

JAERI-M

4 8 6 2

臨界未満炉による材料バックリングの測定

1972年6月

中島 雅， 東條 隆夫， 近藤 真

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

臨界未満炉による材料パックリングの測定

日本原子力研究所東海研究所原子炉研修所

中島 雅， 東條隆夫， 近藤 真

(1972年6月8日受理)

臨界未満炉による材料パックリング B_M^2 の測定に際して、高調波効果を完全に除去し基本項のみを抽出することが必要である。高調波の消去がとくに重要になるのは、中性子源として熱平面源でなく、1個またはそれ以上の点状高速中性子源を使用する場合である。この問題を解決するため、我々はすでに円柱状の臨界未満集合体をとり上げ、ベッセル関数の完全直交関係に基づく“半径束形法”を開発した。

しかし、上記方法は複雑なデータ処理を必要とし扱いにくい欠点もあるため、さらに改良を試みた。すなわち、高調波がほぼ完全に消失する炉心内の高さと半径位置について半径束形法から一般的な法則を見出す。これを種々の燃料装荷半径をもつ円柱状体系に適用し、水平および垂直方向の基本項熱中性子束分布を測定して B_M^2 を定め、それらの平均値をとる。ゆえに、本法は半径束形法と従来の燃料装荷量変化方式を結合したもので、“改良型束形法”とよぶことができる。この方式は、前者の有する精度を損うことなく、後者的方式に準じて迅速かつ簡便に高調波を消去できる利点をもっている。

本報では JAERI SA (原研臨界未満炉)につき改良型束形法によって B_M^2 の測定を行なったときの基本原理、実験方法、結果が詳細に述べられている。材料パックリングの値として、 $B_M^2 = -(5.3 \pm 1.1) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ が得られた。この結果を臨界方程式に代入して得た無限倍率 k_∞ の値を、熱中性子束体積積分法で直接求めた k_∞ の測定値と比較検討した結果、改良型束形法の有用性が実証された。

"Measurement of the Material Buckling of a Subcritical Assembly"

Tadashi NAKAJIMA, Takao TOJO and Makoto KONDO

Nuclear Engineering School, Tokai, JAERI

(Received 8 June 1972)

In measuring the material buckling of a subcritical assembly, B_M^2 , a correction must be applied to account for the higher harmonics in the flux. Such consideration is particularly important for an assembly containing a single or a group of fast neutron sources instead of a plane source of thermal neutrons as in the case of an actual reactor. To solve the problem, we have already developed the "radial-flux shape" method using the relation of the complete orthogonality of the Bessel function. This method enables a precise measurement of the buckling of a cylindrical assembly but requires a tedious work in treating the data. Hence an attempt is made to improve it further with an aim at correcting the effect of higher harmonics as easily and quickly as possible.

The improvement has been done by measuring the radial and vertical bucklings at those height and radial point in which the higher harmonics are expected to be completely neglected according to the prediction of the radial-flux method. The values of B_M^2 obtained from the difference of both bucklings for several different loaded radii are averaged to yield the final result. Thus the present method is a combination of the radial-flux method and the variable loading method.

In this paper are described the principle of the "improved flux shape" method and its application to the measurement of the buckling of the Japan Atomic Energy Research Institute Subcritical Assembly with an Am-Be neutron source. The result is $B_M^2 = -(5.3 \pm 1.1) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$. An intercomparison is made between two values of the infinite multiplication factor: (a) one from the critical equation into which the material buckling obtained by the present method is substituted, and (b) another from the equivalent infinite flux-volume-integral method. They are in fairly good agreement and thus the utility of our buckling measurement is evidently demonstrated.

目 次 な し

1 序 論

材料バックリング B_M^2 は熱中性子炉の臨界条件を決定するための重要な因子である。 B_M^2 は原子炉の構成材料や燃料、減速材の物理的組成およびこれらの配置条件から定まる量で、臨界の大きさを決定するための基本的な炉定数である。 B_M^2 を測定するためには、その原子炉と全く同一の格子からできた、大きさはずっと小さい臨界未満の集合体が使用される。

測定には種々の問題点が考えられるが、もっとも主要なものは、中性子束分布に現れる高調波効果の消去である。とくに、集合体の運転用中性子源として熱平面源（たとえば研究炉の熱中性子柱など）ではなく、Am-Be や Pu-Be のような体系の大きさからみて点状に近い高速中性子源を使用するとき、問題は大きい。この点につき、我々はすでにベッセル関数の完全直交関係を利用する半径束形方式を展開し詳細を報告した。¹⁾ しかし、この方法は複雑なデータ処理を必要とし、とくに燃料の装荷半径を変化させ多様な実験を試みたり測定精度の向上を図ったりする場合に不便である。この難点を避けるため、半径束形方式をさらに発展させ、従来の燃料装荷量変化法を一部とり入れた“改良型束形法”を作り、高調波の効果的な消去を試みた。本法は簡便性を特色とし、同一格子の場合には装荷半径をいろいろ変化させて B_M^2 を高精度で測定できるし、また格子をとりかえて迅速に B_M^2 を測定することもできる。

本法の有用性を実証するため、原研臨界未満炉 (Japan Atomic Energy Research Institute Subcritical Assembly : JAERISA) につき減速材対燃料体積比が 2.02 の場合をとり、 B_M^2 の測定を実施した。測定の方法と結果を以下にくわしく述べる。

2 測 定 原 理

2.1 臨界未満の波動方程式

一般に裸の核燃料減速材系（増倍体系）中の熱中性子束の空間分布 $\phi(\mathbf{r})$ は、臨界条件や臨界達成の有無に関係なく、つきの臨界方程式で書き表わすことができる：

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + B_G^2 \phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (1)$$

B_G^2 は形状バックリング (geometrical buckling) とよび、体系の物理的性質に依存せず形状や寸法だけから定まり、(1)式からわかるように、熱中性子束の空間分布の曲がりの大きさを表わす。とくに臨界状態のとき、 B_G^2 は B_M^2 に等しく、(1)式は

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + B_M^2 \phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2)$$

となる。 B_M^2 は体系の材料バックリングで、その物理的性質に支配される量である。フェルミの連続減速モデルによれば、 B_M^2 は年令・拡散理論の臨界方程式 (age-diffusion critical equation) をみたす：

$$k_e = \frac{k_\infty \exp(-B_M^2 \tau)}{1 + L^2 B_M^2} = 1 \quad (3)$$

ただし、 k_e は実効増倍係数、 k_∞ は無限増倍係数、 L は拡散距離、 τ はフェルミ年命である。

さて、(2)式は臨界にみたない大型の増倍体系で外部から中性子源をもちこんで定常状態を維持する場合も、中性子源や境界面から十分離れている限り、かなりよい近似で成立する。このような領域で $\phi(r)$ の分布を測定し B_M^2 を決定すれば、これを B_G^2 に等しいとして、問題の増倍体系と同じ物理的組成で作られた臨界炉の大きさが決められる。ここで注意すべきは、上述の方法は微濃縮ウランを用いた増倍体系では、適用できない場合が多い。その理由は、このような体系の臨界未満集合体は、内部のどこかで(2)式が成立するには通常小さ過ぎるからである。一般に、(2)式に基いて B_M^2 を測定したり臨界の大きさを決めたりするのは、燃料として天然ウランを用いる大型の増倍体系に限られる。

本報では天然ウラン・軽水の臨界未満集合体の材料バックリンク B_M^2 の測定を意図し、(2)式の成立を前提とした測定理論を述べる。体系としては種々の形状のものが考えられるが、ここではもっとも多く使用されている無限反射体付きの円柱状のものをとり上げる。^(注1)

2.2 従来の測定原理

裸の円柱形の臨界未満集合体が定常中性子源によって定常状態にあるものとする。Fig.1の円柱座標で(2)式は

$$\frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial z^2} + B_M^2 \phi(r, z) = 0 \quad (4)$$

と書ける。体系の境界、強い中性子吸収体、中性子源から十分離れた領域では、(4)式の解は

$$\phi(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(\alpha_n r) \sinh \gamma_n (H-z) \quad (5)$$

で与えられる。³⁾ここで

n = 高調波の次数を示す正の整数

A_n = n 番目の高調波の振巾で、熱中性子密度に依存する量

$\alpha_n = j_n / R$ 、ただし j は 0 次の第 1 種ベッセル関数の根、つまり $J_0(j_n) = 0$ をみたし、かつ R は体系の外挿半径

