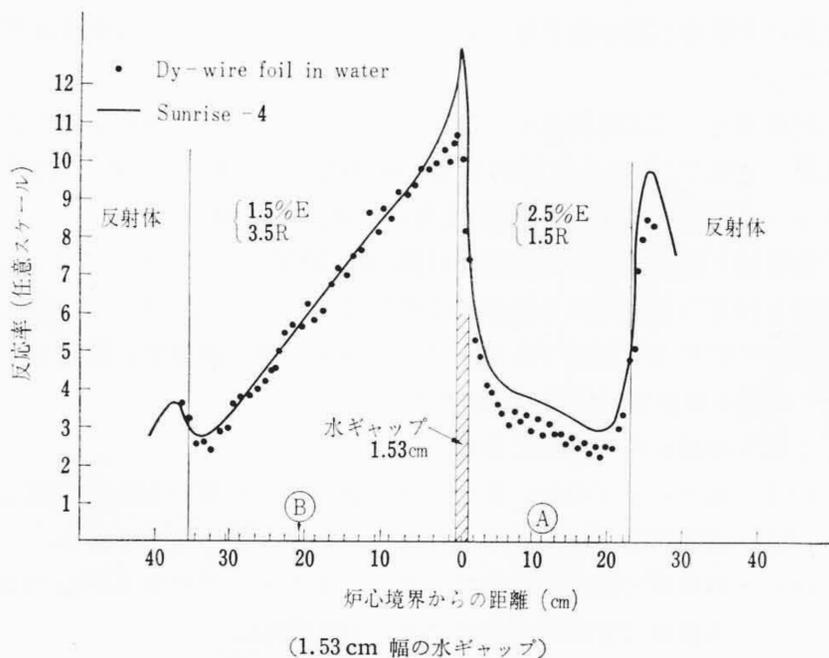
第9図 OCF(M-3) X-Y 2次元中性子束等高線図

算で求めた中性子束に各炉心のスペクトルで平均した実効断面積をかける必要がある。ここでは、計算コード内で自動的に反応率が求まる方法をとっている。

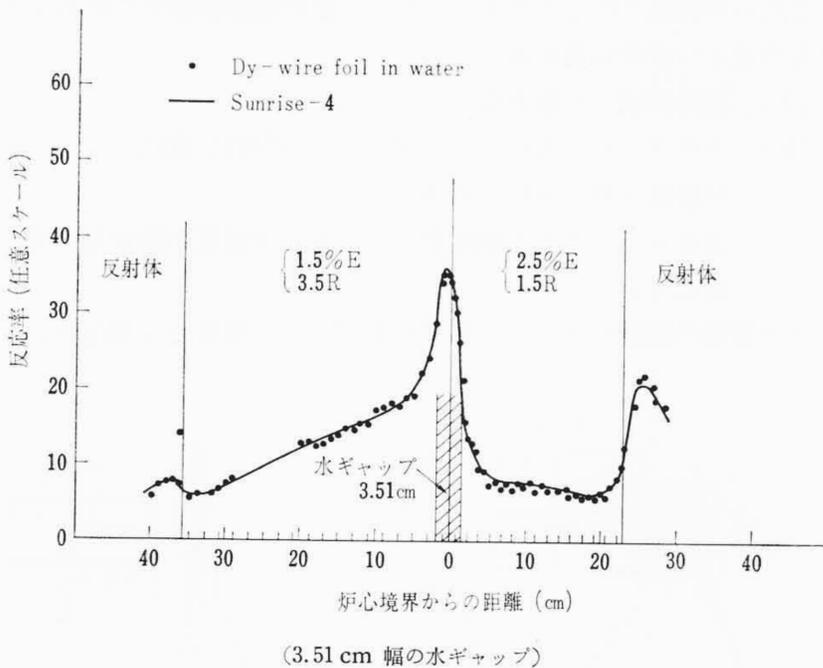
第5図は、M-3炉心の燃料中のCuハクによる中性子束分布を、第6図にカドミカットオフ以上と以下の中性子による反応率の比を、カドミウム比とともに示したものである。これらのグラフから、定性的に濃縮度1.5 W/O領域の炉心が、濃縮度2.5 W/O領域炉心の良き反射体の役目をしていることが認められる。すなわち、スペクトル的にかたい炉心からすべてのエネルギーの中性子がやわらかい炉心のほうに移行するが、熱中性子のほうは境界付近ですぐに核分裂および吸収過程に捕われてしまう。中速および高速中性子はやわらかい炉心の中にはいって、数cmの所で熱中性子になり核分裂および吸収過程に捕われる。一方、やわらかい炉心からかたい炉心へ移行するのは主として中速および高速中性子で、かたい炉心の奥深く移行すると思われる。このような一種の反射過程が境界領域において起こっていることが認められる。したがって、この領域のエネルギースペクトルの変化は顕著な特性をもっていると考えられる。第6図から、燃料棒内の分布のほうが変化が大きく、境界で変化する領域幅が広いことも認められる。

第7図はM-3炉心の解析結果との比較を示したもので、1.5 w/o領域の中央数点ですべて規格化してある。炉心境界および反射体境界での計算と実測値との違いが大きい。2.5 w/o領域の境界から約10cm弱のところ、実測値は弱いピークを示し、計算との一致が悪い。これは前述の反射過程の現われと考えられるが、現在のところ明確でない。

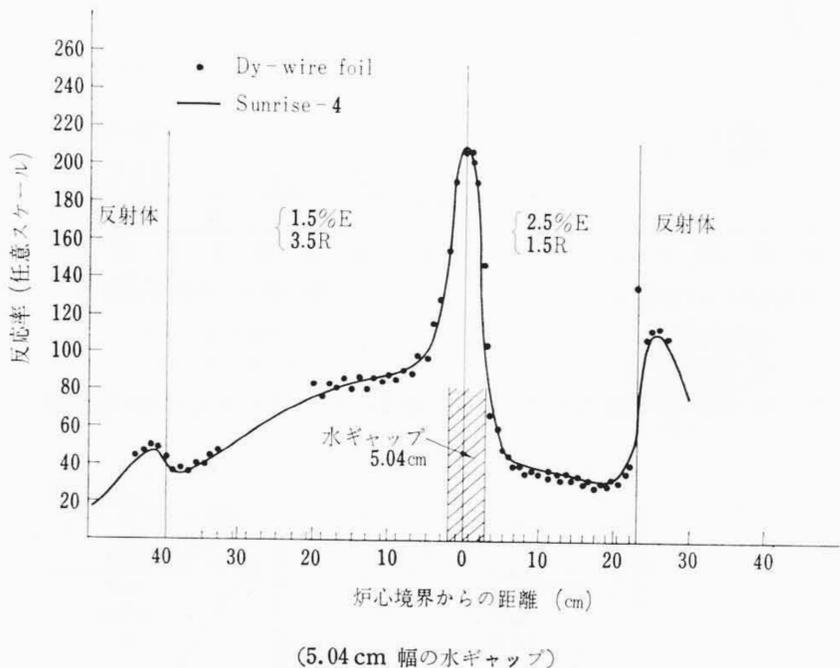
M-3炉心を1次元で計算する場合、これと直角な方向のバックリングをどのように評価するか問題になる。第8図は境界面に平行な方向の分布が境界をまたがってどのように変化するかを示したもので、反射体ピークおよびバックリングも顕著に変化している。むし



