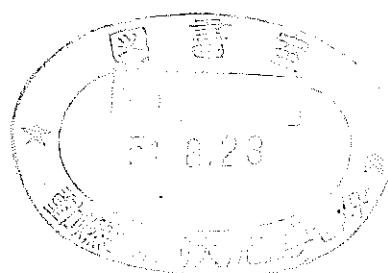


PNC T N-241-69-37

区 分 变 更	
変更後資料番号	<del>PNC</del>
決裁年月日	平成 13 年 7 月 31 日

## 高速実験炉主要設計項目の詳細検討



昭 和 44 年 10 月

動力炉・核燃料開発事業団

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49  
核燃料サイクル開発機構  
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:  
Technical Cooperation Section,  
Technology Management Division,  
Japan Nuclear Cycle Development Institute  
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184  
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

P N C N-241-69-37

高速実験炉主要設計項目の詳細検討

高速増殖炉開発本部

# 目 次

## 表図一覧表

### 緒 言

1. まえがき	1
2. ドップラー係数	2
2.1 概要	2
2.2 計算方法	3
2.3 計算およびその結果	4
2.4 結果の解析	8
2.5 まとめ	8
3. ナトリウムボイド係数	18
3.1 概要	18
3.2 設計体系	18
3.3 計算方法	20
3.4 計算結果のまとめ	28
4. 制御棒効果	36
4.1 概要	36
4.2 断面積セットによる影響	37
4.3 群縮約の検討	39
4.4 自己遮蔽効果による影響	41
5. 燃料燃焼	66
5.1 東芝提案の燃料交換法に対する検討	66
5.2 詳細計算の概要	68
5.3 1次元計算におけるバツクリングの取扱い	69
5.4 中性子束計算の時間間隔	69
5.5 1次元計算と2次元計算との比較	70
5.6 自己遮蔽因子の取扱い	71
5.7 核断面積の燃焼計算への影響	71
5.8 燃料交換間隔と燃焼度に対する誤差評価	72

## 表図一覧

## 目次

## 表

表2.1 初期炉心の原子数密度	9
表2.2 燃焼炉心の原子数密度	10
表2.3 中性子スペクトルとインポータンス	11
表2.4 $\delta\sigma_a, j(T \rightarrow T') \phi_j, \phi_j^+ (T=293^\circ K, T'=1293^\circ K)$	12
表2.5 $\delta\sigma_a, j(T \rightarrow T') \phi_j, \phi_j^+ (T=293^\circ K, T'=1793^\circ K)$	13
表2.6 $\sum_j \delta\sigma_a, j(T \rightarrow T') \phi_j, \phi_j^+$	14
表2.7 $\chi_i \phi_i^+$	14
表2.8 $(\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu\Sigma_f) j(T \rightarrow T') \phi_j$	15
表2.9 $(\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu\Sigma_f) j(T \rightarrow T') \phi_j$	16
表3.1 集合体内平均原子数密度	19
表3.2 2次元モデルの各領域の原子数密度	21
表3.3 球形モデルの各領域の原子数密度	22
表3.4 1次元円柱モデルの各領域の原子数密度	24
表3.5 燃焼炉心の燃料の原子数密度	25
表3.6 燃焼炉心の球形モデルの各領域の原子数密度	27
表3.7 JEFER ナトリウムボイド係数計算結果一覧表	29
表4.1 各群からの寄与	46
表4.2 各組成の原子数密度	47
表4.3 エネルギー分割点	48
表4.4 異なる縮約方法での $K_{eff}$	49
表4.5 異なる縮約方法での制御棒価値	49
表4.6 微調整棒に対する $\phi_1/\phi_0$	50
表4.7 粗調整棒に対する $\phi_1/\phi_0$	50
表4.8 安全棒に対する $\phi_1/\phi_0$	51
表4.9 実効倍率 (2次元 X-Y 計算) および制御棒価値	51
表5.1 燃焼による軸方向バックリングの変化	76
表5.2 燃料装荷時のピーキング。フクター	76
表5.3 取出し燃料の平均燃焼度と最高燃焼度との比	76
表5.4 燃焼による実効断面積の変化	77
表5.5 HIM-1 と ABNC による原子数密度の比較	77

## 図

図 2. 1 高速実験炉計算体系	2
図 2. 2 $\delta \sigma_{a,j}(T \rightarrow T')$ $\phi_j \phi_j^+$	17
図 3. 1 設計体系	30
図 3. 2 二次元計算体系	31
図 3. 3 球形計算体系	32
図 3. 4 燃焼炉心の体系	33
図 3. 5 燃焼炉心の球形計算体系	34
図 3. 6 JEFR ナトリウムボイド係数	35
図 4. 1 一次元円柱形状計算体系	52
図 4. 2 中性子束スペクトル	53
図 4. 3 ずい伴中性子束スペクトル	54
図 4. 4 縮約群数と $K_{eff}$ との関係	55
図 4. 5 炉心中央領域の中性子束スペクトル	56
図 4. 6 炉心中央領域のずい伴中性子スペクトル	57
図 4. 7 制御領域の中性子束スペクトル	58
図 4. 8 制御領域のずい伴中性子束スペクトル	59
図 4. 9 炉心中央領域の中性子束スペクトル(制御棒挿入時)	60
図 4.10 炉心中央領域のずい伴中性子束スペクトル(制御棒挿入時)	61
図 4.11 制御領域の中性子束スペクトル(制御棒挿入時)	62
図 4.12 制御領域のずい伴中性子束スペクトル(制御棒挿入時)	63
図 4.13 六角形集合体の長方形近似	64
図 4.14 制御棒セル	64
図 4.15 二次元 X-Y 配置	65
図 5. 1 中性子束分布	76
図 5. 2 燃焼度分布	77
図 5. 3 交換頻度分布	78
図 5. 4 1次元計算と2次元計算の比較	79
図 5. 5 HIM-1 と ABN の比較	80
図 5. 6 東芝 ABN と日立 ABN の比較	81
図 5. 7 原子数密度変化	82

## 緒 言

高速実験炉の設計は第2次概念設計、第3次概念設計、調整設計を経て、現在安全審査を受けている段階である。第3次概念設計の実施に際し、現時点に於ける設計技術の信頼性を認識する為に、各社独自の計算法と炉定数を用いて、臨界量及び主要パラメータの相互比較と主要設計項目についての項目別検討を行つた。前者についてはすでに高速炉資料44-007「高速実験炉主要設計パラメータの相互比較」として編集し、実験炉の設計及び今後のR&Dの基礎資料として活用されている。本論文は、項目別に各社に御検討戴いた後者に関するものである。

ここで取り上げた項目は、実験炉の運転特性及び安全上特に重要で且つ、計算精度上問題点の多いもので、次の4項目を対象とした。

- (1) ドップラー係数
- (2) ナトリウムボイド係数
- (3) 制御棒効果
- (4) 燃料燃焼

これらの成果は高速実験炉設計開発の一環をなすものであるが、検討の内容、方法等は、実験炉だけに限らず広く活用できるものと考え、炉物理及び炉心設計の研究開発の一つの成果を示すものとしてここにまとめた。尚本資料は、第3次概念設計としてまとめられた報告書から抜粋したものである。

この報告の完成は、日本原子力研究所を始めとする、下記五社の積極的な協力と御理解によるもので、担当各位に厚く感謝の意を表する。

日本原子力研究所

富士電機製造株式会社

株式会社 日立製作所

三菱原子力工業株式会社

住友原子力工業株式会社

東京芝浦電気株式会社

(順不同)

高速増殖炉開発本部

石川 寛  
小林 節雄  
白井 信行

## 1 まえがき

高速炉の炉心特性を、より高い精度で計算する為に、炉定数

や計算法に対して、最近の測定データや理論を反映させて、改

良、修正或いは開発といった努力が精力的に続けられている。

ここで検討した項目は、高速炉の重要な設計パラメータである

にも拘らず、計算精度上特に問題の多いものである。

実験炉の設計は、炉定数として A B N セットをベースにして、

進められているので、ドツブラー係数については、最近の共鳴

パラメータから種々の効果を考慮して炉定数化して評価し、ナ

トリウムボイド係数については Hansen Roach セットを用い

て評価した。制御棒反応度については、拡散計算に問題点があ

ると予想される所から、A B H 法 ( Amoyal Benoist

Horowitz 法 ) に基づく、非均質効果を考慮した取扱いと縮

約断面積の重みのとり方について検討した。燃焼に関しては、

第3次概念設計で採用したスキヤッター方式が、核特性及び燃

料の有効利用の上から適当なものであるかどうかを評価した。

## 2 ドップラー係数

### 2.1 概 要

計算ケースとして取り上げたものは下記の如くである。

- (I) 初期炉心、制御棒全引抜時の等温ドップラー係数および補足計算としてプルトニウム-239の非分離領域での核分裂および捕獲断面積を導出する際の共鳴パラメーターの不確かさにより考えられる変化高を求めた。
- (II) 初期炉心、制御棒全引抜でのナトリウム全喪失時の等温ドップラー係数。
- (III) 燃焼炉心、制御棒全引抜時の等温ドップラー係数  
炉心に対する計算体系として図2.1の様な1次元円柱モデルを取つた。

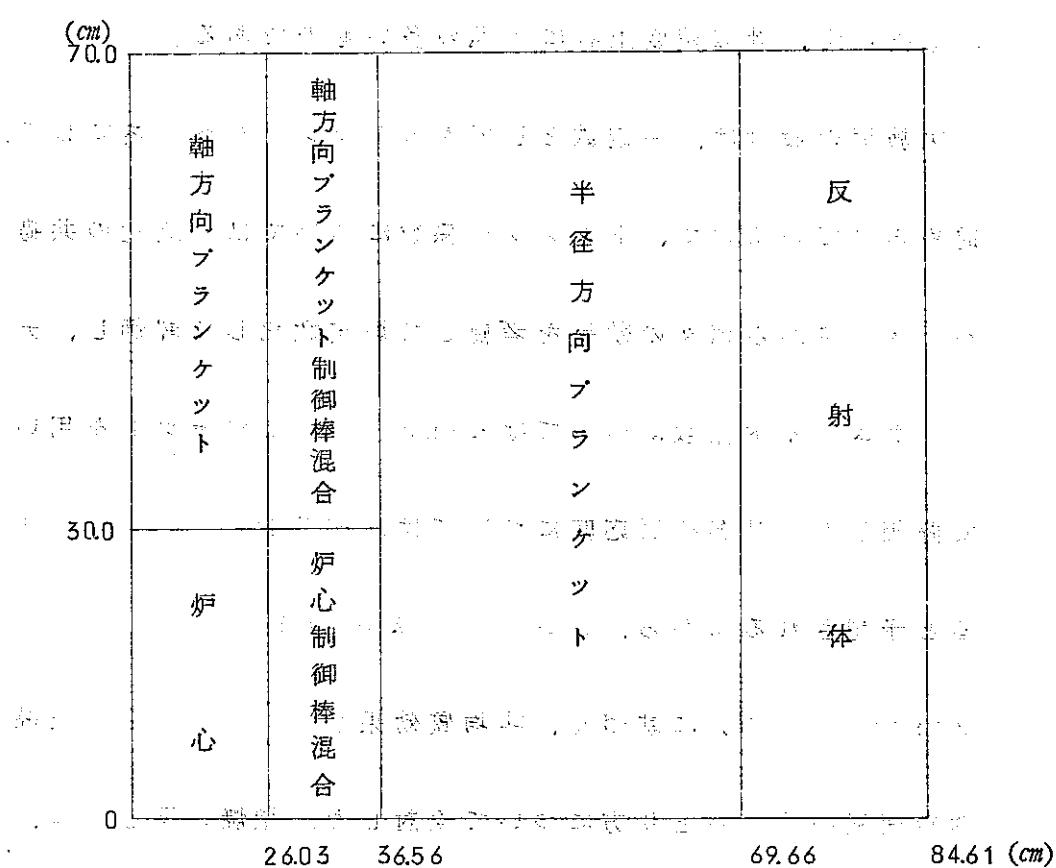


図2.1 高速実験炉計算体系

## 2.2. 計算方法

### (1) 使用計算プログラム

共鳴領域での分離領域、非分離領域を含む領域に於て、スペクトラム・ウエイトを取つた共鳴領域群定数を計算するプログラム MODRIC<sup>1</sup> およびその出力を用いて全体の群定数を調節し、導出する 'FD-2H'、またその出力をもらい受け反応度、中性子束分布を1次元で拡散計算を行なう 'FASIZTO' 等を計算プログラムとして使用した。計算プログラムの各々の内容を次に述べる。

MODRIC—共鳴部分の群定数作成プログラム。吸収体による散乱は IR 近似外部減速材断面積は等価理論にて取扱い下記式にて計算を行なう。

$$S = \frac{\bar{A} \cdot D}{N_r \bar{r}_r}$$

但し、 $\bar{r}_r$ ：平均コード距離 D：タンコフ因子

$\bar{A}$ ：ウイグナー近似に対する調整因子でこゝでは ANL で使われている MC<sup>2</sup> 型のものを用いている。核分裂巾 $\langle f_f \rangle$ の J 依存は J の各々にファイン・グループ、メッシュで入力され、各々の分布の平均も別々に行なう様に取扱つている。バックグラウンド断面積はグループ別に入力する様になつてゐるが今回は 1 定として取扱つた。

FD-2H—英国にて作成された群定数 FD-2 を基本とした群定数セットを作成するプログラム。共鳴領域での断面積は、非共鳴部分に分かれており、新しい共鳴パラメータ使用の際には非共鳴部分にて常温で調節を行ない FD-2 IC 規格化する。群数は 33 群で常レサジーに切られている。

FASIZTO—1 次元 50 群拡散コードで下方散乱は 15 個迄取れる。FD-2 H からのミクロ断面積を入力として計算を行なう。

### (2) 使用定数

#### a) 共鳴部分以外の群定数断面積

FD-2 IC よる 33 群セットを使用している。

#### b) 共鳴部分の断面積

共鳴部分の群定数作成用として使用した共鳴パラメターは下記の如くである。

U-235 分離部分 M. G. Cao et al Wash Conf '68

非分離部分 Strength-function S-C. A. Uttley

AERE-NP-PR-8 '65 level spacing $\langle D \rangle$ —J. J. Schmidt KFK 120/1,  
'66 fission width $\langle f_f \rangle$ —G. De Saussure et al. Paris Conf. '66

非分離部分 J. J. Schmidt iivid.

Pu-239 分離部分 J. J. Schmidt iivid.

Pu-239 非分離部分  $\langle\Gamma_f\rangle$  一可変 その他のパラメータ J. J. Schmidt

Pu-239 補足計算として ENDF/B (P. Greebler et al) のデータも用いてい

る。

Pu-240 分離部分 S. Yiftah et al IA-1152 ('67)

Pu-240 非分離部分 S. Yiftah et al iivid.

### c) 計算方法

計算体系は図 2.1 の体系を半径方向 1 次元にて取扱い拡散計算を行なつてゐる。

軸方向のバックリングは KFK にて使用している外挿距離に対する経験式を用いて

33 群のグループ依存のバックリングを求めて使用している。経験によると、この方  
式による 1 次元計算と 2 次元計算との反応度の差違は 0.2% 程度である。但しこの方  
式によると 33 群の全ての軸方向バックリングは正である。

共鳴部分の群断面積は 111 keV 以下にて計算を行ない、常温にて FD-2 の共鳴  
部分の断面積に規格化しているが、これは FD-2 が常温にて臨界集合体より得た実  
験値に合わせるようにこれ等のデータを調整しているからで、核分裂巾、捕獲巾に依存  
する核分裂および捕獲断面積の温度による変化巾はそれにプラスすると云つた形で群  
定数に導入している。系のバックグラウンド断面積は今回はエネルギーに依存せず一  
定として取扱つた。

また(非分離領域の)核分裂巾  $\langle\Gamma_f\rangle$  については、Pu-239 以外の核種は皆  
スピン依存性がないものとして取扱つている。Pu-239 の核分裂巾としては、ス  
ピンに依存せず  $\langle\Gamma_f\rangle_{J=0} = \langle\Gamma_f\rangle_{J=1}$  として  $\langle\Gamma_f\rangle$  のエネルギー依存は核分裂  
断面積  $\sigma_f$  の測定値に合わせるように  $\langle\Gamma_f\rangle = a \log_{10} E + b$  (但し  $E$ : incident  
neutron energy) の形で求めたものをスタンダードとして用いている。他に補足  
計算として  $\langle\Gamma_f\rangle$  の J 依存性を考慮して断面積の測定値にフィットしたものおよび  
P. Greebler 等の評価した値を参考にして用いたものを使用している。

## 2.3. 計算およびその結果

### (1) 初期炉心、制御棒全引抜時の等温ドップラー係数

炉内温度(°K)	炉心・半径方向プランケット	$k_{eff}$	$\Delta k/k(\%)$
293	293	1.01932	1.8955
1293	293	1.01561 <sub>3</sub>	1.537 <sub>3</sub>
1793	293	1.01500 <sub>6</sub>	1.478 <sub>5</sub>
1293	1293	1.01351 <sub>0</sub>	1.333 <sub>0</sub>
1793	1293	1.01292 <sub>3</sub>	1.275 <sub>8</sub>
1793	1793	1.01259 <sub>7</sub>	1.244 <sub>0</sub>

上記計算値は  $P_u = 239$  について  $\langle \Gamma_f \rangle$  の J 依存性を考えず全ての状態で等しくしたスタンダードのケースに対する結果である。この値より

$1300 \rightarrow 1800$  (°K) に対する等温ドップラー係数は

$$\text{炉心} : -1.14 \times 10^{-6} (\Delta k/k/^\circ\text{C})$$

$$\text{半径方向プランケット} : -0.64 \times 10^{-6}$$

となる。この値をドップラー係数が  $1/T^2$  比例するものとしてドップラー定数

$$\alpha \left( = -\frac{T}{k} \frac{dk}{dT} \right) \text{を求める}$$

$$\text{炉心} : 1.75 \times 10^{-3} \quad \text{半径方向プランケット} : 0.97 \times 10^{-3}$$

となる。

また、プランケット部を  $300$  °K または炉心を  $1300$  °K として炉心またはプランケット部を  $300 \rightarrow 1300$  (°K) に上げた場合の等温ドップラー係数は

$$\text{炉心} : -3.58 \times 10^{-6} (\Delta k/k/^\circ\text{C})$$

$$\text{半径方向プランケット} : -2.04 \times 10^{-6}$$

となつてゐる。

プランケット部を  $300$  °K にしておき炉心のみを  $1300 \rightarrow 1800$  (°K) にした場合の炉心のドップラー係数は  $-1.18 \times 10^{-6}$  ( $\Delta k/k/^\circ\text{C}$ ) となり前記のプランケット部を  $1300$  °K とした場合に比較して 3.5 % 程度値が低くなる。

### — 補足計算 —

前にも述べたようにこゝでは ( $P_u = 239$  の非分離領域の) 核分裂率  $\langle \Gamma_f \rangle$  が各々の J 状態に対し異なる値を取るものとし、古くは J. A. Wheeler, 最近では J. E. Lynn

等が1つの試みとして用いている channel fission theory をパラメーター。サーベイとして使うこととする。パラメーターとしては、 $\hbar\omega = 0.5 \text{ MeV}$ ,  $\ell = 0$ ,  $J = 1^+$ での  $\langle \Gamma_f \rangle (E = 0) = 0.04 \text{ eV}$ ,  $\ell = 0$ ,  $J = 0^+$ での開チャンネル数;  $N_f = 2$  とし測定値の核分裂断面積  $\sigma_f$  に合わせるよう共鳴パラメーターを選んだ。

この様にして決めた Pu - 239 の非分離領域の共鳴パラメーターを用いて計算した結果は以下の通りである。

#### 炉内温度 (°K)

炉心	半径方向ブランケット	$k_{eff}$	$\Delta k/k (\%)$
1293	1293	1.01333 <sub>1</sub>	1.315 <sub>6</sub>
1293*	1293	1.01336 <sub>6</sub>	1.319 <sub>0</sub>
1793	1793	1.01239 <sub>3</sub>	1.224 <sub>1</sub>

\* このケースは Pu - 239 のみ 1793 °K

この結果より  $1300 \rightarrow 1800$  (°K) に対する等温ドップラー係数は、

$$\text{炉心および半径方向ブランケット} ; -1.83 \times 10^{-6} \quad (\Delta k/k/^\circ\text{C})$$

となり、Pu - 239 のドップラー係数に対する正の効果が減少したため係数は前の値  $-1.78 \times 10^{-6}$  に比較して負の方向に大きくなっている。また  $300 \rightarrow 1300$  (°K) に対するドップラー係数も  $-5.80 \times 10^{-6}$  ( $\Delta k/k/^\circ\text{C}$ ) となり前より負の方向に大きくなっている。なおこの際の Pu - 239 の全体のドップラー係数に対する割合は上記計算結果よりプラスに 3.7 % の寄与をしている事がわかる。

次に P. Greebler により臨界集合体からの積分値に対して評価され、ENDF/B に入れられている Pu - 239 の非分離領域の共鳴パラメーターを使用した。但しこのデータは S 波のみなので P 波には前と同様のパラメーターを用いた。この計算結果は以下の如くである。

#### 炉内温度 (°K)

炉心	半径方向ブランケット	$k_{eff}$	$\Delta k/k (\%)$
1293	1293	1.01329 <sub>2</sub>	1.311 <sub>8</sub>
1793	1793	1.01235 <sub>1</sub>	1.220 <sub>0</sub>

この結果より  $1300 \rightarrow 1800$  (°K) に対する等温ドップラー係数は

$$\text{炉心および} ; -1.83_4 \times 10^{-6} (\Delta k/k/^\circ\text{C})$$

半径方向ブランケット

となり、前の結果に比較し負の方向に 0.3 % 程大きくなっているがほとんど差異はない。

### (ii) 初期炉心、制御棒全引抜時のナトリウム全喪失の状態での等温ドップラー係数

ナトリウム喪失による反応度を求める際には 1 次元計算での他方向のバッククリング推定は重要な問題になるが、こゝではドップラー係数自身には効かないものと考えナトリウムのある場合と同じバッククリングを用いている。このケースに対する計算結果は以下の通りである。

炉心温度 (°K)	$k_{eff}$	$\Delta k/k(\%)$
炉心 半径方向ブランケット 1293	1293 0.93567 <sub>2</sub>	-6.875 <sub>1</sub>
1793	1793 0.93517 <sub>4</sub>	-6.932 <sub>3</sub>

この結果より  $1300 \rightarrow 1800$  (°K) に対する等温ドップラー係数は

$$\text{炉心および} ; -1.14_5 \times 10^{-6} (\Delta k/k/^\circ\text{C})$$

半径方向ブランケット

となつており、ドップラー係数は通常の値に比較し、35 % 程度減少している。

### (iii) 燃焼炉心、制御棒全引抜時の等温ドップラー係数

燃焼炉心の各々の同位元素原子数密度は表 2.2 の値を用いた。この値は設計範囲内で考えられる最大の変化を予想して推定した仮想的なものである。この値を使用して算出した結果は以下の通りである。

炉内温度 (°K)	$k_{eff}$	$\Delta k/k(\%)$
炉心 半径方向ブランケット 1293	1293 0.98582 <sub>8</sub>	-1.437 <sub>6</sub>
1793	1293 0.98521 <sub>1</sub>	-1.501 <sub>1</sub>
1793	1793 0.98487 <sub>0</sub>	-1.536 <sub>3</sub>

この結果より  $1300 \rightarrow 1800$  (°K) に対する等温ドップラー係数は

$$\text{炉心} ; -1.27 \times 10^{-6} (\Delta k/k/^\circ\text{C})$$

半径方向ブランケット ;  $-0.70 \times 10^{-6}$

となり、初期炉心と比較し炉心、半径方向ブランケット共にドップラー係数は約 10 % の増加を見ている。

## 2.4 結果の解析 (Results)

初期炉心の(1)のケースについて群定数はスタンダードとしたものを使用した場合の結果の解析を行なつた。解析は、各々の同位元素核が定まつたエネルギー・グループに対しどの程度に寄与しているかを知る事を目標として行なつた。解析過程及び結果は、表2.3～2.9、図2.1に示してある。こゝでは特に寄与が大きいと思われるU-238、U-235、Pu-239について温度  $293^{\circ}\text{K}$  からの温度変化による種々の断面積の変化と、それがドップラー係数によよぼす効果とをエネルギー・グループ別に求めている。

## 2.5 まとめ

解析結果によると、高速実験炉のドップラー係数は主にU-238に与つてゐる事がわかる。今回はU-238の共鳴パラメターについては議論を行ななかつたが、今後これについて臨界装置の積分データとコリレーションを取りながら評価を行ない再計算を行なう必要がある様に思われる。また今回ではバックラウンド断面積のエネルギー・グループ依存性を考えなかつたが、これをどの様に取り入れていくかも問題となろう。

表2.1 初期炉心の原子数密度(20°Cの時<sup>\*</sup>)単位  $\times 10^{22} n/cm^3$ 

核種	初期炉心	初期炉心 制御棒混合	半径方向 プランケット	反射体
Pu - 239	0.10928	0.072853	0	-
Pu - 240	0.03905	0.026033	0	-
Pu - 241	0.00782	0.005213	0	-
Pu - 242	0	0	0	-
U - 235	0.14329	0.095527	0.00761	-
U - 236	0	0	0	-
U - 238	0.57313	0.382087	1.07997	-
O	1.7277	1.151800	2.1534	-
Na	0.9267	1.266100	0.7364	0.1135
Cr	0.3522	0.317833	0.3164	1.6563
Fe	1.1477	1.035767	1.0312	5.3975
Ni	0.1970	0.177800	0.1770	0.9265
Mo	0.0251	0.022667	0.0226	0.1181
F.P. (Pu)	0	0	0	-
F.P. (U)	0	0	0	-