$\gamma_n = n$ 番目の高調波の z 方向における減衰定数

H = 体系の底部から測った外挿高

(5)式は裸の体系に対して本来適用できる。反射体付きの体系でも R と H に反射体節約の定義⁴⁾を用いると、

(5)式はそのまま成立する。いま

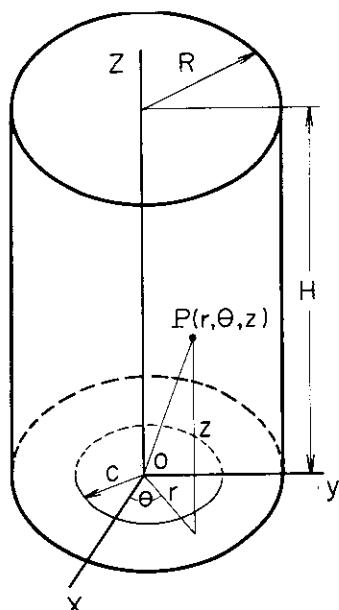


Fig.1 円柱状臨界未満炉の座標系

(注1) “無限に厚い”反射体（ここでは軽水）を体系炉心につけると、反射体をつけなかったとき外部へもれるはずの中性子数の約82%が炉心へもどってくる。この厚さは軽水の場合5~7 cmに過ぎない。天然ウラン・軽水の体系の場合、厳密な意味での裸の原子炉を作るには、炉心容器の設計に特別の配慮を必要とし、一般に困難な場合が多い。

$$R = R_e + \delta_r \quad (6)$$

$$H = H_e + \delta_h \quad (7)$$

とおく。 R_e と H_e は実際の炉心の半径と高さを、 δ_r と δ_h は半径と軸方向の反射体節約である。 R_e は燃料の装荷半径 (loaded radius) ともよぶ。

さて材料パッククリング B_M^2 は

$$B_M^2 = \alpha_n^2 - r_n^2 = (j_n \times R)^2 - r_n^2 \quad (8)$$

または、基本項 ($n=1$) であらわすと

$$B_M^2 = \alpha_1^2 - r_1^2 = (2.4048 \times R)^2 - r_1^2 \quad (9)$$

になる。

(5)式と(9)式から B_M^2 が求まる。これには従来から下記の 2 つの方法があった。

(a) 束形法 (flux shape method)

これは半径方向と軸方向の熱中性子束分布を測定して、 B_M^2 を求める方法である。いま、増倍体系中の $\phi(r, z)$ が(5)式の基本項だけで十分な精度で表わされるとする。つまり、

$$\begin{aligned} \phi(r, z) &\approx A_1 J_0(\alpha_1 r) \sinh \gamma_1(H-z) \\ &\propto J_0(\alpha_1 r) e^{-r_1 z} \{1 - e^{-2\gamma_1(H-z)}\} \end{aligned} \quad (10)$$

を仮定する。ここで一定の高さを保ち ($z=\text{const.}$)、半径方向の熱中性子束分布を測定し、実験データを最小自乗法により $J_0(\alpha_1 r)$ にフィットさせて α_1 をきめる。つぎに、一定の半径点に着目し ($r=\text{const.}$)、集合体上端面から十分に離れた体系内領域 ($z \ll H$ 、すなわち $e^{-2\gamma_1(H-z)} \ll 1$) で、 $\ln \phi$ 対 z をプロットし、直線部分の負の勾配 γ_1 を最小自乗法で決定する。こうして、(9)式から B_M^2 が決定される。

(b) 装荷量変化法 (variable loading method)

この方法は、 δ_r が R_e に関係なく一定と仮定し、 R_e を変えてそれぞれの場合の z 方向の減衰定数 γ_1 を測る。(6)式を(9)式に代入して

$$B_M^2 = \left(\frac{2.4048}{R_e + \delta_r} \right)^2 - r_1^2 \quad (11)$$

上式で R_e と γ_1 の測定値のいくつかの組合せに対して最小自乗法を適用し、 B_M^2 と δ_r を同時に決定する。

上記(a), (b)いずれも一長一短がある。最近の報告によれば、⁵⁾ 廉型によっては小さな R_e に対して δ_r が変化し、反射体節約定数モデルが成立しない場合もあるので、(b)の方法は一般的とはいえない。この方法は、とくに半径方向に有効領域が広くない場合に使用されるため、供試体系で上記モデルが成立するかどうか予めチェックしておかねばならない。この点を考えると、

事情の許す限り(a)の方法を用いるのが無難と思われる。ゆえに、これからは(a)の方法に従って議論を進めることにする。

2.3 測定理論の改良

2.3.1 改良型束形法の導入

前節の理論によると、本来解析の対象とすべき領域は、中性子エネルギー・スペクトルが漸近状態になり、その上高次の中性子束モードが減衰したような領域である。これらの条件を同時に満足する領域は、体系が十分大きい場合、解析に十分なだけの広さを得ることができる。もし中性子源として、研究炉の熱中性子柱のように、面積が広くかつ中性子強度の強い熱平面源が利用できるとき、この有効領域はさらにひろげられ、理想的な広さの領域を得ることができる。⁶⁾

しかし、普通の実験室規模で臨界未満実験を行なう場合、体系を大きくとることはさほど困難でないとしても、厳密な熱平面源はたやすく得られない。これを簡単に作るには、数個の点状に近い高速中性子源 (Am-Be, Pu-Be, Ra-Be など) を減速材 (ペデスタル) 中に適当に埋め込めばよい。簡単化をさらに押進めて、これらを1個所に集中したり、さらに最初から1個の点状源を用いることもある。数個以上使用する場合、中性子強度のはぼそろった点状源が同時に必要である。しかし、いずれにせよ、市販の $10^6 \sim 10^7 \text{ n/sec}$ 程度の強度をもつ点状に近い高速中性子源を用いるとき、炉心内部の平均熱中性子束はかなり低くなる。これができるだけ高めて測定精度を向上させるため、中性子源をペデスタル中におかず、むしろペデスタルと炉心の境界に配置する方法がよくとられる。⁷⁾

この配置が炉心内の有効領域を減少させ、かつ同領域中の高次モードの比重を増加させることは明らかである。しかし、この方式の測定上の利点はきわめて大きいため、このような高次モードの励起状態においても適切に基本項を分離抽出し得る手段を開発する必要が生じた。文献¹⁾にこの種の測定原理がくわしく述べられている。これは円柱状臨界未満炉の B_M^2 測定に対してベッセル関数の完全直交関係に基づき“半径束形法”を適用したもので、JAERI SA の場合満足すべき結果が得られている。しかし、この方法はデータ処理が面倒であり、とくに装荷半径をいろいろ変えて炉定数を精密に求めたいとき不便である。この難点を避けるため、上記の測定原理を加味して修正を加えた“改良型束形法”を以下述べることにする。本法は比較的簡単な手続きで迅速に正確な結果が得られる利点を有する。

2.3.2 半径パックリングの決定法

便宜上、(5)式を(10)式のように z の指數関数の項で表わし

$$\phi(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(\alpha_n r) e^{-r_n z} \{ 1 - e^{-2r_n(H-z)} \} \quad (12)$$

とする。ただし、この A_n は(5)式の A_n と異なった常数を意味する。円柱状体系の底面に半径 c で強さ $S = 1/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ の均一熱平面源があるとき

$$A_n = \frac{S c J_1(\alpha_n c) (1 + e^{-2r_n H})}{R j_n D r_n [J_1(j_n)]^2} \quad (13)$$

で与えられる。⁸⁾ ただし, D は体系の拡散係数である。

(13)式の分母の j_n と r_n は, n と共に増加する正の値である。全体では, A_n は n の減少関数であり, 大きい n に対しても $\phi_n(r, z)$ は小さくなる。こうして, (12)式の $\phi(r, z)$ は, 基本項 $\phi_1(r, z)$ の寄与がもっとも大きく, 2次高調波がこれに次ぐものとなる。そこで, まず $n \geq 3$ に対する $\phi_n(r, z)$ が ϕ_1 および ϕ_2 にくらべて無視できるものと仮定し, 2次高調波のみに着目して, これが消去されるような数学的条件を求めるところにする。

(12)式で 2次高調波が消えるための条件は

$$J_0(\alpha_2 r) = 0 \quad (14)$$

である。これを解き

$$\alpha_2 r = j_n \quad (n=1, 2, \dots)$$

すなわち

$$r = \frac{j_n}{\alpha_2} \quad (15)$$

を得る。

一方, 境界条件としては外挿半径 R で任意の z に対しても $\phi(R, z) = 0$ をえらぶ。

すなわち

$$J_0(\alpha_m R) = 0 \quad (m=1, 2, \dots)$$

ゆえに

$$\alpha_m R = j_m$$

とくに $m=2$ とすれば

$$\alpha_2 R = j_2 \quad (16)$$

となる。

(15)と(16)の両式から, 2次高調波の大きさがゼロになる半径 r ——以下, r_{II} の記号で表わし, 2次高調波節点とよぶ^(注2)——は,

$$r_{II} = \left(\frac{j_n}{j_2} \right) R \quad (17)$$

となる。

上式で $n=2$ とすると, $r_{II}=R$ となり, 2次高調波節点は外挿半径に当る。しかし, 後で

(注2) ここで 2次高調波“節点”という名称を用いたのは, 気体や弦の定常振動にあらわれる節(node)の定義に因んだもので, この点における熱中性子束の2次成分 $\phi_2(r_{II}, z)$ が 0 になることを意味する。

§ 4 に述べるようすに、外挿半径の付近では ϕ 分布の炉心成分と反射体成分が共存し、炉心成分の基本項に関する情報は得られない。また、(17)式で $n \geq 3$ として得られる 2 次節点は、いずれも $r_{II} > R$ となり、測定の対象とはなり得ない。こうして、実際に存在するのは、(17)式で $n = 1$ に相当する節点だけである。

$$r_{II} = \left(\frac{j_1}{j_2} \right) R = \left(\frac{2.4048}{5.5201} \right) R \quad (18)$$