第10図 M-5 炉心の X 方向の分布



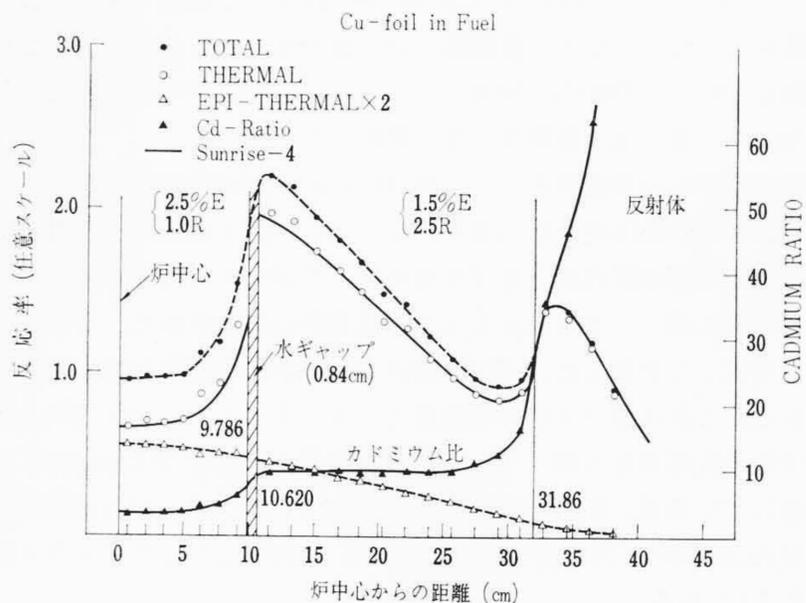
第11図 M-6 炉心の X 方向の分布



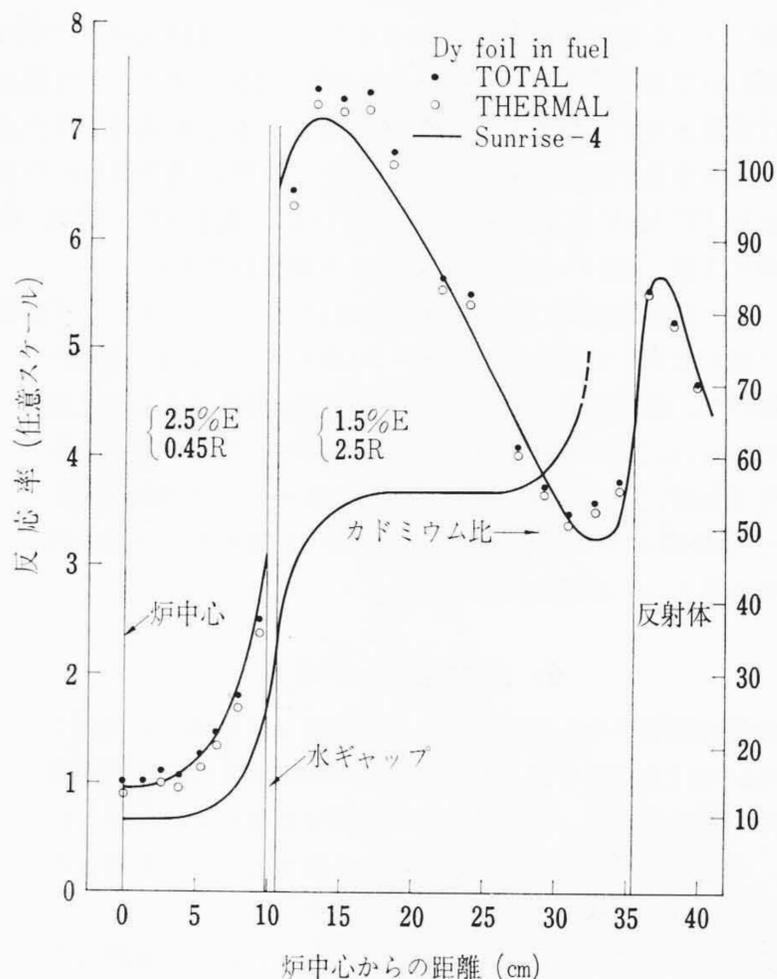
第12図 M-7 炉心の X 方向の分布

るバックリングの概念が適用できないと考えてよい。したがって、2次元の計算が要求される。その結果を第9図に等高線図として示す。

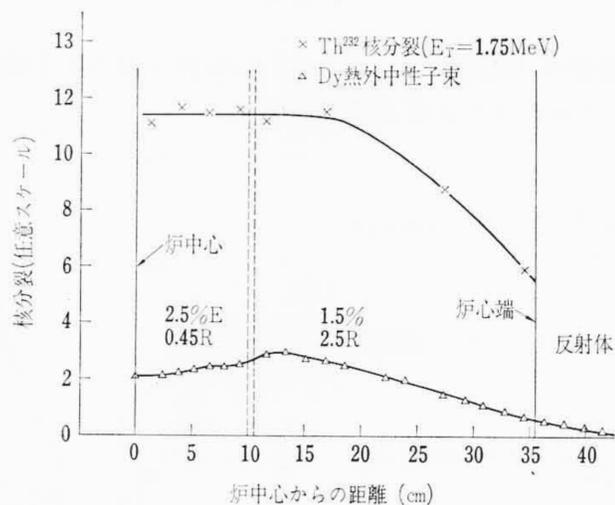
つぎに、炉心境界に水ギャップがある場合の結果を第10, 11, 12図に示す。測定値はすべて軽水中の値で計算と直接比較できるよう換算してある。これらの結果から、水ギャップ幅の大きい炉心(M-6, M-7)は、小さい炉心(M-5)にくらべて比較的良好一致を示している。これは水ギャップがある幅以上になると両側の炉心間の干渉



第13図 燃料棒中の銅による分布 (M-11 炉心)



第14図 M-12 炉心の半径方向の分布



第15図 燃料棒中の Th^{232} による高速中性子束分布 (M-12, 炉心)

に緩衝領域をつくることになって、両側の炉心が単独に存在する傾向にあると考えられる。ギャップ幅が狭いとき(約2cm以下)には、ギャップ内のスペクトルは両側の炉心の影響をうけかたくなってい

る(スペクトルパラメータの項参照)が、計算では無限大媒質の水の定数を用いているため、実測値との一致が悪いと考えられる。これに対し、ギャップ幅が約3cm以上になると、反射体の場合と同じようなはたらきとなり極端な相違が現われない。

円筒形炉心の代表例として、M-11 および M-12 の結果を示す。この二つの炉心は完全な円筒形炉心ではない。また、二つの領域境界には燃料棒の配列から生ずる水ギャップができています。計算では測定方向に沿っての境界をもって円筒形炉心におきかえ、水ギャップを考慮して計算した。第13図はM-11炉心の結果を示したものである。これは銅ハクの測定結果で、カドミウムフィルタで熱と熱外中性子反応率を区別している。解析結果との比較では全体的には一致しているが、炉心境界でかなりずれている。炉心の内側領域は直径約20cmで、カドミウム比が約3.5、外側炉心ではカドミウム比は約10である。

M-12炉心は中心部領域の体積比が0.45の正三角形格子で、スペクトル的に非常にかたい正六角形をしている。第14図は燃料棒中のDyハクによる測定結果で、カドミウム比が内側炉心中央で約10、外側炉心で約55.5である。解析との比較では炉心境界から外側近傍で計算値とのずれが大きい。第15図は、この炉心の高速中性子束分布と熱外中性子束分布を示したもので、Th²³²の核分裂反応の利用により1.75MeV以上の分布を示している。高速中性子束が、境界を越えて遠く(約7cm)伸びていることが特長である。

以上、代表的な炉心の中性子束分布について、一次オーダの解析と比較して示したが、特別なケース(水ギャップのある場合)を除いて、約10%以下の誤差内で実測値を再現できることが認められた。さらに、計算コードの検討とその用い方を十分吟味すれば、一致はさらによくなる。水ギャップのある炉心でも、MNDモデル⁽¹⁰⁾などの修正を用いれば実測値に近い計算値を得ることが認められている。

6. 出力密度分布

測定は測定炉心を構成している燃料棒を検出体として使うのがいちばん簡単である。照射された燃料棒の核分裂生成物のγ線を計数し、直接熱出力に比例する量を求めた。これは、中性子束分布とは厳密には異なる量であるが、計算との比較では同じ意味をもつものである。

照射された燃料棒の放射能測定には、われわれの試作した燃料棒スキャンニング装置を用い、放射能の時間崩壊が自動的に補正される方法⁽⁹⁾を適用して、直接出力密度分布を求めた。

計算と比較する場合、拡散コードから核分裂中性子源として次式で表わされる量が得られるので

$$\frac{S_f}{v_f} = \sum_{i=1}^3 \overline{\Sigma_{fi}} \cdot \overline{\phi_i}(\text{cell}) / v_f \dots\dots\dots (3)$$

これと次式で表わされる実測値とも比較した。

$$P_f = \sum_{i=1}^3 \overline{\Sigma_{fi}} \cdot \overline{\phi_i}(\text{cell}) / v_f \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 v_f は単位セルの体積を1としたときの燃料の体積率、 $\overline{\Sigma_{fi}}$ はマクロ平均核分裂断面積である。(cell)は単位セル体積での平均値を示す。 ν の値はエネルギー群により異なるが、核

分裂の大部分が熱中性子核分裂によるものである限りこの差は非常に小さい。

計算値としては燃料棒中心位置のものを用いたが、中性子束のこう配が急激で、しかも直線的でない場合には、両隣りの計算点(計算メッシュ間隔は1/4格子間隔)も含めた3点の平均をとった。

測定値と計算値との比較結果は第16~20図に示すとおりである。実験と計算の規格化はB領域の中央部4~5点で行なった。A領域、B領域の境界で不連続であるのは、各領域の燃料濃縮度が異なり、 σ^{235} の原子数密度が異なるためである。