\*但しNaは370°Cの時

表2.2. 燃焼炉心の原子数密度

単位  $\times 10^{22} \text{ n/cm}^3$ 

核種	炉心	炉心制御棒 混合領域	半径方向 内側ブランケット	半径方向 外側ブランケット	反射体
Pu - 239	0.10567	0.070445	0.007027	0.001879	-
Pu - 240	0.03893	0.02595	0.00007516	0	-
Pu - 241	0.007816	0.005210	0	0	-
Pu - 242	0.0001127	0.00007513	0	0	-
U - 235	0.13168	0.08778	0.005524	0.005900	-
U - 236	0.002480	0.001653	0.0001503	0.00003758	-
U - 238	0.56681	0.37786	0.85032	0.85637	-
O	1.7277	1.151800	2.1534	2.1534	-
Na	0.9267	1.266100	0.7364	0.7364	0.1135
Cr	0.3522	0.317833	0.3164	0.3164	1.6563
Fe	1.1477	1.035767	1.0312	1.0312	5.3975
Ni	0.1970	0.177800	0.1770	0.1770	0.9265
Mo	0.0251	0.022667	0.0226	0.0226	0.1181
F.P. (Pu)	0.008568	0.005711	0.0002254	0	-
F.P. (U)	0.010597	0.007064	0.001089	0.0001879	-

表2.3 中性子スペクトルとインポータンス

G	L. E. B.	$\phi_j$	$\phi_{\bar{j}}$	$\phi_j \phi_{\bar{j}}^+$
9	111~ 67.4KeV	$8.8530 \times 10^{-2}$	$2.8528 \times 10^{-2}$	$2.5256 \times 10^{-3}$
10	$\sim 40.9$	6.6573 //	2.8858 //	1.9212 //
11	$\sim 24.8$	42636 //	2.9323 //	1.2502 //
12	$\sim 15.0$	3.5566 //	2.9868 //	1.0623 //
13	$\sim 9.12$	2.0900 //	3.1409 //	$6.5645 \times 10^{-4}$
14	$\sim 5.53$	1.0082 //	3.3231 //	3.3505 //
15	$\sim 3.36$	$6.6618 \times 10^{-3}$	3.4122 //	2.2731 //
16	$\sim 2.04$	2.5450 //	3.4532 //	$8.7888 \times 10^{-5}$
17	$\sim 1.23$	5.2630 //	3.4831 //	$1.8332 \times 10^{-4}$
18	$\sim 0.748$	2.3347 //	3.3735 //	$7.8764 \times 10^{-5}$
19	$\sim 0.454$	$8.3763 \times 10^{-4}$	3.6691 //	3.0734 //
20	$\sim 0.275$	3.0253 //	3.8518 //	1.1652 //
21	$\sim 0.167$	$6.5256 \times 10^{-5}$	44031 //	$2.8733 \times 10^{-6}$
22	$\sim 0.101$	1.3694 //	3.5593 //	$4.8742 \times 10^{-7}$
23	$\sim 61.4$ eV	$2.2399 \times 10^{-6}$	3.4596 //	$7.7496 \times 10^{-8}$

表2.4  $\sum_j \delta \sigma_{aj} \phi_j \phi_j^+$

$T = 293^\circ K$

$T' = 1293^\circ K$

j	U-235	U-238	Pu-239
9	$5.5563 \times 10^{-7}$	$7.8546 \times 10^{-6}$	$2.3235 \times 10^{-6}$
10	4.9951	$1.1066 \times 10^{-5}$	2.7857
11	4.0006	1.2789	3.0129
12	4.4616	2.0619	4.5360
13	5.3828	2.3697	5.0612
14	5.1597	2.3001	4.7644
15	6.8647	2.9493	5.7714
16	5.3348	2.0465	3.8459
17	$2.3134 \times 10^{-6}$	3.5985	$1.3292 \times 10^{-5}$
18	1.9943	2.7799	$9.0295 \times 10^{-6}$
19	1.5686	1.3517	5.2601
20	1.1930	$4.7907 \times 10^{-6}$	5.8291
21	$5.8069 \times 10^{-7}$	1.9890	4.8718
22	2.8602	$4.2631 \times 10^{-7}$	1.4666
23	$9.3742 \times 10^{-8}$	$7.2750 \times 10^{-8}$	$2.7851 \times 10^{-7}$

$$\textcircled{1} \quad U-235 \quad \sum_j \delta \sigma_{aj} \phi_j \phi_j^+ = 12.205 \times 10^{-6}$$

$$\textcircled{2} \quad U-238 \quad \sum_j \delta \sigma_{aj} \phi_j \phi_j^+ = 23.356 \times 10^{-5}$$

$$\textcircled{3} \quad \text{Pu-239} \quad \sum_j \delta \sigma_{aj} \phi_j \phi_j^+ = 7.212 \times 10^{-5}$$

表2.5.  $\delta \sigma a_j (T \rightarrow T') \phi_j \phi_j^+$  $T = 293^\circ K$  $T' = 1793^\circ K$ 

$j$	U-235	U-238	Pu-239
9	$6.3140 \times 10^{-7}$	$8.8143 \times 10^{-6}$	$2.9802 \times 10^{-6}$
10	6.1478 //	$1.2430 \times 10^{-5}$	3.4389 //
11	4.8757 //	1.4427	3.7255 //
12	5.6301 //	2.3253	5.9170 //
13	6.4332 //	2.6881	7.4178 //
14	6.0309 //	2.6301	7.9406 //
15	7.9331 //	3.4062	$1.1420 \times 10^{-5}$
16	6.0818 //	2.3892	$9.2923 \times 10^{-6}$
17	$2.6874 \times 10^{-6}$	4.3305	$3.9807 \times 10^{-5}$
18	2.3132 //	3.3812	3.3669 //
19	1.8123 //	1.6516	2.4372 //
20	1.3833 //	$5.8815 \times 10^{-6}$	1.7418 //
21	$6.7436 \times 10^{-7}$	2.5402	$5.9318 \times 10^{-6}$
22	3.3947 //	$5.4358 \times 10^{-7}$	1.8073 //
23	1.1332 //	$9.3443 \times 10^{-8}$	$3.5885 \times 10^{-7}$

$$\textcircled{1} U - 235 \quad \sum_j \delta \sigma a_j \phi_j \phi_j^+ = 14.268 \times 10^{-6}$$

$$\textcircled{2} U - 238 \quad \sum_j \delta \sigma a_j \phi_j \phi_j^+ = 27.275 \times 10^{-5}$$

$$\textcircled{3} Pu - 239 \quad \sum_j \delta \sigma a_j \phi_j \phi_j^+ = 17.549 \times 10^{-5}$$

表 2.6.  $\sum_j \delta \Sigma a_j (T \rightarrow T') \phi_j \phi_j^+ (=A)$   
 $\sum_i (\sum_j X_i \phi_i^+) \delta(\nu \Sigma f) j (T \rightarrow T') \phi_j (=B)$

$T = 293^\circ K$

$T' (^\circ K)$	ELEMENT	A	B	B - A
1793	U-235	$2.0444 \times 10^{-8}$	$2.7395 \times 10^{-8}$	$0.6951 \times 10^{-8}$
	U-238	$1.5632 \times 10^{-6}$	0	$-1.5632 \times 10^{-6}$
	Pu-239	$1.9177 \times 10^{-7}$	$3.0642 \times 10^{-7}$	$1.1465 \times 10^{-7}$
	TOTAL	$1.7754 \times 10^{-6}$	$3.3381 \times 10^{-7}$	$-1.4416 \times 10^{-6}$
1293	U-235	$1.7488 \times 10^{-8}$	$2.3297 \times 10^{-8}$	$0.5809 \times 10^{-8}$
	U-238	$1.3386 \times 10^{-6}$	0	$-1.3386 \times 10^{-6}$
	Pu-239	$0.7882 \times 10^{-7}$	$1.6848 \times 10^{-7}$	$0.8966 \times 10^{-7}$
	TOTAL	$1.4349 \times 10^{-6}$	$1.9177 \times 10^{-7}$	$-1.2431 \times 10^{-6}$

Number Density

$$N_{25} = 0.14329 \times 10^{22}$$

$$N_{28} = 0.57313 \text{ } \#$$

$$N_{49} = 0.10928 \text{ } \#$$

表 2.7.  $X_i \phi_i^+$

G	L. E. B.	$\phi_i^+$	$\chi_i$	$\chi_i \phi_i^+$
1	$\sim 3.68 \text{ MeV}$	$2.8889 \times 10^{-2}$	0.13126	$0.37919 \times 10^{-2}$
2	$\sim 2.23$	2.9130 $\#$	0.21044	0.61301
3	$\sim 1.35$	2.8439 $\#$	0.23139	0.65806
4	$\sim 0.821$	2.6972 $\#$	0.18048	0.48680
5	$\sim 0.498$	2.6613 $\#$	0.11483	0.30560
6	$\sim 0.302$	2.7617 $\#$	0.06479	0.17893
7	$\sim 0.183$	2.7595 $\#$	0.03404	0.09393
8	$\sim 0.111$	2.8024 $\#$	0.01714	0.04803
9	$\sim 67.4 \text{ KeV}$	2.8528 $\#$	0.00842	0.02402
10	$\sim 40.9$	2.8858 $\#$	0.00407	0.01174
11	$\sim 24.8$	2.9323 $\#$	0.00195	0.00571
12	$\sim 15.0$	2.9868 $\#$	0.00093	0.00277
13	$\sim 9.12$	3.1409 $\#$	0.00026	0.00081

$$\sum_i X_i \phi_i^+ = 2.80860 \times 10^{-2}$$

表2.8.  $(\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu \Sigma f) j (\text{T} \rightarrow \text{T}') \phi j$

$T = 293^\circ\text{K}$

$T' = 1293^\circ\text{K}$

j	U-235	U-238	Pu-239
9	$1.0921 \times 10^{-6}$	0	$6.3694 \times 10^{-6}$
10	$0.91226 \text{ } \text{\AA}$	0	$7.5595 \text{ } \text{\AA}$
11	$0.70101 \text{ } \text{\AA}$	0	$8.0046 \text{ } \text{\AA}$
12	$0.70652 \text{ } \text{\AA}$	0	$1.1806 \times 10^{-5}$
13	$0.81589 \text{ } \text{\AA}$	0	$1.2484 \text{ } \text{\AA}$
14	$0.73872 \text{ } \text{\AA}$	0	$1.1074 \text{ } \text{\AA}$
15	$0.95787 \text{ } \text{\AA}$	0	$1.3013 \text{ } \text{\AA}$
16	$0.72313 \text{ } \text{\AA}$	0	$0.85325 \text{ } \text{\AA}$
17	$3.0550 \text{ } \text{\AA}$	0	$2.9116 \text{ } \text{\AA}$
18	$2.6317 \text{ } \text{\AA}$	0	$2.0334 \text{ } \text{\AA}$
19	$1.8342 \text{ } \text{\AA}$	0	$1.0851 \text{ } \text{\AA}$
20	$1.2688 \text{ } \text{\AA}$	0	$0.79459 \text{ } \text{\AA}$
21	$0.50983 \text{ } \text{\AA}$	0	$0.49921 \text{ } \text{\AA}$
22	$0.24624 \text{ } \text{\AA}$	0	$0.16652 \text{ } \text{\AA}$
23	$0.66082 \times 10^{-7}$	0	$0.43332 \times 10^{-6}$

$$\textcircled{1} \text{ U-235} \quad \sum_j (\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu \Sigma f) j \phi j = 16.259 \times 10^{-6}$$

$$\textcircled{2} \text{ Pu-239} \quad \sum_i (\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu \Sigma f) j \phi j = 15.418 \times 10^{-5}$$

表2.9  $(\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu \Sigma f) j(T \rightarrow T') \phi_j$

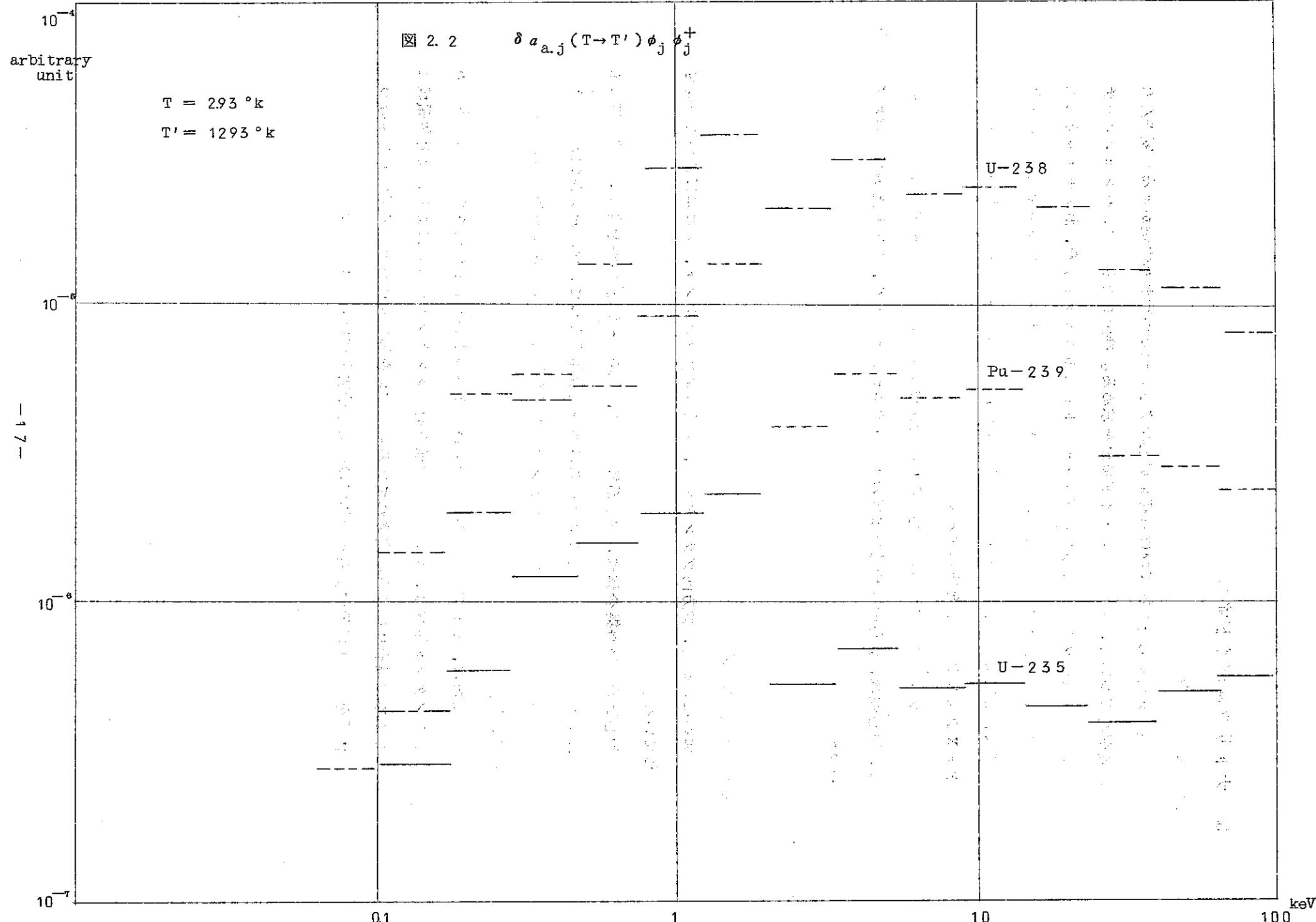
$T = 293^\circ K$

$T' = 1793^\circ K$

j	U-235	U-238	Pu-239
9	$1.2741 \times 10^{-6}$	0	$6.9484 \times 10^{-6}$
10	1.1403 //	0	7.8314 //
11	0.84706 //	0	8.1439 //
12	0.90143 //	0	$1.2386 \times 10^{-5}$
13	0.98766 //	0	1.4340 //
14	0.86990 //	0	1.4013 //
15	1.1038 //	0	1.8932 //
16	0.82071 //	0	1.5002 //
17	3.5558 //	0	6.2742 //
18	3.0583 //	0	5.3923 //
19	2.1208 //	0	3.5314 //
20	1.4737 //	0	2.2057 //
21	0.59331 //	0	$6.1499 \times 10^{-6}$
22	0.29246 //	0	2.0640 //
23	$0.80079 \times 10^{-7}$	0	0.56143 //

$$\textcircled{1} U - 235 \quad \sum_j (\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu \sigma f) j \phi_j = 19.119 \times 10^{-6}$$

$$\textcircled{2} Pu - 239 \quad \sum_j (\sum_i \chi_i \phi_i^+) \delta(\nu \sigma f) j \phi_j = 28.040 \times 10^{-5}$$



### 3. ナトリウムボイド係数

#### 3.1 概 要

新燃料を装荷した状態における初期炉心および、運転が行われ燃焼がある程度進んだ燃焼炉心について、ナトリウムボイド係数を求める。群定数としては、ハンセンローチセット（H R セット）およびアバギャンセット（A B N セット）を、計算モデルとしては2次元モデル、1次元球形モデルおよび1次元円柱モデルを適宜使用する。2次元計算には、2次元拡散計算コード T W F A S T を、1次元計算には、1次元拡散計算コード EXPANDA-2 を使用する。

ナトリウムボイドの状態は中心の燃料集合体約1本分、中心を含んで炉心体積の11.0%，炉心領域、炉心制御棒混合領域のナトリウムが、それぞれ、喪失した場合を考えている。

#### 3.2 設 計 体 系

体系は、炉心、軸方向ブランケット、半径方向ブランケット、反射体によって構成されている。

炉心部分の燃料集合体は、中心部に  $60\text{ cm}$ ,  $\text{PuO}_2 - \text{UO}_2$  燃料を含み、その上下  $40\text{ cm}$  には劣化  $\text{UO}_2$  燃料を含んでいる。この燃料集合体によつて、炉心および軸方向ブランケットが構成される。半径方向ブランケット集合体は、 $1.40\text{ cm}$  全長劣化  $\text{UO}_2$  燃料を含んでいる。

炉心領域は、61本の燃料集合体および12本の制御棒より構成されている。半径方向ブランケット領域は、1.92本の半径方向ブランケット集合体により、反射体領域は126本の集合体により構成されている。各領域を等価円柱モデルに近似した場合の円柱体系を図3.1に示す。各集合体内の平均原子数密度を表3.1に示す。

表 3.1 集合体内平均原子数密度(20°Cの時)

単位  $\times 10^{24}/\text{cm}^3$ 

集合体種類 核種	炉心燃料集合体 炉心部	炉心燃料集合体 プランケット部	半径方向プランケット 集合体	制御棒 (引抜き時)	反射体 (半径方向)
Pu - 239	0.0010928				
Pu - 240	0.0003905				
Pu - 241	0.0000782				
U - 235	0.0014329	0.0000605	0.0000761		
U - 238	0.0057313	0.0085840	0.0107997		
O	0.017277	0.017116	0.021534		
Na	0.009267	0.009267	0.007364	0.019449	0.001135
Cr	0.003522	0.003522	0.003164	0.002491	0.016563
Fe	0.011477	0.011477	0.010312	0.008119	0.053975
Ni	0.001970	0.001970	0.001770	0.001394	0.009265
Mo	0.000251	0.000251	0.000226	0.000178	0.001181

但し、Na は 370°C の時

### 3.3 計 算 方 法

ナトリウムボイド係数の計算は、初期炉心と燃焼炉心について行なう。群定数は 16 群 H R セットおよび 25 群 A B N セットを使用する。

#### (1) 2 次元特性計算

初期炉心について、H R セット群定数を使用して、2次元計算を行なう。

設計体系では、炉心領域に燃料集合体および制御棒が存在する。そこで、計算体系として、燃料集合体のみの部分、すなわち、炉心領域と、燃料集合体と制御棒との混合領域、すなわち、炉心制御棒混合領域に分ける。これは軸方向プランケットについても同様である。

2次元計算体系を図 3.2 に示す。

計算は制御棒を引抜き、その後にナトリウムが流入した状態について行なう。

その場合の各領域の組成の原子数密度を表 3.2 に示す。

群定数は 16 群 H R セットを 6 群に縮約して 2 次元計算を行なう。尚、H R セットには、Pu - 24.1 の群定数が欠けているので、Pu - 23.9 の群定数を使用する。固有値の収束判定条件は、 $\epsilon(\lambda) = 0.000.1$  とする。2 次元標準状態の実効増率は 0.9861 になつた。

#### (2) 初期炉心におけるナトリウムボイド係数の計算

##### (a) 球形モデルによるナトリウムボイド係数の計算

炉心領域、炉心制御棒混合領域、プランケット領域、反射体領域の 4 領域球形モデルで計算を行なう。

各領域の体積を求め、炉心を球にまるめ、その周囲に球殻状にして他の 3 領域をそれぞれ巻いていく。

尚、プランケット領域の原子数密度は軸方向プランケット、軸方向プランケット制御棒混合領域、半径方向プランケットの体積平均値を使用する。

2 次元計算による実効増倍率に等しくなるように、各領域の体積比は保存して、炉心等の各領域の体積を縮少する。その縮少率を形状因子とする。形状因子を求める 0.937 である。

形状因子が 0.937 の場合の計算体系を図 3.1 に、球形モデル計算に使用する各領域の原子数密度を表 3.3 に示す。

表 3.2 2 次元モデルの各領域の原子数密度

単位  $\times 10^{24} n/cm^3$ 

核種	炉心領域 混合領域	炉心制御棒 領域	軸方向プランケット 領域	軸方向 プランケット制御棒 領域	半径方向プランケット 領域	反射体領域
Pu - 239	0.0010928	0.00072835	—	—	—	—
Pu - 240	0.0003905	0.00026033	—	—	—	—
Pu - 241	0.0000782	0.00005213	—	—	—	—
U - 235	0.0014329	0.00095527	0.0000605	0.00004033	0.0000761	—
U - 238	0.0057313	0.00382087	0.0085840	0.00572267	0.0107997	—
O	0.017277	0.01151800	0.017116	0.01141067	0.021534	—
Na	0.009267	0.01266100	0.009267	0.01266100	0.007364	0.001135
Cr	0.003522	0.00317833	0.003522	0.00317833	0.003164	0.016563
Fe	0.011477	0.01035767	0.011477	0.01035767	0.010312	0.053975
Ni	0.001970	0.00177800	0.001970	0.00177800	0.001770	0.009265
Mo	0.000251	0.00022667	0.000251	0.00022667	0.000226	0.001181

( Na は 370 °C の時, 制御棒引抜き時 )

表 3.3 球形モデルの各領域の原子数密度

単位  $\times 10^{24} n/cm^3$ 

核種	炉心領域	炉心制御棒混合領域	ブランケット領域	反射体領域
Pu - 239	0.0010928	0.00072853	—	—
Pu - 240	0.0003905	0.00026033	—	—
Pu - 241	0.0000782	0.00005213	—	—
U - 235	0.0014329	0.00095527	0.00007154	—
U - 238	0.0057313	0.00382087	0.01015239	—
O	0.017277	0.01151800	0.02024329	—
Na	0.009267	0.01266100	0.00800239	0.001135
Cr	0.003522	0.00317833	0.00319765	0.016563
Fe	0.011477	0.01035767	0.01042141	0.053975
Ni	0.001970	0.00177800	0.00178880	0.009265
Mo	0.000251	0.00022667	0.00022832	0.001181

次に、炉心より順次ナトリウムが喪失した場合のナトリウムボイド係数を図3.3に示した体系にて計算を行なう。ナトリウムボイドの想定は次のとおりとする。

1. 中心の約1本の燃料集合体のナトリウムが喪失した場合
2. 中心を含んで、炉心領域のナトリウムの約11%が喪失した場合
3. 中心を含んで、炉心領域のナトリウムが、すべて喪失した場合
4. 中心を含んで、炉心領域、および炉心制御棒混合領域のナトリウムが喪失した場合(ただし、制御棒領域のナトリウムは存在する。)

ただし、群定数がABNセットの場合の計算にも、形状因子は0.937を使用する。

(b) 1次元円柱モデルによるナトリウムボイド係数の計算

炉心、炉心制御棒混合、半径方向プランケット、反射体の4領域1次元円柱モデルにて計算を行なう。

各領域の原子数密度を表3.4に示す。

軸方向反射体節約は、炉心にナトリウムが存在する場合は18.3cm、ナトリウムが存在しない場合は22.6cmを使う\*。半径方向プランケットおよび反射体部における反射体節約も18.3cmを使うことにする。ナトリウムボイドの想定は、(a)項、球形モデルと同じく4ケースとする。

(c) 2次元円柱モデルによるナトリウムボイド係数の計算

2次元標準状態の計算体系および原子数密度を使って炉心領域部分のナトリウムが喪失した場合のナトリウムボイド係数を計算する。

(3) 燃焼炉心におけるナトリウムボイド係数

燃焼炉心における炉心燃料、プランケット燃料の原子数密度は表3.5のとおりである。

その原子数密度をもとに、燃焼炉心におけるナトリウムボイド係数を計算する。

群定数はABNセット、計算モデルは、形状因子を考慮した5領域球形モデルとする。

燃焼炉心の体系を図3.4に示す。

軸方向プランケット燃料の原子数密度は、炉心に近い側から19cmを境界に内側と外側の原子数密度を半径方向プランケット燃料の内側、外側の原子数密度を夫々、同じ値とする。

注\* A. SIMIZU private communication

表 3.4. 1 次元円柱モデルの各領域の原子数密度

単位  $\times 10^{24} n/cm^3$ 

核種	炉心領域	炉心制御棒混合領域	半径方向プランケット領域	反射体領域
Pu - 239	0.0010928	0.00072853	—	—
Pu - 240	0.0003905	0.00026033	—	—
Pu - 241	0.0000782	0.00005213	—	—
U - 235	0.0014329	0.00095527	0.0000761	—
U - 238	0.0057313	0.00382087	0.0107997	—
O	0.017277	0.01151800	0.021534	—
Na	0.009267	0.01266100	0.007364	0.001135
Cr	0.003522	0.00317833	0.003164	0.016563
Fe	0.011477	0.01035767	0.010312	0.053975
Ni	0.001970	0.00017780	0.001770	0.009265
Mo	0.000251	0.00022667	0.000226	0.001181

