

JAERI-Review

95-001



臨界安全性特別専門委員会
第2回—第7回会合報告書

1995年2月

臨界安全性特別専門委員会

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

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し込みください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

This reports are issued irregularly.
Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1995

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ニッセイエプロ株式会社

臨界安全性特別専門委員会 第2回～第7回会合報告書

日本原子力研究所
臨界安全性特別専門委員会

(1995年1月19日受理)

核燃料施設の臨界安全性に関わる中性子物理、核燃料取扱プロセス、放射線計測等の各分野の専門家間の幅広い討論を行い、合理的な臨界安全設計・管理に資するために、公的研究委員会として日本原子力学会内に臨界安全性特別専門委員会が昭和63年11月に設立され、計7回の会合が行われた。本報告書は、平成元年の第2回から平成4年の第7回までの各会合におけるこの委員会の活動内容をまとめたものである。

Report of the 2nd through 7th Conferences of Special Committee
on Nuclear Criticality Safety

Special Committee on Nuclear Criticality Safety

Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 19, 1995)

Special committee on Nuclear Criticality Safety was established as a public committee of Atomic Energy Society of Japan in November, 1988. The main objectives of this committee are to contribute to reasonable criticality safety design/control through extensive discussions among the specialists of reactor physics, fuel treatment process and radiation surveillance technique and so on. The conferences were held totally seven times. This report concerns with the activities of this committee in the 2nd (1989) through 7th (1992) conferences.

Keywords: Criticality Safety, Nuclear Fuel Cycle, Experimental Data,
Chemical Process, Criticality Safety Design, Reactor Physics,
Radiation Surveillance Technique, Radiation Protection,
Special Committee

目 次

1. まえがき	1
2. 委員会構成	3
3. 第2回会合発表内容	5
3.1 DCA改造計画の概要	5
3.2 DCAにおける未臨界度測定	8
3.3 燃料濃度分布の不均一化による反応度効果	36
3.4 板状コンクリート模擬体の反応度効果に関する実験	55
3.5 討論概要	63
4. 第3回会合発表内容	65
4.1 Mihalczo 法に関する二・三の考察について	65
4.2 Avery の方法による相互干渉炉心の実効増倍率の測定	72
4.3 動燃東海再処理工場の臨界安全管理について	86
4.4 討論概要	98
5. 第4回会合発表内容	99
5.1 DCAにおける未臨界度測定について(その2)	99
5.2 TCA 結合炉体系における Avery の方法の適用性	117
5.3 ピューレックス工程の臨界安全性について	128
5.4 討論概要	135
6. 第5回会合発表内容	137
6.1 炉中性子の空間的結合効果の一評価法	137
6.2 2分割炉心の固有値間隔の測定法について	140
6.3 再処理プロセスの臨界解析モデルについて(溶解プロセス)	160
6.4 討論概要	172
7. 第6回会合発表内容(臨界安全性に関する国際会議(ICNC'91)の報告)	173
8. 第7回会合発表内容(臨界安全性に関するシンポジウム)	183
9. あとがき	188

Contents

1. Introduction	1
2. Members of the Committee	3
3. The 2nd Conference	5
3.1 The Outline of the Reconstruction of DCA	5
3.2 Measurement of the Subcriticality of DCA	8
3.3 Reactivity Effect of Non-uniform Fuel Distribution	36
3.4 Experiments for the Reactivity Effect of Plate Concrete	55
3.5 Discussions	63
4. The 3rd Conference	65
4.1 Discussions on Mihalczko's Method	65
4.2 Measurement of Multiplication Factor of Coupled Reactors Using Avery's Method	72
4.3 Criticality Safety Control of PNC Reprocessing Plant	86
4.4 Discussions	98
5. The 4th Conference	99
5.1 Measurement of the Subcriticality of DCA (Part 2)	99
5.2 Applicability of Avery's Method in TCA Coupled Core System	117
5.3 Criticality Safety Control of Purex Process	128
5.4 Discussions	135
6. The 5th Conference	137
6.1 Evaluation of Neutronic Spatial Coupling	137
6.2 Measurement of the Eigenvalue Separation in a Coupled Reactor	140
6.3 Modelling for Criticality Safety Analysis of a Reprocessing (Solution Process)	160
6.4 Discussions	172
7. The 6th Conference (Reports on International Conference on Nuclear Criticality Safety (ICNC'91))	173
8. The 7th Conference (Symposium on Criticality Safety of Spent Fuel)	183
9. Conclusion	188

1. ま え が き

臨界安全性特別専門委員会主査
東北大学工学部
平川 直弘

本委員会は、核燃料加工工場、再処理工場、輸送・貯蔵施設等原子炉以外の核燃料取扱い施設における臨界安全性に関する諸問題を、中性子物理、核燃料取扱いプロセス、放射線計測などの専門家により幅広く検討し、合理的な臨界安全設計・管理に資することを目的として1988年11月に発足し、以後2年間の延長を含めて92年9月までに計7回の会合を持ち、報告、討論を行ってきた。

以下に主要な検討項目について述べる。ただし各項目は相互に関連があるので、分類は便宜的なものである。

1. 基礎的な臨界実験データの評価

この項目では動力炉・核燃料開発事業団（動燃）が米国 Pacific Northwest Laboratory と共同で行った臨界安全性実験、京都大学原子炉実験所KUCA、日本原子力研究所（原研）TCA 等を用いて行われた臨界安全性研究を目的として行われた実験のデータとその解析結果に関する報告と検討が行われた。

2. 臨界安全性実験技術の検討

この項目は2つに大別される。1つは複数個の炉心の相互干渉効果、結合炉の理論を中心とする実験解析手法とMihalcz法、2分割炉の固有値間隔測定法等の未臨界度測定のための技術開発とその適用性に関して新しい提案がなされた。もう一つは動燃が計画している重水臨界実験装置（DCA）を溶液燃料を用いるように改造するための計画並びにそれを用いる未臨界度測定についての理論的検討である。この点に関しては、実験上の誤差を考慮すると、テスト領域の未臨界度を測定するためには、実験の前に十分模擬解析を行う必要のあることが指摘された。

3. 核燃料取扱いプロセスにおける臨界安全性の検討

動燃の再処理工場の臨界管理、Purex工程における臨界安全性の問題、再処理時の溶解プロセスにおける臨界解析モデル等についての現状報告が行われ、今後 NUCEF等の実験計画設定に関し課題となる問題が指摘された。

4. 臨界安全性に関する諸外国との交流

この項目に関して、1つは1991年9月に英国で開催された「臨界安全性国際会議」（ICNC'91）における発表論文のレビューを行った。また1992年9月には米国からの専門家の参加を得て、主に輸送容器を対象にした使用済み燃料のバーンナップクレジットの問題についての報告を受け、また日本側から、バーンナップクレジットに関する原研の活動と実験計画、下北再処理工場に設置予定のバーンナップモニタに関連した試験の概要、最近原研から報告された照射後試験データの新しい燃料計算コードによる解析等について報告した。

本委員会において発表された資料は第1回についてはJAERI-M 89-70として公表されているが、第2～7回については本JAERI-Reviewで公表することとなった。

なお本委員会は、原研NUCEFの実験計画の具体化、動燃DCAの改造の安全審査通過等、臨界安全研究が新たな局面を迎えたことに鑑み、1992年度を以って終了することとなった。委員会活動にご協力を頂いた委員、講演者の各位に深く御礼申し上げる次第である。

2. 委員会構成

当委員会の委員を以下に示す。委員は設立期間中若干の変動があったが、ここでは最終会合の開かれた平成4年度の委員を示す。なお、各委員の所属はその当時のものである。

氏名	職名	所属
平川直弘	主査	東北大学工学部原子核工学科
神田啓治	幹事	京都大学原子炉実験所
福村信男	〃	（財）原子力安全技術センター研究調査部
金盛正至	〃	動燃安全部安全研究課
小林岩夫	〃	原研安全性試験研究センター燃料安全工学部
須崎武則	〃	原研安全性試験研究センター燃料安全工学部臨界安全研究室
三好慶典	〃	原研安全性試験研究センター燃料安全工学部臨界安全研究室
北村正晴	委員	東北大学工学部原子核工学科
鈴木篤之	〃	東京大学工学部原子力工学科
関本博	〃	東京工業大学原子炉工学研究所
相沢乙彦	〃	武蔵工業大学原子力研究所
清瀬量平	〃	東海大学工学部原子力工学科
仁科浩二郎	〃	名古屋大学工学部原子核工学科
山根義宏	〃	名古屋大学工学部原子核工学科
小林啓祐	〃	京都大学工学部原子核工学教室
森島信弘	〃	京都大学工学部原子核工学科
小林圭二	〃	京都大学原子炉実験所
代谷誠治	〃	京都大学原子炉実験所原子炉研究部門
山田澄	〃	摂南大学工学部電気工学科
丹沢富雄	〃	（株）東芝 原子力技術研究所
角谷浩亨	〃	（株）CRC総合研究所 科学システム本部
中村久	〃	富士電機原子力エンジニアリング（株）設計部
青柳春樹	〃	日本原燃（株）再処理本部設計部安全設計課
田仲昇一	〃	三菱マテリアル（株）原子力技術センター技術第一部
桂木学	〃	（株）日本総合研究所
板原国幸	〃	三菱原子力工業（株）燃料サイクル統括部
津田勝弘	〃	原子燃料工業（株）東京技術開発部炉心計画部
北野照明	〃	三井造船（株）原子力事業部設計部

氏 名	職 名	所 属
井 上 和 誠	委 員	日揮(株)原子力・高度技術事業本部第1プロジェクト統括部
古 橋 晃	”	核物質管理センター開発部
八 谷 雄 喜	”	動燃大洗工学センター
大 谷 暢 夫	”	動燃大洗工学センター臨界工学試験室
菊 池 孝	”	動燃再処理工場処理部化学処理第1課
松 本 忠 邦	”	動燃東海事業所再処理技術開発部
中 野 正 文	”	原研高崎研究所大阪支所
安 田 秀 志	”	原研原子炉工学部炉物理実験研究室
土 橋 敬一郎	”	原研原子炉工学部原子炉システム研究室
内 藤 俣 孝	”	原研安全性試験研究センター燃料安全工学部核燃料施設安全評価研究室
館 盛 勝 一	”	原研安全性試験研究センター燃料安全工学部臨界安全研究室
奥 野 浩	”	原研安全性試験研究センター燃料安全工学部核燃料施設安全評価研究室

3. 第2回会合発表内容

第2回会合は平成元年5月31日に日本原子力研究所本部で開催された。以下に、本会合で発表された資料を示す。なお、発表者の所属、職位等は発表当時のものである。

3.1 DCA改造計画の概要

動力炉・核燃料開発事業団
吉田 守

1. 目的

核燃料サイクル施設に適用可能な未臨界度測定・管理技術を開発・実証するため、DCAに液体状核燃料物質取扱い施設を設け、未臨界度測定装置としての機能を追加する。

2. 改造の概要

(1)重水水位で反応度制御を行う従来のDCA格子をドライバとし、その中央に1m×1mの試験領域を設ける(図1)。

試験領域には複数個の溶液燃料槽等を多様な配置で設置した試験体系を構成し、1個の槽には下部から溶液燃料を給液する。試験体系の構成範囲は、中性子実効増倍率 K_{eff} で0.99~0.30とする。

(2)試験体系に供給する溶液燃料を調整・貯蔵するための核燃料物質取扱い及び貯蔵施設、並びにそれらを収納する建物を新設する(図2)。

3. 実験方法

①試験領域とドライバ領域から成る2領域炉心を用いて、ドライバの重水水位により臨界調整を行い、DD方(Driver-Driven)と呼ばれる手法により、試験体系の K_{eff} を測定する。

②試験領域のみで、J.T.Mihalczkoの提唱する ^{252}Cf 核分裂検出器を用いた中性子ノイズ実験を主とする試験体系の K_{eff} 測定を行う。又、パルス中性子法、修正中性子源増倍法等も並用する。

③未臨界実験による K_{eff} (②)を2領域臨界実験による K_{eff} (①)比較することにより、②の方法による K_{eff} の測定精度及びオンサイトでの適用性を検討する。目標精度は、 $K_{eff} \geq 0.95$ では0.3% Δk 以下、 $0.95 > K_{eff} \geq 0.30$ では4% Δk 以下としている。

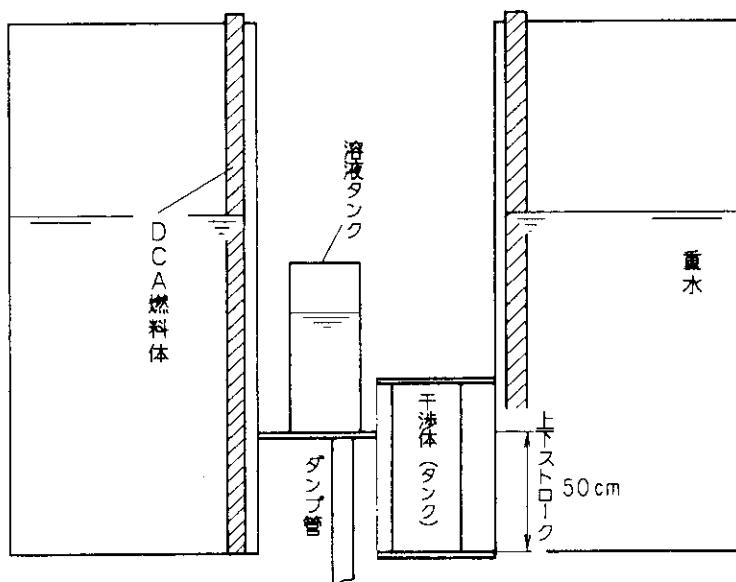
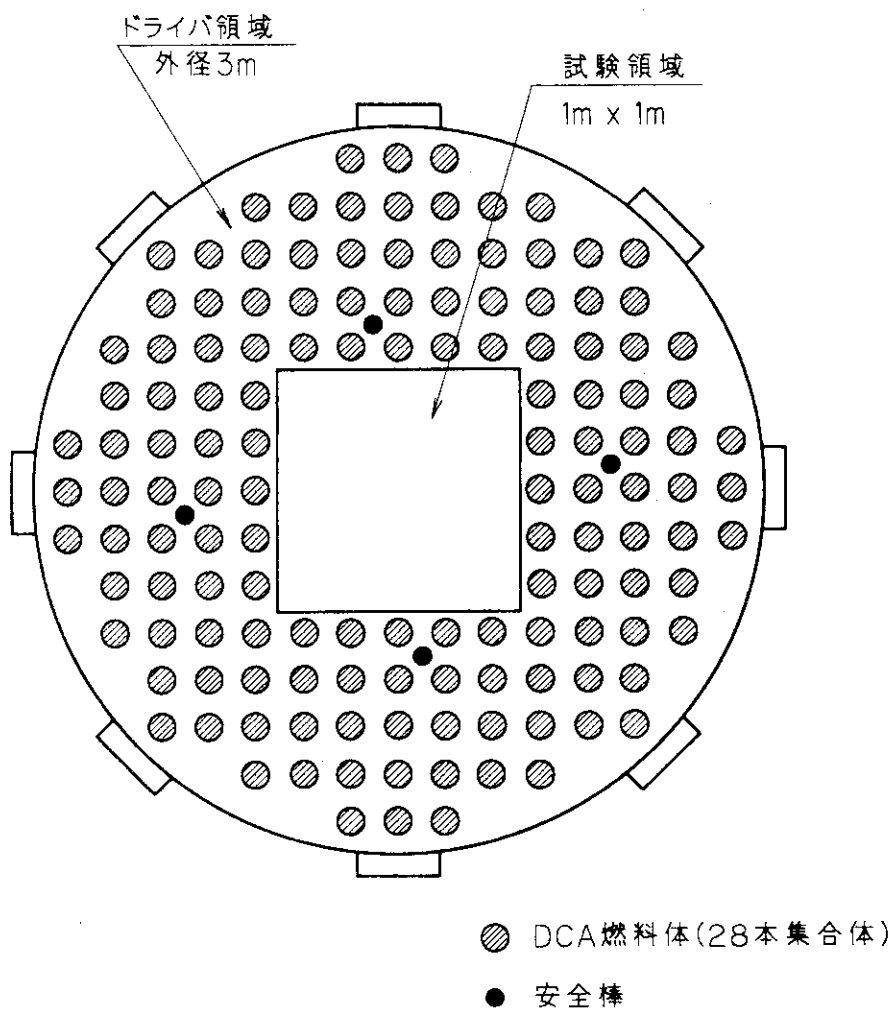


図1 DCA改造炉心

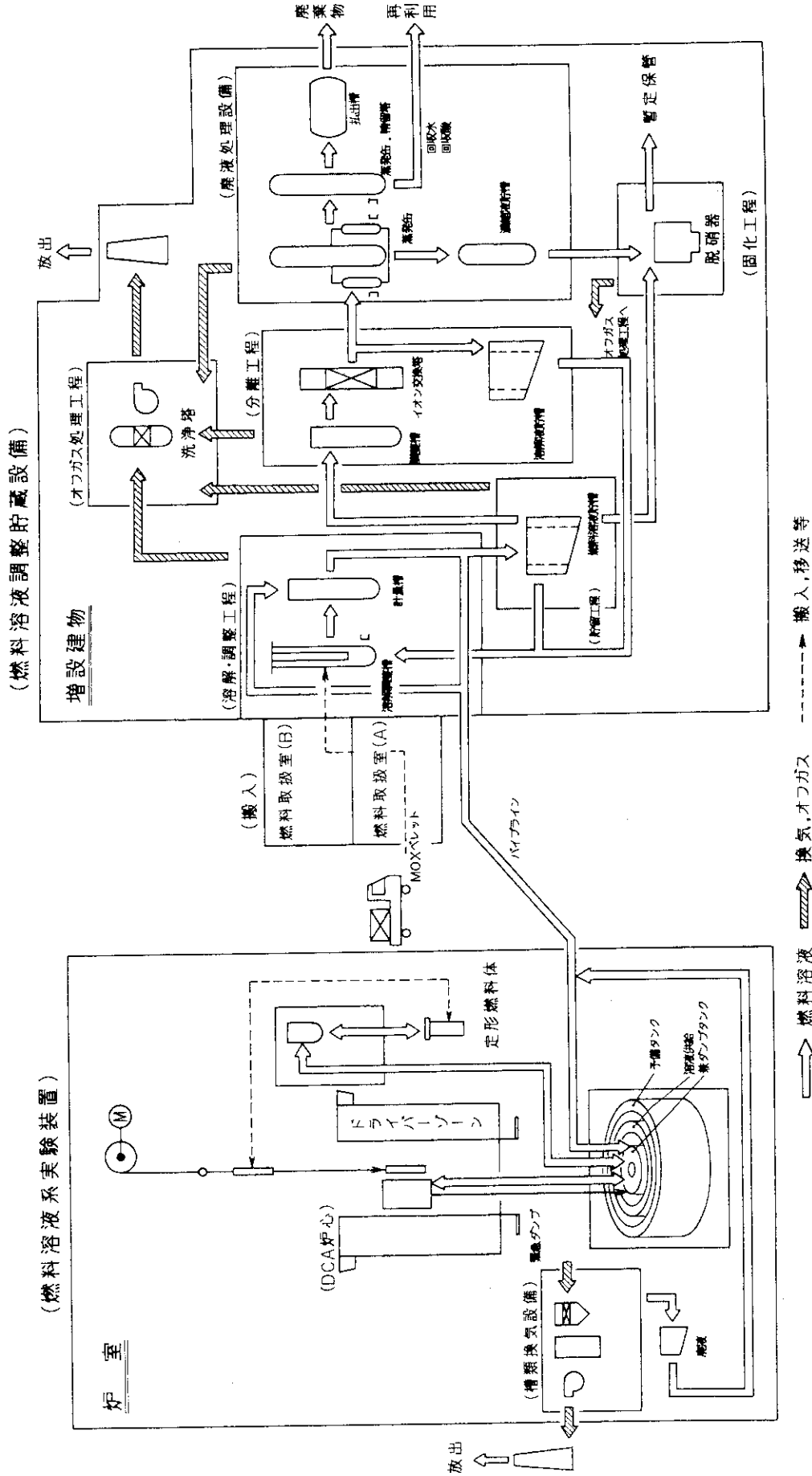


図2 改造DCAにおける燃料溶液等の流れ

3.2 DCAにおける未臨界度測定

動力炉・核燃料開発事業団

福村 信男

1. はじめに

高速炉燃料は軽水炉燃料に比べプルトニウム含有割合が多く、特に系統内で相変化を伴う高速炉燃料再処理施設の臨界安全は一段と厳しくなるため、施設の安全性・経済性向上のためには未臨界度の測定値を精度よく求める測定手法を開発するとともに未臨界モニタの実用化と臨界安全解析手法の高度化を図らねばならない。

このような観点から動燃事業団では、米国と共同で未臨界度測定装置の開発を進める（昭和58年から昭和63年まで）⁽¹⁾一方、既設重水臨界実験装置(DCA)活用した未臨界度測定試験施設の設計研究を進めている⁽²⁾。

ここでは臨界安全研究のためのDCA活用計画について述べる。

2. 未臨界度測定法

(1) 未臨界度測定法に対する要請

再処理施設等の核燃料施設への適用を考慮した場合には、核燃料施設の特徴に留意し次の要求を満たす未臨界度測定法が必要である。

未臨界度測定システムに要求される事項

○高いバックグラウンド域で精度良く深い未臨界度が測定可能であること

- ・ 範囲 $0.3 \leq K_{eff} \leq 0.99$
- ・ 精度 $\pm 0.003 (0.095 \leq K_{eff} \leq 0.99)$
 $\pm 0.04 (0.3 \leq K_{eff} \leq 0.95)$

○測定処理時間が短く、プロセス変動による応答性が良いこと

- ・ 目標 10秒以内

○測定、処理に関して、種々のプロセスパラメータによる較正を必要としないこと

- (例) ・ 体系の臨界データ
- ・ 測定場所の限定（検出器に場所依存性がないこと）

○測定システムがコンパクトであること

- ・ データ処理機能が簡単であること

○安価でメンテナンスフリーであること

(2) 既存未臨界度測定法の比較

未臨界度測定法として可能性のあるものは大別すると

- ① 中性子雑音法
- ② 中性子源増倍法
- ③ パルス中性子法
- ④ その他

であり、その原理、実績、特徴及び課題をまとめると以下に示すとおりとなる。

① 中性子雑音法

中性子連鎖反応において、ある種の確率モデルを適用して計測量と未臨界度の関係を導き、その計測量から未臨界度を求める方法で、外部中性子源を必要とするMihalcz法と、必要としないFeynman- α 法、Rossi- α 法がある。

Mihalcz法⁽³⁾は臨界近傍での反応度較正を必要とせず、検出器感度や1次中性子源の強度情報が不用という未臨界度モニタに適した特長を有している。但し、高次空間モードの検討等の課題を有している。

Feynman- α 法及びRossi- α 法は中性子寿命の情報を必要とする点で未臨界度モニタへの適用という面で不利である。

② 中性子源増倍法

外部中性子源による中性子の空間分布から反応度を測定する方法である。この方法は臨界近傍での反応度較正を必要としていたが、パルス中性子法の空間積分法と同じ考え方を適用した修正中性子源法(MSM法)は、臨界時の情報が不要となり、未臨界度モニタへの適用も可能である。

③ パルス中性子法

加速器等で中性子パルスを打ち込み、その後の媒質中での中性子密度の時間的変化より反応度を求める方法である。この中性子密度の時間的変化を解析する方法により、微分法-Simmon・King法(SK法)、RevisedSK法や積分法-Sjostland-Gozani法、Integral VersionSG法がある。

これらのうち、Integral VersionSG法が臨界点での較正を必要としない点で未臨界度モニタ向きである。

④ その他

その他の方法として、水位差法や2領域法があり未臨界度モニタの較正としては候補となる。このうち、2領域法は測定対象の周囲を空気雰囲気にすることも出来るため実機の未臨界度モニタの較正用として適する。

以上を考慮したDCA改造計画の基本的考え方を表1にまとめて示す。

(3) DCAを用いた未臨界度測定実績

実効増倍率と反応度は、修正一組拡散理論により次式で表される。

$$K_{\text{eff}} = \frac{k_{\infty}}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2} \quad (1)$$

$$\rho = \frac{\Delta K_{\text{eff}}}{K_{\text{eff}}} = \frac{K_{\text{eff}} - 1}{K_{\text{eff}}} = 1 - \frac{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2}{k_{\infty}} \quad (2)$$

有限な炉心のバックリングは、

$$Bz^2 = \left(\frac{\pi}{H + \delta H} \right)^2 \quad : \text{軸方向バックリング} \quad (3)$$

$$Br^2 = \left(\frac{2.4018}{R + \delta R} \right)^2 \quad : \text{半径方向バックリング} \quad (4)$$

と書かれる。

ここで、
 H : 重水水位
 R : 炉心の半径
 δH : 上下の外挿距離の和
 δR : 径方向の外挿距離

(1)式を対数微分することにより反応度係数の一般式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial H} &= \frac{1}{K_{\text{eff}}} \cdot \frac{\partial K_{\text{eff}}}{\partial H} = \frac{2\pi^2 Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2} \cdot \frac{1}{(H + \delta H)^3} \\ &= \frac{2\pi^2 Mz^2}{k_{\infty}} \cdot \frac{1}{(H + \delta H)^3} \quad (K_{\text{eff}} \approx 1) \quad (5) \end{aligned}$$

(5)式が重水水位反応度係数を表し、臨界重水水位H及び $\frac{\partial \rho}{\partial H}$ が測定値となる。(5)式の実験式を得るためには広範囲なH及び $\frac{\partial \rho}{\partial H}$ の測定が必要である。このためには、DCAでは実験用制御棒を多数用い臨界重水水位を広範囲に変化させている。この場合、制御棒の吸収体に吸収された中性子は体系外に漏洩したものと扱い、炉心に吸収体を挿入することにより炉心定数は不変だが、半径方向バックリング Br^2 が δBr^2 だけ増大したと見なされる。このとき炉を臨界にするために重水水位は H_0 から H_1 に増大し、軸方向バックリングが

$$-\delta Bz^2 = \left(\frac{\pi}{H_1 + \delta H} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{H_0 + \delta H} \right)^2$$

だけ減少するので全中性子漏洩率は不変に保たれる。すなわち

$$Mr^2 \delta Br^2 = Mz^2 \delta Bz^2 = Mz^2 \left\{ \left(\frac{\pi}{H_0 + \delta H} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{H_1 + \delta H} \right)^2 \right\} \quad (7)$$

である。

従って、吸収体挿入炉心の臨界水位近傍における反応度係数は

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_{\text{poison}} \Big|_{H_1} &= \frac{2\pi^2 Mz^2}{1 + Mr^2 (Br^2 + \delta Br^2) + Mz^2 (Bz^2 - \delta Bz^2)} \cdot \frac{1}{(H_1 + \delta H)^3} \\ &= \frac{2\pi^2 Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2} \cdot \frac{1}{(H_1 + \delta H)^3} \quad (8) \end{aligned}$$

である。一方、同じ水位で吸収体なしの炉心の反応度係数を考えると、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \rho}{\partial H}\right)_{H_1}^{\text{unpois}} &= \frac{2\pi^2 Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 (Bz^2 - \delta Bz^2)} \cdot \frac{1}{(H_1 + \delta H)^3} \\ &= \frac{2\pi^2 Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 \left(\frac{\pi}{H_1 + \delta H}\right)^2} \cdot \frac{1}{(H_1 + \delta H)^3} \end{aligned} \quad (9)$$

となり、一般に知られているような水位の3乗に逆比例するような関数が成り立たなくなる。

水位 H_1 における吸収体あり、なしの両炉心の反応度係数の比が補正係数となるが、これは(8)(9)式から、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{(\partial \rho / \partial H)^{\text{unpois}}}{(\partial \rho / \partial H)^{\text{poison}}} &= \frac{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 (Bz^2 - \delta Bz^2)} \\ &= 1 + \frac{Mz^2 \delta Bz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 (Bz^2 - \delta Bz^2)} \\ &= 1 + \frac{Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2} \cdot \frac{\delta Bz^2}{\left\{1 - \frac{Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2} \cdot \delta Bz^2\right\}} \\ &= 1 + \frac{C}{2\pi^2} \cdot \frac{\delta Bz^2}{\left(1 - \frac{C}{2\pi^2} \cdot \delta Bz^2\right)} \end{aligned} \quad (10)$$

ここで
$$C \equiv \frac{2\pi^2 Mz^2}{1 + Mr^2 Br^2 + Mz^2 Bz^2}$$

は、臨界点近傍、したがって測定可能な反応度係数と常に次式の関係があることは(8)式から明らかである。

$$C = (H + \delta H)^3 \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)^{\text{poison}}$$

全測定データについてのCの平均値はHと $\frac{\partial \rho}{\partial H}$ を測定することにより得られ、 δBz^2 は水位のみの関数なので任意水位における補正係数は容易に計算することができる。

補正値が比較的小さいことから、補正係数の(10)式において $(1 - \frac{C}{2\pi^2} \cdot \delta Bz^2) \approx 1.0$ と近似して補正係数の式をさらに簡単化することができる。すなわち、

$$\frac{(\partial \rho / \partial H)^{\text{unpois}}}{(\partial \rho / \partial H)^{\text{poison}}} \approx 1 + \frac{C}{2\pi^2} \cdot \delta Bz^2 = 1 + \frac{C}{2} \left\{ \frac{1}{(H_0 + \delta H)^2} - \frac{1}{(H + \delta H)^2} \right\} \quad (11)$$

である。(11)式で計算した結果と、(10)式との差は、DCAの場合最大でも0.5%で小さく無視することができる。表2に補正係数の計算例を示す。

(11)式の形の都合なことは、反応度 ρ を求めるための積分計算に補正係数を持ち込んでも比較的容易に積分を実施することができることである。

DCAでは、上述のように、炉心体系がきまれば、水位反応度係数が1点しか求まらないが、吸収体(制御棒、または重水中のボロン)の使用により、(11)式でその効果を補正することによって広範囲に(重水臨界水位の最小値80cm近傍から燃料体有効長200cmまで)水位反応度係数が求められる。

次に水位反応度係数の測定結果について述べる。

(5)式において測定値は、 $\frac{\partial \rho}{\partial H}$ 、H、 δH である。多数の $\frac{\partial \rho}{\partial H}$ を得るためには、Hを大幅に変える必要があるが、制御棒挿入あるいは重水中のボロン添加により可能である。Hは、制御盤の重水水位の読みとりにより $\pm 0.2\text{mm}$ までの精度で測定可能である。また δH は、軸方向の中性子束分布を測定することにより求められる。

$\partial \rho / \partial H$ の測定体系を図1に示す。また(5)式で求められた水位反応度係数の曲線を図2に示す。図は実験データを吸収体なしに補正した値をプロットしたものである。表と図からDCA体系での水位反応度係数は装置の限界である80cm近傍から200cm近傍まで広範囲に求められ、かつ反応度の測定誤差は最大0.3セント(ウラン体系で約0.002)の高精度で求められたことが判る。

このように精度よい水位反応度曲線を求めることにより、臨界水位差法を用いて未臨界度を導出することが可能である。DCAでは、この手法によりボロン反応度、制御棒反応度等を広範囲に求めた。ボロン反応度は、約15\$ ($K_{eff} \approx 0.9$)まで0.1% ΔK の測定精度で求めた。制御棒反応度については、ウラン燃料のみの1領域炉心、ウラン燃料とプルトニウム燃料との2領域炉心に対し、約14\$ ($K_{eff} \approx 0.9$)までの0.3% ΔK の精度で測定した。制御棒反応度の測定体系と測定結果の例を図1と図3、表3と表4に示す⁽⁴⁾。

さらにDCAを用いた別の未臨界度測定法にパルス中性子発生装置を用いた実績がある。ATR炉心では、特に冷却材ボイド反応度が重要な炉物理量となっているため、これを中心に測定を行った。

パルス中性子法による未臨界度測定は、古くから行われており確立した手法である。これによるボイド反応度の導出は以下の原理に従って行う。

パルス中性子発生装置から炉心に打ち込まれた中性子は、即発中性子減衰定数 α を用いると、次式に従って減衰する。

$$n(t) = Ae^{-\alpha t} + C \quad (12)$$

この α の値を減速材水位即ち軸方向バックリング Bz^2 をパラメータとして求めると次式の関係がなりたつ。

$$\alpha(Bz^2) = \alpha_c + \beta(Bz^2 - Bzc^2) + \gamma(Bz^2 - Bzc^2)^2 \quad (13)$$

ここで α_c および Bzc^2 は、臨界時の即発中性子減衰定数および軸方向のバックリングである。従って冷却材ボイド反応度は、0%ボイド炉心軸方向バックリング Bz_0^2 における即発中性子減衰定数 $\alpha(Bz_0^2)$ を用いて、

$$\rho(\%) = \alpha(Bz_0^2) / \alpha_c - 1 \quad (14)$$

から求められる。

上式に従って求めた2領域炉心のデータからの格子の冷却材ボイド反応度の結果を表5に、この時の実験体系を図4に示す⁽⁵⁾。表から冷却材ボイド反応度の未臨界度を最大約30\$($K_{eff} = 0.85$)まで誤差約2\$($\Delta K_{eff} = 0.01$)で測定できたことがわかる。

なお、パルス中性子法と水位反応度係数を用いた未臨界度測定法との比較検討も行った。その結果を表6に示す。表からいずれの方法も測定誤差内で両者の値が一致しておりかつ測定精度もほぼ同一であることが判る。従って未臨界度測定法によらず未臨界度が精度よく求められると言える。

以上述べたように未臨界度を水位差法で求める場合臨界量が基準になっている。従って臨界量の測定精度も重要である。DCAでは、臨界水位の読みとり精度は $\pm 0.2\text{mm}$ であり、解析精度も図5に示すように $0.3\% \Delta K$ となっている。このデータは1.2%濃縮ウラン燃料によって形成された1領域炉心、プルトニウムとウランで形成された2領域および多領域炉心について格子ピッチ、冷却材ボイド率、減速材中のボロン濃度および組成の異なる燃料種類等の炉物理パラメータを組み合わせた多数の実験体系において臨界水位として集積した大量のデータである。

以上により臨界近傍での未臨界度の精度を表1に示したように $0.3\% \Delta K$ を目標とした。

3. DCA改造計画

(1) DCAの応用

従来の臨界安全のための実験装置は下記の拘束条件を有している。

- ① 海外および国内ともに臨界安全ハンドブックのための基本データ取得を主目的としているため対象とする実機体系の模擬度はうすれる。
- ② 実機体系の模擬度を高めると、臨界安全全般を包絡することは困難で使用目的が限られ汎用性に欠ける。
- ③ 溶液燃料、粉末燃料、ピン燃料といった種々の燃料を組み合わせた不定形燃料体系である場合、臨界調整や炉停止といった装置の運転性に大きな制約がある。

上記課題を解決し、核燃料各施設からの必要性に対応した実機体系を模擬し、未臨界データを蓄積するためには、既設DCA装置の特徴を最大限生かし、臨界安全設計の合理化に反映する必要がある。表7にDCA改造の特徴を示す。従ってDCA改造計画の目的と機能は表8のようになる。ここでドライバー燃料と試験燃料とからなる2領域炉心の臨界実験から試験燃料の単独の未臨界度を抽出する手法について検討する。

(2) 2領域理論の概要⁽⁶⁾

上記目的の項で記述したように未臨界実験を行うためには2領域炉心運転法の採用が効果的であることが判明したが、この2領域炉心運転法を活用し対象としている試験体の未臨界度の絶対値を求める測定法の成立性について検討を行った。

R. Averyによると、N領域よりなる体系の固有値方程式は、全体系実効増倍率をKとすると、マトリックス形式で、次式で与えられる。

$$\{K_{ij}\} S^v = K S^v \quad (i, j = 1 \sim N) \quad (15)$$

ここで、 S^v はN次の列行列を表し、 K_{ij} は、炉心iについて炉心jにより発生する中性子数の期待値を表す。

DCAのような2領域炉心の場合(15)式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} K_{11}S_1 + K_{12}S_2 &= K S_1 \\ K_{21}S_1 + K_{22}S_2 &= K S_2 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

ここで、

$$K_{11} = \frac{S_{11}}{S_1}, \quad K_{12} = \frac{S_{12}}{S_1}, \quad K_{21} = \frac{S_{21}}{S_2}, \quad K_{22} = \frac{S_{22}}{S_2} \quad (17)$$

である。また S_{ij} は炉心jによりひきおこされた炉心iの中性子源を表し、

$$S_i = \sum_{j=1}^n S_{ij} \quad (18)$$

である。従って、(18)式より、

$$\left. \begin{array}{l} S_{11} + S_{12} = S_1 \\ S_{21} + S_{22} = S_2 \end{array} \right\} \quad (19)$$

である。(17)式と(19)式より、

$$\left. \begin{array}{l} K_{11} S_1 + K_{12} S_2 = K S_1 \\ K_{21} S_1 + K_{22} S_2 = K S_2 \end{array} \right\} \quad (20)$$

となる。(20)式が $(S_1, S_2) = (0, 0)$ 以外の解をもつには、(20)式から

$$\begin{vmatrix} (K_{11} - K) & K_{12} \\ K_{21} & (K_{22} - K) \end{vmatrix} = 0 \quad (21)$$

を満足する必要がある。ここで、 K_{12} 、 K_{21} は各々炉心1及び炉心2での相互の中性子の寄与分を示し、領域間の干渉効果の強さを与える。

ここでDCA炉心中央部試験領域をT、周辺部のドライバー領域をDとすると(21)式から、

$$(K - K_{TT})(K - K_{DD}) = K_{TD}K_{DT} \quad (22)$$

となる。

(22)式の原理を応用して、下記の実験式を仮定する。

$$(K - K_T)(K - K_D) = C \quad (23)$$

ここで、Cを結合係数と定義するとともに、 K_T 、 K_D を各々試験体単独及びドライバー領域単独の実効増倍率とする。

今、臨界状態にある体系の任意の領域に摂動が生じ、その結果微小な反応度 $\rho (=1-1/K)$ が生ずる場合を考える。この場合(23)式から、

$$C = (\Delta T + \Delta D)\rho + \Delta T \Delta D + E_1 \quad (24)$$

ここで、

$$\left. \begin{array}{l} E_1 = (1-\rho)^{-1} [\Delta T + \Delta D + (1-\rho)^{-1}] \rho^2 \\ \Delta T = 1 - K_T, \Delta D = 1 - K_D \end{array} \right\} \quad (25)$$

とする。

さらに臨界状態の場合のサフィックスを0とおくと、(23)式より、

$$(1 - K_T^0)(1 - K_D^0) = C^0$$

即ち、

$$\Delta T^0 \Delta D^0 = C^0 \quad (26)$$

となる。

通常の測定では、第1章第3節で述べたように ρ は 10^{-4} 以下のオーダーであるため(25)式で $E_1 = 0$ とおける。従って(24)式から、

$$\rho = (C - \Delta T \Delta D) / (\Delta T + \Delta D) \quad (27)$$

(27)式は、臨界状態からのずれを表すため、下記のように各記号を記述できる。

$$C = C_0 + \delta C, \Delta T = \Delta T^0 + \delta \Delta T, \Delta D = \Delta D^0 + \delta \Delta D \quad (28)$$

従って(27)式は下式となる。

$$\rho = -\frac{\Delta T^{\circ} \Delta D^{\circ}}{(\Delta T^{\circ} + \Delta D^{\circ})} \times \frac{\left(\frac{\delta \Delta T}{\Delta T^{\circ}} + \frac{\delta \Delta D}{\Delta D^{\circ}} + \frac{\delta \Delta T \delta \Delta D}{\Delta T^{\circ} + \Delta D^{\circ}} - \frac{\delta C}{\Delta T^{\circ} + \Delta D^{\circ}} \right)}{\left(1 + \frac{\delta \Delta T + \delta \Delta D}{\Delta T^{\circ} + \Delta D^{\circ}} \right)} \quad (29)$$

ここで反応度摂動をドライバー領域のみで与える運転法を採用すると、 $\delta \Delta T = 0$ となる。また分子括弧内の第3項及び第4項、分母の括弧内第2項が各々分母に比べ小さいとすると、(29)式は次式となる。

$$\rho = -\frac{\Delta T^{\circ} \Delta D^{\circ}}{\Delta T^{\circ} + \Delta D^{\circ}} \times \frac{\delta \Delta D}{\Delta D^{\circ}} \quad (30)$$

(30)式からドライバー領域の情報のみから試験領域の未臨界度が実験的に求められることが判明した。

(30)式は、全体系が任意の臨界状態にある時試験体単独の実効増倍率 K_T はドライバー領域の反応度変化とそれにより生ずる全体系微小反応度より求まることを意味している。

(3) 検証計算⁽⁷⁾

上記(30)式を検証するため、DCAを用いたATR炉心について解析計算を行った。その結果について述べる。

計算体系は、拡散計算コードCITATIONを用い図6(A炉心)、図7(B炉心)に示す2つのR-Z体系について計算を行った。A炉心は、図8に示す様なDCA炉心のR-Zモデルであり、テスト領域には重水無し燃料が入っており、炉心長180cmに対してドライバー領域の重水がその半分以下で臨界になるため均質性が、B炉心よりも小さい。それに対してB炉心の方はテスト領域には重水入り燃料を入れており、またドライバー領域の重水が炉心長近くで臨界になり、A炉心よりも均質性の大きい炉心となっている。またB炉心では、A炉心の周辺部にみられるようなボイドのみ、重水のみ領域を取り除き、できるだけ単純な体系にしている。

体系の手順を図9に示す。

(A) 全体系実効増倍率(K)の計算

テスト-ドライバー結合体系においてドライバー領域の重水水位を変化させKが1.010～0.990程度の範囲になる重水水位で全体系実効増倍率(K)を数点計算する。

(B) ドライバー領域孤立系の実効増倍率(Kd)の計算

テスト領域から燃料を取り除いてボイド状態とし、(A)で計算したのと同じ重水水位におけるドライバー領域孤立系の実効増倍率(Kd)を計算する。

(C) テスト領域孤立系の実効増倍率(Kt⁰)の計算

(D) Kd⁰の決定

横軸に重水水位、縦軸にKをとり、K-重水水位曲線を描き全体系が臨界(K=1)となる重水水位(H⁰)を内挿する。次にKd-重水水位曲線を描き全体系が臨界となる重水水位(H⁰)でのドライバー領域孤立系の実効増倍率(Kd⁰)を決める。結果の1例を図10に示す。

(E) (30)式によるテスト領域孤立系の実効増倍率(Kt⁰)の計算

表9と表10にB炉心及びA炉心についてCITATIONで計算した4群計算の結果を示す。これら

の表より(30)式による K_t^0 は、反応度の違いによってA炉心では最大で約1.5%、B炉心では最大で約3.3%のばらつきがあることがわかる。また、CITATIONで計算した K_t^0 と(30)式による K_t^0 は、反応度量の小さいところでは、B炉心で3.8%、A炉心で12.4%の差があることがわかり、ボイドの量が多いA炉心の方が拡散計算の誤差が大きいことがわかる。

4. 2領域臨界実験

前節で述べたように2領域炉心での実験としては以下の2種類の実験が考えられる。

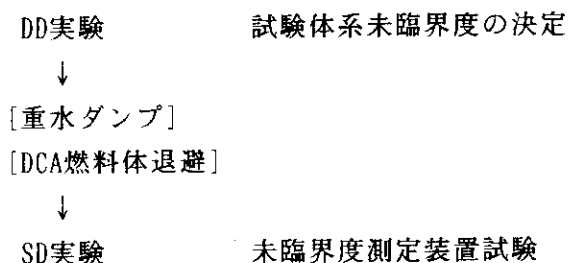
- ① DD(Driver-Driven)実験
- ② SD(Self-Driven)実験

実験系統は、Tank-DD, Tank-SD, Array-DD及びArray-SDの4種類に分類される。試験領域内の配列又は干渉体は、定形の燃料体である場合もあり、反射体あるいは固定吸収体である場合も考えられる。

装置構成は、Test領域は溶液可変タンクを含むかどうかにより分類され、Driver領域は、DD実験かSD実験かにより大きく区別・分類される。SD実験においては、DCA燃料体を退避状態に配置し、重水をダンプすればよい。未臨界度測定装置試験においては、可能なかぎり実機雰囲気条件(例えば空気雰囲気)を実現するために、Test領域のみの体系とする。ただしSD実験はすべて、未臨界実験とする。未臨界実験を設定することにより、試験体模擬上及び装置運転上の制約を除くことができ、全体的にみて利点が多いと判断される。

このようにSD実験が未臨界実験であるため、溶液緊急ダンプまたはグリッド駆動は、後備炉停止系としてのみ作動する。SD実験すなわち未臨界度測定装置試験において、けっして臨界にならないことを保障するためには、実験手順としては、まず、同一試験体系によるDD実験を実施し、試験体系単独の実効増倍率を確定しておく必要がある。

すなわち、以下に示すフローで行う。



まず最初に行うDD実験の概念について述べる。この種の実験の目的は、Driver領域により臨界調整を行いながらも、求めるところは、試験体単独(独立系)状態での実効増倍率である。従って、全体系反応度測定だけでは不十分であり、Driver領域からの寄与分を分離して差し引くことが必要となる。このための補正実験の理論とデータ取得のための手順とが必要である。図11に2領域臨界実験の基本手順を示す。

一般的に臨界近傍における ρ の測定は、きわめてよい精度が期待できる。 K_T 値の精度に最も大きい効果をもつのは、ドライバー領域での K_0 曲線の精度であるが、DCA体系は、すでに多くの経験が蓄積された体系であり、重水レベルの変化に伴う反応度変化のメカニズムは最もフォローしやすいものである。従って、本計画に基づいた手法により核燃料施設設計における深い未臨界度($K_{eff} \sim 0.3$)が容易に検証できると考えられる。

5. おわりに

DCAの臨界安全性試験計画は、R. Averyの結合型原子炉理論のアナロジーを用いるとともにAT開発のための実験で蓄積したプルトニウム燃料に関する試験技術と解析力を活用し、既存炉心タンク内に小型タンク等を設置し、核特性の判明しているDCAドライバー燃料体を利用することにより試験体の種類、寸法、配置の選択を柔軟に行い、複雑配置となっている核燃料サイクル施設を対称とした未臨界度測定システムの開発を行うものである。

今後は本計画で開発した2領域炉心の新しい手法の確認を既設の炉心で行い、臨界安全への可能性を検討していく予定である。

参考文献

- (1) Y. Hachiya et al., "Joint United States Japanese Criticality Data Development Program Plan", Proc. Criticality Safety in the Storage of Fissile Material, Jackson, Wyoming, 1985.
- (2) 奈良義彦、他「重水臨界実験装置「DCA」20年間の成果と今後の展開」、原子力工業vol. 34, No. 9, No. 10(1988).
- (3) J. T. Mihalczko et al., " ^{252}Cf -Source-Driven Neutron Noise Measurements of Subcriticality for a Slab Tank Containing Aqueous Pu-U Nitrate", Proc. Int. Seminar on Nuclear Criticality Safety, Tokyo, October 1987.
- (4) M. Ueda and M. Matsumoto, "Reactivity Worths of Annular Control Rods in a Pressure-Tube-Type Heavy Water Lattice", Nucl. Sci. Eng., 99 (1988).
- (6) R. Avery, "Theory of Coupled Reactors Proc. of the Second U.N. Inter Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy" P/1858 (1958).
- (7) 竹田敏一、他、"大型炉特性解析法の研究(V)", PNCT J2605 89-001 (1989).

表 1 D C A 改造計画の基本

・ 基本的要請

「未臨界度測定法の実証」

- ・ 空気雰囲気中での測定
- ・ 測定範囲 $K_{eff} = 0.3 \sim 0.99$
- ・ 基準(測定)未臨界度が必要
- ・ 試験燃料体系の多様性

・ 基準測定法

- ・ PNS法 K_{eff} 大
(0.99～[0.85])
- ・ Mihalczo法 全ケース
- ・ MSM法 単純形状
- ・ D.D 法 複雑形状、 K_{eff} 小
(2領域法) (0.3～[0.95])
- ・ 2手法測定/ケースの原則

・ 性能

実効増倍率 上限 0.99

下限 0.30

目標精度 0.3%ΔK以下 ($K \geq 0.95$)(絶対値) 4.0%ΔK以下 ($0.30 \leq K < 0.95$)

表2 補正係数の計算例

吸収体挿入炉心の臨界重水水位	(10)式の補正係数	(11)式の補正係数
1000 mm	1.0085	1.0084
1100 mm	1.0277	1.0270
1200 mm	1.0432	1.0414
1300 mm	1.0559	1.0529
1400 mm	1.0663	1.0622
1500 mm	1.0750	1.0698

表3 制御棒反応度測定結果 (1領域 炉心)

挿入制御棒 本数	ボイド率	実験値* (ドル) (E)	計算値 (ドル)			
			AA法 a (C)	C-E % E	マルチセル法 b (C)	C-E % E
1	0	1.51	1.646	+9.0	1.57	+4.0
	100	2.23	2.069	-7.2	2.23	0.0
1	0	0.90	0.971	+7.9	0.92	+2.2
2	0	2.15	2.313	+7.6	2.17	+0.9
4	0	4.85	5.247	+8.2	4.84	-0.2
8	0	6.70	7.379	+10.1	7.02	+4.8
8	0	7.52	8.324	+10.7	7.91	+5.2
8	0	8.37	9.272	+10.8	8.80	+5.1
9	0	8.75	9.790	+11.9	9.28	+6.1
9	100	14.16	12.269	-13.4	13.53	-4.4

a 吸収面積法(METHUSELAH コード)

b マルチセル法(WIMS-ATR コード)

* 誤差 ± 3 %

表4 制御棒反応度測定結果 (2領域 炉心)

ボイド率	制御棒挿入		$K_{eff}^{out}(B_z^2, out)$	$K_{eff}^{in}(B_z^2, out)$	計算値* (\$) (C)	実験値 (\$) (E)	$\Delta^{**}(\%)$
	パター	位置					
0 (%)	-	-	1.000	-	-	-	-
	A	5B7	"	0.9982	-0.30	-0.37±0.03	-18.6
	B	1B5	"	0.9923	-1.30	-1.32±0.08	+1.4
	C	1B1	"	0.9838	-2.74	-2.61±0.16	+4.9
	D	1B5 1D5	"	0.9817	-3.13	-2.90±0.18	+7.8
	E	5A1-1B5-5C1-1D5 (5A1-1B5-5C1-1D5)	"	0.9576	-7.28	-7.01±0.43	+3.9
	F	(-7A5-5B7-7C5-5D7)	"	0.9489	-8.96	-8.73±0.54	+2.6
100 (%)	-	-	1.000	-	-	-	-
	A	5B7	"	0.9967	-0.56	-0.57±0.03	-1.7
	B	1B5	"	0.9894	-1.80	-1.77±0.07	+1.7
	C	1B1	"	0.9805	-3.30	-3.23±0.12	+2.3
	D	1B5-1D5	"	0.9752	-4.24	-4.16±0.16	+1.8
	E	5A1-1B5-5C1-1D5 (5A1-1B5-5C1-1D5)	"	0.9444	-9.54	-9.15±0.35	+4.3
	F	(-7A5-5B7-7C5-5D7)	"	0.9547	-12.66	-12.24±0.48	+3.4

* WIMS-ATRコード

** (C/E-1) × 100

表5 冷却材ボイド反応度の結果

格子ピッチ (cm)	燃料種類	冷却材ボイド率 (%)	冷却材ボイド反応度 (ドル)			
			実験値	計算値*		
22.5	1.2 UO ₂	0→30	-0.22±0.06	-0.16		
		0→70	-2.01±0.26	-2.00		
		0→87	-2.51±0.31	-2.32		
		0→100	-6.31±0.43	-6.31		
		30→70	-1.74±0.25	-1.81		
		30→87	-2.22±0.29	-2.12		
		30→100	-6.00±0.41	-6.06		
		70→87	-0.30±0.09	-0.15		
		70→100	-3.96±0.33	-3.72		
		87→100	-3.64±0.32	-3.54		
		22.5	0.54(S)PuO ₂ -UO ₂	0→30	-2.24±0.54	-2.02
				0→70	-6.81±0.75	-7.84
0→87	-9.36±0.88			-10.17		
0→100	-18.39±1.30			-18.28		
30→70	-4.49±0.63			-5.47		
30→87	-6.79±0.76			-7.60		
30→100	-15.09±1.14			-15.24		
70→87	-1.74±0.46			-1.67		
70→100	-8.63±0.86			-8.21		
87→100	-6.42±0.76			-6.24		
22.5	0.87(R)PuO ₂ -UO ₂			0→100	-19.30±1.30	-20.87
	0.87(S)PuO ₂ -UO ₂			0→100	-28.30±2.08	-29.89
25.0	1.2 UO ₂	0→100	-0.06±0.02	+0.20		
	0.54(S)PuO ₂ -UO ₂		-5.89±0.77	-6.33		
	0.87(S)PuO ₂ -UO ₂		-14.21±1.46	-14.31		

* WIMS-ATR コード

表6 未臨界度測定法の比較

測定項目	測定結果* (ドル)	測定体系
制御棒反応度	-7.01±0.43 (-6.58±0.43)	2領域炉心、0%ボイド 制御棒4本挿入
	-9.15±0.35 (-9.18±0.39)	2領域炉心、0%ボイド 制御棒4本挿入

* ○内はパルス中性子法

表 7 DCA改造の特徴

1. 実機模擬の多様性	溶液タンク系、タンク・干渉体系、燃料体配列系、垂直方向干渉、最適減速体系、構成要素型模擬試験体系。
2. 運転の安定性	ATR型のドライバー燃料による運転が可能で、臨界調整・炉停止が容易。
3. 広範囲未臨界度測定	試験体実効増倍率を、広範囲にわたり、平均した精度でのデータ取得が期待できる。
4. 燃料所要量の削減	反応度測定のため試験体単独で臨界にする必要はなく、試験燃料所要料が低減する。

表 8 DCA改造計画

- 目的 —— 未臨界度データ収集によるSMS(未臨界度測定装置)の実用化
- 機能 —— 溶液燃料炉心とATRドライバー燃料炉心の2領域炉心による未臨界度標準場
- ・溶液燃料炉心のみによるSMSの性能実証

表9 計算結果 (4群: ボイドが少ない体系) (B炉心)

重水水位 (mm)	K	ρ ($\delta K/K$)	K_D	K_{D^0}	K_T	
					CITATION	式(30)
850	0.9973	-2.707E-3	0.9104	0.9156	0.8805	0.9083
900	1.0009	8.991E-4	0.9174			0.9157
950	1.0043	4.281E-3	0.9236			0.9028
1000	1.0074	7.345E-3	0.9290			0.8975
1050	1.0102	1.009E-2	0.9334			0.8942
1100	1.0123	1.215E-2	0.9367			0.8854

表10 計算結果 (4群) (A炉心)

重水水位 (mm)	K	ρ ($\delta K/K$)	K_D	K_{D^0}	K_T	
					CITATION	式(30)
414.6	0.9907	-9.387E-3	0.8624	0.8908	0.8292	0.9490
514.6	0.9953	-4.722E-3	0.8762			0.9477
564.6	0.9980	-2.004E-3	0.8843			0.9513
644.6	1.0024	2.394E-3	0.8981			0.9467
664.6	1.0037	3.686E-3	0.9019			0.9457
714.6	1.0068	6.754E-3	0.9103			0.9421
764.6	1.0102	1.010E-2	0.9186			0.9377