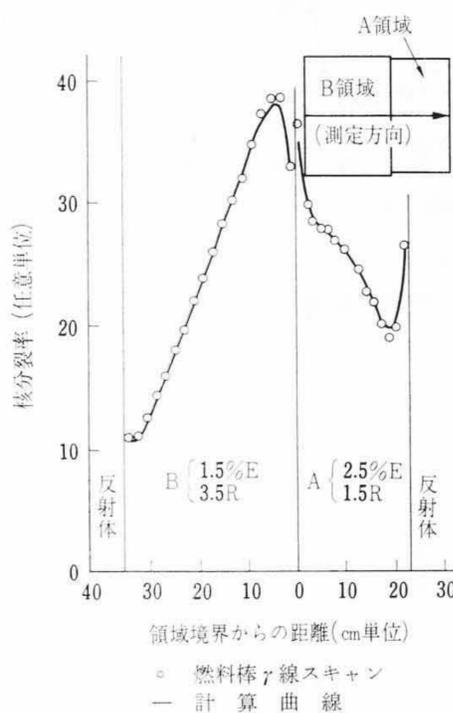
これらの図から全般的に注目されることは

- (i) 水ギャップのない炉心では一致がかなり良い(最大数%)。
- (ii) 境界付近では領域中央部よりも一致が悪い傾向にある。
- (iii) B領域で規格化されているが、水ギャップのある炉心ではA領域で実験値が常に大きい(約10%)。
- (iv) 分布の傾斜あるいは弯曲率は実験値のほうが大きい。

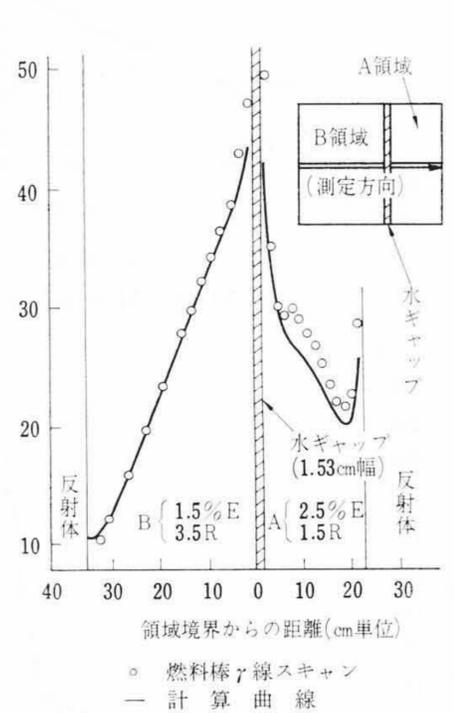
これらの問題点はここで用いた解析方法の境界領域での限界を示すもので、つぎの事柄が考えられる。

- (i) 境界領域で拡散近似を使ったこと。
- (ii) スペクトルの変化による組定数の空間的な変化、とくに核分裂断面積の変化を考慮しないこと。
- (iii) 水ギャップの水の組定数として無限大媒質の値を用いていること。

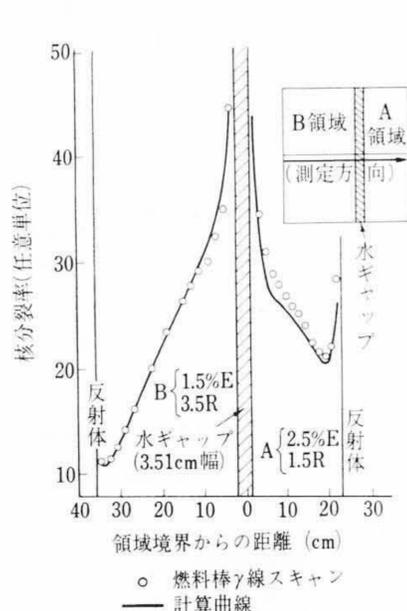
出力分布の傾斜あるいは弯曲率が測定値と計算値とで異なり、こ



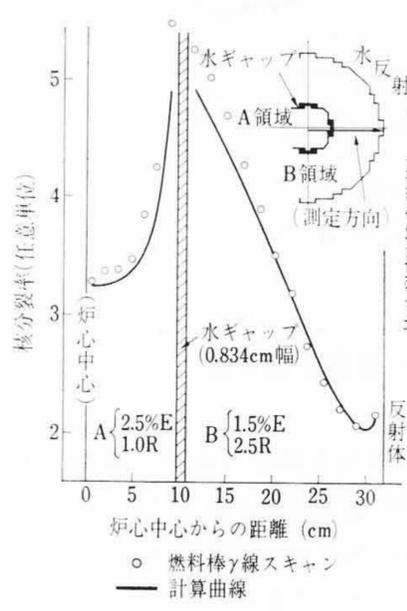
第16図 M-3炉心の出力分布



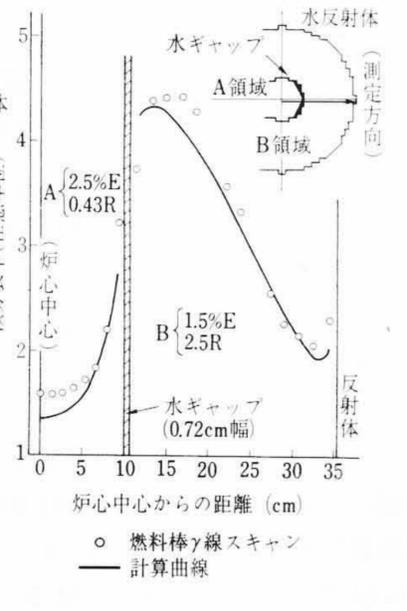
第17図 M-5炉心の出力分布



第18図 M-6炉心の出力分布



第19図 M-11炉心の出力分布



第20図 M-12炉心の出力分布

第3表 ピーキングファクターの比較

炉心名 (検出体)	ギャップ 幅 cm 単位	実験	計 算	
			TAT	MND
M-5(A) (燃料棒)	1.53	1.515	1.335 (-13.5%)	1.475 (-2.7%)
M-5(B) (燃料棒)	1.53	1.370	1.285 (-7%)	1.329 (-3%)
M-6(A) (燃料棒)	3.51	1.545	1.361 (-13.5%)	1.508 (-2.5%)
M-6(B) (燃料棒)	3.51	1.177	1.149 (-2.4%)	1.163 (-1%)
M-5(A) (銅ハク)	1.53	1.547	1.385 (-12%)	1.531 (-1%)
M-5(B) (銅ハク)	1.53	1.354	1.302 (-4%)	1.343 (-1%)
M-6(A) (銅ハク)	3.51	1.531	1.382 (-11%)	1.541 (0.7%)
M-6(B) (銅ハク)	3.51	1.123	1.121 (-0.2%)	1.141 (+1.6%)

れが境界付近の狭い範囲に限らず、領域全体に及ぶこと、また、水ギャップ付近でその分布が急激であるため影響が大きいことは重要な問題である。原因としては、拡散コードの計算における中性子吸収や中性子源の分布の不正確さより、拡散の大きさを決める拡散係数の値が適当でないとするほうが考えやすい。Westinghouse が用いている MND モデル⁽¹⁰⁾では、拡散係数を実際の中性子束のスペクトルよりやわらかいスペクトルの Maxwell 分布で平均している。このことから局所的なバックリングは大きくなり、実験結果により一致する傾向になると考えられる。拡散係数を Maxwell 分布で平均することが適当か否かは別として、少なくともこれは中性子束 $\phi(E)$ で平均されるべきものでなく、 $\text{grad } \phi(E)$ で平均されるべきものである。この問題を厳密に扱うことは結局空間依存スペクトルを考慮することになる。

水ギャップのある炉心、M-5 および M-6 について、ピーキングファクタを求め、これを標準の計算方法と、MND モデルを用いた計算結果と 3 者を比較して示したのが第3表である。燃料棒と銅ハクの両方の場合について比較してある。いずれにしても、MND モデルの計算値が実験値と非常によく一致することが認められた。