表 3.5. 燃焼炉心の燃料の原子数密度

単位  $\times 10^{24} n/cm^3$ 

核種	炉心燃料 ※注	ブランケット燃料	
		内側(19cm)	外側(14cm)
Pu - 239	0.002812	0.000187	0.000050
Pu - 240	0.001036	0.000002	0.
Pu - 241	0.000208	0.	0.
Pu - 242	0.000003	0.	0.
U - 235	0.003504	0.000147	0.000157
U - 236	0.000066	0.000004	0.000001
U - 238	0.015083	0.022627	0.022788
FP (Pu)	0.000228	0.000006	0.
FP (U)	0.000282	0.000029	0.000005

※注 ここに示す炉心燃料の数字は、第3次概念設計範囲内で考  
えられる最大の変化を予想して推定した仮想的な値である。

図3.4をもとに形状因子を初期炉心と同じ、0.937を用いて、炉心領域、炉心制御棒混合領域、内プランケット領域、外プランケット領域、反射体領域の5領域球形モデルを作る。それを図3.5に示す。

各領域組成の原子数密度を表3.6に示す。

尚、計算コードの制限条件より、炉心領域のPu-242はPu-240と、MoはFeと同じ群定数の値を使用する。

ナトリウムポイド状態の想定は、初期炉心と同様に4つの状態とする。

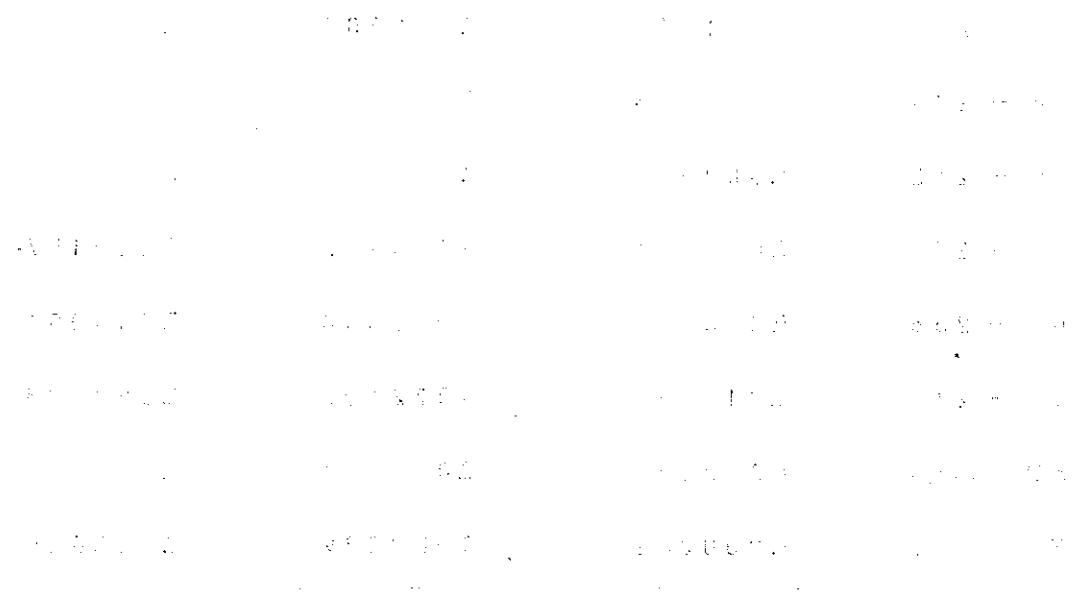


図3.5　炉心構成の球形モデル

表 3.6 燃焼炉心の球形モデルの各領域の原子数密度

単位  $\times 10^{24} \text{n/cm}^3$ 

核種	炉心領域	炉心制御棒 混合領域	内プランケット 領域	外プランケット 領域	反射体領域
Pu - 239	0.00105675	0.00070450	0.00008163	0.00002246	
Pu - 240	0.00038933	0.00025955	0.00000087	0	
Pu - 241	0.00007817	0.00005211	0	0	
Pu - 242	0.000000113	0.00000075	0	0	
U - 235	0.00131680	0.00087787	0.00006417	0.00007051	
U - 236	0.00002480	0.00001654	0.00000175	0.00000047	
U - 238	0.00566819	0.00377879	0.00987709	0.01023500	
FP (Pu)	0.00008568	0.00005712	0.00000262	0	
FP (U)	0.00010598	0.00007065	0.00001266	0.00000225	
O	0.017277	0.01151800	0.01988149	0.02045637	
Na	0.009267	0.01266100	0.00818134	0.00789700	0.001135
Cr	0.003522	0.00317833	0.00320708	0.00319208	0.016563
Fe	0.011477	0.01035767	0.01045206	0.01040331	0.053975
Ni	0.001970	0.00177800	0.00179407	0.00178569	0.009265
Mo	0.000251	0.00022667	0.00022898	0.00022794	0.001181

### 3.4 計算結果のまとめ

初期炉心および燃焼炉心におけるナトリウムボイド係数の計算結果を表3.7および図

3.6に示す。これらの計算結果から次のことがわかる。

1. 使用した計算モデル、組定数の範囲では、ナトリウムボイド係数は常に負の値である。
2. 炉中心にある燃料集合体1本分のナトリウムボイドが生じた場合のナトリウムボイド係数は、0%に近い負側の値( $-0.01 \sim -0.02 \Delta k/k\%$ )である。
3. 炉心部分全体からナトリウムが喪失した場合のナトリウムボイド係数は、約 $-1.7 \Delta k/k\%$ であり制御棒領域を含めた全炉心から、ナトリウムが喪失した場合は、もつと大きな負の値となる。
4. 燃焼炉心におけるナトリウムボイド係数は、初期炉心の時より少し0に近いが、ほぼ同じ値であり、すべて負の値である。
5. H R セットと A B N セットの群定数による差は10%以下である。計算モデルによる差の方が大きい。

表3.7. JEFRナトリウムポイド係数計算結果一覧表

計算モデル	ナトリウムポイド状態	ナトリウムポイド係数 $\Delta k/k\%$		
		初期炉心		燃焼炉心
		HRセット	ABNセット	ABNセット
1次元球形	最悪値	0.	0.	0.
	1.4% <sup>*</sup> ナトリウムポイド (燃料集合体約1本分のナトリウムポイド)	-0.015	-	-0.010
	11.0%ナトリウムポイド	-0.22	-0.19	-0.181
	50.7%ナトリウムポイド (炉心領域のナトリウムポイド)	-1.68	-1.54	-1.475
	100%ナトリウムポイド <sup>**</sup> (炉心, 炉心制御棒混合領域のナトリウムポイド)	-2.87 [-4.17] <sup>***</sup>	-2.62	-2.524
1次元円柱	最悪値	0.	0.	-
	2.0% <sup>*</sup> ナトリウムポイド (燃料集合体約1本分のナトリウムポイド)	-0.01	-	-
	12.7%ナトリウムポイド	-0.11	-0.10	-
	50.7%ナトリウムポイド (炉心領域のナトリウムポイド)	-1.05	-0.99	-
	100%ナトリウムポイド <sup>**</sup> (炉心, 炉心制御棒混合領域のナトリウムポイド)	-1.83 [-3.46] <sup>***</sup>	-1.68	-
2次元円柱	炉心領域のナトリウムポイド	-1.71	-	

\* : ここに示した%は, 炉心, 炉心制御棒混合領域の体積を100%とした場合のナトリウムポイド領域(中心を含んだ)の体積比である。

\*\* : 制御棒領域のナトリウムは正常に存在する場合

\*\*\* : 制御棒領域のナトリウムも喪失した場合

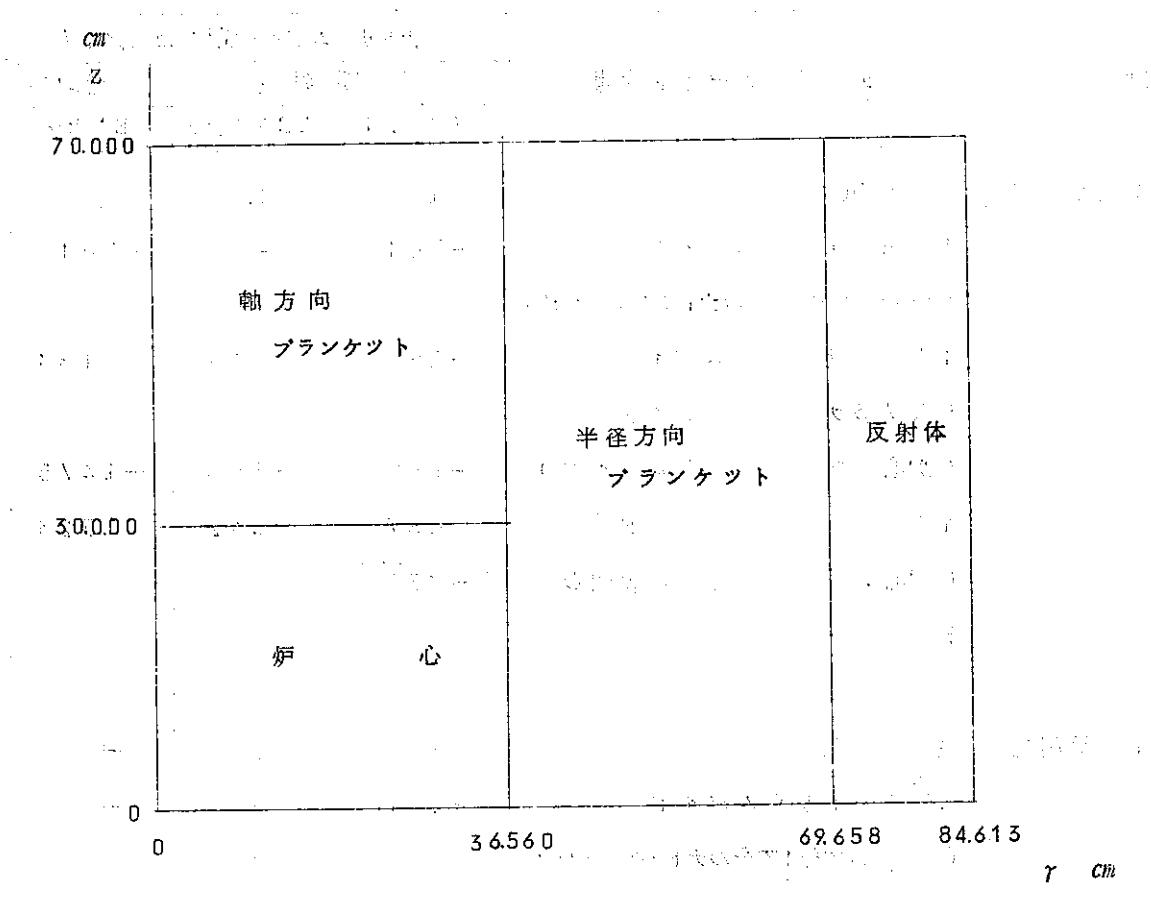


図 3.1 設計体系

この図は、本研究で用いた炉心の構造を示すものである。炉心は、内側にカーボン、外側にプランケットと呼ばれる重水素を充てんした構造である。

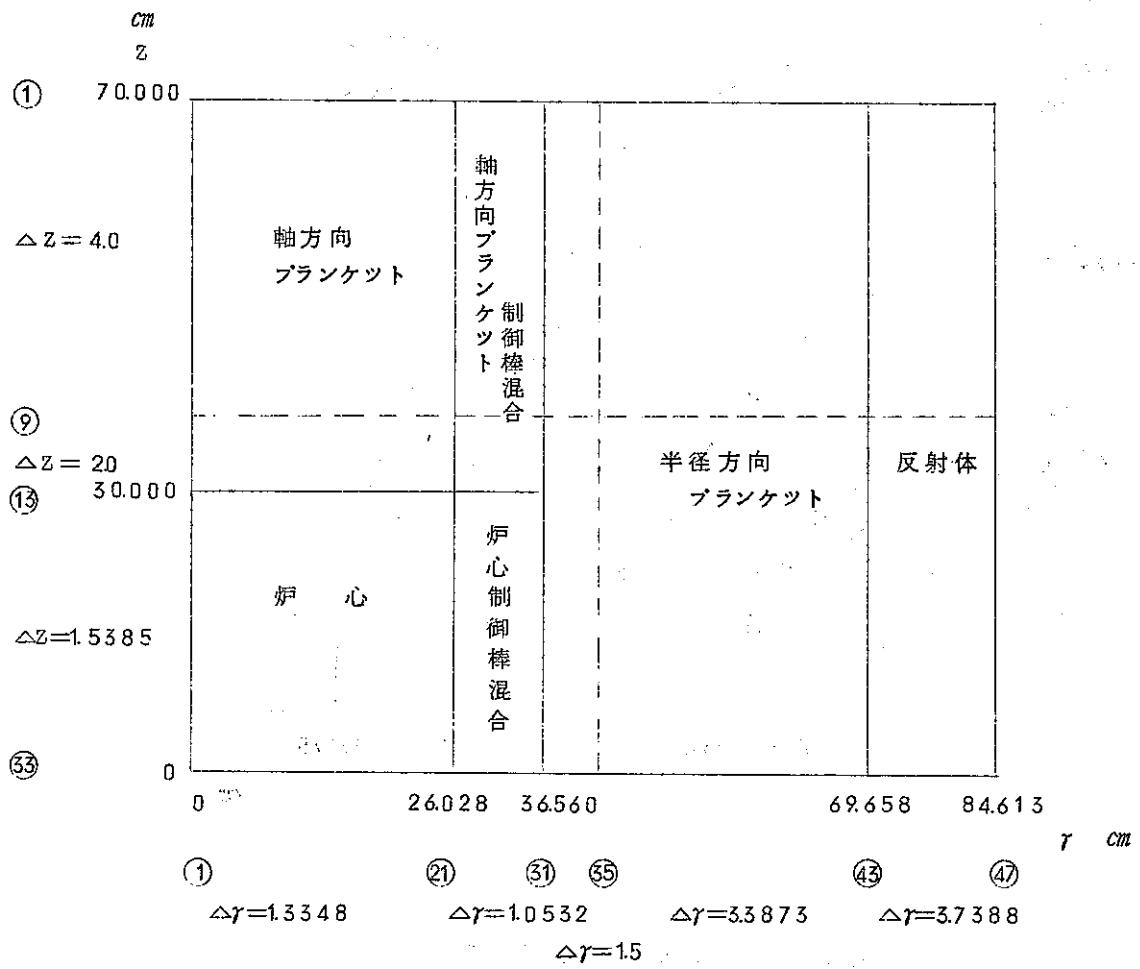
炉心の外側には、反射体と呼ばれる重水素層がある。

炉心の内側には、重水素層の外側には、炉心の外側には、反射体と呼ばれる重水素層がある。

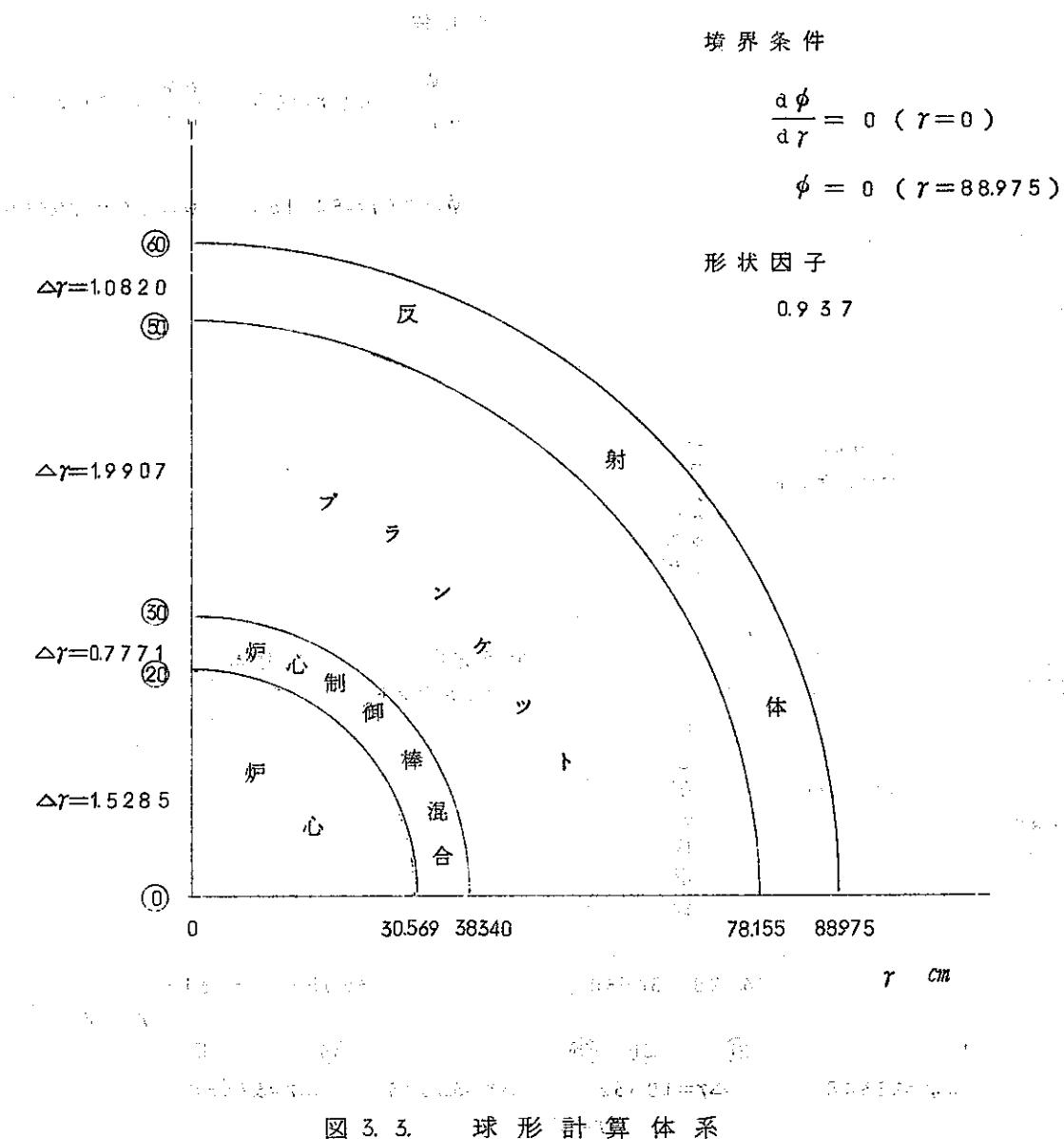
### 境界条件

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \text{ ( } r=0 \text{ )} \quad \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \text{ ( } z=0 \text{ )}$$

$$\phi = 0 \quad (\gamma = 84.613) \quad \phi = 0 \quad (z = 70.000)$$



### 図 3.2. 二 次 元 計 算 体 系



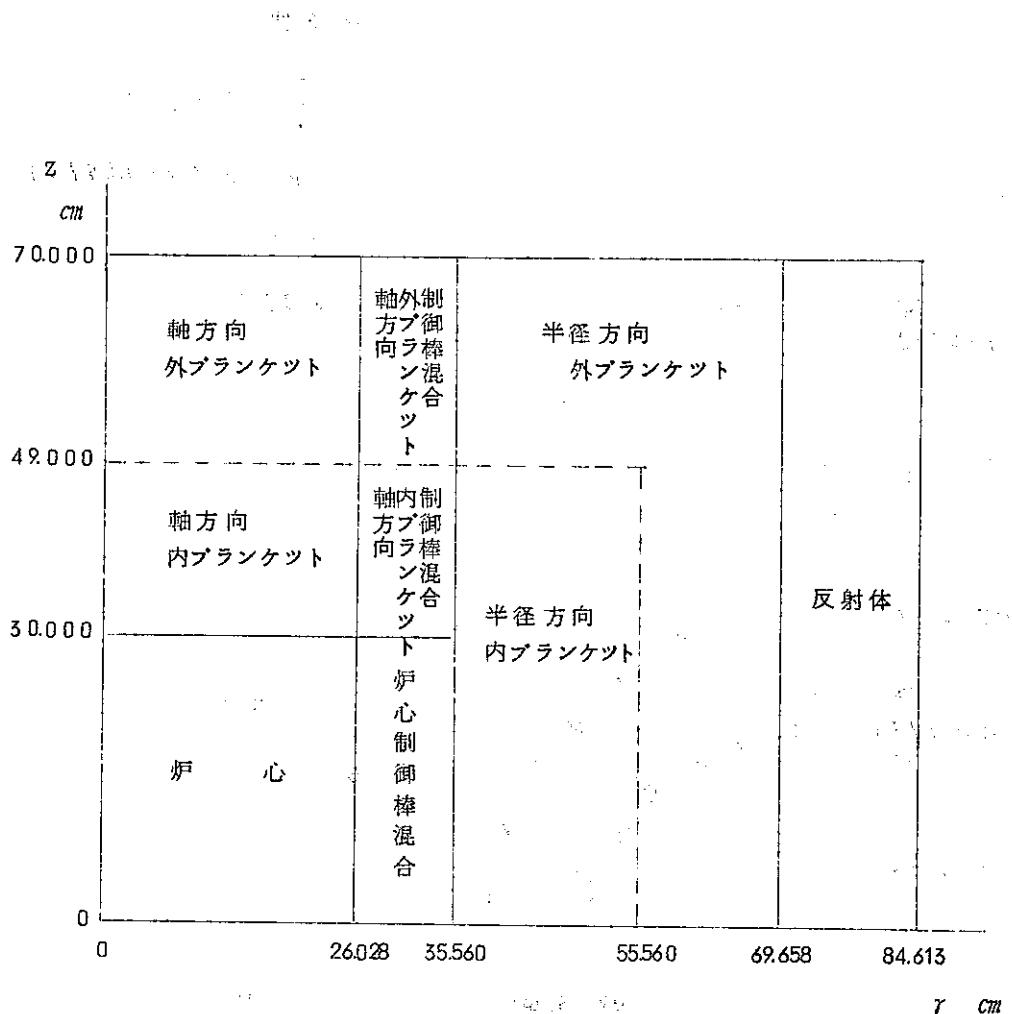


図 3.4. 燃焼炉心の体系

境界条件

$$\frac{d\phi}{dr} = 0 \quad (r=0)$$

$$\phi = 0 \quad (r=88.975)$$

形状因子

0.937

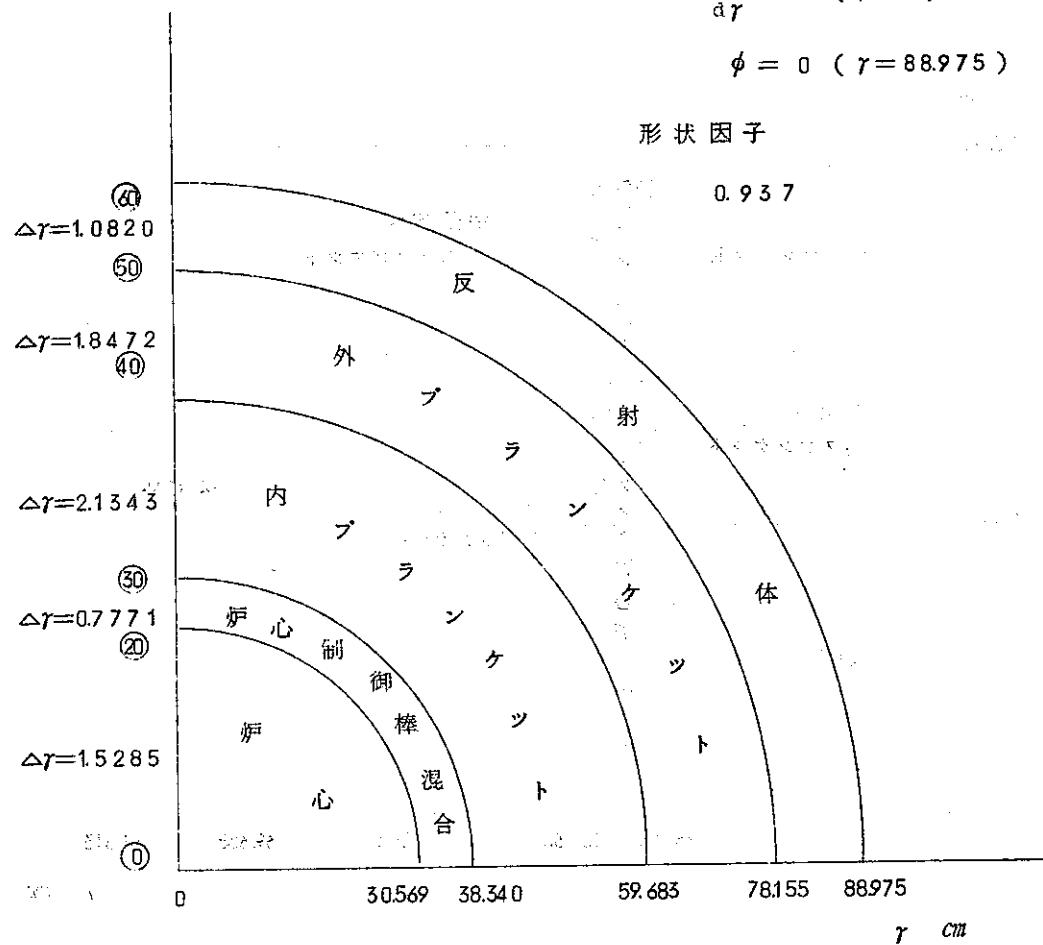


図 3.5 燃焼炉心の球形計算体系

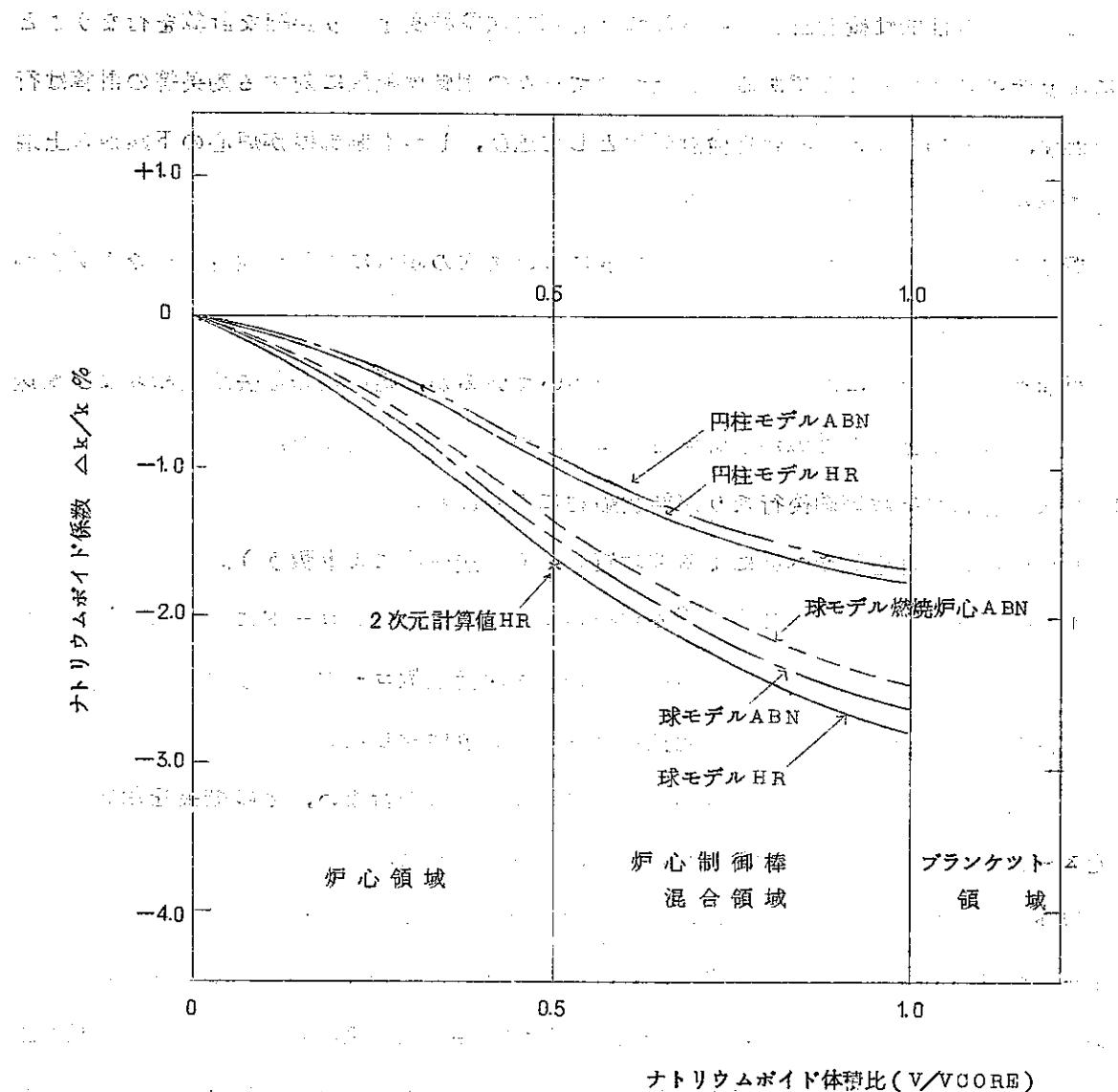


図 3.6. JEF FR ナトリウムボイド係数

## 4 制御棒効果

### 4.1 概 要

この検討の目的は概念設計に用いられた計算方法の精度をより詳細な計算を行なうことによりチェックすることである。したがつて種々の制御棒配置に対する効果等の計算は行なわず、全制御棒挿入の場合を検討対象として選び、しかも制御棒が炉心の下端から上端まで存在するとして検討を行なつた。