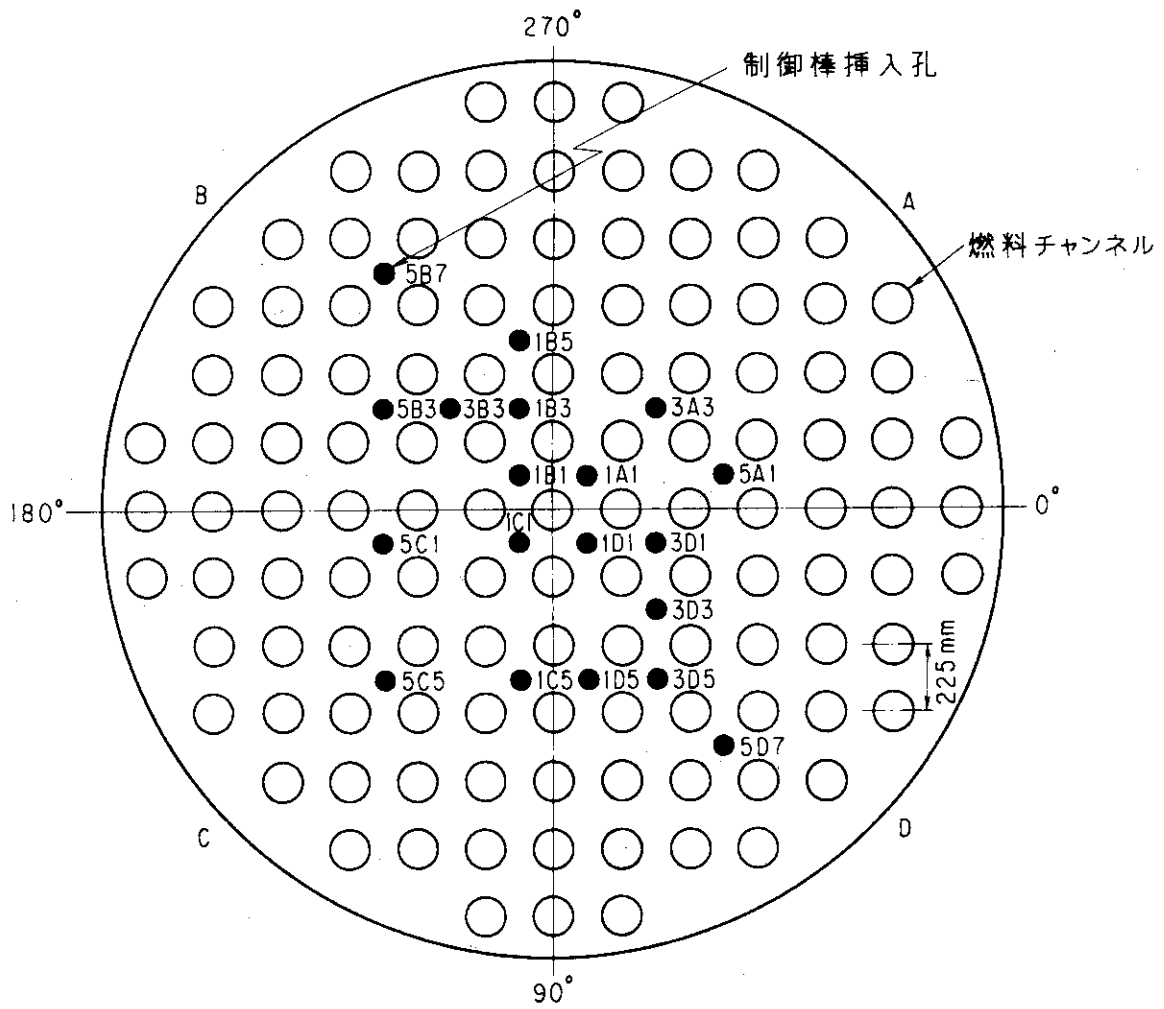


図1 水位反応度係数及び制御棒反応度測定体系 (1領域炉心)

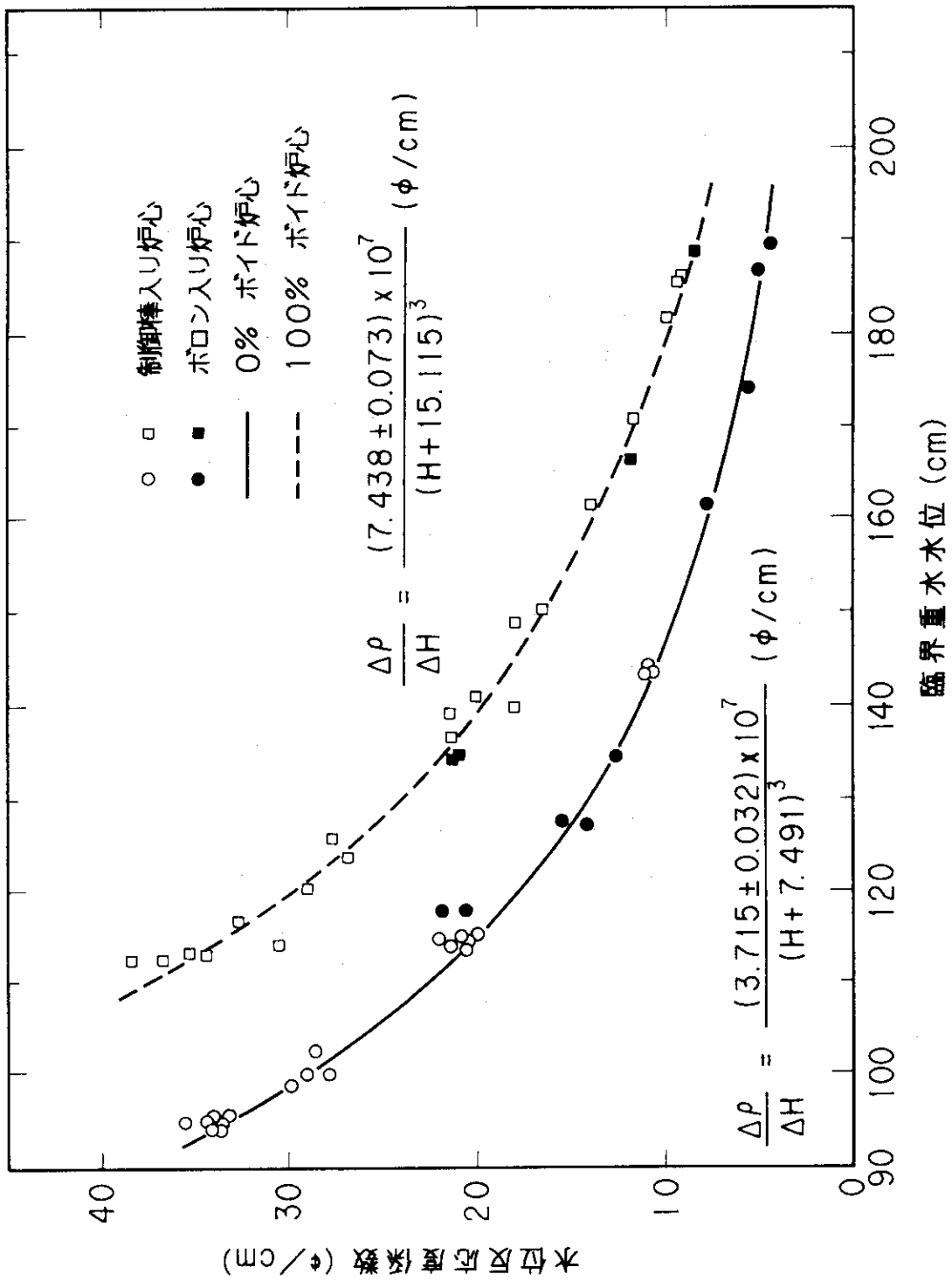


図2 水位反応度係数の測定値

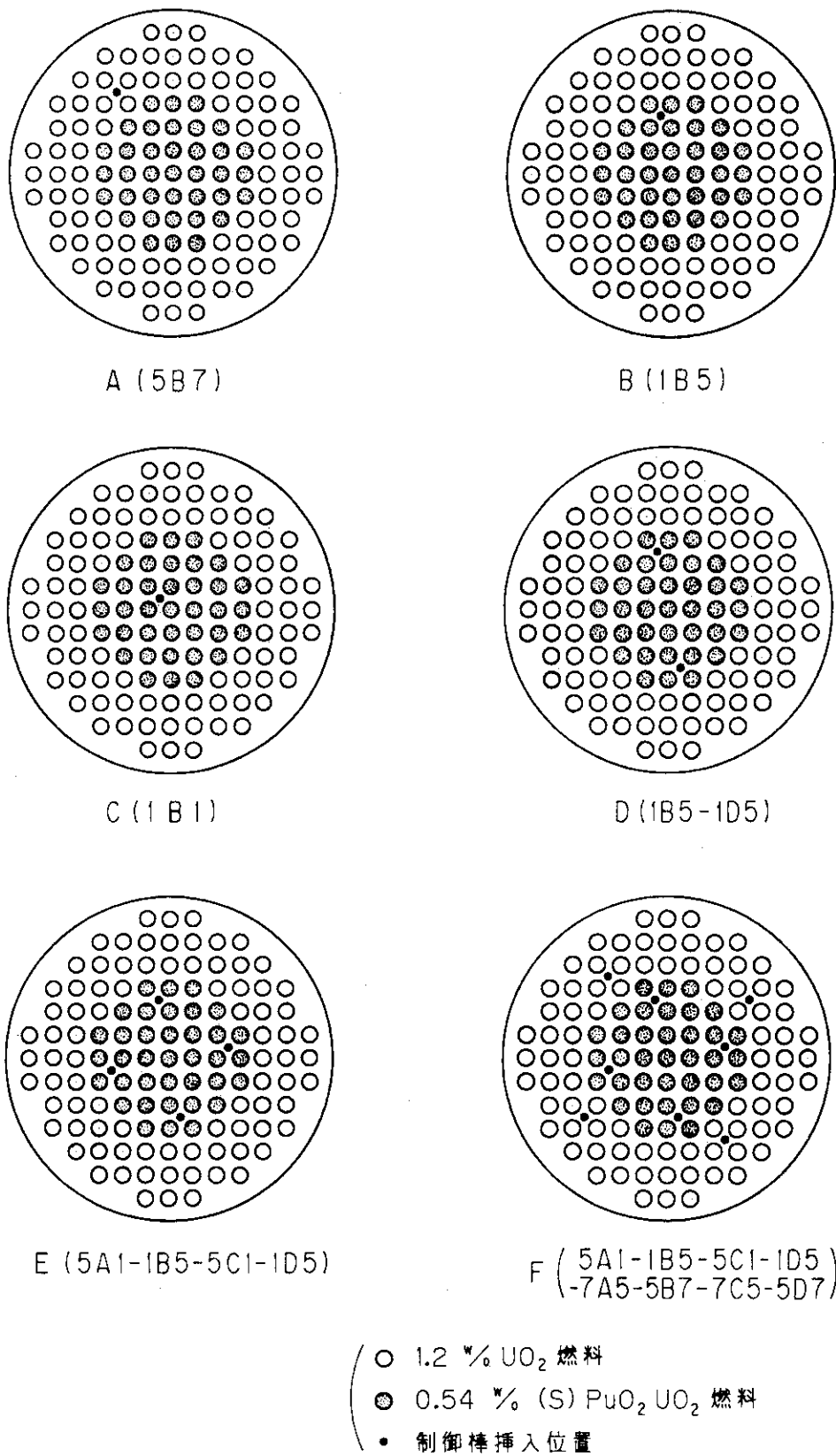


図3 制御棒反応度測定体系 (2領域炉心)

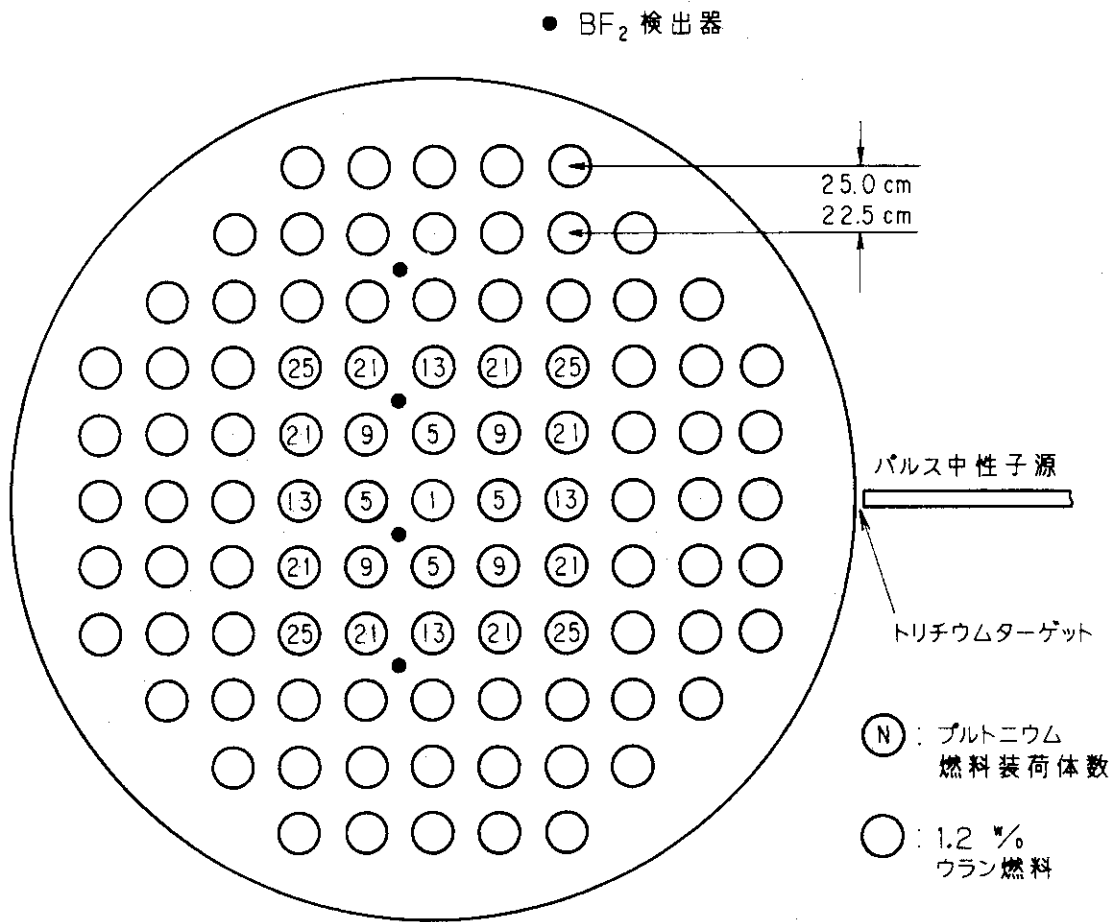


図4 冷却材ボイド反応度測定体系 (2領域炉心)

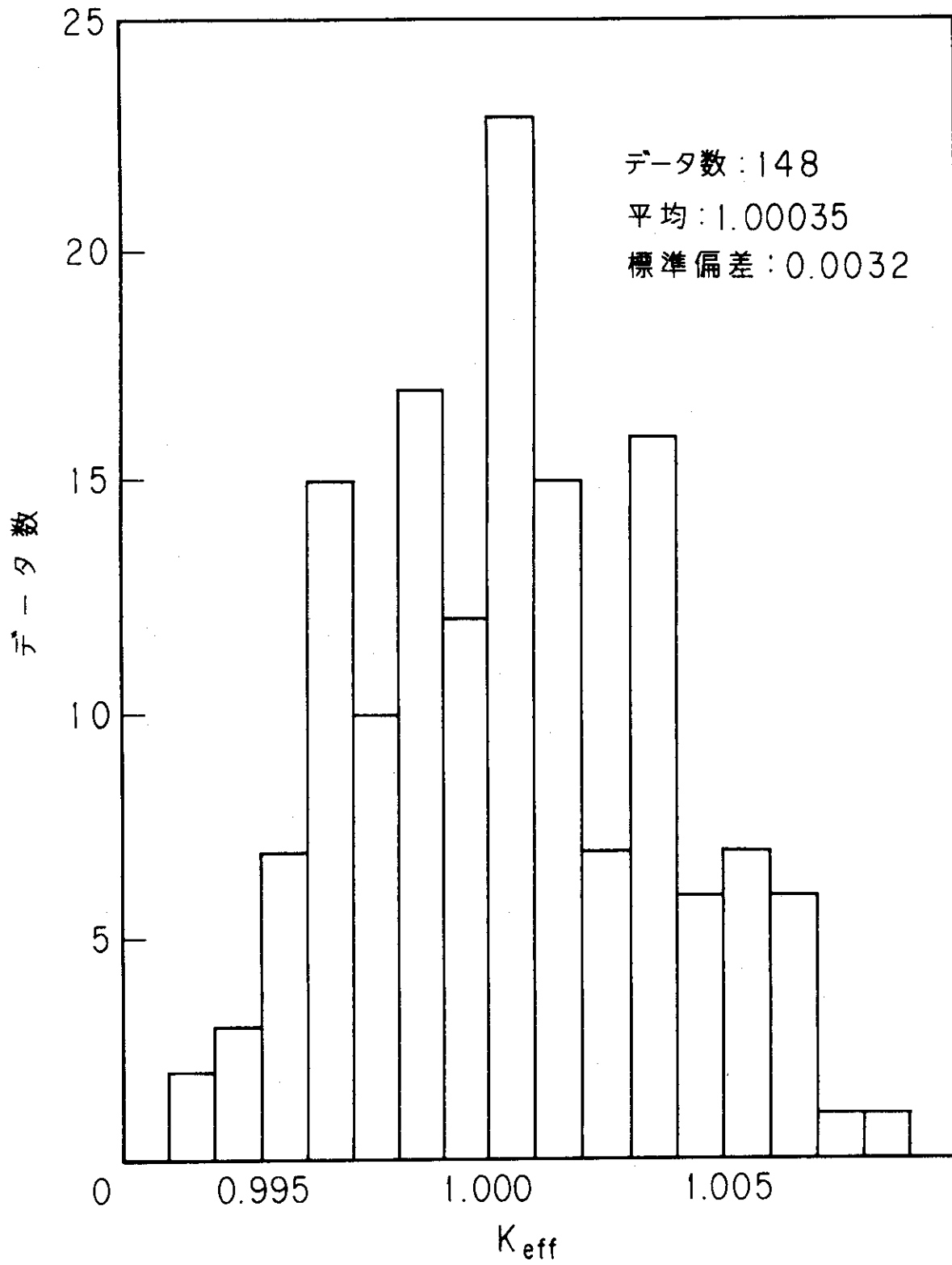


図5 DCA臨界炉心の実効増倍率解析精度

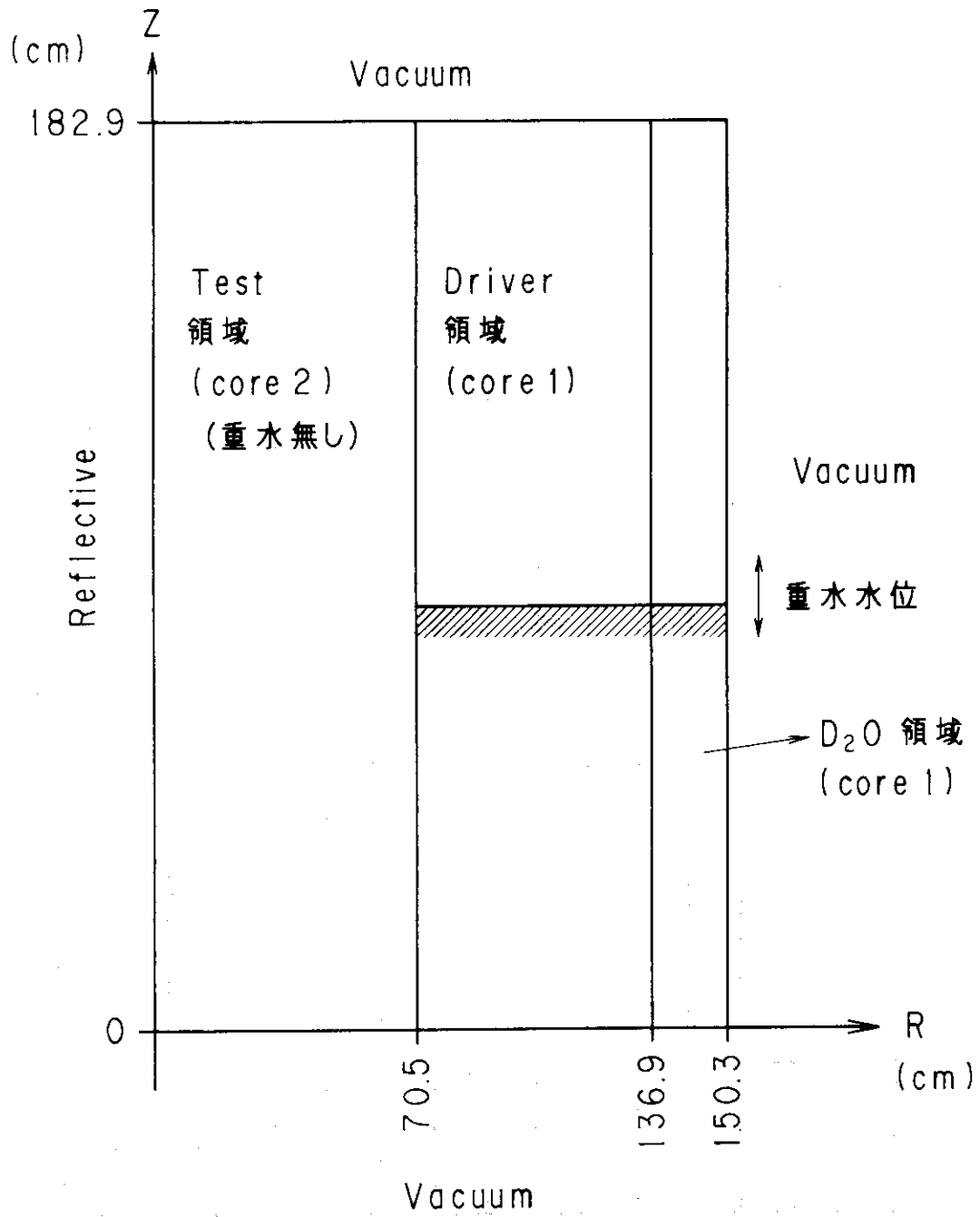


図6 R-Z モデル (A炉心)

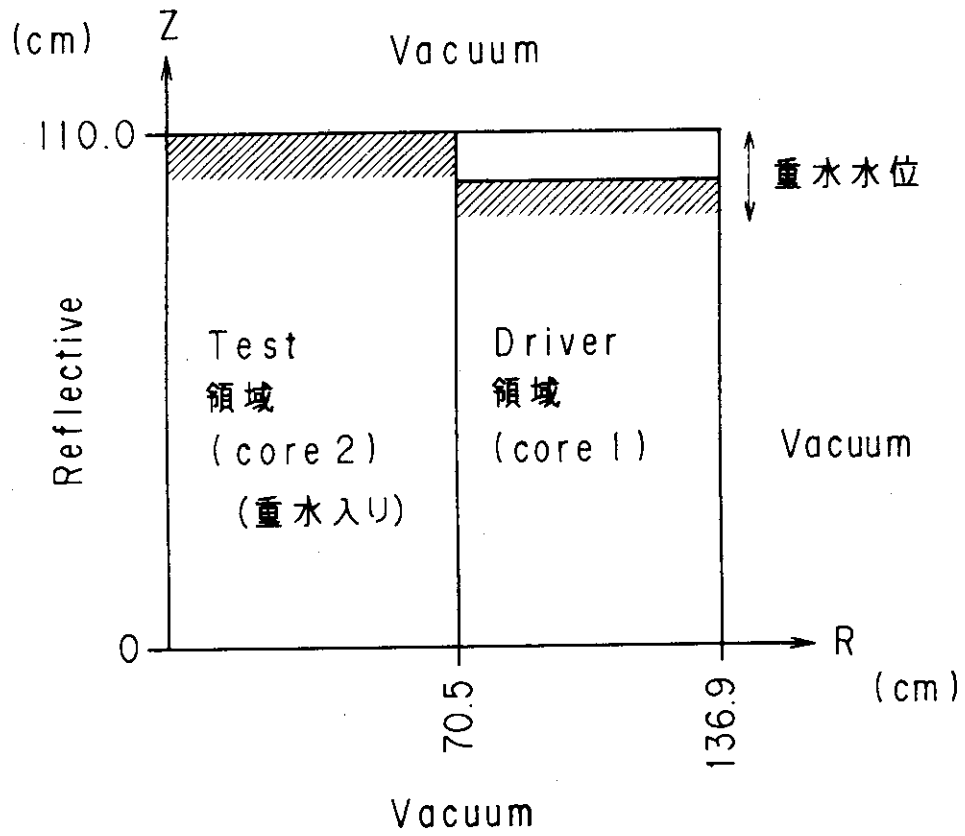
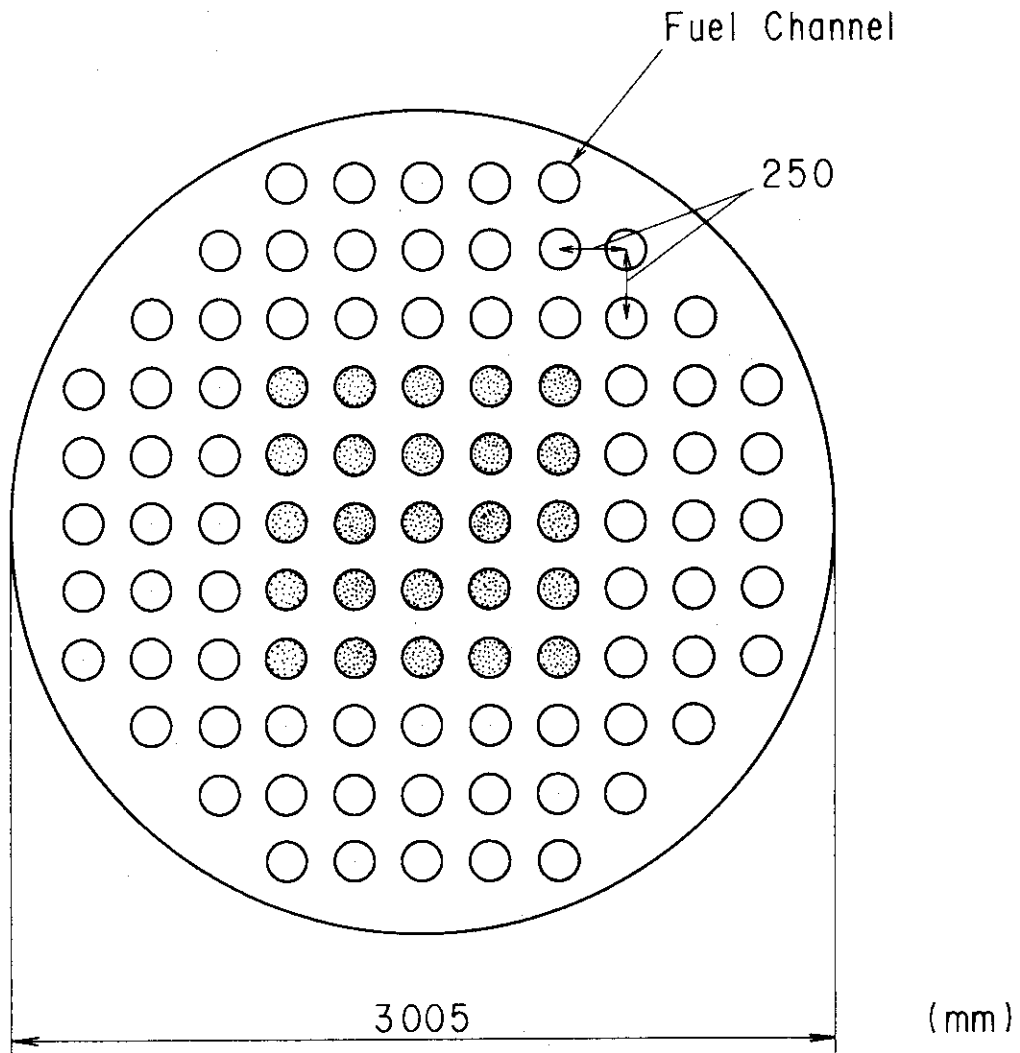


図7 R-Z モデル (B炉心)



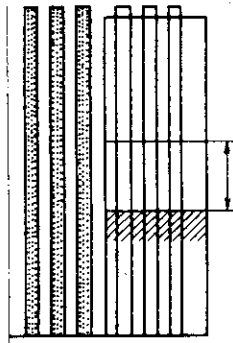
Number of Fuel Cluster 97

○ 0.87 % $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (72 Channel)
Driver Region

● 0.54 % $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ (25 Channel)
Test Region

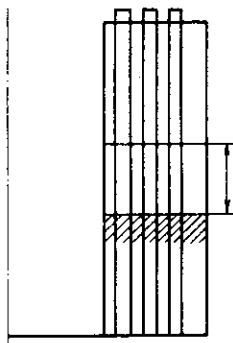
☒ 8 Figure of DCA Core

(A)



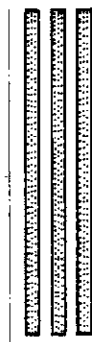
いくつかの重水水位について、CITATION
により2領域体系(結合体系)の K を計算。
(K -重水水位のグラフより $K=1$ となる
重水水位を内挿)

(B)



上記の重水水位についてDRIVER領域
(孤立系)の K_D を計算。
(K_D -重水水位のグラフより $K=1$ の時
の K_D^0 を内挿)

(C)



TEST領域(孤立系)の K_T を計算。

(D)

(E)

(A)、(B)の K 、 K_D^0 、 K_D を式(30)に代入して得られる
 K_T と(C)による K_T を比較。

図9 炉心計算手順

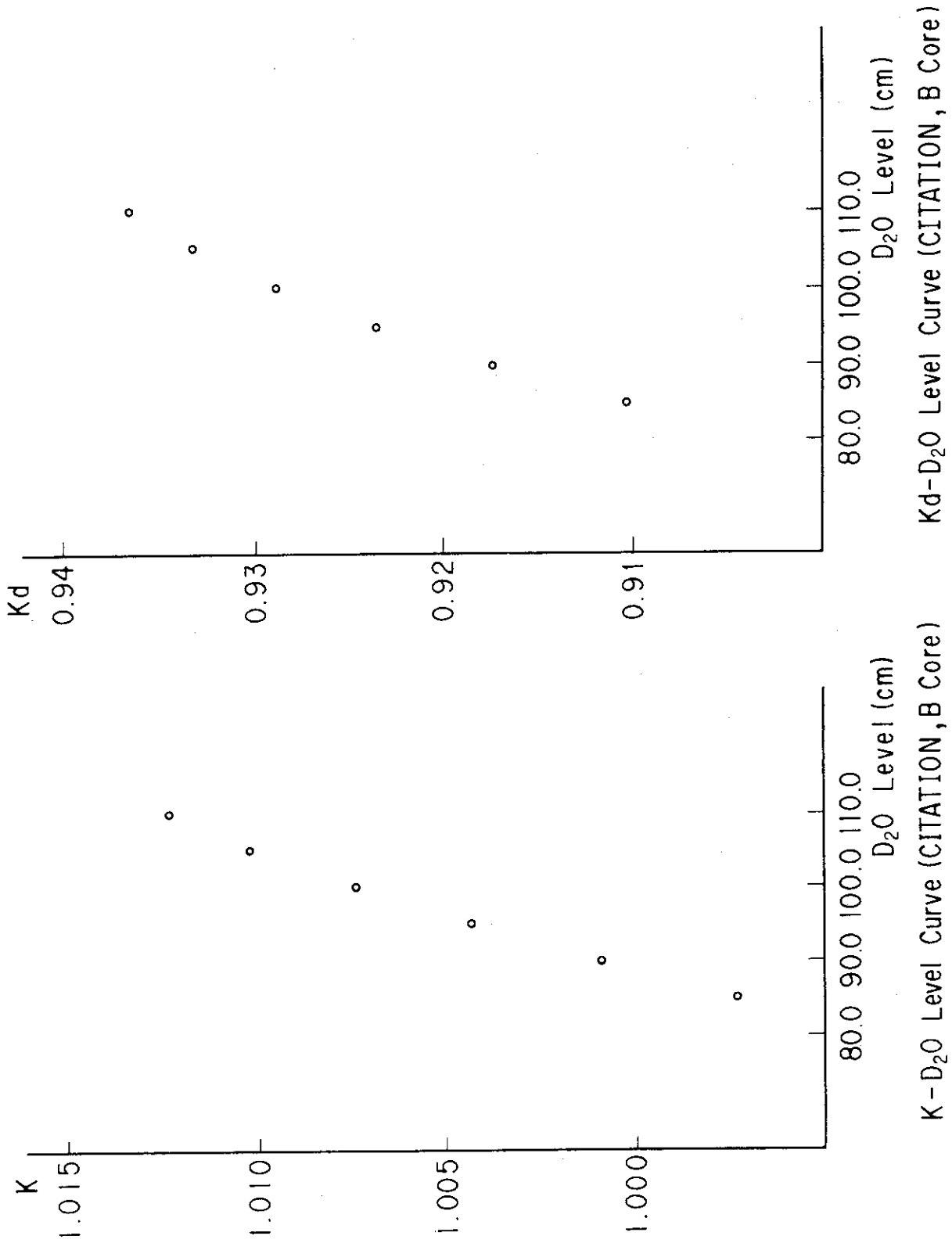
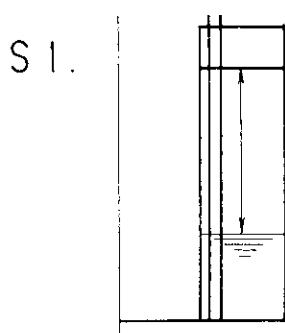


図10 実効増倍率の重水水位依存性

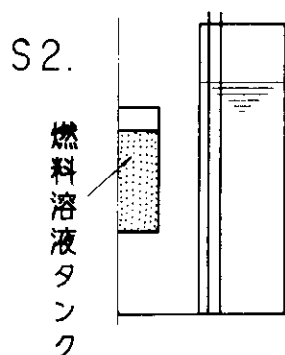


$k_0 = f$ (重水水位) 曲線の測定

k_0 : Driver領域単独の実効増倍率

k_0 は修正中性子源増倍(MSM)法,等による測定

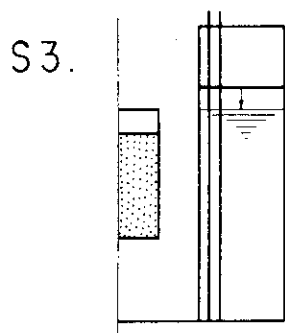
— 単純体系の未臨界度測定



2領域体系臨界調整

溶液燃料装荷

重水水位による臨界調整



微小反応度測定 $[\rho] = 1$ ドル近傍

重水水位微小変位

ペリオド法等による測定

S4. k_T 値の決定

実験式 $k_T = 1 + \rho / [(1 + \rho / \delta\Delta_0)(\delta\Delta_0 / \Delta_0)]$

k_T : 溶液燃料体単独時実効増倍率

Δ_0 : $(1 - k_0)$ S1. k_0 曲線より求める

$\delta\Delta_0$ 重水水位微小変動に対応した Δ_0 の変動

— S1. k_0 曲線より求める

図11 DD実験手法の基本手順

3. 3 燃料濃度分布の不均一化による反応度効果について

名古屋大学工学部原子核工学科

山根 義宏、平野 靖、安井 肇

I. はじめに

我々が「燃料濃度分布の不均一化による反応度効果」の問題を意識するようになったきっかけを先ず述べる。1980年頃に臨界安全の分野を研究対象にした際に、今後特に大学で研究すべきテーマを、次の四項目に整理してみた。

(1) 臨界実験データの蓄積と計算法の確立。

種々の核燃料形状・組成・体系の臨界実験データを蓄積し、これを系統的に整理する。これら実験データを再現する計算法（群定数作成法、固有値計算法）を開発する。

(2) 高未臨界度測定技術の開発。

実効増倍率 $k_{\text{eff}} < 0.8$ の高未臨界体系の k_{eff} または反応度を精度良く測定する測定法を確立する。この測定法による測定値は、臨界安全研究にしばしば使用するモンテ・カルロ計算コード（例えばKENO-VI）を、高未臨界体系の実効増倍率 k_{eff} 評価法として適用して良いか否かを判定する、ベンチマークデータの役割を果たす。

(3) 複数ユニット間の相互干渉効果の定量化。

複数ユニット全体の臨界性を、単一ユニットの未臨界度とユニット相互間の相互干渉効果とから、精度良く評価する測定および簡易計算法の確立を目指す。

(4) 臨界安全モニターの開発。

核燃料物質の濃度・組成等が変化する可能性のある再処理工程で、反応度をオンラインで監視する反応度モニターの開発を目指す。

我々はまず最初に、パルス中性子法で深い未臨界度を測定する事を始めた。対象としたのは京都大学原子炉実験所・臨界集合体装置（KUCA）の固体減速架台に組んだ均一体系であった。この時は深い未臨界度の測定を目標としたので、パルス中性子法の空間依存性が主な検討課題であった。そこでもし燃料分布が均一でなかったら、その空間依存性をどの様に扱ったらよいか問題意識として、浮かび上がってきた。これが不均一体系を考え始めたきっかけである。

II. 過去の研究成果

不均一燃料体系の実験を調べてみると、表1のようになる。不均一体系の反応度効果の

表1 不均一燃料体系の実験例

研究者	年代	実験条件	反応度変化
Morfitt ^[1]	1954	²³⁵ UO ₂ F ₂ 溶液、円筒容器に5領域の濃度層	臨界質量減少
Lloyd ^[2]	1959	軽水中に低濃縮(1.44%)ウラン棒をランダム配列	臨界質量増加
須崎 ^[3]	1984	軽水中に低濃縮(2.6%)ウラン棒を規則配列(3領域)	実効増倍率増加

表2 “最適燃料濃度分布”に関する理論的研究

研究者	年代	問題の種類	解析手法	体系および最適条件	燃料分布
Goertzel ^[4]	1956	臨界質量最小	変分法	熱中性子 : Φ_{th} 平坦	解析解
Hofman, ^[5]	1957	臨界質量最小	変分法	親物質含む : ……	解析解
Wilkins ^[6]	1959	臨界質量最小	変分法	熱中性子 : ……	解析解
Shapiro ^[7]	1961	臨界質量最小	変分法	熱外中性子 : F. I. 平坦	……
Anderson ^[8]	1964	臨界質量最小	摂動論	一般の体系 : F. I. 平坦	半解析解
大塚 ^[9]	1964	k_{eff} 最大	摂動論	熱外中性子 : F. I. 平坦	……
Kochurov ^[10]	1966	臨界質量最小	最大原理	熱中性子 : Φ_{th} 平坦	解析解
Zaritskaya ^[11]	1967	臨界体積最小	最大原理	熱中性子 : ……	解析解
Goldschmidt ^[12]	1972	臨界質量最小	最大原理	出力、濃縮 : 制限	解析解
Drumm, Lee ^[13]	1987	ピーキング最小	最大原理	PWR, 最適Gd分布	数値解
Dam, Leege ^[14]	1987	臨界質量最小	摂動論	一般の体系 : F. I. 平坦	数値解

(注) F. I. は燃料インポートランスである。

実験データは少なく、しかも、種々の濃度分布について不均一効果を系統的に測定した例はない。他方、臨界質量最小もしくは実効増倍率最大という「最適燃料濃度分布」に関する理論的研究の主なものを表2にまとめる。

このうち、Goertzelの研究がよく知られている。Goertzelは、①燃料領域の減速・拡散特性が燃料分布によらず、かつ②熱中性子体系であると言う仮定の下に、臨界質量最小となる条件を導いた。それは「燃料領域における熱中性子束分布の平坦化」であり、これを満足するような最適燃料配置(Goertzel分布)を解析的に導いた。

我々は上記の状況を踏まえてKUCAを使い、①臨界近接実験にもとづく系統的な不均一燃料分布体系の反応度効果の測定と、②熱中性子束分布の測定によるGoertzelの予測の検証を最初の課題とした。

Ⅲ. 不均一燃料分布の反応度効果と中性子束分布の測定

1986年よりKUCAを使って、不均一体系の実験を開始した。この実験に使ったA架台の模式図を図1に示す。1本の燃料体は炉心部を上下からポリエチレン反射体で挟んで構成する。この炉心部の燃料濃度分布を、燃料板(2"厚/16"厚93%U-Al合金)1枚に組み合わせるポリエチレン板の厚さを変えることで不均一とした。但し、どの燃料体も1体あたりの燃料板枚数は36枚で、炉心部の平均H/U比も321.7と、全て同じに保った。実験に使った4種類の不均一燃料体の構成と濃度分布を図2に示す。こうして構成した燃料体を図3に示す平面図のように配置しつつ臨界近接実験を行った。

臨界近接時の実効増倍率の変化の様子を表3及び図4に示す。これより均一体系よりも実効増倍率の高い不均一体系、すなわちここでは、中央部に燃料を集めた不均一(I)のあることが明かにされた。尚、この表の計算値は表4に示す計算スキームで求めた。

表3 各未臨界体系の実効増倍率の比較

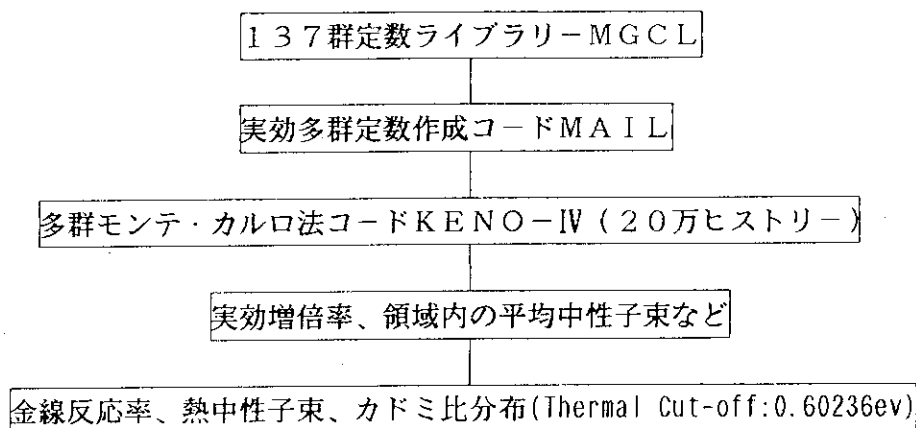
燃料体数	均一	不均一(I)	不均一(II)	不均一(III)	不均一(IV)	
16	計算	0.940	0.938	0.895	0.928	0.902
	実験	0.942	0.962	0.875	0.939	0.880
	C/E	0.998	0.975	1.203	0.988	1.025
18	計算	0.962	0.962	0.914	0.948	0.921
	実験	0.971	0.981	0.901	0.962	0.919
	C/E	0.990	0.981	1.014	0.985	1.002
19	計算	0.974	0.974	-----	0.961	-----
	実験	0.981	0.989	-----	0.973	-----
	C/E	0.993	0.985	-----	0.987	-----
20	計算	-----	0.990	0.934	0.970	0.947
	実験	-----	0.995	0.938	0.983	0.950
	C/E	-----	0.995	0.996	0.987	0.997
21	計算	0.991	0.997	0.943	0.987	0.956
	実験	0.999	1.002	0.953	0.991	0.963
	C/E	0.993	0.995	0.989	0.996	0.992

これらの不均一体系について、Goertzelの予測の成立性を確かめるために、熱中性子束分布を測定した。その結果を均一体系と不均一(I)体系と比較して図5に示す。これより不均一(I)体系の方が、確かに熱中性子束分布がより平坦化していることが分かる。従ってこの実験の範囲では、Goertzelの予測は、妥当であると結論した。

ところで原研の片倉ら^[15]は、低濃縮の体系についての計算ではGoertzel分布が必ずし

も最小臨界の体系とはならないと、報告している。これはGoertzel分布を導出する際の仮定が低濃縮の体系では成立しないためだと考えられた。そこで、Goertzelの予測にかわるより一般的な不均一体系に対する指標を捜すことが次の目標となった。

表4 計算スキーム



IV. 「燃料インポートランス」の導入^[16, 17]

我々は、臨界質量が最小または実効増倍率が最大となるように燃料を配置した際に満足すべき条件式を、多群拡散モデルに基づいてポントリヤギンの最大原理の手法で導いた。その結論は、表2に示したShapiro、大塚らが減速材の密度が場所に依存する場合や、熱外中性子を含む場合に対して、Goertzelの考えを拡張して導いた、「燃料インポートランス分布の平坦化」と同じものであった。

ここで、「燃料インポートランス」とは次式で定義される量である。

$$I_{fuel}(r) = \Phi^+(r) [\partial (M - F / k_{eff}) / \partial U(r)] \Phi(r) \quad (1)$$

但し、 $\Phi(r)$: 中性子束、 $\Phi^+(r)$: 随伴中性子束、 $\partial U(r)$: 位置 r の燃料変化量、 k_{eff} : 実効増倍率、 M : 消滅演算子、 F : 生成演算子である。

この「燃料インポートランス」は、1次の摂動論の範囲では、微少燃料変化量 ΔU の摂動に対する反応度量 $\delta \rho$ と次式で関係づけられる。但し $\langle \dots \rangle$ は体系全体に渡る空間とエネルギーの積分を表す。

$$I_{fuel}(r) = [\langle \Phi^+(r) F \Phi(r) \rangle / \Delta U] \cdot \delta \rho \quad (2)$$

尚、この式は、反応度量 $\delta \rho$ が1次の摂動論では

$$\delta \rho = \langle \Phi^+(r) (\delta M - \delta F / k_{eff}) \Phi(r) \rangle / \langle \Phi^+(r) F \Phi(r) \rangle \quad (3)$$

と表され、演算子 M , F の変化量 δM , δF が燃料の変化量 δU のみに起因するとして

$$\delta M - \delta F / k_{eff} = [\partial (M - F / k_{eff}) / \partial U(r)] \cdot \delta U \quad (4)$$

と表され、更に、変化量 δU は δ 関数で

$$\delta U = \Delta U \cdot \delta(r - r') \quad (5)$$

と表される事を利用して導かれている。

さて最適状態において、微少燃料 ΔU を体系の任意の位置 r_1 より取り出し、位置 r_2 に移す操作を(5)式に倣って、

$$\delta U = \Delta U \cdot [-\delta(r-r_1) + \delta(r-r_2)] \quad (6)$$

と書けば、結局(1)(3)(4)式より次式が得られる。

$$\delta \rho = [\Delta U / \langle \Phi^+ (r) F \Phi (r) \rangle] \cdot [I_{fuel}(r_2) - I_{fuel}(r_1)] \quad (7)$$

ここで体系は最適状態にあると仮定しているため、微少変化に対して停留である。従って $\delta \rho = 0$ から、

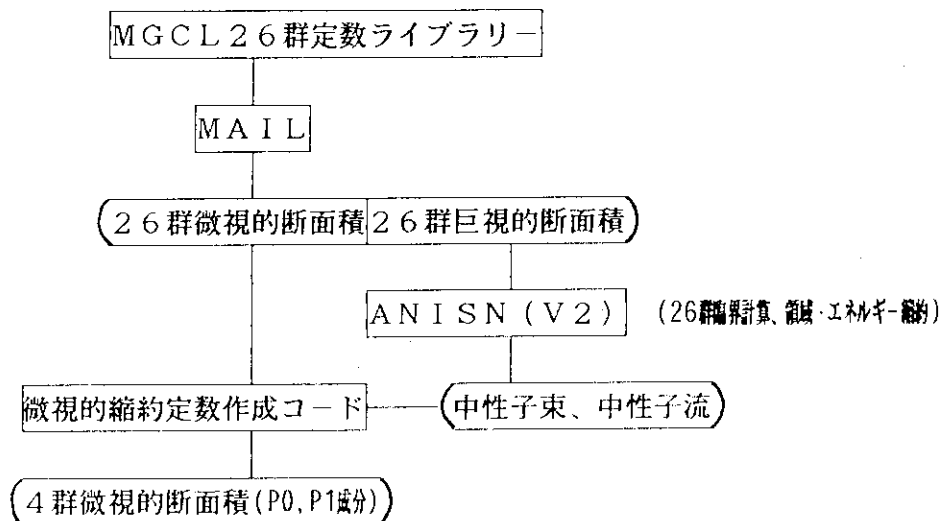
$$I_{fuel}(r_2) = I_{fuel}(r_1) \quad (8)$$

が導かれる。これが、「燃料インポートンス分布の平坦化」の意味である。

この論理にしたがって、1次元多群拡散計算コードに炉心内の燃料インポートンスを平坦化させる反復計算のアルゴリズムを加えた、「最適燃料濃度分布計算コード」OPTIMUM“を試作した。これを使った計算例を次に示す。

対象とした体系は、低濃縮(4wt%)の硝酸ウラニル溶液の炉心を、30cm厚さの軽水反射体で取り囲んだ球体系である。エネルギー群数は4群とし、この定数の作製手順を表5に示す。

表5 硝酸ウラニル溶液体系の4群定数作成法



この計算のポイントは、ウランの平均濃度が500, 600, 700, 800, 900, 1000[$\mu\text{gU/l}$]の場合について、まず均一体系を1次元輸送計算コードANISNで解いて臨界半径を決定する。そしてこの体系の中性子束と中性子流のスペクトルを重みとして4群の微視的な定数を作ることである。

最適燃料濃度分布の計算は次の手順で行った。まず①4群定数を用いて均一体系を解き臨界半径を確定する。ついで、②臨界体系を保ちつつ燃料質量を徐々に減らして、最小臨界質量となる最適分布を捜す。このとき炉心周辺部の燃料分布が負になる場合は、そこに燃料を配置する必要がないとして、燃料濃度を0とおき直して再度計算を進めるアルゴリズムを採用した。

反復計算の一例として平均ウラン濃度が600[gU/l]の場合を示す。図6が反復計算ステップ数と k_{eff} の関係、図7が同じく ^{235}U 質量の関係である。反復計算と共に質量の減ることが分かる。初期値とした均一分布(破線)と臨界質量最小の最適分布(実線)の違いを、中性子束分布、随伴中性子束分布、 ^{235}U 原子個数密度分布について、各々図8、9、10に示す。図10で明らかなように、初めに置いた炉心周辺部の燃料は、最適分布では必要なくなる。そしてこの状態の熱中性子束分布は、図8より明らかなように、平坦な分布になっていない。

この計算を各平均ウラン濃度について行った、その結果を平均ウラン濃度と臨界質量の関係として図11に示す。燃料濃度が低く減速十分の場合の不均一効果は大きい、平均ウラン濃度が900gU/lのように最適減速に近い状態にあるときは、不均一効果は僅かである。これは次のように考えることができる。まず、燃料分布の最適化は、燃料物質を中心部に集める操作による次の2つの効果、①炉心領域からの洩れが減る効果と、②最適減速状態をすぎて燃料物質の吸収効果がむしろ大きくなる負の効果との兼ね合いで決まると考えられる。従って先の例のように、比較的臨界半径が大きくて炉心領域からの洩れが少なく、かつ最適減速の状態にある場合には、燃料を中心部に移す不均一化はむしろ逆の効果となり有効ではない。しかし、例えば高濃縮燃料で体系が小さく洩れの大きい体系では、最適減速の状態でも、不均一化によって洩れを減らす効果が勝って、不均一化の影響が顕著に現れる可能性がある。

もう一つの例として、濃縮度と体系の大きさの違いが、最適燃料分布と熱中性子束分布に及ぼす効果を、低濃縮(4%)と高濃縮(93%)の硝酸ウラニル溶液体系で調べた。この結果を図12に示す。高濃縮燃料で体系が小さい場合には、炉心内の熱中性子束も平坦化し、Goertzelの予測が成立しているが、低濃縮で体系の大きい場合には、成立していない。

V. 燃料インポートンス分布の測定

計算では、不均一燃料濃度分布の反応度効果の指標としての燃料インポートンスの有効性が示されたが、これが実験でも確かめられるかどうかは、興味深い問題である。そこで1988年度よりKUCAを使って、「最適燃料濃度分布は、燃料インポートンス分布一定の条件下で実現される。」という予測を確かめようとした。

ところで式(2)に基づくと、燃料インポートンスを微小燃料変化に対する反応度変化量として測定できることが分かる。そこで、さきにしめした均一体系と不均一(I)体系とを測定対象として、燃料板1枚を同寸法のA1板に置換したさいの反応度変化の空間分布を測定した。この測定結果を図13に示す。この図より明らかに実効増倍率の上昇した不均一体系のほうが、燃料インポートンスが平坦化している。

またこの平坦化をより定量的に表すために、次式で定義する平坦化度 f の大小関係を調べてみた。

$$f = \left[(1/L) \cdot \int_0^L \left[\{ I_{fuel}(r) - \langle I_{fuel} \rangle \} / \langle I_{fuel} \rangle \right]^2 \cdot dr \right]^{-1/2}$$

但し、 L ：燃料領域の長さ、 $\langle I_{fuel} \rangle$ ：燃料インポートランスの平均値である。

その結果を表6に示す。これからも、明らかに平坦化していることが分かる。

表6 燃料インポートランスの平坦化度 f

体 系	平坦化度 f
均一体系	3.73
不均一(I)体系	13.2

VI. まとめと今後の課題

今までの成果を纏めると次のようになる。

- ①燃料濃度分布の不均一化によって、 k_{eff} が増える場合のあることを実験で確かめた。
- ②「燃料インポートランス」が最適濃度分布の探索指標として、有効なことを示した。
- ③低濃縮でかつ最適減速に近い状態では、不均一効果は小さいことを計算結果で示した。

今後の課題としては、次の点が指摘できる。先ず実験面では、

- ①不均一(I)以外の不均一体系の燃料インポートランスを測定し、燃料インポートランスの仮説を確かなものにする、更に、
 - ②低濃縮度燃料体系の不均一効果を調べる、
- ことが重要である。

理論解析の面では、燃料インポートランスの平坦化を指標として最適燃料濃度分布を計算するOPTIMUMを完成させる。但しこの場合、多群の群定数作成法に問題が残っている。即ち、最適濃度に近づけて行くさいに、一般的には順次微視的な実効断面積も変化していくものと考えられるが、これをどの程度OPTIMUMコードに反映させるかという問題である。この問題の検討は、今後の大きな課題である。

不均一体系の実験は、京都大学原子炉実験所・臨界集合体装置の共同利用実験として実施した。実験の実施に当たっては、共同研究者の代谷誠治氏と小林圭二氏とに大変お世話になった。

文 献

- [1] J.W. Morfitt, Nucl. Sci. Technol. 4, 107(1954).
- [2] R.C. Lloyd, "Buckling Measurements of Fuel Elements in a Random Array, HW-54591(1959).
- [3] 須崎武則、柳沢宏司、私信(1984)。
- [4] G. Goertzel, J. Nucl. Energy 2, 193(1956).
- [5] P.L. Hofmann, H. Hurwitz, Nucl. Sci. Engng, 2, 461(1957).
- [6] J.E. Wilkins, Nucl. Sci. Engng, 3, 229(1959).
- [7] M.M. Shapiro, Nucl. Sci. Engng, 10, 159(1961).
- [8] C. I. G. Anderson, Nucleonik 5, 185(1963).
- [9] M. Otsuka, Nucl. Sci. Engng, 18, 514(1964).
- [10] B. P. Kochurov, Atomnaya Energiya 20, 243(1966).
- [11] T. S. Zaritskaya, A. P. Rudik, Atomnaya Energiya 22, 6(1967).
- [12] P. Goldschmidt, Nucl. Sci. Engng, 49, 263(1972).
- [13] C. R. Drumm, J. C. Lee, Nucl. Sci. Engng, 96, 17(1987).
- [14] H. van Dam, P. F. A. de Leege, Ann. Nucl. Energy 14, 369(1987).
- [15] 片倉純一、酒井友宏、「臨界安全ハンドブック原案の作製(4)」、日本原子力学会、昭和61年秋の分科会、D59(1961)。
- [16] 平野 靖、「燃料濃度不均一化に基づく反応度効果の研究」、名古屋大学工学部修士論文(昭和63年2月)。
- [17] Y. Hirano, et. al., "Reactivity effect of Non-uniformly Distributed Fuel in Reprocessing Facilities," J. Nucl. Sci. Technol., 28, 595 (1991).