(18)式が炉心内で測定上有効な 2 次高調波節点を与える。

基本項の α_1^2 の測定に際して、従来の束形法(a)では、一定の高さ z における半径方向の熱中性子束分布 $\phi(r, z)$ が、基本項 $\phi_1(r, z)$ だけで表わされると仮定している。しかし、(18)式で与えられる 2 次高調波節点を除き他のすべての測定点は 2 次高調波を多少なりともふくんでいる。ゆえに、上記のように基本項の存在だけを前提とするデータ処理では、実状に即さない。この矛盾は、各測定点における高調波の寄与の大きいほど顕著なはずで、その大きさが測定を実施したときの高さ z の関数であるため、実際には α_1^2 の測定値が z によって変化するという形で現れる。高調波の寄与は z の減少関数であるから、ある程度以上の高さになると高調波の影響は消滅し、事実上、各測定点は基本項のみで表わされ、(a)の束形法がそのまま適用できる。したがって、 α_1^2 の測定上の主要な問題点は、このような高さを見出すことに帰着する。この方法については、2 次高調波のみならず $n = 5$ までの高調波を考慮し JAERISA 体系で行なった実験に対して文献¹⁾ に述べられている。

2.3.3 垂直および材料バックリングの決定

つきの問題は基本項の垂直バックリング γ_1^2 の測定である。この場合、2 次高調波節点で垂直方向の熱中性子束分布 $\phi(r_{II}, z)$ を測定し、 $\ln \phi(r_{II}, z)$ を z に対してプロットして、直線減少部分の勾配を最小自乗法で決定すれば、 γ_1 に近い値が得られるはずである。測定された γ_1 の信頼度をチェックするには、これを別の方法で測定し、両者を比較するとよい。このような方法として、ふたたびベッセル関数の完全直交関係に基づく改良型の半径束形法を適用する。¹⁾ 円柱状の大型臨界未満炉における測定結果によれば、事実上、すべての高調波の影響を受けずに γ_1 の最確値を与える測定位置は r_{II} でなく、2 次高調波節点よりも 1 格子間隔 (44 mm) 分だけ炉を中心へ寄った半径 r_0 であった。この結果からわかるように、2 次高調波だけでは確かに $\phi_2(r_0, z) > \phi_2(r_{II}, z) \approx 0$ であるが、 $n \geq 2$ のすべての高調波を考慮すれば、むしろ $\sum_{n=2}^{\infty} \phi_n(r_0, z) < \sum_{n=2}^{\infty} \phi_n(r_{II}, z)$ となり、これは r_0 の半径位置における基本項 $\phi_1(r_0, z)$ の寄与が他のすべての半径位置よりも優勢であることを示す。したがって、束形法(a)を垂直方向の熱中性子束分布に適用するとき、測定点として、 r_0 の位置を選べば、基本項を抽出できる。

こうして得られた α_1^2 と r_0^2 の測定値を(9)式に代入して B_M^2 を得ることができる。

3 実験装置

3.1 臨界未満炉

J A E R I S A の外観は Fig. 2 のとおりである。炉心タンクの中には、アクリル樹脂製の支持板 (1,190 mm $\phi \times 30 \text{ mm } t$) が 2 枚、上下に入る。各支持板に燃料棒を挿入するための穴を開け、燃料を装荷したとき、格子間隔 44 mm の六角格子状増倍体系が構成できるようにする (Fig. 3 の平面図)。

燃料棒は外径 28.9 mm、肉厚 1.28 mm、長さ 1,000 mm の 2S アルミニウム製の被覆管の中に、直径 25.4 mm、長さ 205 mm の天然ウランの金属ペレットを 4 本密封して作られる (Fig. 4)。これらの燃料棒を支持板の中に必要な本数だけ挿入して、種々の装荷半径 R_e をもつ円柱状近似の燃料集合体を作れる。^(注3) 減速材と反射材を兼ねた軽水は、水道水をイオン交換樹脂型純水装置で純化したもので、比抵抗は $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ 程度である。

この場合、減速材と燃料の体積比 (moderator-to-fuel volume ratio) は、Fig. 3 の単位格子において Al 被覆管と空気間隙を除いた軽水と燃料部分の面積比で表わされ、2.02 である。

中性子源は Radiochemical Center (英) 製の Am-Be で、同一の寸法・形状のものを 2 個使

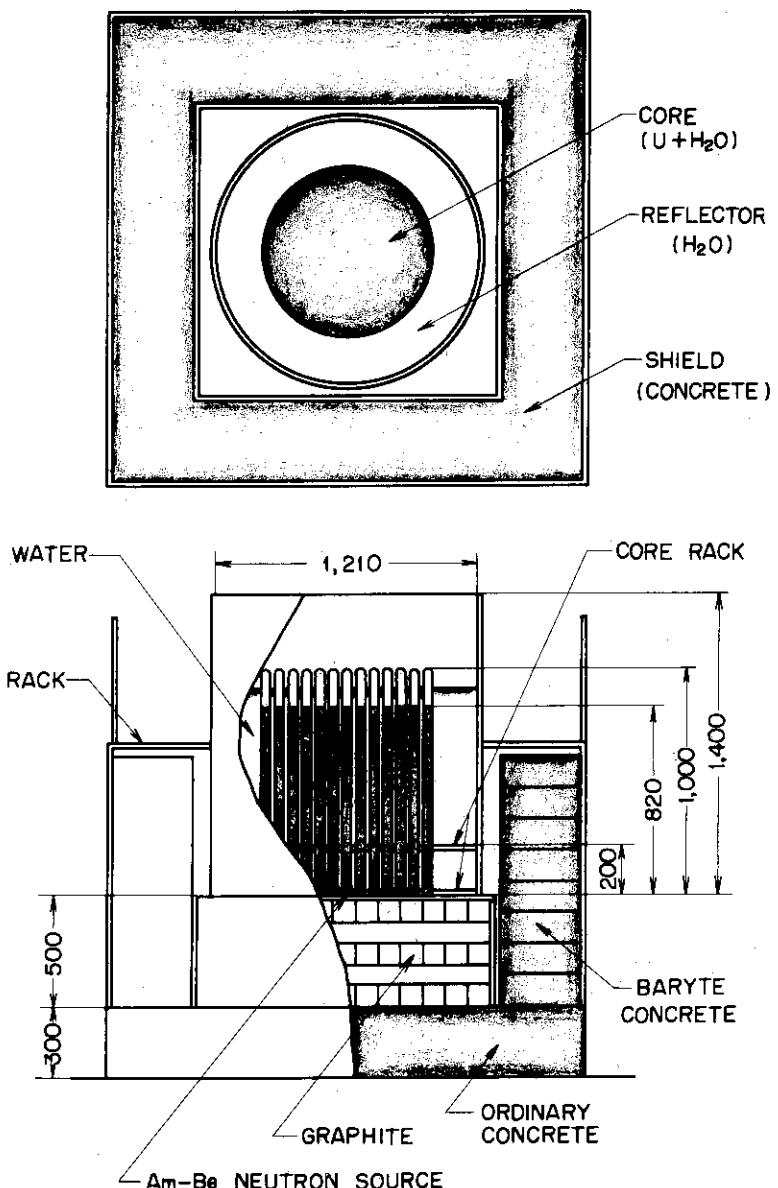


Fig. 2 JAERISA の外観 (単位は mm)

(注3) 実効半径 R_e は $\pi R_e^2 = NS$ の式により定義される。ただし、 S は単位セルの面積で N は燃料棒の装填本数である。上式より $R_e = \sqrt{NS/\pi}$ となる。JAERISAでは、Fig. 3 の諸寸法から、 $R_e = 2.31\sqrt{N}$ となる。