概念設計に用いられた設計計算法の精度について次の項目に対して検討を行なう必要があると考えられる。

(1) 断面積ライブラリには A B N セット<sup>(1)</sup>を用いているが、軽い核の除去断面積および輸送断面積を求める上での近似が制御棒価値にどれ程の影響を与えるか。

(2) 2次元計算は群数縮約後行なうが群数縮約による影響。

(3) 制御棒による自己しやへいによる非均質効果(輸送理論により扱う)。

(1)の効果は A B N - E L M O E<sup>(2)</sup>を組合わせた A R C I T E L コードにより求めた群定数を用いた場合と、A B N セットを用いた場合を1次元拡散コードにより比較検討した。

(2)は2通りの縮約法を用い1次元拡散コードにより検討した。

(3)の効果については、先づ制御棒に関して、セル計算を行ない、その結果を用いて2次元 x - y 座標において拡算計算を行なう事により検討した。

以下の各項目で明らかのように、今回検討した範囲内では制御棒価値に対する低エネルギースペクトルからの寄与は小さく、断面積セットによる影響にいづれも小さい。群数縮約には中性子束だけではなく、中性子束および伴中性子束の両者を用いた方が精度上は望ましい。制御棒の自己しやへいの効果は、低エネルギー部分では大きいが、反応度や制御棒価値に対しては小さい。また、制御棒要素内を均質化するか、二領域で扱うかの差は自己しやへいの影響と同じ程度の大きさである。

#### 4.2.5 断面積セットによる影響 - 高速炉計算

高速炉の計算において断面積セットの差が計算結果におよぼす影響は大きい。従つてここでは二つの問題点についての検討を行なつた。オ一の点は、我々がこの制御棒効果の詳細検討を始める前に呈示された問題で、B-10の様に強い $1/V$ 吸収体がある時にABNセットの下の方のエネルギー群からの寄与がかなりあり、26群では不十分で、低い方の群数を増さなければならぬのではないか、である。オ二の点は軽い核による散乱のより正しい取扱いである。

先ずオ一の点であるが、摂動論を用い $B_4^0$ の存在が反応度におよぼす寄与を各群毎に求めた。図4.1に示した1次元の円柱体系についてODDコードを用いて求めた制御棒引抜時の中性子束および伴中性子から(図4.2, 4.3)、制御材について

$$\phi^{+i} \delta \Sigma_a^i \phi^i, \quad \phi^{+i} \delta \Sigma_R^i \phi^i, \quad \nabla \phi^{+i} \delta D^i \nabla \phi^i$$

を算出しその結果を表4.1に掲げた。ここで $\delta \Sigma_a$ ,  $\delta \Sigma_R$ ,  $\delta D$ 等は制御領域における $\Sigma_a$ ,  $\Sigma_R$ ,  $D$ の制御棒挿入時と制御棒引抜時の差である。これによつてオ24群以下の寄与は非常に小さく従つて低いエネルギー部分の群数を増した取扱いをする必要はないと結論される。また4で示されるように高速炉スペクトルの主要部分では、自己しやへい効果は小さいので結論としてABNセット程度のエネルギー群数で十分であるといえる。尙上の検討でエネルギー群間の移動 $\delta \Sigma_{i \rightarrow j}$ については省略したがこの項の寄与は

$$\phi^{tj} \delta \Sigma_{i \rightarrow j} \phi^i$$

という型であり、図4.3でも判る通り $\phi^+$ は各群を通じてほほ同じオーダーの量である為 $\phi^i$ によつてその効果を支配されてしまい、結果は表4.1と本質的に同じものとなる。

オ二の点の軽い核による散乱の取扱いについては以下にのべる検討を行なつた。計算は1次元拡散コード円柱形状で行ない、図4.1に示す体系において制御棒挿入時と引抜時の実効増倍率の差を求めた。各領域の原子数密度は制御領域としやへい体以外は資料JEFR-3059からとり、制御領域の原子数密度は燃料要素12個、安全棒4本、粗調整棒6本、微調整棒2本を均質化し、しやへい体はJEFR核計算クロスチェックの資料よりとつたが、それらの値を表4.2に示した。使用した軸方向バックリングは、炉心、制御領域については

$$B_Z^2 = 1.058 \times 10^{-4}$$

それ以外の領域については

$$B_Z^2 = 5.036 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

用いた。A B N セットによる計算結果は 1 次元拡散コード MINERVA により制御  
棒引抜時は、初期の棒を抜き出る過程で、棒子の半径が減少する。

Keff=10363

制御権插入時は、必ず複数回の操作が必要となる。

影响。丁也十分赞赏  $K_{eff}=0.9146$  这项数据,认为这是该厂生产水平的又一有力证据。

となり御櫻価値は二千六百円で、その他の木の木立は一千五百円

$$\frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff,s}} = 0.117$$

である。一方軽い核の散乱を正しく扱う為に基本セットに A B N を用い E L M O E にて 5 6 6 群の微細スペクトル計算を遂行して、A B N が 5 群からオ 1 1 群の減速断面積と輸送断面積を求め更に  $N_{\alpha}$  の H i b d o n データをこの微細スペクトルで平均した。

(使用コード名 A R C I E L ) この結果を用いて 1 次元拡散コード M U D R E D から制御機能を抜き出す。

卷之三

插入時には、各部を手で押さえて、耳鏡を挿入する方法もあれば、耳鏡の

Keff = 0.9178

これを効率増倍率 자체は A-B-N の時よりもやや高めの値となるが制御率値としては

$$\frac{\Delta K}{K_{eff}} = 0.1185$$

となり殆んど同じ値を得る。この様に互いに差を求めるという操作の後では断面積セットの影響は殆んど消し合うと思われる。

<sup>10</sup> See, e.g., *W. H. Parker, The History of the Royal Engineers, 1793-1854* (London, 1854).

<sup>1</sup> See, e.g., *U.S. v. Babbitt*, 100 F.3d 1250, 1254 (10th Cir. 1996) (“[A]n agency may not exceed its authority by ‘mak[ing] law’ in the form of regulations.”).

#### 4.3. 群数縮約の検討

高速炉1次元計算では、通常多数群計算を行なうが、大量の計算機メモリー、計算時間等を要する2次元計算においては、多数群定数を何らかの方法で縮約して、少数组計算を行なう必要がある。

一般に、2次元計算用の少数群定数を求めるために行なわれている方法は、多数組1次元拡散計算により中性子束スペクトルを求めて、これを重みとして、群定数を縮約する方法で、中性子スペクトルの空間変化を考慮するために、領域ごとに体積積分された中性子スペクトルを用いてその領域の群定数を縮約している。

この縮約については、従来反応率を保存するという点から、中性子スペクトルが重みとして用いられているが制御棒価値の計算の如く実効増倍率  $K_{eff}$  に対するインボータンスを考慮に入れるため中性子束およびそのずい伴中性子束スペクトルを重みとして縮約する方が精度良い結果が得られるであろう。(3), (4), (5) ここで縮約の方法、群数の選び方が実効増倍率、特に制御棒価値にどう影響するか検討した。

- (1) 計算方法 1次元26群拡散計算を行ない、得られた中性子およびずい伴中性子スペクトルを用いて、26群を6群、3群、1群に縮約し、少数群拡散計算を行なつて実効増倍率  $K_{eff}$  を比較した。

縮約は領域ごとに行なつた。用いた定数縮約計算式を以下に示す。少数才  $J$  群の定数を  $D_J$ ,  $\Sigma_{aJ}$  ……等のように表わすと少数群拡算方程式は

$$-VD_J \nabla \phi_J(r) + \Sigma_{aJ} \phi_J(r) + \Sigma_{sJ} \phi_J(r) + D_J B^2 \phi_J(r)$$

$$= \sum_{J=1}^{J=1} \sum_{s(J \leftarrow J')} \phi_{J'}(r) + \frac{X_J}{K_{eff}} \nu \sum_{J'=1} \phi_{J'}(r)$$

$$\text{但し } D_J = \int_{\Delta uJ} \phi^+(u) D(u) \phi(u) du$$

$$\Sigma_{aJ} = \int_{\Delta uJ} \phi^+(u) \Sigma a(u) \phi(u) du$$

$$\Sigma_{sJ} = \int_{\Delta uJ} \phi^+(u) \Sigma s(u) \phi(u) du$$

$$= \int_{\Delta uJ} du \int_{\Delta uJ'} du' \phi^+(u) \Sigma s(u \leftarrow u') \phi(u')$$

$$\Sigma_{s(J \leftarrow J')} = \int_{\Delta uJ} du \int_{\Delta uJ'} du' \phi^+(u) \Sigma s(u \leftarrow u') \phi(u')$$

$$X_J = \int_{\Delta uJ} du \phi^+(u) X(u)$$

$$\nu \Sigma f_J = \int_{\Delta uJ} du \nu \Sigma f(u) \phi(u)$$

$$\int_{\Delta u} \phi(u) du = 1$$

$$\int_{\Delta u} \phi^+(u) \phi(u) du = 1$$

$\phi(u); \phi^+(u)$  として、26群拡散計算で得られた領域内体積積分の中性子束および

ずい伴中性子束スペクトルを用いた。通常の中性子束の重みによる縮約は、 $\phi^*(u)$ を

中性子束の重みによる縮約は、 $\phi^*(u)$ を一定とすれば得られる。

(2) エネルギー分割点

定数セットをして A B N セットを用いた。ただし縮約時に中性子保存が成立するよう

にするため、ここでは(  $n$ ,  $2n$  )反応の寄与を正確に取扱っていない。

26群および少数群のエネルギー分割点を表 4.3 に示す。

(3) 計算対象

計算体系は図 4.1 に示したものと同じであり、制御領域を含む炉心 3 領域、ブランケット領域を含む炉心 3 領域、反射体およびしやへい体からなる 6 領域で、制御領域に制御棒が挿入された場合と、制御棒が引抜かれた場合について実効増倍率を計算した。

(4) 計算結果

実効増倍率  $K_{eff}$  を表 4.4、制御棒価値を表 4.5 に示した。制御棒挿入時の 6 群計算

を除いて中性子束とずい伴中性子束とによる縮約の方が、中性子束のみによるよりも

$K_{eff}$  を精度良く保存しており、1 群に縮約しても  $K_{eff}$  の変化は 0.6% 以下である。

表 4.5 より制御棒価値について中性子束とずい伴中性子束とによる縮約は極めて精度

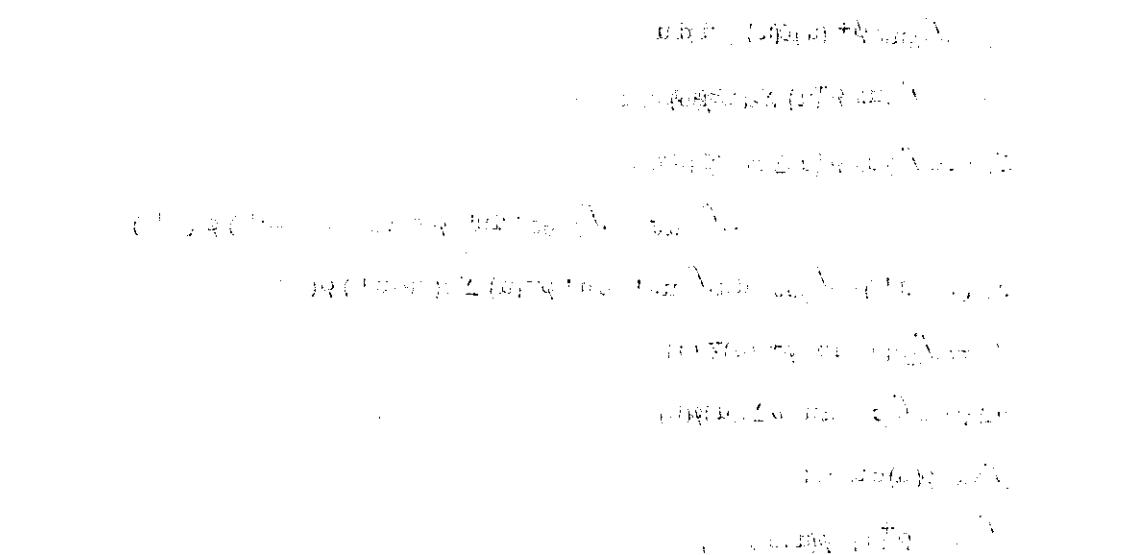
良い結果を与えることがわかる。

群数の選び方については図 4.4 にみられるように 6 群では 0.2% △ $k$ 、3 群では 0.7%

% △ $k$ 、1 群では 2.2% △ $k$  の誤差を生じるので中性子束重みの場合 6 群以下に縮約

するのは好ましくないであろう。図 4.5 から図 4.1-2 までに炉心中央領域、制御領域

内の中性子束およびずい伴中性子束を図示した。



#### 4.4. 自己しやへい効果による影響

##### (1) セル計算

制御棒集合体を図4.1.3のような二領域に分けて取り扱う。領域Ⅰは制御棒セルアケから成り、領域Ⅱはラッパ・チューブ、案内管、ナトリウムから成っている。

制御棒セルは図4.1.4に示したような  $B_4C$  ベレットの領域と被覆管およびナトリウム領域（以下クーラント領域と略称）から成る二領域セルとして扱う。セル内の中性子束分布を求めるために横分型輸送方程式<sup>(6)</sup>ブラックネスマソッド（blackness method）、 $S_n$ 法、 $P_n$ 法等の方法を用いることができるが、ブラックネスマソッドは取り扱いの簡単さに比較して、精度が秀れており熱中性子炉の解析に対してはこれを用いたABH法（Amouyal Benoist Horowitz method）<sup>(7)</sup>が愛用されている。ABH法の基本的な考え方は、燃料棒と減速材から成るセルに対し

- 1) 燃料棒は遂次生成法（successive generation method）により扱い、燃料棒ブラックネスを計算する。
- 2) 減速材ブラックネスを計算するために燃料棒をブラックとして扱い（境界条件および中性子束のバランスに対して）拡散理論により減速材ブラックネスを計算する。
- 3) 減速による中性子源は減速材領域にのみ一様に存在すると考える。

高速領域の制御棒計算に対してABH法を適用するためには、2)と3)の仮定が問題になる。高速炉に対して適用するためには、2)と3)の仮定を除かねばならない。そのために制御棒内にも一様に中性子源が存在する時の平均中性子束比の計算式を導き出し、計算を行なつた。これは制御棒内の中性子源を無視するとABH法による計算式と一致する。かつ2)による影響を見るために、衝突確率から減速材ブラックネスを求めた結果（ダンコフ係数から求める）と、仮定2)から求めた結果の比較を試みた。

新しく導き出した計算式を次に示す。

$$\frac{\phi_1^j}{\phi_0^j} = \frac{\sum_{a0}^j V_0 \cdot V_1 (C_2^j \beta_1^j + C_3^j \beta_0^j) (1 - P_1^j) + C_1^j C_2^j \beta_1^j}{\sum_{a1}^j V_1 \cdot C_1^j C_3^j \beta_0^j + V_0 R^j (C_2^j \beta_1^j + C_3^j \beta_0^j) (1 - P_0^j)} \quad (1)$$

$$C_1^j = P_1^j V_1 + P_0^j V_0 R^j$$

$$C_2^j = R^j V_1 (1 - \beta_0^j) + P_0^j V_0 R^j$$

$$c_3^j = P_1^j V_1 + P_0^j V_0 (1 - \beta_1^j) R^j$$

ただし、0および1はそれぞれ  $B_{4,-}C$  およびクーラント領域に関する量を示す。

$\Sigma_{a,j}^j$  : グループ  $j$  の吸収断面積と除去断面積の和

$V_0$  : 体積

$\beta$  : プラックネス

$P$  : それぞれの領域から逃れ出る確率 (escape probability)

$R^j$  : グループ  $j$  における  $B_{4,-}C$  内単位体積当たりの中性子源の強さとクーラント内単位体積当たりの中性子源の強さの比で

$$R^j = \left\{ \sum_{i < j} \Sigma_0^{i,j} \phi_0^i / \bar{\phi}_i \right\} / \left\{ \sum_{i < j} \Sigma_1^{i,j} \phi_1^i / \bar{\phi}_i \right\} \quad (2)$$

$\phi_i^i$  は 1 次元計算における制御棒領域の値を用いる。

$\bar{\phi}_i$  は  $\phi_0^i$  と  $\phi_1^i$  の体積平均。

$P_0, \beta_0, P_1, \beta_1$  は A.B.H 法による計算式を用いることができる。衝突確率を用いた時

の計算式は

$$P_1^j = (1 - P_{11}^{j'}) / \left\{ 1 - \left( \frac{\sum_{s1}^j \Sigma_{t1}^j}{r_m} \right) P_{11}^{j'} \right\} \quad (3)$$

$$P_{11}^{j'} = 1 - (1 - \text{Sum} C_k) / 2 \sum_{t1}^j r_m$$

$r_m = 2 \times V_1 / S_{11}$

$P_{11}^{j'}$  はクーラント内で一様に生まれた中性子が他の領域を一度も通過することなく、

クーラントで衝突する確率,  $C_k$  はダンコフ係数, Sum は周囲の制御棒について加えることを示す。Ck は Thie の式<sup>(8)</sup>を用いて計算した。

表 4.6～表 4.8 に計算結果を示す。

方法 A は(1)式と仮定 2) を組み合わせた結果。方法 B は(1)式と衝突確率より計算された

$P_1$  を組み合わせた結果を示す。この結果からわかるように、方法 A と方法 B ではほとんど差はないが、制御棒内の中性子源の影響は大きく、無視することはできない。

## (2) 2 次元計算

1 次元円柱形状 26 群計算にて 6 群の定数を中性子束縮約法で求め、制御棒の定数は(1)で求めた不利得因子で補正した。六角形の集合体は図 4.1.3 に示したような 8.15 cm × 7.0581 cm の長方形でおきかえ、反射体部分は図 4.1.5 の如くとつたが、これはもとの

六角配置ではかなりの部分が外側に二層反射体を持つているからであるが、右上隅では現実の配置とかなりかけ離れてくる。実際には、しゃへい体等が更に外側にあるという事情もありこの点は多少あいまいであるので更に検討を行なつた。すなわち図 4.1.5 の点線で示した如く、反射体はプランケットの外側に一層だけついている形にすると、反射体集合体の総数は現実に存在するものに近くなつてくる。そこで制御棒引抜きの場合、両者の計算を制御棒集合体内を均質化して行なつたが、その差は

$$\Delta K_{eff} = 0.0007$$

であつた。以下の計算は總て反射体を図 4.1.5 の実線のように配置した形で行なつた。

計算は大別して制御棒集合体を一領域に均質化したものと、(1)で示した様に、ラッパチューブ、案内管、ナトリウムを均質化した領域と、制御棒セルフケを均質化した領域との二領域に分けたものについて、それぞれ、制御棒引抜き時と挿入時の  $K_{eff}$  を求めた。制御棒集合体を一領域に均質化し、自己しゃへいの効果を全く無視した場合は、制御棒引抜き時に、

$$K_{eff} = 1.02321$$

挿入時に、

$$K_{eff} = 0.91879$$

となつた。

制御棒集合体を二領域に分割した場合は、制御棒引抜き時に、

$$K_{eff} = 1.01950$$

挿入時には、自己しゃへいを無いと仮定すると、

$$K_{eff} = 0.91631$$

(1)の方法 A で自己しゃへいを求めた場合は、

$$K_{eff} = 0.91711$$

A B H 法の自己しゃへいでは、

$$K_{eff} = 0.92128$$

となつた。これらを  $\Delta k$  に直すと、均質化制御集合体の場合、自己しゃへい無しとして、

$$\Delta k = 0.1044 \quad \text{したがつて } \frac{\Delta k}{K_{eff}} = 0.10205$$

二領域制御集合体の場合、自己しゃへい無しとして

$$\Delta k = 0.10318 \quad \text{したがつて } \frac{\Delta k}{K_{eff}} = 0.10122$$

方法 A では

したがつて、 $\Delta k / K_{eff,f} = 0.10043$  である。また、  
A・B・H 法では、 $\Delta k = 0.10239$  としたがつて、 $\Delta k / K_{eff,f} = 0.10043$  である。  
である。また、 $\Delta k = 0.09822$  としたがつて、 $\Delta k / K_{eff,f} = 0.09634$  となる。  
となる。これらの結果を表にしたもののが、表 4 である。

この結論として A・B・H 法は、自己しやへいを過大評価しうるが、実験炉での自己しやへいの効果は非常に小さく、むしろ実効増倍率にとつては、制御要素内を均質化したか、二領域として扱うか、という効果が大きいことが判る。以上の計算で用いた Z 方向のバッファクリーニングは 2 で用いたものと同じものを使用し、計算コードは、40 GRAND を用いた。

以上は、Z 方向のバッファクリーニングを用いた場合の結果である。Z 方向のバッファクリーニングを用いた場合の結果である。

以上は、Z 方向のバッファクリーニングを用いた場合の結果である。

## 引用文献

- (1) L.P. Abagyan et al.,  
"Group Constants for Nuclear Reactor Calculations".  
Constants Bureau, (1964)
- (2) A.L. Rago and H.H. Hummel  
"ELMOE: An IBM - 704 Program Treating Elastic Scattering  
Resonances in Fast Reactors",  
ANL - 6805
- (3) J. Lewins, "Importance, The Adjoint Function"  
Pergamon Press (1965)
- (4) D.S. Selengut "Variational Analysis of Multidimensional  
systems" HW - 59126
- (5) T.A. Pitterle and C.W. Maynard  
"Bilinear Averaging for Diffusion Theory parameters"  
Trans. Am. Nucl. Soc., 8, 205(1965)
- (6) R. Bonalumi  
"Neutron First Collision Probabilities in Reactor Physics"  
Energia Nucleare 8, 326(1961)
- (7) A. Amouyal, P. Benoist and J. Horowitz  
"New Method of Determining the Thermal Utilization Factor in a  
Unit Cell", J. Nuclear Energy, Vol. 6(1957)
- (8) J.A. Thie  
"A Simple Analytical formulation of the Dancoff correction"  
Nucl. Sci. Eng. 5, 75(1959)