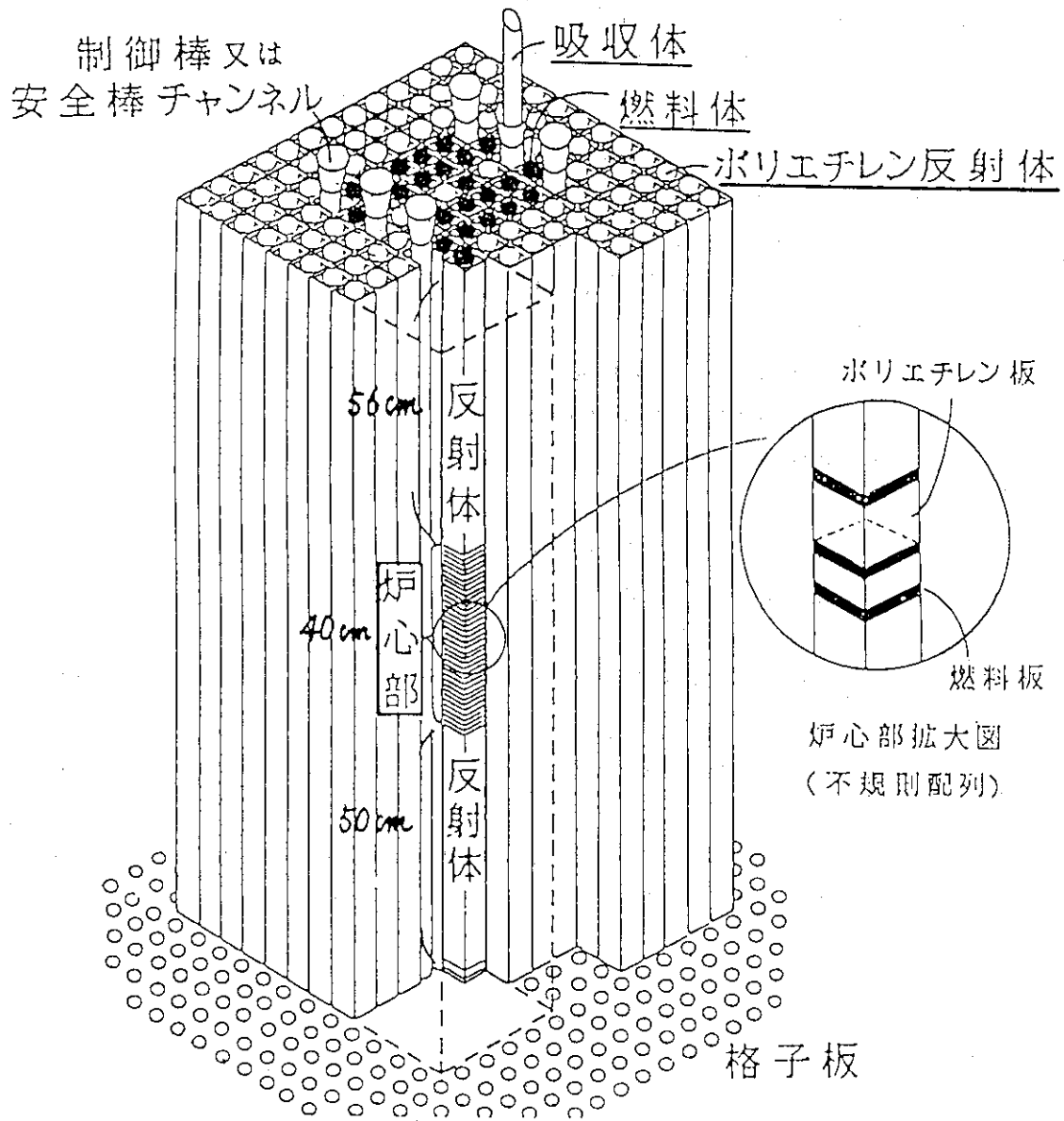
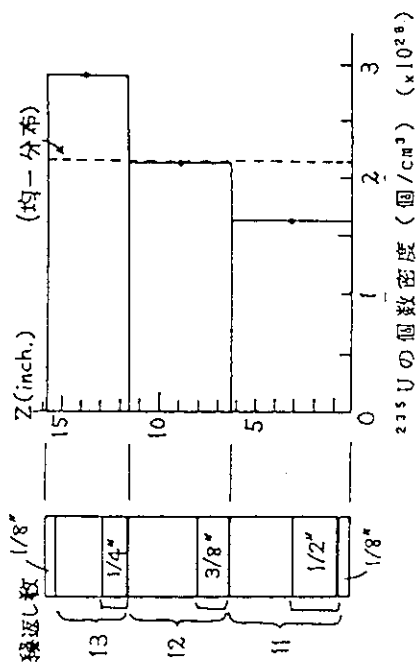
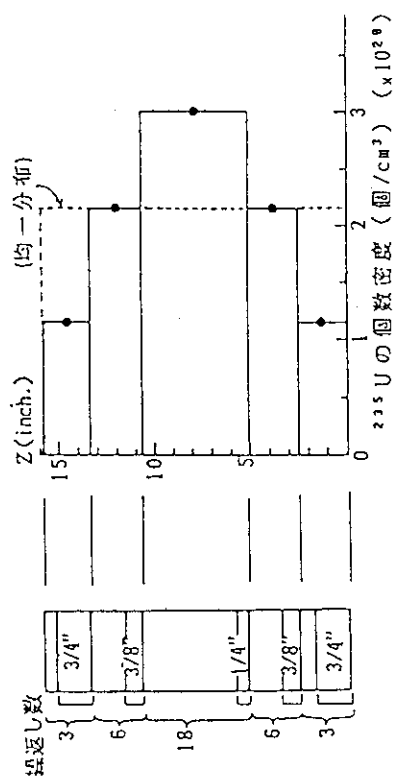


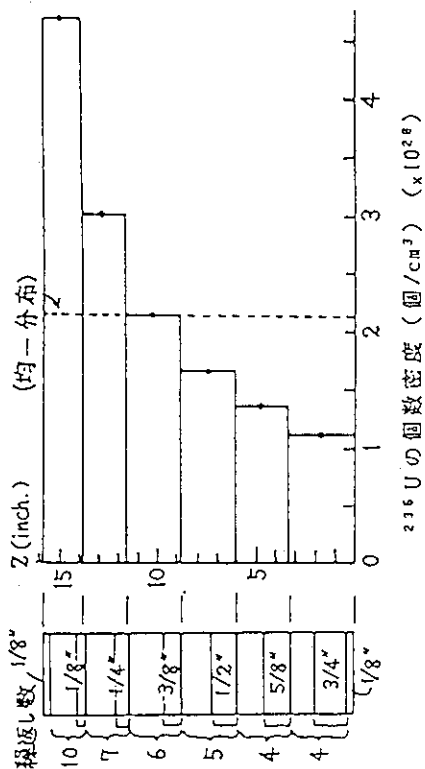
図1 KUCA A架台の体系の模式図



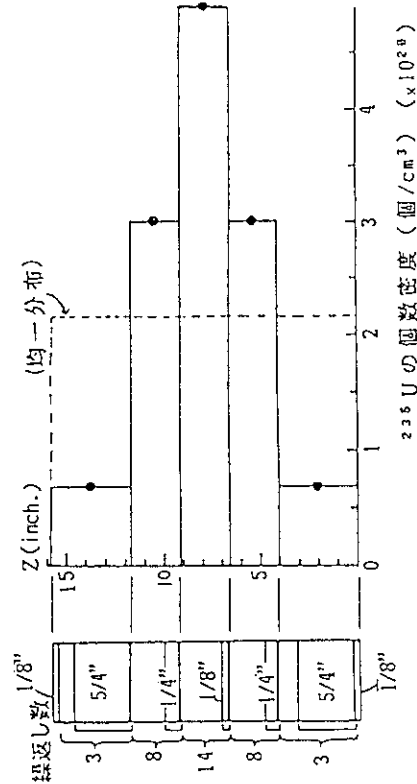
不均一燃料体 (I) の構成と濃度分布



不均一燃料体 (II) の構成と濃度分布

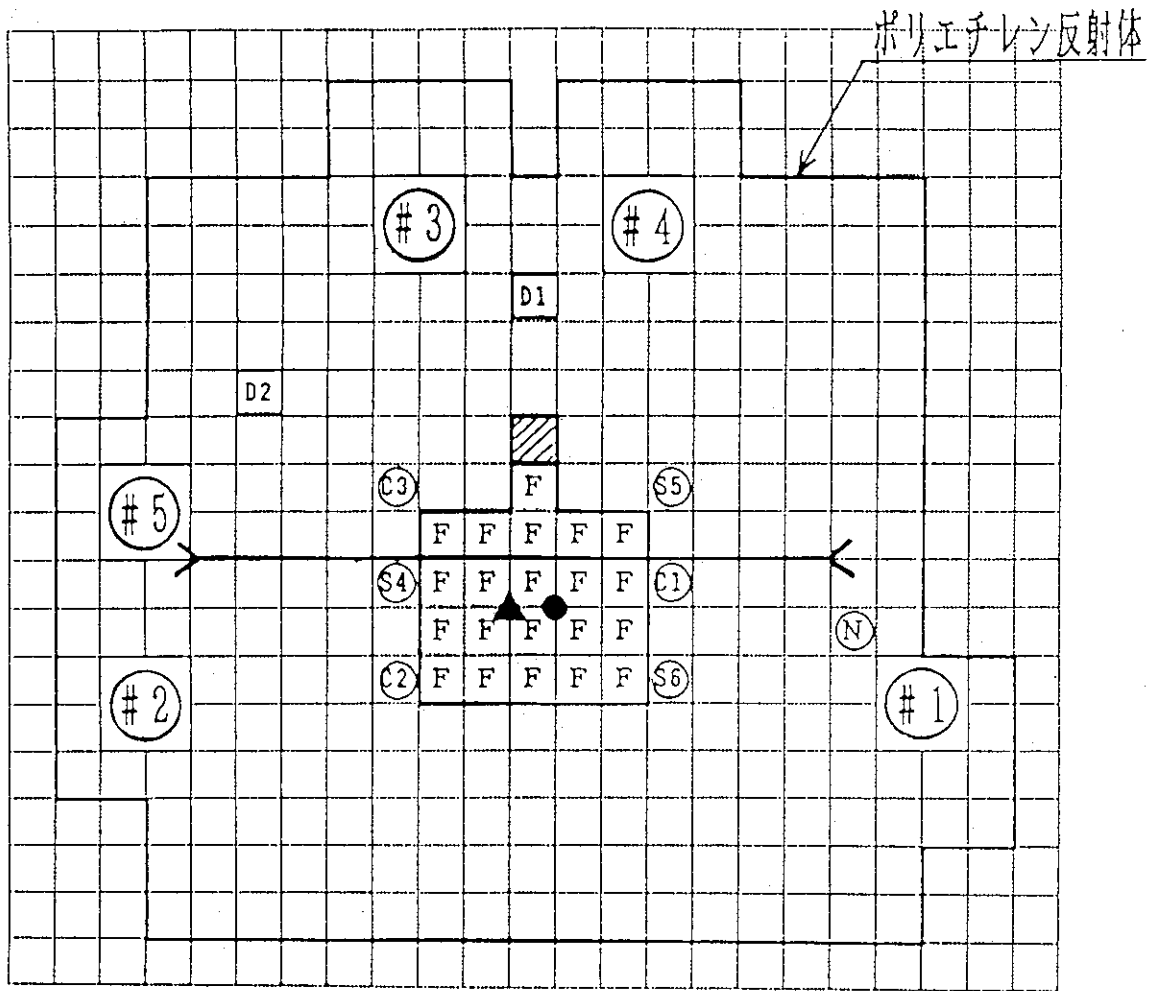


不均一燃料体 (III) の構成と濃度分布



不均一燃料体 (IV) の構成と濃度分布

図 2 不均一燃料体の構成と濃度分布



- F : 燃料体
- C : 制御棒
- S : 安全棒
- N : 中性子源
- D : 検出器
- ◻ : 半装荷燃料体
- # 1 ~ # 5 : 検出器
- : 金線挿入位置 (Z 方向)
- ▲ : Cd 付き金線挿入位置 (Z 方向)
- ↔ : 金線挿入位置 (X-Y 方向)

図 3 KUCA A 架台平面図

臨界近接と熱中性子束分布測定

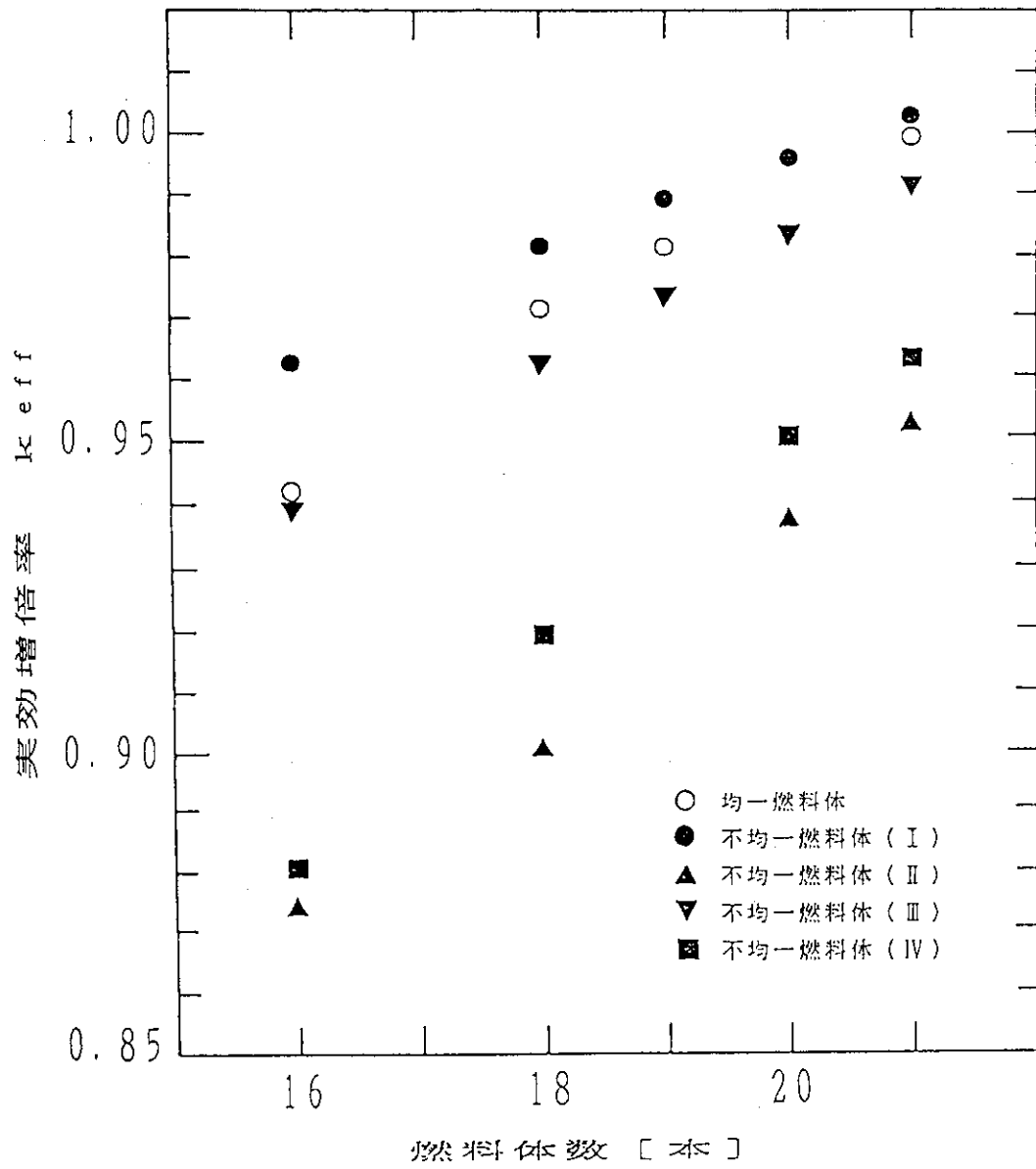
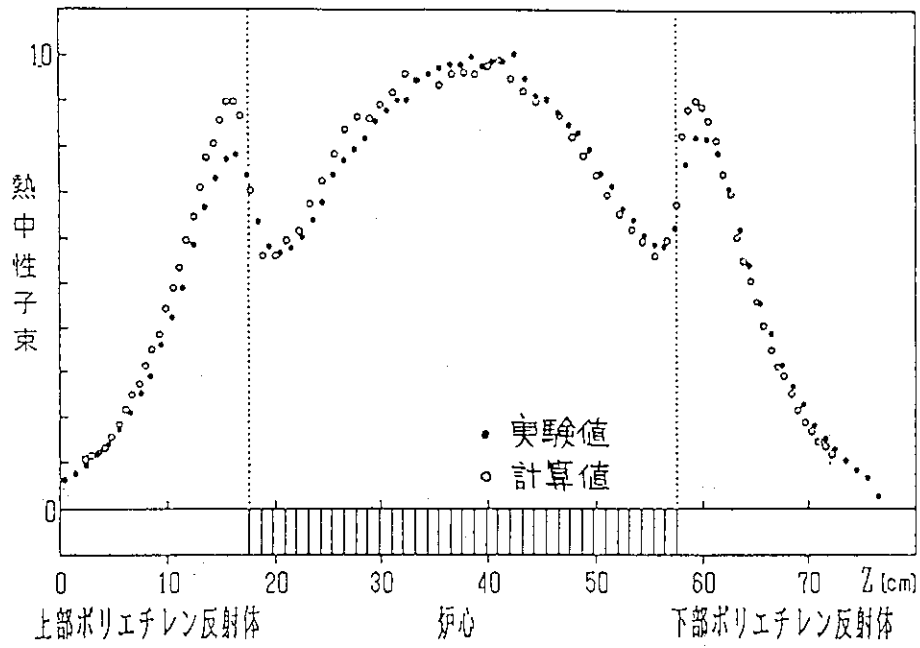
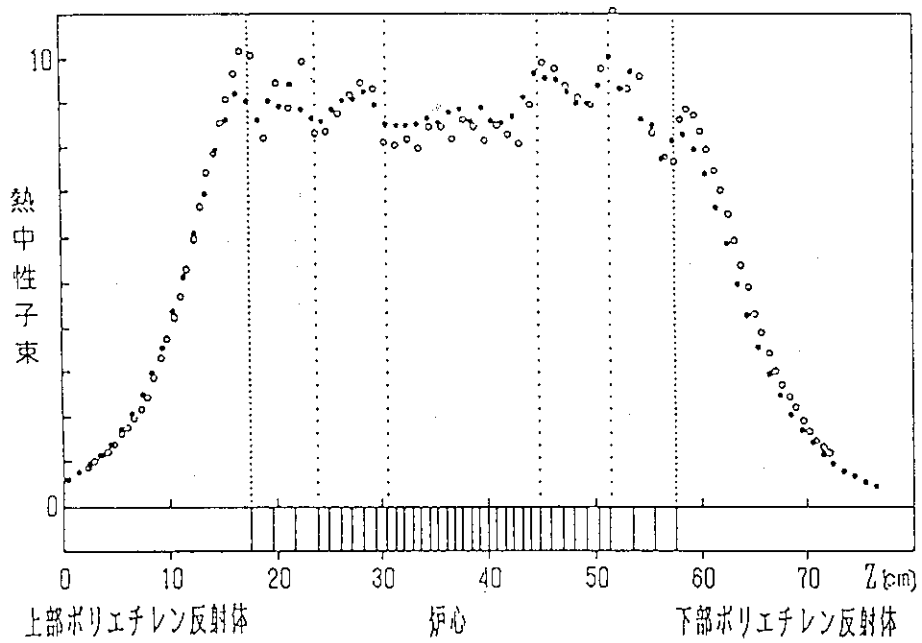


図4 各体系の実効増倍率の比較



均一燃料体系の熱中性子束分布



不均一燃料体系 (I) の熱中性子束分布

図5 熱中性子束分布の比較

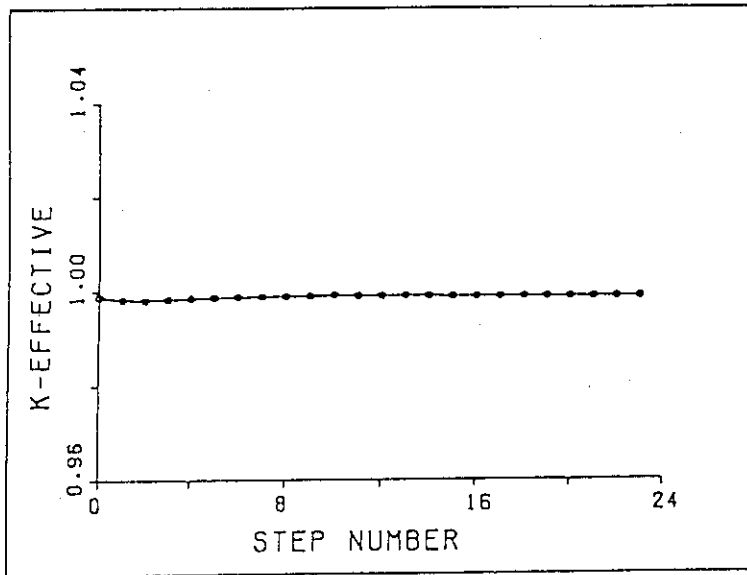


図6 反復計算回数と実効増倍率の関係

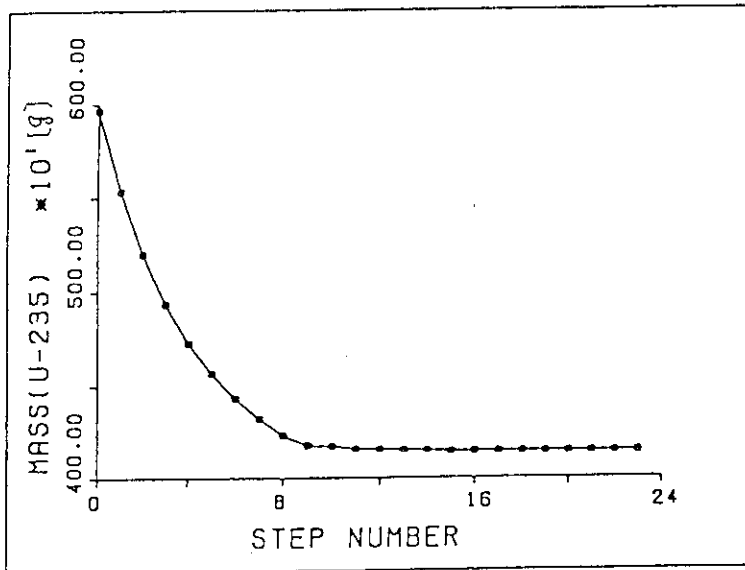


図7 反復計算回数と²³⁵U質量の関係

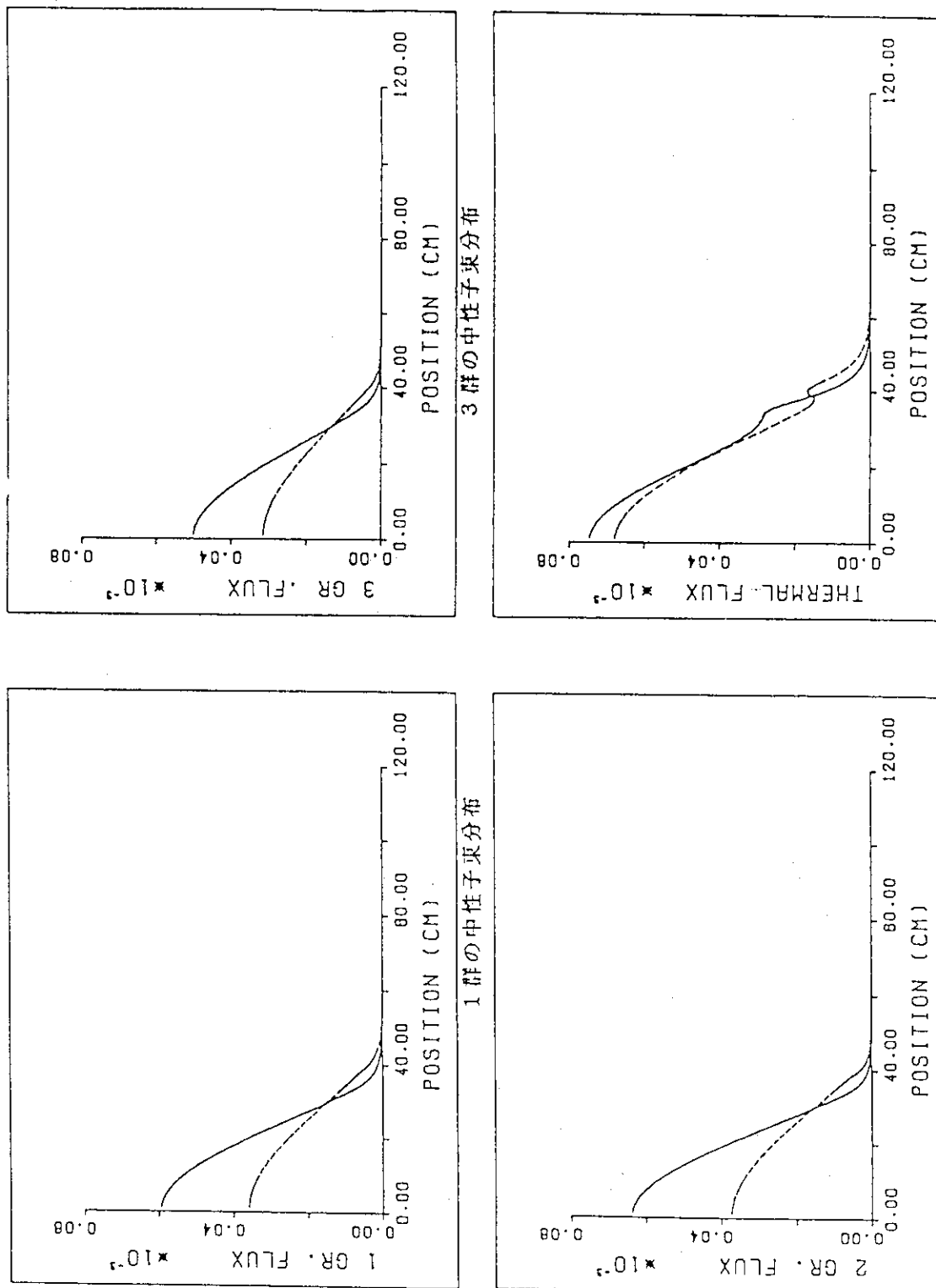
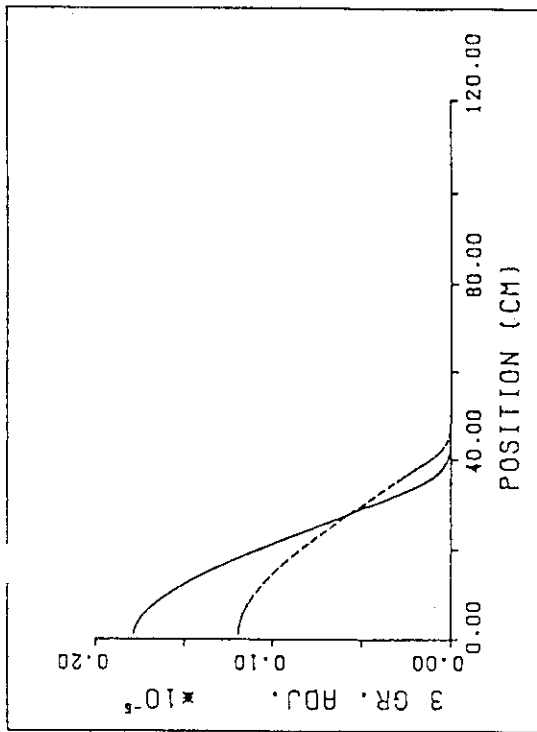
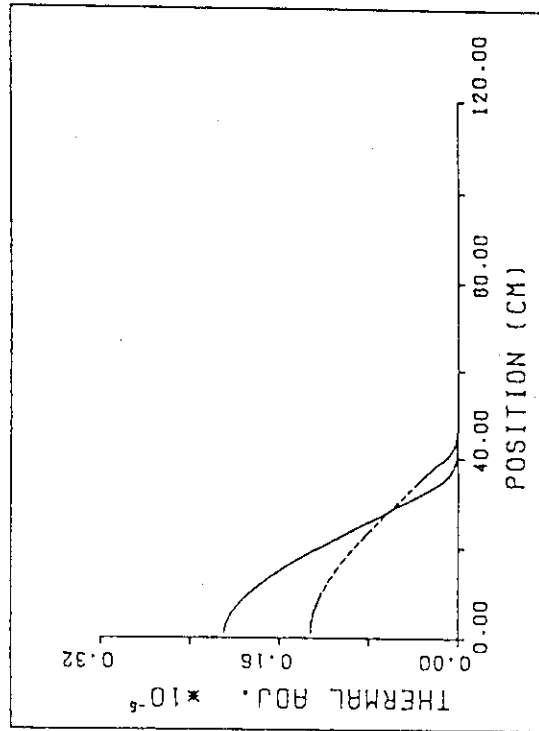


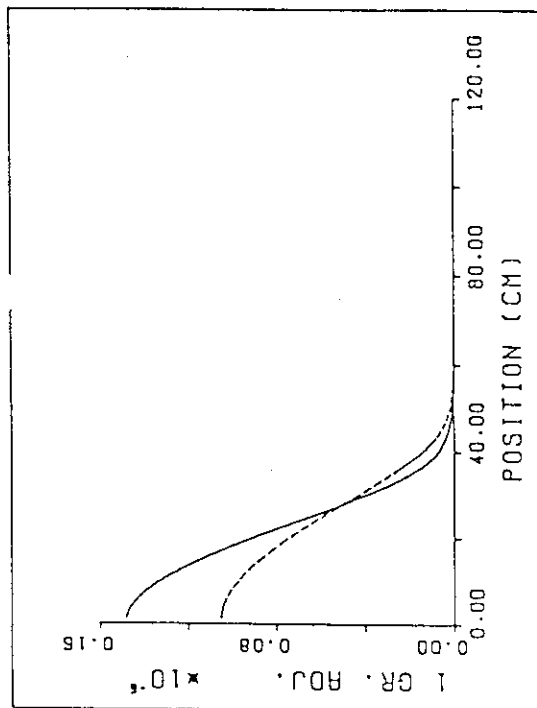
図8 中性子束分布



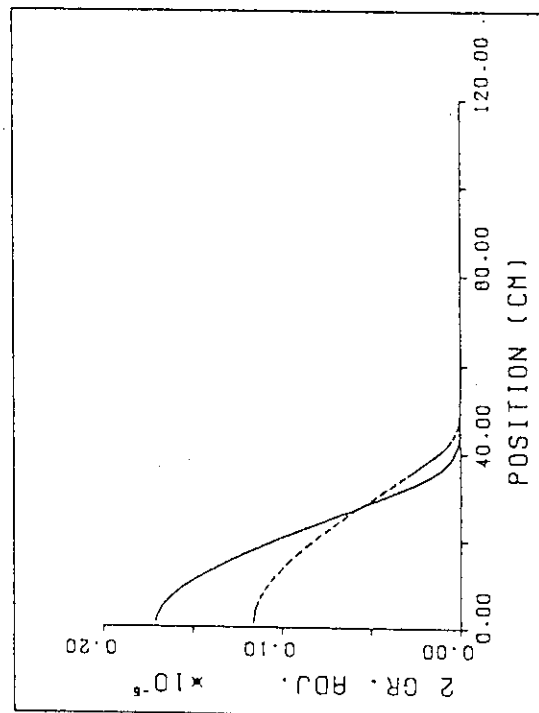
3群の随伴中性子束分布



熱群の随伴中性子束分布



1群の随伴中性子束分布



2群の随伴中性子束分布

図9 随伴中性子束分布

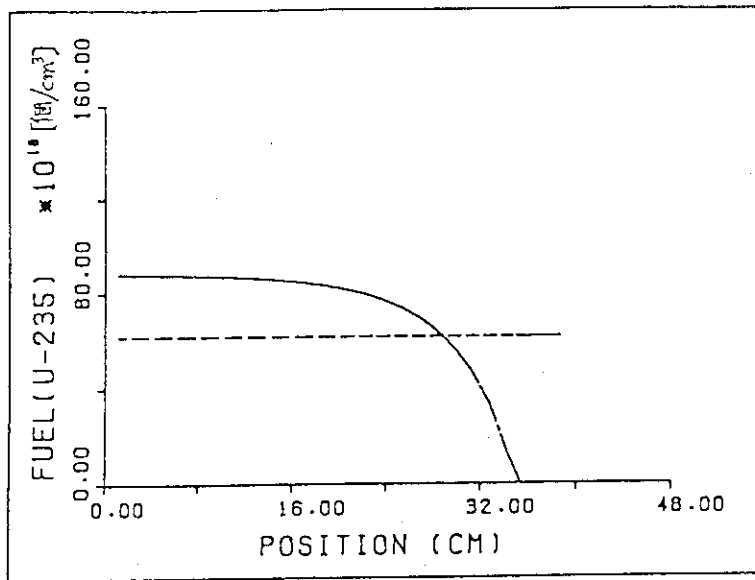


図10 ^{235}U の原子個数密度分布

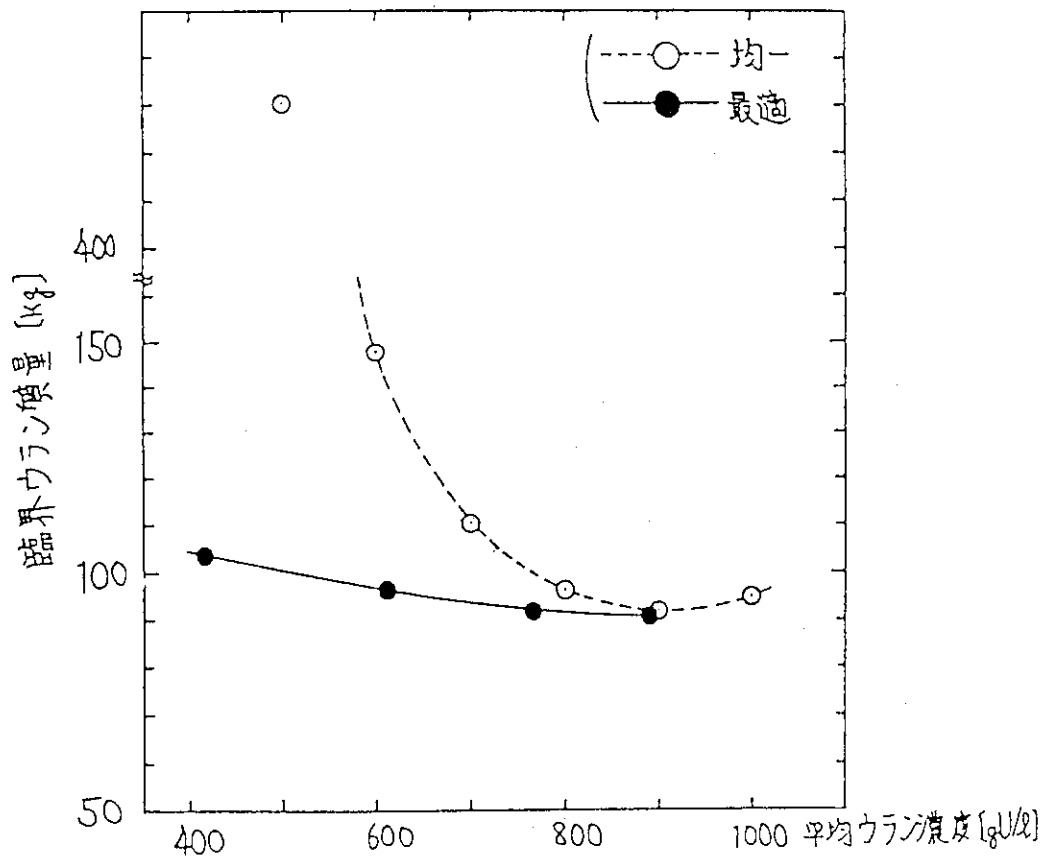
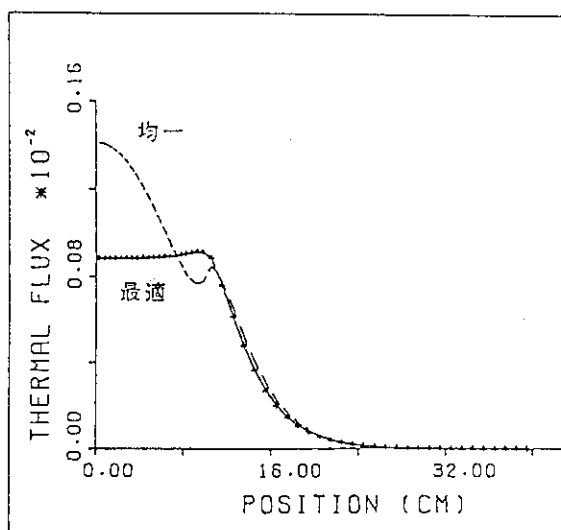
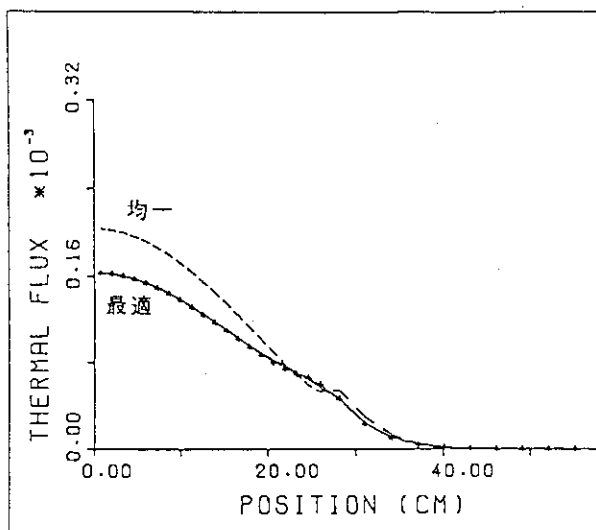
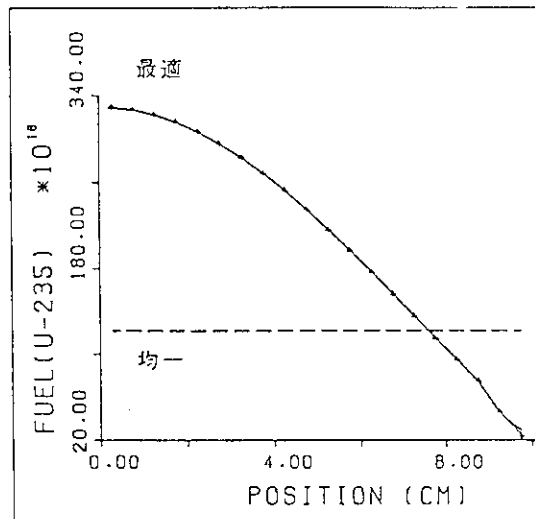
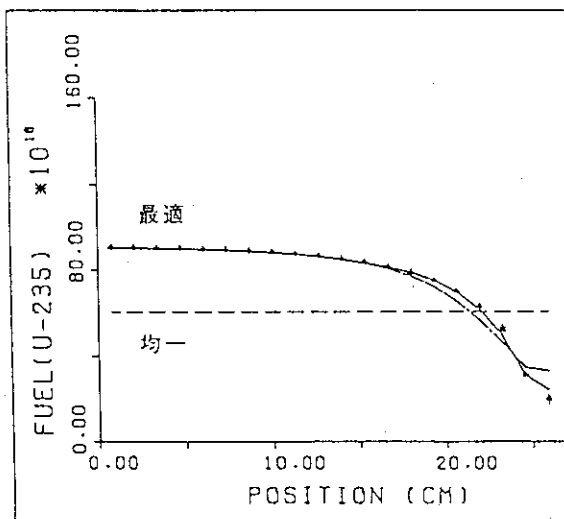


図11 平均ウラン濃度と臨界質量の関係



熱中性子束分布 (低濃縮)

熱中性子束分布 (高濃縮)



燃料分布 (低濃縮)

燃料分布 (高濃縮)

図12 低濃縮燃料体系と高濃縮燃料体系の

図12 低濃縮燃料体系と高濃縮燃料体系の最適燃料分布と熱中性子束分布の比較

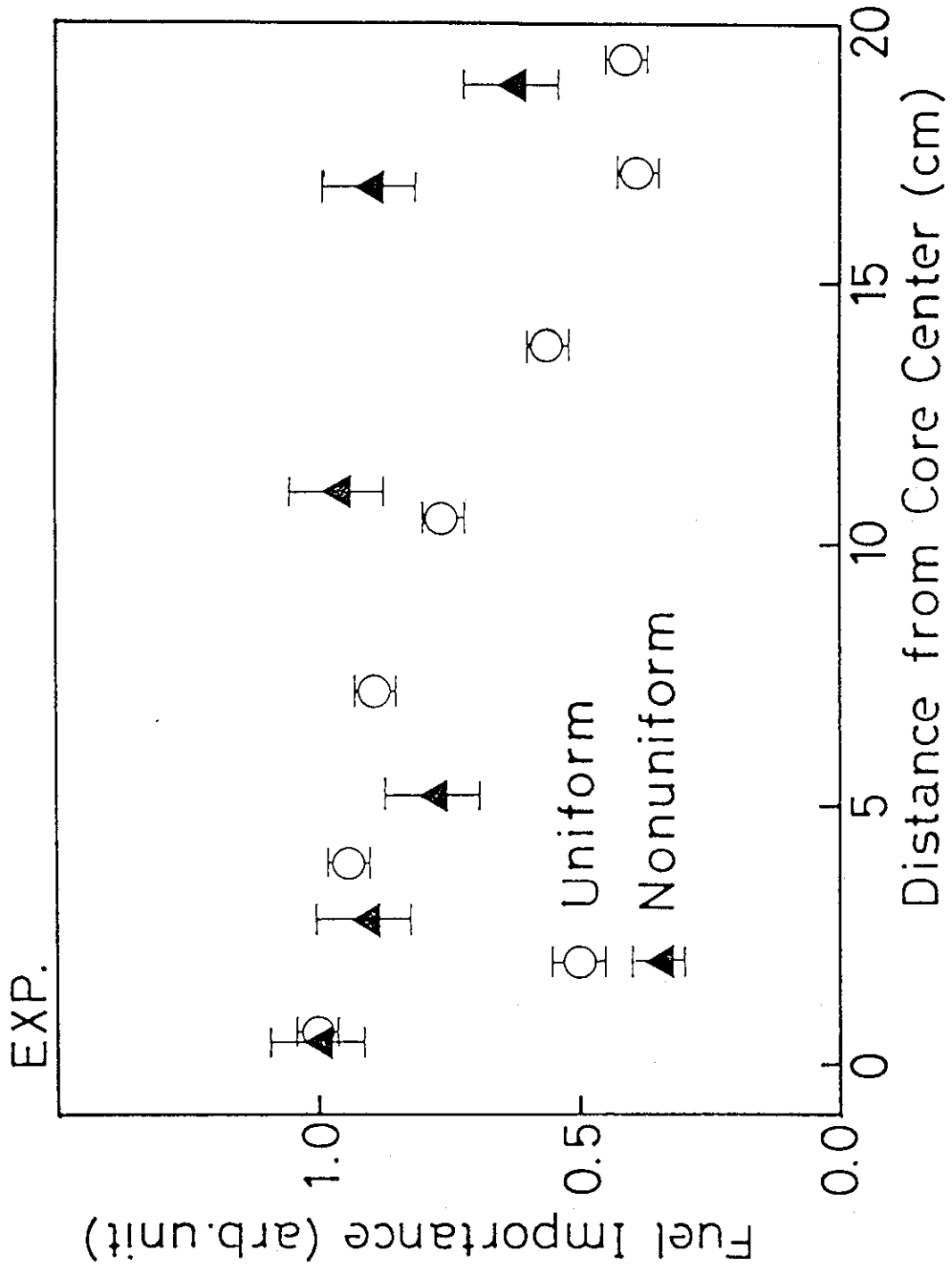


図13 燃料インポータンス分布 (測定値)

3.4 板状コンクリート模擬体の反応度効果に関する実験

日本原子力研究所

三好 慶典

1. 概要

核燃料施設の臨界安全設計において、コンクリートは体系の評価モデルを決定する上で重要な構造材の一つである。単一ユニットの設計では、水反射条件との比較等を行い妥当な反射体モデルを設定する必要がある。また複数ユニットに関しては、ユニット間の中性子相互干渉効果に対するコンクリートの遮蔽効果の特性を把握し、評価対象ユニットの周囲にある核燃料物質が無視できる隔離条件を決定することが臨界安全設計上有用であると考えられる¹⁾。

原研はこれまでに軽水臨界実験装置(TCA)を用いて、種々の反射体効果並びに複数ユニットの水中配列体系に関する臨界実験^{2, 3)}を行ってきた。本実験ではコンクリートの反射体・隔離効果に関する実証データを蓄積すると共にベンチマーク計算用データを取得するため、板状コンクリートを配置した単一炉心及び相互干渉(2分割)炉心を構成し、その反応度効果を臨界水位法により測定した。

実験では板状コンクリートの厚さ及びボロン含有率を主要なパラメータとした。また、相互干渉実験では片側の炉心形状を系統的に変化させた非対称炉心を構成し反応度効果の特性を調べた。ここでは主要な測定データと解析結果の一例を報告する。

2. 実験体系

2.1 装置概要

TCA(Tank-type Critical Assembly)は軽水減速の低濃縮 UO_2 燃料棒及び PuO_2-UO_2 燃料棒の格子体系に関する炉物理特性を測定するための臨界実験装置である。炉心タンクは、上部開放型のステンレススチール製の円筒形で、直径が1.8m、高さが2.1mである。この炉心タンク中央に実験目的に応じて、燃料棒の種類、配列形状、及び格子間隔を変化させて炉心を構成することが可能である。

炉心タンク上部から挿入された燃料棒は、炉心タンクに固定した上下の格子板によって支持される。2.6w/o濃縮 UO_2 燃料棒に関しては、格子間隔を1.849～2.293cmの範囲で、上下格子板を変更することにより選択できる。対応する格子セルの減速材(水)対燃料体積比は1.50～3.00の範囲である。

臨界近接は、炉心タンク下部から給水ポンプ(高速及び低速2系統)によって炉心水位を上昇させることにより行う。反応度は炉心タンク下部のダンプタンク(直径2.1m、高さ2m)から給水する減速材の水位により制御される。制御棒は基本的に用いないので、一様な燃料棒セルから成る炉心領域を構成することが可能である。構成炉心の上部は水減速材のドライ格子で、燃料有効部下部は約20cm、水平方向は50cm以上の水反射体がある。

2.2 燃料格子

①使用燃料棒

実験に使用した燃料棒は、濃縮度2.6w/oU₂O₅燃料棒で、ペレット型(26PA)とスウェッジ型(26SA)の2種類である。

②格子間隔 1.956cm 正方格子

③水対燃料体積比 $V_{H_2O}/V_{FUEL}=1.83$

2.3 炉心構成

構成した炉心は板状コンクリートを矩形形状の炉心に接して設置した単一炉心と、2つの矩形炉心の間に板状コンクリートを設置した相互干渉炉心に分類される。炉心の平断面を図1に、また装荷した板状コンクリートの仕様を表1に示す。

1) 単一炉心(CORE1)

- ・水反射体基準炉心
- ・コンクリート反射体付単一炉心

CORE1: 15 × 22 (Pitch)

2) 相互干渉炉心(CORE1+WATER GAP+CORE2)

- ・非対称炉心

CORE1: 15×22 CORE2: 3×22, 6×22, 10×22, 12×22,

- ・対称炉心

CORE1: 15×22 CORE2: 15×22

コンクリート種類: 普通、ボロン含有(0.33%, 3.3%)

厚さ: 5cm, 10cm, 15cm

3. 実験結果

3.1 コンクリートの反射体効果

単一炉心におけるコンクリートの反射体効果を調べるため、コンクリートの条件を変えて臨界水位を測定した。各炉心の臨界水位は、遅発臨界をわずかに超える水位に維持し倍増時間を測定後、出力が一定になるように炉心水位を調整して、サーボマンメータによって測定した。測定誤差は±0.1mmである。コンクリートの厚さに対する臨界水位の変化を図2に示す。コンクリート厚さは5cm, 10cm, 15cmの3ケースである。普通コンクリートの場合には、臨界水位はわずかであるが水反射体炉心の82.97cmに較べて低くなっているが、ボロンを含む(0.33%, 3.3%)コンクリートの場合には増加している。板状コンクリートの反応度効果 ρ_R は水反射体炉心を基準炉心として、各炉心の臨界水位から水位法に基づく次式を用いて評価した。

$$\rho = A/2 \cdot [1/(H_c + \lambda)^2 - 1/(H_{co} + \lambda)^2] \quad (1)$$

ここで ρ : 反応度(ϕ)

H_{co} : 基準炉心の臨界水位(cm)

H_c : 各炉心の臨界水位(cm)

λ : 垂直方向の反射体節約(cm)

A : 炉心垂直方向のバックリング変化と反応度の 換算係数($\phi \cdot \text{cm}^2$)

(1)式中の λ は $12.2 \pm 0.3 \text{cm}$ 、 A は $(7.59 \pm 0.07) \times 10^6 \phi \cdot \text{cm}^2$ である。なお(1)式中の反応度換算係数 A は、修正一群理論に基づくと $A=2\pi^2 \cdot M^2/K_{\infty} \beta_{eff}$ と表される。ここで、 M^2 は燃料格子中の中性子移動面積、 K_{∞} は無限増倍係数、 β_{eff} は実効遅発中性子割合(0.007478)である⁴⁾。測定結果を表2及び図3に示す。コンクリートの水に対する置換反応度は、臨界水位の変化からも分かるが5cmの厚さでほぼ飽和しており、普通コンクリートで約+20cent、3.3%ボロンを含むコンクリートで約-2\$であった。

3.2 コンクリートの隔離効果

(1) 対称炉心

相互干渉炉心のうち、炉心1と炉心2が同一の対称炉心に関する測定結果を図4に示す。ここでは、コンクリートが側面にある単一炉心(CORE1)の臨界水位を基準にとり、コンクリートに隣接した炉心2が炉心1へ与える反応度効果 ρ_{21} を評価した。炉心1と炉心2の面間距離はコンクリートの厚さが5cm、10cm、及び15cmの場合、各々5.87cm(3pitch)、11.74cm(6pitch)、17.60cm(9pitch)である。図中の破線はコンクリートの無い水ギャップ炉心の場合である。炉心1と炉心2の面間距離が一定の条件では、水ギャップ炉心の臨界水位は、普通コンクリートのある炉心に比べて常に高く、隔離効果は水の方が大きい。また、 ρ_{21} は中性子遮蔽体であるコンクリートの厚さあるいは水厚さに対してほぼ指数関数的に減少する特性を示していることが分かる。

(2) 非対称性の効果

炉心1と炉心2の大きさが異なる非対称炉心に関する測定結果を図5から図7に示す。実験では、炉心1を固定し炉心2のX方向の寸法(X方向の燃料棒本数 N_2)を系統的に変化させた。図6は普通コンクリートを用いた場合の ρ_{21} と炉心2の寸法変化との関係を示している。コンクリート厚さが5cmで干渉効果が相対的に大きい場合、 ρ_{21} は N_2 の増加に伴い単調に増加している。一方、コンクリートが厚く干渉効果が小さくなると、 ρ_{21} は対象炉心($N_2=15$)に近づいた所で急に増加する傾向が見られる。この傾向は、隔離効果の大きいボロン入りコンクリートの場合でも顕著であった。

また、図7から分かるように、反応度効果 ρ_{21} のコンクリートの厚さに対する指数関数的な減衰特性は、対称炉心と非対称炉心の間で大きな差異が認められる。

Averyの結合モデル⁵⁾に従えば、 ρ_{21} は炉心の出力割合 S_2/S_1 (S_i : 炉心 i の積分出力)に比例する。上記の傾向は、炉心間の距離あるいは遮蔽条件が一定のもとで、出力割合が非対称性によって大きく変化するためと考えられるが、今後検討が必要である。

3.3 中性子束分布

ボロン含有率が0.0%、3.3%で厚さが15cmのコンクリートに対して、単一炉心及び対称炉心の中性子束分布を測定した。ここでは、X方向の熱中性子束分布、熱外中性子束分布、及びカドミ比を金線の放射化法により求めた。照射後のガンマ線は、自動スキヤニング装置に取りつけた鉛ブロックによるコリメータ(0.5, 1pitch幅)とNaI(Tl)シンチレーション検出器により計測した。普通コンクリートを装荷した単一炉心及び対称炉心における測定例を図8及び図9に示す。

4. 解析

実験の解析には、原研で開発している核計算コードシステムSRAC⁶⁾を使用し、核定数は、ENDF/B-IVに基づいて作成したSRAC内蔵の107群Public Libraryを用いた。計算の流れは、炉心領域の単位セルを衝突確率法により均質化し(P1J)、一次元輸送コードANISNで求めた体系内スペクトルを用いて107群から4群に縮約した後、拡散コードCITATION(二次元X-Y)により炉心解析を行った(図10)。水平・垂直方向の各バックリングは、測定中性子束分布から求めた外挿距離から評価した。ここでは、臨界体系に対するベンチマーク計算結果の一例を表3に示す。

5. まとめ

本実験では、コンクリートの反応度効果に関する基本的なデータを取得した。普通コンクリートは、わずかであるが水よりも大きな反射体効果を有していること、また相互干渉炉心に対する隔離効果は水よりも小さいことが分かった。今後は、データのより詳細な解析を行うと共に、非対称炉心を中心として出力分布・中性子束分布を測定して炉心の出力割合を求め、相互干渉効果あるいは各炉心の未臨界度との関係を明らかにしたいと考えている。

参考文献

1. 科学技術庁核燃料規制課編、「臨界安全ハンドブック」 につかん書房 (1988)
2. 三好、広瀬、中島「複数ユニットの水中配列体系に関する臨界実験」、日本原子力学会 昭和61年年会 B31(1986)
3. 須崎、三好、小林「臨界水位法による2炉心間の相互干渉効果の測定」、日本原子力学会 昭和58年年会 B53(1983)
4. H. Turuta et al., Critical Sizes of Light-Water Moderator UO_2 and PuO_2-UO_2 Lattices JAERI-1254 (1978)
5. R. Avery, Theory of Coupled Reactor, Proc. of the Second U.N. Inter. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, 182, (1958)
6. K. Tuchihashi et al., JAERI-1302 (1986)

表1 Specifications of the concretes

	Dimension (cm)		Boron Content (%)	
	Nominal	Measured	Nominal	Measured
Thick-ness	5.0	5.01+0.09 5.04+0.11 5.11+0.10 5.07+0.12	0.0	0.00
Height	80	80.10+0.07 80.08+0.06	0.03	0.31+0.01
Width	50	50.08+0.06 50.09+0.07	3.3	3.15+0.05

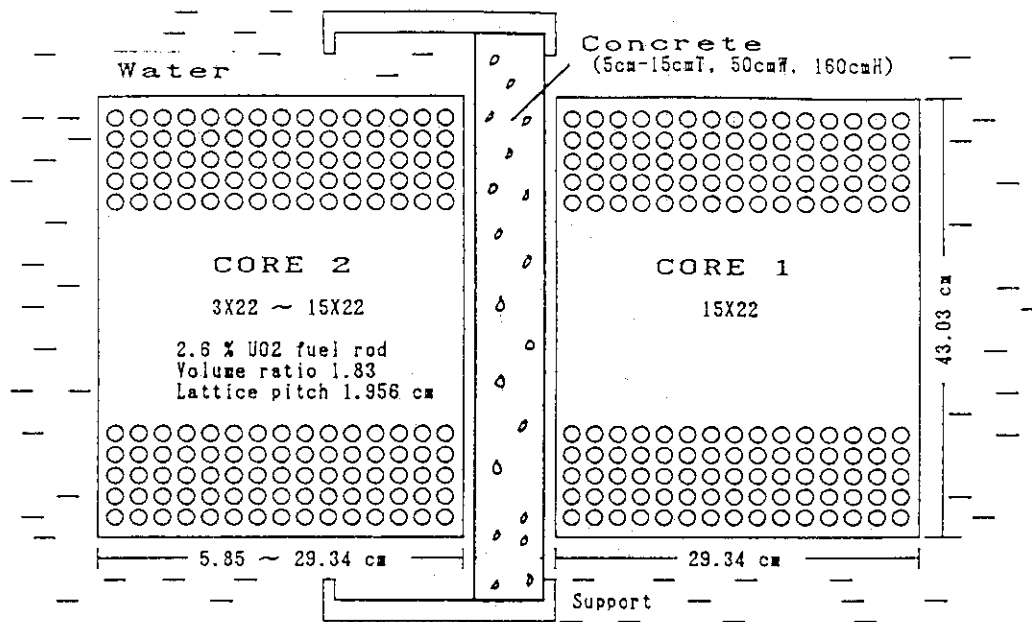
表2 Reactivity effect of concrete for single core and symmetric core