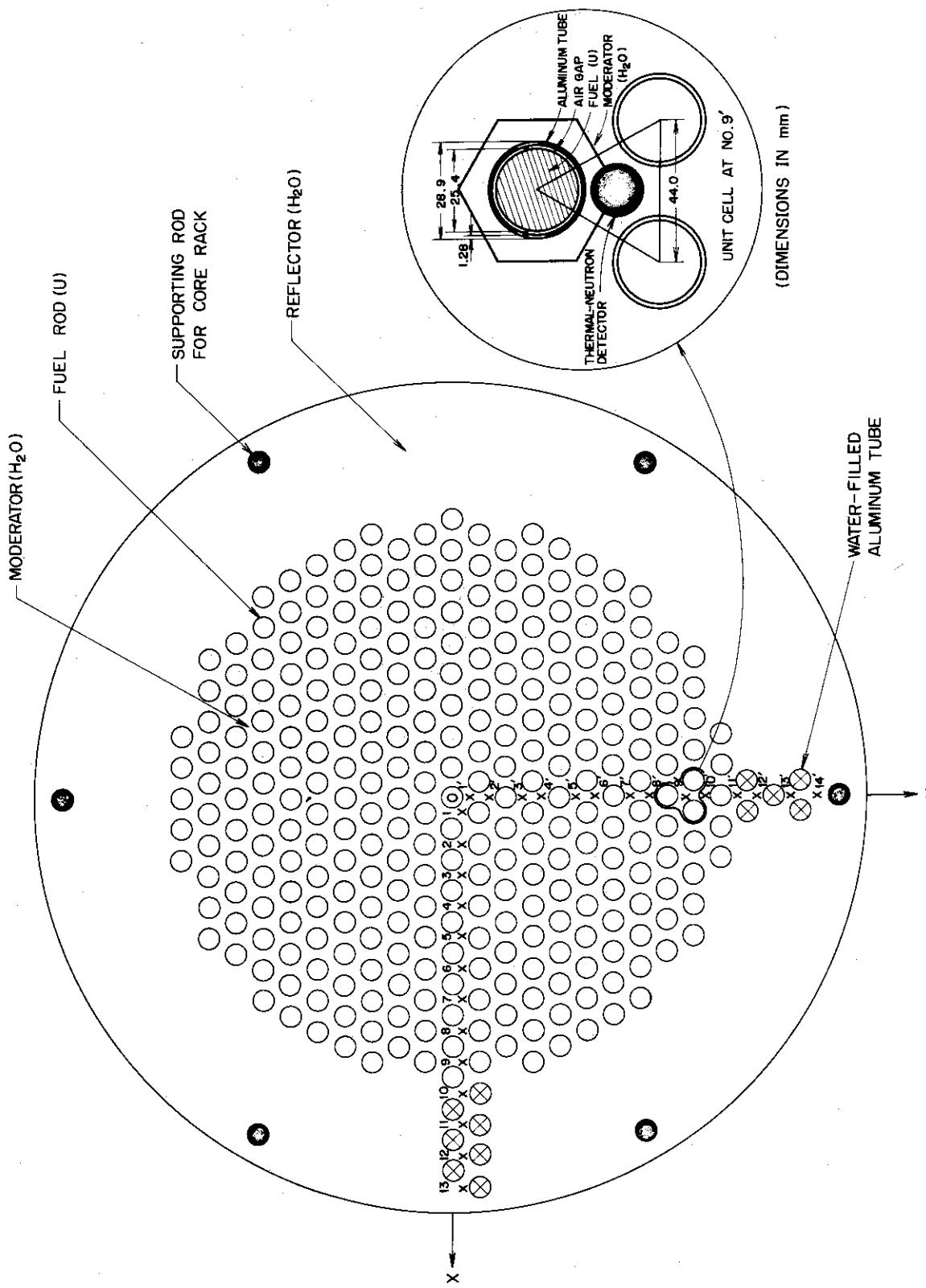


Fig. 3 JAERI-SA の燃料棒配置の一例 (No. 4 体系 : 装填本数 $N = 301$ 本),
実効半径 $R_e = 40.08\text{ cm}$). 図中の数字は OX と OY の両方向における
熱中性子検出器の位置を示す。

用する。1個は1 Ci (中性子源強度 2.5×10^6 n/sec)で、他は0.5 Ci (1.2×10^6 n/sec), 合計1.5 Ci (3.7×10^6 n/sec)である。これらの中性子源を1本の燃料棒被覆管の底部におき、塩化ビニル製の保護管をかぶせ、その上に燃料ペレットを順次つめていき、燃料の重量が直接中性子源にかかるないように配慮する (Fig. 5)。この被覆管をアクリルの支持板の中心孔に挿入し、Fig. 2の正面図でみたとき、中性子源が炉心底部と黒鉛ペデスタル上面の境界に位置するようとする。この状態のとき燃料集合体に対する熱中性子の供給は、中性子源から放出される高速中性子 (平均エネルギーは4.3 MeV) の軽水中の減速、および黒鉛中の減速・反射によって行なわれる。

3.2 热中性子検出器

热中性子検出器はZnS(Ag), ^{6}LiF およびポリエチレンを重量比5:1:1で混合し、文献⁹⁾の方法により加熱圧延して作った厚さ0.42mmのシンチレータシートを素材にしている。このシートを円筒状 (8mmφ×20mmℓ) に加工し、

JAERISAの减速材中の底部にいたるまで有効に热中性子束分布の測定ができるよう、アクリル樹脂製のライトバイブ (16mmφ×1,053mmℓ) の先端にはめ込む (Fig. 6と文献¹⁰⁾参照)。 $^{6}\text{Li}(n,\alpha)^{3}\text{H}$ 反応で生ずる荷電粒子の運動エネルギーの和 ($\approx Q$ 値, 4.78 MeV) は, ZnS (Ag) 内でシンチレーションに転換され、光電子増倍管により電気信号を発生させる。

この検出器は、Fig. 3に示したように、目的の単位格子中の减速材部分におかれ熱中性子を計数する。

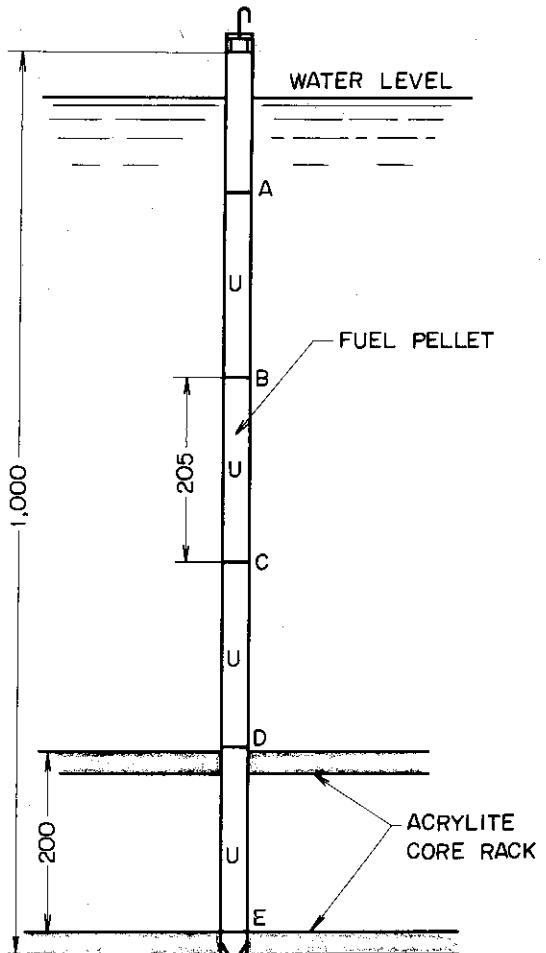


Fig. 4 JAERISAの燃料棒 (単位はmm)