表 4.1 各群からの寄与

エネルギー群	$\phi^{+i} \delta \Sigma a^i \phi^i$	$\phi^{+i} \delta \Sigma_R^i \phi^i$	$\phi^{+i} \delta D^i \bar{V} \phi^i$
1	3.4 E-12	7.6 E-11	4.2 E-12
5	3.3 E-10	1.6 E-9	7.0 E-11
7	2.4 E-9	4.5 E-9	1.2 E-10
9	4.4 E-9	2.3 E-9	4.3 E-11
11	3.9 E-9	9.0 E-10	7.3 E-12
13	9.9 E-10	2.7 E-13	4.5 E-14
21	1.7 E-12	1.1 E-14	3.1 E-15
22	5.1 E-12	2.4 E-14	6.7 E-15
23	2.9 E-13	8.4 E-16	1.8 E-16
24	7.5 E-14	1.6 E-16	5.0 E-17
25	2.6 E-15	4.0 E-13	6.0 E-19
26	1.6 E-16	-	7.2 E-21

(各列の単位は任意)

表4.2. 各組成の原子数密度

単位  $10^{22}/\text{cm}^3$ 

組成 核種	炉心	制御領域		ブランケット	反射体	しゃへい体
		引抜時	挿入時			
C			0.34547			
B <sup>10</sup>			0.92635			
B <sup>11</sup>			0.45540			
O	1.7277	0.86385	0.86385	2.1534		
Na	0.9267	1.4358	0.95760	0.7364	1.9449	0.1135
Cr	0.3522	0.30065	0.42735	0.3164	0.2491	1.6563
Fe	1.1477	0.97980	1.39255	1.0312	0.8119	5.3975
Ni	0.1970	0.16820	0.23905	0.1770	0.1394	0.9265
Mo	0.0251	0.02145	0.03045	0.0226	0.0178	0.1181
U <sup>235</sup>	0.14329	0.071645	0.071645	0.00761		
U <sup>238</sup>	0.57313	0.286565	0.286565	1.07997		
Pu <sup>239</sup>	0.10928	0.054640	0.054640			
Pu <sup>240</sup>	0.03905	0.019525	0.019525			
Pu <sup>241</sup>	0.00782	0.003910	0.003910			

Naは370°C, 他は20°C

表4.3. エネルギー分割点

A B N	26群	6群	3群
1	6.5 ~ 10.5 Mev		
2	4.0 ~		
3	2.5 ~	1 1.4~10.5 Mev	
4	1.4 ~		
5	0.8 ~		1 0.2~10.5 Mev
6	0.4 ~	2 0.2~1.4 Mev	
7	0.2 ~		
8	0.1 ~		
9	4.65 ~ 100 KeV		
10	2.15 ~	3 10~200 KeV	
11	1.00 ~		2 10~200 KeV
12	4.65 ~		
13	2.15 ~	4 10~10 KeV	
14	1.0 ~		
15	4.65 ~ 1000 eV		
16	2.15 ~	5 100~1,000 eV	
17	1.00 ~		
18	4.65 ~		
19	2.15 ~		
20	1.00 ~		
21	4.65 ~		
22	2.15 ~	6 ~100 eV	3 ~100 eV
23	1.0 ~		
24	0.465~		
25	0.215~		
26	0.0252		

表 4.4. 異なる縮約方法での  $K_{eff}$

重み 群数 \	制御棒引抜時		制御棒挿入時	
	中性子束	中性子束と ずい伴中性子束	中性子束	中性子束と ずい伴中性子束
26	103498		0.91343	
6	103661 (+0.00163)	103544 (+0.00046)	0.91365 (+0.00022)	0.91404 (+0.00061)
3	104180 (+0.00682)	103511 (+0.00013)	0.91603 (+0.00260)	0.91310 (-0.00033)
1	105697 (+0.02199)	102968 (-0.00530)	0.92234 (+0.00891)	0.90933 (-0.00410)

( ) 内は26群  $K_{eff}$  との差

表 4.5. 異なる縮約方法での制御棒価値

重み 群数 \	制御棒価値 $\Delta k/k$	
	中性子束	中性子束と ずい伴中性子束
26		11.74%
6	11.88%	11.73%
3	12.15%	11.79%
1	13.01%	11.63%

表 4.6 微調整棒に対する  $\phi_1 / \phi_0$

グループ j	A B H 法 $(\phi_1^j / \phi_0^j)$	方法 A $(\phi_1^j / \phi_0^j)$	方法 B $(\phi_1^j / \phi_0^j)$
1	1.047	1.002	
2	1.060	1.025	
3	1.081	1.007	
4	1.274	1.034	1.034
5	1.849	1.134	1.121
6	4.164	1.634	1.616

表 4.7 粗調整棒に対する  $\phi_1 / \phi_0$

グループ j	A B H 法 $(\phi_1^j / \phi_0^j)$	方法 A $(\phi_1^j / \phi_0^j)$	方法 B $(\phi_1^j / \phi_0^j)$
1	1.055	1.006	
2	1.083	1.036	
3	1.155	1.013	
4	1.556	1.077	1.076
5	2.864	1.309	1.281
6	7.876	2.534	2.481

表 4.8 安全棒に対する  $\phi_1 / \phi_0$

グループ j	A B H 法 $(\phi_1 j / \phi_0 j)$	方法 A $(\phi_1 j / \phi_0 j)$	方法 B $(\phi_1 j / \phi_0 j)$
1	1063	1009	
2	1105	1047	
3	1230	1018	
4	1855	1127	1125
5	3.947	1509	1466
6	115.67	3.608	3.506

表 4.9 実効増倍率(2次元 X-Y 計算)および制御棒価値

		制御要素 二領域	制御要素 均質化
制御棒引抜時		1.01950	1.02321 (1.02251反射体) 一層
制御棒 挿入時	A B H 法	0.92128	-
	方法 A	0.91711	-
	自己しゃへい無し	0.91631	0.91879
制御棒 価 値 $(\Delta k/k)$	A B H 法	0.096341	-
	方法 A	0.10043	-
	自己しゃへい無し	0.10122	0.10205

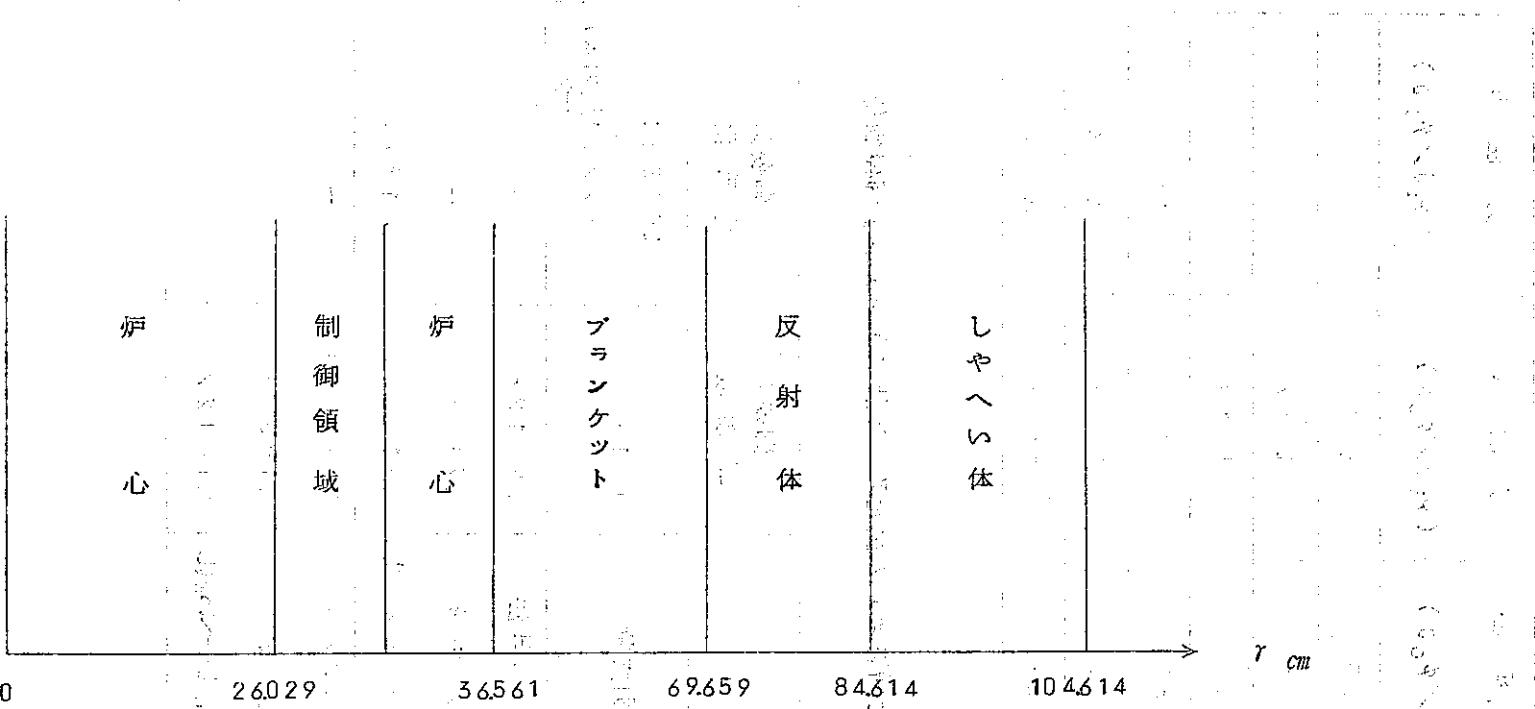


図 4.1 一次元 円柱形状 計算体系

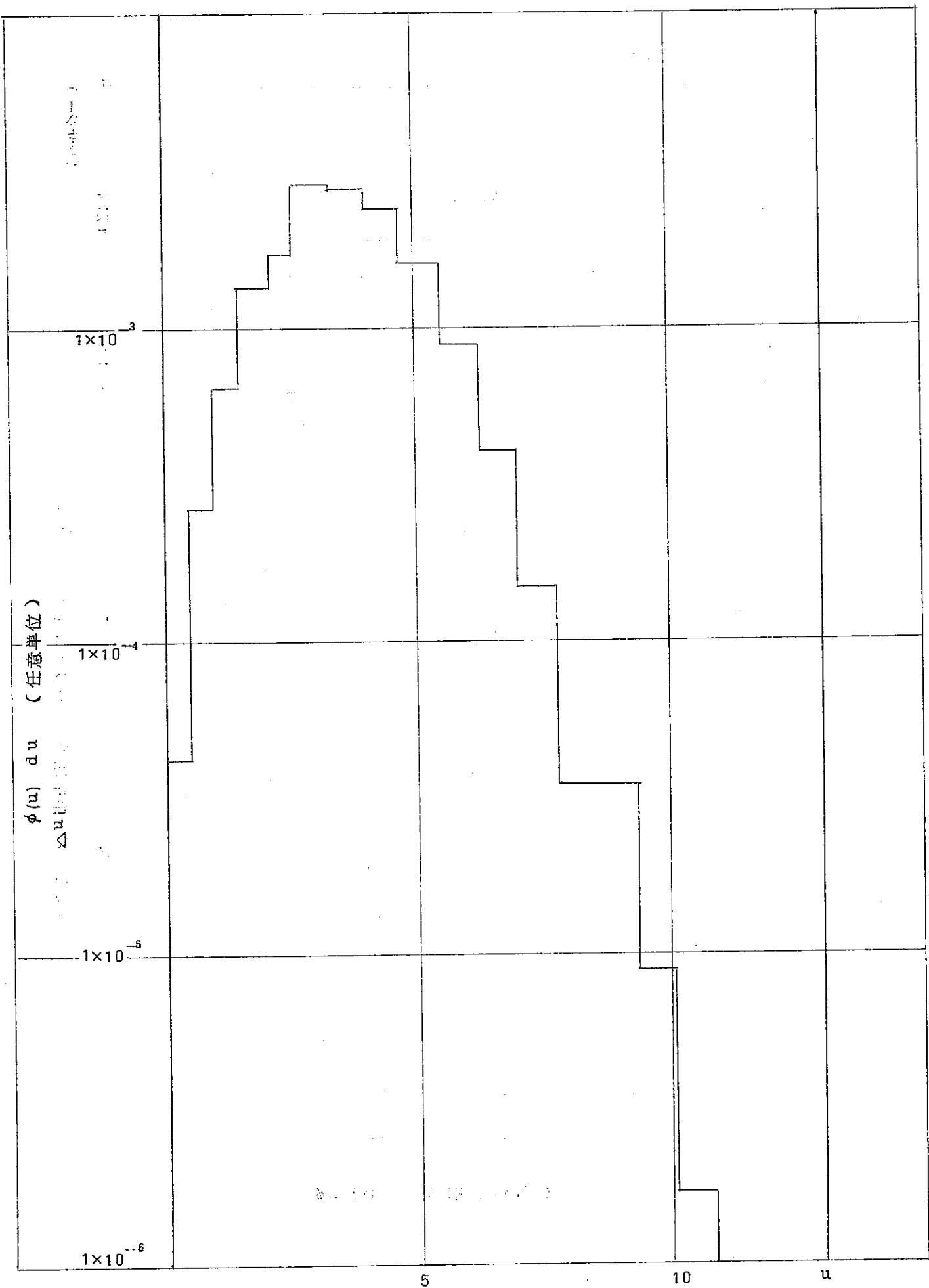


図 4.2. 中性子束スペクトル ( $r=2.5.2\text{cm}$ )

(レザジー)

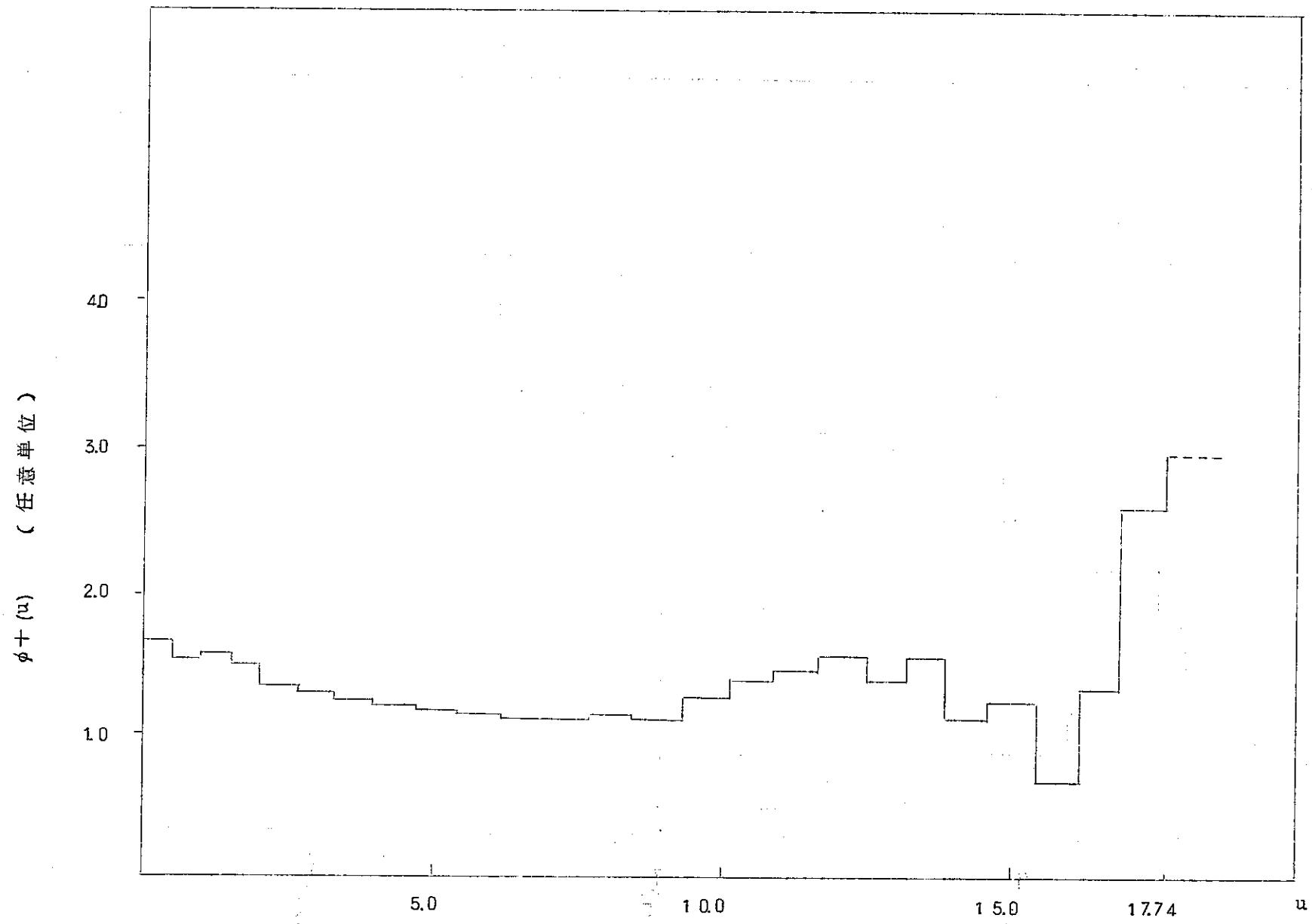


図 4.3. ずい伴中性子束スペクトル ( $r=2.52\text{ cm}$ )

(1953)

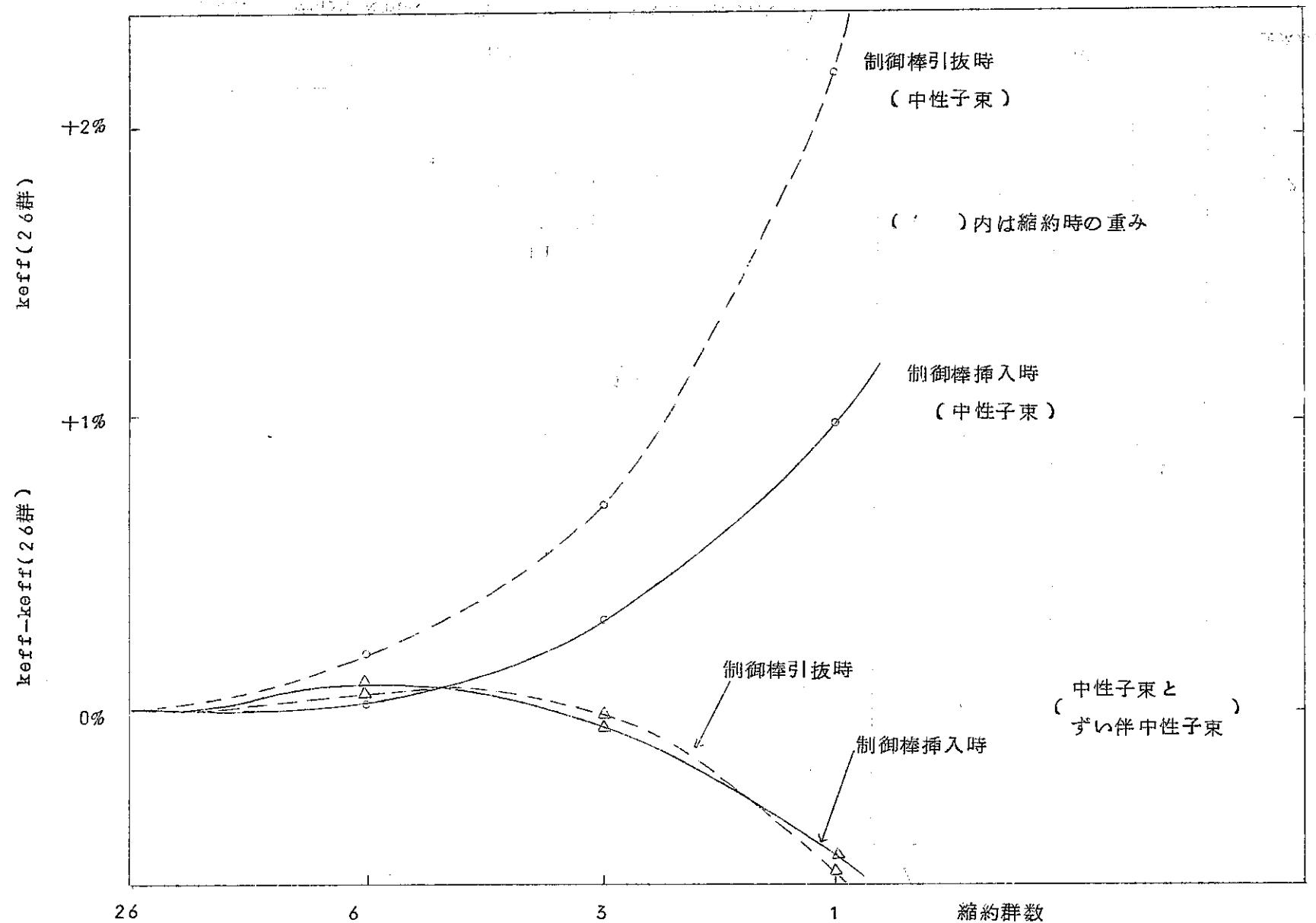


図 4.4. 縮約群数と  $keff$  との関係

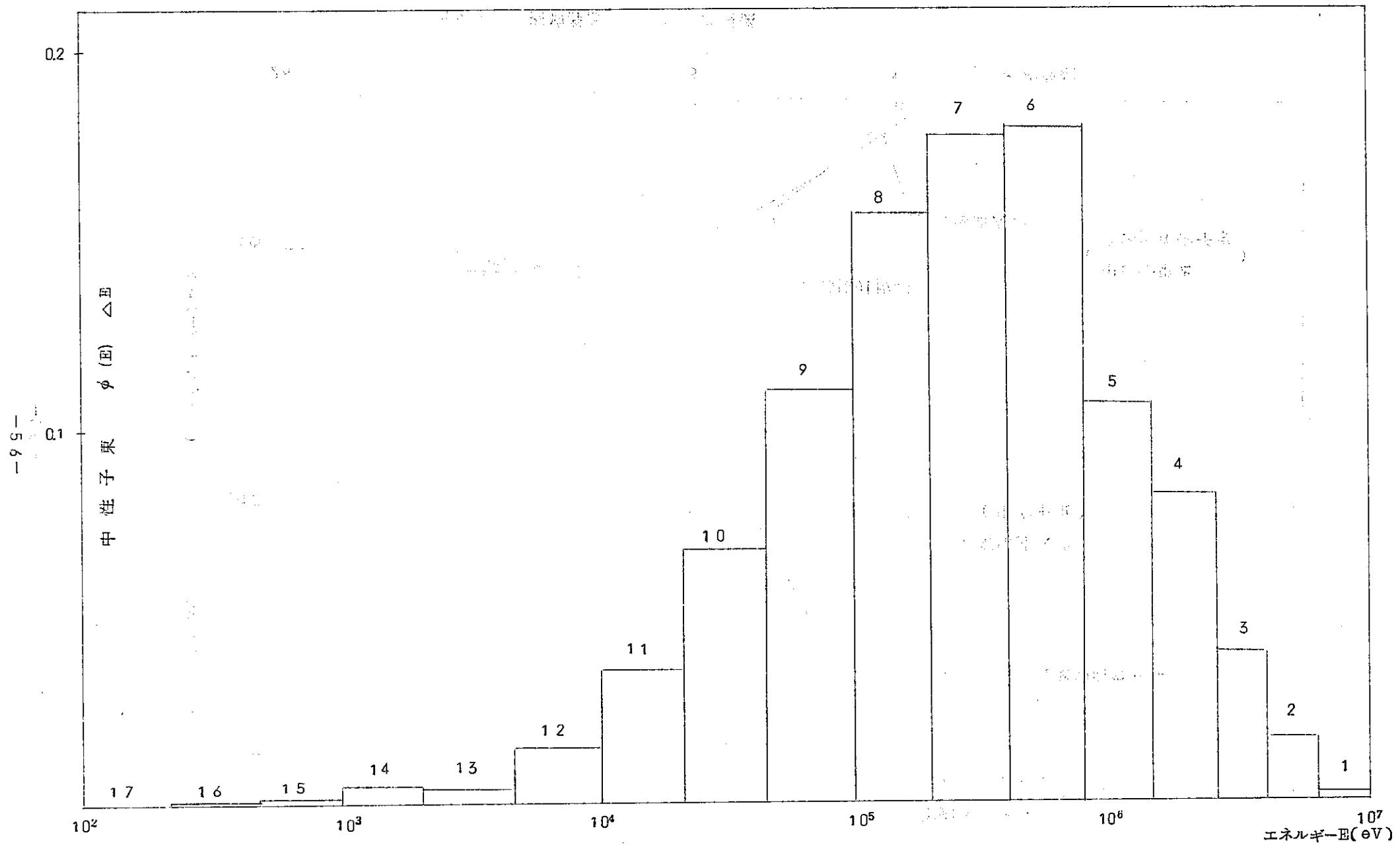


図 4.5. 廉中央領域の中性子束スペクトル(制御棒引抜時)