Concrete		Reactivity $\rho(\phi)$	
Boron Content (%)	Thickness (cm)	Reflector effect	Interaction effect
0.0	5	18.6	800.3
	10	20.2	318.5
	15	18.0	117.9
0.33	5	-126.4	432.0
	10	-121.4	152.3
	15	-114.1	59.4
3.3	5	-192.7	310.0
	10	-198.9	116.4
	15	-197.7	53.3

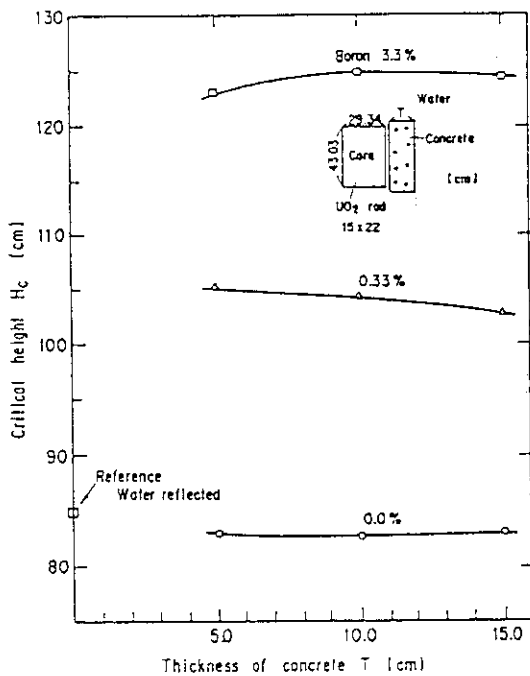
表3 Calculational results of effective neutron multiplication factor

Configuration	Thickness of concrete* (cm)	Effective neutron multiplication factor K_{eff}	
Single core	0.0	---	1.00069
	5.0	1.00028	---
	10.0	1.00019	---
	15.0	1.00038	---
Symmetric coupled core	Gap width(cm)	With concrete	Without concrete
	5.9	0.99110	0.98921
	11.7	1.00324	0.99941
	17.6	1.00450	0.99990

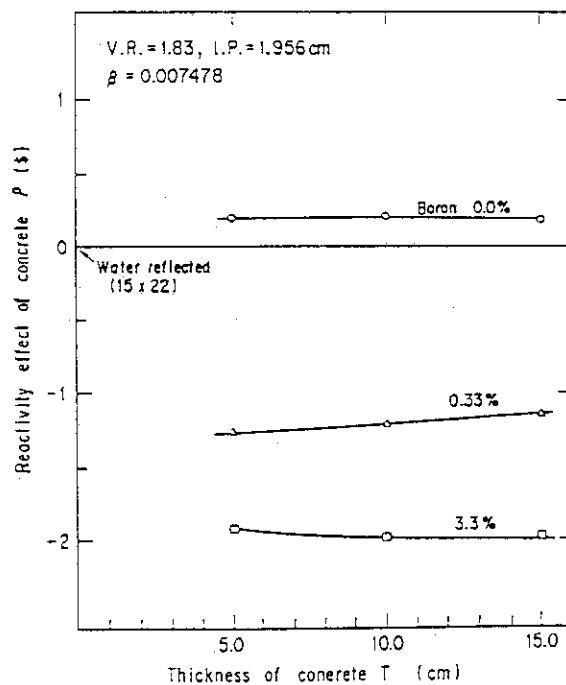
*ordinary concrete



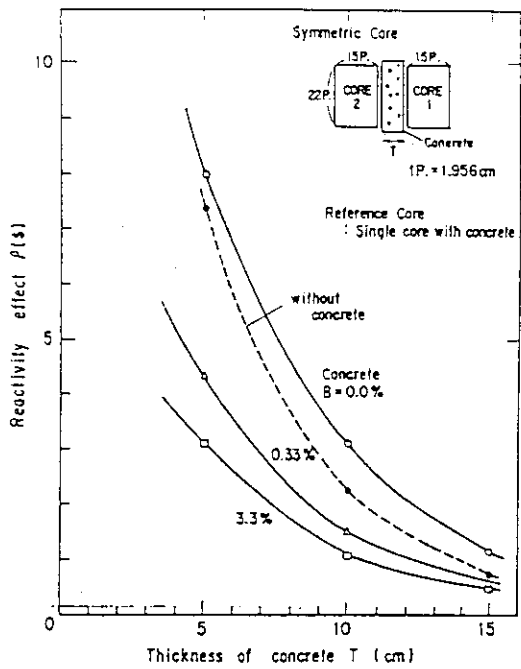
☒ 1 Plan view of experimental core



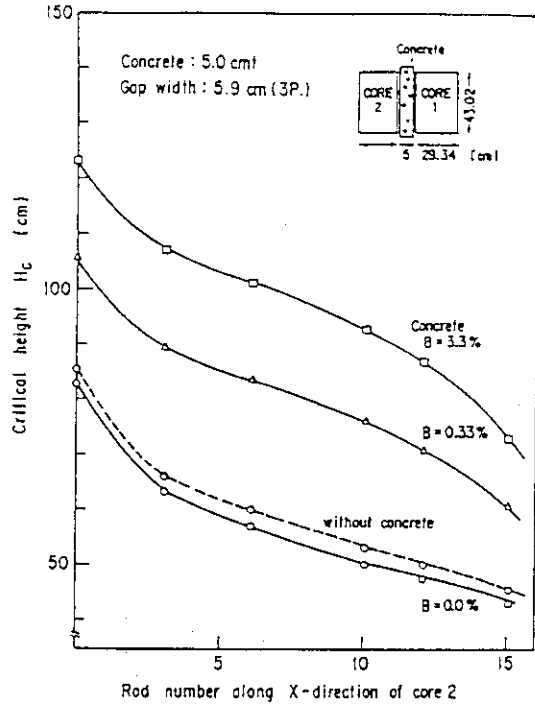
☒ 2 Critical heights of 15×22 single core with concrete reflector



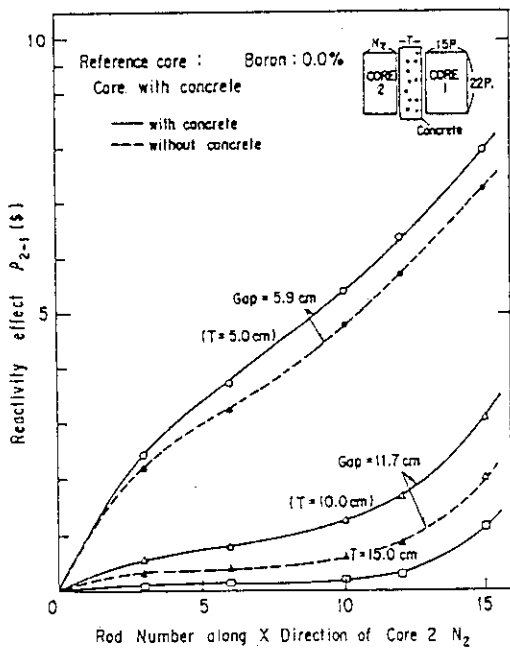
☒ 3 Reactivity effect of concrete reflector for single core



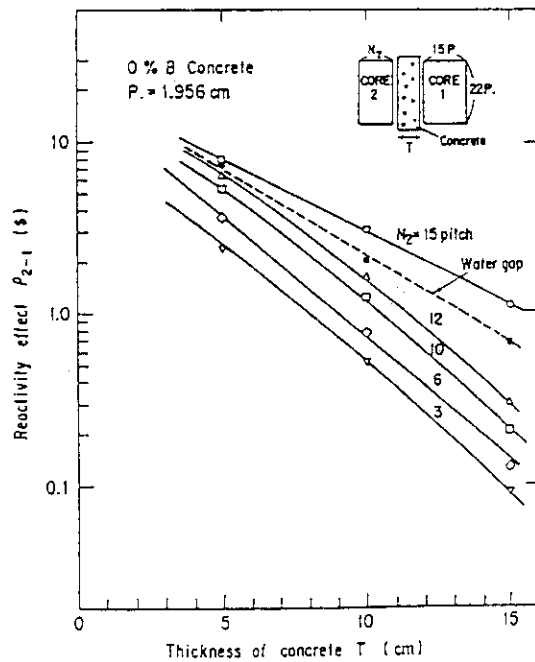
☒ 4 Reactivity effect from core 2 to core 1 for symmetric coupled core



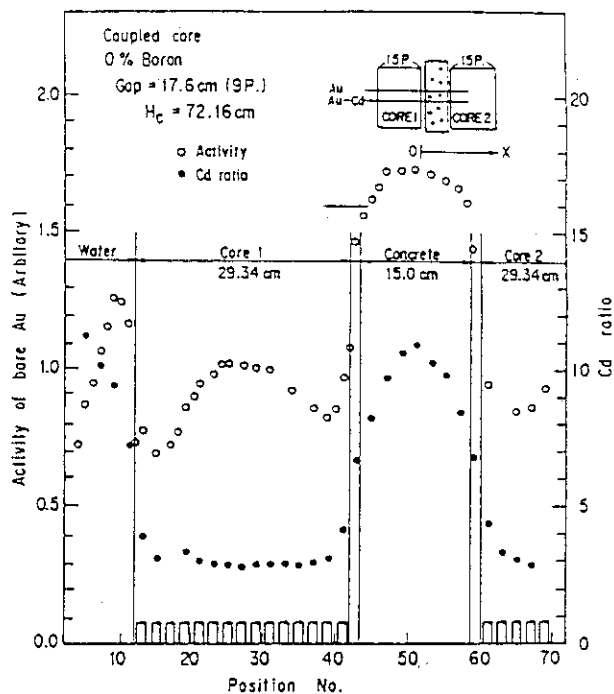
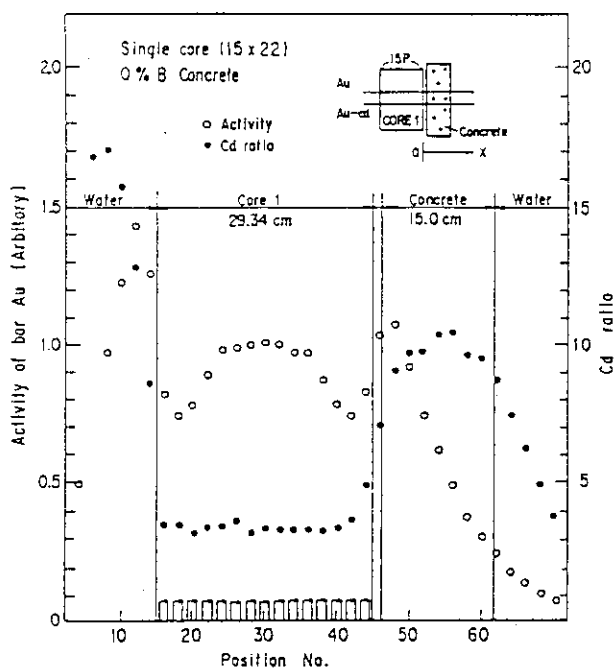
☒ 5 Critical heights of coupled core with 5.9cm-wide water gap



☒ 6 Dependence of reactivity effect from core 2 to core 1 on size of core 2

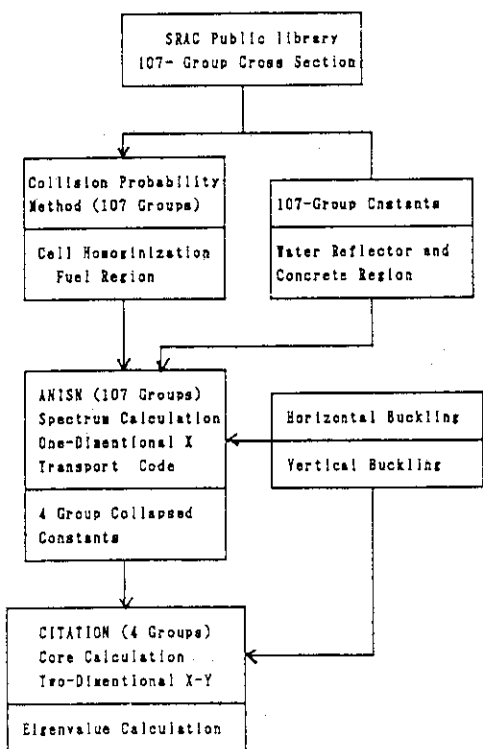


☒ 7 Dependence of reactivity effect from core 2 to core 1 on thickness of concrete



☒ 8 Distributions of bare Au activity and cadmium ratio in single core with 0% boron concrete

☒ 9 Distributions of bare Au activity and cadmium ratio in symmetric coupled core with 0% concrete



☒10 Calculational flow of SRAC

3.5 討論概要

発表内容について、以下のような議論が行われた。

(1) DCA改造について

- ・溶液燃料の調整、分離精製法としてイオン交換法は、樹脂の劣化が一般に問題になる。文献等でも80日で50%劣化されるとの報告があるが、使用後純水につける等の方策により劣化は十分防止できる。
- ・イオン交換法によるAmの除染係数(DF)は 10^3 となっているが、これは実証試験で得られている値である。
- ・燃料の入手計画としては、もんじゅのスクラップペレットあるいは転換プルトニウム等が考えられるが、いずれにしてもFBR再処理の技術開発に有用な種類になる予定である。プルトニウムの組成は一種類である。
- ・プルトニウム燃料移送における残さ量に関連して炉心タンクの最大容量が760リットル、移送するプルトニウム燃料45kgのうち約40kgが装荷されるとの報告があった。

(2) DCAにおける未臨界度測定について

- ・試験燃料単独で実験を行うためには、臨界量等の条件から大規模な設備が必要となるので、ドライバー燃料を使用する2領域体系を構成し、Averyの方法により試験燃料の未臨界度を測定する方式を採用した。
- ・燃料を含むテスト領域がドライバー領域との結合体系において、テスト燃料がドライバー燃料へ与える反応度寄与と、孤立系としてある場合の実効増倍率とは別のものではないか。結合が強い場合では、摂動論的な取扱いが可能な範囲を越えているのではないか。
- ・試験領域が孤立系である場合と周囲にドライバー燃料が存在する場合とでは、境界条件が異なる。
- ・テスト領域(孤立系)の実効増倍率 K_T に関して、Averyの方法に基づく評価結果とCITATIONによる解析結果を比較すると、テスト領域とドライバー領域の間のボイドの有無が大きな影響を与えている。ボイドの少ない体系では、両者は近い値を示しているが、ボイドのある体系での両者の差は $10\% \Delta k/k$ 程度もある。
- ・Averyの方法による体系の未臨界度評価値は、パルス中性子法及びノイズ法の適用限界を検討するための参照値とするには、精度的に無理なのではないか。

(3) 燃料濃度分布の不均一化による反応度効果について

- ・臨界質量が最小または実効増倍率が最大となるような燃料分布を決定する上では、「燃料インポートランスの平坦化」が条件となる。これは、熱中性子体系においてGoertzelが導いた「燃料領域における熱中性子束平坦化」の概念を拡張したものである。
- ・SHEでは、中心の燃料を取った方がreactiveになる場合もあり、計算で確認したらどうか。最適な燃料濃度分布は、体系全体の平均燃料濃度が最適減速濃度より高いか低いかによって異なる可能性があると考えられる。
- ・高濃縮ウランと低濃縮ウランでは、無限増倍率の濃度依存性が大きく異なる。硝酸ウラニル溶液の場合低濃縮の場合は 800g/l 付近にピークを持つが、高濃縮燃料では現れない。また不均一効果には漏洩効果が重要であり、コードとしては体系における中性子スペクトルの場所依存性を含む必要がある。

- ・低濃縮で最適減速に近い条件では、不均一効果が小さいことを計算で示したが、今後KUCAにおいて天然ウラン板状燃料を使用して低濃縮化を図った実験を行いたい。

(4) 相互干渉炉心におけるコンクリートの反応度効果について

- ・コンクリートの反応度効果は含水率等によって変化すると考えられるので、コンクリートの組成を明らかにしてもらいたい。
- ・反射体効果に関して、コンクリートと水との間にあまり差がなかったのは、炉心とコンクリートとの間の水層の効果が大きいと考えられるので検討する必要がある。
- ・2ユニット相互干渉炉心において、炉心2が炉心1へ与える反応度寄与は、コンクリートあるいは水等の中性子遮蔽体の厚さに対して指数関数的に減衰するが、この減衰特性は、中性子スペクトルにあまり依存しないという解析結果を溶液燃料系について得ている。

4. 第3回会合発表内容

(平成元年11月1日、日本原子力研究所本部)

4.1 Mihalczo法に関する二・三の考察について

動力炉・核燃料開発事業団 古橋 晃

- Mihalczo法の長所・・・何らかの絶対値測定(ないし臨界点での較正)なしに増倍率の絶対値を(少なくとも理論的には)測定し得ること。
 - ・中性子の計数のみでは、独立の測定量より知りたい炉物理量が1ヶ多く、相互比しか求まらないか、或いは上記の測定(ないし較正)を要した欠点を打破したこと。
 - ・中性子計数のみの限界については、文献1の「動的測定法と炉物理」のⅢ「中性子相関法」：原子力誌16, p.117 (1974)及び別添の「中性子計測の三次モーメント」の一部：炉中性子研究No.20, p31(1969)を参照のこと。なお、添付していないが「原子炉」の第9章「中性子相関の測定」：共立実験物理学講座第29巻 p.223 (1972)も参考になる。(その他一般入手困難だが、「中性子相関序論」：UTNL-E0002 (1974))
 - ・Mihalczo法で突破口となり得たのは、未臨界体系を駆動する中性子源の発生(^{252}Cf 自発核分裂)事象そのものを観測対象になし得たこと(中性子計数のみでない。)にある。
 - ・但し中性子源発生レートが100%確率(又は既知確率)で測定できなくてもよい(式の分子母で測定確率が相殺される：次の2. 中の式参照)ことは私にとっては以外の長所であった。源中性子の発生レートを知りつつ中性子計数をすれば(つまりDecaying Chainでの測定又は既知強度中性子源下での測定をすれば)問題は解決することは分かっていたが、100%確率(又は既知確率)で源レートを抑えておかねばならぬと思い、この種の方法をはじめから諦めていたのは私の失敗であった。
- Mihalczo法の計数管化の検討・・・Time Domainでのデータ処理によるバージョンを提案したもの。原Mihalczo法に比して一長一短あり。

文献2の(原子力誌 31, p.374 (1989))による。

(この機会に原印刷のミスプリント訂正：p.376 の(18)式左辺の ε_2^- の $-$ は不要。)

3. Mihalczo法におけるインポートランスの一考察

- ・・・計数の整理には検出器依存インポートランス $n_c^+(x_a)$, $\bar{n}^+(x_a)$ を用い、スペクトル比相当量からF/Fc比を出すにとどめ、その比と反応度との結びつけに当たっては、通常の基本モード随伴中性子束によるインポートランス I_c, \bar{I} を用いる使い分けを提案したもの。

文献3 (原子力誌 31, p.566 (1988))による。

なお、基本モード近似ですませるのなら両インポートランスによるインポートランス比に差は出ず、上記2.もそのまま成立するので先行論文を否定したわけではない。(この機会に原印刷のミスプリント訂正：p.568 右の上から5行目の $n_s(r, v)$ を $n_s^+(r, v)$ に7行目の \bar{n}_c を \bar{n}_c^+ に直す。また、6行目と8行目分子の $(\bar{n}_s^+)^2$ は自乗の平均値 $\overline{(n_s^+)^2}$ が正しい。)

4. Mihalczo法の短所・・・インポートランス比 $\bar{I}/\bar{I}_c, R_c=(\bar{I}_c)^2/(\bar{I})^2, R=(\bar{I})^2/(\bar{I})^2$ などを別途見積もってやらねばならぬこと。

・これは中性子相関実験すべてに共通することであり(例. 上記Rは、Rossi- α 法等に現れて来る大塚・飯島のg因子:Nukleonik 7, p.448 (1965)相当するもの) Mihalczo法固有の問題ではないが、実験のみで解決せず、補正係数とはいいいながら、別途理論計算をしてやる必要があるのは残念である。

・この種のインポートランス比が実験的に求まる方法があれば、実験のみで首尾一貫して気持ち良いが、うまい方法を発見していない。

・これ迄に唯一、次の5.に付記するような考察を行って一つの式を得ているが、原子力誌に第3論文を出す程に至っていない。

5. インポートランス比測定の一可能性

前記3.の原子力誌で用いた検出器依存インポートランス $n_s^+(r, v)$ は、検出器位置 r_d のほか、検出器の検出効率(検出反応断面積×反応体積×計数化確率)に依存しており、又、陰に体系の中性子増倍度に依存(基本モード近似では $1/\alpha$ に比例)しているので \bar{n}^+/\bar{n}_c^+ といった比の型にしないと普遍性がない。又、2.の原子力誌の式で分かるように、 ^{252}Cf 核分裂レート F_c を検出する計数管1の検出効率(計数化確率) ϵ_1 は、比 C_1/C_2 をとることによって消えてくれるので、 $\epsilon_1=1.0$ であることを要しないが、逆に ϵ_1 が残る型になっては具合が悪い。

次に C_{22} には F_c をclosest common ancestor(C.C.A)とする相関項と誘導核分裂レート F をC.C.Aとする項が併存しているので $\partial C_{22}/\partial F_c$ 或いは $\partial C_{22}/\partial F$ を作れば、それぞれの相関項にかかっているインポートランス比が抽出出来そうである。これと上記の比をとって検出効率等を消すことを両立させようとする、

$$\frac{\partial (C_1 \cdot C_2)}{\partial F} \quad \text{や} \quad \frac{\partial (C_1^2 \cdot C_{22})}{\partial F_c}$$

といった量を作るべきことになる。

ここで

$$\left. \begin{aligned} \bar{C}_1 &= \epsilon_1 F_c T, & \bar{C}_2 &= \bar{n}_c^+ \bar{\nu}_c F_c T + \bar{n}^+ \bar{\nu} F_d T \\ \bar{C}_{12T \rightarrow d} &= \epsilon_1 F_c \bar{\nu}_{cp} \bar{n}_c^+ T \end{aligned} \right\} (1), (2), (3)$$

であるから

$$\frac{C_1 \cdot C_2}{C_{12} \cdot T} = \frac{\bar{\nu}_c}{\bar{\nu}_{cp}} F_c + \frac{\bar{n}^+ \bar{\nu}}{\bar{n}_c^+ \bar{\nu}_{cp}} F_d \quad (4)$$

となる。ここで F_d は遅発中性子による誘導核分裂レートで、 $F_d = \beta F$ である。(C₂においては F_c と F_d が源になっており、即発中性子による誘導核分裂から生ずる計数は \bar{n}_c^+, \bar{n}^+ の即発増倍度依存性の中に含有されている。)

(4)式で F_c を変えると F も変わるから $\partial/\partial F_c$ を作っても簡単でないので、 F_c 一定のまま系の増倍率を変えて F を変え得たとして $\partial/\partial F$ を作れば

$$\frac{\partial \left(\frac{C_1 \cdot C_2}{C_{12} \cdot T} \right)}{\partial F} = \beta \frac{\overline{n^+} \overline{\nu}}{\overline{n_c^+} \overline{\nu_{cp}}} = \frac{\beta}{1-\beta} \frac{\overline{\nu_p} \overline{n^+}}{\overline{\nu_{cp}} \overline{n_c^+}} \quad (5)$$

を得る。右辺は有用な量で、ほしい値であるが、Fの変化量の絶対値がわからなければ左辺が作れない。

もう一方の C_{22} を含む量の方は

$$C_{22T \rightarrow \Delta} = \overline{(n_c^+)^2} \overline{\nu_{cp}(\nu_{cp}-1)} F_c T + \overline{(n^+)^2} \overline{\nu_p(\nu_p-1)} F T \quad (6)$$

であるから

$$\frac{C_1^2 \cdot C_{22}}{C_{12}^2 \cdot T} = \frac{\overline{(n_c^+)^2}}{\overline{(n_c^+)^2}} \cdot \frac{\overline{\nu_{cp}(\nu_{cp}-1)}}{(\overline{\nu_{cp}})^2} \cdot F_c + \frac{\overline{(n^+)^2}}{\overline{(n_c^+)^2}} \cdot \frac{\overline{\nu_p(\nu_p-1)}}{(\overline{\nu_{cp}})^2} \cdot F \quad (7)$$

であり、 $\partial/\partial F$ を作れば、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \left(\frac{C_1^2 \cdot C_{22}}{C_{12}^2 \cdot T} \right)}{\partial F} &= \frac{\overline{(n^+)^2}}{\overline{(n_c^+)^2}} \cdot \frac{\overline{\nu_p(\nu_p-1)}}{(\overline{\nu_{cp}})^2} = \frac{\overline{(n^+)^2}}{\overline{(n_c^+)^2}} \cdot \underbrace{\left(\frac{\overline{n^+}}{\overline{n_c^+}} \right)^2}_{\text{R}} \cdot \underbrace{\left(\frac{\overline{\nu_p}}{\overline{\nu_{cp}}} \right)^2}_{\text{X}} \cdot \frac{\overline{\nu_p(\nu_p-1)}}{(\overline{\nu_p})^2} \\ &= R \left(\frac{\overline{\nu_p} \overline{n^+}}{\overline{\nu_{cp}} \overline{n_c^+}} \right)^2 X \end{aligned} \quad (8)$$

となる。これも有用な量であるが、(5)式と同様、Fの変化量を知りえない事情がある。そこで(5)式(8)式の右辺量のそれぞれを求めることを諦めて、更に比をとった

$$\frac{\frac{\partial \left(\frac{C_1^2 \cdot C_{22}}{C_{12}^2 \cdot T} \right)}{\partial F}}{\frac{\partial \left(\frac{C_1 \cdot C_2}{C_{12} \cdot T} \right)}{\partial F}} = \frac{1-\beta}{\beta} X R \left(\frac{\overline{\nu_p} \overline{n^+}}{\overline{\nu_{cp}} \overline{n_c^+}} \right)$$

が今のところ得られる唯一の式である。こうすればFの変化量の絶対値は分子母で相殺するから、 $\partial/\partial F$ は $\partial/\partial k$ などで置き変えてよく、実験値から、インポートランス比

$$R \left(\frac{\overline{\nu_p} \overline{n^+}}{\overline{\nu_{cp}} \overline{n_c^+}} \right) = \frac{\overline{(n^+)^2}}{\overline{(n^+)^2}} \cdot \left(\frac{\overline{\nu_p} \overline{n^+}}{\overline{\nu_{cp}} \overline{n_c^+}} \right)$$

が求め得ることとなる。この値は基本モード近似の場合は $1/C_r$ の式(文献2の(10)式)中に直接出て来る項であり、上記(5), (8)式の個々が分からなくても相当有用な量であることは確かである。

しかしながら難点として $X = \overline{\nu_p(\nu_p-1)}/(\overline{\nu_p})^2$ 以外に $(1-\beta)/\beta$ の値が分からないと上記インポートランス比の値にはならない。この時、特に $(1-\beta)/\beta$ が大きい値になるので、 β の見積もり精度に余程自信がないと、それに埋まってしまってインポートランス比の方が正しい値にならない。もっとも(9)式のXR以外の部分は $(1-\beta)/\beta$ を含んだまま文献3の(12)式中の一項に当たっているので $(1-\beta)/\beta$ を含んだままでも価値があるのだが、Rを別途計算で求めるのでは意義が薄い。

β に悩まされるのは、スペクトル比 S_R に相当する量 C_R の式(文献2の(2)式)で、 C_{11} の代わりに $\overline{C_1}$ を使ったために、 $(C_{12})^2$ の代わりに $C_{12} \cdot \overline{C_2}$ を用いざるを得なかったことに起因しており、 $\overline{C_2}$ が遅発中性子逸散計数してしまう為である。もしも $\overline{C_2}$ で遅発中性子による計数を除去できれば C_R は通常のMihalczko法の S_R と同一になることは文献2の脚注でも説明した通りである。従って計数管法でそのようなことが出来るものか、或いは原Mihalczko法での計測量の組み合わせから本稿のようなことが出来て、それから良いインポートランス比の実験表式が得られるものか、その辺をもっと考えるべきであろうが、まだ十分やっていない。

参考文献

1. 日本原子力学会誌、16, 117(1974).
2. 日本原子力学会誌、31, 374(1989).
3. 日本原子力学会誌、31, 566, (1989).

* β は β_{eff} を指す。以下同様。

別添

日本原子力学会 研究専門委員会報告
「炉中性子研究」No.20 (1969年2月)

中性子計数の三次モーメント

東京工業大学 原子炉工学研究所 古橋 晃

I. 二又近似 Bell 方程式の解の特性 [I] (Decaying chain の場合)

本報では簡単のため一群、一発炉の取り扱いをする。時刻 t に 1 個の中性子を増倍体系に投入したとき、時刻 $t_2 \sim t_2 + T$ の間のみゲートを閉ざし、検出効率 ω (cps/unit neutron (density), $\omega = v \Sigma_d$, Σ_d は体系全体に挿入した検出断面積) の検出器で中性子を計数するものとする。このときゲート内の中性子計数 n である確率 P_n の母関数 G を 1 より引いたもの g ;

$$g(z; t/t_2, T) = 1 - G = 1 - \sum_{n=0}^{\infty} z^n P_n \quad \dots (1)$$

について次の Bell 方程式が成立する。⁽¹⁾

$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} - \alpha g(z, t) = \frac{1}{\tau_2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j}{j!} \frac{1}{v_p(v_p-1)\dots(v_p-j+1)} \{g\}^j + (z-1)\omega(t) \quad \dots (2)$$

ここで二又近似 (右辺の j についての和を初項のみで打ち切る近似) に止まると

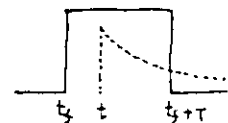
$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} - \alpha g(z, t) = R \{g(z, t)\}^2 + (z-1)\omega(t) \quad \dots (3)$$

$$\text{ここに } R = \frac{v_p(v_p-1)}{2\tau_2}, \quad \omega(t) = \begin{cases} \omega & \text{for } t_2 \leq t \leq t_2 + T \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

となる。この方程式は非線形であるが Riccati 型であるため、モーメント展開などによらなくても解析的に解けて次のようになる。

(i) 中性子の投入がゲートの途中のとき

$$g(z, t) = \frac{\alpha}{2R} \cdot \frac{(\gamma^2 - 1) [1 - e^{-\alpha\gamma(t_2 + T - t)}]}{(\gamma + 1) + (\gamma - 1) e^{-\alpha\gamma(t_2 + T - t)}} \quad \dots (4)$$



(ii) 中性子の投入がゲートの前のとき

$$g(z, t) = \frac{\alpha}{2R} \cdot \frac{(\gamma^2 - 1) (1 - e^{-\alpha\gamma T}) e^{-\alpha(t_2 - t)}}{(\gamma + 1) + (\gamma - 1) e^{-\alpha\gamma T} + \frac{1}{2}(\gamma^2 - 1) (1 - e^{-\alpha\gamma T}) [1 - e^{-\alpha(t_2 - t)}]} \quad \dots (5)$$

$$\text{ここに } \left. \begin{aligned} \gamma &= \sqrt{1 + \frac{\alpha}{R}(1 - \beta)} \\ \beta &= \frac{2v_p(v_p-1)\omega}{\alpha^2 \tau_2} \quad \left(= \frac{4\omega R}{\alpha^2} \right) \\ \alpha &= \frac{1 - k_p}{\tau} = \frac{\bar{\nu}_2}{\tau} \cdot \frac{1 - k_f}{k_f} \end{aligned} \right\} \quad \dots (6)$$



(4), (5) 両式で特徴的なことは、中性子投入時刻の如何に拘らず $g(z, t)$ が α (増倍率に sensitive な量), R (中性子寿命に sensitive な量), β (抽出効率に sensitive な量) という 3 つのパラメーターのみで書か表わされていることである。(それ以外の τ, τ_f, T は別途既知であるとする。) これは (3) 式がすでに α, R, ω の 3 量しか含んでいないから当然のこととも云えるが、より根源的な system parameter として考えられるものも k_p, τ_f, ω の 3 量しかないのである。上の結果は都合の良いことである。つまりこのような 1 つの中性子からスタートする decaying chain の中性子計数を測定する場合には、実験量は 3 個は独立で、その 3 個の値から α, R, β の値、さらには k_p, τ_f, ω の値が一意的にきめられる可能性があるわけである。少なくとも原理的にはそう云える。これは singlet の kinetic equation にはみられぬ特徴であり、中性子のゆらぎの観測によって、従来はできなかった α の内訳を k_p と τ_f (または T) に分析することが可能となることを示している。

例えば中性子投入と同時にゲートを明け、十分長い時間観測し、その間別の chain のスタートがないとすれば、観測している chain の全計数の一次モーメント $f_1 = \bar{n}$ 、二次のファクトリアルモーメント $f_2 = \overline{n(n-1)}$ は与えられる

$$f_1 = \bar{n} = \frac{\omega}{\alpha} \quad \left(= \frac{\alpha \beta}{4R} \right) \quad \dots (6)$$

$$f_2 = \overline{n(n-1)} = \frac{v_p(v_p-1)\omega^2}{\alpha^2 \tau_f} \quad \left(= \frac{\alpha \beta^2}{8R} \right) \quad \dots (7)$$

となる (今後発中性子は無視してゐる) から、 $f_2 / (f_1)^2$ を作れば

$$\frac{f_2}{(f_1)^2} = \frac{v_p(v_p-1)}{\alpha \tau_f} = \frac{v_p(v_p-1)}{v_p} \cdot \frac{k_p}{1-k_p} \quad \left(= \frac{2R}{\alpha} \right) \quad \dots (8)$$

となるので、 v_p の分布を既知とすれば、即ち増倍率 k_p が求まることになる。これに第三の観測量 α を加えれば (6), (7) 式などにより、 τ_f, ω も決定できるわけである。この条件の下ではこれ以上の観測は無用で、例えば三次モーメント f_3 を測って見ても

$$f_3^{22} = \overline{n(n-1)(n-2)} = \frac{3(v_p(v_p-1))^2 \omega^3}{\alpha^3 \tau_f^2} = \frac{3 \alpha \beta^3}{16 R} = \frac{3 (f_2)^2}{f_1} \quad \dots (9)$$

となるので、これは新たな独立観測量とはなり得ないのである。このように中性子 1 つからスタートする decaying chain で、スタート時刻のわかっているものは極めて都合の良いものである。但しこれは実際の実験条件では残念ながら望み難いことである。

* もっとも (6) 式は 2 又近似により出たものであるが、3 又部分も含めるともっと複雑になる。

II. 二又近似 Bell 方程式の解の特性 (I) (Random source による定常場の場合)

中性子のゆらぎの観測は、通常ランダムな中性子源によって送る中性子束レベルが保たれている臨界未満の巨視的定常場で行なわれるのが普通である。このとき中性子源強度の期待値を S (neutrons/sec) とすると、そのような定常場でのゲート中 T 内の中性子計数の確率母関数 $G_s(z, T)$ は、先の $g(z, t)$ を用いて⁽²⁾、(再び通常中性子を無視して、(4), (5) 両式を用いる。)

$$G_s(z, T) = \sum_{n=0}^{\infty} z^n P_n = e^{-S \int_0^T g(z, t) dt} \quad \dots\dots (11)$$

$$= e^{-\sigma(T-1)dT} \left[\frac{(1+1)^d - (1-1)^d e^{-dT}}{1+1} \right]^{-2\sigma} \quad \dots\dots (12)$$

ここに $\sigma = \frac{S}{2R} = \frac{S \tau_f}{v_f(v_f-1)}$

と計算される。ここで注目すべきことは (12) 式が (ゲート中 T は当然観測であるとして) σ, α, β の 3 パラメータ - しみ含めないことである。すなわち新たに加わった system parameter S が、(11) 式の形で式に取り入れられる際に、(4), (5) 式の形から出て $1/2R$ と種を作る結果となり、1 個のパラメータ - σ に reduce してしまっているのである。このため実験量は独立なものとしては依然として 3 個しきとれないわけだ、 S が未知量の場合には、実験値から k, τ_f, ω, S の 4 個を決定することはできなくなる。もしもこれらうちの 1 個が別途絶対測定などによってきめられるならば、他の 3 個もすべて解けてしまうことになるが、現実の実験条件ではそれは望み難いのが普通である。

このように定常場における Bell 方程式の解が二又近似の下では 3 個のパラメータ - しみ含めないといふことは、上記の通り、方程式の structure に起因したものであり、この性質は観測ゲート数を増してみても変わらない。例えは時間計数の確率母関数を解いた Babala の式⁽³⁾ や和泉の式⁽⁴⁾ をしろべてみても、同様に 3 個のパラメータ - しみ含んでいない。このため従来観測されてきた二次モーメント以下に閉じた諸量はすべて以下の如く、 σ, α, β の 3 パラメータ - しきで書けてしまい*、これら 3 量を如何に組み合わせても k, τ_f などきめることはできないのである。

$$\left. \begin{aligned} \text{平均計数率 } C &= \frac{\sigma d}{2} & \text{Chain register rate } C_r &= \sigma d (\sqrt{1+\beta} - 1) \\ \text{Orndorff の相関係数 } T_0 &= \frac{\beta \alpha}{4} & \text{第 1 パラメータの振幅 } T_1 &= \frac{\sigma}{2} (\sqrt{1+\beta} - 1) \\ \text{Feynman-}\alpha \text{ の } Y &= \frac{\beta}{2} & \text{二次相関パラメータ } Z &= \frac{1}{3\sigma} \end{aligned} \right\} \dots\dots (13)$$

* 二次モーメント以下の諸量は二又近似で正確に書ける。(但し後述の Primary correlation 補正は別)

4.2 Averyの方法による相互干渉炉心の実効増倍率の測定について

日本原子力研究所
燃料安全工学部
臨界安全研究室
山本 俊弘

1. はじめに

未臨界度測定手法の一つとして、R. Avery¹⁾の方法を用いた測定手法は、2領域からなる結合炉体系の片側に外乱を加えることにより、もう一つの片側炉心の未臨界度が測定できるという方法である。比較的容易にしかも未臨界度を求めたい体系の形状に直接影響されずに測定できるという特徴がある。しかし、本手法は中性子束の空間分布、エネルギー依存性が直接含まれない式に立脚しているため、未臨界度測定への適用の妥当性やその適用範囲等が明確にされていない。そこで原研の軽水臨界実験装置(TCA)において、この手法を用いた未臨界度測定に関する実験を行ったので報告する。

2. Averyの方法について

文献1)によれば2領域からなる結合炉の微小な反応度 ρ は(1)式のように表される。

$$\rho = \frac{\Delta_1 \cdot \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \left(-\frac{\delta \Delta_1}{\Delta_1} - \frac{\delta \Delta_2}{\Delta_2} + \frac{\delta k_{12}}{k_{12}} + \frac{\delta k_{21}}{k_{21}} \right) \quad (1)$$

ここで、

k_{ij} : 炉心*i*で核分裂によって発生した一個の中性子が、炉心*j*で生み出す次世代核分裂中性子数の期待値 ($i = j$ の時はその炉心単独の中性子増倍率)

$\Delta_i = 1 - k_{ii}$ (炉心*i*の未臨界度に相当する)

δX : 物理量*X*の微小な変化

を示している。

今、領域1の炉心だけが微小な変化をするとすれば、

$$\delta \Delta_2 = 0$$

また、 k_{12} 、 k_{21} の変化は無視できるとすれば、領域2の中性子実効増倍率は(1)式を変形して、次のように求められる。

$$k_{22} = 1 + \frac{\rho}{\rho - \delta k_{11}} \cdot \Delta_1 \quad (2)$$

3. 実験体系

実験は原研の軽水臨界実験装置(TCA)において行った。燃料としては、直径約14mmのAl被覆の濃縮度2.6%の二酸化ウランの燃料棒を使用した。この燃料棒で格子間隔19.56mm、 V_m/V_f が1.83で正方格子で、炉心を構成して、炉心下部から軽水減速材を給水して、水位を調整することにより炉心を臨界にするようになっている。今回の実験ではドライバー領域を17×17本、テスト領域は

1) Avery, R., Proc. IAEA 2nd Geneva Conf., 12, 182(1958)

一方向は17本に固定して、もう一方向を3列から最大17列の範囲で構成した。テスト領域とドライバー領域の間には0 cmから最大18cm(9ピッチ)の範囲で水ギャップを設けた。また、ドライバー領域に外乱を加える方法としては、ドライバーの中央部分に燃料棒を挿入することによって行うが、そのための燃料棒挿入管(A1ボイド管)をドライバー領域の中央部分に配置した。

4. 実験方法

ドライバー領域とテスト領域との2領域からなる結合炉体系において、テスト領域単独の実効増倍率を求めるための実験方法について説明する。

ドライバー領域とテスト領域との2領域からなる結合炉体系が、水位 H_2 で臨界になっているときの水位 H_2 でのテスト領域単独の実効増倍率 $k_T(H_2)$ は(2)式を書き直すと次の式で求められる。

$$k_T(H_2) = 1 + \frac{\rho}{\rho - \delta k_D(H_2)} (1 - k_D(H_2)) \quad (3)$$

ここで、

ρ : 結合炉体系において、ドライバー領域に燃料棒を挿入したことによって、結合炉全体に加わる反応度

$k_D(H_2)$: 水位 H_2 でのドライバー領域単独の実効増倍率

$\delta k_D(H_2)$: 水位 H_2 のドライバー領域に燃料棒を挿入したときのドライバー領域の実効増倍率の変化

である。以上の諸量を求める方法について説明する。

- (1) ドライバー領域だけで炉心を構成して、水位を調整する事により臨界にする。このときの水位 H_1 とする。(図2①)
- (2) 水位 H_1 の臨界状態において、燃料棒挿入管に燃料を挿入し、このときの正の反応度 $\rho_D(H_1)$ をベリオド法により求める。(図2②)
- (3) ドライバー領域とテスト領域とからなる結合炉体系を構成して、水位を調整して臨界とする。このときの臨界水位を H_2 とする。(図2③)
- (4) 水位 H_2 の臨界状態において、(2)と同様に燃料棒を挿入して、このときの反応度 ρ をベリオド法により測定する。(図2④)

$k_D(H_2)$ (水位 H_2 でのドライバー領域単独の実効増倍率)は、臨界水位 H_1 と H_2 からTCAにおいて既に確立されている水位差法により求める。

$\delta k_D(H_2)$ (水位 H_2 のドライバー領域に燃料棒を挿入したときのドライバー領域の実効増倍率の変化)は $\rho_D(H_2)$ より

$$\frac{\delta k_D(H_2)}{k_D(H_2) \cdot k_D(H_2)} = \rho_D(H_2)$$

から求めることが出来るが、 $\rho_D(H_2)$ は直接測定することは出来ない。しかし、燃料棒挿入による反応度は水位ではかわらないと仮定すると、

$$\rho_D(H_2) = \rho_D(H_1)$$

と、おくことにより $\delta k_D(H_2)$ は求められる。

以上により(3)式より水位 H_2 でのテスト領域単独の実効増倍率 $k_T(H_2)$ を求めることが出来る。

5. $\rho_D(H_2) = \rho_D(H_1)$ の仮定について

燃料棒挿入によって水位Xのドライバーに加わる反応度 $\rho_D(X)$ は一群拡散理論によれば次のように求められる。

$$\rho_D(X) = C \cdot (\delta B_h^2 + \delta B_z^2)$$

ここで、

C:バックリング・反応度換算係数

δB_h^2 :燃料棒挿入による水平方向のバックリング変化

δB_z^2 :燃料棒挿入による鉛直方向のバックリング変化

である。ここで δB_h^2 は水位には依存しない量であって、また、 δB_z^2 は燃料棒挿入に対してはゼロであるので、

$$\rho_D(X) = C \cdot \delta B_h^2 = \text{一定}$$

となり、 $\rho_D(H_2) = \rho_D(H_1)$ が成り立つことが言える。

6. バックリング・反応度換算係数によるテスト領域単独の実効増倍率測定

4.で求めたテスト領域の実効増倍率と比較を行うためのデータとして、完全水反射のテスト領域単独体系の実効増倍率 $k_T(H_2)$ は次式から求められる。

$$\frac{1 - k_T(H_2)}{k_T(H_2)} = C \cdot (B_T^2(H_2) - B_c^2) \quad (4)$$

ここで、

C:バックリング・反応度換算係数

B_c^2 :臨界バックリング

$$B_T^2(H_2) = \frac{\pi^2}{(X + \lambda_h)^2} + \frac{\pi^2}{(Y + \lambda_h)^2} + \frac{\pi^2}{(H_2 + \lambda_z)^2}$$

X(Y): テスト領域X(Y)方向の長さ

λ_h (λ_z):完全水反射時の水平(鉛直)方向の反射体節約である。

7. 実験結果

実験結果について表1から表4に示す。

表1. 測定結果 ギャップ巾 0cm(0ピッチ)

テスト領域	$\rho_D(H_1)(\phi)$	$\rho(\phi)$	$k_T(3)^*$	$k_T(B)^+$
3×17	16.20	14.44	0.641±0.038	0.615
7×17	16.20	11.73	0.815±0.006	0.772
11×17	16.20	9.15	0.889±0.002	0.859
15×17	16.20	7.46	0.916±0.001	0.907
17×17	16.20	6.91	0.923±0.001	0.923

* $k_T(3)$ は(3)式によって求めたテスト領域実効増倍率を示す。

+ $k_T(B)$ はバックリング反応度換算係数より求めたテスト領域実効増倍率を示す。

表2. 測定結果 ギャップ巾 6cm(3ピッチ)

テスト領域	$\rho_D(H_1)(\phi)$	$\rho(\phi)$	$k_T(3)^*$	$k_T(B)^+$
3×17	16.20	15.32	0.680±0.063	0.625
7×17	16.20	14.26	0.810±0.015	0.791
11×17	16.20	12.35	0.896±0.004	0.889
15×17	16.20	9.13	0.946±0.001	0.944
17×17	16.20	7.24	0.962±0.001	0.960

表3. 測定結果 ギャップ巾 12cm(6ピッチ)

テスト領域	$\rho_D(H_1)(\phi)$	$\rho(\phi)$	$k_T(3)^*$	$k_T(B)^+$
3×17	16.20	16.00	0.870±0.267	0.625
7×17	16.20	16.09	0.568±0.319	0.802
11×17	16.20	15.70	0.884±0.033	0.909
15×17	16.20	13.60	0.967±0.002	0.972
17×17	16.20	7.91	0.989±0.000	0.990

表4. 測定結果 ギャップ巾 18cm(9ピッチ)

テスト領域	$\rho_D(H_1)(\phi)$	$\rho(\phi)$	$k_T(3)^*$	$k_T(B)$
3×17	16.31	16.13	0.987±0.241	0.626
7×17	16.31	16.20	0.968±0.213	0.803
11×17	16.31	16.20	0.951±0.100	0.911
15×17	16.31	15.87	0.975±0.007	0.977
17×17	16.31	8.81	0.996±0.001	0.997

図3から図6にギャップ巾を横軸にした時の実効増倍率の測定結果を示す。図3、4のようにテスト領域とドライバー領域とが対称かそれに近い場合は、今回の手法で求めた実効増倍率は、バックリング・反応度換算係数から求めた完全水反射のときの実効増倍率と良く一致している。図5、6のように非対称になってくると、ギャップ巾0cmの時は今回の手法は完全水反射のときより過大評価しており、ギャップ巾6cmになると、両手法による値は近くなる。しかし、更にギャップを大きくしていくと、測定誤差が大きくなる。0cmギャップで完全水反射のときよりも過大評価する原因の一つは、テスト領域近傍に水反射と異なる媒質(ドライバー領域)が、近づくからだと言える。従って、ギャップを大きくしていくほど両手法で求めた値は近くなっていくが、測定誤差が大きくなってしまふので、本手法は2領域間の適当なギャップ巾を見いだすことが必要で、今回のTCAの体系の場合だと、ギャップ巾約6cmが適当だと言える。そこで、ギャップ巾を0cm及び6cmに固定して、テスト領域の横方向燃料列数を変化させた場合の結果を、それぞれ図7、8に示す。

測定誤差がギャップ巾の広い時に大きくなる理由について説明する。燃料棒挿入による反応度の測定結果を図9に示す。横軸が0の時は、ドライバー単独に加わる反応度 $\rho_0(\text{H}_2)$ に相当する。ギャップ巾が狭いときは反応度はテスト領域の燃料列数と共に減少していくが、ギャップ巾が、広くなると2領域間の相関が弱くなり、燃料列数を増やしていても反応度は一定で、2領域が対称に近くなったところで反応度が減少する。このためテスト領域実効増倍率を求める(3)式の分母が

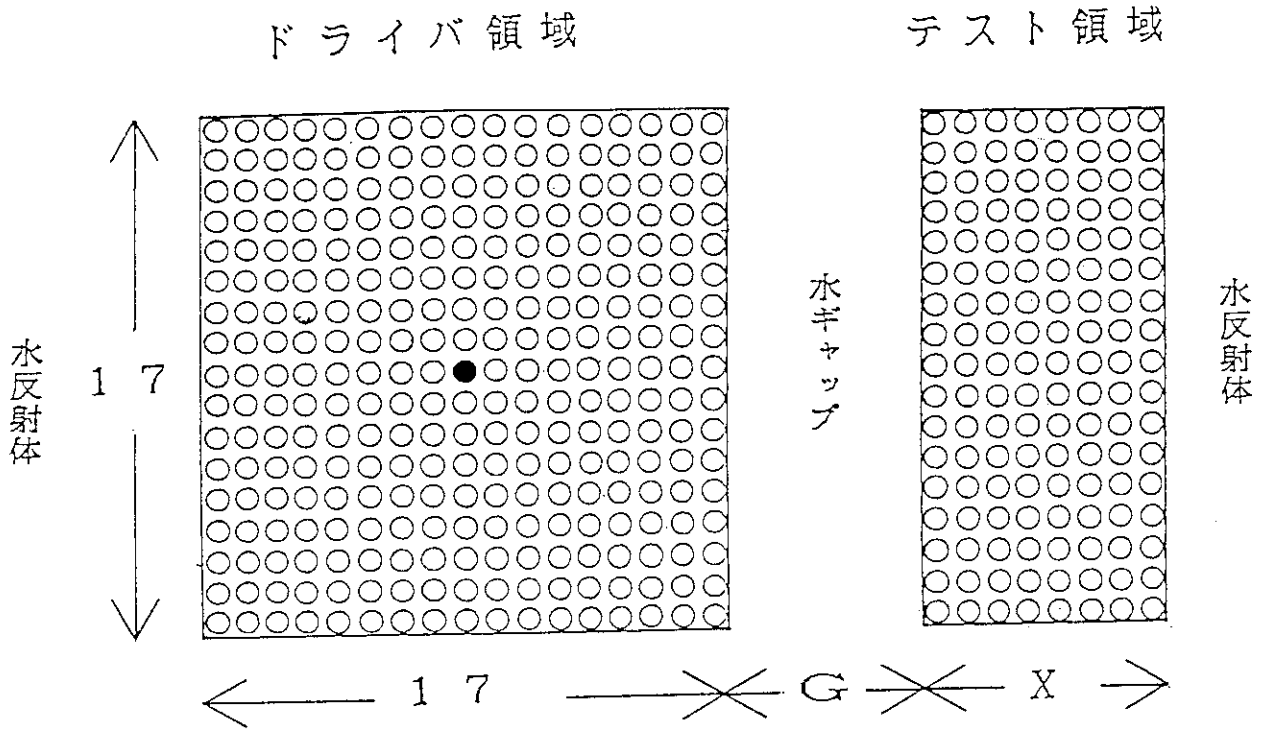
$$\rho - \delta k_D(\text{H}_2) \sim 0$$

となるので、測定誤差が大きくなる。

8. まとめと今後の課題

- (1)テスト領域とドライバー領域とが対称の場合では、今回の手法によって求めた実効増倍率は完全水反射の時と良く一致した。
- (2)テスト領域とドライバー領域とのギャップが0cmの時では、本手法は完全水反射のときより過大評価した。
- (3)ギャップ巾を大きくすると、テスト領域は完全水反射の状態に近くなり、両手法で求めた実効増倍率の値は近くなっていくが、2領域間の相関が弱まるため、測定誤差が大きくなる。
- (4)(2)式を導出するさいに、テスト領域の実効増倍率、及び領域間の結合係数の変化は小さいとして無視している。しかし、実際にはこれらがどれ位の大きさの量で、これらの量を考慮に入れることで結果にどれ位影響するかを、計算による解析などによって更に考察する必要がある。