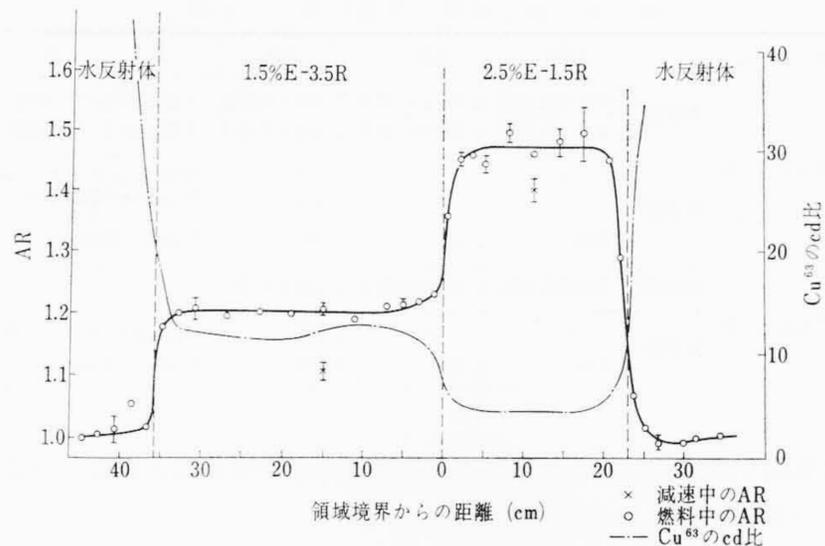
7. エネルギースペクトルパラメータ

原子炉内の中性子スペクトルは、一般に熱中性子と考えられる Maxwell 分布をもつ部分と、中性子エネルギー (E) の逆数に比例する分布をもつ部分、(1/E component とよぶ) およびこの両者を結び合わせる部分 (transition component という) からなっていると考えられている。これらの三つの部分をそれぞれ特長づける物理量がある。熱中性子スペクトルに対しては中性子温度、1/E component を特長づける量の一つとして Westcott モデルによる γ がある。transition 部分については、一般的に μ なる量で表わされているが、これを実験的に直接測定する方法は現在のところない。

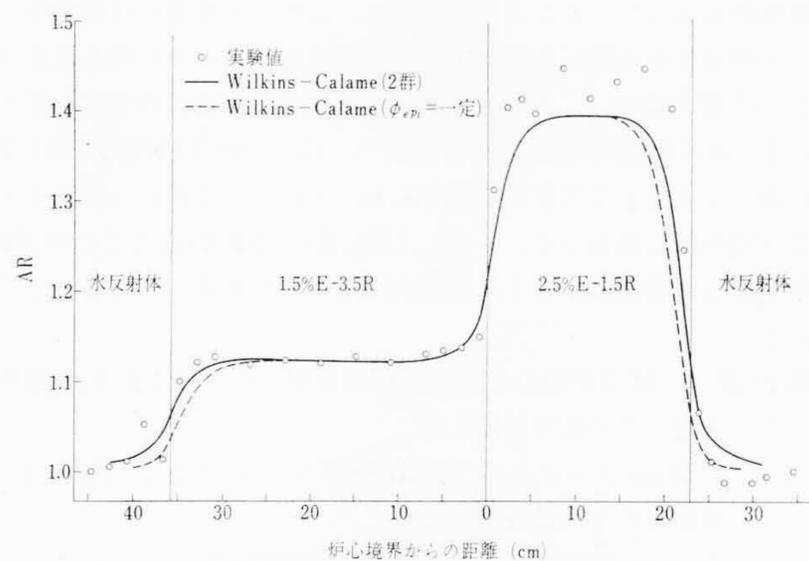
中性子密度をエネルギーの関数として詳細に測定することが実際には必要であるが、スペクトルの空間的变化を知る目的のためにはこの種の微分測定法は適切でないし、現在では不可能に近い。ここでは、上述の各部分の特性量を空間的に測る方法として、ハクの放射化による積分法を用いた。そして、熱中性子スペクトルと、減速スペクトルの両者について測定した結果を述べる。なお、測定対象に選んだ炉心は多いが、ここでは 5 章、6 章で述べた中性子束および出力密度分布が境界領域および水ギャップ内で測定値と計算値にかなりのずれがあることから、これをスペクトルの空間分布の変化から観察することに焦点をおく。

7.1 熱領域スペクトルパラメータ

Lu-176 は熱領域 (0.142 eV) に大きな共鳴吸収をもつため、その放射化実効断面積は熱スペクトル分布に大きく依存する。ハクの放



第21図 M-3 炉心 -AR の分布



第22図 測定値と理論値の比較 (M-3 炉心)

射化量 = (実効断面積 × 中性子束) であるため、同一場所で中性子に照射された Lu と 1/v 検出体の放射化量の比 (以下では AR で表わす) はその場所の熱スペクトル分布にのみ依存する量となる。

熱スペクトルとしてマックスウエル分布を仮定すれば、AR より中性子温度が求められるが、特にかたいスペクトルの場合この仮定は妥当でない。このため中性子温度として実験と理論を比較すると非常にあいまいな因子が生ずる。ここでは実験と理論の比較に主眼をおくため、物理的なイメージが失われるが、AR そのものを熱スペクトルを表わすパラメータとした。

1/v 検出体としては Cu-63 と Dy-164 を用いた。Lu と Dy はその放射化の大部分は熱領域で行なわれるためカドミウム比の補正をしない。一方 Cu に対してはこの補正をしたサブカドミウムの放射化量を用いた。

AR の基準としては、熱スペクトル分布が理論的にかなりよく予想できる水反射体を取り、この点の AR が 1 になるように規格化した。したがって AR を式で表わせば

$$AR = \frac{\int_0^{\infty} dE \phi_x(E) \sigma^{Lu}(E)}{\int_0^{E_c} dE \phi_x(E) \sigma^{1/v}(E)} \bigg/ \frac{\int_0^{\infty} dE \phi_\gamma(E) \sigma^{Lu}(E)}{\int_0^{E_c} dE \phi_\gamma(E) \sigma^{1/v}(E)} \quad (5)$$

ここに、 $E_c = \begin{cases} 1/v \text{ が Dy の場合} \\ \text{カドミウム切断エネルギー} & 1/v \text{ が Cu の場合} \\ (\text{約 } 0.5 \text{ eV}) \end{cases}$

放射化量の測定は NaI を用いたシンチレーション計数管で行ない、Cu-64 は半減期 12.8 h、0.51 MeV の γ 線、Lu-177 は半減期 6.7 day、0.208 MeV の γ 線をとらえた。Dy は G-M 計数管で半減期 139 min の β 線を計数した。測定では全部のハクをサイクリックに

第4表 測定結果と理論計算との比較

炉 心		AR_f	AR_m	AR_l	備 考
2.5%E-1.5R	実験値	1.471±0.009	1.400±0.019	1.425±0.022	2領域炉心での測定 単領域炉心での測定
		1.453±0.005	1.389±0.012	1.412±0.013	
	理論値	—	—	1.392	Wilkins スペクトル Wigner-Wilkins スペクトル Nilkin Kernel
1.5%E-3.5R	実験値	1.200±0.005	1.105±0.014	1.124±0.014	Wilkins スペクトル Nelkin Kernel
	理論値	1.156	1.095	1.109	

数回繰り返し計数することにより計測器の効率変動などによる誤差を小さくするように注意した。

第21図に、M-3炉心の測定結果を示す。この図から燃料棒、減速材内のデータにかなりの差異があり、AR または熱スペクトルが微細構造をもっていることは明らかで、このため厳密には単位格子につき測定する必要がある。実線は測定点をなめらかに結んだものでとくに意味はない。各炉心領域の中央部では測定値の平均を与えている。ARの空間的な変化は急激で、2.5 w/o-1.5R 領域では境界に接した1格子で大きな変化をみせ、それ以上境界から離れるとほぼ一定の値に落ちつく。一方、1.5%E-3.5R 炉心ではこのARの空間変化は非常に小さく、実質的にはこれを無視してもよいほどである。

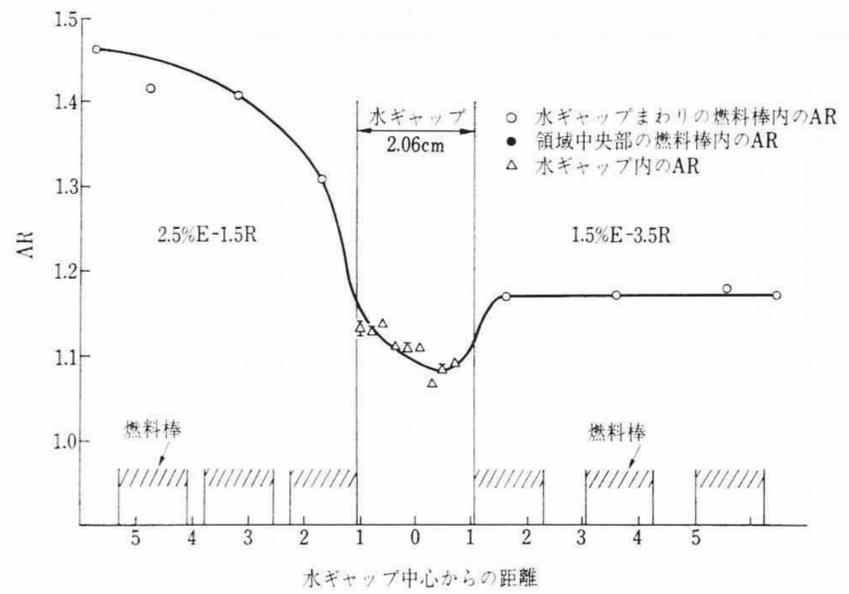
第22図は、M-3炉心の測定値と解析結果との比較である。解析はつぎの3通りの方法で計算した。