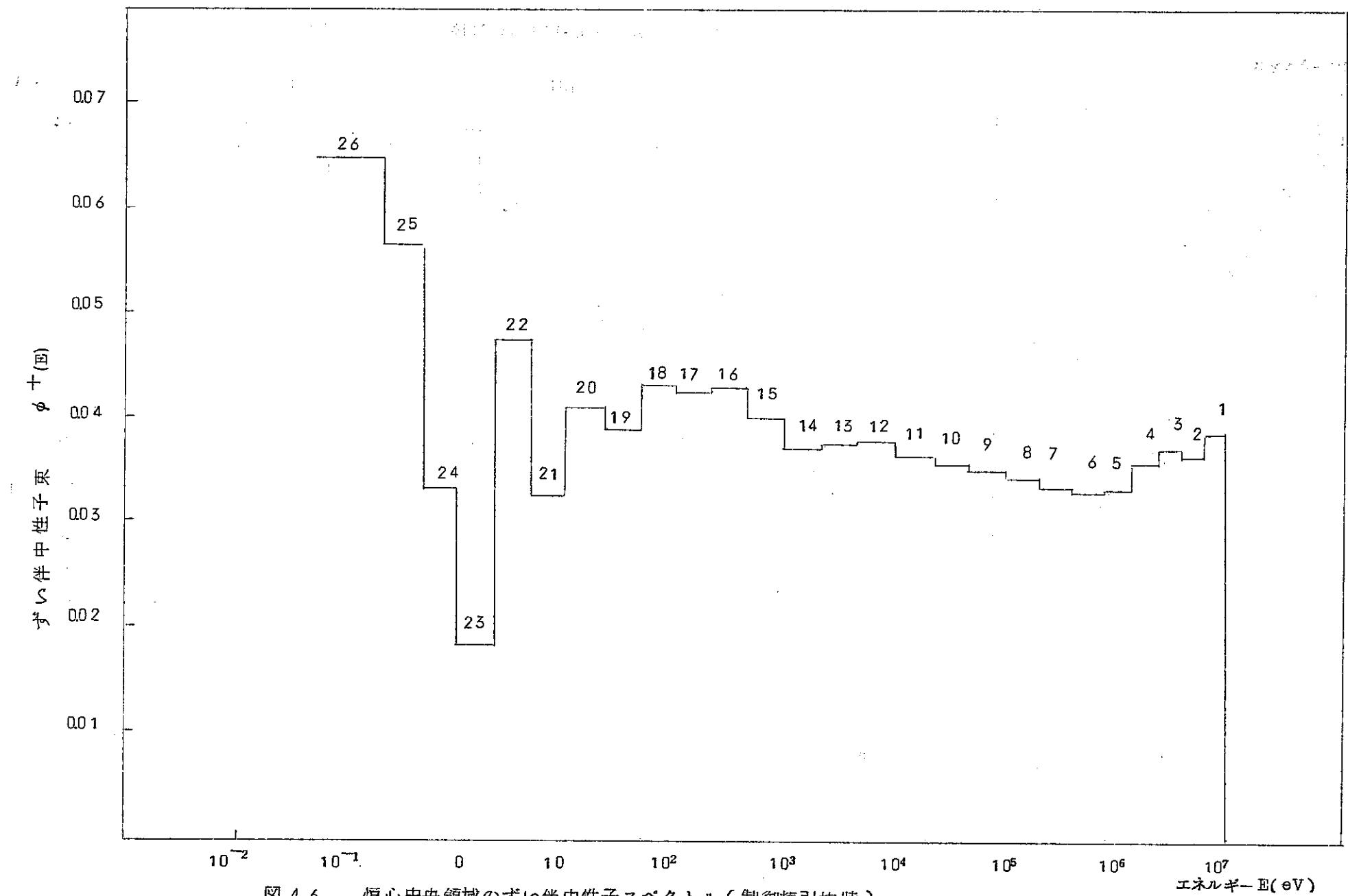


図 4.6. 炉心中央領域のずい伴中性子スペクトル(制御棒引抜時)

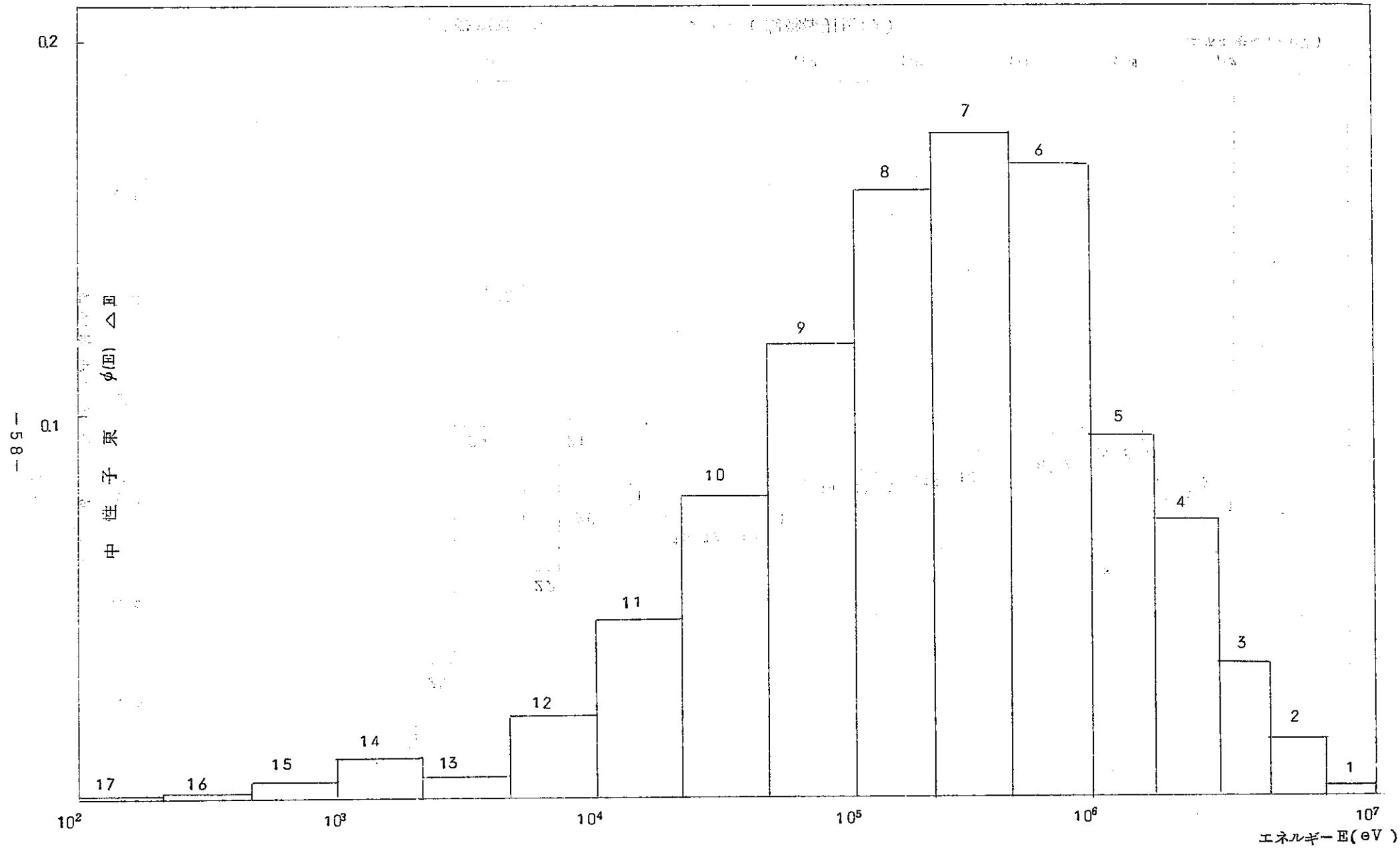


図 4.7 制御領域の中性子束スペクトル(制御棒引抜時)

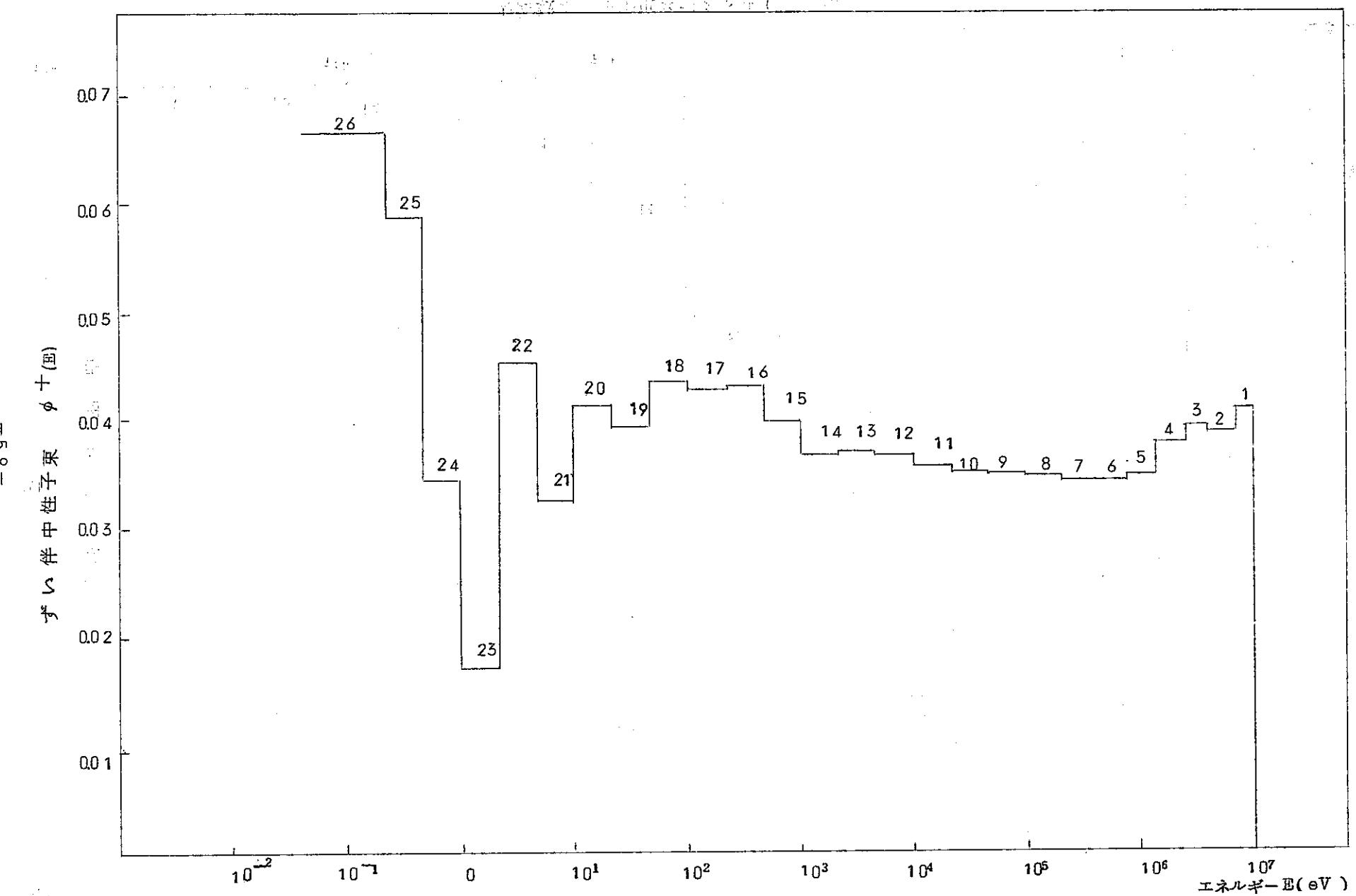


図 4.8. 制御領域のずい伴中性子束スペクトル(制御棒引抜時)

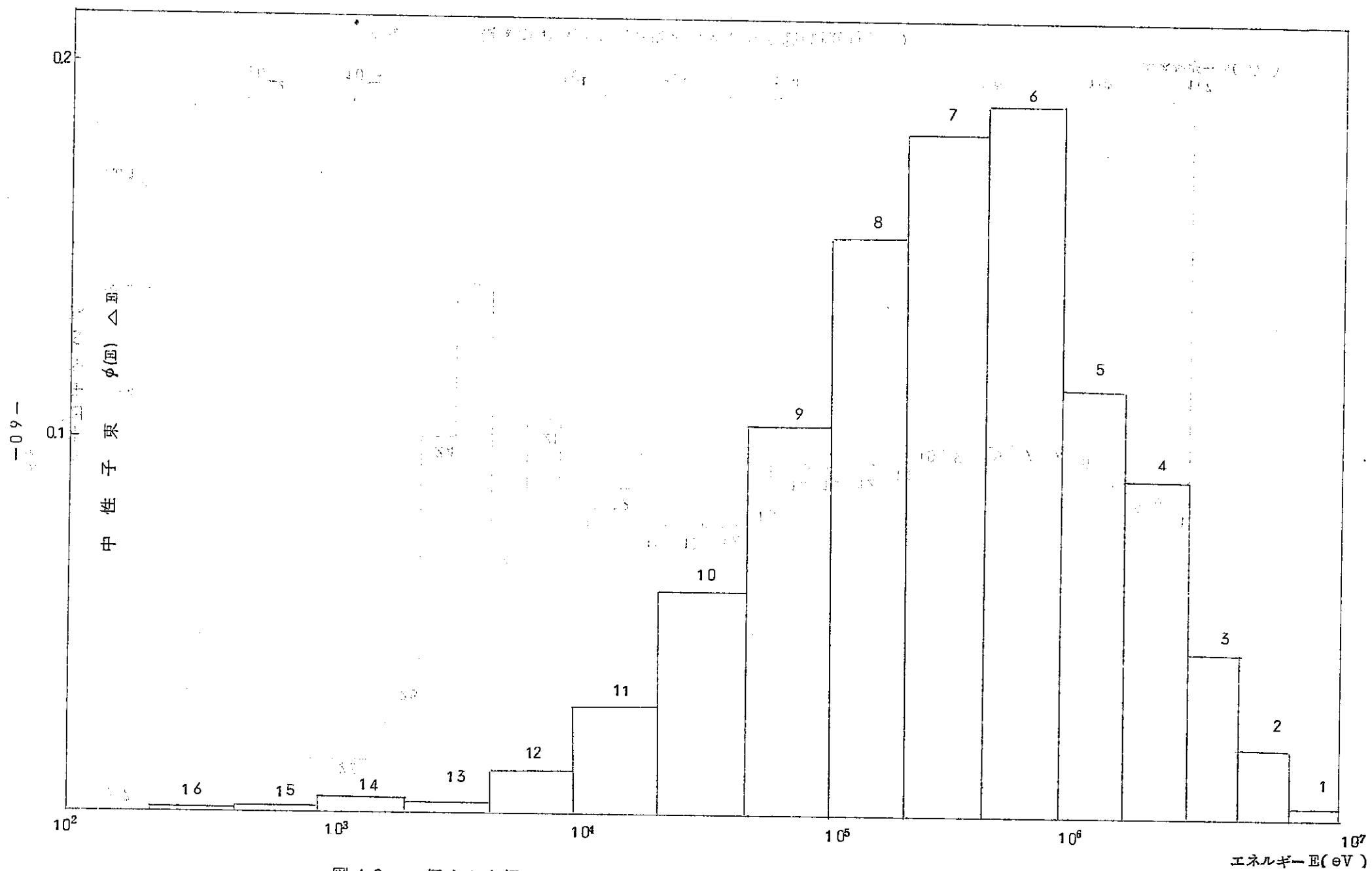


図 4.9. 炉心中央領域の中性子束スペクトル(制御棒挿入時)

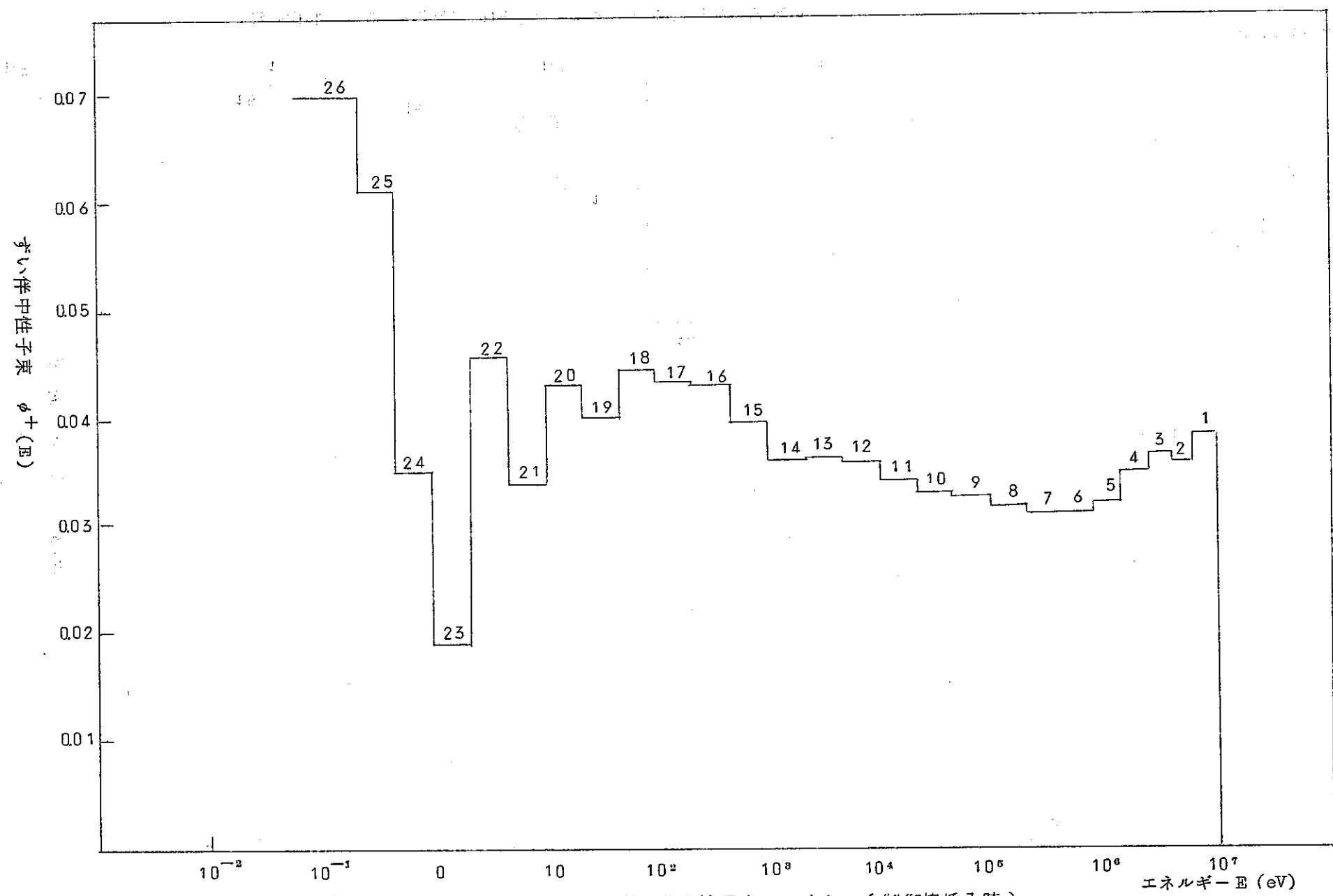


図 4.10 炉心中央領域のずい伴中性子束スペクトル (制御棒挿入時)

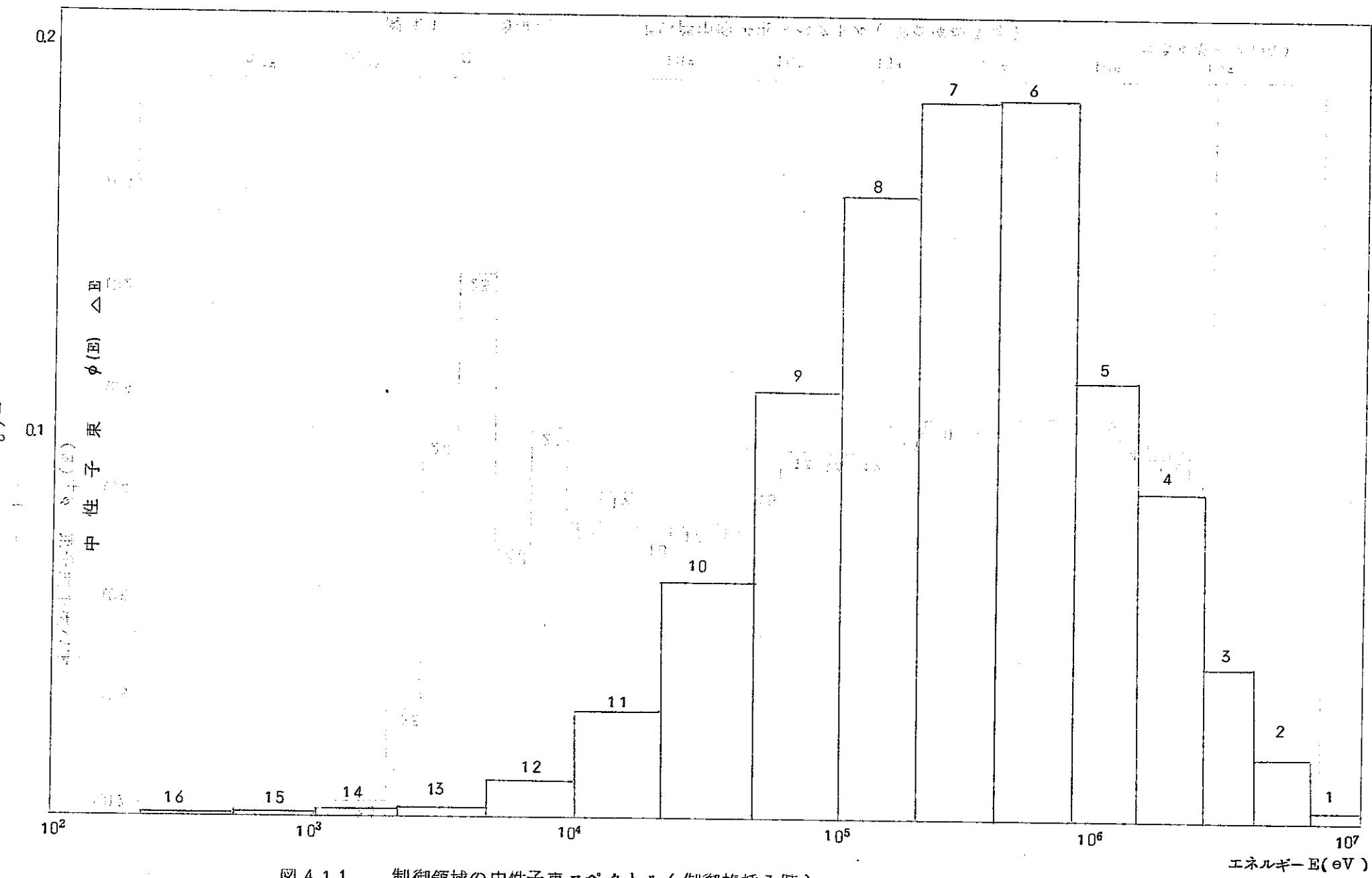


図 4.1.1 制御領域の中性子束スペクトル（制御棒挿入時）

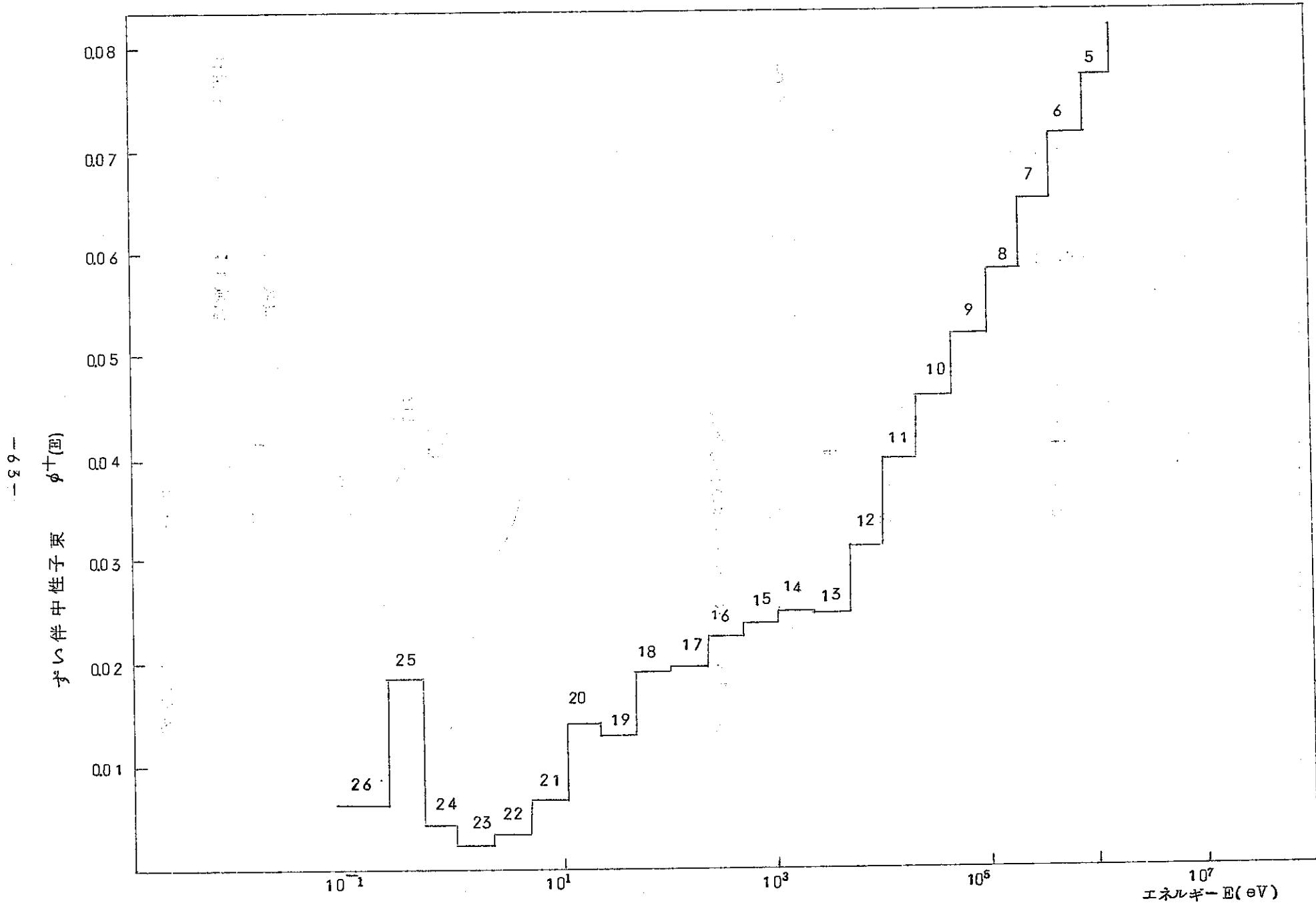


図 4.12. 制御領域のずい伴中性子束スペクトル(制御棒挿入時)