実験体系



燃料：濃縮度2.6%UO₂燃料棒

X：3～17列

G：0～18cm

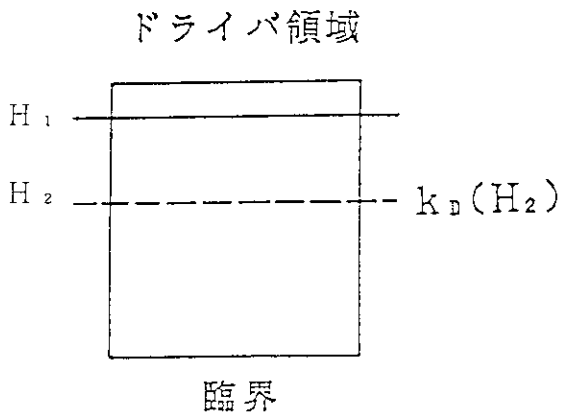
●：燃料棒挿入管

図1 実験体系

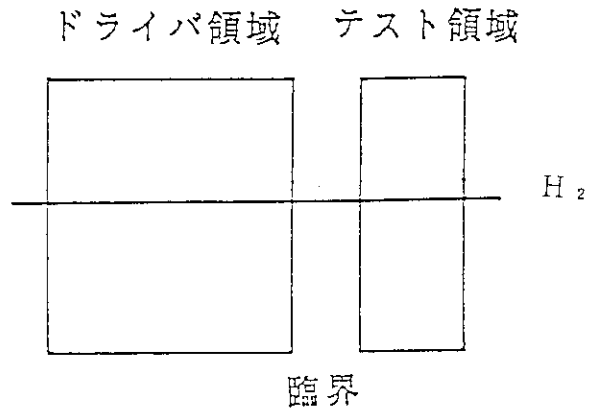
実験方法

$$k_T(H_2) = 1 + \frac{\rho}{\rho - \delta k_D(H_2)} (1 - k_D(H_2))$$

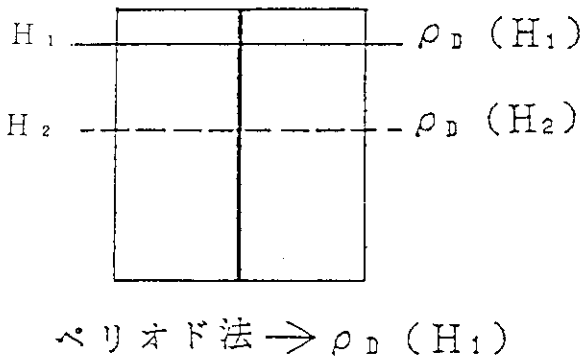
①



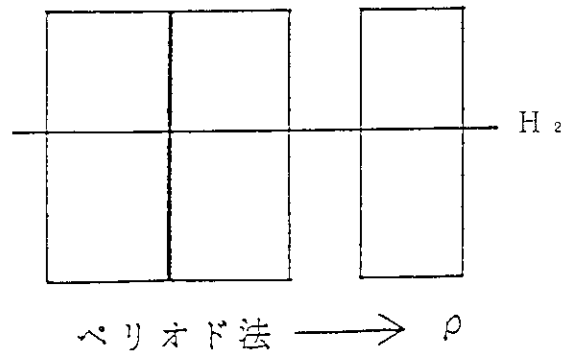
③



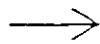
②



④



$$\rho_D(H_2) (= \rho_D(H_1))$$



$\delta k_D(H_2)$: 水位 H_2 における燃料棒挿入による
ドライバの実効増倍率の変化

図2 実験方法

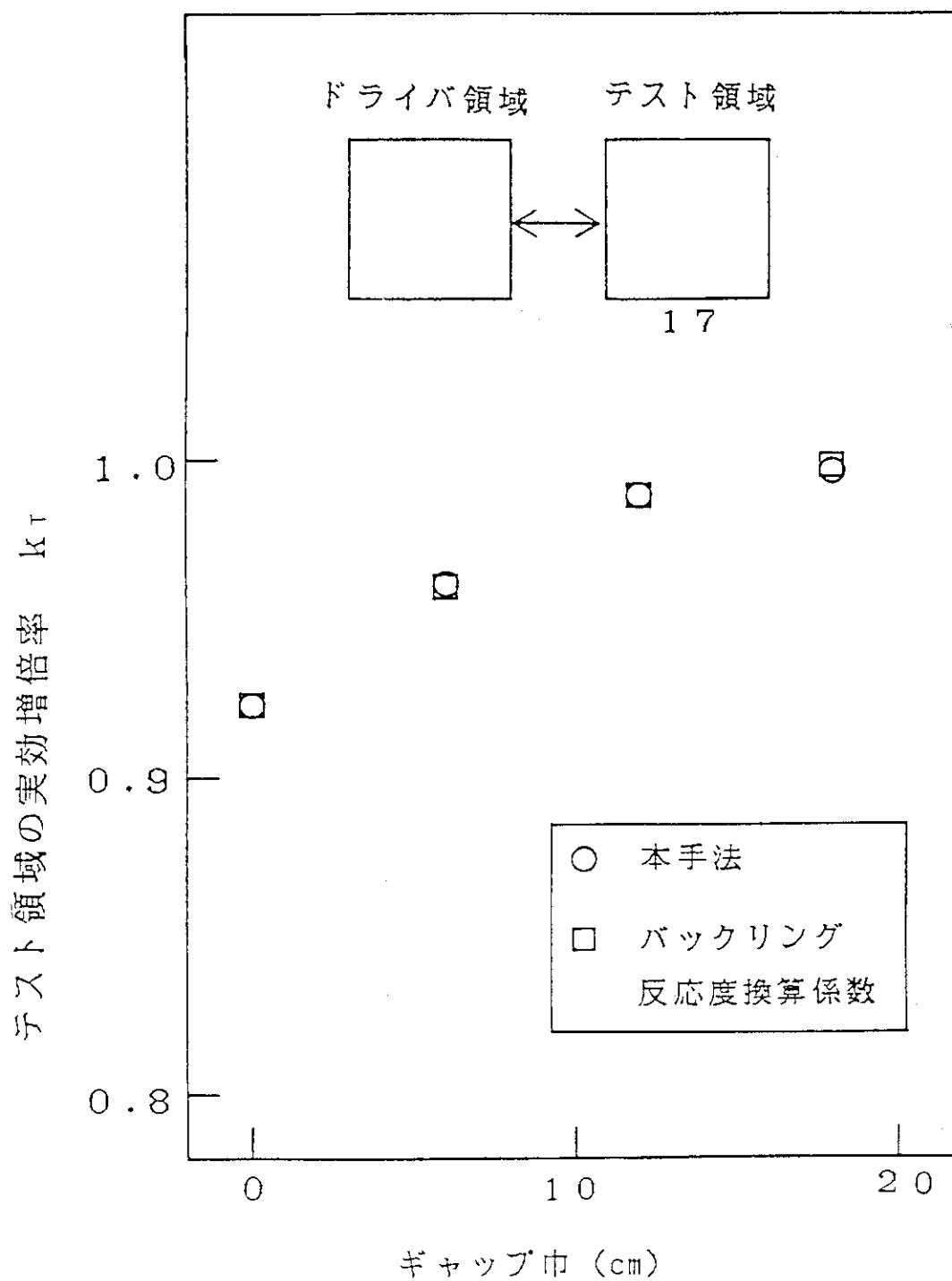


図3 テスト領域の厚さX=17のときの実験結果

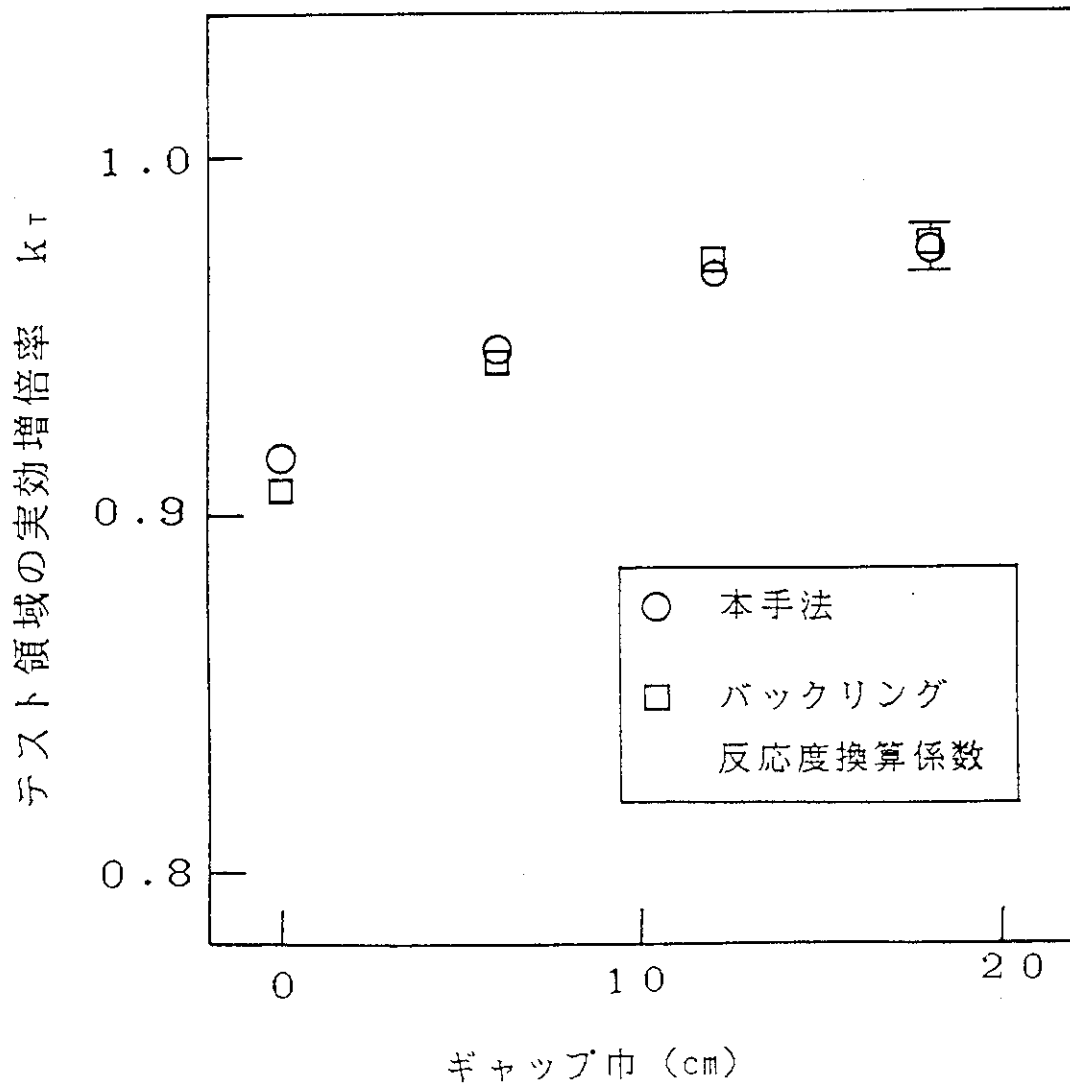


図4 テスト領域の厚さ $X=15$ のときの実験結果

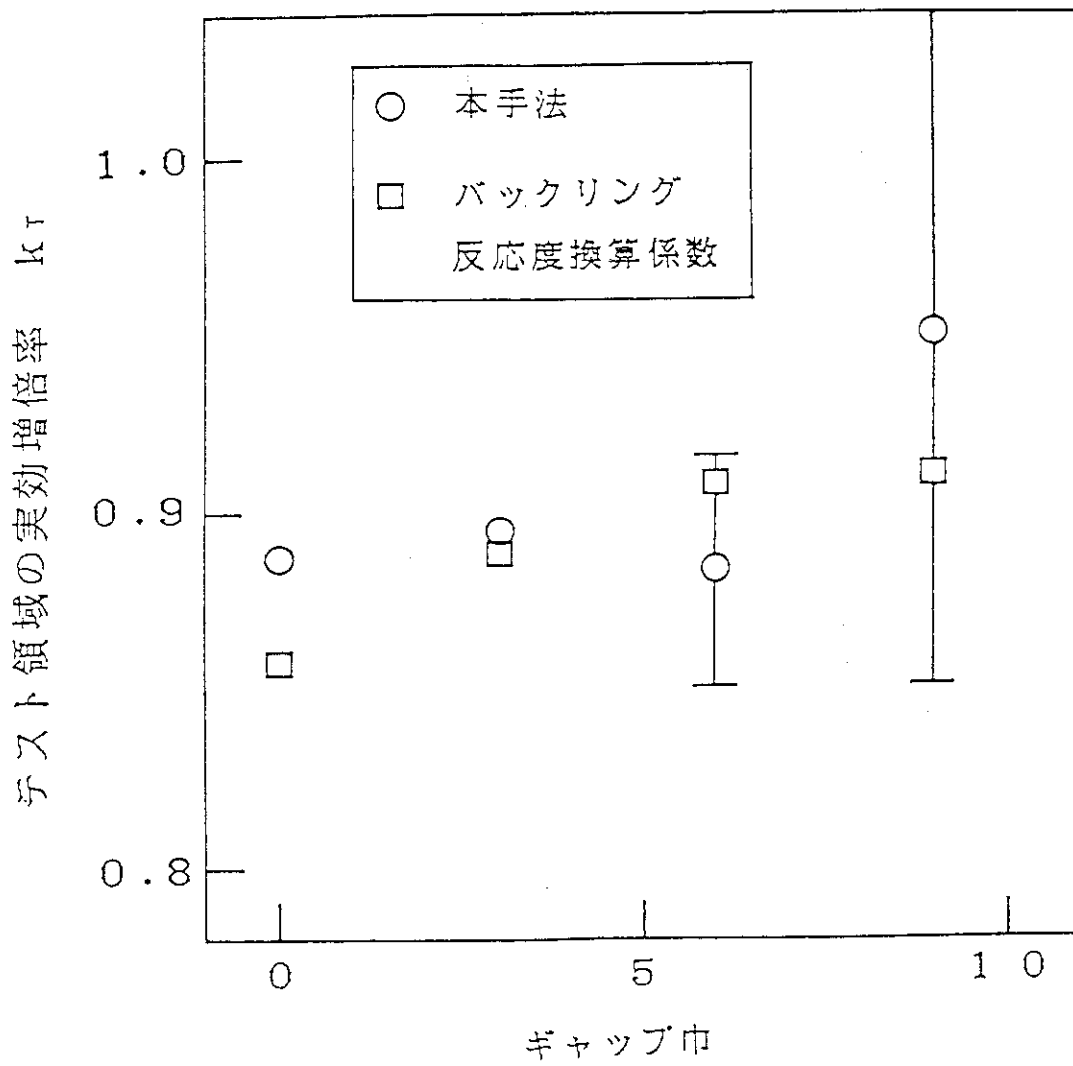


図5 テスト領域の厚さX=11のときの実験結果

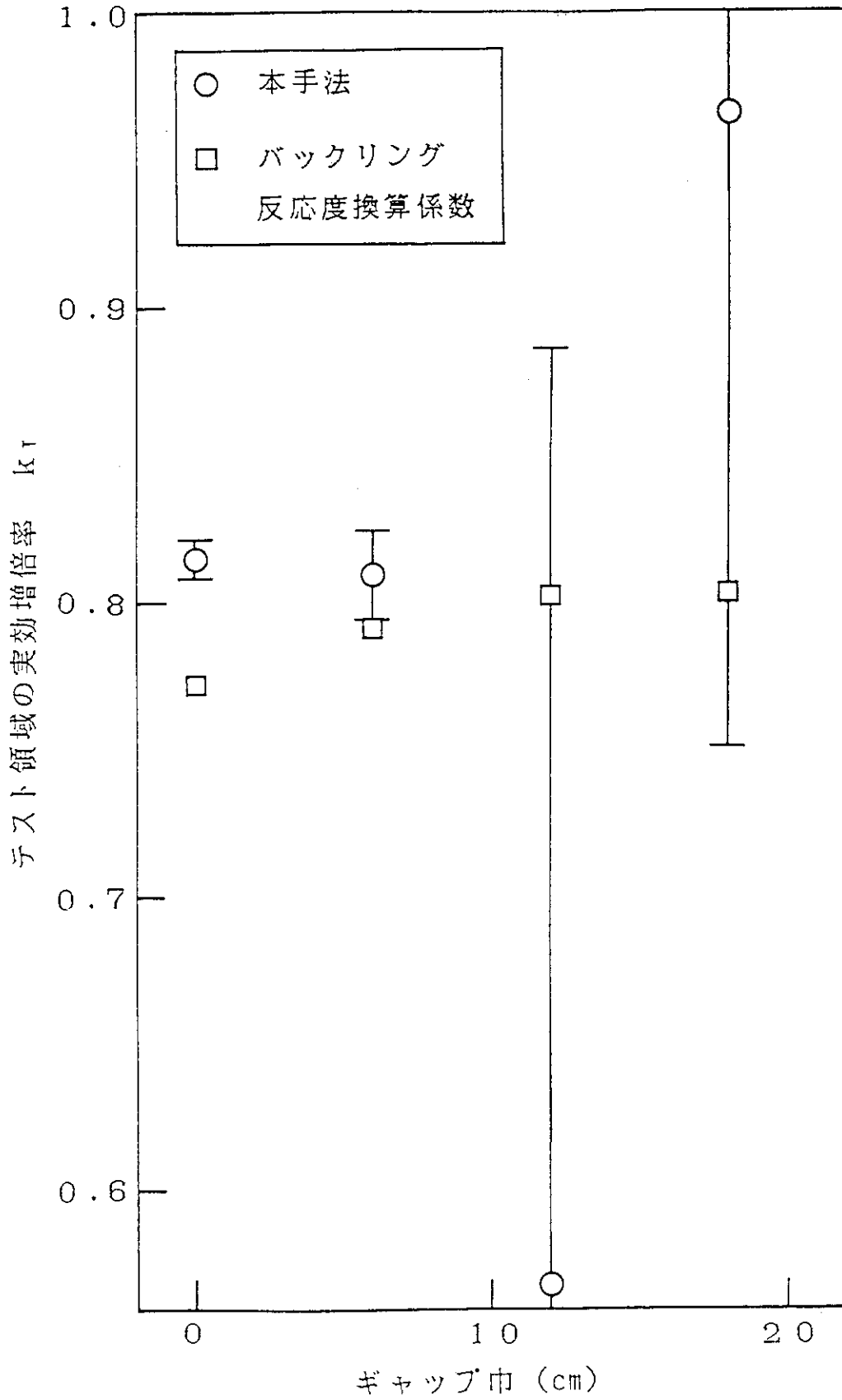


図6 テスト領域の厚さ $X=7$ のときの実験結果

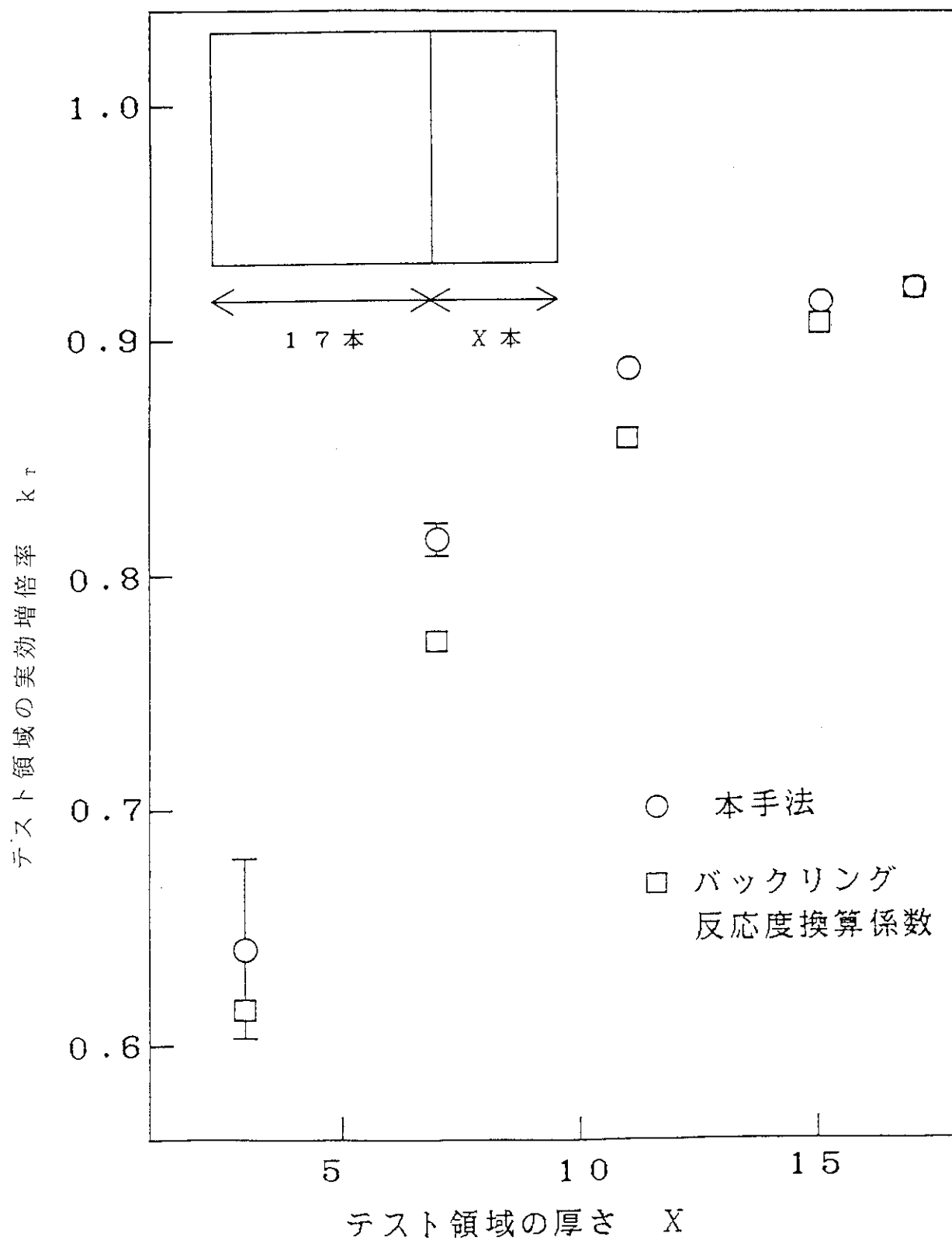


図7 0 cmギャップのときの実験結果

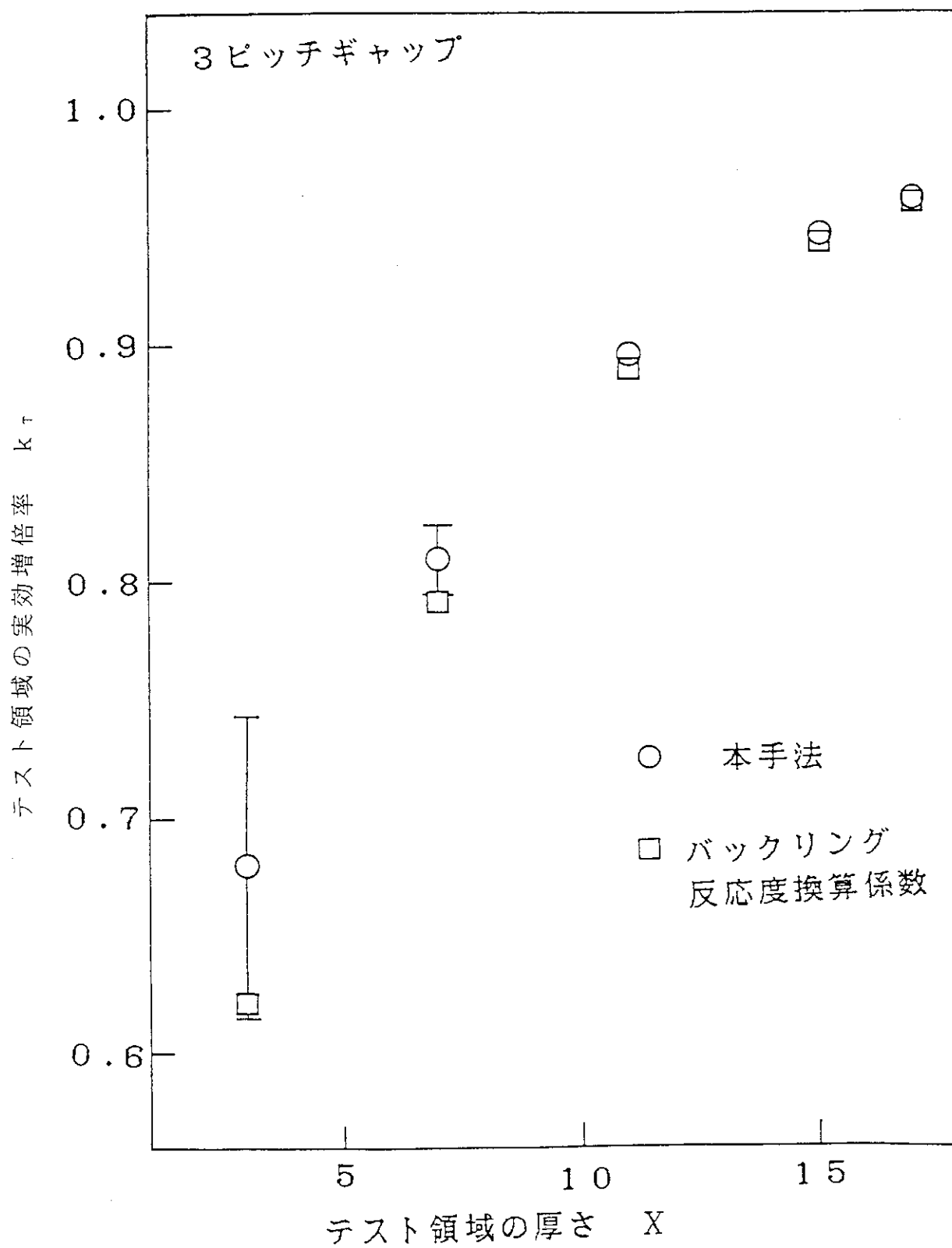


図8 6 cmギャップのときの実験結果

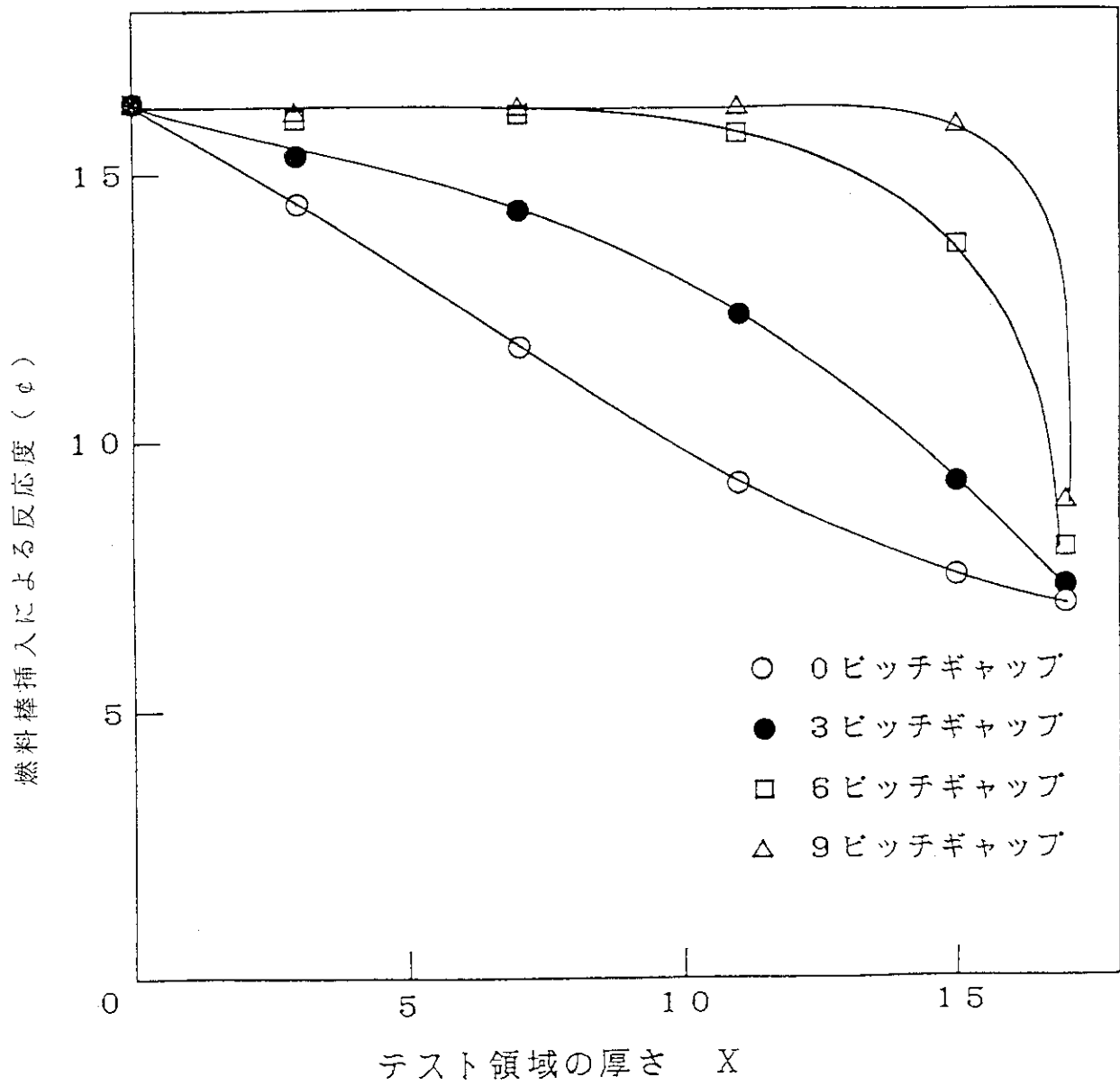


図9 燃料棒挿入による反応度

4.3 動燃東海再処理工場の臨界安全管理について

動力炉・核燃料開発事業団 東海再処理工場 山名 元

1. 東海再処理工場の概要

東海再処理工場は、昭和52年よりホット運転を開始した、現在日本で唯一の再処理工場である。工程はチョップアンドリーチ法とPUREX法の組合せで構成されており、初期濃縮度4%、燃焼度平均28000MWD/t、冷却日数180日の加圧水型の軽水炉燃料を基準燃料としている。工程は主に、燃料集合体の束せん断を行う機械処理工程、3基のバッチ溶解槽、パルスフィルタによる清澄工程、抽出器としてミキサセトラを用いた分離第一サイクル、分離第二サイクル、ウラン精製サイクル、プルトニウム精製サイクル、プルトニウム蒸発濃縮、ウラン蒸発濃縮工程などから成る。(図-1)

2. 東海再処理工場の臨界安全設計の基準など

(1) 基準核物質についての考え方

東海再処理工場の臨界安全設計を行うにあたっての、基準核燃料物質は、表-1の通りである。分離第二サイクルまでのウランとプルトニウムの混合系については4%の濃縮ウランが設計の基準となっている。これは、初期濃縮度4%の軽水炉燃料の燃焼後の反応度がPuの生成成分を考慮しても、初期の4%ウランよりも低くなることに立脚した安全思想による。プルトニウムを分離した後の工程は、Pu-239 100%のプルトニウムを設計の基準としており、Puの他の同位体の存在によるクレジットは考慮されていない。単離後のウランについては、4%濃縮ウランで安全側に評価されている。この結果、各工程での設計対象各物質は表-2のようになっている。

(2) 最小臨界データ

東海工場の臨界安全設計で用いられている最小臨界データは、ハンドブックからの引用、計算機による計算の両方から得られたものである。ハンドブックとして引用されているのは、CEA-R-3114, AHSB, TID-7016 Rev. 1などである。計算コードによる計算は、輸送計算としてDSN-SCBA(UO₂F₂)、断面積、拡散定数、バックリングの算出などに拡散・輸送計算のGAMTEC-IIが用いられた。また、幾つかの実体系についてはモンテカルロ計算も行われている。最小臨界データは、表-3の通りである。

(3)臨界設計の基本方針

設計には、二重偶発性原理が採用されている。臨界安全設計の方法は、表-4の5種類である。

3. 各工程の臨界安全設計の例

(1)機械処理セル

対象核物質(燃料集合体)がアイテマイズされているため、一時に一体しか処理できないという質量管理が適用されている。また、セル内で多量の水やアブラを使用することがないようにして、減速条件を管理している。また、セル自体を地上7m以上の高さとして冠水の危険性をなくしている。

(2)溶解工程

3基の溶解槽は、全濃度安全形状寸法で設計されている。この工程では、せん断された燃料が水の中に装荷された状態から、溶解の進行に沿って燃料が溶液中に移行して行くという、hetero⇒hetero/homo ⇒homo の状態の変遷が特徴である。溶解槽の臨界安全の計算評価はモンテカルロ法によって行われており、UO₂ロッドの最適ピッチでの臨界直径を求めて燃料バスケットの系を臨界直径以下としている。この結果、バスケットの内径22cm、溶解バレル部の内径27cmが選択された。スラブ部分は同様に、12.5cmの厚さに制限されている。これらの、体系では、ウラン濃度が2500g/lで未臨界である。また、セル(コンクリート壁内)内での溶解槽の設置状態をモデリングしての実体系でのモンテカルロ計算が行われ、未臨界であることが確認されている。(溶解槽の寸法の概要: 図-2)

(3)分離第一サイクル

ミキサセトラは制限濃度形状管理が適用されており、オーバフロー機構によって有機相と水相の合計の厚さが32cm以下になるように形状制限されている。4%ウランの臨界濃度は、UO₂F₂に対して540 g/l、硝酸ウラニウムに対して750 g/lと算出されているが、安全上の制限値としては120g/lが採用されている。抽出器内でPuが蓄積するピンチ効果が起こる可能性が否定できないので、中性子モニタによる抽出器内でのPuの濃度プロファイルの監視が行われている。また、Puの濃度の上昇を生じるような、給液系の異常(溶媒流量の低下、スクラブ液流量の低下など)に対して流量低下安全保護回路が設定されている。

これらのハード上の措置は、ミキサセトラ内での異常の進展速度があまり速くないことと併せて有効に利用されている。

(4) プルトニウム製品貯槽

精製された硝酸プルトニウム溶液を一時貯蔵するプルトニウム製品貯槽は、アニューラー型の貯槽である。液の厚さは、4.5 cmのものと、5.5 cmのものがあり、その径は約2.5m及び約2mである。貯槽の配置を模擬したモンテカルロ計算によって、全体の体系での実効増倍係数は、約0.8～0.9程度であることが確認されている。

5. 臨界安全管理の方法の適用

(1) 工程別の臨界安全管理思想

基本的に、溶解、清澄工程の様に槽内の各燃料物質の形態が大きく変化する可能性が強い工程は、全濃度臨界安全形状となっており、様々な濃度の溶液が流入する可能性のあるリワーク工程の一部の貯槽も全濃度臨界安全形状となっている。プルトニウム蒸発缶やウランの蒸発缶、ウラン脱硝塔ののように濃度を変化させる反応容器についても全濃度安全形状となっている。抽出工程は、一般的に寸法制限を基本とした濃度制限によっている。その他の、廃液貯槽や溶媒の貯槽など核物質濃度が極めて低く管理されている貯槽については、寸法制限のない貯槽が使用されている。

(2) 化学処理プロセス内での臨界安全上の対策

化学処理プロセス内での臨界安全管理は、上記のような装置本体の安全設計に加えて、補助的なハードウェア上の措置によっても保障されている。これらのハードウェア上の臨界安全上の対策をまとめると、表-5のようになる。特に、誤操作を防止するためのインタロックの設置、弁への施錠、モニタ類による濃度の監視、定期的な分析による濃度の監視などが特徴的である。

6. 臨界安全を担保するための基準、規定など

臨界安全を担保するために、ハード上の対策だけでなくソフト面での対策が整備されており、これらの遵守が極めて重要なものとなっている。東海工場の臨界安全に係わる規定基準類の体系は、図-3のようになっており、工場の臨界安全設計の主要な項目から運転の

方法の細部に至るまで規定されており、ルール上からの安全管理にも十分な措置がとられている。

7. 臨界警報

万一、臨界事象が発生した場合に備えて、臨界警報装置が設置されている。東海工場の臨界警報装置は、2 out of 3の論理回路によって構成されており、高い信頼性を有している。システムは単一の故障によって第一機能を喪失しないようになっている。系に供給される電源も、無停電電源となっており電源断に対する信頼性の確保に努めている。臨界事象が万一発生した場合は、FLB によって工場内の全域に警報が発せられ、作業者は定められた経路に沿って直ちに退避するようになっている。

表1 東海再処理工場の臨界安全設計の基準核物質についての考えかた

基準使用済燃料 PWR 28000MWD/t
初期濃縮度 4%

臨界設計基準核物質 ウラン 4%濃縮
プルトニウム ^{239}Pu 100%
(^{240}Pu の存在は安全裕度を含める)

初期濃縮度管理について

(1)ウラン系

燃焼後のウラン濃縮度は、初期濃縮度の4%を越えることはない。

(2)ウラン、プルトニウム混合系

^{235}U , ^{239}Pu および ^{241}Pu を含めて、4%濃縮ウランよりも反応度が低くなることを担保する必要がある。

$^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ の等価係数を2.0と保守的に仮定(通常1.6)。

初期濃縮度4%からの燃焼に伴うPuの生成に対して等価係数2を適用して、4%濃縮ウランによる臨界評価で管理。

表2 各工程の核分裂性物質と設計対象核分裂性物質

主な工程	形態		化学的	設計対象核分裂性物質	
	物理的	化学的		核分裂性物質	濃縮度 (w/o)
受入れ・貯蔵	固体	固体	$UO_2 - PuO_2$	U^{235}	4
脱被覆	固体	固体	$UO_2 - PuO_2$	U^{235}	4
溶解	固体-液体	液体	$\left\{ \begin{array}{l} UO_2 - PuO_2 \\ UO_2(NO_3)_2 \\ Pu(NO_3)_4 \end{array} \right.$	U^{235}	4
分離	液体	液体	$\left\{ \begin{array}{l} UO_2(NO_3)_2 \\ Pu(NO_3)_4 \end{array} \right.$	U^{235}	4
精製 プルトニウム ウラン	液体	液体	$Pu(NO_3)_4$	Pu^{239}	100
				U^{235}	4
製品貯蔵					
プルトニウム ウラン	液体 粉末	液体 粉末	$Pu(NO_3)_4$ UO_3	Pu^{239} U^{235}	100 1.6 4

表3 最小臨界データ*

パラメータ	U (4) O ₂			Pu ²³⁹
	均 質 系		非均質系	
	U (4) O ₂ F ₂	金 属 - 水		
質 量 (Kg)	72 U _T	58 U _T	54 U _T	PuO ₂ F ₂
容 積 (ℓ)	77	40	28	0.51 Pu ²³⁹
円筒直径 (cm)	36	29.4	25.9	13
平板厚 (cm)	18	15	12.7	4.5
K _∞ =1の濃度 g X ^{**} /ℓ	13.6	—	—	8

(*) 全反射

(**) X = U²³⁵ または Pu²³⁹

表4 臨界管理の方法

No.	管理方法	備考
1	質量制限	受け入れ、脱被覆、微量なU、Puを含む廃液貯槽等に適用
2	濃度制限	主に中間貯槽に適用。濃度は、分析試料採取による測定と密度計による二重チェックによる管理。
3	形状寸法制限	非均質系とか、蒸発缶のように濃度がある場合には、とくに全濃度に対して安全であるような形状寸法を採用（全濃度安全形状寸法）。
4	中性子毒	非均質系のCd箱、プルトニウム貯槽に適用 また、ボロン入りラシヒリングは、濃縮工程の洗浄廃液用受槽に採用。
5	上記1～4の組み合わせ	例えば、抽出器は形状寸法は制限するが全濃度について安全でない容器については濃度制限を併用（制限濃度安全形状寸法）。

表5 化学処理プロセス内での臨界安全上での対策

臨界安全上避ける事象	手 段
臨界管理方法の異なる2つの系間の液移送	<ul style="list-style-type: none"> ・ インターロック ・ 施錠弁による管理 ・ 分析による濃度の確認 ・ リワーク受け槽は全濃度安全形状
抽出器内での核物質の蓄積	<ul style="list-style-type: none"> ・ 中性子モニタ ・ 密度計 ・ 流量低下安全保護回路 ・ 定期的な分析
制限濃度管理	<ul style="list-style-type: none"> ・ 定期的な分析
抽出器からの核物質のリーク (溶媒、ラフイネート)	<ul style="list-style-type: none"> ・ 定期的な分析 ・ αインラインモニター
機器内部での核物質の蓄積	<ul style="list-style-type: none"> ・ 機器内の洗浄 ・ 中性子モニター

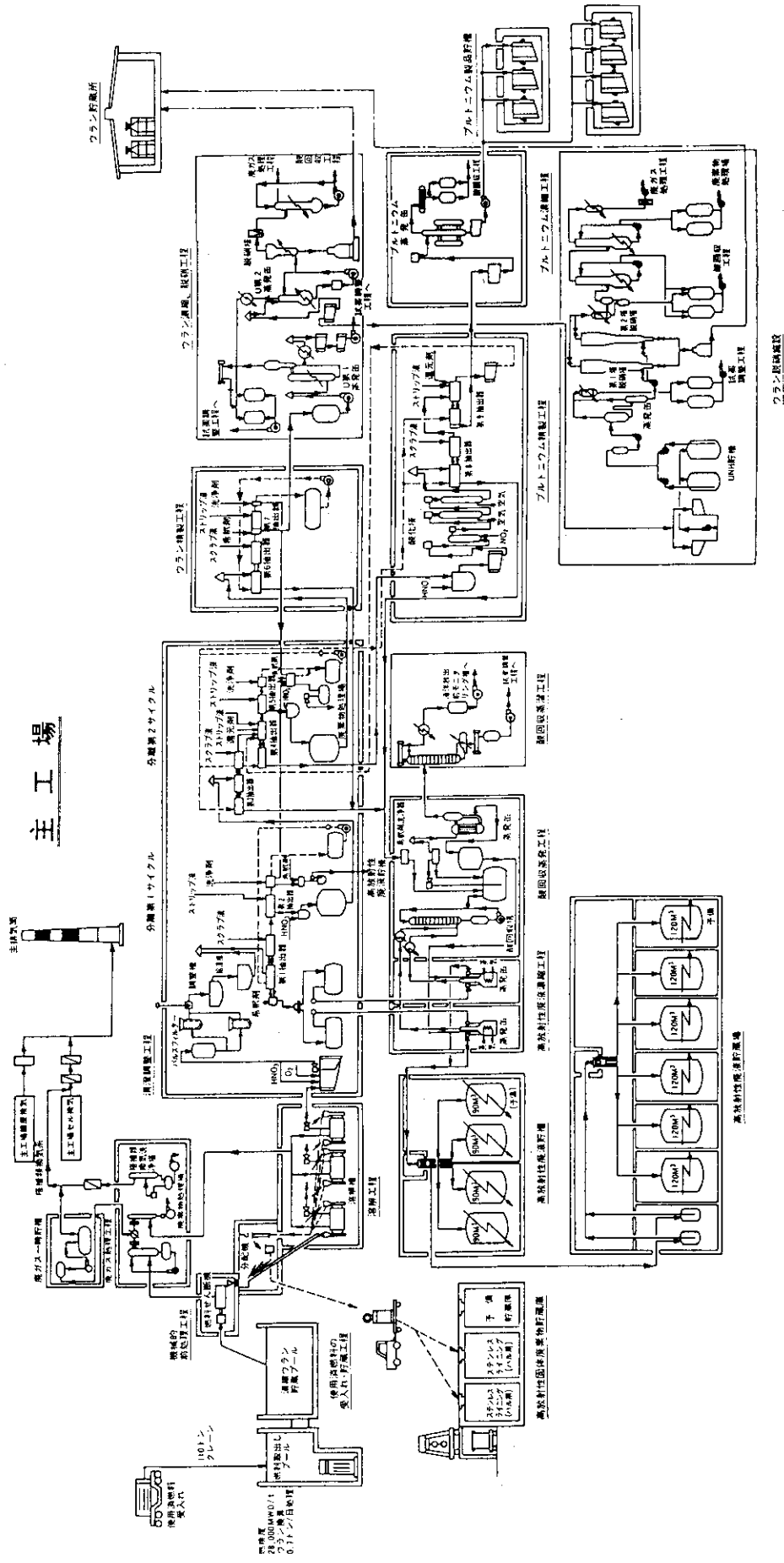


図1 再処理工程図

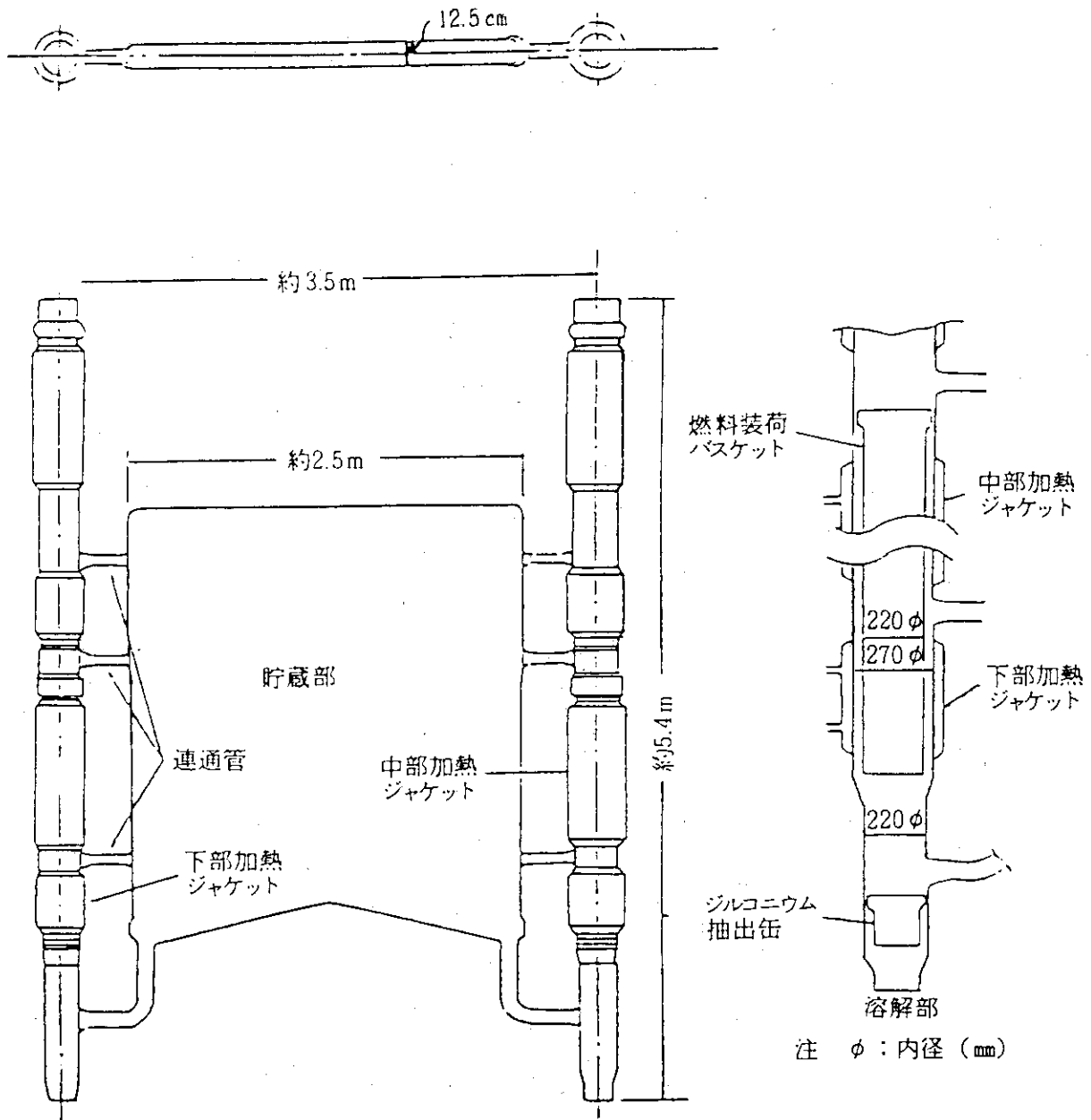


図2 濃縮ウラン溶解槽概要図

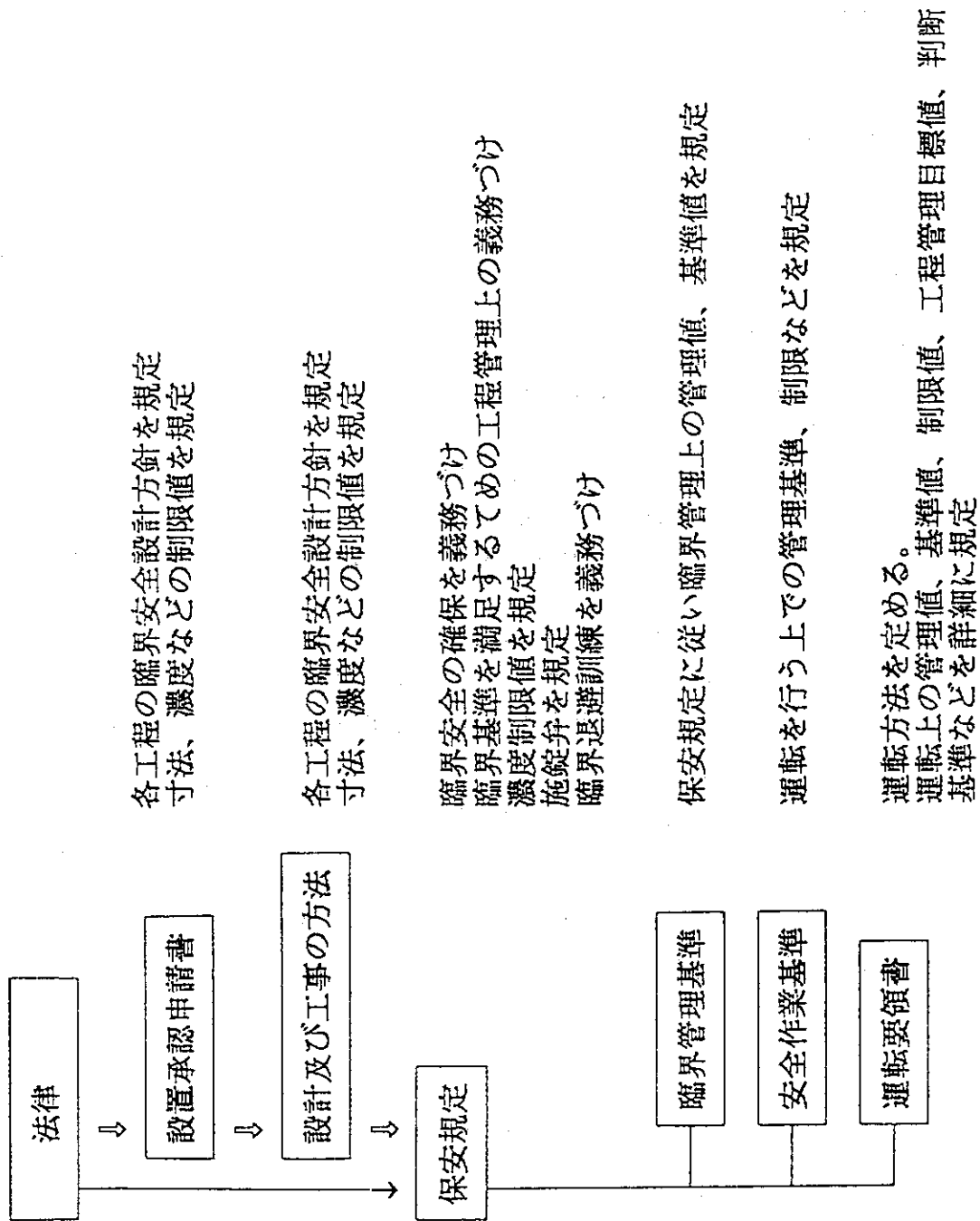


図3 臨界管理に関する規定基準体系

4.4 討論内容

発表内容について、以下のような議論が行われた。

(1)Mihalcz法に関する二三の考察について

- ・ 2 計数管法による実験に必要な測定機器は、 ^{252}Cf 中性子源を内蔵した検出器 1 と中性子吸収型の検出器 2 であり、ゲート幅を変化させてデータ収集を行う方法はFeynman- α 法に類似している。各検出器からの同時ゲートにおける計数 C_1 、 C_2 を2次元スケーラに蓄積する必要があるが技術的には可能であると考えられる。
- ・ 2 計数管法によってもMihalcz法と基本的には等価な測定が可能であるが、精度をあげるためには、高次モード影響について検討する必要がある。また基本式のインポートランス比及びR因子等はMihalcz法と同様別途計算で求める必要がある。これに関して検出器依存インポートランスを使う方法も提案された。
- ・ インポートランス比等を測定する方法があれば、実験による測定量だけで未臨界度を同定できることになる。

(2)Averyの方法による相互干渉炉心の実効増倍率の測定について

- ・ 実験では、ドライバー領域に対して燃料棒を挿入することにより微少な反応度を加え、テスト領域単独の実効増倍率をAveryの方法により測定した。
- ・ Averyの理論に基づくテスト領域単独の実効増倍率の実験誤差は、水ギャップ幅が広くテスト領域とドライバー領域の間の結合が弱い場合に大きくなる。これは、ドライバー領域に挿入する燃料棒によって加わる反応度 ρ_0 と、結合体系全体に加わる反応度 ρ との差が小さくなるためである。
- ・ ドライバー領域に挿入する燃料棒が領域間の結合強度に影響を与えないかどうか、またテスト領域単独の実効増倍率 k_0 がドライバー領域がある場合の $k_{2,2}$ と一致するか等の点については疑問があり、これらの検討を行うためには、基本式にある各量を解析計算等により詳細に評価する必要があるとの指摘があった。
- ・ 対称炉心(17×17ピッチ)については、Averyの方法によるテスト領域の実効増倍率は、水位法により評価された完全水反射条件での実効増倍率と良く一致している。相互干渉炉心において、Averyの方法がドライバー領域とテスト領域の間の結合強度が適当な条件(水ギャップ幅:3~6ピッチ)で有効であると解釈することもできるが、今後他の体系に適用するためにはここで指摘された点を十分検討していく必要がある。

5. 第4回会合発表内容

(平成2年7月5日、霞山会館)

5.1 DCAにおける未臨界度測定について(その2)

動力炉・核燃料開発事業団
 本社 企画部 古橋 晃
 大洗 実験炉部 福村信男

I. まえがき

昨年5月31日の第2回委員会において福村が第3章2節で講演した内容に対する続報を(その2)として発表する。この第3章2節に対しては、当日の討議において概略以下のような質疑がなされた。

1. 中央のテスト領域が孤立して存在する場合の増倍率 K_T を求めたいのに、境界条件が異なる(ドライバー領域で取り囲まれた)体系で実験して、果たして K_T が出せるものか。
2. ドライバー領域が単独に存在する場合の反応度変化 $K_0 \rightarrow K_0'$ と、テスト領域と結合した時の全系の反応度変化 $K \rightarrow K'$ との違いからテスト領域の増倍率 K_T を引き出そうとする方法のようだが、うまく出せるものか。どういう関係式になるのか。とくに結合強度が強い場合、振動的な取扱いではいけないのではないか。どの程度の範囲の体系なら(どの位の精度で)取り扱えるのか。
3. 第3章2節で提示された数値計算例は数が少なく、特にその1ケース(テスト領域にボイドが多い場合)は、合いが悪すぎる。
4. 第3章2節に出て来る数式は、記号が多様で分かりづらく、且つ十分な説明なしに補正項(E_1 , E_2)を微小としているなど不親切である。上記1、2等もふまえ、全式を修正・再提示せよ。

本報はこれらに対して応えるものであるが、内容としては、DCAにおけるテスト・ドライバー2領域実験において、実施できそうな体系について、計算(CITATION)によるシミュレーションを重ね、その経験値の集合から、Averyの結合炉式への修正(結合指数の変化量を取り入れる等)を提案し、その式の下で体系及び振動の範囲を絞って取り扱えば、実用になり得る精度で K_T が出せることを示したものである。

II. 記号の説明

本報では、以下の記号を用いることとする。なお、ドライバー領域に反応度振動(増倍率付加)を与え、振動前の基準ケースをダッシュなし、振動後をダッシュ付で区別して示すと共に、基準ケースではAveryの原式と異なり、全系の K を丁度臨界($K=1.0$)に限ることなく、 $K \neq 1.0$ からスタートしてもよいものとする。

	摂動前	摂動後	変化量	変化率
テスト領域(T)				
孤立系増倍率	K_T	K_T	変化なし	変化なし
結合状態での 単独増倍率	K_{TT}	K_{TT}'	$K_{TT}' - K_{TT}$	だが微小なので特に記号せず
結合状態での 単独未臨界度	$\Delta_{TT} = 1 - K_{TT}$			
ドライバー領域(D)				
孤立系増倍率	K_D	K_D'	$\delta_D = K_D' - K_D$	$\frac{K_D'}{K_D} - 1 = \frac{\delta_D}{K_D}$
結合状態での 単独増倍率	K_{DD}	K_{DD}'	$\delta_{DD} = K_{DD}' - K_{DD}$	$\frac{K_{DD}'}{K_{DD}} - 1 = \frac{\delta_{DD}}{K_{DD}} \equiv r$
結合状態での 単独未臨界度	$\Delta_{DD} = 1 - K_{DD}$			
結合系				
全体増倍率	K	K'	$\delta_K = K' - K$	$\frac{K'}{K} - 1 = \frac{\delta K}{K}$
TからDへの 増倍率付与	K_{T-D}	K_{T-D}'		
DからTへの 増倍率付与	K_{D-T}	K_{D-T}'		
結合指数	$C_i = K_{T-D} \cdot K_{D-T}$ $= (K - K_{TT})(K - K_{DD})$	$C_i' = K_{T-D}' \cdot K_{D-T}'$ $= (K' - K_{TT}')(K' - K_{DD}')$		
(みかけの) 結合指数	$C_i = (K - K_{TT})(K - K_{DD})$	$C_i' = (K' - K_{TT}')(K' - K_{DD}')$		$\frac{\delta C_i}{C_i} = \frac{C_i'}{C_i} - 1 = \xi r$ にフィットする。

みかけの結合指数は、結合指数とあまり変わらないので通常同一 C_i 、 C_i' のまま記す。

III. 基本式

Averyの原式を、摂動前において丁度臨界に限ることなく、 K からスタートすることとし、

$$\begin{vmatrix} K - K_{TT} & K_{D-T} \\ K_{T-D} & K - K_{DD} \end{vmatrix} = 0 \quad (1)$$

を用いて、

$$(K - K_{TT})(K - K_{DD}) = K_{D-T} \cdot K_{T-D} = C_i \quad (2)$$

を基本式とする。

同様に

$$(K' - K_{TT}')(K' - K_{DD}') = K_{D-T}' \cdot K_{T-D}' = C_i' \quad (\text{左辺の } K_{TT}' \text{ は } K_{TT} \text{ でも近似可}) \quad (3)$$