- (i) Wilkins スペクトル (TEMPEST コード) による $1/v$, 非 $1/v$ 検出体の $\int \sigma(E) \phi(E) dE$
- (ii) Wigner-Wilkins スペクトル (TEMPEST コード) による $1/v$, 非 $1/v$ 検出体の $\int \sigma(E) \phi(E) dE$
- (iii) Nelkin Kernel を用いたスペクトル (THERMOS) による $1/v$, 非 $1/v$ 検出体の $\int \sigma(E) \phi(E) dE$

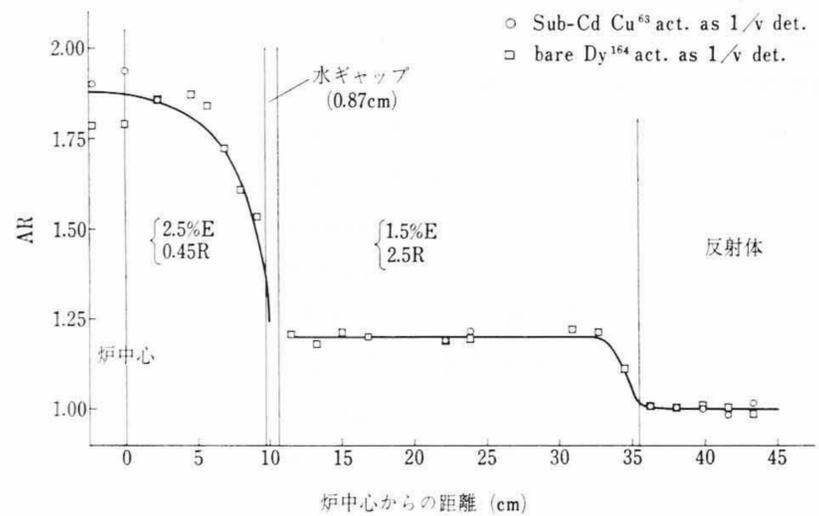
測定値は燃料棒内の $AR(=AR_f)$ と減速材軽水中の $AR(=AR_m)$ と別個に求まるので、TEMPEST コードの結果と比較するために、格子内平均の $AR(=AR_l)$ に換算した。

第22図は Wilkins スペクトルを用いた解析結果と Calame のオーバーラッピングモデル⁽¹¹⁾を用いて境界近傍の空間変化を考慮した計算値との比較である。第4表に三つの解析方法による結果を示す。いずれも各炉心の中央部での値である。この表からわかるように、Wilkins スペクトルが最もよく実験と一致しているといえる。一方、Wigner-Wilkins スペクトル、および Nelkin Kernel を用いたスペクトルでの計算値は両者でよい一致を示すが、測定値および Wilkins スペクトルの値とは異なる。Wigner-Wilkins スペクトルの場合は実験値と一致しないと言ってよいだろうが、Nelkin Kernel を用いたスペクトルの場合には事情が異なる。それは THERMOS コードにはいっている Lu^{176} の断面積が TEMPEST コードにはいっているものと大幅に異なる。とくにエネルギー依存の形が異なり THERMOS コードのほうが相対的に 0.142 eV の共鳴吸収のピークが小さい。このため、同じスペクトルを仮定しても、THERMOS コードの計算値は TEMPEST のそれよりも小さい値を与えることになる。

第23図は M-5炉心の水ギャップまわりの AR 分布を示したものである。比較のため水ギャップによるスペクトルの変化のないと考えられる位置として各領域中央部の燃料棒内でも測定した (図中黒丸)。M-3炉心同様、1.5 w/o-3.5R 領域ではギャップに接した燃料棒内でもスペクトル変化はほとんどないとみてよい。一方、2.5 w/o-1.5R 領域ではスペクトルの変化は大きく、ギャップ幅無限とみられる反射体に接した場合とほぼ同じ結果を与えている。なお、



第23図 M-5炉心-水ギャップまわりのARの分布



第24図 AR 分布 (M-12 炉心)

ギャップ中の値は無限反射体中の値にくらべて大きくスペクトルが硬化していることがみとめられる。

第24図に、M-12炉心の結果を示す。内側のスペクトルのかたい炉心では、領域全体にわたって急激な変化をしている。

以上述べた熱領域スペクトルの空間的变化の結果は、そのまま種々の計算の基礎となる組数にきいてくるため、この効果の程度の評価やスペクトル空間変化の算出方法が今後の重要な問題となろう。全般的には、理論計算として無限大媒質のスペクトルに Wilkins スペクトルを用い、境界領域の変化を Calame のオーバーラッピングモデルで補うことにより比較的よい一致を与えることがみとめられた。

7.2 減速スペクトルパラメータ

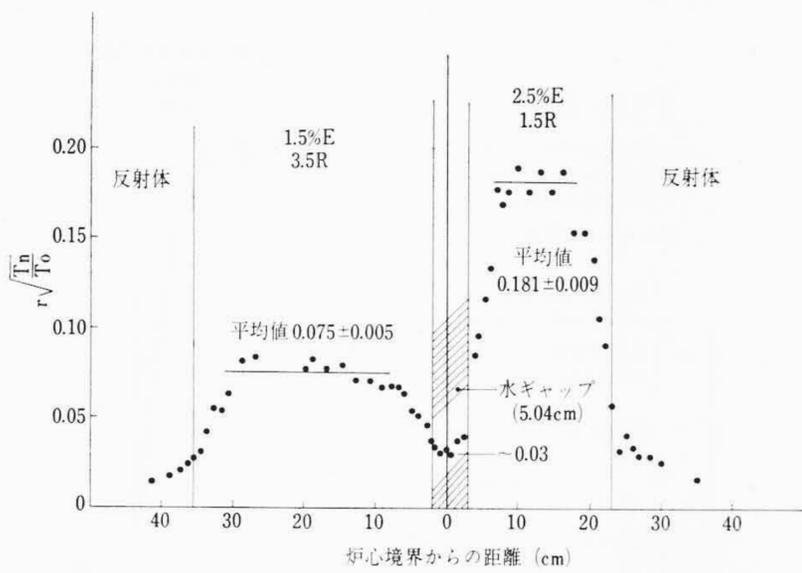
熱中性子エネルギー領域で、捕獲断面積が $1/v$ 法則にしたがう核種は、一般の炉内のスペクトルに対しての有効断面積 $\hat{\sigma}$ は Westcott モデルにより

$$\hat{\sigma} = \sigma_0(1 + \gamma' s \sqrt{T/T_0}) = \sigma_0(1 + \gamma s) \dots \dots \dots (6)$$

と表わされる。ここで、 g 因子は 1 としてある。

- ここに、 σ_0 : 2,200 m/s の中性子に対する断面積
- γ' : $0.99f$ (ただし $\mu 25$) で、 f はエピサーマル部分の全中性子密度の割合
- T : マックスウエル分布の有効温度
- T_0 : 293°K
- s : $1/v$ 以上の共鳴積分に比例するもので、もしエピサーマル領域でも $1/v$ 法則の断面積をもつ場合には 0 となる量
- γ : $\gamma' \sqrt{T/T_0}$

上式で減速スペクトルパラメータを表わす量は γ で、これを求める



第 25 図 M-7 炉心のエピサーマルインデックスの空間分布 (M-7 炉心)

ためには、熱中性子エネルギー領域において $1/v$ 吸収体である検出体を用いれば、中性子温度 T にほとんど無関係に求まる。

このような検出体を 2 個 (A および B) 用い、中性子温度 T_1 における反応率の比をとると

$$\frac{N(A) \hat{\sigma}(A)}{N(B) \hat{\sigma}(B)} = \frac{N(A) \sigma_0(A) [1 + \gamma s(A)]}{N(B) \sigma_0(B) [1 + \gamma s(B)]} = y(\gamma) \dots \dots \dots (7)$$

となる。ここで N は検出体中に存在する原子の数である。同一の検出体 A および B を熱中性子スペクトルだけの場 (原子炉の熱中性子柱) で照射して、反応率の比をとると、 $\gamma = 0$ のため

$$\frac{N(A) \sigma_0(A)}{N(B) \sigma_0(B)} = y(0) \dots \dots \dots (8)$$

となる。 $y(\gamma)$ と $y(0)$ は実験的にもとまる量であるから両者の比 R をとると

$$R = \frac{[1 + \gamma s(A)]}{[1 + \gamma s(B)]} \dots \dots \dots (9)$$

これより γ を求めると

$$\gamma = \gamma' \sqrt{\frac{T}{T_0}} = \frac{R - 1}{S(A) - RS(B)} \dots \dots \dots (10)$$