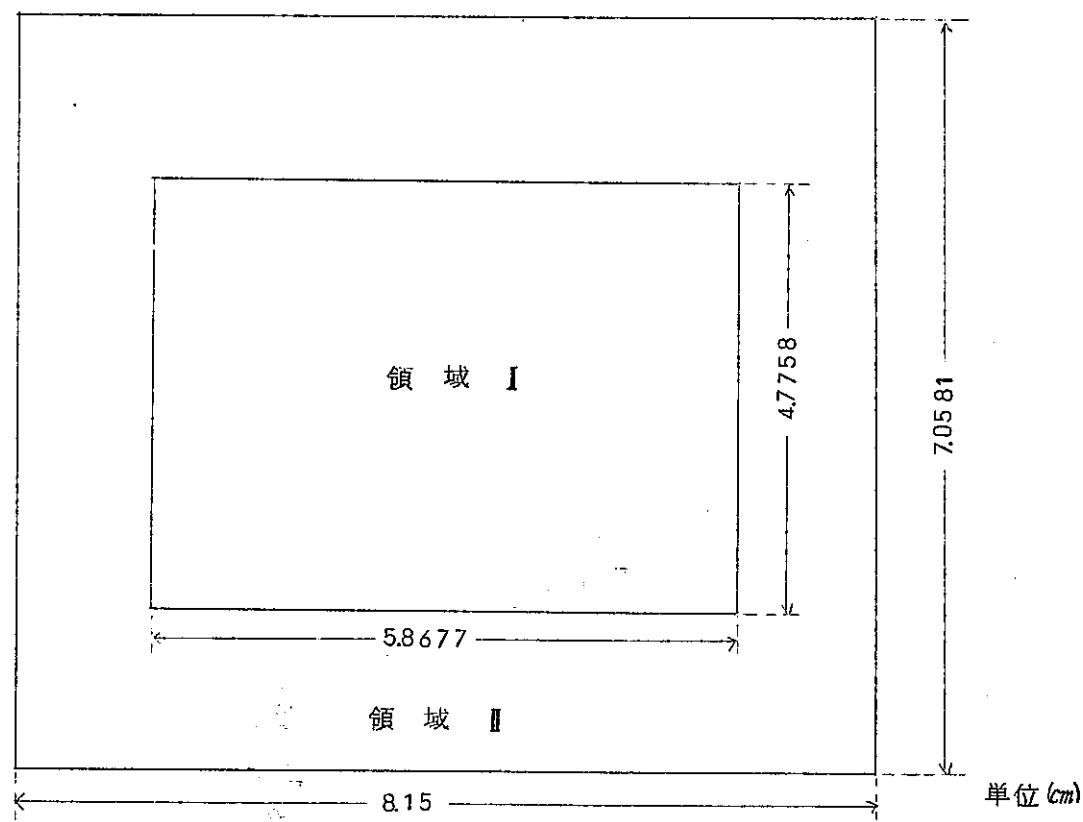


図 4.13. 六角形集合体の長方形近似

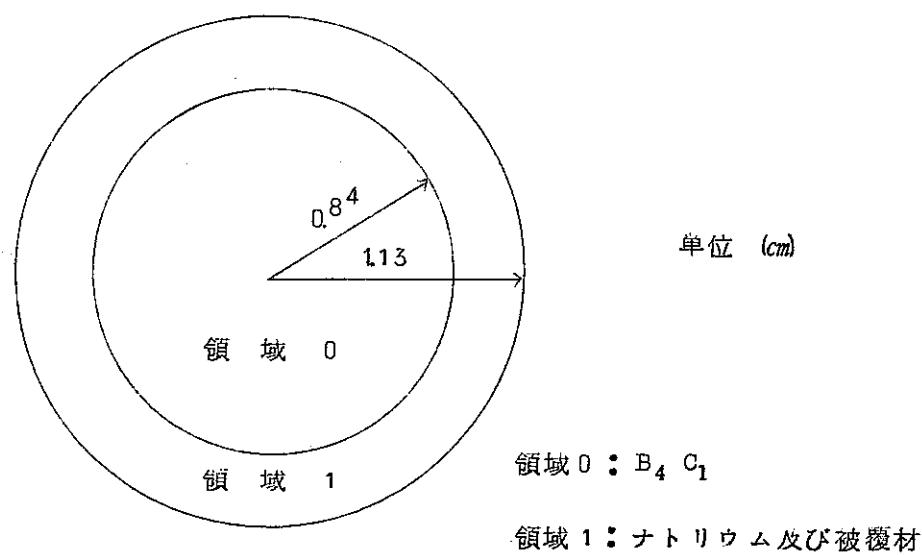


図 4.14. 制御棒セル

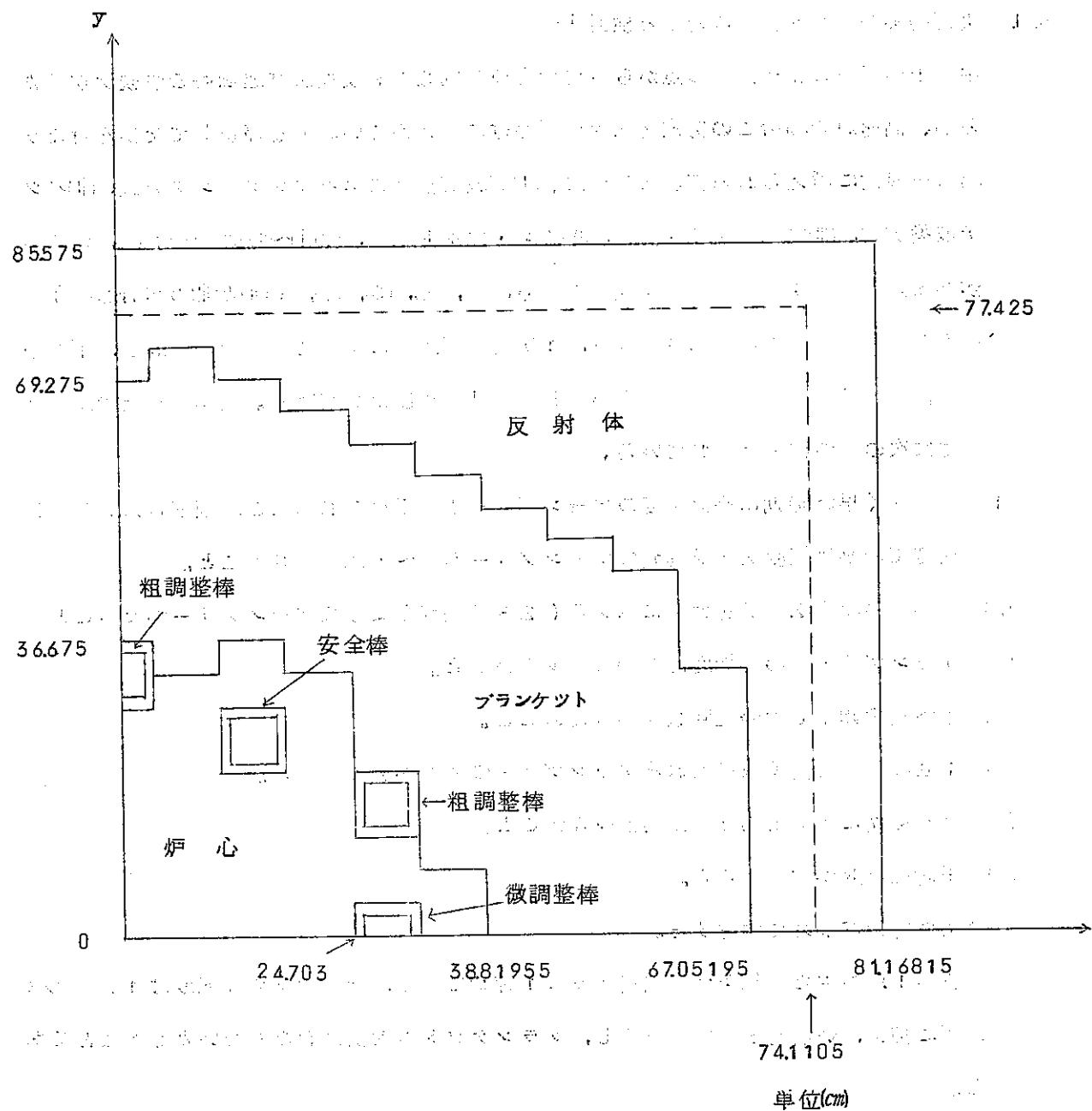


図 4.1.5. 二次元 X-Y 配置

## 5. 燃料燃焼

### 5.1 東芝提案の燃料交換法に対する検討 1)

中性子経済および稼動率の点からみて最も理想的な燃料交換法は運転時の連続交換であるが、高速炉の場合この方式を採用するわけにはいかない。炉を停止して交換を行なう場合一般的に考えられる方法としては、(I)領域毎独立のスキヤッタリング方式、(II)レバッチ取換方式、(III)アウト・イン方式、(IV)イン・アウト方式、(V) (I)～(IV)の組合せ、の5つがある。資料1)では上記の交換法のうち、(I), (II), (III), (V), ((II)と(III)の組合せ)の中から合計9種類の候補に的を絞り、1次元燃焼計算によって燃焼特性を論じ、(I)の中から高速実験炉に採用する燃料交換法「S4」を選び出している。交換法選択の規準としては次の6つが考えられている。

- (1) なるべく早い時期に高燃焼度のアセンブリーが若干得られること。運転日数200日程度で最高燃焼度2.5%程度のアセンブリーが5～6本得られること。
- (2) 最高燃焼度が2.5%を大巾に越える(2.8%程度)ようなアセンブリーがないこと。
- (3) アセンブリー間の燃焼度ばらつきが少ないこと。
- (4) 燃料交換頻度(炉停止回数)が少ないこと。
- (5) 1回の燃料交換で取扱われるアセンブリーの本数が少ないこと。
- (6) 燃料交換による出力分布変動が少ないこと。
- (7) 平均燃焼度が大きいこと。

の条件をつけ加えて検討する。

資料1)の主な計算条件は装荷燃料は1種類に限り、燃焼用余剰反応度は1%  $\Delta k/k$  以下に抑え、炉心を6領域に分割し、プランケットの交換は行なわないとしたことである。

高速炉について一般的に言えることであるが、特に本実験炉のように小型な炉では燃焼用余剰反応度に比べて漏れの反応度が数十倍も大きくなつておき、中性子束分布は燃料交換法のちがいによつては事実上変化せず体系の基本モードであると考えてよい。それに加えて装荷燃料も1種類であり、出力分布の変動はほとんど気にする必要はなく、上記7つの条件のうち(3), (5), (7)を重点的に考えればよい。計算例について1回の交換で取扱われる燃料本数についてみると(I)スキヤッタリング方式および(II)レバッチ方式が12～19本であるのに対して(III)アウト・イン方式が61本、(V)組合せ方式が25～43本であり燃料交換の手間は後者は2倍以上である。一方平均燃焼度の方は当然のこ

とながら(ii)が一番低く、(iii)および(v)についてみても交換の手間の欠点を凌駕するほどはとれず、かえつて(i)よりも劣つている。(iv)については計算例はないが、燃焼度の点では多少有利になつても交換の手間の点では(iii)と同じであり、その他の組合せ方式(v)についても同様である。結局領域毎独立のスキヤツタリング方式は自由度も一番多きく、交換の手間は一番少なく、上手な交換をすれば条件(1)~(7)を全く満足させることができる。

交換方法の選択の基本としては資料1)のごとく(a)出力密度に比例して頻度で交換し、一様な燃焼度を得ることを目的とする「S1」、(b)中心部の燃焼度を高くすることを目的とする「S2」、(c)周辺部の燃焼度を高くすることを目的とする「S3」の代表的な3つの交換法について計算し、燃焼度のばらつき、平均燃焼度、最高燃焼度に着目して改良した交換法を得ることであろう。「S2」および「S3」の交換法の計算例では燃焼度のばらつきが非常に大きく燃焼度が2.8%を越えるアセンブリーがでてくる。これは1つにはアセンブリーの本数が少ないため交換頻度を連続的に変化させることができないためである。「S1」は前二例に比べるとばらつきは少ないがまだ改良の余地がある。これを改良したのが、「S4」であり燃焼度のばらつきも小さく、平均燃焼度も大きく、(1)~(7)の条件を全く満足している。いくつかの候補の中から選びだされた「S4」は少なくとも与えられた条件を満足する、かなり良い燃料交換法の1つであると結論できる。

しかし本当にこれが最適な交換法であることを保証するためには理論的根拠を必要とする。以下の議論で数学的に「S4」が最適交換法に近いことを実証する。燃焼用余剰反応度が1%4k/kと小さいため、平衡状態では交換間隔は4.5日となり、かなり頻繁に燃料の交換が行なわれ、出力分布もその間変化せずまた炉心を6領域と細かく分割しているから連続交換のモデルが使用できる。K<sub>0</sub>が燃焼度の1次式で劣化するとして、一群拡散理論を使用すると、

$$M^2 \nabla^2 \varphi + (K_0 - \frac{\alpha}{2} \theta - \beta \varphi - 1) \varphi = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

但し、フィード・バックはドブラー効果のみを考える。交換頻度Wを空間的に連続に変化さすことができるとすると、

$$W(r) = \lambda' f(r) \varphi(r) / \theta(r) \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

平均燃焼度θはθ(r)をW(r)を重みとして平均して

$$\bar{\theta} = \frac{\int \lambda' f(r) \varphi(r) dV}{\int \frac{\lambda' f(r) \varphi^2(r)}{(1+s)\varphi - s\varphi + A_\varphi} dV} \theta_{av} \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

ここで長さの単位としては炉心半径R(cm)をとつてあり、

$$A = \frac{K_0}{K_0 + \beta - 1} \quad S = \frac{\beta}{K_0 + \beta - 1} \quad \epsilon_0 = \frac{2(K_0 - 1)}{\alpha} \quad (4)$$

である。境界条件は式(4-5)で与えられる。

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(1) + \alpha \varphi'(1) = 0 \quad (4-5)$$

最適交換法として式(4-5)を満足し平均燃焼度 $\bar{s}$ を最大にするものを考える。

高速実験炉では  $A = 0.463$ ,  $S = 0.003$ ,  $\alpha = 1.5$  でありその近似解は図(1-1), (1-2), (1-3)の点線で示すようになる。同図の実験は東芝提案の「S4」に対するものである。各領域のアセンブリー本数が少なく、1回に交換する本数が整数(オーバー領域は除く)であることを考えると「S4」は最適解に近いと結論できる。一般に原子炉が小さくなりパラメータ $A$ が大きくなると最適解は一様燃焼方式に近づく。

具体的な燃料交換手順は各領域について規則的に対称性を考慮して交換されるようになつてあり、高速炉では交換高温点因子をそれほど厳しく考える必要がないから原案で十分であり、特にこれより対称性のいい交換法を考えることはできない。

結論として、東芝の提案した交換法「S4」は最適に十分近くこれをそのまま採用し、詳細計算を実施することにする。

## 5.2. 詳細計算の概要

以下では東芝の提案した交換法に従つて、燃焼計算に関する主要な問題点を検討した。

その項目はつきの通りである。

- (1) 1次元計算におけるバックリンクの取扱い
- (2) 中性子束計算の時間間隔
- (3) 1次元計算と2次元計算との比較
- (4) 自己遮蔽因子の取扱い
- (5) 核断面積の燃焼計算への影響

これらの検討結果から、最終的に燃料交換間隔、取出し燃料の燃焼度に対して考えられる誤差の範囲を評価した。

後に述べるように、1次元計算と2次元計算とは良い一致を示すことが明らかになつた

ので、上記項目(3)以外はすべて1次元計算を行なつた。群構造はA B N セットと同じにとつてある。

5.1 計算条件はできるだけ東芝の計算に合せるようにした。これは詳細計算の目的から考えて、相互比較が容易に行なえることが望ましいと考えたからである。例えば、熱出力に関しては、炉心と、半径方向プランケット中央部(高さ方向に関して炉心に隣接した部分)との熱出力の合計を75MWとした。このため2次元計算で上下方向のプランケット部(軸方向プランケット全部と、半径方向プランケットの上下の残りの部分)から寄与を含めた全熱出力は約78.8MWとなつた。本来は全熱出力を75MWと取るべきであるが、この違いの燃焼計算結果への影響は比較的簡単に補正ができるので、ここでは東芝の計算条件に合せることを優先させることとした。

### 5.3 1次元計算におけるバッククリングの取扱い

東芝の計算では、燃焼の期間を通じて軸方向バッククリングの値は不変として取扱つている。これに伴う誤差を定量的に評価しておくことは、1次元計算の正当性をある程度立証することにもなり、かつ用いたバッククリングの値を比較する意味をも持つので、燃焼に伴う軸方向バッククリングの変化の大きさと、 $k_{eff}$ の変化への影響を調べた。

実際に行なつた計算は1次元平板状体系の燃焼計算で、この場合燃料は交換することなしに、 $k_{eff}$ の変化高が約6%に達するまで燃やし続けるものとする。したがつてこの計算でのバッククリング変化の効果が充分小さい事が示されれば、実際の交換方式に従つて燃焼させた時のバッククリング変化の効果は、これと同じ程度かそれ以下と考えてよい。

計算結果を表に示す。この表から明らかのように、軸方向バッククリングの変化は0.06%以下である。ところで実験炉の中性子バランスにおいて軸方向の中性子のもれはおおよそ15%程度であるから、上記の軸方向バッククリングの変化は $k_{eff}$ に対して $1 \times 10^{-2}$ %程度の効果しか持たない。

以上の検討により、1次元円柱計算において軸方向バッククリングを不変として取扱うこととは、実際上充分許される仮定であることが結論される。

なお東芝の計算では、軸方向バッククリングの値として $1.214 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$ を用いているが、表の値はこれと絶対値においてもよく一致している。

### 5.4 中性子束計算の時間間隔

これは特に2次元計算を行なう際の中性子束計算の時間間隔に関する情報を得ることを

目的とする。実験炉では交換間隔は約7.0日程度であるから、この間中性子束分布は変わらないとする取扱いはそれほど問題はないと思われるが、これを確かめるために中性子束分布の計算を1.0日間隔と7.0日間隔とでそれぞれ実施し、燃焼特性を比較した。計算は1次元円柱計算であり、燃焼計算はいずれの場合にも1.0日間隔にしてある。

25,000 MW/T程度まで燃やした場合の、日数に対する炉心各領域の平均燃焼度を調べてみると、両者の差は0.5%以下であり、燃焼による中性子束分布の変化が極めて小さいことを示している。したがつて、燃焼計算の際には、各サイクル中で、中性子分布の形は変わらないとして取扱うことができる。

### 5.5. 1次元計算と2次元計算との比較

詳細燃焼計算の主な目的の一つである1次元計算の精度チェックのために、2次元燃焼コードを用いた計算を行なつた。計算結果を図5.4に示す。

先に述べたように、1次元円柱計算では、炉心と、半径方向プランケット中央部との熱出力の合計を7.5 MWと固定して燃やしているのに対し、2次元計算では、これに上下方向のプランケット部からの寄与を含めた全熱出力を7.83 MWに固定した取扱いになつてゐる。燃焼が進むにつれて上下方向のプランケット部からの寄与の割合は増大するので、炉心の熱出力に関しては1次元計算は燃焼と共に次第に過大評価するようになる。これが図5.4において、1次元計算の方が反応度変化が急激になつている原因である。

しかしながら、この相違は極めて小さく、実際上は後で述べる断面積の影響に比べて無視できる程度である。このことから、実験炉の燃焼解析に対しては1次元円柱計算で充分な精度を得ることができると結論される。

なお、図5.4の計算は、核断面積の影響の所で述べる核定数セットHIM-1を用いて行なつたものである。

つぎに各サイクルの始めにおいて燃料を装荷した際のピーキング・ファクターを東芝の計算値と比較した結果を表5.2に示す。この表からわかるように、東芝の値と2次元計算結果との違いは±1%以下である。また取出し燃料の平均燃焼度に対して、軸方向および局所的出力ピーキング・ファクターとして掛けるべき因子を比較したのが表5.3である。いずれに対しても2次元計算の方が大き目に出ており、最高燃焼度を大きくする方向にあるが、領域1, 2, 3に対しては2%程度、領域4, 5, 6に対しては4, 5%の程度であり、それほど大きな相違ではない。

## 5.6. 自己遮蔽因子の取扱い

東芝の計算では、1サイクルの間で共鳴の自己遮蔽因子、あるいは実効断面積は変らないとする取扱いをしているが、実際は燃焼による原子数変化によつて自己遮蔽因子は変化する。そこで燃焼計算の各時間ステップで自己遮蔽因子を再計算して、その影響を調べた。

もつとも燃焼の進んだ燃料(燃焼度約 17.000 MW D/T)において原子数の変化は、U-235 で約 10%, U-238, Pu-239 で数%の程度であり、これによる自己遮蔽因子の変化は表 5.4.に示す通り、U-235 では keff 領域において 0.1~0.2%，数 100 ev 領域において 0.2~0.3% 程度、U-238, Pu-239 では keff 領域において 0.2~0.3%，数 100 ev において 0.5% 程度である。さらに実験炉では、炉心の全中性子束に対する keff 領域以下の寄与は 1% 程度である。

このような事情のために、自己遮蔽因子を変化させることによる keffへの最大効果は  $1 \times 10^{-3} \Delta k$  以下となり、燃焼の全サイクルを通じて自己遮蔽因子を不变とする取扱いでも充分の精度が得られることがわかる。

## 5.7. 核断面積の燃焼計算への影響

核断面積の燃焼計算への影響を調べるために、最近の核データを集めて評価を行ない、核定数セット H I M - 1 の形にまとめたものを使用した。評価の対象として取上げた核種と反応はつきの通りである。

- (1) U-235 の  $\sigma_f$  と  $\alpha$
- (2) U-238 の  $\sigma_c$  と  $\sigma_{inel}$
- (3) Pu-239 の  $\sigma_f$ ,  $\alpha$ ,  $\nu$
- (4) Pu-240 の  $\sigma_c$  と  $\sigma_f$
- (5) Na の  $\sigma_c$  と  $\sigma_s$
- (6) Fe の  $\sigma_c$  と  $\sigma_s$

核定数セットから群定数セットを作る際には、MC<sup>2</sup>で計算された微細スペクトルを重み関数として使用したため、上にあげた核種のほか、Ni, Cr, O などの核種についての弾性除去断面積はすべて作り直されている。上記のもの以外は A B N セットの値を用いた。

H I M - 1 セットと A B N セットを用いた場合の反応度変化に対する計算結果の比較を図 5.5. に示す。いま 10.000 MW D/T の点までの keff の変化  $\Delta k$  を比べてみれば、H I M - 1 セットを用いた場合 1.58%，A B N セットを用いた場合 1.50% であり、H I M - 1 セットの場合の方が keff の変化が激しい。この違いは燃料交換間隔に対して 6

%前後の相違をもたらし、HIM-1セットの場合の方が交換間隔が短くなる。

核断面積の中でもつとも問題が多く、しかも今回の詳細な評価からはずしたものとして核分裂生成物の断面積がある。HIM-1にはENDF/Bのデータから作つた値を入れてあるが、これはABNセットの値に比べて約20%程度小さい値を持つている。いま平衡サイクルの状態において核分裂生成物の  $k_{eff}$  に対する寄与を調べてみると、最大0.1%程度と考えられる。したがつてABNセットの違いにより、 $k_{eff}$  に対して0.02%の影響を持つことになり、この影響は燃料交換間隔を2%程度延ばす方向に働く。

以上のことから、HIM-1セットの中で核分裂生成物以外の核種の断面積の改良は交換間隔を8%程度短かくするが、このうち2%程度を核分裂生成物が打消す関係にあることがわかる。特に後者の2%という値には不確かさが多い。

つぎに同じABNセットを用いた東芝の計算と日立の計算との比較を図5.6に示す。両者の反応度変化の勾配と、燃料交換時の反応度の立上りの大きさの相違については、現在までの検討段階では原因が判明していない。しかしながら、二つの相違に相互に打消し合う方向に働き、その結果として、平均的な交換間隔についてはほぼ等しい値を持つということができる。

最後に同位元素濃度変化をHIM-1セットを用いて計算した結果を図5.7に示す。最大燃焼度における同位元素濃度に対する断面積セットの影響を調べたのが表5.5である。重要な影響を持つ同位元素については両者の差は1%程度であり影響は小さいといつてよい。

## 5.8 燃料交換間隔の燃焼度に対する誤差評価

以上東芝の計算をもとにして、問題点を項目毎に検討してきた。その結果、核断面積の影響以外には誤差を生じる原因是実際上存在しないことが認められた。そこで核断面積の影響についての検討に基づいて、燃料交換間隔と取出し燃料の燃焼度に対する誤差の評価をまとめておくことにする。

HIM-1に収入された核データの値は、核分裂生成物以外の核種については、種々の臨界実験データの解析を通じて確認を終えているので、信頼度はかなり高いものと考えてい。したがつて、ABNセットの値に比べて燃料交換間隔が約8%程度短くなるということは、かなり正確な値として採用することができる。これに核分裂生成物の断面積の効果を入れれば6%までその差が縮まるが、これについてはかなりの不確定さが残つており、この不確定さをさらに両側に広げて、ABNセットの値に比べて燃料交換間隔は5~9%

程度短かくなると結論するのが安全である。例えば ABN セットを用いた平均交換間隔が

45日であれば、実際の値は41日と43日の間にあると考えられる。

取出し燃料の燃焼度は、燃料交換間隔に比例するので、その誤差範囲についても同程度

となる。

表 5.1 燃焼による軸方向バックリングの変化

炉心平均燃焼度 (MWD/T × 10 <sup>4</sup> )	軸方向バックリング (cm <sup>-2</sup> × 10 <sup>-3</sup> )	k <sub>eff</sub>
0	1.2153	1.0536
1.757	1.2157	1.0248
3.506	1.2150	0.9955

表 5.2 燃料装荷時のピーキング・ファクター

サイクル	2次元計算	東芝の計算
初期	1.359	1.363
1	1.346	1.345
2	1.344	1.345
3	1.375	1.378
4	1.357	1.359
5	1.345	1.346
6	1.374	1.377