この時

$$\frac{K_{DD}'}{K_{DD}} = 1 + r \quad (4)$$

の変化に対して
数値計算上の経験式として

$$\frac{C_i'}{C_i} = 1 + \xi \tau \quad (5)$$

にフィットできる。

IV. 数値計算体系 (CITATION;R-Z 2次元)

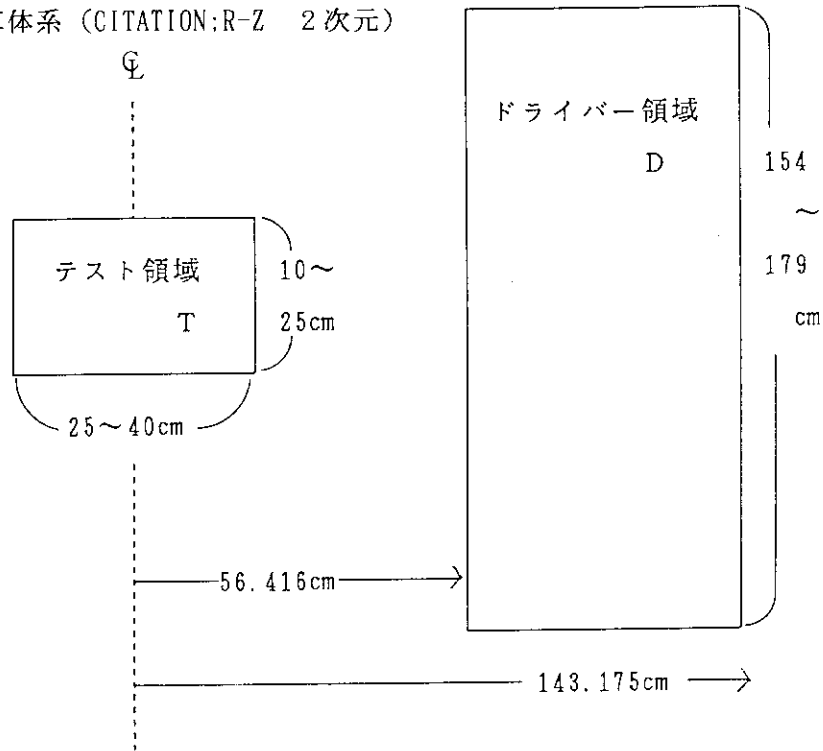


図1 数値計算体系図 (センターラインCLを中心に軸対称)

テスト領域

$\text{Pu}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$

Pu濃度 250gr/l (1ケース50gr/lをやったが、大きな変化はでなかった。)

Pu組成 58/24/14/4 (76/19/4/1のケースも少しやったが、大差なし。)

ドライバー領域

1.2w/o UO_2 燃料20cmピッチの標準格子、重水減速(0%ボイド)、 ^{10}B 有・無

断面積

WIMSコードによる3群

メッシュ

テスト領域 標準 R 8、 Z 5

ドライバー領域 標準 R 9、 Z 15

(注)

テスト、ドライバー領域以外の中間領域は、2領域炉心でTWOTRAN計算とほぼ同一の k_{eff} を与えるような「D:大、 Σa :微小、減速なし」という空気模擬の希薄物質で満たして計算した。

V. 計算結果(1):ドライバー領域への各種反応度摂動の違い

標準体系として、テスト領域 半径20cm、高さ25cm、ドライバー領域高さ154.8cm (^{10}B 無)をとり、次の各種の反応度摂動(増倍率付加)をドライバー領域に与えて、その全系に及ぼす効果について調べた。

- (i) ν_0 変化(理論的考察のため)
- (ii) ドライバー領域水位変化(計算上は図1のテスト領域の上・下両面を同時に同寸法拡大する。)
- (iii) ドライバー領域部分的な水位変化(D領域の外側約1/3厚さ部分のみの水位を上げ結合立体角変化を防ぐ。)
- (iv) 反射体付加(D領域の外側に重水反射を薄く付加する。)
- (v) Σa_3 減少(D領域の熱群吸収断面積のみを計算上下げる： ^{10}B 濃度変化の模擬。)

反応度の摂動の大きさは、全系の増倍率が基準ケース($k=1.0$)に比して+0.1%、+0.2%、+0.3%程度になるよう狙ったが(iv)においては見積りを誤り、もっと大きくなった。

ドライバー領域の増倍率変化率 $r = \frac{\delta K_{DD}}{K_{DD}} = \frac{K_{DD}'}{K_{DD}} - 1$ に対する、全系増倍率の変化率 $\frac{\delta K}{K} = \frac{K'}{K} - 1$ を図2にプロットした。反応度摂動の種類による差異が読み取れるが、この図では、それ程大きな差に見えない。図中の結合指数一定の線は第3章2節での式にほぼ対応したものである(後述)が、 ν_0 変化や Σa_3 減少の線はこれに近く、結合指数一定の線で近似出来そうにみえる。

しかし、これは、結合指数の変化率 $\frac{\delta C_1}{C_1} = \frac{C_1'}{C_1} - 1$ の γ に対するプロット(図3)に引き直してみると、非常に大きな差になり、結合指数一定の近似では全く不十分で、 ν_0 変化に対する直観的な理論線 $C_1 \propto (1+\gamma)$ (注. $K_{D \rightarrow T}$: 不変、 $K_{T \rightarrow D} \propto (1+\gamma)$ とみた。)でも、 ν_0 変化や Σa_3 減少すら十分近似できないことが分かる。

従って結合指数の変化を取り入れた式にしなければならないことは明らかであるが、その変化の様子は、幸い図3及び第1表から読み取れるように γ に対して線形であり、

$$\frac{\delta C_1}{C_1} = \frac{C_1'}{C_1} - 1 = \xi \gamma \quad (6)$$

の形に十分フィットできる。(記述の(5)式はこのことを言っている。)

VI. 結合指数の変化を $(1 + \xi \gamma)$ 型で取り込む古橋の近似式と、その下での K_{TT} 見積り誤差の程度

VI-1. Averyの式の変化をもとに結合指数を一定とする近似の場合

これは近似として不十分であるが、第3章2節の福村の式に関係しているし、又無意識のうちによく用いられているので記しておく。

$$C_1' = (K' - K_{TT})(K' - K_{DD}') = (K - K_{TT})(K - K_{DD}) = C_1 \quad (7)$$

ここで $K' = K + \delta K$, $K_{DD}' = (1+\gamma)K_{DD} = K_{DD} + \gamma K_{DD}$ とおいて、両辺から共通部分 $(K - K_{TT})(K - K_{DD})$ を落とせば

$$(K - K_{TT})\delta K - (K - K_{TT})\gamma K_{DD} + \delta K(K - K_{DD} - \gamma K_{DD} + \delta K) = 0$$

これより $\gamma K_{DD}(K - K_{TT} + \delta K) = \delta K(K - K_{TT} + K - K_{DD} + \delta K)$ を経て

$$\gamma = \frac{(K - K_{TT}) + (K - K_{DD}) + K \cdot \frac{\delta K}{K}}{K_{DD} \left(\frac{K - K_{TT}}{K} + \frac{\delta K}{K} \right)} \cdot \frac{\delta K}{K} \quad (8)$$

を得る。この γ vs. $\frac{\delta K}{K}$ の関係式が図3のグラフに記した結合指数一定の線を与えるものである。

(8)式で特に摂動前のKが1.0丁度であるとし、

$$1-K_{TT} = \Delta_{TT}, \quad 1-K_{DD} = \Delta_{DD}, \quad r K_{DD} = \delta_{DD}$$

を用いれば

$$\delta_{DD} = \frac{\Delta_{TT} + \Delta_{DD} + \delta K}{\Delta_{TT} + \delta K} \cdot \delta K \quad (9)$$

となる。更に δK の2次以上の項を無視すれば

$$\delta_{DD} = \frac{\Delta_{TT} + \Delta_{DD}}{\Delta_{TT}} \cdot \delta K \quad (10)$$

を得る。これが最も良く用いられるAvery流の原式であり、第3章2節における福村の式の主題に当たる。図2のグラフからみると、 ν_p 変化や Σa_s 減少程度の摂動に対しては、これでもかなり良い線を行っているように見えるが、図3のグラフからみると結合指数一定の近似では粗すぎることは明らかである。

なおこの近似に固執する場合は、(9)式から考えて

$$K' - K_{TT} = \delta K + 1 - K_{TT} = \delta K + \Delta_{TT} \text{ を } \Delta_{TT}' \text{ と定義して}$$

(10)式は

$$\delta_{DD} = \frac{\Delta_{TT}' + \Delta_{DD}}{\Delta_{TT}'} \cdot \delta K$$

と改めた方が若干良いことになる。

VI-2. 結合指数が $(1 + \xi \gamma)$ 型で変化するとする古橋の近似式

$$\frac{C_i'}{C_i} = \frac{(K' - K_{TT})(K' - K_{DD}')}{(K - K_{TT})(K - K_{DD})} = (1 + \xi \gamma) \quad (11)$$

この式より前項と同じような数式操作を行うと

$$\gamma = \frac{(K - K_{TT}) + (K - K_{DD}) + K \cdot \frac{\delta K}{K}}{K_{DD} \left(\frac{K - K_{TT}}{K} + \frac{\delta K}{K} \right) + \xi \left(\frac{K - K_{TT}}{K} \right) (K - K_{DD})} \cdot \frac{\delta K}{K} \quad (12)$$

を得る。(これを古橋の近似式と名付ける。 $\xi = 0$ 、即ち結合指数一定の場合は(8)式に帰着するので、(8)式の拡張になっている。)

(12)式で ξ が正の場合、同一の $\frac{\delta K}{K}$ を与える γ の値が(8)式に比して小さくなる。逆に言えば、同一の γ 付加に対する $\frac{\delta K}{K}$ の値(全体の反応度上昇)が大きくなる。これは、図2のグラフに反映されている。

VI-3. K_{TT} の導出における誤差の程度と ξ の大きさとの関係

以上により、 γ vs. $\frac{\delta K}{K}$ の関係から陰に含まれている K_{TT} を導出するには ξ を正しく見積もってやる必要があることが分かるが、 ξ はシミュレーション計算の経験値等から近似的にしから見積れないであろう。その場合 ξ が小さい方が K_{TT} の導出誤差が小さくてすむことを次に示す。

(11)式において $\frac{1}{K - K_{TT}} \equiv X$ 、 $\frac{K' - K_{DD}'}{K - K_{DD}} \equiv D$ とおき、 $K' = K + \delta K$ を用いると

$$(\delta Kx+1)D=1+\xi Y$$

$$D\delta Kx-\xi r-(1-D)=0$$

となるが、更に $D\delta K \equiv a$ 、 $(1-D) \equiv d$ とおくと

$$ax-\xi r-d=0$$

$$x = \frac{\xi r+d}{a} \tag{13}$$

を得る。ここで γ 、 a 、 d が実験で正しく求められ、 ξ も正確に外部見積りされていれば x 、従って K_{TT} は真値が導出できる筈である。

(13)式より x の誤差巾(絶対値)は ξ の見積り誤差巾(絶対値)に比例する。従って ξ の絶対値の見積り誤差巾を一定に抑え込まねばならぬことになるが、 ξ の値が大きい時は、その絶対値の見積り誤差巾を一定に迎え込むということは、 ξ の相対見積り誤差率を小さくせねばならぬことを意味し、現実には不利な要因になる。このことを ξ の小さい Σa_3 減少と ξ の大きい水位変化との比較において示す。

第1表の Σa_3 の2(約0.2% Δk の反応度付加)のケースについて数値を出すと、

$$\gamma = 0.0022319, d = 1 - 0.9881494 = 0.0118506$$

$$a = 0.9881494 \times 0.0020029 = 0.00197916 \text{ となり、(13)式は}$$

$$x = \frac{2.2319\xi + 11.8506}{1.97916} \tag{14}$$

となる。ここで第1表の $\xi = 1.948^4$ の近辺で ξ の外部見積りの誤差巾を1.8~2.1の範囲であると仮定して振ってみると、

ξ	x	K_{TT}	K_{TT} の真値(0.8778640)との差
1.8	8.017553	0.87531	-0.00255
1.9	8.130323	0.87904	-0.00082
1.9484	8.184904	0.87786	0
2.0	8.243093	0.87872	+0.00086
2.1	8.355863	0.88036	+0.00250

となる。従ってこの程度の ξ の外部見積り変動巾に対して K_{TT} の導出変動巾が約0.5% Δk ということであり、実用になり得ると考えられる。

これに対して第1表の水位変化の2(同じく約0.2% Δk の反応度付加)のケースについて数値を出すと、 $\gamma = 0.0017743$ 、 $d = 1 - 1.0111744 = -0.0111744$ 、

$$a = 1.0111744 \times 0.0019273 = 0.00194884 \text{ となり、(13)式は、}$$

$$x = \frac{1.7743\xi - 11.1744}{1.94884} \tag{15}$$

となる。ここで、第1表の $\xi = 15.28^8$ の近辺で、上記 Σa_3 減少の ξ の見積り変動巾が1.8~2.1と、ほぼ同じ相対誤差率である $\xi = 14 \sim 16.5$ の間に外部見積り出来たと仮定して振ってみると

ξ	x	K_{TT}	K_{TT} の真値(0.8778640)との差
14.0	7.012274	0.85743	-0.02043
15.0	7.630437	0.86898	-0.00888
15.288	8.194919	0.87786	0
16.0	8.331522	0.88683	+0.00897
16.5	9.288372	0.89238	+0.01452

となる。従ってこの程度の ξ の相対見積り誤差率の下では、 K_{TT} の導出変動巾が $3.5\% \Delta k$ に及び
 実用になり難い。 Σa_3 減少と同じ $0.5\% \Delta k$ 以内に抑え込むためには、 ξ を15.1~15.5位の範囲
 に外部見積りしてやらねばならぬことになるが、この ξ の相対見積り誤差率は厳しいので、水
 位変化摂動は Σa_3 減少摂動に比して不利である。しかし実験のやり易さを考えると、水位変化
 摂動も簡単に諦めるべきでなく、更なる検討をすべきであろう。*

*CRC 鷹見益男氏よりの私信によると、両領域の高さが近いピン系T領域のシミュレーション
 計算では立体角変化が小さいせい、水位変化でも ξ が小さいようだとのことである。

VII. 計算結果(2): ドライバー領域 ^{10}B 濃度変化ケースの検討

以上により、 ξ 値が2以下の Σa_3 減少摂動であれば精度として実用になり得ると考えられるが、
 この計算ケースは ^{10}B なしの Σa_3 値から仮想的に値を減らしたものであり、現実を模擬していな
 い。そこで基準ケース自身を ^{10}B 有(1.0ppm)に置き換え、そこから ^{10}B を抜く($\rightarrow 0.9\text{ppm}$, 0.8ppm)
 ケースをシミュレーション計算し、この場合の ξ 値も小さくてすむか(又、 ν_0 変化のケースと
 の違いも Σa_3 減少の場合と同程度か)を確認してみた。

計算体系としては、テスト領域の寸法変化による低 K_{TT} 化を中心に、Pu濃度変化も含めて6種
 を行い、反応度変化としては上記の3点づつをとり、直線性(ξ の一定性)を確認した。(δK は
 ^{10}B 0.1ppmに対して0.07~0.08%位になる。)

計算結果を第2表に示したが、いずれに対しても ^{10}B 変化に対する結合指数の変化係数 ξ は2
 以下に収まっており、 ν_0 変化との差にも異常はなく、 Σa_3 減少摂動における結論を準用できる
 ことが確認された。即ち K_T が0.75程度以上の4体系はいずれも ξ は1.9台に揃っており、 K_T が
 0.50程度の2体系は共に ξ が1.7台である。

前者に対して ξ を1.8~2.1、後者に対して ξ を1.6~1.9と、相当に大きい ξ の外部見積り誤
 差巾を想定してやった時の K_{TT} 導出誤差への影響を第3表に示した。これから判断して少なくと
 もここで取り扱った5種の体系の近辺について実験する限りは、 ^{10}B 濃度変化摂動による K_{TT} の
 導出は実用可能と考えられる。

VIII. K_{TT} と K_T との差、及び K_{D0} と K_D との差について

以上により、I. 「まえがき」に記した先報に対する質疑項目の大半について一応の応えが出
 せたことになるが、残る問題は、式(11)~(15)等に出て来るものは K_{TT} 及び K_{D0} であり、一方、
 求めたいものは K_T 、実験上出て来るものは K_D であり、共に K_{TT} 、 K_{D0} そのものでないので、これ
 らの差がどうなるかということである。

K_{TT} と K_T との差については第4表に示し、又、その差を生ぜしめるもとになっている中性子束

分布(3群(熱群)中性子束の、軸方向中央面内における半径方向分布)の違いのグラフを図4に示す。これらにおいて K_T はテスト領域孤立系の計算結果、 K_{TT} は結合体系においてドライバー領域の $\nu \Sigma_f$ を3群共0と置いた仮想的体系の計算結果である。

K_{TT} はドライバー領域のもたらず反射体効果(D領域燃料部分の Σ_a 効果は入っている)をかぶって K_T より若干(約0.005~0.019 Δk)大きくなる。しかし、これらの計算結果からその大きさ及び若干の規則性を知り得たので、今後現実の実験体系についても、相当精度で差の予測が可能であり、そうした予測差と真差との違いだけが事実上の誤差となるのみである。従って、上記の0.005~0.019 Δk がそのまま誤差になるわけではなく、予測失敗誤差だけとなるのだから、これらの数分の1の誤差範囲に抑えられると考えられる。又、もしも予測補正努力をしないとしたら、 K_T を K_{TT} と、大きい側に見誤るだけであるから、炉物理上の不満足は残るものの、安全側ではある。

K_{DD} と K_D との差については第5表に示すが、この場合はテスト領域の反射体効果よりも同領域(燃料部分)の吸収効果が勝って K_{DD} は K_D より若干下ることになる。しかしその値は約0.002~0.0004 Δk と、T領域に対するより小さく、且つこちらは摂動前後の変化量(変化率)が問題となるだけであり、上記 Δk 差が直接に響くわけではない。(この点T領域におけるより問題は少ない。)

従って、D領域に対しては第5表を参考に、現実の実験体系に対して予め、実験的に求まる K_D に若干の補正を施して K_{DD} (の予測値)に引きなおしておいてから取り扱ってもよいし、又、第5表に付記したように、 $\frac{K_{DD}'}{K_D} - 1$ を γ と見做してしまっても大差は生じないようである。

なお全ケースを通じて $K_{TT}-K_T$ や $K_{DD}-K_D$ 自身が反応度摂動に伴って変化する量は無視し得ること及び ν_D 変化ケースでは $r = \frac{K_{DD}'}{K_{DD}} - 1 = \frac{K_D'}{K_D} - 1 = \frac{\nu_D'}{\nu_D} - 1$ が正しく成立していることを付記しておく。

IX. まとめ

以上から次の諸項目が結論できる。

1. 先報におけるように、いきなり K_T 、 K_D に対する式を立て、誤差を E_1 、 E_2 に押し込み且つそれら無批判に微小としたのはやや強引すぎたが、今回は K_{TT} 、 K_{DD} を用いて取扱い、 K_T 、 K_D との違いは別途見積もってやるやり方を採用し、それにより納得の行く式と、まずまずの精度が得られることがわかった。
2. 先報及びAveryの原式などは無意識のうちに結合指数一定の近似を用いているが、これは γ vs. ξ のグラフで見るとそうひどい近似にも見えないが、 K_{TT} を引き出す目的には粗い近似にすぎ、結合指数の変化を取り入れた式を用いねばならぬことが分かった。
3. 結合指数 C_1 の変化は、 K_{DD} の変化: $\frac{K_{DD}'}{K_{DD}} = 1 + \gamma$ に対して $\frac{C_1'}{C_1} = 1 + \xi \gamma$ の型にフィット出来ることが分かった。
4. ドライバー領域への反応度摂動の与え方によって上記 ξ 値は相当違ったものになるが、 ^{10}B 濃度変化によるならば $\xi < 2$ 程度におさまる。
5. 結合指数を上記3.の型で変化するとした時の結合炉の式(古橋の近似式)を立式し、その下で K_{TT} を引き出す式を導いた。この式から誤差を検討すると、 ξ 値の小さい ^{10}B 濃度変化によって反応度摂動を与える方法が精度上有利であり、 ξ を別途見積り得る程度の精度で振

ってやった時、引き出される K_{TT} に生ずる誤差巾は許容できる程度におさまる。

6. K_{TT} が導出された後、これを孤立系の値 K_T に修正することは、そう大きな誤差なく出来ると考えられる。
7. K_{DD} と K_D との違いの影響は小さく、実用上の問題は起こらないとみられる。
8. 以上のことから、DCAにおけるテスト・ドライバー2領域実験により、テスト領域の K_T を評価する方法は実現可能と言えよう。但し対象体系の近辺でシミュレーション計算等の経験を更に積み、 ξ 値や $(K_{TT}-K_T)$ 値などについて、ケース毎に相当良い値が事前予測できるように準備しておくことが精度向上のために望ましい。

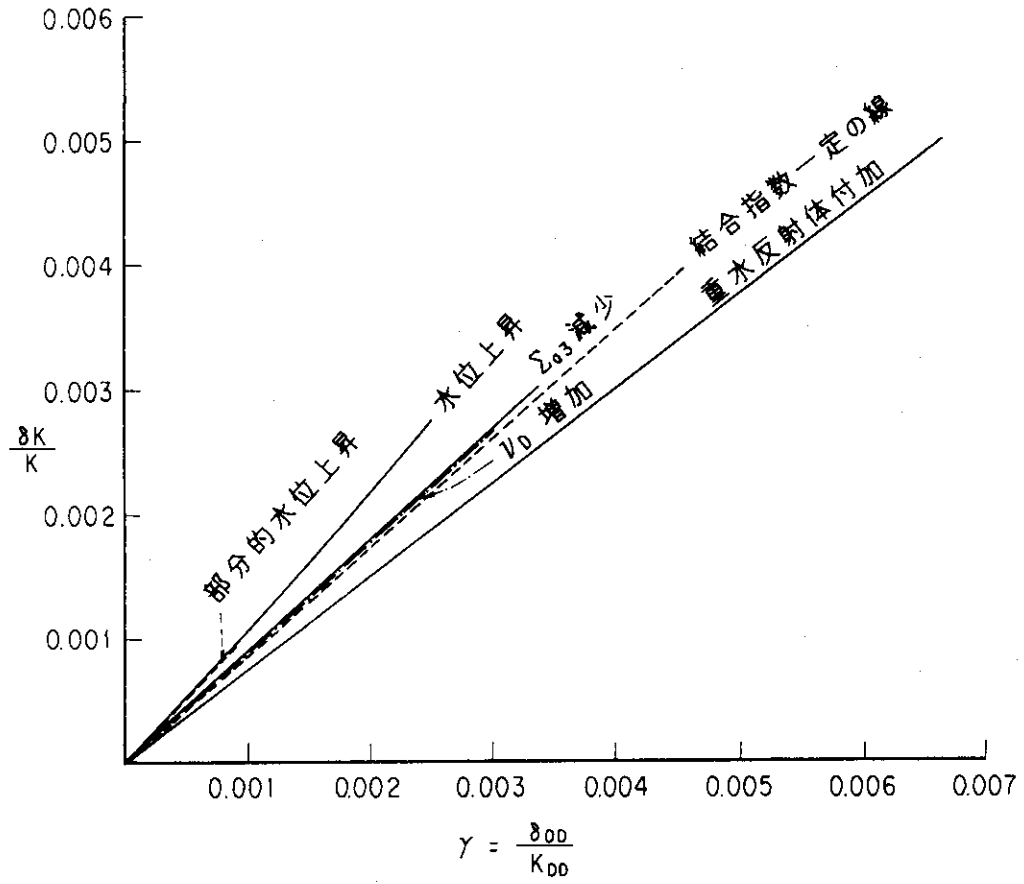


図2 ドライバー領域への反応度摂動（増倍率付加）の方法と全体の増倍率変化の関係

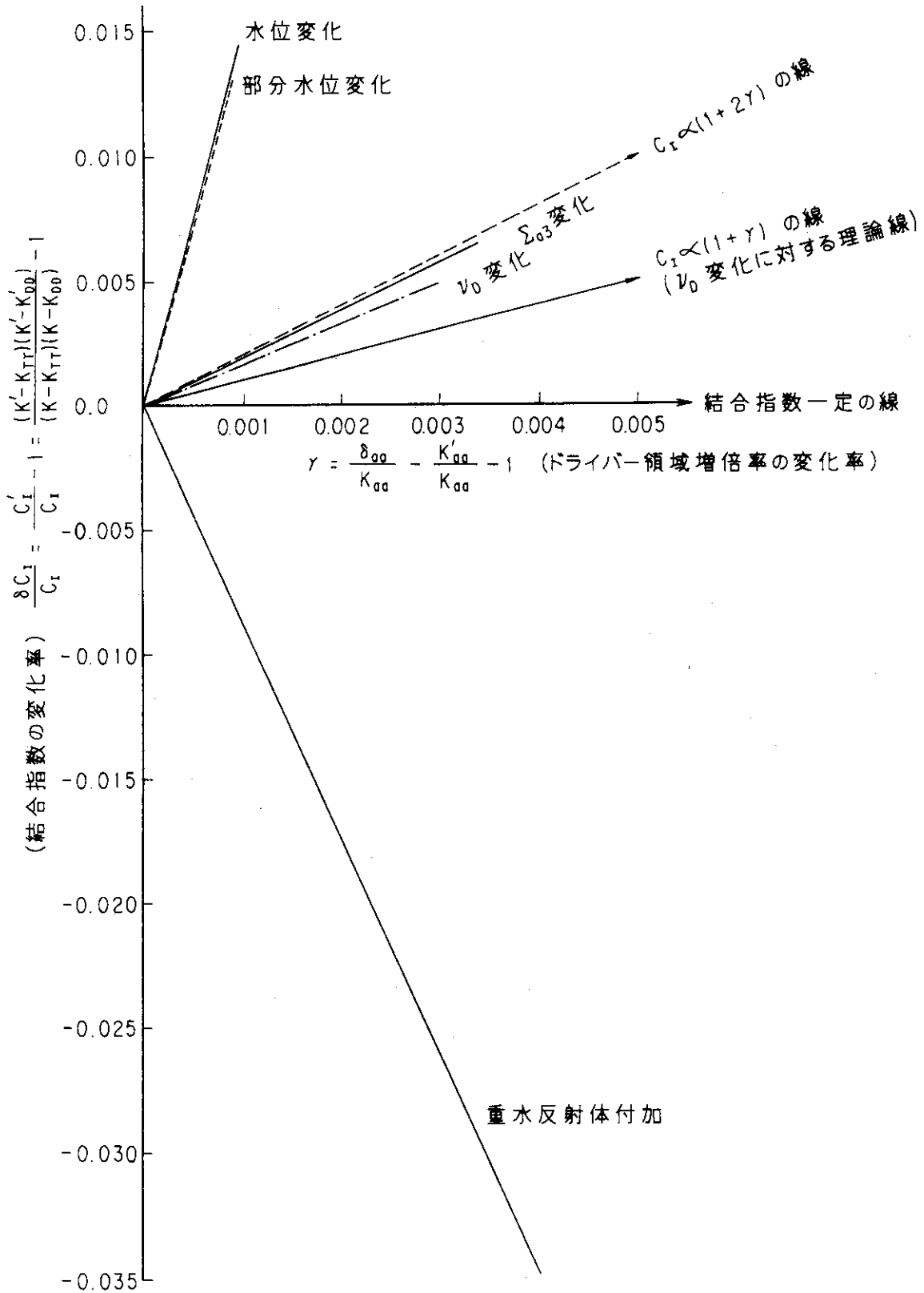


図3 ドライバー領域への反応度摂動（増倍率付加）の方法と（みかけの）結合指数の変化の関係

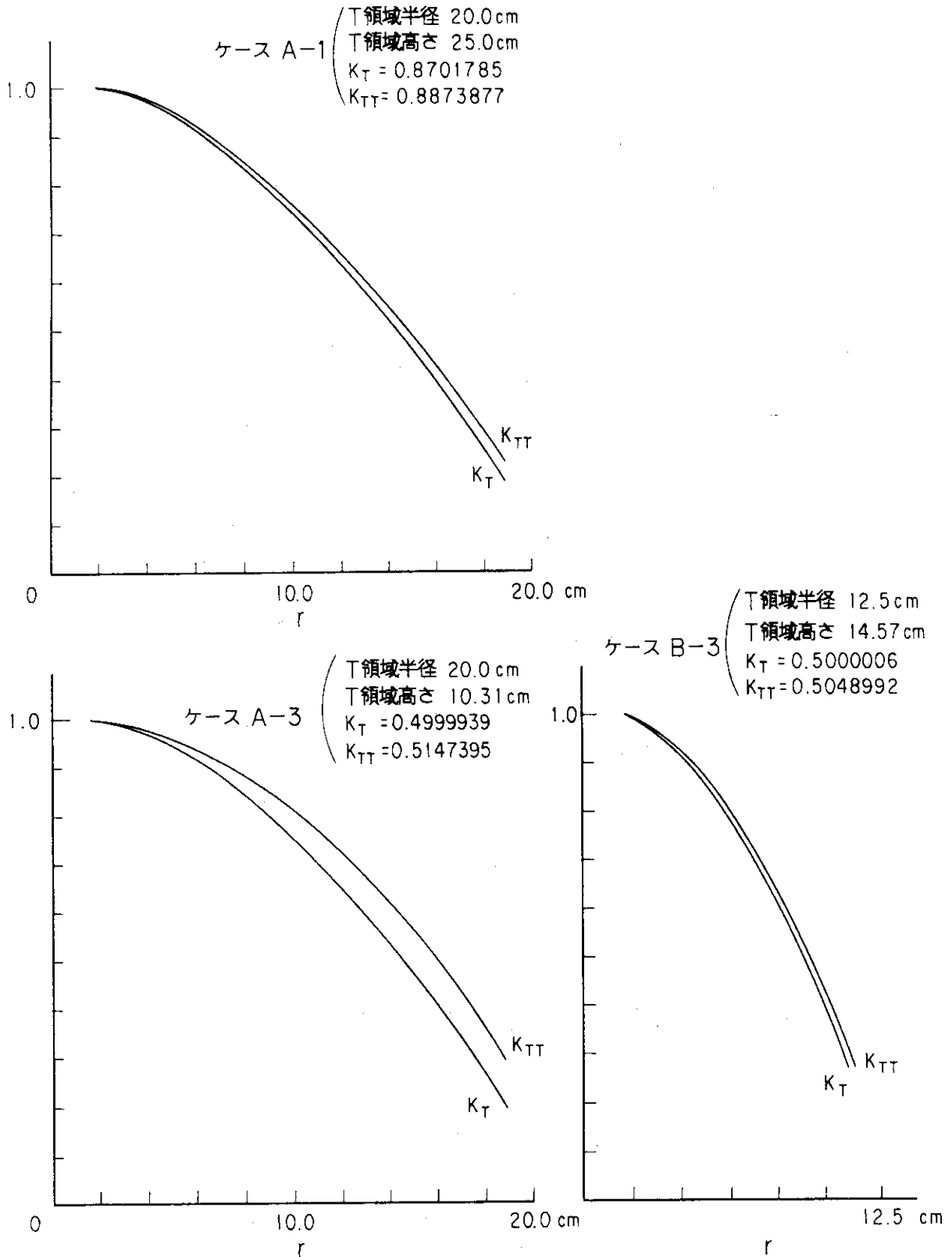


図4 孤立系との比較：D領域の反射体効果によるT領域熱中性子束分布の変化

第1表 ドライバー領域への反応度擾動(増倍率付加)と全系増倍率及び結合指数の変化の関係

ケース	D領域増倍率の 変化率 $\gamma = \frac{\delta_{DD}}{K_{DD}}$	全系増倍率の 変化率 $\frac{\delta K}{K}$	(みかけの)結合 指数の変化率 $\frac{C_1' - \delta C_1}{C_1}$	$\frac{\delta C_1}{C_1} = \xi \tau$ 近似での値	(注)
基準 (摂動前)	($K_{DD}=0.9837686$)	($K=1.0000379$)	($C_1=0.001987684$) ($K-K_{TT}=0.1221739$) ($K-K_{DD}=0.0162693$)		
ν_D 変化1	0.0009726	0.0008671	0.0015445	1.588	変化最小であるが、 $\xi=1.0$ にならなかつた。
ν_D 変化2	0.0020011	0.0017861	0.0032449	1.622	
ν_D 変化3	0.0029995	0.0026796	0.0049047	1.635	
水位変化1	0.0009744	0.0010492	0.0142044	14.58	ξ として甚だ大きい値 となった。
水位変化2	0.0017748	0.0019272	0.0271255	15.29	
水位変化3	0.0024851	0.0026937	0.0376900	15.17	
部分水位変化1	0.0008724	0.0009415	0.0128657	14.75	全水位変化にほぼ同じ
反射体付加1	0.0040342	0.0030224	-0.0348582	-8.64	意外にも負となり、絶 対値としても大。
反射体付加2	0.0066000	0.0049754	-0.0563345	-8.54	
Σa_3 減少1	0.0011173	0.0010016	0.0021497	1.924	ν_D 変化より変化大だ が、それほど大きくない
Σa_3 減少2	0.0022319	0.0020028	0.0043487	1.948	
Σa_3 減少3	0.0033550	0.0030117	0.0064250	1.915	

$K_{TT}=0.8778640$
不変と近似した。

第2表 ドライバー領域の¹⁰B濃度変化摂動におけるξ値のサーベイ結果

体系		ケース	D領域増倍率の 変化率 $\gamma = \frac{\delta_{DD}}{K_{DD}}$	全系増倍率の 変化量 δK	(みかけの)結合 指数の変化率 $\frac{C_i' - 1}{C_i} = \frac{\delta C_i}{C_i}$	$\frac{\delta C_i}{C_i} = \xi \gamma$ 近似でのξ値
A 1	R _T =20.0cm	¹⁰ B=1.0ppm	(K _{DD} =0.9840064)	(K=0.9999914)	(C _i =0.001799970)	1.946 1.925
	H _T =25.0cm		0.0008037	0.0007149	0.0015641	
	K _T =0.8701785		0.0016178	0.0014394	0.0031143	
A 2	R _T =20.0cm	1.0	(K _{DD} =0.9909534)	(K=1.0000016)	(C _i =0.002088641)	1.980 1.973
	H _T =17.84m	0.9	0.0008072	0.0007837	0.0015985	
	K _T =0.7499972	0.8	0.0016245	0.0015773	0.0032054	
A 3	R _T =20.0cm	1.0	(K _{DD} =0.9945154)	(K=1.0000002)	(C _i =0.002910084)	1.735 1.759
	H _T =10.31m	0.9	0.0008085	0.0008026	0.0014028	
	K _T =0.499939	0.8	0.0016272	0.0016156	0.0028622	
B 2	R _T =12.5cm	1.0	(K _{DD} =0.9894453)	(K=0.9999954)	(C _i =0.002436776)	1.941 1.948
	H _T =47.86m	0.9	0.0008064	0.0007789	0.0015652	
	K _T =0.7499992	0.8	0.0016231	0.0015680	0.0031624	
B 3	R _T =12.5cm	1.0	(K _{DD} =0.9969315)	(K=0.9999903)	(C _i =0.001514391)	1.851 1.730
	H _T =14.57m	0.9	0.0008097	0.0008069	0.0014988	
	K _T =0.500006	0.8	0.0016305	0.0016241	0.0028212	
C 1	R _T =20.0cm	1.0	(K _{DD} =0.9876067)	(K=0.9999965)	(C _i =0.001822287)	1.931 1.908
	H _T =25.0cm	0.9	0.0008055	0.0007516	0.0015407	
	K _T =0.8354920	0.8	0.0016214	0.0015132	0.0030929	

体系A, Bは共にPu濃度 250g/ℓ
 体系CはPu濃度 50g/ℓ
 Pu組成はすべて58/24/14/4

(参考) 上記体系に対するν₀変化摂動におけるξ値

体系	ケース	ξ値	体系	ケース	ξ値	体系	ケース	ξ値
A 1	ν ₀ ×1.001	1.530	A 2	ν ₀ ×1.001	1.502	A 3	ν ₀ ×1.001	1.142
	ν ₀ ×1.002	1.516		ν ₀ ×1.002	1.491		ν ₀ ×1.002	1.140
C 1	ν ₀ ×1.001	1.538	B 2	ν ₀ ×1.001	1.467	B 3	ν ₀ ×1.001	1.255
	ν ₀ ×1.002	1.516		ν ₀ ×1.002	1.517		ν ₀ ×1.002	1.254

第3表 ドライバー領域の ^{10}B 濃度変化摂動における ξ 値見積り誤差の K_{TT} 導出への影響度
 (^{10}B 濃度変化 1.0ppm \rightarrow 0.8ppmについて検討)

体系	ξ の外部見積り想定値	左の ξ 値により導出した K_{TT} 値	K_{TT} 真値との差(Δk)
A-1	1.8	0.8856	-0.0018
	1.925	0.8874	0
	2.1	0.8898	+0.0024
A-2	1.8	0.7592	-0.0100
	1.973	0.7692	0
	2.1	0.7759	+0.0067
A-3	1.6	0.4738	-0.0409
	1.759	0.5147	0
	1.9	0.5460	+0.0313
B-2	1.8	0.7605	-0.0085
	1.948	0.7690	0
	2.1	0.7771	+0.0081
B-3	1.6	0.4706	-0.0343
	1.730	0.5049	0
	1.9	0.5434	+0.0385
C-1	1.8	0.8503	-0.0026
	1.908	0.8529	0
	2.1	0.8572	+0.0043

(注) 体系番号の-1は $K_T \sim 0.85$
 -2は $K_T \sim 0.75$
 -3は $K_T \sim 0.50$

第4表 孤立系の増倍率と結合系での単独増倍率との差異(1)
 K_T と K_{TT} との差異

体 系		ケース	T領域孤立 増倍率 K_T	結合系でのT領域 単独増倍率 K_{TT}	差 $K_{TT}-K_T$
A 1	Pu 250g/ℓ R _T =20.0cm H _T =25.0cm	¹⁰ B=1.0ppm	0.8701785	0.8873877	0.01721
		0.9	"	0.8873901	0.01721
		0.8	"	0.8873923	0.01721
A 2	Pu 250g/ℓ R _T =20.0cm H _T =17.84cm	1.0	0.7499972	0.7691666	0.01917
		0.9	"	0.7691694	0.01917
		0.8	"	0.7691722	0.01918
A 3	Pu 250g/ℓ R _T =20.0cm H _T =10.31cm	1.0	0.4999939	0.5147395	0.01475
		0.9	"	0.5147445	0.01475
		0.8	"	0.5147495	0.01476
B 2	Pu 250g/ℓ R _T =12.5cm H _T =47.86cm	1.0	0.7499992	0.7690236	0.01902
		0.9	"	0.7690268	0.01903
		0.8	"	0.7690299	0.01903
B 3	Pu 250g/ℓ R _T =12.5cm H _T =14.57cm	1.0	0.5000006	0.5048970	0.00490
		0.9	"	0.5048992	0.00490
		0.8	"	0.5049013	0.00490
C 1	Pu 50g/ℓ R _T =20.0cm H _T =25.0cm	1.0	0.8354920	0.8529169	0.01742
		0.9	"	0.8529191	0.01743
		0.8	"	0.8529213	0.01743

第5表 孤立系の増倍率と結合系での単独増倍率の差異(2)
 K_D と K_{DD} との差異

体系	ケース	D領域孤立増倍率 K_D	結合系でのD領域単独増倍率 K_{DD}	差 $K_{DD}-K_D$	K_D の変化率 $\frac{K_D' - K_D}{K_D} - 1$	K_{DD} の変化率 $r = \frac{K_{DD}' - K_{DD}}{K_{DD}} - 1$
A 1	$^{10}B=1.0\text{ppm}$	0.9879644	0.9840064	-0.00396	0.0	0.0
	0.9	0.9887600	0.9847973	-0.00396	0.0008052	0.0008037
	0.8	0.9895658	0.9855984	-0.00397	0.0016209	0.0016178
A 2	1.0	0.9942918	0.9909534	-0.00334	0.0	0.0
	0.9	0.9950958	0.9917533	-0.00334	0.0008086	0.0008072
	0.8	0.9959099	0.9925633	-0.00335	0.0016273	0.0016245
A 3	1.0	0.9971493	0.9944154	-0.00273	0.0	0.0
	0.9	0.9979569	0.9952194	-0.00274	0.0008079	0.0008064
	0.8	0.9987747	0.9960336	-0.00274	0.0016262	0.0016231
B 2	1.0	0.9934848	0.9894453	-0.00404	0.0	0.0
	0.9	0.9942875	0.9902432	-0.00404	0.0008079	0.0008064
	0.8	0.9951005	0.9910513	-0.00405	0.0016262	0.0016231
B 3	1.0	0.9985390	0.9969315	-0.00161	0.0	0.0
	0.9	0.9993484	0.9977388	-0.00161	0.0008105	0.0008097
	0.8	1.0001681	0.9985570	-0.00161	0.0016314	0.0016305
C 1	1.0	0.9911152	0.9876067	-0.00351	0.0	0.0
	0.9	0.9919149	0.9884023	-0.00351	0.0008068	0.0008055
	0.8	0.9927248	0.9892081	-0.00352	0.0016240	0.0016214

5. 2 TCA 結合炉体系における Avery の方法の適用性

日本原子力研究所
原子炉工学部
久語 輝彦

1. はじめに

原研の軽水臨界実験装置 (TCA) において、未臨界度測定に関する実験が行われた⁽¹⁾。この実験では Avery の理論⁽²⁾に基いた未臨界度の測定が試みられた。ドライバー領域とテスト領域からなる 2 領域の結合炉体系が用いられ、ドライバー領域に外乱を加えることにより、テスト領域の未臨界度が測定された。この測定の原理を簡単に紹介する。

Avery により、2 領域からなる結合炉の微少な反応度 ρ は次のように表されている。

$$\rho \doteq \frac{\Delta 1 \Delta 2}{\Delta 1 + \Delta 2} \left(- \frac{\delta \Delta 1}{\Delta 1} - \frac{\delta \Delta 2}{\Delta 2} + \frac{\delta k_{12}}{k_{12}} + \frac{\delta k_{21}}{k_{21}} \right) \quad (1)$$

k_{ij} : 臨界時における、領域 j で発生した 1 コの核分裂中性子によって、領域 i で引き起こされる次世代核分裂中性子数

Δi : $1 - k_{ii}$ (炉心単独の未臨界度に相当)

δk_{ij} 及び $\delta \Delta i$: 結合係数の臨界時からの変化

ここで現れる係数の定義は詳しくは 2 章で述べることにする。

ドライバー領域を領域 1、テスト領域を領域 2 とし、実験ではドライバー領域にだけ外乱を加え、測定可能なデータ以外の (1) 式の括弧内の第 2, 3, 4 項は小さいと仮定して、それらを無視した (2) 式により、テスト領域の実効増倍率は決定されるものとしている。

$$k_{22} = 1 + \frac{\rho}{\rho - \delta k_{11}} (1 - k_{11}) \quad (2)$$

(2) 式の右辺に現れるパラメータは以下のものを用いている。 ρ はドライバー領域に燃料棒を挿入することにより、結合炉体系に加わる反応度で、ペリオド法により測定される。 k_{11} はドライバー領域単独の炉心で臨界調整し、このときの水位と結合体系での水位との差から予め測定された水位反応度を用いて決定される。

δk_{11} はドライバー領域単独の炉心に燃料棒を挿入することにより加わる反応度 ρ' から、次式により決定される。ここで ρ' はペリオド法により測定される。

$$\delta k_{11} / (k_{11} \cdot k_{11}) = \rho'$$

(2) 式で求められたテスト領域の実効増倍率は、バックリング・反応度係数を用いて測定された完全水反射のテスト領域単独の実効増倍率と比較され、以下の結果が得られている。

・テスト領域とドライバー領域が対称に近い場合、(2) 式で求めた実効増倍率は完

全水反射の時の実効増倍率との一致はよい。

・テスト領域とドライバー領域が対称でなく、近接している場合、(2)式で求めた実効増倍率は完全水反射の実効増倍率より過大評価した。さらに、離れている場合は、 ρ 及び δk_{11} の測定誤差が k_{22} の推定値に大きく影響を及ぼした。

しかしこの測定手法では(1)式の括弧内の第2,3,4項を無視したことに問題があると指摘されている。

そこで本報告では、数値計算により k_{ij} 及び δk_{ij} ($i, j=1, 2$)を求め、それらを用いてテスト領域の実効増倍率を評価し、測定可能データのみによるテスト領域の未臨界度推定の可能性を探る。TCAで行われた実験体系のうち、テスト領域の厚さが17及び11ピッチの場合を計算の対象とした。これらをテスト領域とドライバー領域が対称に近い場合と対称でない場合の代表例として取り上げる。

2. Averyの理論

ここでは結合係数の定義及び結合係数と反応度の関係についてふれる。

2. 1 結合係数の定義

Averyにより提案された結合係数は以下のように定義されている。

$S_{j,pre}$: 前世代に領域jで発生した核分裂ソース

$S_{ij,next}$: 前世代に領域jで発生した核分裂ソースによって、領域iで引き起こされる次世代核分裂ソース

として、結合係数 k_{ij} 及び Δ_i は

$$k_{ij} = S_{ij,next} / S_{j,pre} \quad (3)$$

$$\Delta_i = 1 - k_{ii} \quad (4)$$

で与えられる。以後用いるpreまたはnextという添字は、筆者が今後の説明のために付けたもので、Averyの原文には記されていない。pre及びnextはそれぞれ中性子の世代の前世代、次世代のことを指しており、外乱挿入前後という意味ではない。また次式も成り立つ。

$$S_{i,pre(next)} = \sum_{j=1}^N S_{ij,pre(next)} \quad (5)$$

ここで述べた結合係数を用いると、(6)式が成り立つことになる。

$$\begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{1,pre} \\ S_{2,pre} \end{pmatrix} = k \begin{pmatrix} S_{1,pre} \\ S_{2,pre} \end{pmatrix} \quad (6)$$

ここで右辺に現れるkは結合炉の実効増倍率であり、(6)式は、その両辺が共に次

世代核分裂ソースを表す一種のバランス式となっている。次節で述べるが、(6)式がテスト領域の未臨界度推定の出発点となり、実験で用いられた(1)式はこの行列式から導かれている。(1)式では臨界時の結合係数と外乱挿入後の結合係数の変化を扱っているため、結合係数の変化についても定義する必要がある。本報告では、臨界時並びに外乱挿入後（臨界時は $k = 1$ ，外乱挿入後は $k \neq 1$ ）のそれぞれについて、(6)式が成立するような結合係数を求め、その差を結合係数の変化量と定める。これは、実験ではペリオド法により外乱の反応度が測定されており、外乱挿入後十分時間が経過しているため、外乱挿入前後で別々のモードが形成されていると考えられるからである。

しかしながら、Avery は臨界時（ $k = 1$ のとき）のみでしか、結合係数を定式化していない。このため、ここでは Avery の考え方に沿って、一般に臨界でない場合の結合係数の定式化をまず考える。(3)式により k_{ij} を決定するために、 $S_{j,pre}$ 、 $S_{j,next}$ を定義する必要がある。以下に $S_{j,pre}$ 、 $S_{j,next}$ の定義について述べる。

2. 1. 1 $S_{j,pre}$ の定義

固有値問題の解が十分に収束したとき、求まった中性子束分布及び実効増倍率は、それぞれ基本モード固有関数の定数倍及び基本固有値となっている。解が十分に収束した場合、供給された中性子源に対する、それによって発生する次世代の中性子数の比が基本固有値つまり実効増倍率となり、また次世代と前世代の中性子束分布は共に基本モード固有関数の定数倍となる。よって結合炉体系の実効増倍率が k である場合、 $S_{j,next}$ は $S_{j,pre}$ の分布と同じ形をし、大きさが k 倍になっていることになる。供給される中性子源が実効増倍率により規格化されていることを考えると、求まった中性子束分布 $\phi^0(r)$ を次世代のもの、 $\phi^0(r)/k$ を前世代のものとする。 $S_{j,pre}$ は求まった中性子束分布を用いて(7)式で表される。

$$S_{j,pre}(r) = \sum_{g'=1}^G [v \Sigma_f^{g'}(r)]_j \phi^{g'}(r) / k \quad (7)$$

ここで

$[v \Sigma_f^{g'}(r)]_j$: 領域 j に値を持ち、他領域では0である生成断面積の分布である。

2. 1. 2 $S_{ij,next}$ の定義

前世代に領域 j で発生する核分裂ソースは

$$S_{j,pre}(r) = \chi^g \sum_{g'=1}^G [\nu \Sigma_f^{g'}(r)]_j \phi_j^{g'}(r) / k \quad (8)$$

のように表される。これを固定中性子源として与え、さらに fission event を removal event として扱い（つまり、 $\nu \Sigma_f = 0.0$ と置き換え、 Σ_a はそのままとする）、固定中性子源問題として解く。解が十分に収束したら、その中性子束分布は、 $S_{j,pre}(r)$ で表される核分裂中性子が次世代にどこへ行くのかを示していることになる。このようにして求めた中性子束分布を以下のように表しておく。

$$\phi_j^{g'}(r) \quad (j \text{ は固定中性子源として } 0 \text{ でない値を入力した領域})$$

ところでその中性子が核分裂に寄与するかどうかは、その中性子の存在する位置に依存するが、この位置依存性を考慮するために随伴中性子束分布を導入する。次世代に領域 i で発生する全核分裂中性子のうち、前世代に領域 j で発生した中性子が起因する割合を A_{ij} とすると、 A_{ij} は(9)式で表される。

$$A_{ij} = \frac{\int dr \sum_{g'=1}^G \chi^{g'} \phi_j^{*g'}(r) \sum_{g=1}^G [\nu \Sigma_f^g(r)]_i \phi_j^g(r)}{\int dr \sum_{g'=1}^G \chi^{g'} \phi_j^{*g'}(r) \sum_{g=1}^G [\nu \Sigma_f^g(r)]_i \phi_i^g(r)} \quad (9)$$

ここで分母は次世代に領域 i で発生するインポートランスの総量を表し、分子はそのうち前世代に領域 j で発生した核分裂ソースが寄与する部分を表す。

$\phi_j^{*g'}(r)$: 結合炉体系の随伴中性子束分布

次世代に i 領域で発生する核分裂中性子の総数 $S_{i,next}$ は、次世代の中性子束分布 $\phi_i^g(r)$ を用いて(10)式で表される。

$$S_{i,next} = \int dr \sum_{g=1}^G [\nu \Sigma_f^g(r)]_i \phi_i^g(r) \quad (10)$$

(9)と(10)式から、 $S_{ij,next}$ は(11)式で表される。

$$S_{ij,next} = S_{i,next} \cdot A_{ij} \quad (11)$$

臨界時は $k = 1$ として定義すればよく、このとき $S_{i,next} = S_{i,pre}$ となる。

2. 2 結合係数と反応度の関係

次に結合炉体系における反応度 ρ と結合係数との関係を示す。上述したように 2 領域炉心の場合には(6)式が成り立つ。

(6)式が 0 でない $S_{1,pre}$ 、 $S_{2,pre}$ を持つための条件から

$$\Delta_1 \Delta_2 - (\Delta_1 + \Delta_2) k_{ex} + k_{ex}^2 = k_{12} k_{21} \quad (12)$$

ここで $k = 1 + k_{ex}$ と表している。 k_{ex} が 1 に比べ非常に小さいと仮定し、 k_{ex}^2 を無視し、さらに $\rho \doteq k_{ex}$ とすると

$$k_{ex} \doteq \rho \doteq \frac{k_{12} k_{21} - \Delta_1 \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \quad (13)$$

となる。ここで

$$k_{ij} \leftarrow k_{ij} + \delta k_{ij}, \quad \Delta_i \leftarrow \Delta_i + \delta \Delta_i$$

と臨界時の係数とそこからの変化の和に置き換えると、(13)式の右辺は

$$\frac{1}{\Delta_1 + \delta \Delta_1 + \Delta_2 + \delta \Delta_2} (k_{12} k_{21} + k_{12} \delta k_{21} + k_{21} \delta k_{12} + \delta k_{12} \delta k_{21} - \Delta_1 \Delta_2 - \delta \Delta_2 \Delta_1 - \Delta_2 \delta \Delta_1 - \delta \Delta_1 \delta \Delta_2) \quad (14)$$

となる。上式において、 $k_{12} k_{21}$ と $\Delta_1 \Delta_2$ は打ち消し合い(臨界時の条件)、また 2 次の微小量 $\delta k_{12} \delta k_{21}$ と $\delta \Delta_1 \delta \Delta_2$ を無視すると、(14)は以下のように変形される。

$$\frac{\Delta_1 \Delta_2}{\Delta_1 + \delta \Delta_1 + \Delta_2 + \delta \Delta_2} \left(-\frac{\delta \Delta_1}{\Delta_1} - \frac{\delta \Delta_2}{\Delta_2} + \frac{k_{12} \delta k_{21}}{\Delta_1 \Delta_2} + \frac{k_{21} \delta k_{12}}{\Delta_1 \Delta_2} \right)$$

$$= \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\Delta_1 + \delta \Delta_1 + \Delta_2 + \delta \Delta_2} \left(-\frac{\delta \Delta_1}{\Delta_1} - \frac{\delta \Delta_2}{\Delta_2} + \frac{\delta k_{21}}{k_{21}} + \frac{\delta k_{12}}{k_{12}} \right) \quad (15)$$

$$\doteq \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2} \left(-\frac{\delta \Delta_1}{\Delta_1} - \frac{\delta \Delta_2}{\Delta_2} + \frac{\delta k_{12}}{k_{12}} + \frac{\delta k_{21}}{k_{21}} \right) \quad (16)$$

従って反応度 ρ は(1)式のように表される。

2. 3 k_{22} の評価式

テスト領域の実効増倍率 (k_{22}) を以下の 2 通りの方法で評価する。

• (I)

(16)の括弧内の第1項だけ考慮して変形した次式により評価する。この式は実験で用いられた(2)式に相当する。

$$k_{22} = 1 + \frac{\Delta 1 \cdot \rho}{\rho + \Delta 1 (\delta \Delta 1 / \Delta 1)} \quad (17)$$

• (II)

k_{22} を最も厳密に評価するには(15)を用いる必要がある。そこで(II)では(18)式により k_{22} を評価する。(I)と比べて次の2点で異なる。まず右辺第2項の分母に、 $\Delta 1$ 以外の係数の変化を考慮したことである。次に右辺第2項の分子において、実験では考慮されなかった $\Delta 1$ の変化 $\delta \Delta 1$ を含めたことである。

$$k_{22} = 1 + \frac{(\Delta 1 + \delta \Delta 1) \cdot \rho}{\rho + \Delta 1 (\delta \Delta 1 / \Delta 1 + \delta \Delta 2 / \Delta 2 - \delta k_{12} / k_{12} - \delta k_{21} / k_{21})} \quad (18)$$

(17)及び(18)式で用いる ρ は、(13)式により求めた。この反応度 ρ が固有値計算から得られる反応度と一致するのを確認した。

3. TCA結合炉体系での数値計算

3.1 計算対象

TCAで行われた実験体系のうち、テスト領域の厚み(X)が11及び17ピッチの体系を選んだ。それぞれの体系には、ドライバー領域(17×17)とテスト領域(17×11または17×17)のギャップ(G)が0、3、6、9ピッチの4種類の結合炉体系が含まれている。結合炉体系に外乱を加える方法として、ドライバー領域の中央部分に燃料棒が挿入される。そのための燃料棒挿入管(ボイド管)が設置されている。

3.2 計算モデル

格子計算にはSRACコードを使用した。ライブラリーはENDF/B-IVに基づくSRAC public libraryを使用した。通常燃料格子の格子計算は、燃料棒1本を単位とする無限円柱体系により行った。挿入管並びにその近傍のwater holeの群定数として、これらの領域を中心にもち、周囲を通常燃料格子が取り巻いているような1次元無限円柱体系のスーパーセルモデルを用いて挿入管とwater holeの均質化群定数を求めた。炉心計算はCITATIONコードを用いて2次元XY体系により行った。エネルギー群数は10群(高速5群、熱5群)、1メッシュは原則として1ピッチとした。