となる。したがって $S(A)$, $S(B)$ を計算すれば γ が求まる。

式 (6) を導くときに簡単のために g -因子、自己吸収因子、中性子束のひずみを無視したが、これらの補正を考慮すると

$$\gamma = \gamma' \sqrt{\frac{T}{T_0}} = f_m \left[\frac{g(T_2)R - g(T_1)}{f_\gamma S(A) - RS(B)} \right] \dots \dots \dots (11)$$

とかける。

g 因子は $1/v$ 法則からのずれの補正因子
 f_γ は共鳴吸収をもつ検出体の自己吸収因子
 f_m は熱中性子部分のひずみに対する補正因子

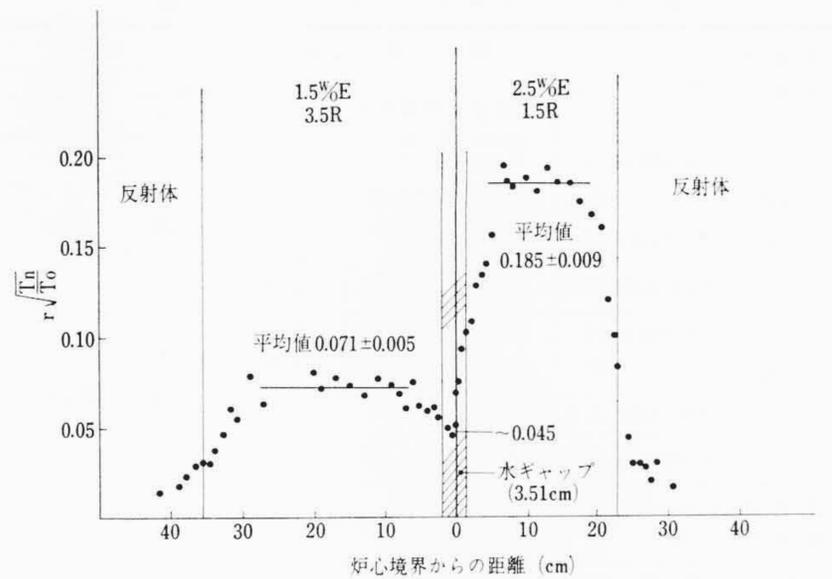
検出体 A および B としては、Au および Mn を用いるのがいちばん適切である。それは両方とも熱中性子領域では $1/v$ 法則にしたがう物質であるから、比をとればその値は中性子温度 T にほとんど無関係に求まるからである。

実際の測定には Au-Mn-Ni の 3 者合金を用いて、一度に両方の検出体を照射および測定することにより種々の誤差を極力少なくした。合金の組成は

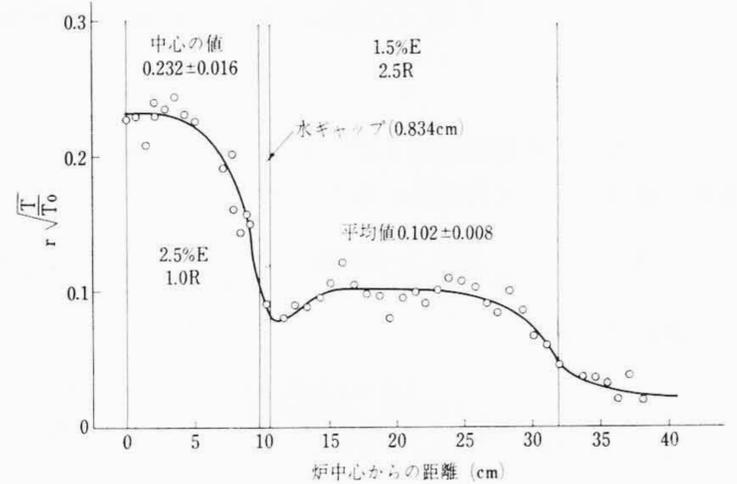
Ni: 93.0 w/o, Au: 1.5 w/o, Mn: 5.5 w/o

である。Mn⁵⁶ の半減期が約 2.6 h, Au¹⁹⁸ のそれが約 2.7 day で放射 γ 線のエネルギーが Mn が 0.845 MeV, Au が 0.411 MeV であるから照射後すぐに Mn を測定し、約 24 時間後 Au を測定すると容易に両検出体の放射化量を測定することができる。

熱中性子スペクトルのみの照射としては HTR の熱中性子柱で行なった実験の結果を用いた。なお合金試料は 0.5 mmφ の線状試料



第 26 図 M-6 炉心のエピサーマルインデックスの空間分布 (M-6 炉心)



第 27 図 M-11 のエピサーマルインデックスの空間分布

を用いて微細分布を測定した。

測定結果を第 25~27 図に示す。ここでは、中性子束および出力密度分布において、計算値との一致が問題となった炉心について示す。各炉心領域内の変化は熱領域スペクトルパラメータの変化よりも変化範囲が大きい。すなわち平衡領域が狭いといえる。第 25 図と第 26 図は水ギャップのある炉心 (M-6, M-7) の結果であるが、ギャップ中のパラメータの値が、反射体中の値にくらべてかなり大きくなっている。その値がギャップ幅の大きさによって変わり、約 5 cm 以上になるとほとんど反射体中の値に近づく。このことは、水ギャップがある大きさ以上になると、二つの領域の緩衝帯として作用する。そして、緩衝帯として十分の効果をするためには約 3 cm 以上の幅が必要であると考えられる。これを裏づける事実、M-5 炉心の中性子束分布の測定結果と水ギャップを単なる軽水とした計算結果とが大きく相違していること、ギャップ中のスペクトルが非常にかたくなっていることから説明できる。熱領域スペクトルパラメータについても同様の結果を示している。

第 27 図は、スペクトル的にかたい領域 (2.5%E - 1.0R) をもつ円筒形炉心 (M-11 炉心) についての測定結果である。この炉心も境界において必然的に形成された水ギャップがあり、この幅が 0.834 cm であるため、二つの領域の十分な緩衝効果の役をなしていないと考えられる。したがって、中性子束分布の測定結果でもスペクトルの空間変化を考慮しない計算との境界領域における一致が悪いのは当然といえる。

上に求めた実験値を解析する方法として、スペクトルの空間変化を考慮した解析では測定炉心内の各点におけるスペクトルを求めなければならない。ここでは、各領域炉心が無限に広がっている場合を考え、その組成についてのスペクトルから解析する方法をとる。すなわち、スペクトルの空間変化を考慮しない方法で、各領域の中

第5表 エピサーマルインデックスの比較

濃縮度 体積比 (R)	検出体	測定値			計算値	
		燃料中	減速材中	平均値	Wilkins モデル	Wigner Wilkins モデル
1.5E 3.5R	Au-Mn-Ni 合金	0.080 ±0.007	0.071 ±0.005	0.074 ±0.006	0.070	0.069
	AuのCd比より	0.076	—	—		
	CuのCd比より	0.077	0.065	0.067		
2.5E 1.5R	Au-Mn-Ni 合金	0.199 ±0.009	0.185 ±0.009	0.191 ±0.009	0.198	0.193
	AuのCd比より	0.192	—	—		
	CuのCd比より	0.221	0.171	0.188		
反射体 軽水中	Au-Mn-Ni 合金	—	0.015		—	—
水ギャップ 軽水中	Au-Mn-Ni 合金	—	1.53 3.51 5.04 ~0.05 ~0.045 ~0.03 cm		—	—

$$Cd \text{ 比よりの算出式 } r \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} = \frac{G \text{ th}(1-hR_{Cd})}{(FR_{Cd}-1) \left(Gr \cdot \frac{S_0}{g} \right) + R_{Cd}[(1/K)-W]}$$

心部分において、この仮定がなり立つものとしている。

各領域の組成について計算されるスペクトル $\phi(E)$ を

$$\phi(E) = c \left[\frac{E}{(kT_n)^2} e^{-E/kT_n} + \beta \frac{J(E)}{E} \right] \dots (12)$$

のように表わすとき

$$r = \frac{\beta}{1 + \frac{4}{\sqrt{\pi}} I \beta}, \quad I = \frac{1}{2} \int_0^\infty \left(\frac{kT_n}{E} \right)^{3/2} J(E) d \left(\frac{E}{kT_n} \right) \dots (13)$$