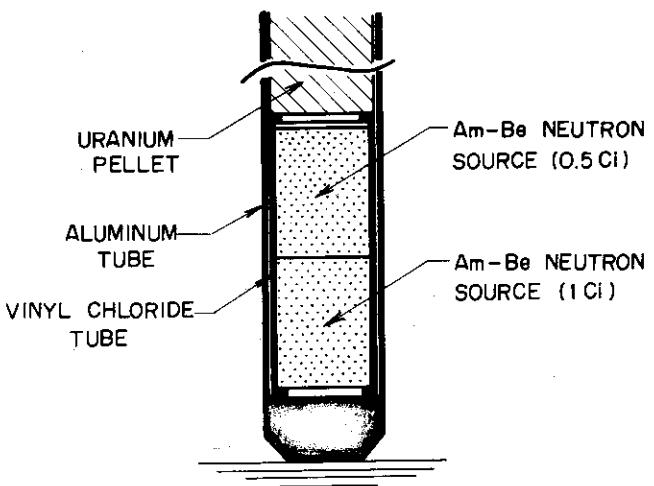


Fig. 5 中性子源の形状と配置

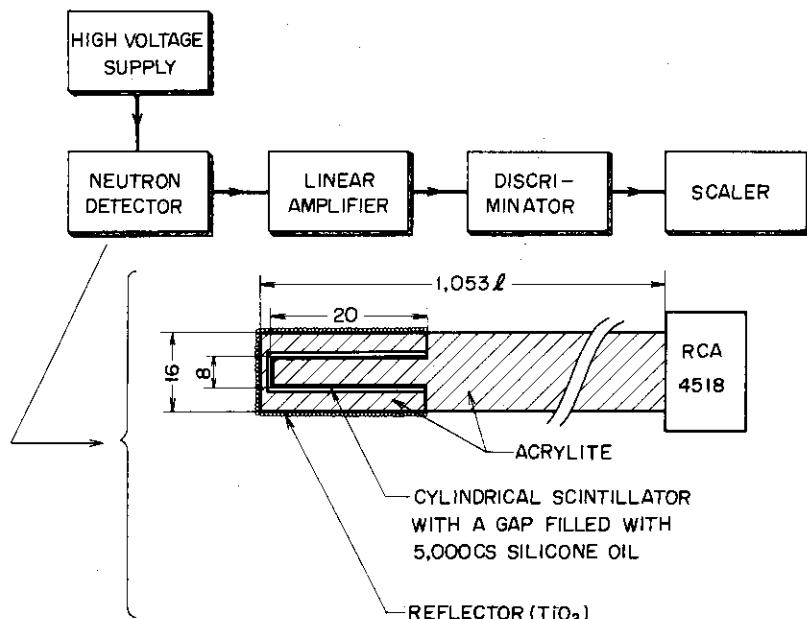
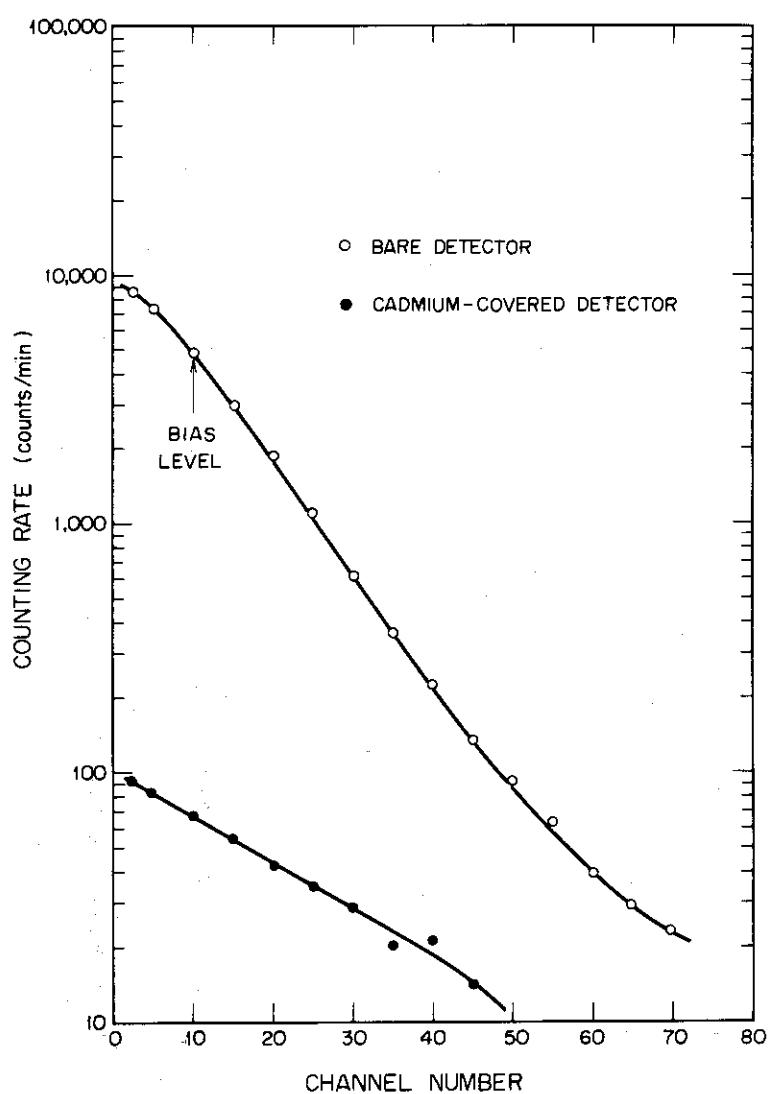
Fig. 6 B_M^2 測定のための熱中性子検出器とブロックダイアグラム

Fig. 7 热中性子検出器の積分波高スペクトル

Fig.7はこの検出器を稼動中の炉心中心部に置いたとき、およびこれを炉心から遠ざけ厚さ1mmのCdカバーで有感部分を被って熱中性子を十分にカットしたときの積分波高スペクトルを示す。熱中性子はバイアス値を10 channelに設定し、 γ 線とノイズの影響を避けて積分計数された。この動作条件下の熱中性子に対する検出効率は、BF₃カウンター(日立製EB215B-4型; 10mm ϕ × 70mm ℓ , ガス圧40cmHg)の約2倍で、後者の寸法から考えると、本検出器が検出効率と空間分解能の点でBF₃カウンターよりかなり優れたものであることは明らかである。

4 測定結果と検討

4.1 測定結果

§2.1に述べたように、高速中性子源の付近では、中性子源の中性子エネルギー・スペクトルが体系内の漸近的な中性子エネルギー・スペクトルと異なるため、(2)式や(4)式が成立しない過渡的な領域が存在する。このような領域は体系の境界付近にも存在する。しかし、中性子源や境界から十分離れていれば、漸近的な領域が必ず存在する。§2.3の原理に基く B_M^2 の測定は、漸近領域で実施しなくてはならない。

これらの領域を弁別認識するために、厚さ0.42mm、直径8mmの箔状シンチレータを熱中性子検出器とし、減速材中のすべての位置でカドミウム比CRの測定を行なった。文献¹¹⁾によれば、垂直方向では中間付近($20 \leq z \leq 72\text{ cm}$)、半径方向では反射体内側の炉心内の全範囲($0 < r \leq R_e = 50.03\text{ cm}$)にわたり、CRは2.1%の実験誤差で一定であって、厚さ0.5mmのカドミウムのカバーを用いたとき、 $CR = 10.17 \pm 2.1\%$ であった。

中性子源領域の付近($0 < z \leq 20$)では、CRはzの単調な増加関数で、 $z \approx 20\text{ cm}$ の位置になると、上述の一定値に達する。 $z \approx 72\text{ cm}$ では、CRは一旦減少するが、 $z \approx 82\text{ cm}$ 付近から急激に増加し、上部反射体(H₂O)中で中性子の熱化がさらに進行することを示す。この熱化現象は側面反射体中($r > R_e$)でも認められる。以上の測定結果を総合すると、(4)式が成立する漸近領域は、常識的な意味における炉心部分、すなわち体系全体から上下と水平の両方向における反射体部分を除いたものにほぼ一致することは明らかである。

つぎに、漸近領域中に(10)式の基本項分布があらわれる部分を定める必要がある。試みに $R_e = 50.03\text{ cm}$ の炉心に対して半径方向の熱中性子束分布のデータを基本項 $A_1 J_0(\alpha_1 r)$ に最小自乗法でフィットさせてR($= 2.4048/\alpha_1$)を得て、これをzに對してプロットしてみたところ、Rはzと共にゆっくり増加していき、 $z \approx 50\text{ cm}$ 付近で飽和値に達した。この飽和値は垂直方向の熱中性子束分布に末端効果があらわれ始める高さ($z \approx 60\text{ cm}$)まで続く。Rは炉型に固有な量で本来zに依存しないはずであるが、このような結果が得られたのは、§2.3.2に述べたように、熱中性子束分布のデータに基本項以外の高調波の寄与がふくまれ、これがzによって変化するためである。そこで、半径式東形法を用いて、熱中性子束分布の測定点から高調波の影響を除き基本項だけを抽出分離してRをzの関数として求めたところ、 $45 \leq z \leq 55\text{ cm}$ の範囲ではzに無関係なほぼ一定のRの値が得られた。しかも、この値は実験誤差の範

囲で上述の飽和半径と一致している。この実験を行なったとき、高調波としては $n = 2$ だけではなく、 $n = 3, 4, 5$ まで考慮したが、上記結論は n の値にかかわりなくほぼ成立し、 R の測定に当って事実上、2次高調波まで考慮すれば十分なことが分った。ゆえに、 $R_e = 50.03 \text{ cm}$ の場合、高さ z を $50 \leq z \leq 60 \text{ cm}$ の範囲から選べば、半径方向の熱中性子束分布に対し基本項のみを仮定して、 α_1^2 を求めることが可能である。

上述の測定結果が R_e に無関係に成立すると仮定し、9つの R_e の値（以下、No. 1, 2, … 9 とする）対し $z = 55 \text{ cm}$ をえらんで半径方向の熱中性子束分布を測定した結果を Figs. 8 と 9 に示す。いずれも熱中性子束分布に炉心成分と反射体成分がみとめられる。最小自乗法で得られた α_1^2 、 R の値を R_e と共に示す。

つぎに、垂直方向の熱中性子束分布を測定した結果を Figs. 10 と 11 にプロットする。半径方向における熱中性子検出器の位置は、§ 2.3.3 に述べたように、 r_{II} より 1 格子間隔分だけ中心へ寄った r_0 のところで、ここでは高調波の総和 $\sum_{n=2}^{\infty} \phi_n(r, z)$ が最小になることが期待される。ただし、No. 4 体系のみは、 r_{II} が 2 つの相続く単位格子中央点の中間に来たため、次の中心側寄りの中間位置を r_0 とみなし。ゆえに、この r_0 をはさむ両側の格子位置における熱中性子束の平均値をとってプロットした。Figs. 10 と 11 からわかるように、いずれの体系の場合も、垂直方向の熱中性子束分布は 3 つの部分からできている。すなわち、(10)式から予想されるように、熱中性子束分布は、① $e^{-r_1 z}$ に従って直線的に減少する部分、② $z \leq H$ の付近で末端効果の影響を受けて $e^{-r_1 z} (1 - e^{-2r_1(H-z)})$ に従う非直線領域、③ 上部反射体領域でさらに熱化が進行してあらわれるピーク部分とその減衰、以上 3 つの成分を有する。