表 5.3 取出し燃料の平均燃焼度と最高燃焼度との比

領域	2次元計算	東芝の計算
1	1.241	1.218
2	1.285	1.250
3	1.305	1.287
4	1.370	1.301
5	1.376	1.317
6	1.427	1.388

表 5.4. 燃焼による実効断面積の変化( barns)

エネルギー領域	U-235 $\sigma_a$		Pu-239 $\sigma_a$		U-238 $\sigma_a$	
	Initial	1.7万MWD/T	Initial	1.7万MWD/T	Initial	1.7万MWD/T
5kev~1kev	6.951	6.964	4.634	4.646	1.008	1.011
1kev~thermal	22.71	22.76	18.62	18.70	1.911	1.922

表 5.5. HIM-1とABNによる原子数密度の比較

(  $1.7 \times 10^4$  MWD/T )

元素名	原子数密度( $10^{22}$ atom/cm <sup>3</sup> )	
	HIM-1	A·B·N
U-235	0.1340	0.1328
U-236	0.00192	0.00203
U-238	0.5723	0.5670
Pu-239	0.1068	0.1056
Pu-240	0.0393	0.0387
Pu-241	0.00752	0.00778
Pu-242	0.0000793	0.0000722
F.P.U	0.01007	0.01004
F.P.Pu	0.00843	0.00837

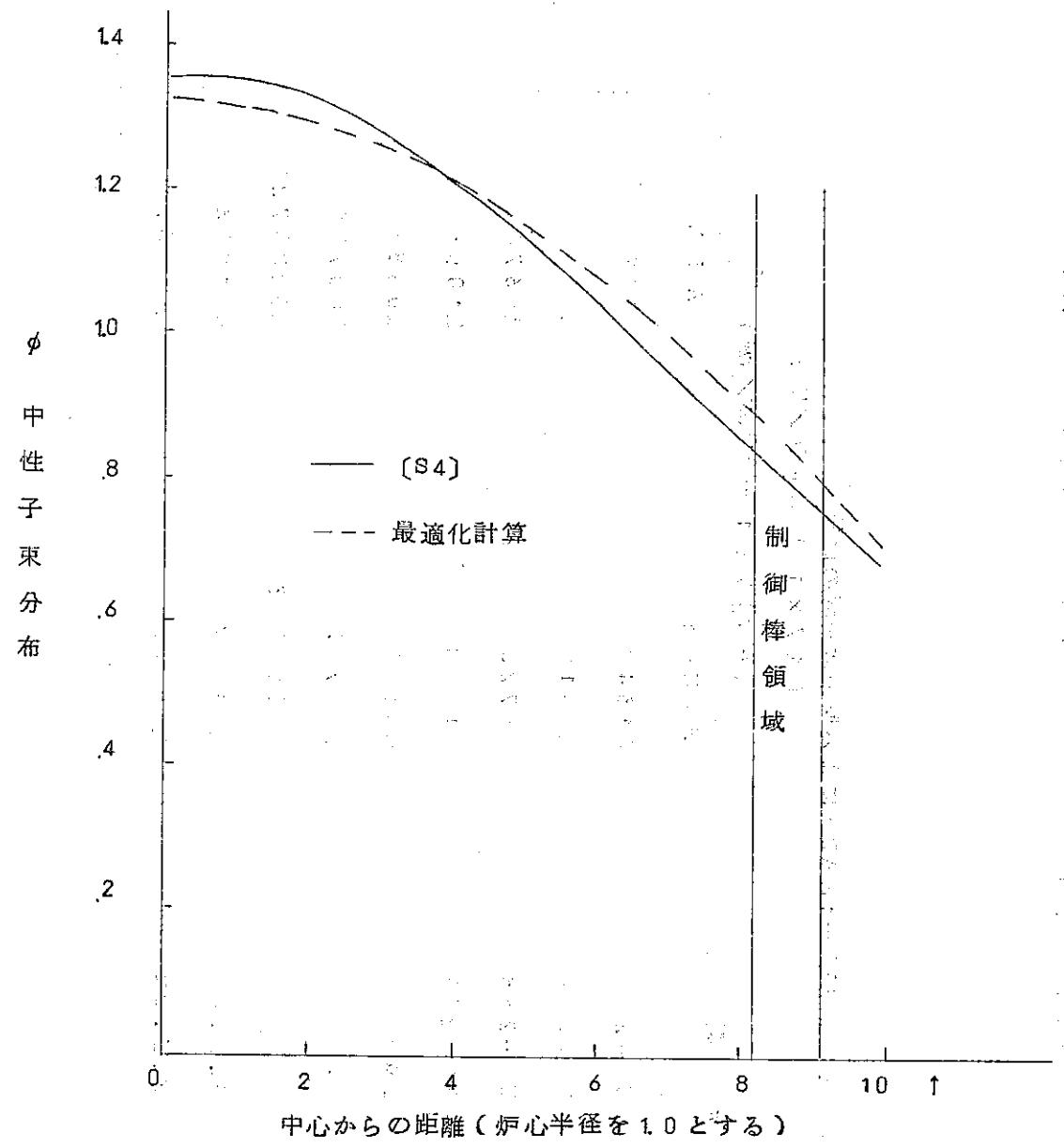


図 5.1 中性子束分布

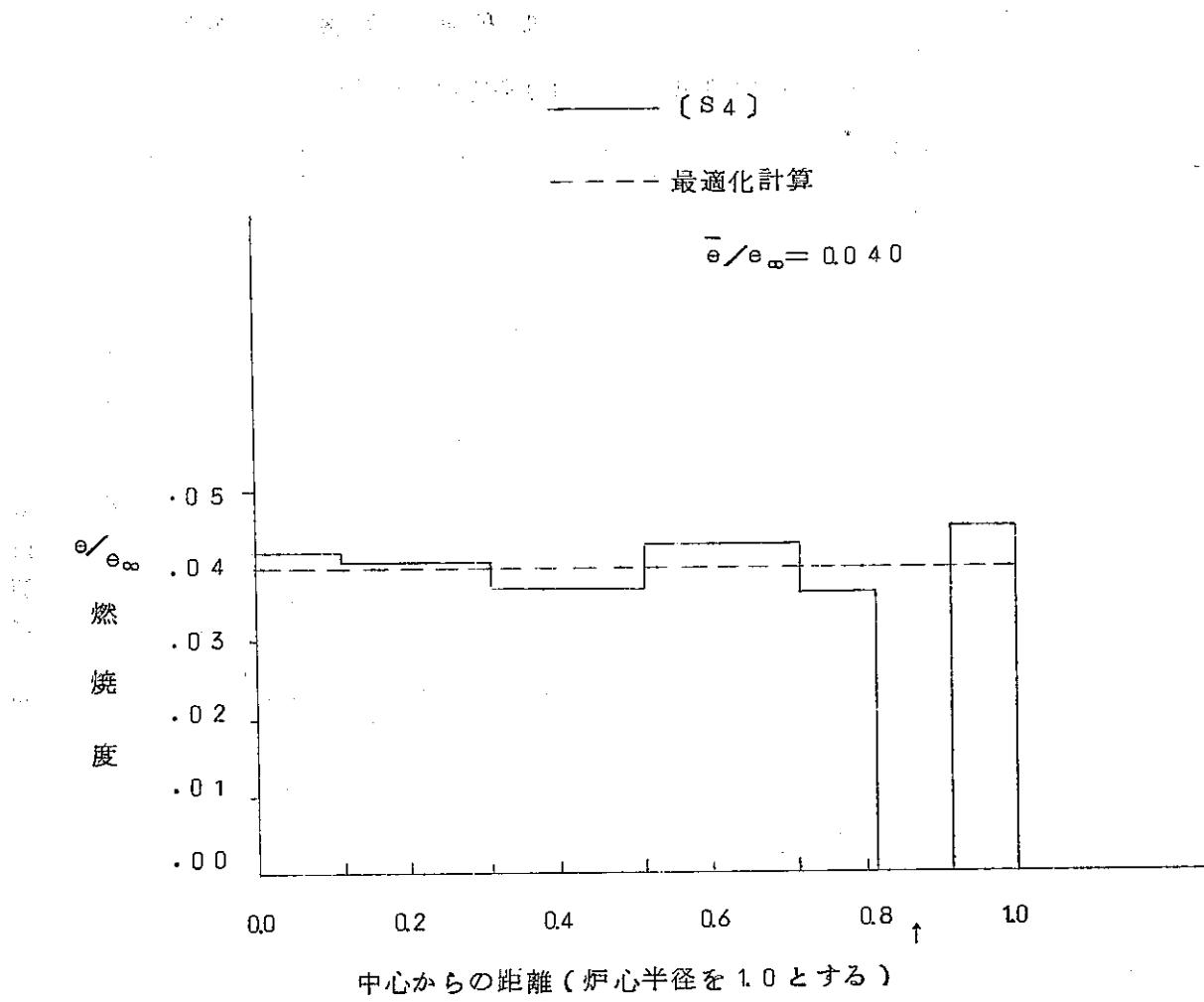


図 5.2. 燃 燃 度 分 布

〔S4〕

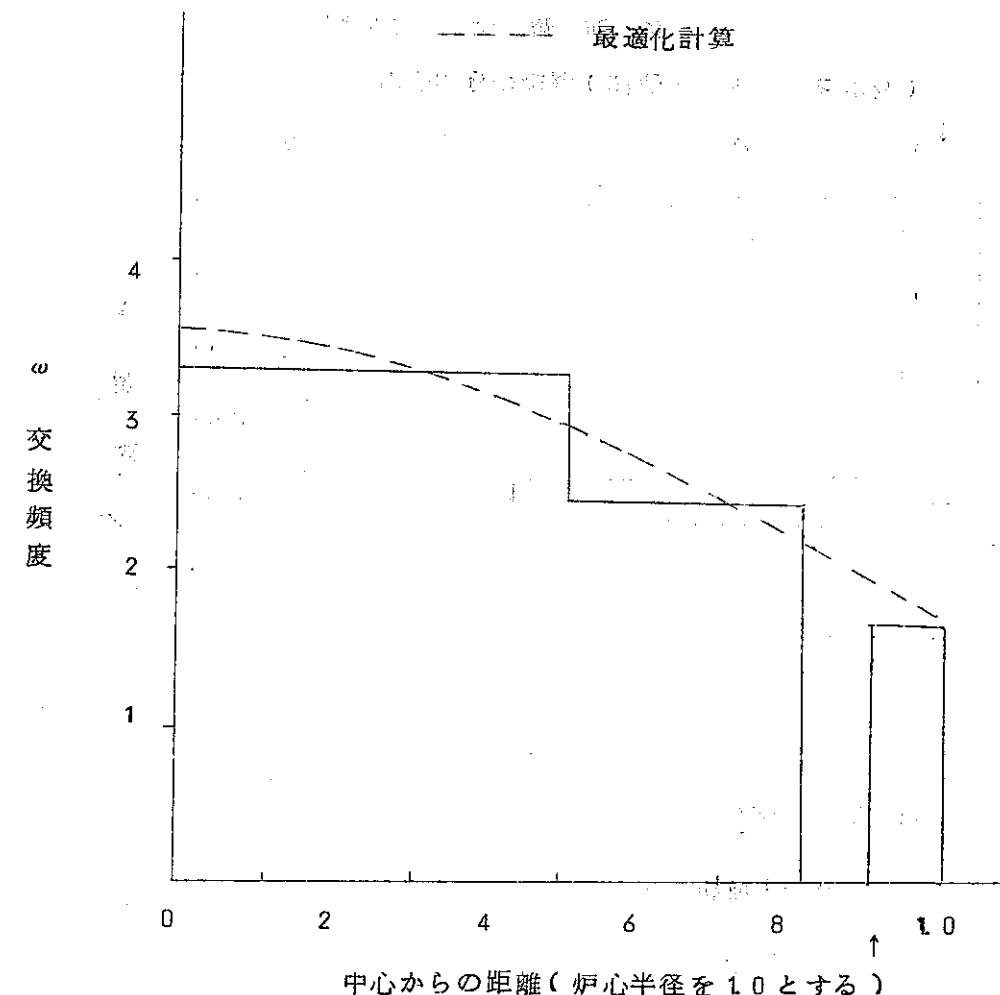


図 5.3 交換頻度分布

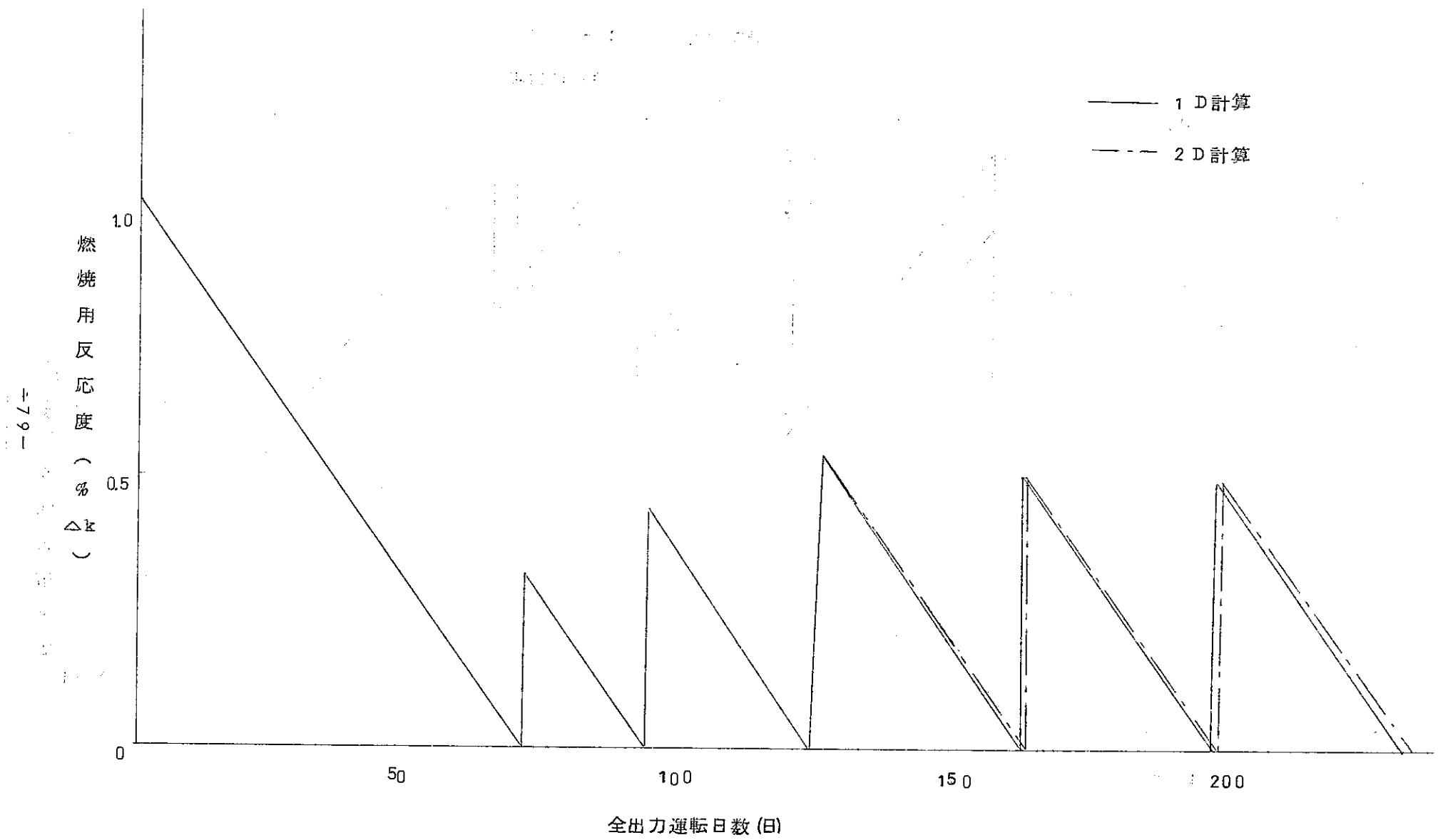


図 5.4. 1 次元計算と 2 次元計算の比較

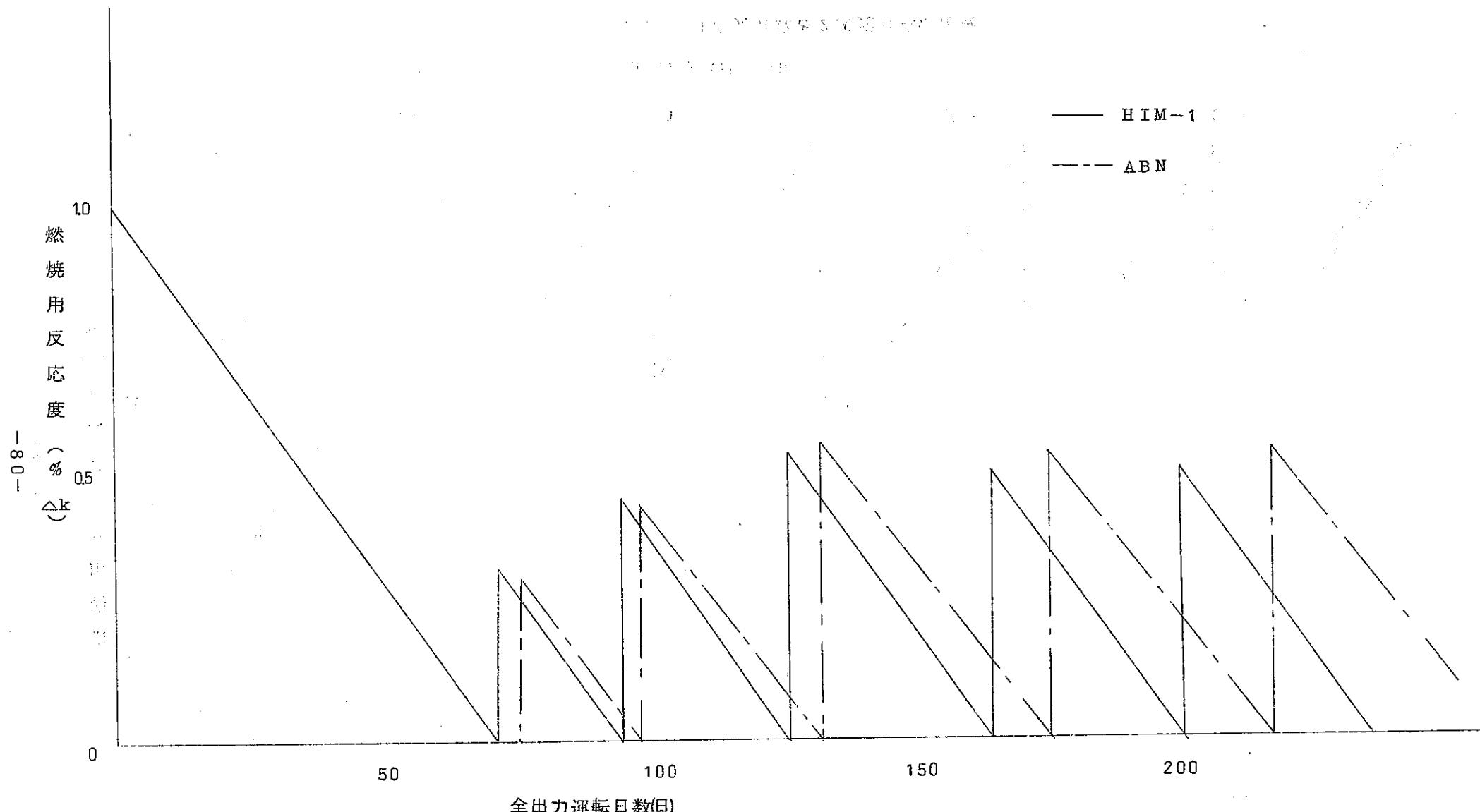


図 5.5. HIM-1 と ABN の比較

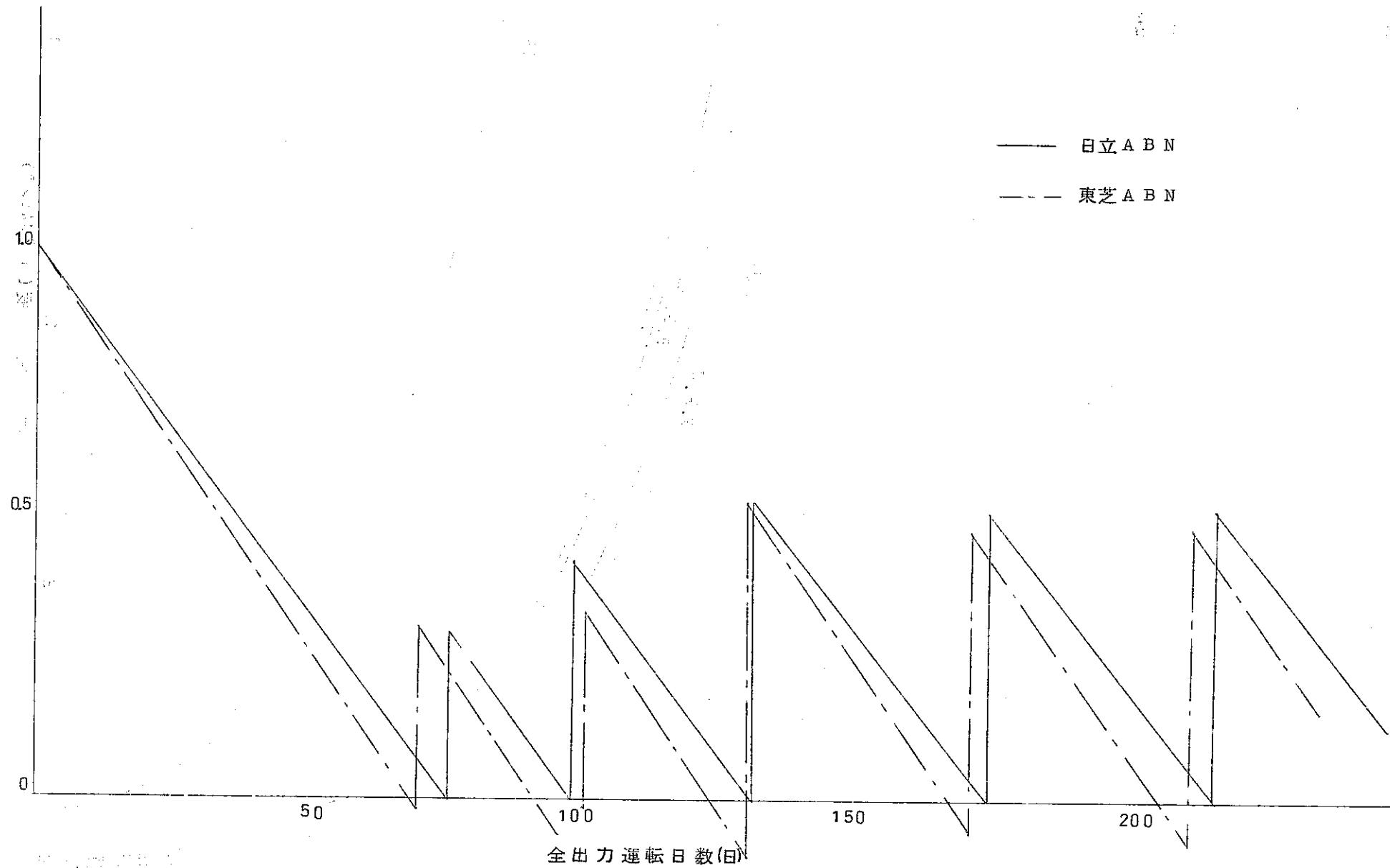


図 5.6 東芝 A B N と日立 A B N の比較

Pu<sup>41</sup>

F.P.U

F.P.Pu

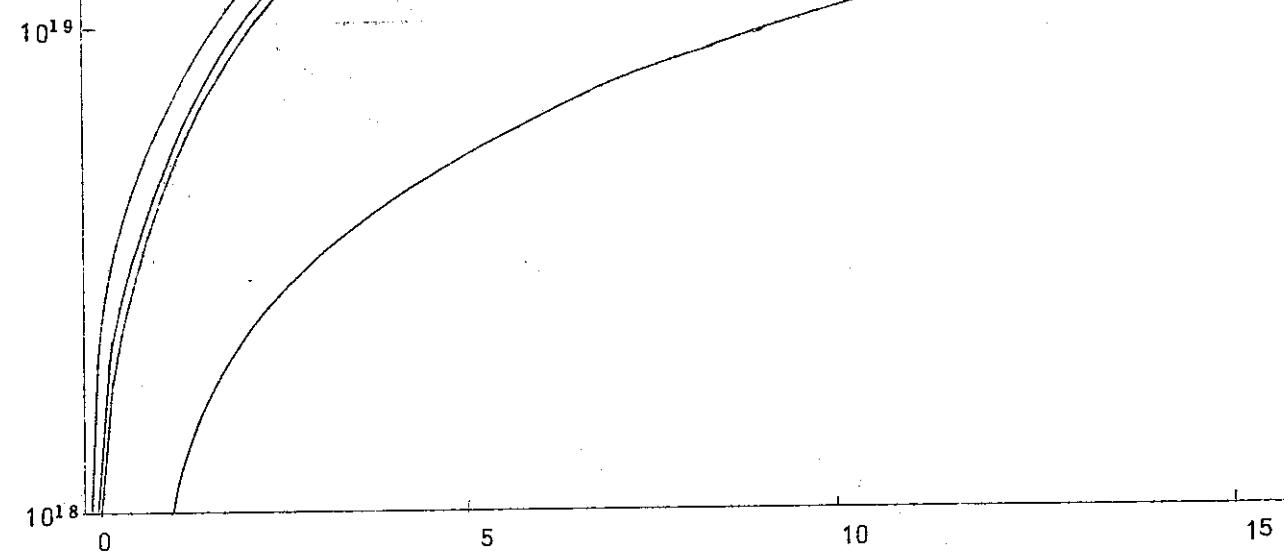
Pu<sup>42</sup> × 10<sup>2</sup>U<sup>26</sup>

図5. 7. 原子数密度変化