となる。適当なエネルギー以下の領域で $\phi(E)$ をマックスウエル分布に最小二乗法でフィットし、 c と kT_n を求める。つぎに

$$\phi(E) = c \frac{E}{(kT_n)^2} e^{-E/kT_n} \dots (14)$$

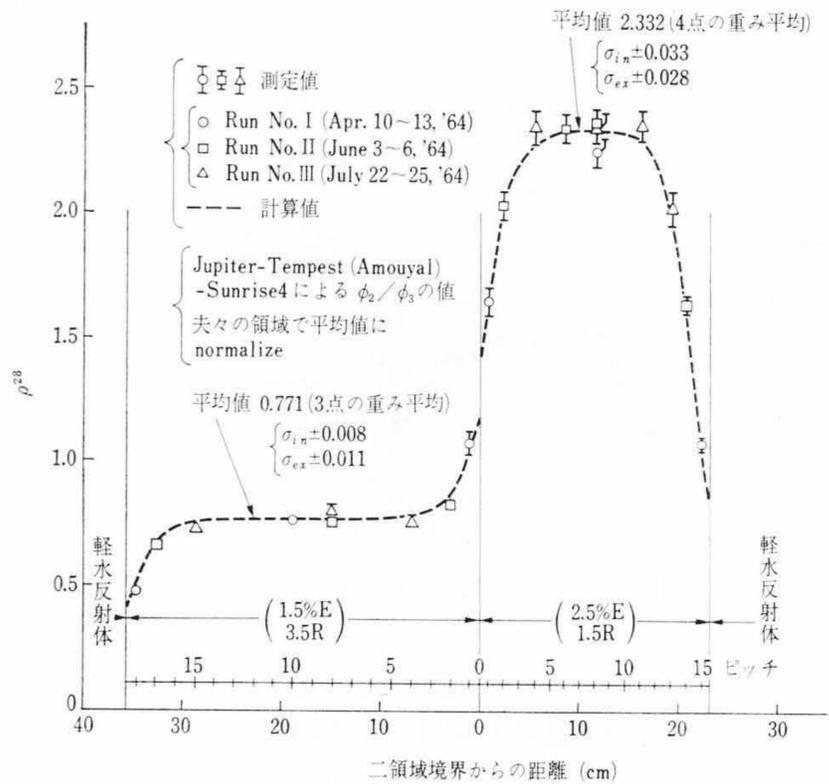
を計算し、エネルギー最大値のところでは、すでに $J(E)=1$ と仮定すれば β が求められる。したがって、これらの値より式(13)によって r が求められる。

このような解析方法により、測定炉心の各領域について、TEMP-PEST コードのスペクトルを用いて計算した。この結果と実測値とを比較すると第5表のようになる。

この表で、Au および Cu のカドミ比から求めた減速スペクトルパラメータの値が同時に示してある。すなわち r を求める従来の方法として、共鳴ハク(たとえば Au, Cu など)のカドミ比から第5表の下方に示す式で算出した値である。Au ハクの測定値では、Au-Mn 系の測定値とよい一致を示しているが、Cu ハクの場合には2.5%E-1.5R のスペクトルのかたい炉心では一致があまりよくない。これは Cu の共鳴吸収が複雑で、正確に知られていないことから起こるものと考えられる。

一方、この方法による解析値と、炉心各領域中央部の平均値との一致はよい。すなわち、スペクトルが空間変化に対して平衡に達しているところでは、このような無限媒質系の計算スペクトルから実験値を再現することができる。しかしながら、二つの炉心の境界領域での変化は、直線的に変化しているので、この解析結果との比較は簡単にできない。

水ギャップのある炉心の水ギャップ中のスペクトルパラメータの値が、ギャップ幅とともに示してある。軽水反射体中、炉心から十分に離れた位置での値が、約3cm までのギャップ幅のギャップ中の値と大きく異なることが注目される。すなわち、ギャップ中はスペクトル的にかなりかたくなっていることが認められる。



第28図 ρ_{28} の空間分布

8. 共鳴吸収

低濃縮ウランを用いた原子炉ではU-238の共鳴吸収が中性子経済に重要な役割りを果たす。これはCd切断エネルギー以上と以下のU-238の吸収の比、 ρ_{28} で議論されることが多いが、つい最近まで一般的にU-238の吸収のCd比をまず測定しこれから $\rho_{28}=1/(Cd \text{ 比}-1)$ として求められてきた。しかし軽水炉のように比較的減速が十分でない体系ではCd比が非常に1に近くCd比の測定の誤差が ρ_{28} には大きくひびくこと、およびCdを使うことによる種々の乱れがはいることからこの方法の改良が考えられ、比放射化法による ρ_{28} の測定法が提案され各所で試みられている。われわれもこの方法のすぐれている点に注目し、 ρ_{28} の値が炉心組成によってどのように変わるかまた組成の異なる炉心が接しているときにどのように境界付近で変化するかを測定したのでその一例を述べる。この方法によれば、対象とする格子中の測定すべき位置および原子炉のサーマル・コラム中のそれぞれにおけるU-238のハクとモニタハク(銅またはディスプロシウムハク)の放射化比($AR_{i^{28}/m}$ および $AR_{tk^{28}/m}$)と格子中の測定位置でのモニタハクのCd比(R_{i^m})の三つの量を測定すれば

$$\rho_{28} = \frac{AR_{i^{28}/m}}{AR_{tk^{28}/m}} \left(1 + \frac{1}{R_{i^m}-1} \right) \cdot H - 1 \dots (15)$$

から ρ_{28} が求められる。Cdを用いることによる乱れはCd比の大きなモニタハクを用い、またU-238のCd比を直接測定することを避けることにより低減される。 H の値はたかだか数%である。測定結果の一例を第28図に示す。スペクトルのかたくなる2.5%濃縮、体積比1.5(2.5%E-1.5R)の領域ではスペクトルのやわらかい1.5%E-3.5Rの領域よりも明らかに ρ_{28} の値は大きくなり、それぞれ 2.33 ± 0.03 , 0.77 ± 0.01 の値を得た。それぞれの領域で平衡スペクトルの領域がみとめられ、また今回得た2~3%の測定精度の範囲内では境界領域のスペクトルの空間変化を明らかに認めることができなかった。

9. 燃料棒等価反応度

炉心中の燃料棒がもつ反応度の大きさやその反応度効果の機構を理解することは、原子炉を記述する計算方法の検証のために有効である。ここでは、炉心から測定すべき位置の燃料棒を引き抜いて変

化する余剰反応度の差から燃料棒等価反応度を求めた。

解析には3章で述べた標準方法を用い、燃料棒を抜き取ったあとの水ギャップによる熱中性子束ピーキングの効果を補正として入れた三群摂動計算によった。測定結果と解析結果を第29図(a), (b), (c)に示す。

スペクトルの軟らかい領域では、正の値となるが、スペクトルのかたい領域では境界付近を除いて負の値となる。つまり燃料棒を1本抜くことによって正の反応度が加わることがわかる。

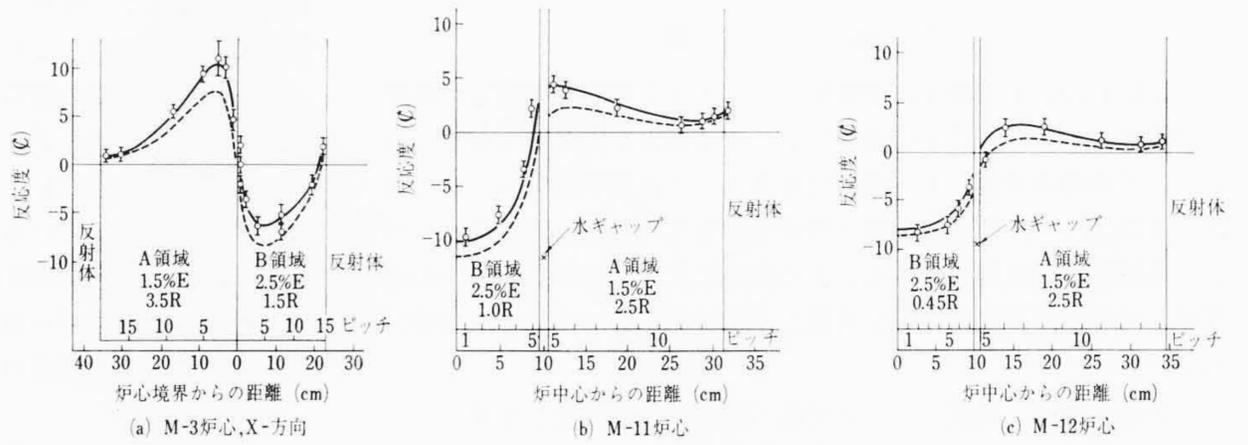
水ギャップピーキングの効果の補正は、円筒形単領域炉心の中央部の単位セルが水だけに置き換わった場合の中性子束分布を1次元拡散コードで求めて、ピーキングファクターを計算し、これを断面積にかける方法で核定数のなかにピーキング効果を押し込める方法を採用した。また、摂動については単位セルの中に燃料棒があるときと減速材(ここでは水)だけになったときの核定数の変化を摂動とみなして計算する方法をとった。水の常数には反射体としての値を用いている。第30図(a), (b), (c)には、この解析方法において、反応度に寄与する因子別の効果を示す。この図からわかるように、熱中性子の核分裂および吸収の項がそれぞれいちばん大きな寄与をなし、スペクトルがかたくなるにつれて減速の項が大きくなっていくことが認められた。一方、拡散の項はほとんど無視できることが認められる。