①の直線部分を最小自乗法でフィットさせて勾配 r_1 を求めることができる。測定結果を垂直バックリング r_1^2 の形で Fig. 12 に示す。なお、参考のため同図に半径バックリング $\alpha_1^2 (= 2.4048^2 / R^2)$ をプロットする。No. 1 ~ No. 3 ($18.04 \leq R_e \leq 27.23 \text{ cm}$) の体系は、 R_e が小さいため測定点が少なく、 α_1^2 は不正確となり、その結果(9)式から求められる B_M^2 の値が大きくバラついた。ゆえに、 B_M^2 の最終結果をあらわすとき、これらの体系を除外し、No. 4 ~ No. 9 ($31.59 \leq R_e \leq 52.52 \text{ cm}$) の各体系をとて、 B_M^2 の重みつき平均をとった。測定結果は $B_M^2 = -(5.6 \pm 1.3) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ である。

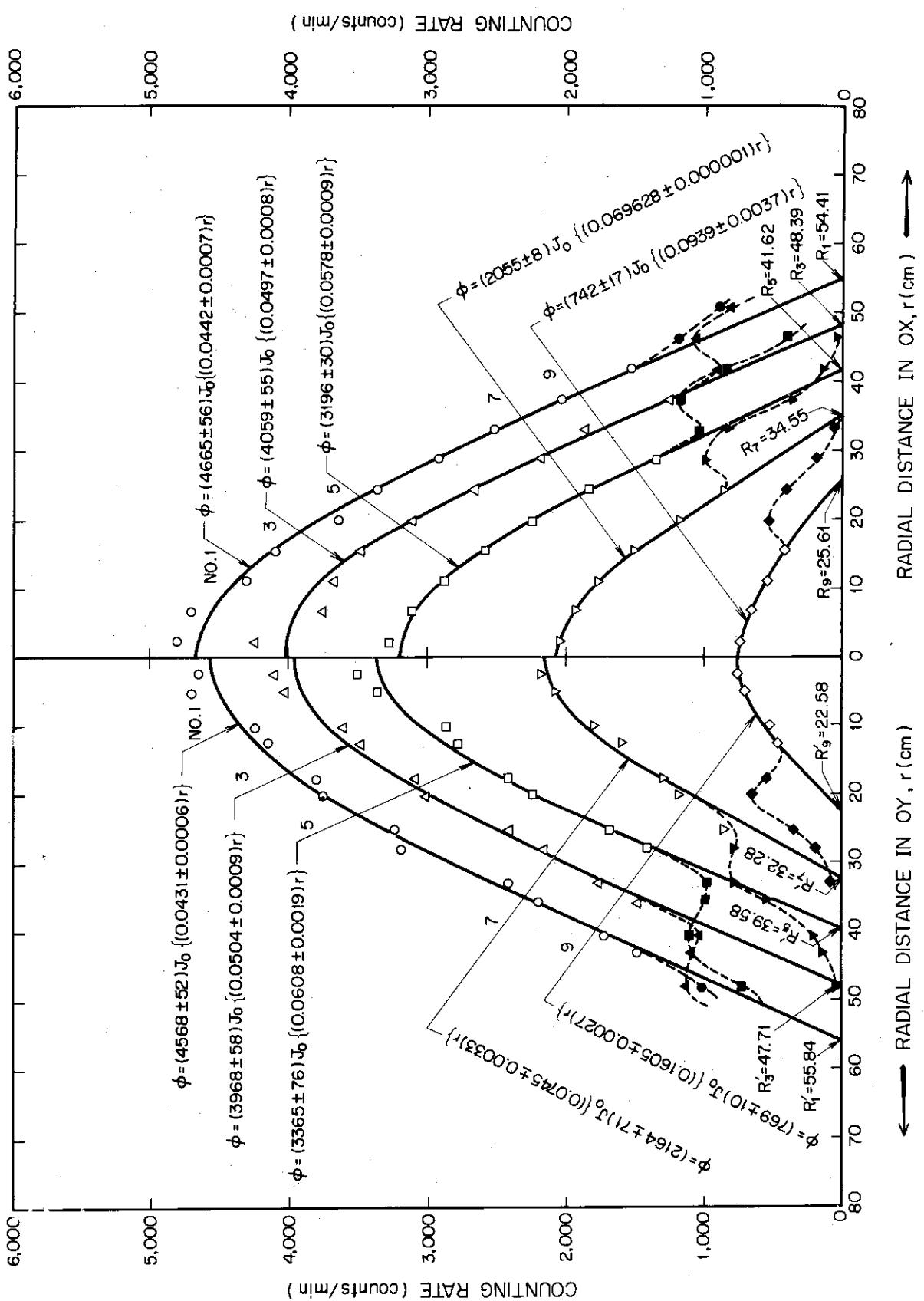


Fig. 8 半径方向の熱中性子束分布 (No. 1 : $R_e = 18.04 \text{ cm}$, No. 3 : 27.23 cm , No. 5 : 35.86 cm , No. 7 : 44.25 cm , No. 9 : 52.52 cm) :

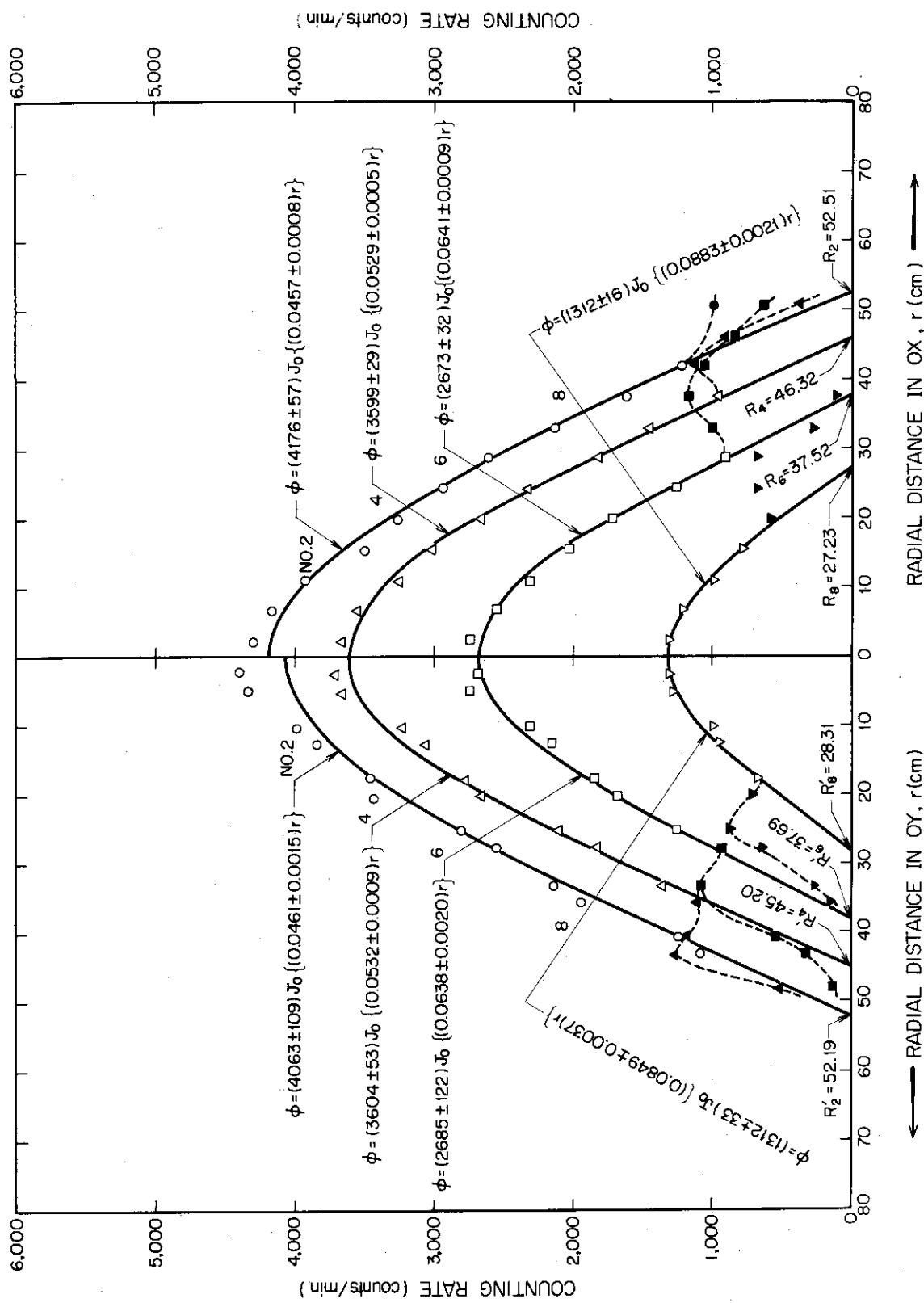


Fig. 9 半径方向の熱中性子束分布 (No. 2 : $R_e = 22.04\text{ cm}$, No. 4 : 31.59 cm , No. 6 : 40.08 cm , No. 8 : 48.40 cm).