3. 3 結合係数 (k_{ij}) の計算手順

結合係数 (k_{ij}) の計算手順を以下に示す。

(1): 外乱挿入前 (燃料棒未挿入時) の結合炉体系の臨界バックリングを求める。

(CITATION の buckling search オプション)。

以後の炉心計算で一貫してこのバックリング B^2c を用いる。

(2): 結合炉体系炉心計算

結合炉体系の中性子束分布及び随伴中性子束分布を求める。

(3): fission source 分布を領域ごと (ドライバー領域とテスト領域) に分ける。

(4): (3) で計算した fission source を入力として固定中性子源問題を 2 ケース解く。

(CITATION の固定中性子源オプション)。

$\phi_j^g(r)$ を求める。

(5): 結合係数 (k_{ij}) を計算する。

(6): (2)~(5) を外乱挿入後について繰り返す。

4. 数値計算結果

臨界時の結合係数を表1に、結合係数の臨界時からの変化を表2に、評価法 (II) の右辺第2項の分母に現れる各項の相対変化及びその総和をそれぞれ表3に、さらに外乱挿入前後のドライバー領域の未臨界度の比較を表4にまとめる。表1または2より全ての係数は外乱挿入前後で変化することが明かである。ドライバー領域にのみ外乱を加えたとしても、 k_{22} が外乱挿入前後で変化しないとするのは誤りであることがわかる。

各評価法によって得られた k_{22} の比較を図1及び2に示す。図1より炉心が対称である場合、評価法 (I) と (II) の差はギャップが小さい0及び3ピッチのときそれぞれ約10%dk及び約4%dkと大きくなった。ギャップが6または9ピッチと広がると、その差はほとんどなくなった。図2より炉心が対称でない場合も、(I) と (II) の差はギャップが0及び3ピッチのとき、それぞれ約15%dk及び約10%dkとかなり大きくなった。さらにギャップが9ピッチと大きくなると約15%dkの差とかなり大きくなる。ギャップが6ピッチのときは (I) と (II) はほぼ一致した。

ここで、上記の結果を調べるため、評価法 (I) 及び (II) の右辺第2項の分子、分母の大きさ (絶対値) を (I) と (II) で比較する。テスト領域の厚さが17ピ

ッチについては図3に11ピッチについては図4に示す。まずテスト領域の厚さが17ピッチと炉心が対称である場合について調べる。このときはテスト領域の未臨界度は小さい場合である。図3よりギャップが0または3ピッチのときは、分母の差が k_{22} に大きく影響していることがわかる。この差はドライバー領域の未臨界度 $\Delta 1$ 以外の結合係数の相対変化の影響によるもので、結合が強いときはそれらを見捨てるできないことがわかる。ギャップが6または9ピッチと大きくなると結合が弱くなり $\Delta 1$ が小さくなるため、外乱による未臨界度の変化量 $\delta \Delta 1$ が $\Delta 1$ に比べて見捨てるできないくらい大きくなっている。しかしテスト領域の未臨界度が小さいため、分子に比べ分母がかなり大きく、分子の差は k_{22} にはほとんど影響を及ぼさないことがわかる。次にテスト領域の厚さが11ピッチと炉心が対称でない場合について調べる。このときはテスト領域の未臨界度が大きい場合である。図4よりギャップが0または3ピッチのときは、炉心が対称である場合と同様に、分母の差が k_{22} に大きく影響していることがわかる。またギャップが6または9ピッチと大きくなると、炉心が対称である場合と同様な理由で、 $\delta \Delta 1$ が $\Delta 1$ に比べて見捨てるできないくらい大きくなっている。炉心が対称でない場合は、テスト領域の未臨界度が大きく、分子が小さくなると共に分母も小さくなるため、分子の差が k_{22} に影響を及ぼしていることがわかる。なお、ギャップが6ピッチのときに k_{22} が (I) と (II) でほぼ一致したのは、分子の差と分母の差が相殺したためであることがわかる。ギャップが9ピッチと結合がかなり弱くなると、 $\delta \Delta 1$ 以外の係数の相対変化は見捨てるようになることがわかる。しかし、テスト領域の未臨界度が小さい場合は、ギャップが6または9ピッチと大きくなり結合が弱くなると、分母の大きさは $10^{-4} \delta k$ より小さくなっており、このことは、反応度の測定精度が $10^{-4} \delta k$ 程度であることから考えると、実験による分母の測定値に含まれる誤差は k_{22} の推定値に大きく影響を及ぼすことを意味していると考えられる。

以上より、評価法 (I) は結合が弱くかつ未臨界度が小さい場合のみ有効であり、測定可能な実験データのみにより任意のテスト領域の未臨界度を推定するのは難しいことがわかる。

5. 結論

TCAの結合炉体系を対象に、Averyにより定義された結合係数を数値計算により求めた。それらを用いて、評価法 (I) 及び (II) によりテスト領域の実効

増倍率を評価し、測定可能なデータのみによるテスト領域の未臨界度推定の可能性を探った。判明したことを以下に示す。

- ドライバー領域のみに外乱を与えたとしても、全ての結合係数は変化する。
- 結合が強い場合、実験で無視された $\Delta 1$ 以外の係数の相対変化がテスト領域の未臨界度に与える影響は無視できない。
- 結合が弱い場合でかつ未臨界度が大きいと、評価法（I）または（II）の第2項の分母が反応度の測定精度（ $1.0^{-4} \delta k$ 程度）より小さくなった。このことは、実験による分母の測定値に含まれる誤差が k_{22} の推定値に大きく影響を及ぼすことを意味する。

以上より、実験データのみにより、任意の未知炉心の未臨界度を推定するのは難しいと結論される。

参考文献

- (1)山本 他；1989年秋の大会(C52)
- (2)Avery, R., Proc. IAEA 2nd Geneva Conf., 12, 182(1958)

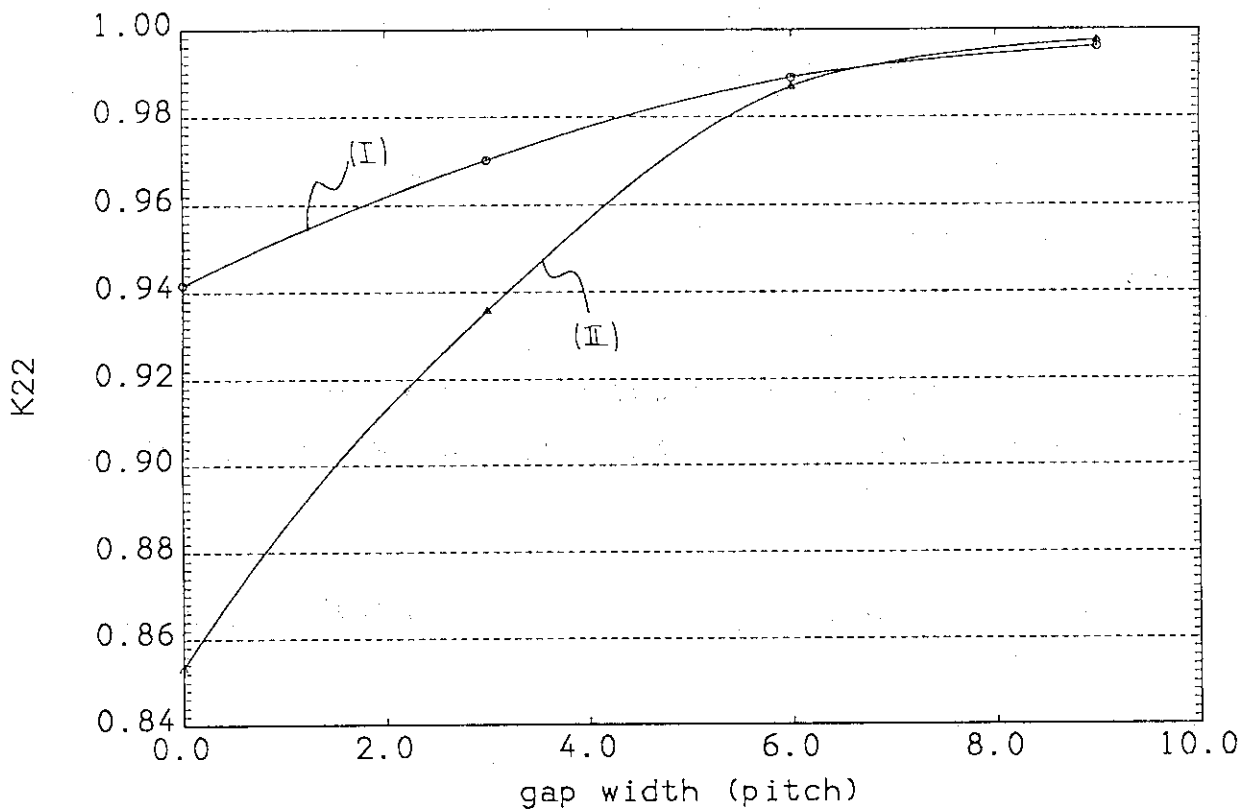


図1 評価法(I)及び(II)による k_{22} の比較 ($X=17$)

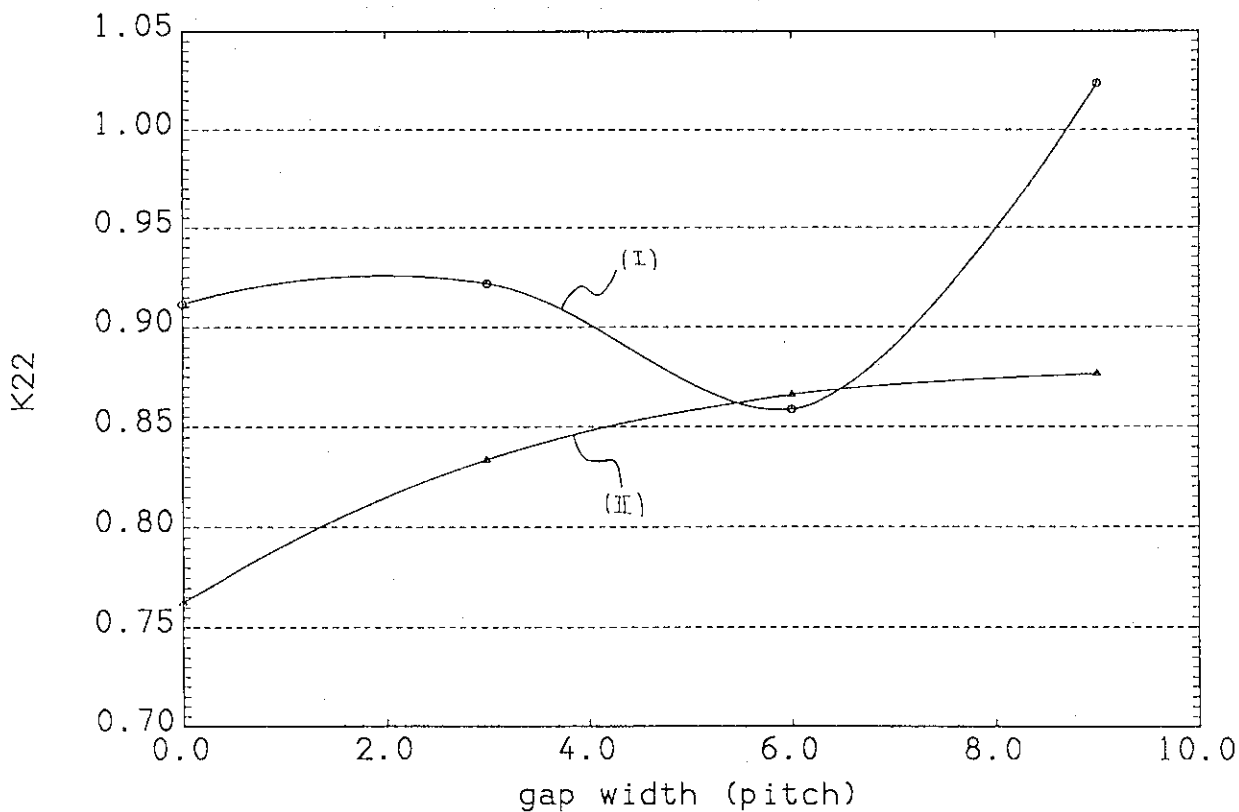


図2 評価法(I)及び(II)による k_{22} の比較 ($X=11$)

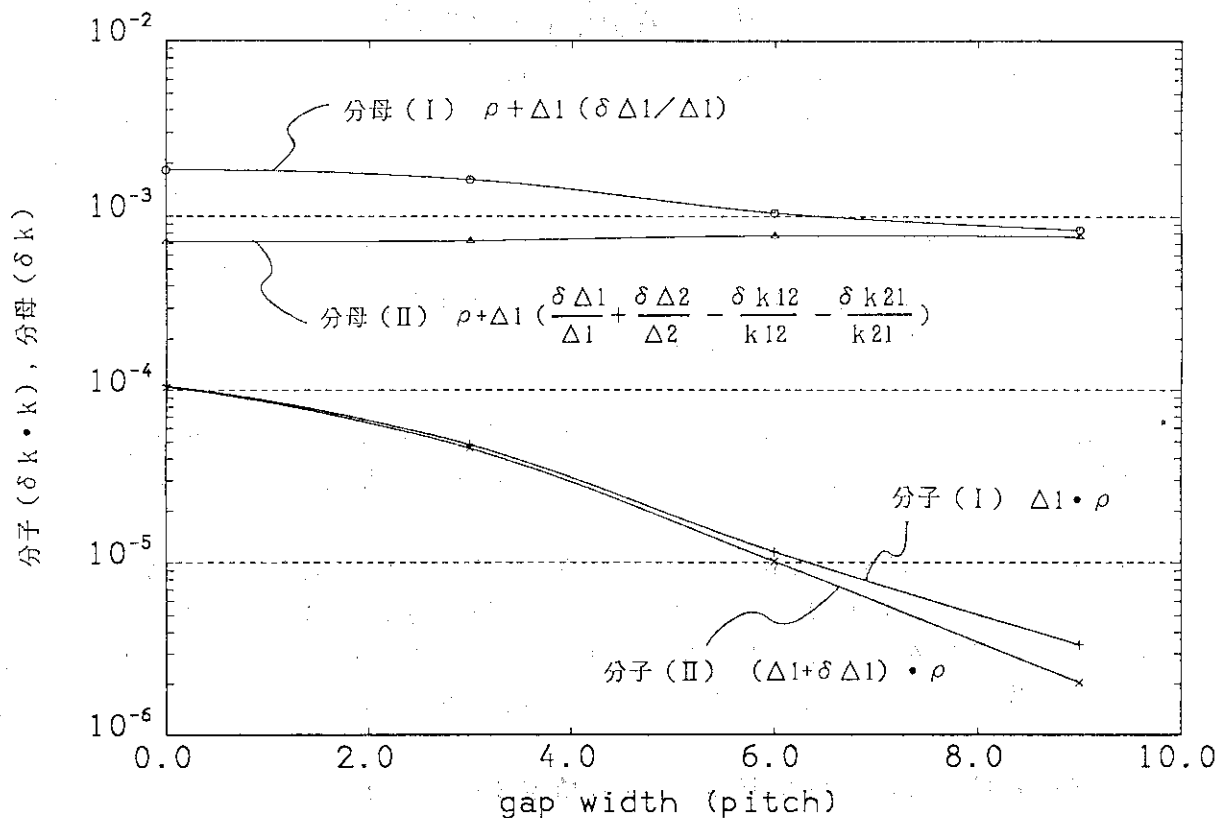


図3 評価法(I)及び(II)の右边第2項の分子の比較及び分母の比較 (X=17)

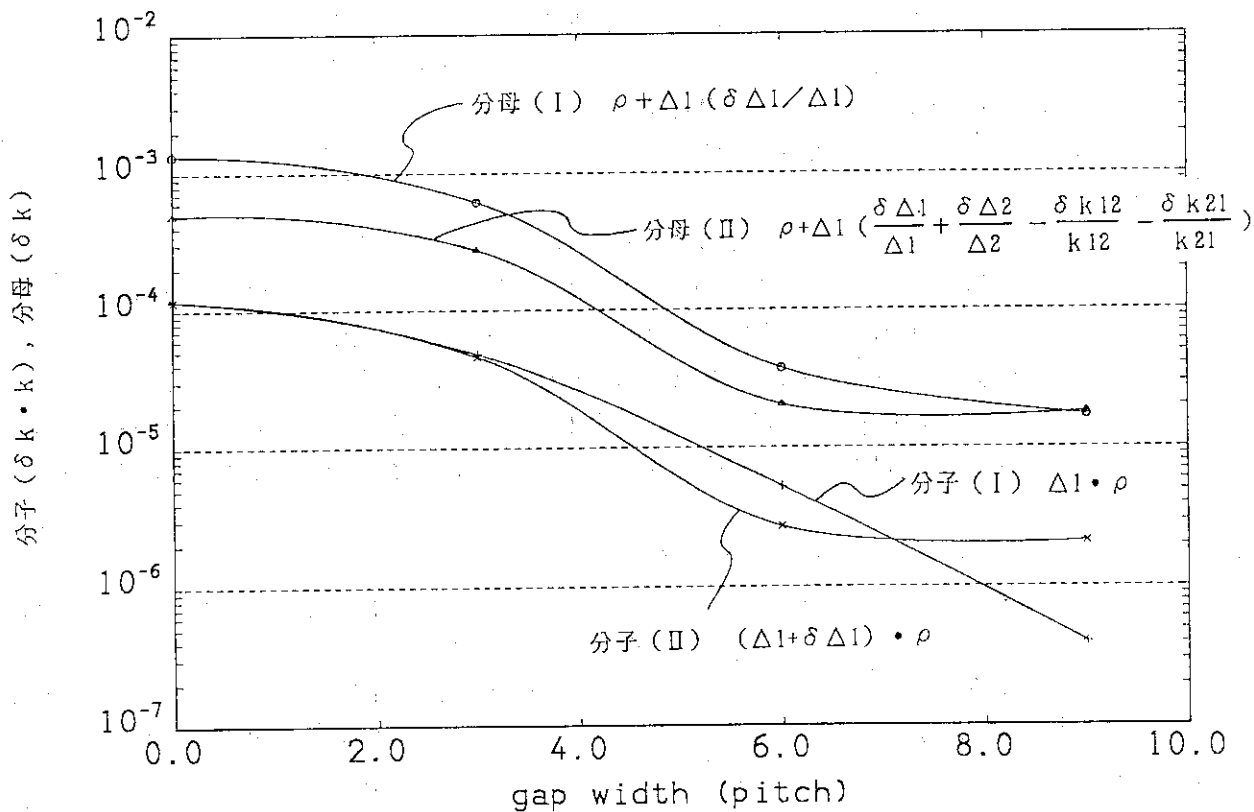


図4 評価法(I)及び(II)の右边第2項の分子の比較及び分母の比較 (X=11)

5.3 ピューレックス工程の臨界安全性について

—抽出器による過渡特性の比較—

日本原子力研究所
館盛勝一

1. これまでの経緯

原研・臨界安全研究室では、NUCEFにおけるプロセス臨界安全性研究を展望しつつ、当面ウランを用いても検討可能なテーマについて実験を行ってきた。すなわち、再処理-Purex工程におけるプルトニウム蓄積現象に注目し、その起因事象の特徴により、

- i) 運転条件異常時のウラン、プルトニウムの分配特性に基づく蓄積現象
- ii) 運転条件異常時にプルトニウムが関与する化学反応に基づく蓄積現象

の2つに区分し、i) に関しては $U(VI)-U(IV)$ 系でも解析可能との立場から、ミニ・ミキサーセトラ工程実験及びパルスカラム工程実験を行い、当研究室で開発した工程計算コードEXTRAによる計算結果と比較しつつ解析を行った^{1)~5)}。今後は、NUCEFの完成を待って、主として上記 ii) に関する Pu系の実験を行う予定である。

2. 抽出工程における分配特性に基づく Pu蓄積現象の抽出器による比較

$U(IV)-U(VI)$ 系を例にとった時の本現象の概略を図・1に示す。

1) 抽出工程におけるPuの蓄積は次のステップを経る。

- a) 正常時には 供給された $U(VI)$ は全て有機相出口（プロダクト流）から排出されていたが、条件変動により、物質収支が狂い、その排出率が減少する。
- b) その結果、抽出器内の $U(VI)$ 濃度が上昇し始める。
- c) その結果、 $Pu(IV)$ の分配比が低下し、Pu のプロダクト流からの排出が抑制される。
- d) Pu は抽出器内で、ある濃度分布を示しながら蓄積する。
- e) $U(VI)$ の蓄積による $U(VI)$ の高濃度領域は次第に水相出口（廃液）側に拡大する。
- f) それに伴い、Pu蓄積の高濃度領域も水相出口側に押し出される。
- g) やがて水相廃液中への Pu の漏洩が始まり、 $U(VI)$ の漏洩も始まる。
- h) $U(VI)$ の廃液への漏洩量が増え、工程全体の $U(VI)$ 物質収支が合った時点で定常状態になる。その時には、供給された $Pu(IV)$ は全て水相廃液中に漏洩する。

以上の経過の中で重要な因子を整理すると次の4点となる。

- ① $U(VI)$ の蓄積速度 …… $U(VI)$ の濃度分布すなわち分配比 (D_{U6})、特に、有機相出口での濃度、および有機相流量
- ② $Pu(IV)$ の蓄積速度 …… $Pu(IV)$ 濃度分布すなわち分配比 (D_{Pu4}) と有機相流量
- ③ $U(VI)$ 高濃度領域の進展（移動）速度 …… ①、および抽出器の大きさ
- ④ 抽出器内最大 $Pu(IV)$ 濃度 …… ②、および抽出器の大きさ

2) Pu蓄積現象を規定する要素事象の解析

i) U(VI)高濃度領域の成長・移動速度

これは、上述の重要因子の①及び③に相当し、異常状態が長時間継続すれば、U(VI)高濃度領域は移動し続ける（もちろん、その速度は条件変動の大きさに依存しつつ変化する）。最終的には、水相廃液中への漏れによる同現象の定常状態（進展停止）に至る。U(VI)高濃度領域の移動速度（先端部の位置/時間） V_U は、一般化すれば、次式で表わされる。

$$V_U \text{ (段/h)} = \frac{\text{U(VI)蓄積速度(g/h)}}{\text{抽出器のU(VI)保持容量(g/段)}} \dots\dots\dots (1)$$

ここでU(VI)蓄積速度(g/h)は、[U(VI)の供給速度(g/h) - U(VI)の洩れ速度(g/h)]であり、U(VI)の洩れ速度(g/h)は、有機相出口（最終段）における有機相のU(VI)濃度すなわちU(VI)分配比と流速が左右している。U(VI)の分配比は、水相流量（すなわち、洗浄液の注入速度）の影響も受ける。抽出器のU(VI)保持容量(g/段)は、[有機相、水相それぞれにたいしてU(VI)濃度とその1段当りの体積の積を加えた値]である。異常後の現象に限るならば、U(VI)の有機相濃度は約 $110\text{g}\cdot\text{l}^{-1}$ と考えても良い。

ii) Pu(IV)の濃度増大速度

これは上述の重要因子②及び④に依存し、Pu濃度増大による第三相生成までの時間を決定する。また、U(VI)高濃度領域の移動を考慮すれば、U(VI)高濃度領域の先端部が1段目に近づくときPu(IV)の水相廃液への漏洩が生じ、Pu(IV)の濃度増大は停止する。濃度増大途中での濃度上昇速度 $V_{Pu} \text{ (g}\cdot\text{l}^{-1}\cdot\text{h}^{-1})$ は次式で表わされる。

$$V_{Pu} = \frac{\text{Pu(IV)蓄積速度(g/h)}}{\text{抽出器の大きさ}(\varrho)} \dots\dots\dots (2)$$

ここでPu(IV)蓄積速度(g/h)は、[Pu(IV)の供給速度(g/h) - Pu(IV)の洩れ速度(g/h)]であり、抽出器の大きさ(ϱ)は、[大部分のPu(IV)が分布する段(約三段)のもの]である。Pu(IV)の濃度分布のパターンは、U(VI)高濃度領域の先端部のU(VI)濃度分布に依存し、その分布は当現象が進展中はほぼ一定となり、したがってPu(IV)の濃度分布のパターンも一定と考えて良い。

ところで、上述のようにPu(IV)の到達最高濃度は、U(VI)高濃度領域の移動に大きく影響される。それを示したのが図・2である。この図では、異常の程度が大きいとU(VI)高濃度領域先端部の移動速度も大きくなって、早く水相出口に達し、従って、Pu(IV)濃度の増大も早く停止する、すなわちPu(IV)の到達最高濃度は小さくなることを示している。

ところで、Pu(IV)蓄積が進み、有機相中のPu(IV)濃度がある制限値に達すると、Pu(IV)を高濃度で含む”第三相(有機相)”が生成する。これが生成するとPu(IV)の

みならず U(VI)の濃度分布も大きな影響を受ける。

3) M.S.工程と P.C.工程におけるPu蓄積現象の主な特徴の比較

工程異常時の Pu蓄積現象は、異常条件の大きさに最も依存する。ここでは、前提として ある同一の条件変動が起きた時の 同一処理容量を有する(同一フローシート条件) M.S.工程と P.C.工程について、Pu蓄積現象を比較する。

まず、ミキサセトラ(M.S.)とパルスカラム(P.C.)の特性の相違点をあげると、

- i) 単位断面当りの液流速(線流速)が大きいため、P.C.の方が容積が大きい。
 - ii) U(VI)の有機相からの洩れは P.C.の方が大きい(線流速が大)。
 - iii) Pu(IV)の有機相からの洩れは P.C.の方が大きい(線流速が大)。
 - iv) M.S.での濃度分布はほぼ平衡則に従うが、P.C.でのそれは非平衡則である。
- これらの特徴を考慮して M.S.工程と P.C.工程の Pu蓄積現象を比較すると

1) U(VI)の蓄積と、高濃度領域の進展

ii)に示したように、異常時の U(VI)の蓄積量は M.S.の方が P.C.より大きくなる。ところで速度 V_u は(1)式に従うが、M.S.の U(VI)保持容量は P.C.より非常に大きく、 V_u の大きさは、逆に P.C.の方が一般に大きくなる。

2) Pu(IV)の濃度上昇速度

iii)に示したように 異常時の Pu蓄積量は M.S.の方が大きくなる。ところで、濃度上昇速度 V_{Pu} は(2)式に従うが、M.S.の方が抽出器の容積が大きいので、一般に M.S.の V_{Pu} は小さくなる。

以上のようにパルスカラム工程は、有機相側からの U(VI)、Pu(IV)の排出量が大きい(漏れが大きい)にもかかわらず、その容積が M.S.と比較して非常に小さい結果、過渡事象は M.S.よりも速くなる。この様子を図・3に示した。

iv)の効果については、U(VI)や Pu(IV)の分配比への影響、特にパルスカラムでは、有機相出口濃度(すなわち、洩れ量)を計算コード等で正確に予測する事は現在のところ極めて困難であり、したがって、U(VI)高濃度領域の移動、あるいは Pu(IV)の最高濃度とその位置の予測を正確に行う事は至難である。そのため、最も確実な方法は、各種検出器を用いたモニター方式となろう。このような異常事象の予測が出来る高信頼度のパルスカラム工程計算コードの開発は、今後の課題である。

3. むすび

いままでに実施してきた”プロセス臨界安全性研究”の中から、今回は、再処理抽出工程異常時に起きる Pu蓄積現象について、現象の特徴に焦点を絞って述べた。したがって、その体系の未臨界度解析に関する結果については触れていない。現在 N U C E F が整備中であるが、N U C E F での実験計画においては、Puを用いた

実験、特に化学反応（酸化還元）の異常による Pu蓄積現象を追及する予定である。一方、Pu第三相の特性とその生成効果も極めて興味あるテーマであり、NUCEFにおいて調べる予定である。これらの実験結果は、工程計算コード；EXTRAの検証にも大いに役立つと考えている。

発表論文

- 1) S.Tachimori et al., Proceedings of Int. Solv. Ext. Conf. 1988, Vol.IV. pp179-182 (1988).
- 2) S.Tachimori et al., J. Nucl. Sci. Technol., 26(3), 350 (1989).
- 3) N.Kubo et al., Proceedings of Int. Solv. Ext. Conf. 1990, Part A, pp699-704 (1992).
- 4) S.Tachimori et al., Proceedings of RECOD'91, Vol.II, pp611-616 (1991).
- 5) S.Tachimori et al., Proceedings of ICNC'91, Vol.2, V-16 (1991).

工程条件以外でU(IV)の蓄積を左右する因子

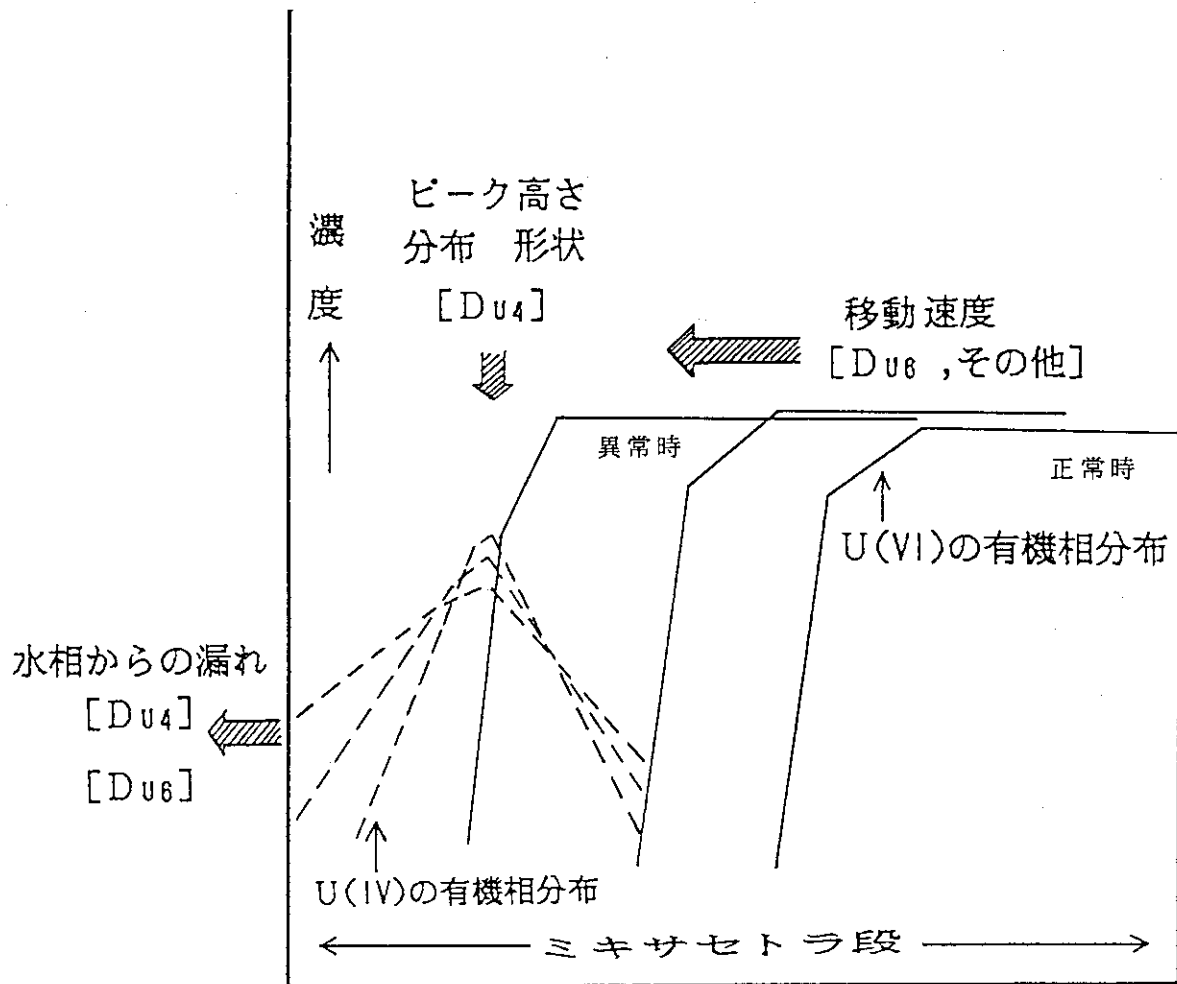


図1 ミキサセトラ抽出工程におけるU(IV)の蓄積現象の概略時間と共にU(VI)の濃度分布が進展(移動)し、U(VI)はその先端部に蓄積する(点線)。

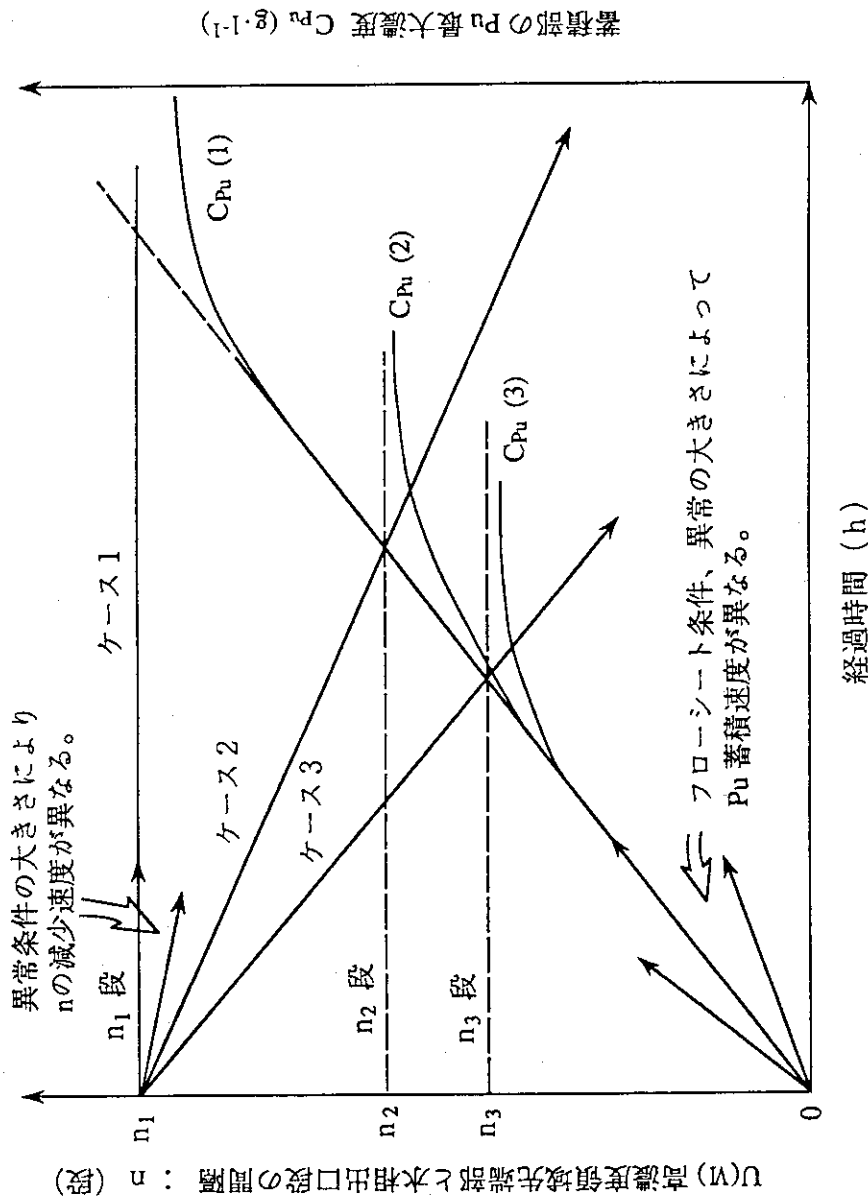


図2 運転異常時のU(VI)高濃度領域の動きとPu最大到達濃度の関係

ケース1 : U(VI)高濃度領域先端部がほとんど移動せず、 C_{Pu} は大きく増大する。・・・ $C_{Pu}(1)$

ケース2 : U(VI)高濃度領域先端部が移動するので、ある時点でPuの水相への洩れが起る。・・・ $C_{Pu}(2)$

ケース3 : U(VI)高濃度領域先端部が急速に移動し、早期にPuの洩れが生じ、

C_{Pu} は大きくならない。・・・ $C_{Pu}(3)$

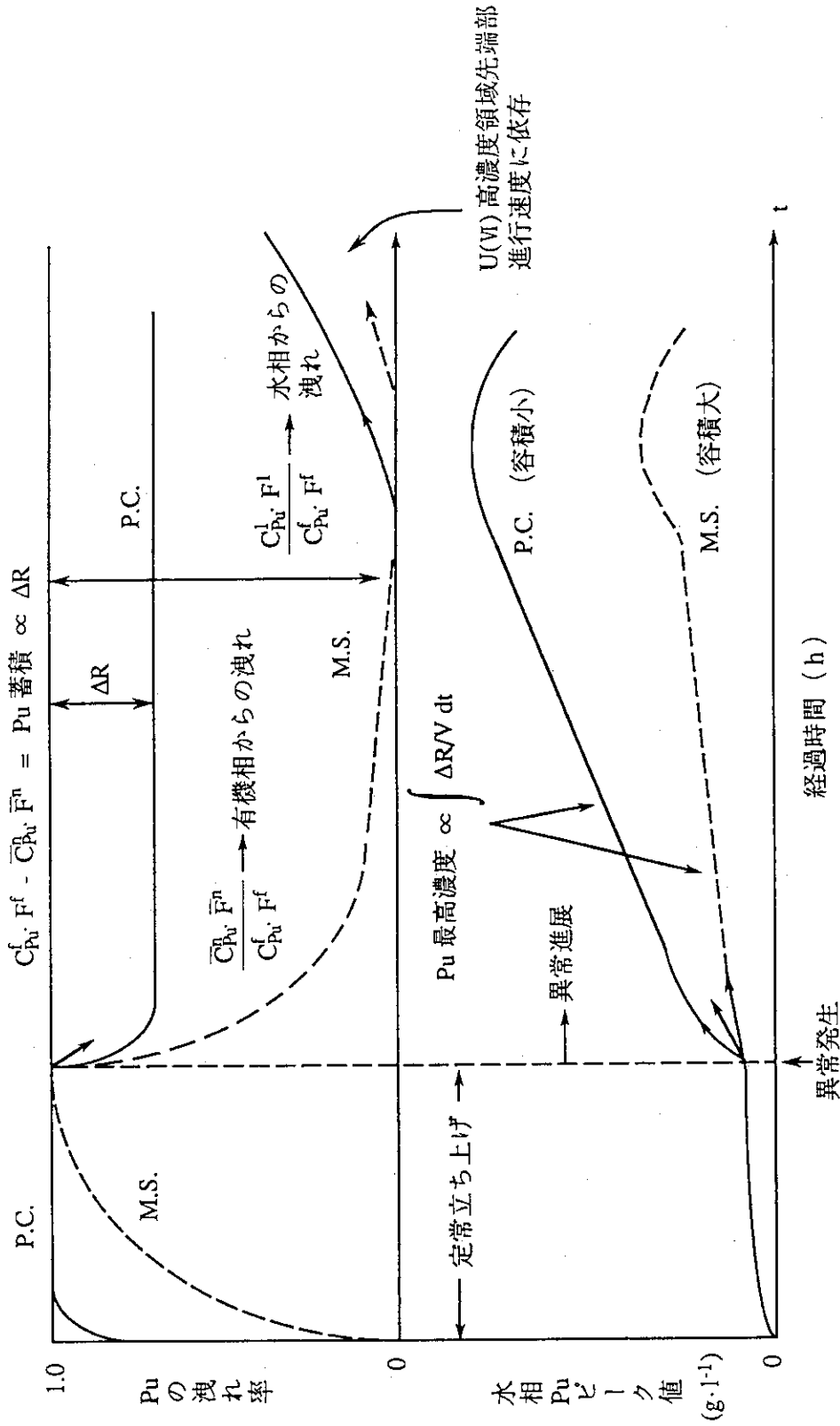


図3 Pu蓄積現象の各種パラメータに関するM.S.とP.C.の比較

$C_{Pu}^f, \bar{C}_{Pu}, C_{Pu}^l$: Puの供給液、n段目有機相、1段目水相の濃度

F^f, \bar{F}^n, F^l : 供給液、n段目有機相、1段目水相の流速

5.4 討論概要

発表内容について、以下のような議論が行われた。

(1) DCAにおける未臨界度測定について(その2)

- ・基本式(1)は、Averyの原式とは異なり、結合系全体が臨界でない場合も含んで立式されている。ここで、実験により測定可能な量は、摂動前後におけるドライバー領域の孤立系実効増倍率 K_0 、 K_0' 及び結合系全体の実効増倍率 K 、 K' である。また、本式は1点(2点)モデルに基づく評価式である。
- ・体系への摂動をドライバー燃料の液位変化により与える場合、一様に液位を変化させる方法と、ドライバー領域(円環形状)の径方向で分割し外側部分だけを変化させる2通りの方法を試みた。後者の方法では、試験領域との立体角が保存されるが、結合指数の変化に対する古橋の近似式 $(1+\xi\gamma)$ の ξ の値には殆ど影響がなかった。
- ・摂動後の結合指数 C_1' を表す式(3)に、摂動前の試験領域の実効増倍率 K_{TT} を含むみかけの結合指数を用いているが、これは、結合体系において摂動を与えるのがドライバー領域であり、反射体としての効果の変化は小さいと考えられるため、摂動後の試験領域の実効増倍率 K_{TT}' が K_{TT} にほぼ等しいと近似したことによるとの説明があった。
- ・また、摂動後の結合指数 C_1' に、摂動後における試験領域の実効増倍率 K_{TT}' を含む真の結合指数を用いても、結合指数の摂動前後の変化 C_1'/C_1 に関する誤差は、パラメータ ξ に含ませる形式になっているので、本解析での主要な検討結果に影響はないと考えられるとの説明があった。
- ・前回のTCA実験報告では、試験領域とドライバー領域との結合が弱い場合、摂動によるドライバー領域の孤立系実効増倍率の変化 δK_0 と結合体系の実効増倍率の変化 δK が殆ど等しくなり、Averyの方法に基づく実験上の誤差の原因となることが報告されている。今回行った誤差解析に実験上の測定誤差がどのように影響するかとの質問があったが、本解析では、基本式中の各パラメータは正確に求められることを前提に結合指数の変化に関する誤差評価を行っているので、実験上の測定誤差は含んでいない。
- ・パラメータ ξ を評価するために、孤立系の実効増倍率 K_{TT} が既知の試験燃料を用いて行う方法があるのではないか。
- ・試験領域の直径が25cmから40cmの範囲で解析を行っているが、試験領域の形状・寸法等に関する制約条件をより明確にする必要があるのではないか。また、DCA実験ではかなり複雑な体系も計画しており、より一般的な体系についての適用性も検討しておく必要があるとの指摘があった。また、試験領域に粉体燃料を用いた場合、移動面積が溶液燃料に比べて大きく、ドライバー燃料との相互干渉効果が強くなるのではないか。
- ・これに対して、今回実験で多用すると考えられる体系を対象として計算を行った。形状依存性の点では、計算でも試験領域の寸法が大きくなり、ドライバー領域との間隔が小さくなると測定条件としては不利になる傾向を示している。また、一般的な体系に対する適用性の問題については、炉物理特性が溶液燃料とかなり異なる体系及び中性子の漏洩条件が異なる体系については、実験の前に充分模擬解析を行う必要がある。
- ・試験領域として薄い平板体系等を用いた場合には、試験領域の配置方法(縦置きあるいは横置き)により、漏洩中性子のうちドライバー燃料へ到達する確率が異なり、結合の強さが変化する

ることが考えられる。この様に配置条件の異なる結合体系を構成したときにも、試験領域の実効増倍率 $K_T(K_{TT})$ として同一の値を評価するかどうか検証する必要があるのではないか。

(2) TCA結合体系におけるAveryの方法の適用性について

- ・解析の対象としたTCA二分割炉心では、ドライバー領域は一定形状の下に、テスト領域の寸法を変化させている。非対称炉心では試験領域はドライバー領域よりも小さく、試験領域の未臨界面度が大きく両者の結合が弱い場合には、ドライバー領域の未臨界面度 Δ_1 は、結合体系全体の未臨界面度にほぼ等しくなる。
- ・前世代の領域 j での核分裂源 $S_{j, pr}$ によって引き起こされる次世代の領域 i での核分裂源 $S_{i, next}$ を求める方法に関連して、ここでは、インポートランスを重みとして用いているが、これは不要ではないのか。
- ・これに対して、インポートランスの代わりに $\rho \Sigma_f \phi$ を用いても両者の間に差はなかった。
- ・試験領域とドライバー領域との結合が弱い場合には、摂動による結合系の反応度変化 ρ とドライバー領域の孤立系での反応度変化 $\delta \Delta_1$ の大きさがほぼ等しくなり、 K_{22} の評価式(10)の右辺第二項の分母は0に近くなり、適用が困難になる。

(3) ピューレックス工程の臨界安全について

- ・異常時における抽出器内の工程解析はウラン及びプルトニウムの濃度分布等、臨界安全設計で解析に必要な情報を与える。また、Pu(IV)の挙動は、原子価の等しいU(IV)により化学反応以外の部分が模擬できると考えられ、開発を行っている工程解析コード・ミキサセトラ-Mにより予測可能である。ただし、プルトニウムが関与する反応異常による蓄積現象については、化学反応モデルに関する部分が重要であり、最終的にはNUCEFで計画しているPu実験により確認する必要がある。
- ・パルスカラムは、ミキサセトラと異なり非平衡則に従い、信頼できる工程解析コードは充分整備されていない。濃度分布についても、ミキサセトラ-Mと比較できるような実験データはほとんどない。
- ・パルスカラム実験に関しては、非平衡状態におけるサンプリング方法及びその測定精度等、測定技術上の問題が多くある。水相、有機相中の濃度測定はミキサセトラのような連続相の場合には可能であるが、パルスカラムのような分散相は非常に困難である。
- ・これに関連して、これまでの実験では、水相にはステンレス網サンプル口を、有機相にはテフロン製サンプル口を使用し、各相のウラン濃度及び硝酸濃度を一定のモデル計算により求める方法を試みている。また、インラインモニター等による測定方法を開発することが今後の課題である。
- ・パルスカラムの解析モデルについては、物質移動に関する速度定数、分散相液滴の特性、逆混合特性及びホールドアップ等が、ミキサセトラ解析とは異なる因子として入ってくる。また、現在のモデルでは、蓄積現象が起こる異常時のパラメータ値としては定常時と同一のものを使用しており、これらが今後の課題となる。

6. 第5回会合発表内容

(平成3年1月21日、日本原子力研究所本部)

6. 1 炉中性子の空間的結合効果の一評価法

京都大学工学部

森島信弘

はじめに

炉心の組成と形状が既知のとき、中性子結合係数を求める具体的な方法を提案する。この方法に依れば、(1)臨界計算を行い中性子束が従うシステム方程式を定め、次に(2)結合を調べるいくつかの小領域とそこでの平均量(例えば、平均中性子束あるいは核分裂による平均中性子生成量)を指定しさえすれば、結合係数値を直ちに求められる¹⁾。当然のことながら、多次元多群の体系でも適用でき、臨界条件を常に満足し、平均量に対応した結合係数が求められ、炉心の一部を領域に選ぶことも可能である(全炉心を領域分けする必要はない)。これらの特徴は従来の方法、例えばAveryの物理的考察による定式化²⁾、には見られないものである。

結合炉方程式と結合係数

具体例について本方法の考え方を説明する。図1に示すような結合炉について燃料領域と減速材領域の組成と寸法が既知であるとする。一次元二群モデルで解析するものとし、主な手順は以下の通りである。

(1)臨界計算を行い中性子束分布とシステム行列(差分方程式の係数行列)を決定する(図1-a)。

(2)左右二つの燃料領域における平均中性子生成量の結合を調べるものとする。そこで、燃料領域における中性子束ベクトルにある射影行列を乗じて、平均量とそれからの偏差から成る新たな状態ベクトルに変換する(基底の変換: 図1-b)。なお、射影行列の要素は平均量を与える重み(この例では、核分裂断面積と一核分裂当りに放出される中性子数の積)を用いて一義的に決定出来る。

(3)射影行列により変換されたシステム方程式において、減速材領域における中性子束および燃料領域での偏差を消去して、平均量のみに関するシステム方程式を求める。これが結合炉方程式であり、その係数行列より結合係数を求めることが出来る(図1-c)。

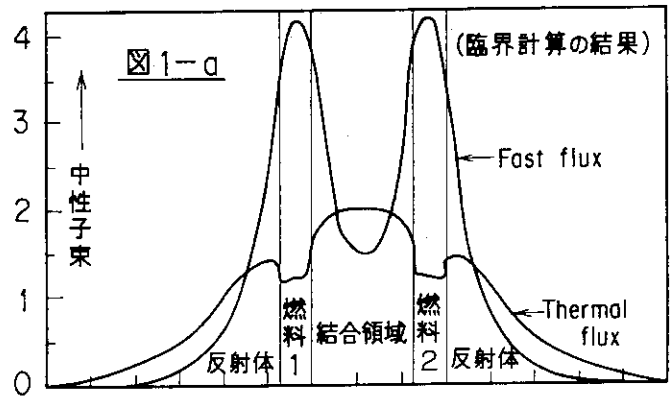
以上の手順で用いられた数学的操作は相似変換と変数の消去であり、臨界条件(システム行列式の値が零)が不変に保たれることは容易に証明できる。なお、

高次モード固有値のはじめのいくつかは領域の分け方をうまく選べば、予め決められた変動範囲内に収めることも可能である。これらの数学的操作はいずれも単純な代数演算であり、既存の臨界計算プログラムと結び付けて容易に実行できる。

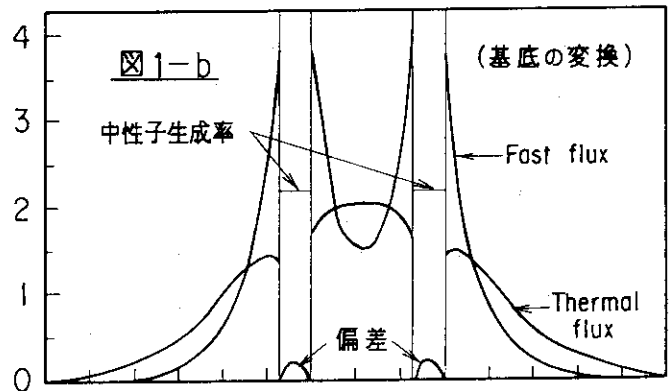
解析例

Argonaut炉の一次元二群結合炉モデル/3/について解析した結果を紹介する。対称な二つの燃料領域1および2における中性子生成量に関して、結合係数 C_{12} と C_{21} およびそれぞれの増倍係数 C_{11} と C_{22} を求めた。結合領域の間隔 x に対する各係数の大きさを示したのが図2である。黒鉛減速材の厚さがおよそ60 cmを越えると結合がかなり弱くなることが分かる。黒鉛減速材が無く(厚さ0 cm)そして燃料領域の厚みがうすくなるにつれて(無限に広くうすい平板状の燃料)、全ての係数值は0.5に漸近することが確かめられている。

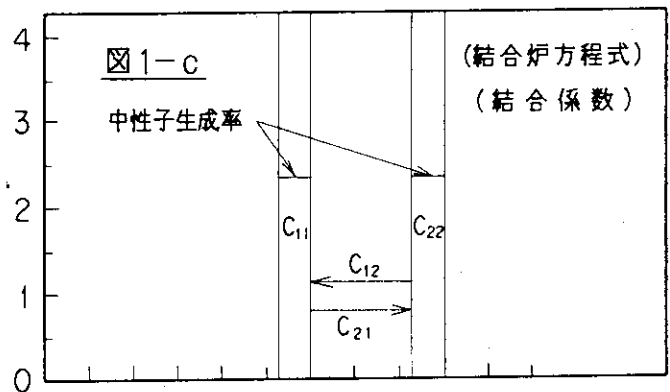
参考までに、Argonaut炉およびそれと類似の結合炉に関して求められた結合係数值を図2に示した。図中の番号/4/-/9/は文献番号である。結合係数の定義あるいは解析条件等が必ずしも一致していないが、傾向としてはほぼ対応しているのが分かる。

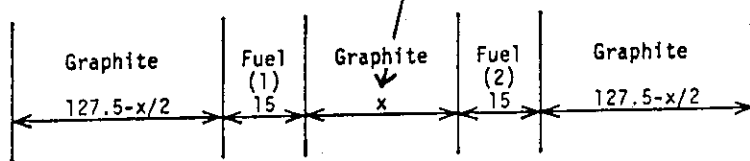
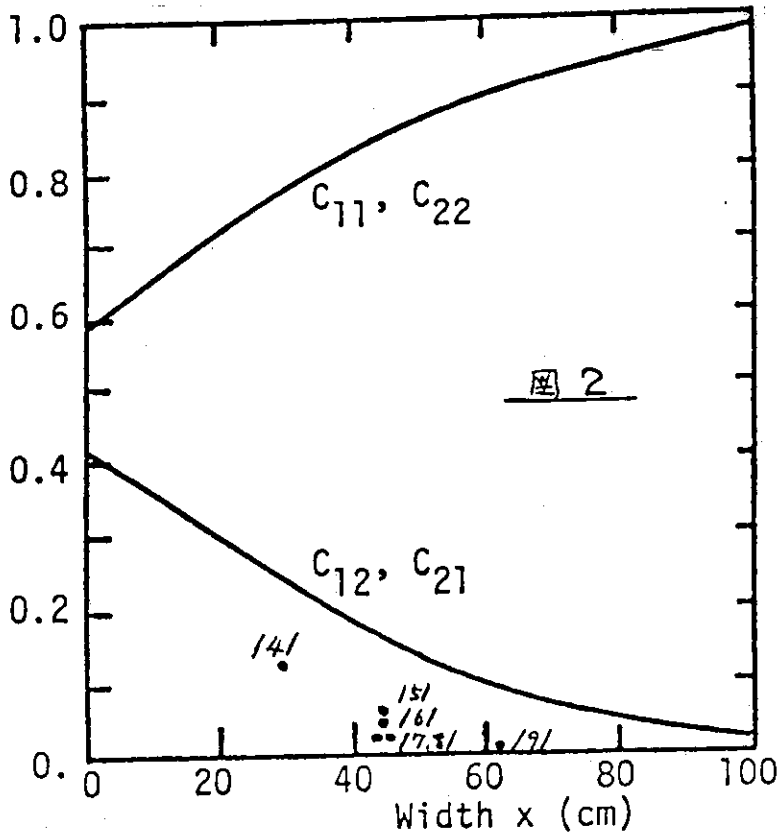


(領域と平均量の指定)



(変数の消去)





システムも含めた問題となる。

参考文献

/1/ N.Morishima and K.Tonoike, Ann.Nucl.En., Vol.18, 97 (1991).
 /2/ R.Avery, Proc. 2nd.U.N.Int.Conf.Peaceful Use of Atomic Energy, Vol.12, 182 (1959).
 /3/ R.A.Danofsky, Nucl.Sci.Engng., Vol.36, 28 (1969).
 /4/ A.R.Boynton and R.E.Uhrig, Nucl.Sci.Engng., Vol.18, 220 (1964).
 /5/ R.A.Hendrickson and G.Murphy, Nucl.Sci.Engng., Vol.31, 215 (1968).
 /6/ K.Hashimoto et al, Ann.Nucl.Energy, Vol.17, 667 (1990).
 /7/ G.C.Baldwin, Nucl.Sci.Engng., Vol.6, 320 (1959).
 /8/ W.Seifritz and R.W.Albrecht, Nukleonik, Vol.11, 149 (1968).
 /9/ M.Shinkawa et al, Nucl.Sci.Engng., Vol.67, 19 (1978).