ここで用いた解析方法によって、燃料棒の等価反応度の測定値を約0.5%の精度で再現でき、スペクトルがかなりかたい炉心までこの方法が適用できることがわかった。

10. 実験結果の考察

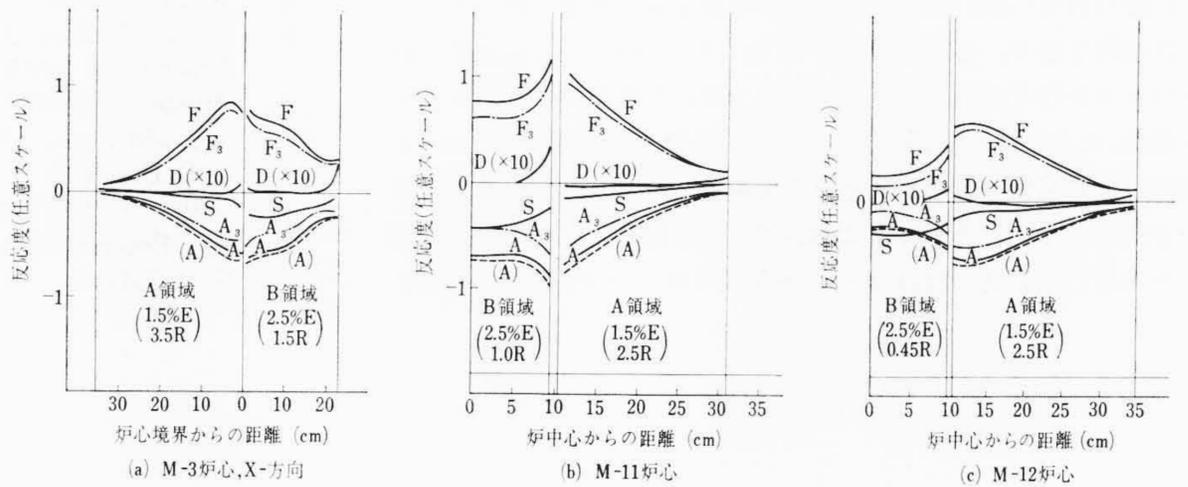
軽水炉に対して一般的に用いられている理論計算と測定結果との比較検討から得られた全体的な結論を要約すると

- (1) 臨界量については、一般的な解析方法で、実験値を $\Delta k/k$ にして約1%以内の誤差で再現することができる。
- (2) 中性子束分布、出力分布については境界領域、とくに狭い水ギャップのある炉心で実測値と計算値との差異が大きい(数%ないし10%の誤差)。これらを改善するため、境界付近で計算領域をさらに細かくとり、その領域には隣接する領域の相互干渉を考慮した組定数を用いて、よい結果が得られることが認められた。たとえば、Westinghouseの研究所で行なわれている Mixed Number Density モデルを適用すると、実験値との一致が大幅に改善された。
- (3) エネルギースペクトル分布については、熱領域スペクトルパラメータ(中性子温度)について少し差異があるが、減速スペクトルパラメータについては計算値との一致はおおむね良い。ただし、この結論は境界領域からかなり離れた点での問題で、境界領域においては、ここで述べた解析方法



第29図 燃料棒等価反応度の分布と解析

I: 測定点
 —: 計算値(ピーキングファクター考慮)
 ---: 計算値(ピーキングファクター無視)



第30図 燃料棒等価反応度の因子別寄与の解析

F: 核分裂項
 A: 吸収項
 S: 減速項
 D: 拡散項
 (A): ピーキングを無視した吸収項
 添字3は熱中性子群を示す。

では決定的な結論はくたせない。むしろ、測定結果をあるモデルによって計算方法にフィードバックさせて検討するか、空間依存スペクトルを考慮した解析を行なうことが必要である。

- (4) 燃料棒等価反応度については、標準計算方式に摂動解析を加味することによって約1%程度の差異で実測値を再現できることが認められた。

以上の成果から、測定炉心が全体として応答するような特性量、たとえば、臨界量については $\Delta k/k$ で約1%程度の精度(ただし、燃料の量にして約5%程度の精度)で測定値を再現できるが、炉心全体としてではなく局所的に応答する量(たとえば中性子束分布、出力密度分布、エネルギースペクトル空間分布など)では、炉心内の一点一点が問題になるので、炉心全体にわたって測定値と実験値とを一致させることはこの解析方法ではむずかしい。大きいところでは約10%以上の相違が境界領域において認められている。もちろん、この相違が当然臨界量などの炉心全体として応答する量にはねかえってくるわけであるが、その量を構成するいくつかの因子が、+、- 相殺されるか、あるいは全体としての量にかくれて表面に直接出てこないのではないかと考えられる。

境界領域近傍での不一致は、エネルギースペクトルの空間的变化を考慮する必要性を示すものであるが、軽水炉においては境界領域の互いに干渉する部分はきわめて狭い領域(約2~3 cm)であることが実験的にも認められており、この間の分布を細かくかつ正確に測定することにかかなりの困難がある。しかし、実験技術上の改良によりかなり詳細なデータが求められ、拡散方式の計算値との不一致がクローズアップされたわけである。

11. 結 言

原子炉を設計する場合、空間依存スペクトルなどを考慮した高度の計算コードをひんばんに使用することはあまり経済的でない。むしろ、この報告で用いた一般的な計算コードを基準に用い、その結果に適切なモデルによる補整と改良を加えてくり返し用いるほうがより経済的かつ実用的である。そのためには、この計算コードの結果がどの程度に実際の現象を再現しうるかを十分に検討する必要がある。

この報告では、考察のところで述べたように拡散近似を用いた一般的な計算方法の妥当性とその限界が指摘された。それはこれらの問題点を実験的に確認し得たことは非常に大きな収穫であった。それはこれらの問題点を基礎にして、その妥当性の拡大と高度の信頼性を得る研究の信頼できる目標を与えたからである。

その後の研究においては、臨界量、中性子束分布などのようになり巨視的な量で、各計算コード(すなわち計算モデル)による一般的傾向をつかむとともに、各コード内で用いられている計算モデルの主要点(たとえば、TATにおける損失因子、JUPITORにおける共鳴吸収、共鳴核分裂など)となる実験量で各コードを検討する方法、また、すでに日立製作所において開発されたスペクトルの空間変化を考慮した高度の計算コード(SATURNコード)による結果と

の比較によって、標準計算方式の適用方法の改善が同時に進められている。さらには、これらの方法によって修正、改良された計算コードを用い、実際の発電炉に用いられている炉心構造(燃料サブアセンブリ、水ギャップ、制御棒そう入構造)のモックアップ実験による結果と比較検討し、より複雑な体系に対しても適用できるような研究が進められている。

最後に、この研究は昭和38年度原子力平和利用補助金の交付を受けて行なったものの一部であり、原子力局関係者に負うところが大きい。ここに厚く感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- (1) 和島, 江頭: Hitachi Review, April 31 (1963)
- (2) 五十嵐 他3: 「日立評論」別冊論文集 日立製作所中央研究所創立20周年記念論文集 168 (昭37)
- (3) Bohl, Gelbard: WAPD-TM-72 (1957)
- (4) W. Rothenstein: N. S. E. 7, 162 (1960)
- (5) R. H. Shudde, J. Dyer: TEMPEST-II, NAA Program Description (1961)
- (6) Amster: WAPD-TM-39 (1957)
- (7) O. J. Marlowe: WAPD-142 (1955)
- (8) G. G. Bilodeau et. al: WAPD-TM-70 (1957)
- (9) 小林: 日本原子力学会誌 5-10, 854 (1963)
- (10) R. J. Breen: Nucl. Sci. & Eng. 9, 91 (1961)
- (11) G. P. Calame: Nucl. Sci. & Eng. 8, 400 (1960)

Vol. 48

日立評論

No. 1

昭和40年度における日立技術の成果
——新年特集増大号——

本誌の新年号は、毎年「日立技術の成果」として、愛読者諸兄から多大のご好評をいただいております。

昭和40年度の新年特集増大号 (Vol. 48, No. 1) も恒例により“昭和40年度における日立技術の成果”号として発行することになりました。

なにとぞ、ひきつづきご愛読くださいますようお願い申し上げます。