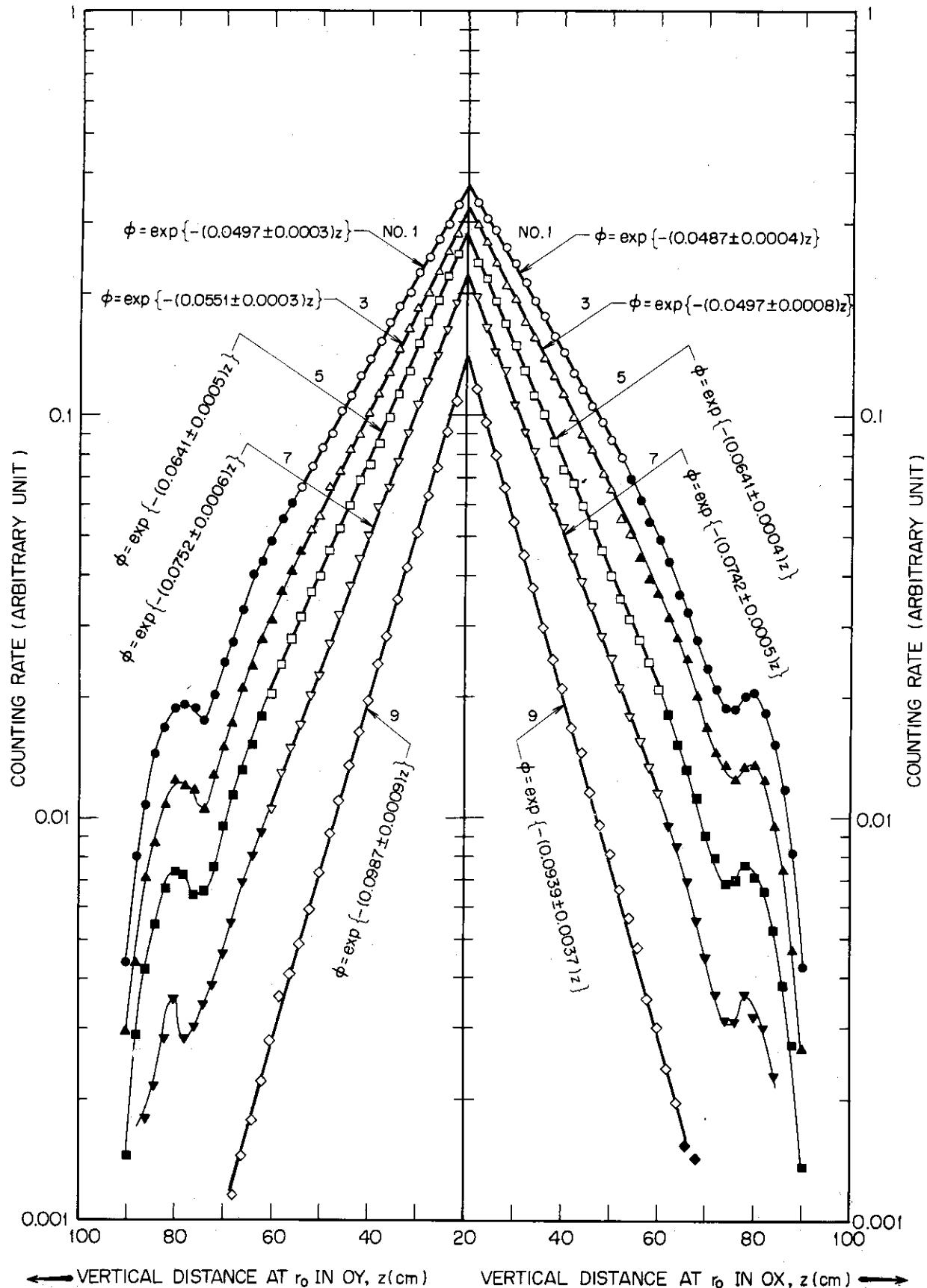


Fig. 10 r_0 の位置における垂直方向の熱中性子束分布 ($z = 0$ における最大熱中性子束の値を 1 に規格化した)

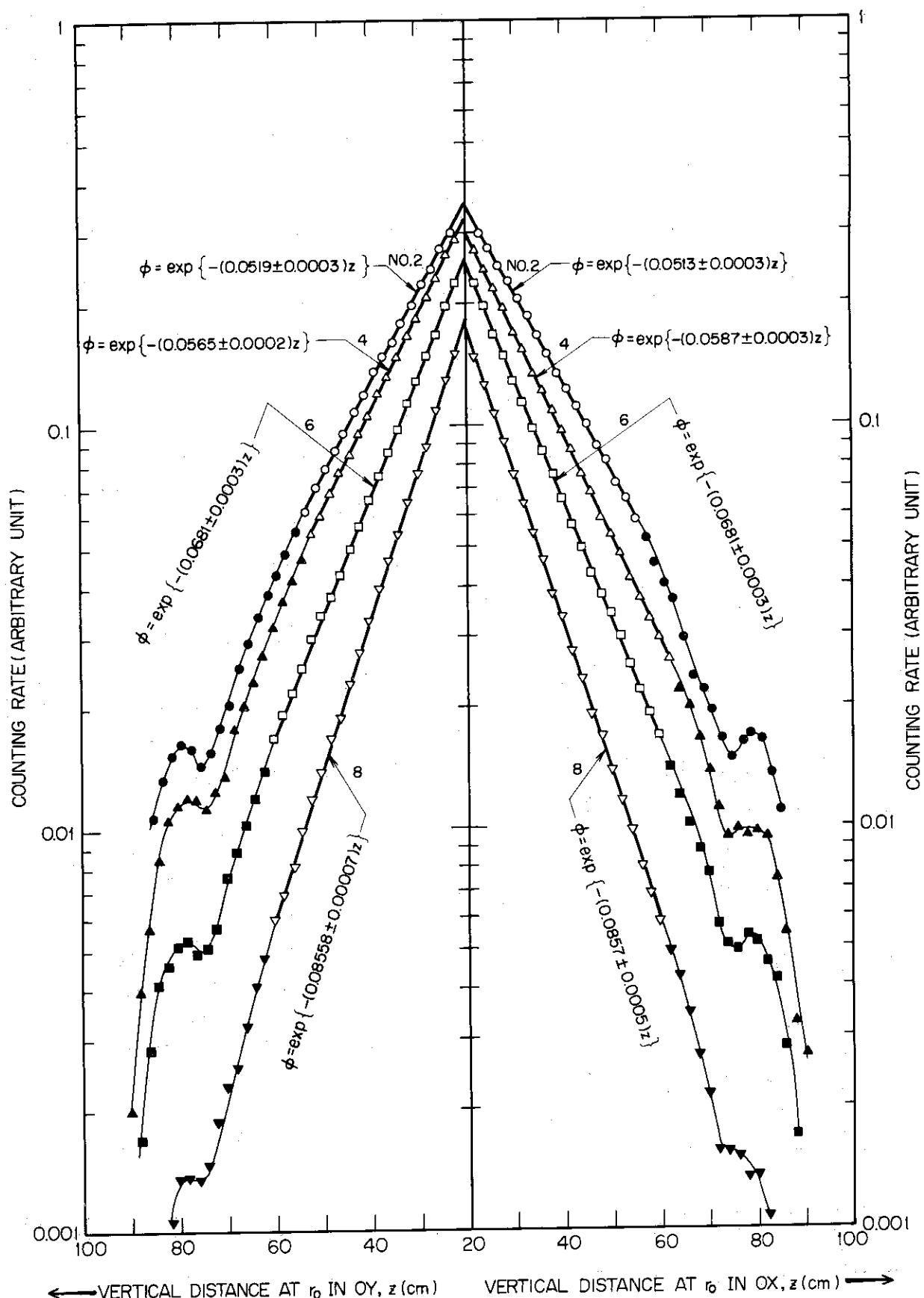


Fig. 11 r_0 の位置における垂直方向の熱中性子束分布 ($z=0$ における最大熱中性子束の値を 1 に規格化したもの)

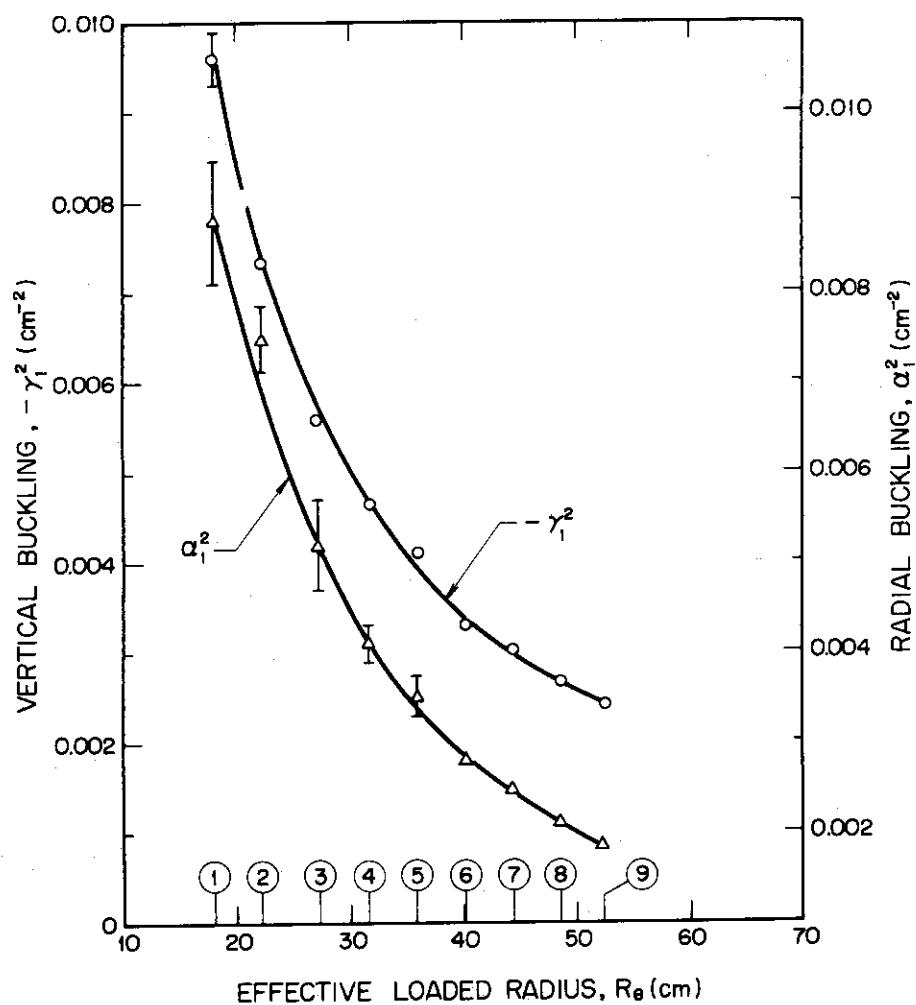


Fig. 12 基本項の半径バックリングと垂直バックリングの測定結果

4.2 検討

本法で得られた B_M^2 の値を検討するため、これを臨界方程式に代入して体系の無限倍率 k_∞ を求め、熱中性子束体積積分法で得られる k_∞ の値と比較した。まず、体系の R_e は十分大きく、つぎの臨界方程式が成立するものとする：

$$\frac{k_\infty}{1 + M^2 B_M^2} = 1 \quad (19)$$

ただし、 M^2 は体系の減速面積で

$$M^2 = L^2 + \tau \quad (20)$$

である。 L と τ は体系の拡散距離とフェルミ年命で、

$$L^2 = L_{H_2O}^2 (1-f) (V/V_m) \quad (21)$$

$$\tau = \frac{1}{3 \sum_{tr} \sum_{sl}} \quad (22)$$

で与えられる。ここに

L_{H_2O} = 軽水の拡散距離

f = 熱中性子利用

V/V_m = 壴心の全体積対減速材体積比で、減速材対燃料体積比を r とすると、 $V/V_m = 1 + (1/r)$

\sum_{tr} = マクロ輸送断面積

\sum_{sl} = マクロ減速断面積

ここで、 f として Au 箔による積分測定法で得られた値 $f = 0.816 \pm 0.008$ ¹²⁾ をとると、 L^2 は(21)式より 3.14 cm^2 となる。また、 \sum_{tr} と \sum_{sl} は高速中性子に対する断面積で、その計算に必要な各元素のミクロ断面積 σ_{tr} と σ_{sl} は、文献¹³⁾ の経験値を使用した。 $\tau = 29.11 \text{ cm}^2$ が得られ、(20)式より $M^2 = 32.25 \text{ cm}^2$ となった。

この M^2 の計算値と B_M^2 の測定値を(19)式に代入したところ、 $k_\infty = 0.982$ を得た。一方、文献¹²⁾ に述べたように、 $R_e = 52.52 \text{ cm}$ の体系に対し、強度 $2.45 \times 10^6 \pm 2\%$ をもつ Am-Be 中性子源を体系中心におき、熱中性子束体積積分法により k_∞ を測定して、 $k_\infty = 0.98 \pm 0.03$ を得た。こうして、両方法による k_∞ の良好な一致は、本法による B_M^2 の信頼性を十分に保証していると考えられる^(注4)。

上記考察に加えて、 α_1^2 自体の測定結果を吟味するため、(6)式の δ_r を R_e に対してプロットした。Fig. 13 に結果をプロットする。 δ_r は R_e と共に減少することが認められる。この結果を理論と比較するため、改良 1 群 2 領域論に基づく反射体節約の式⁵⁾

$$\delta_r(R_e) = \delta_0 / [1 - X \kappa (R_e)^2]^{1/2} \quad (23)$$

をもプロットした(同図実線)。ただし、定数 δ_0 と X は、(23)式の理論曲線が測定点ともっともよくフィットするように № 4 ~ № 9 の体系から定めたもので、 $\delta_0 = 3.50 \text{ cm}$, $X = 120 \text{ cm}^2$ であった。 δ_0 と X をこのようにえらべば、 δ_r の R_e 依存の様子を大体説明できる。しかし、 δ_0 と X の物理的意味や解釈は現段階では明瞭でなく、目下検討中である。いずれにせよ、Windsor の場合と同じく、JAERISA 体系では反射体節約一定のモデルが成立せず、装荷量変化法(b)を単純に適用できないことは明瞭になっている。

(注4) 既報¹⁾ のように、半径束形法により $B_M^2 = -(7.08 \pm 0.23) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ を得たが、これは単一の R_e の値に対する結果であり、精度を向上させるためには、さらに多くの R_e について測定をくり返す必要があると認められる。この点ならびに本文中の比較検討から考えて、本報の結果がより確かなものと考えられる。

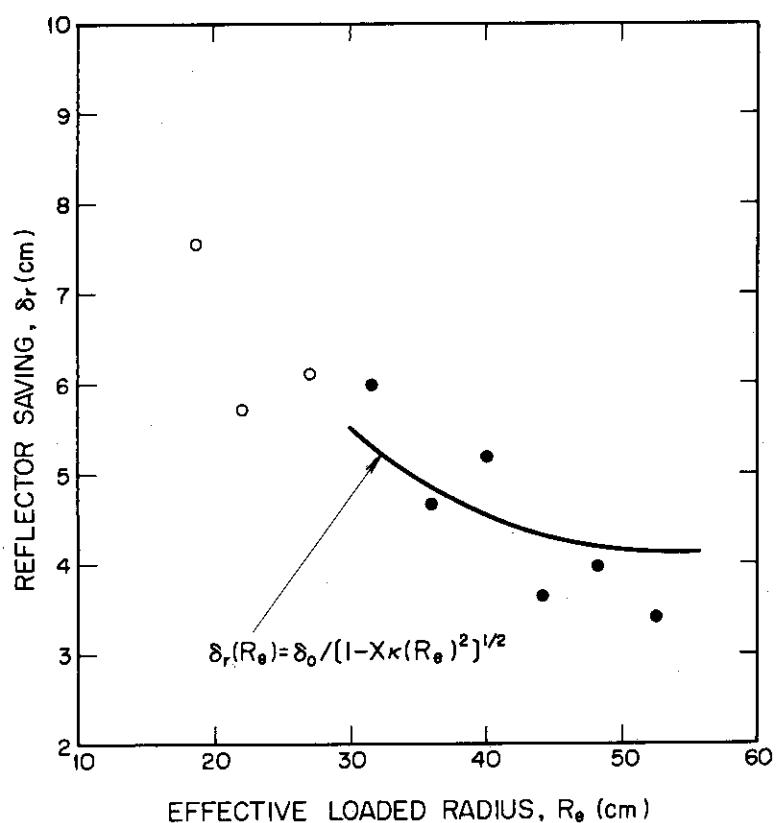


Fig. 13 半径方向の反射体節約 δ_r (●印は $\delta_r(R_e)$ の理論曲線を定めるときに使用したもの)

文 献

- 1) T. Nakajima, T. Tojo and M. Kondo, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **5**, 1 (1968).
- 2) S. Glasstone and M. C. Edlund, "The Elements of Nuclear Reactor Theory", D. Van Nostrand, p. 361 (1958).
- 3) S. Glasstone and M. C. Edlund, Ref. 2), p. 285.
- 4) F. A. Valente, "A Manual of Experiments in Reactor Physics", Macmillan Company (1963).
- 5) H. H. Windsor, *Nucl. Sci. Eng.*, **29**, 296 (1967).
- 6) H. Kouts and R. Sher, BNL-486 (1957).
- 7) 関口晃:原子力工業, 第11巻第3号, p. 8 (1965).
- 8) J. R. Sheff, Private Communication (1968).
- 9) T. Tojo and T. Nakajima, *Nucl. Instrum. Methods*, **53**, 163 (1967).
- 10) T. Tojo, T. Niwa, T. Nakajima and M. Kondo, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **4**, 512 (1967).
- 11) T. Tojo, T. Niwa, T. Nakajima and M. Kondo, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **4**, 314 (1967).
- 12) T. Nakajima, T. Tojo and M. Kondo, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **8**, 218 (1971).
- 13) S. Glasstone and A. Sesonske, "Nuclear Reactor Engineering", D. Van Nostrand, p. 207 (1967).