おわりに

臨界計算の結果を使用して結合係数を求める方法を述べ解析結果を紹介した。本方法は状態変数の縮約を実行する一般的手順を提示しており、結合炉解析のみでなく広い応用が考えられる。

動的システムへの一般化も可能である。特に、確率過程への定式化はゆらぎ信号からの情報抽出の可能性を広げる上で興味深いものがある。例えば、多くの結合炉において中性子雑音解析により結合パラメータの決定が試みられていることから理解出来る。核およびプロセス計装からのゆらぎ信号に含まれる情報の伝達と縮約というより広い対象を考えれば発電炉や再処理

6. 2 2分割炉心の固有値間隔の測定法について

名古屋大学工学部
原子核工学科

三澤 毅

1. はじめに

結合炉、さらに一般化して複数ユニット体系における相互干渉効果を定量化する試みは、1958年のAveryの論文^[1]に代表されるように原子力研究の初期の段階から行なわれており、それ以後、実際に Argonaut 炉を用いた実験的な研究が盛んになされた。そして80年代以降、臨界安全性研究の面から結合炉の理論が再び見直されている。結合の度合いを評価するパラメータとしては、上に述べたAveryによって提案された結合係数（以下、Avery結合係数と呼ぶ）が良く知られており、臨界安全性研究への応用例として、Avery結合係数を用いた未臨界度の測定が考えられている。^[2]

今回の発表では、結合体系の結合の度合いを評価するパラメータとして「固有値間隔 (Eigenvalue Separation)」を取り上げ、その炉物理的な意味を説明し、実際に結合炉体系において固有値間隔を測定した実験例を紹介する。今のところ、この固有値間隔を測定する上での理論は対称な体系を仮定しているため、すぐにAvery結合係数の場合のような臨界安全性研究における利用はできないと思われる。しかし、ある仮定の元では固有値間隔とAvery結合係数とは比例関係にあることがわかっており、特に対称な体系においては結合度を表すパラメータとしてはどちらを用いてもよいといえる。さらに、固有値間隔はAvery結合係数と異なり、体系内を部分炉心に分ける分割点を仮定することなく定義できる量であるため、結合の度合いを曖昧さなく表現できるという利点がある。そのため、部分炉心への分割点がすぐには判らないような体系、例えば内部ブランケットを持つ非均質炉心などの炉心内の空間的結合の度合いを調べるようなときにはAvery結合係数より固有値間隔を用いるほうが適しているといえる。

固有値間隔の測定は軽水減速の2分割体系において、次の2種類の方法によって行なった。

- ① 炉雑音測定法 (2検出器間コヒーレンス測定、および2検出器Feynman- α 法)
- ② Flux Tilt測定法

炉雑音測定法としては中性子の揺らぎの情報から固有値間隔を求めるという実験であり、一方、Flux Tilt測定は外乱に対する中性子束の歪みから固有値間隔を求めるものである。

2. 固有値間隔

炉心の静的な中性子バランスは λ モード固有値問題として次式のように表わされる。

$$L\phi_i = \frac{1}{\lambda_i} M\phi_i \quad (i=0,1,2,\dots) \quad (1)$$

L : 消滅演算子

M : 生成演算子

ϕ_i : 第 i 次モード固有関数

λ_i : 第 i 次モード固有値、 $\lambda_0 > \lambda_1 > \dots$

この式から直交関数列 ϕ_i 、およびそれぞれの ϕ_i に対する λ_i が求まる。 $i=0$ の基本モードの固有値問題は臨界計算において解かれる方程式に対応しており、基本モード固有値は実効増倍率に、基本モード固有値は中性子束分布に対応している。一例として、図1に京都大学臨界集合体実験装置(KUCA)の軽水減速2分割炉心の基本モード、1次モード固有関数を示す。^[3]

さて、固有値間隔は各モード次数について定義され、 i 次モードの固有値間隔 $(E.S.)_i$ は

$$(E.S.)_i = \frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_0} \quad (2)$$

と表わされる。体系が臨界状態であると λ_0 は1となるので

$$(E.S.)_i = \frac{1}{\lambda_i} - 1 = -\left(\frac{\lambda_i - 1}{\lambda_i}\right) \quad (3)$$

となり、この式より固有値間隔は、第 i 次の高次モードの基本モードに対する反応度、すなわち、高次モードの固有関数の零点で炉心を分割したときにできる部分炉心と全体系の炉心の実効増倍率の差を反応度で表したものと解釈できる。したがって、固有値間隔が大きいほど全体系の実効増倍率(k_{eff})に対するその部分炉心からの寄与が大きいと考えられるので、より空間的結合が強い炉心であるといえる。

この固有値間隔 $(E.S.)_i$ のうち特に $i=1$ のもの、すなわち1次モードの固有値間隔、

$$(E.S.)_1 = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_0} \quad (4)$$

を以下において単に固有値間隔と呼ぶことにする。例えば、対称な炉心を考えたとき、1次モードの零点は炉心中央に現われると考えられ、この零点によって炉心は対称な2つの領域に分割される。上に述べたことにより(4)式の固有値間隔は、全体系の実効増倍率に対する分割された半分の炉心からの寄与を反応度の形で表わしたものであると考えることができる。

固有値間隔は熱中性子炉におけるキセノン不安定性の発生を評価する指標として、Staceyによって導入されたパラメータである^[4]。その後、大型高速炉の空間依存性の問題、例えば実験値と計算値の比(C/E値)に明らかな空間依存性が現われたり、僅かな外乱に対して出力分布が敏感に反応してしまうなどの問題に対して、このよう

な現象の起こりやすさを示す指標として固有値間隔が用いられたりした。^[3]

表1に種々の炉心の固有値間隔の計算例を示す。

表1 様々な炉心の固有値間隔 (E.S.)₁

炉心名	固有値間隔 (%)
1300MW級 PWR ¹⁾	4. 2
Superphénix ¹⁾	7. 5
ZPPR-9 (均質高速炉)	5. 3
ZPPR-19 (大型均質高速炉)	4. 4
ZPPR-13C (非均質高速炉)	1. 5
KUCA-C35 (小型単一軽水炉)	6 1. 7

1) Nucl. Sci. Eng., 105, 64-68 (1990) より引用

この固有値間隔は、Avery結合係数と関係付けることができる。もし、①λモード固有値問題とω_pモード固有値問題に対する基本モードと1次モードの固有関数および随伴固有関数が炉心領域において等しく、②炉心領域で随伴固有関数の空間分布はコサイン形の漸近分布をしており、③ω_pモードの基本モード生成時間Λ₀と1次モードの生成時間Λ₁とが等しいという仮定をおくと、

$$[\text{Avery結合係数}] = [\text{固有値間隔}] / 2 \quad (5)$$

という関係が成り立つ。この関係式は結合が弱くなるほど、すなわち固有値間隔が小さくなるほど近似の精度が良くなることが計算により示されている。(例えば、後で示すKUCAの14cm軽水ギャップの2分割体系において上に述べた近似は、きわめて良い精度で成り立っている。)

3. 炉雑音解析法による固有値間隔の測定

炉雑音解析法による固有値間隔の測定は

① 2検出器間コヒーレンスの測定

② 2検出器間Feynman-α測定

の2つの異なった手法で行なう。

まず始めに2検出器間コヒーレンス(以下、単にコヒーレンスと呼ぶ)について説明する。

検出器#1と#2間のコヒーレンスは次の式のように定義される。

$$\text{Coh}_{12}(\omega) = \frac{\text{CPSD}_{12}(\omega)}{\sqrt{\text{APSD}_1(\omega) \cdot \text{APSD}_2(\omega)}} \quad (6)$$

ここで、 ω は周波数、 $APSD_1(\omega)$ 、 $APSD_2(\omega)$ はそれぞれ検出器#1、#2の自己出力スペクトル密度 (Auto Power Spectral Density)、 $CPSD_{12}(\omega)$ は検出器#1、#2の相互出力スペクトル密度 (Cross Power Spectral Density) である。

このコヒーレンスは1点炉近似において次式のように書ける。

$$Coh_{12}(\omega) = \frac{A_0}{A_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\alpha_0}\right)^2} \quad (7)$$

ここで、 α_0 は即発動的モード (ω_p モード) の基本モードの固有値であり、 A_0 は体系、検出器位置、炉心特性等によって決まる定数である。 α_0 は炉心の即発中性子寿命 l 、実効遅発中性子割合 β_{eff} 、反応度 ρ と次のような関係にある。

$$\alpha_0 = \frac{\beta_{eff} - \rho}{l} \quad (8)$$

これに対して、 ω_p モードの1次モードまでを考慮するとコヒーレンスは次のように表現することができる。¹⁵⁾

$$Coh_{12}(\omega) = \frac{A_0 \pm A_1 \frac{(\alpha_0^2 + \omega^2)}{(\alpha_1^2 + \omega^2)}}{A_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\alpha_0}\right)^2 + A_1 \frac{(\alpha_0^2 + \omega^2)}{(\alpha_1^2 + \omega^2)}} \quad (9)$$

α_1 は1次モードの固有値であり、さらに A_0 、 A_1 という定数を含んだ式となる。(9)式で定数 A_1 をゼロとおくと(7)式の1点炉近似の式となる。)

この(4)式の分子の±は、2つの検出器が1次空間モード固有関数のゼロ点をはさんでいるときにはマイナス、同じ側にあるときにはプラスの符号をとる。具体的に今回の2分割炉心での実験の場合、1次空間モードのゼロ点は2つの炉心間の水ギャップ中央にできると考えられるので、2つの検出器がそれぞれ同じ炉心側に配置されたときにはプラス、水ギャップをはさんだ違う炉心側に配置されたときにはマイナスの符号をとる。

実験において測定されたコヒーレンスのデータを(9)式にフィッティングすることにより α_0 、 α_1 を求めることができる。

次に2検出器間のFeynman- α 法による実験では、 t を測定を行うゲート幅としたとき $Y_{var}(t)$ と $Y_{cov}(t)$ という2つの相関量 (Variance と Covariance) を測定する。これらの定義式は次の通りである。

$$Y_{var,1}(t) = \frac{\langle C_1(t)^2 \rangle - \langle C_1(t) \rangle^2}{\langle C_1(t) \rangle} - 1 \quad (10)$$

$$Y_{cov,1}(t) = \frac{\langle C_1(t) C_2(t) \rangle - \langle C_1(t) \rangle \langle C_2(t) \rangle}{\langle C_2(t) \rangle} \quad (11)$$

$C(t)$ は各ゲート幅 t における計数率、 $\langle \rangle$ は平均を表わす。また、 $Y_{var}(t)$ 、

$Y_{cov}(t)$ 、および計数率 $C(t)$ に付いている下添字は検出器の番号を示している。なお、 $Y_{var}(t)$ は通常の 1 点炉近似の Feynman- α 法によって測定される量である。

ここで、①対称炉心である、②各炉心のエネルギー、空間分布の時間変化は一様として扱える、③遅発中性子は無視する、 $_$ という仮定のもとで、1 次モードの零点をばさんだ炉心 i と j に置かれた 2 つの検出器により測定を行うとき、2 点炉ノード法により次の 2 つの複合検出確率が示される。¹⁶⁾

$$P_{ij}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = Q^2 \varepsilon_i \varepsilon_j + Q \varepsilon_i \varepsilon_j \gamma \left(\frac{A^2}{\alpha_0} e^{-\alpha_0 t} - \frac{B^2}{\alpha_1} e^{-\alpha_1 t} \right) dt_1 dt_2 \quad (12)$$

$$P_{ii}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = Q^2 \varepsilon_i^2 + Q \varepsilon_i^2 \gamma \left(\frac{A^2}{\alpha_0} e^{-\alpha_0 t} + \frac{B^2}{\alpha_1} e^{-\alpha_1 t} \right) dt_1 dt_2 \quad (13)$$

ここで、 $P_{ij}(t_1, t_2)$ は時刻 t_1 に炉心 i 内で中性子が 1 個検出され、時刻 t_2 に炉心 j 内でさらに中性子が 1 個検出される複合確率であり、 $P_{ii}(t_1, t_2)$ は炉心 i 内で時刻 t_1 と t_2 にそれぞれ検出される確率である。なお、 ε_i は検出器 i の検出効率、 Q は核分裂率、 γ 、 A 、 B は定数、そして α_0 、 α_1 はそれぞれ ω_p^{\pm} 固有値問題の基本モード、1 次モードの固有値である。

この検出確率を用いると、例えば測定ゲート幅 t 内に炉心 i で計測される $\langle C_i(C_i-1) \rangle / 2$ は次のように書き表される。

$$\frac{\langle C_i(C_i-1) \rangle}{2} = \int_0^t dt_1 \int_{t_1}^t dt_2 P_{ij}(t_1, t_2) \quad (14)$$

したがって、 Y_{var} 、 Y_{cov} は次のように書くことができる。

$$Y_{var,1}(t) = \frac{A}{\alpha_0^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_0 t)}{\alpha_0 t} \right) + \frac{B}{\alpha_1^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_1 t)}{\alpha_1 t} \right) \quad (15)$$

$$Y_{cov,1}(t) = \frac{A}{\alpha_0^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_0 t)}{\alpha_0 t} \right) - \frac{B}{\alpha_1^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_1 t)}{\alpha_1 t} \right) \quad (16)$$

ここで、 A 、 B は検出器効率、Diven 因子などを含んだ定数であり、1 点炉近似では上の式の定数 B がゼロとなる。

(15)、(16) 式から $Y_{var}(t)$ と $Y_{cov}(t)$ の和と差をとると次のようになる。

$$Y^+(t) = Y_{var,1}(t) + Y_{cov,1}(t) = \frac{A'}{\alpha_0^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_0 t)}{\alpha_0 t} \right) \quad (17)$$

$$Y^-(t) = Y_{var,1}(t) - Y_{cov,1}(t) = \frac{B'}{\alpha_1^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_1 t)}{\alpha_1 t} \right) \quad (18)$$

この式は上にも述べたように遅発中性子を無視して求めたものであるが、遅発中性子の効果を考慮に入れると (17)、(18) 式にそれぞれ遅発中性子による項を加え合わせなくてはならない。ゲート幅が小さい範囲においてこの付加項は 1 次関数で近似される。さらに、 Y^- については他の項に比べてこの付加項は十分小さいことが計算により

確かめられている。よって、(17)式の Y^* については次のように書き直すことができる。

$$Y^*_1(t) = Y_{var,1}(t) + Y_{cov,1}(t) = \frac{A'}{\alpha_0^2} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\alpha_0 t)}{\alpha_0 t} \right) + Dt \quad (19)$$

ここで、 D は定数である。

コヒーレンス測定の場合と同様に Feynman- α 法によって得られたデータをこれらの (18)、(19) 式にフィッティングすることにより α_0 、 α_1 を求めることができる。

固有値間隔 $(E.S.)_1$ は、① ω_p モード固有値問題の基本モードと 1 次モードの生成時間、 Λ_0 と Λ_1 とが近似的に等しく、さらに② λ モード固有関数と ω_p モード固有関数をそれぞれ用いて表した中性子増倍率が等しいという仮定をおくことにより、上で述べた α_0 、 α_1 と次式のような関係にある。^[7]

$$(E.S.)_1 = (\beta_{eff} - \rho) \frac{\alpha_1 - \alpha_0}{\alpha_0} \quad (20)$$

β_{eff} : 実効遅発中性子割合、 ρ : 反応度 ($\Delta k / k$)

ここで述べた仮定は今回実験を行った炉心については良く成り立っている。したがって、コヒーレンス、または Feynman- α 法によって α_0 、 α_1 が求まれば固有値間隔は (20) 式によって計算できることがわかる。 (β_{eff}) は計算によって求める

4. Flux Tilt 測定による固有値間隔の測定

Flux Tilt とは、炉心に加わった僅かな摂動 (例えば、微少な制御棒の操作など) に対して中性子束分布が鋭敏に反応し、分布に大局的な歪みが生じてしまうという現象のことで、大型高速炉の開発において問題となった。Flux Tilt 現象は小型炉では問題とならず、大型炉で問題となったこと、また均質炉心より非均質炉心のほうが顕著に現われたことから、炉心の部分間の中性子による空間的結合の低下が原因と考えられる。そこで、空間的結合の大きさを表わすパラメータである固有値間隔に着目して Flux Tilt 現象の検討を行った。^[8]

まず、Tilt 量を定義する。非摂動系、および摂動系の中性子束分布を $\Phi(r)$ 、 $\Phi'(r)$ とすると 2 点 r_1 、 r_2 における Tilt 量 $\tau(r_1, r_2)$ を次の式で定義する。(図 2 参照)

$$\tau(r_1, r_2) = \frac{\Phi'(r_1)}{\Phi(r_1)} - \frac{\Phi'(r_2)}{\Phi(r_2)} \quad (21)$$

実験においては中性子束分布を表すものとして金線の反応率分布を測定したので、Tilt 量を次のように書き換える。

$$\tau(r_1, r_2) = \frac{\sum_{AU} \Phi'(r_1)}{\sum_{AU} \Phi(r_1)} - \frac{\sum_{AU} \Phi'(r_2)}{\sum_{AU} \Phi(r_2)} \quad (22)$$

ここで Σ_{AV} は金の捕獲断面積である。

摂動論により摂動系の中性子束分布を固有関数により展開し、2次以上の高次モードによる寄与を無視すると上式は次のようになる。

$$\tau(r_1, r_2) = \frac{1}{(E.S.)_1} \frac{\langle \psi_i^\dagger (\delta M - \delta L) \phi_0 \rangle}{\langle \psi_i^\dagger M \phi_1 \rangle} \times \left\{ \frac{\Sigma_{AV} \phi_1'(r_1)}{\Sigma_{AV} \phi_0(r_1)} - \frac{\Sigma_{AV} \phi_1'(r_2)}{\Sigma_{AV} \phi_0(r_2)} \right\} \quad (23)$$

L 、 M は消滅、生成の演算子、 ϕ_i は i 次モード固有関数、 ψ_i^\dagger は i 次モード随伴固有関数である。ここで、 ρ_1 、 R_1 を

$$\rho_1 = \frac{\langle \psi_i^\dagger (\delta M - \delta L) \phi_0 \rangle}{\langle \psi_i^\dagger M \phi_1 \rangle}, \quad R_1 = \frac{\Sigma_{AV} \phi_1'(r_1)}{\Sigma_{AV} \phi_0(r_1)} - \frac{\Sigma_{AV} \phi_1'(r_2)}{\Sigma_{AV} \phi_0(r_2)} \quad (24)$$

とおくと、

$$\tau(r_1, r_2) = \frac{\rho_1 R_1}{(E.S.)_1} \quad (25)$$

と書ける。

摂動によって炉心に加わった反応度 ρ_0 は次のように表される。

$$\rho_0 = \frac{\langle \psi_0^\dagger (\delta M - \delta L) \phi_0 \rangle}{\langle \psi_0^\dagger M \phi_0 \rangle} \quad (26)$$

ここで、対称な炉心を考え、さらに測定点 r_1 、 r_2 を対称軸に対して等距離な位置にとると、

$$\phi_0(r_1) = \phi_0(r_2), \quad \phi_1(r_1) = -\phi_1(r_2) \quad (27)$$

であるので、Tilt量は次のようになる。

$$\tau(r_1, r_2) = \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{2 \Sigma_{AV} |\phi_1(r_1)|}{\Sigma_{AV} \phi_0(r_1)} \times \frac{\rho_0}{(E.S.)_1} \quad (28)$$

今回実験を行なう炉心では、基本モード固有関数 ϕ_0 と1次モード固有関数 ϕ_1 の分布が炉心部でほぼ一致し、さらに基本モード随伴固有関数 ψ_0^\dagger と第1次モード随伴固有関数 ψ_1^\dagger の分布もほぼ一致することが計算により確かめられている。したがってTilt量の関係式はさらに簡単となって、

$$\tau(r_1, r_2) = \frac{2 \rho_0}{(E.S.)_1} \quad (29)$$

と書くことができる。この式から、Tilt量は炉心に加わった摂動反応度量に比例し、その炉心の固有値間隔に反比例することがわかる。

ここでは、Tilt量を金線の反応率分布から求めることについて述べたが、炉心

内のいくつかの異なった場所においた中性子検出器を利用して、摂動を加える前後の計数率の変化から $Tilt$ 量を測定することも当然可能である。

5. 実験

k

実験は京都大学臨界集合体実験装置 (KUCA) の軽水減速炉心 (93%高濃縮ウラン使用) に軽水ギャップを持つ2分割炉心を組んで行なった。燃料フレームとしては燃料板のピッチが 3.49mm の C35 と呼ばれるものを用いた。図3に炉心配置を示す。炉心はギャップに対して対称となるように組み、臨界調整はギャップに関して対称な位置にある制御棒を常に同時の操作することによって行なった。炉心分割のギャップ幅は 10、12、14 cm の3種類とした。

炉雑音測定には1インチ直径の $B F_3$ 検出器を用い、各々分割された炉心の側面の反射体領域に2本ずつ (計4本) をアルミニウム管に入れて、炉心高さ方向で燃料領域の中央付近となるような位置に設置した (図3参照)。検出器の回路系の概略を図4に示す。

コヒーレンスの測定は、SCAの出力4系統をデータレコーダーに入力して1回について約60~120分間のデータを保存し、測定終了後、データレコーダーの出力をFFTアナライザーに入力してコヒーレンスの解析を行ない、さらにその結果をパソコン (PC) に転送してフロッピーディスクに保存しデータ処理を行なう。

Feynman- α 法では、SCAの出力4系統をPCで制御されるMCS (8k \times 4chのメモリー) に同時入力し、4chを同時スタートして中性子パルスの時系列のデータを測定する。測定は100回程度繰り返し、データはハードディスクに保存して、測定終了後、PCにより (10)、(11) 式に従いデータの解析を行なう。

コヒーレンス、Feynman- α 法ともに解析終了後、それぞれ理論式へのフィッティングを最小自乗法標準プログラム "SALS"、または自作のプログラムにより行ない α_0 、 α_1 を求めた。

Flux Tilt測定の実験では図5に示すように金線を炉心に張って照射し、反応率分布を求めた。炉心は、摂動を加えていない炉心 (基準炉心) と、片側炉心の炉心中央付近の燃料板を抜き取ることによって摂動を加えた炉心 (Tilt炉心) でそれぞれ金線反応率分布と余剰反応度を測定し、Tilt量および摂動により炉心に加わった反応度を求めた。なお、金線反応率分布の測定精度を上げるため、平行に張った2本の金線を同時に照射してそれぞれのデータからTilt量を算出した。

ただし、Flux Tilt実験についてはギャップ幅が14cmの炉心についてのみ行なった。

6. 固有値間隔の計算

固有値間隔の計算はSRACコードシステムを用いて行なった。使用した核定数はENDF/B-IVに基づくものである。燃料領域の均質化定数は衝突確率法により求め、炉

心計算は10群3次元拡散計算によって行った。

固有値間隔は1次モード固有関数の零点をあらかじめ仮定して1次モードの固有値(λ_1)を求めるという簡便法によって求めた。すなわち、2分割炉心の軽水ギャップ領域中央で分割した全炉心の半分の仮想的な体系(ギャップ中央で中性子束がゼロとなるような境界条件を用いる)の実効増倍率を求めそれを λ_1 とした。

また、 α_0 、 α_1 の値から(10)式によって固有値間隔を求める際に用いる各炉心の β_{eff} の値は、同じく10群3次元拡散計算の摂動計算によって求めた。

7. 固有値間隔の測定結果と考察

炉雑音測定によって得られた2検出器間コヒーレンスの測定データとフィッティングした曲線の一例を図6に、2検出器Feynman- α 法による Y^+ 、 Y^- の測定データとフィッティングの例を図7にそれぞれ示す。

コヒーレンスについてみると、測定データはフィッティングした曲線上に良く乗っていることがわかる。この曲線の式は(7)式の基本モードのみ考慮したものと(9)式の1次モードまで考慮したものであるが、両者の曲線の形にはあまり大きな違いはない。このことは、(9)式の形で基本モードと1次モードの ω_p モード固有値を分離することにやや無理があることを示している。

一方、Feynman- α 法の結果をみると Y^+ 、 Y^- のデータともに理論式(18)、(19)式によって良くフィッティングされていることがわかる。

炉雑音測定方法による α_0 、 α_1 の測定結果を表2、3に、これらの値を用いて(20)式により求めた検出器ごとの固有値間隔の測定結果を表4、5に示す。さらに、検出器ごとの結果を平均したものを、 α_0 、 α_1 については表6に、固有値間隔については表7にそれぞれ示す。表6、7には拡散計算による β_{eff}/ℓ と固有値間隔の計算結果もあわせて載せてある。

表6、7をみると、コヒーレンス測定法とFeynman- α 法の結果を比較すると、 α_0 、 α_1 および固有値間隔についても両者の値は良く一致しているといえる。このことから、どちらの手法についても測定の精度は同程度であると考えられる。

実験値と計算値とを比較すると、 α_0 の値と β_{eff}/ℓ の値とは良く一致している。この計算ではENDF/B-IVの核データを使用しているが、その際の β の値($\beta=0.00892$)はやや大きいのではないかとされている。しかし、今回の実験結果からは β の値についての核データを支持する結果となっている。(もちろん、この議論は ℓ の計算値が正しいと仮定しての話である。)

ギャップ幅が10、12cmの炉心の結果と14cmの結果とを比べるとやや傾向が異なるがこの原因については良くわからない。(このことは表7の固有値間隔の結果についてもいえる。)

また表7の固有値間隔の実験値と計算値の比較をみると、両者は10~20%以内の範囲で一致しており、2つの手法ともにこの程度に結合の弱い体系であれば、固有値間隔を十分に測定可能であることがわかる。これらの手法により、どのくらいの固有値

間隔までの測定が可能かについてはよくわからないが、固有値間隔が約 5% のギャップ幅 10cm の炉心についての測定データをみると、コヒーレンス測定については α_1 の誤差がかなり大きくなっている。また、Feynman- α 法の測定結果についても Y^- の測定データのばらつきが大きくなっていた。明言はできないが、どちらの手法についても固有値間隔で 10% 程度が測定の限界かと思われる。

Flux Tilt測定実験については、金線反応率分布の測定結果を図8に、炉心に加わった反応度とFlux Tilt量の関係のグラフを図9に、そしてこのグラフの傾きから求められた固有値間隔を表8にそれぞれ示す。なおFlux Tilt測定炉心は炉雑音測定実験の炉心とやや異なるため、両者の固有値間隔の測定値を直接比較することはできない。

表8 Flux Tilt測定および計算により
求められた固有値間隔
(ギャップ幅14cm炉心)

照射位置	固有値間隔 (%)
2-3列の間	2.62
1-2列の間	2.61
平均	2.62
計算値	2.44

これらの結果から、Tilt量は炉心に加えた摂動反応度に比例して大きくなることがわかった。また、摂動反応度とTilt量の関係を示した(29)式から得られたこの炉心の固有値間隔は計算値と良く一致している。

しかし、実験値からTilt量を算出する手法、理論上での近似の精度などについてまだ疑問な点も多く残っている。

8. おわりに

固有値間隔の定義、意味とそのいくつかの測定例について述べたが、これらの測定手法は対称な炉心であることを仮定していた。したがってAvery結合係数の応用例のような非対称は体系への応用は今のところ無理であると思われる。しかし、固有値間隔それ自体は非対称系であろうと複数ユニット系であろうと、どのような体系においても明確に定義できる量であり、理論的にも扱いやすい量であると考えられる。したがって、今後の研究の進展によっては何らかの形で臨界安全性研究への応用が可能になるのではないかと考えている。

固有値間隔の測定実験は、京都大学原子炉実験所・臨界集合体実験装置の共同利用実験として行なったものである。実験を行なう際に御協力して頂いた原子炉実験所の代谷誠治氏をはじめ臨界装置部員の方々に深く感謝致します。

参考文献

- 1) R. Avery, "Theory of Coupled Reactor", Proc. 2nd U.N. Int. Conf. Peaceful Uses At. Energy, 1958 Geneva, 12, 182 (1958).
- 2) 山本：「Averyの方法による相互干渉炉心の実効増倍率の測定について」、第3回臨界安全性特別専門委員会資料、CRS-3-4 (1989.11).
- 3) 橋本、仁科：昭和61年原子力学会年会、B50.
- 4) Stacey, Jr., "Space-Time Nuclear Reactor Kinetics", Academic Press (1969).
- 5) 橋本、仁科：日本原子力学会誌、31, 1050 (1989).
- 6) N. Murata, Y. Yamane, and K. Nishina, *Ann. nucl. Energy*, 8, 407 (1981).
- 7) D. D. Ebert and J. D. Clement, *Nucl. Sci. Eng.*, 55, 380 (1974).
- 8) 立松、三澤、他：90年原子力学会秋の大会、D16.

表2 2検出器間コヒーレンス測定データのフィッティングの結果

C35G10炉心			C35G12炉心			C35G14炉心		
検出器	α_0 (Hz)	α_1 (Hz)	検出器	α_0 (Hz)	α_1 (Hz)	検出器	α_0 (Hz)	α_1 (Hz)
#1 x #2	22.96 ± 0.75	142.0 ± 35.0	#1 x #2	23.08 ± 1.13	93.7 ± 18.2	#1 x #2	25.06 ± 1.59	76.4 ± 15.5
#1 x #3	23.05 ± 0.61	144.4 ± 42.9	#1 x #3	23.86 ± 0.64	98.0 ± 29.0	#1 x #3	23.99 ± 0.84	72.7 ± 20.5
#1 x #4	22.94 ± 0.64	142.9 ± 42.9	#1 x #4	23.72 ± 0.63	99.3 ± 29.0	#1 x #4	22.32 ± 0.70	72.9 ± 21.5
#2 x #3	23.09 ± 0.61	143.7 ± 42.9	#2 x #3	23.84 ± 0.64	98.0 ± 29.0	#2 x #3	24.58 ± 0.83	75.6 ± 21.2
#2 x #4	23.09 ± 0.61	139.8 ± 42.9	#2 x #4	23.99 ± 0.63	99.4 ± 29.0	#2 x #4	20.04 ± 0.73	76.2 ± 21.9
#3 x #4	23.01 ± 0.70	154.4 ± 37.7	#3 x #4	24.06 ± 0.93	111.3 ± 22.9	#3 x #4	21.73 ± 1.36	72.2 ± 15.0

C35G10炉心			C35G12炉心			C35G14炉心		
検出器	α_0 (1/sec)	α_1 (1/sec)	検出器	α_0 (1/sec)	α_1 (1/sec)	検出器	α_0 (1/sec)	α_1 (1/sec)
#1x#3 #1	146.7 ± 1.3	796.2 ± 4.4	#1x#3 #1	148.9 ± 1.8	568.6 ± 5.3	#1x#3 #1	144.7 ± 2.0	434.4 ± 3.6
#1x#3 #3	145.4 ± 1.0	888.4 ± 18.4	#1x#3 #3	150.5 ± 2.0	692.2 ± 8.7	#1x#3 #3	146.0 ± 1.2	470.6 ± 3.0
#1x#4 #1	146.3 ± 1.5	897.5 ± 13.6	#1x#4 #1	148.5 ± 1.7	566.4 ± 4.9	#1x#4 #1	144.7 ± 2.3	433.7 ± 3.1
#1x#4 #4	143.9 ± 1.3	830.3 ± 31.6	#1x#4 #4	148.1 ± 1.9	581.3 ± 3.2	#1x#4 #4	145.2 ± 1.8	456.7 ± 1.5
#2x#3 #2	143.2 ± 0.6	872.5 ± 6.2	#2x#3 #2	150.1 ± 2.1	599.0 ± 4.0	#2x#3 #2	146.5 ± 1.5	461.2 ± 1.9
#2x#3 #3	143.5 ± 0.7	1012.6 ± 35.4	#2x#3 #3	150.7 ± 2.1	672.8 ± 7.1	#2x#3 #3	146.1 ± 1.0	470.3 ± 1.7
#2x#4 #2	143.8 ± 1.0	922.4 ± 7.2	#2x#4 #2	149.8 ± 1.7	586.7 ± 2.8	#2x#4 #2	146.5 ± 1.5	460.6 ± 2.0
#2x#4 #4	143.1 ± 1.4	880.2 ± 15.4	#2x#4 #4	148.4 ± 1.8	558.1 ± 2.7	#2x#4 #4	145.4 ± 1.3	456.0 ± 0.8

表3 2検出器Feynman- α 法測定データのフィッティングの結果

表4 コヒーレンス測定データのフィッティングより得られた
各炉心の固有値間隔(E. S.)₁

(%)

検出器	C 3 5 G 1 0	C 3 5 G 1 2	C 3 5 G 1 4
#1 x #2	4.29 ± 1.27	2.54 ± 0.68	1.70 ± 0.54
#1 x #3	4.36 ± 1.55	2.58 ± 1.01	1.69 ± 0.72
#1 x #4	4.33 ± 1.55	2.65 ± 1.02	1.89 ± 0.81
#2 x #3	4.32 ± 1.54	2.58 ± 1.01	1.73 ± 0.72
#2 x #4	4.18 ± 1.54	2.61 ± 1.01	2.33 ± 0.92
#3 x #4	4.72 ± 1.37	3.01 ± 0.80	1.93 ± 0.60
平均	4.47 ± 0.18	2.66 ± 0.17	1.88 ± 0.24

表5 Feynman- α 測定データのフィッティングにより得られた
各炉心の固有値間隔(E. S.)₁

(%)

検出器	C 3 5 G 1 0	C 3 5 G 1 2	C 3 5 G 1 4
#1x#3 #1	3.66 ± 0.05	2.34 ± 0.05	1.67 ± 0.04
#1x#3 #3	4.23 ± 0.11	2.99 ± 0.07	1.85 ± 0.03
#1x#4 #1	4.25 ± 0.09	2.34 ± 0.04	1.66 ± 0.04
#1x#4 #4	3.95 ± 0.19	2.43 ± 0.05	1.78 ± 0.03
#2x#3 #2	4.21 ± 0.04	2.48 ± 0.05	1.79 ± 0.03
#2x#3 #3	5.01 ± 0.21	2.43 ± 0.05	1.85 ± 0.02
#2x#4 #2	4.48 ± 0.06	2.42 ± 0.04	1.78 ± 0.03
#2x#4 #3	4.26 ± 0.10	2.29 ± 0.04	1.78 ± 0.02
平均	4.26 ± 0.39	2.47 ± 0.22	1.77 ± 0.07

表6 実験値 α_0 、 α_1 と計算値 β_{eff}/ℓ の比較(1/sec)

炉心名	α_0 ¹⁾ (Coherence) (C/E値)	α_0 ¹⁾ (Feynman- α) (C/E値)	β_{eff}/ℓ ²⁾
C 3 5 G 1 0	144.6 ± 0.4 (0.98)	144.5 ± 5.1 (0.98)	141.5
C 3 5 G 1 2	149.3 ± 2.2 (0.97)	149.4 ± 1.0 (0.97)	145.2
C 3 5 G 1 4	144.2 ± 12.0 (1.03)	145.6 ± 0.7 (1.02)	147.9
	α_1 (Coherence)	α_1 (Feynman- α)	—
C 3 5 G 1 0	907.9 ± 32.0	887.5 ± 64.2	—
C 3 5 G 1 2	628.0 ± 37.3	603.1 ± 50.9	—
C 3 5 G 1 4	466.8 ± 21.1	455.4 ± 12.3	—

1) 括弧内の数字はC/E値

2) 10 群 3次元 CITATION による計算結果

表7 固有値間隔の実験値と計算値の比較(%)

炉心名	Coherence ¹⁾ (C/E値)	Feynman- α ¹⁾ (C/E値)	計算値 ²⁾
C 3 5 G 1 0	4.47 ± 0.18 (1.06)	4.26 ± 0.39 (1.11)	4.73
C 3 5 G 1 2	2.66 ± 0.17 (1.09)	2.47 ± 0.22 (1.17)	2.89
C 3 5 G 1 4	1.88 ± 0.24 (0.94)	1.77 ± 0.07 (1.00)	1.77

1) 括弧内の数字はC/E値

2) 10 群 3次元 CITATION による計算結果

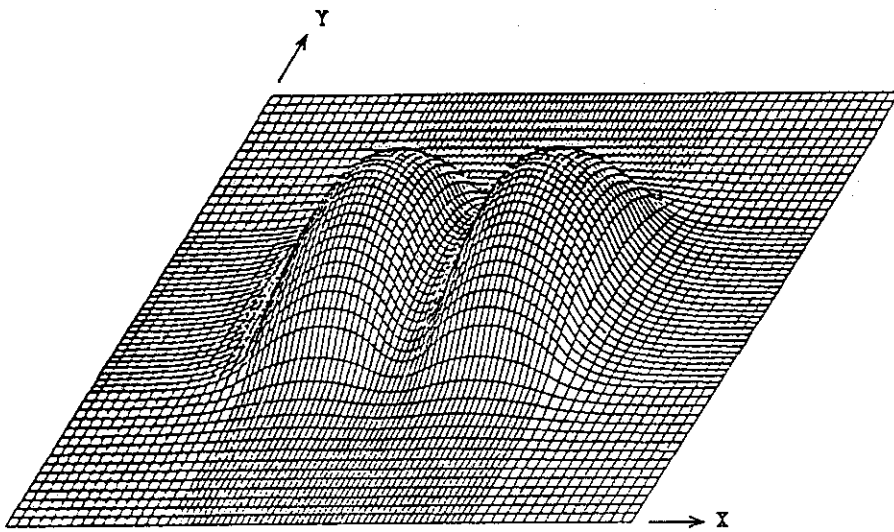


図2 KUCA-C35G10 固有ベクトル 第0次モード 第1群 固有値=1.01165

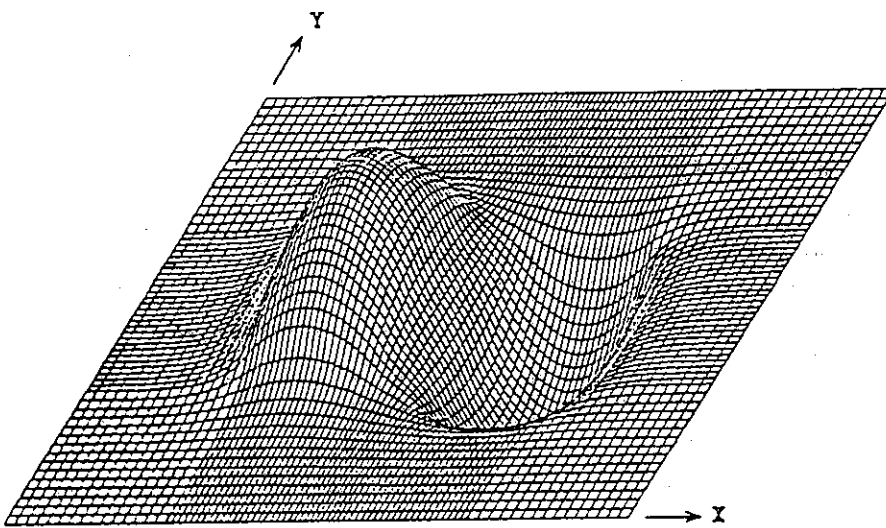


図4 KUCA-C35G10 固有ベクトル 第1次モード 第1群 固有値=0.95792

図1 KUCA C35G10 炉心の固有関数

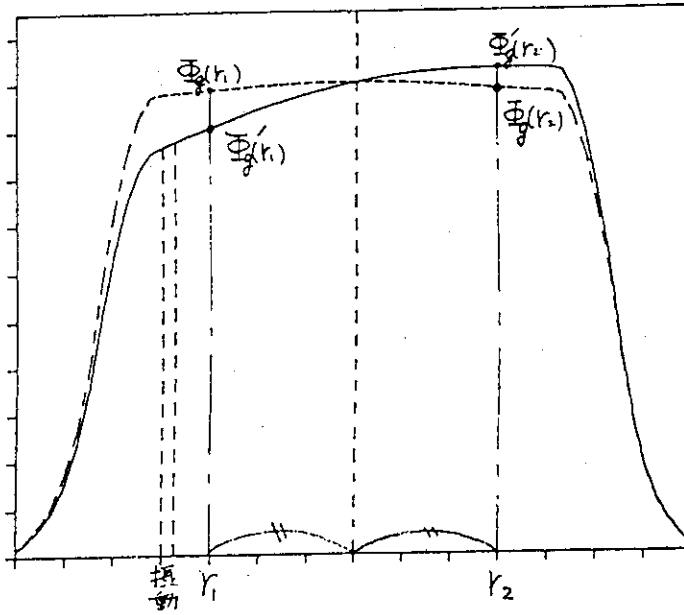


図2 Flux Tiltの概念図

C35G | H_2O | (4列) 炉心

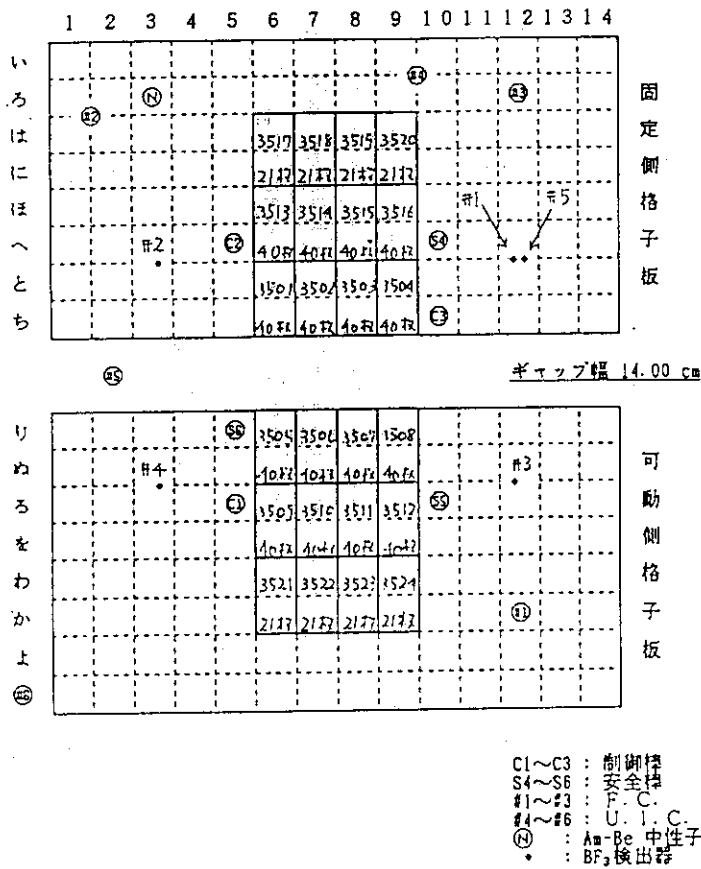


図3 炉雑音測定の実験炉心

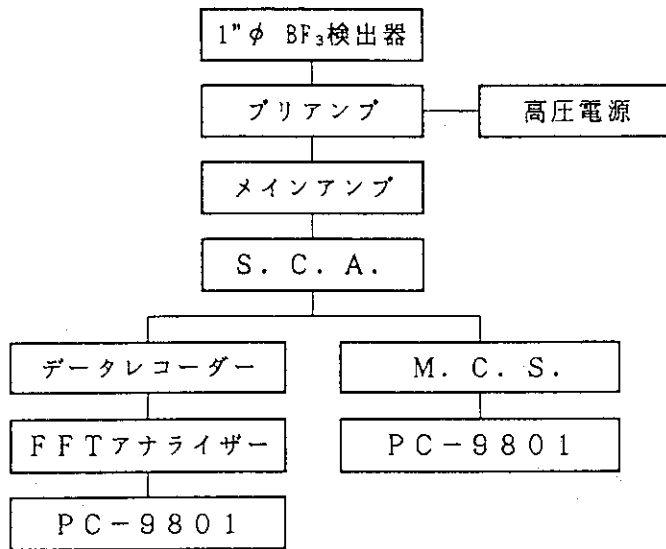
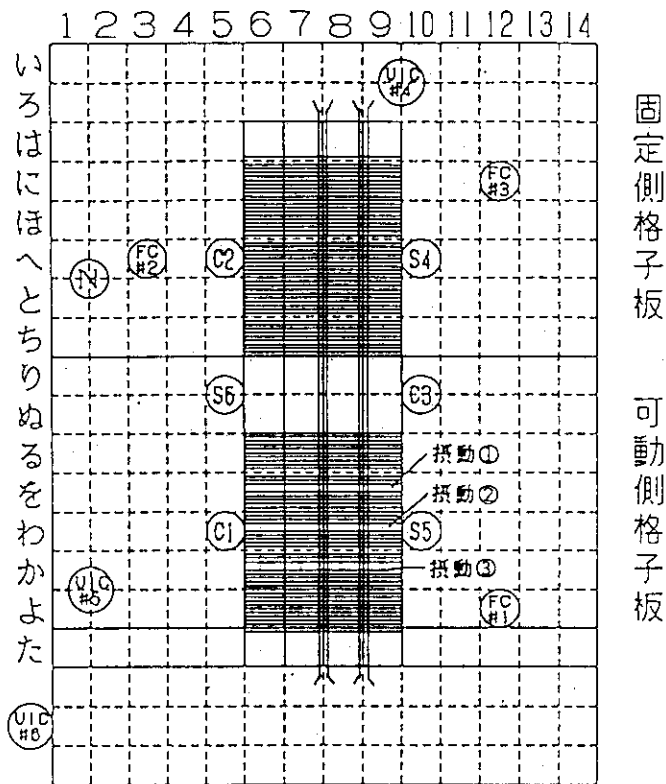


図4 炉雑音測定系の概略(1系統のみ)



N:中性子源
 C:制御棒(1, 2, 3) D:検出器 { (#. 1, 2, 3 F, C)
 S:安全棒(4, 5, 6) { (#. 4, 5, 6 UIC.)

図5 Flux Tilt測定炉心

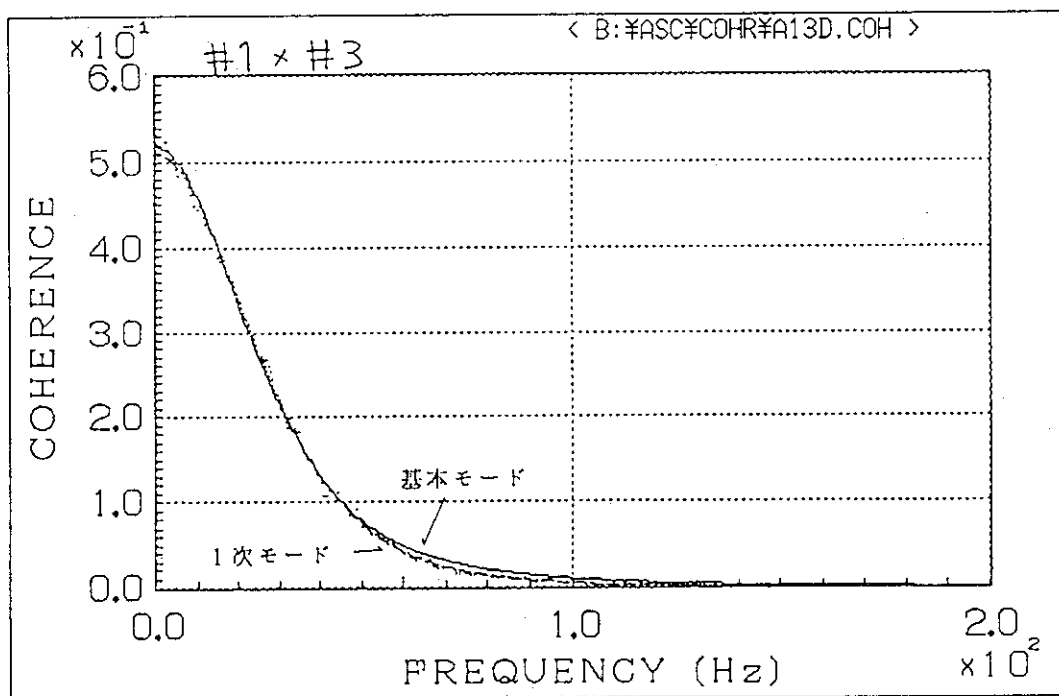
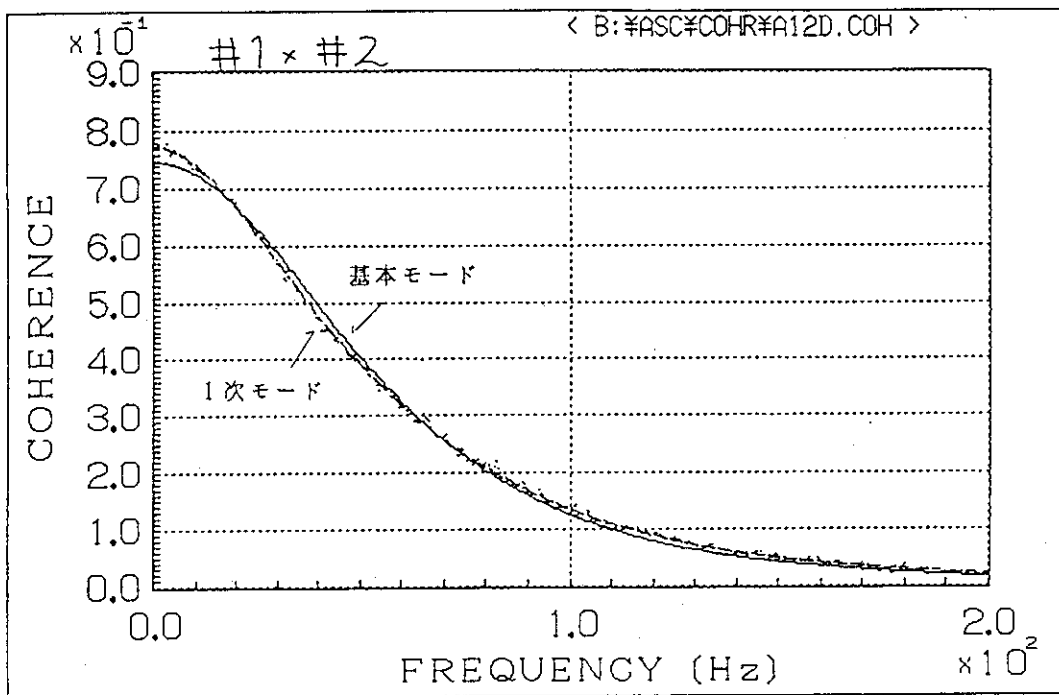


図6 コヒーレンスの測定結果(C35G14 炉心)

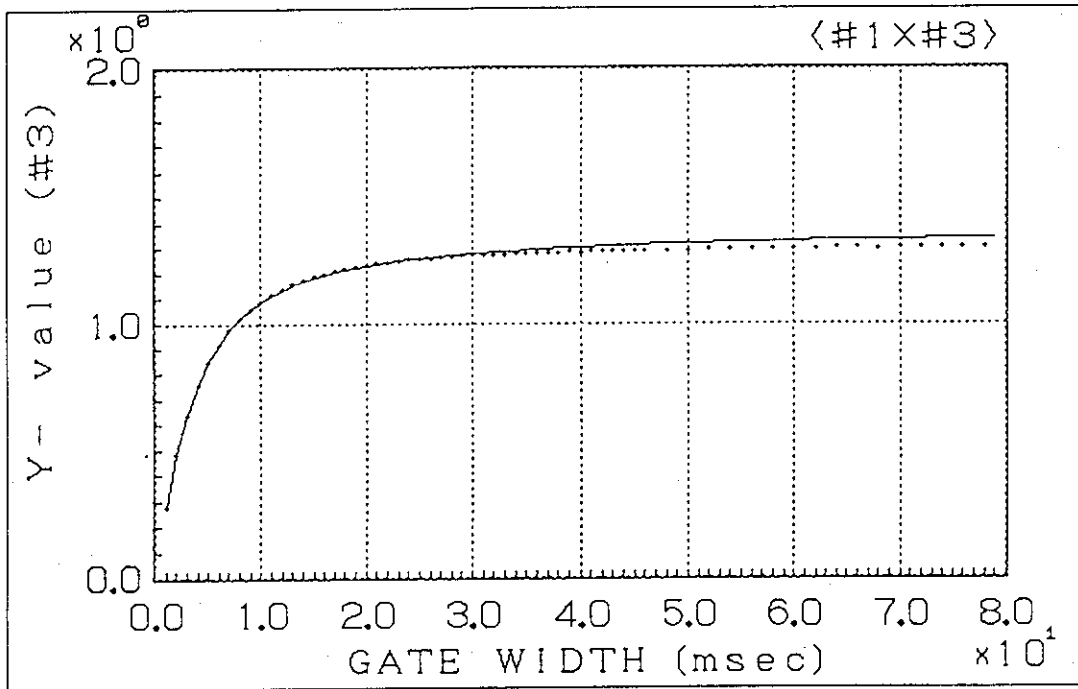
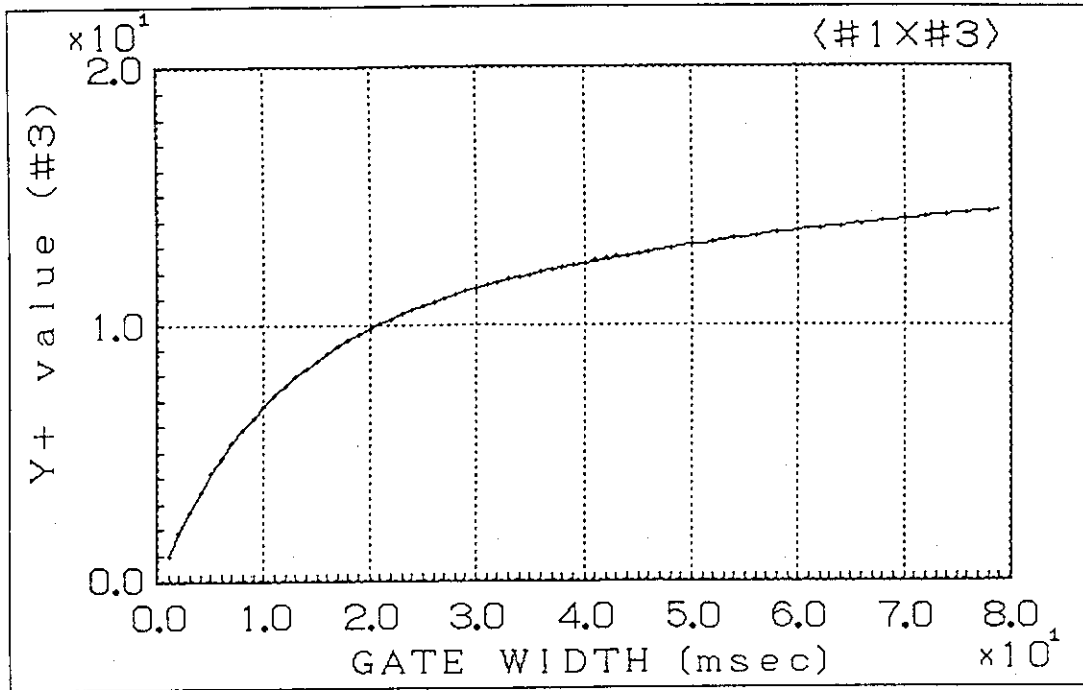
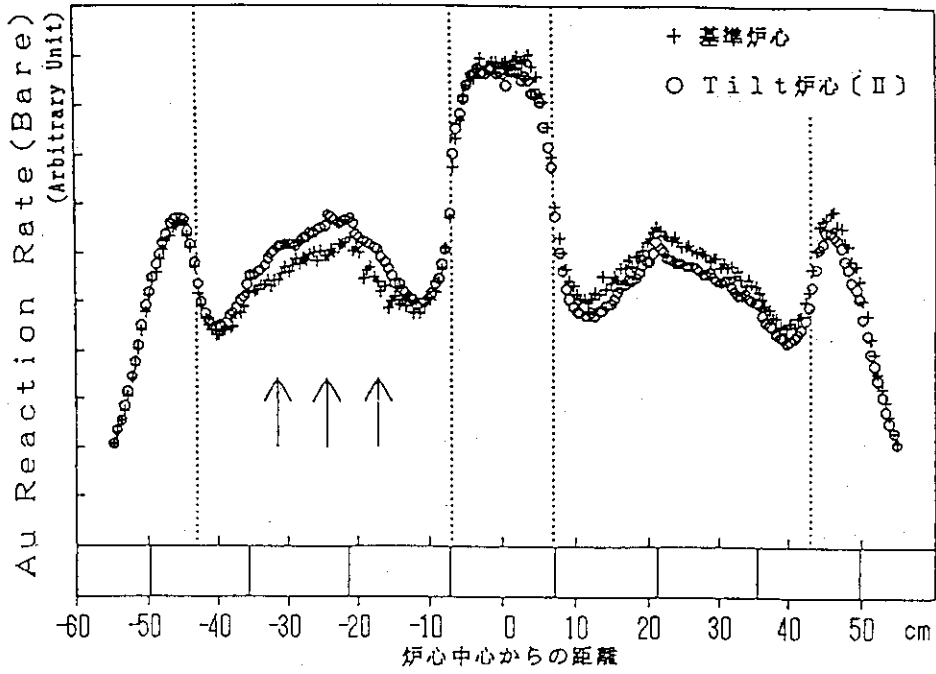


図7 Feynman- α 法の測定結果(C35G14 炉心)

$Y^+(t)$ 、 $Y^-(t)$



(基準炉心とTilt炉心(II)、照射位置「ろ～た-7, 8」)

図8 金線反応率分布の測定結果

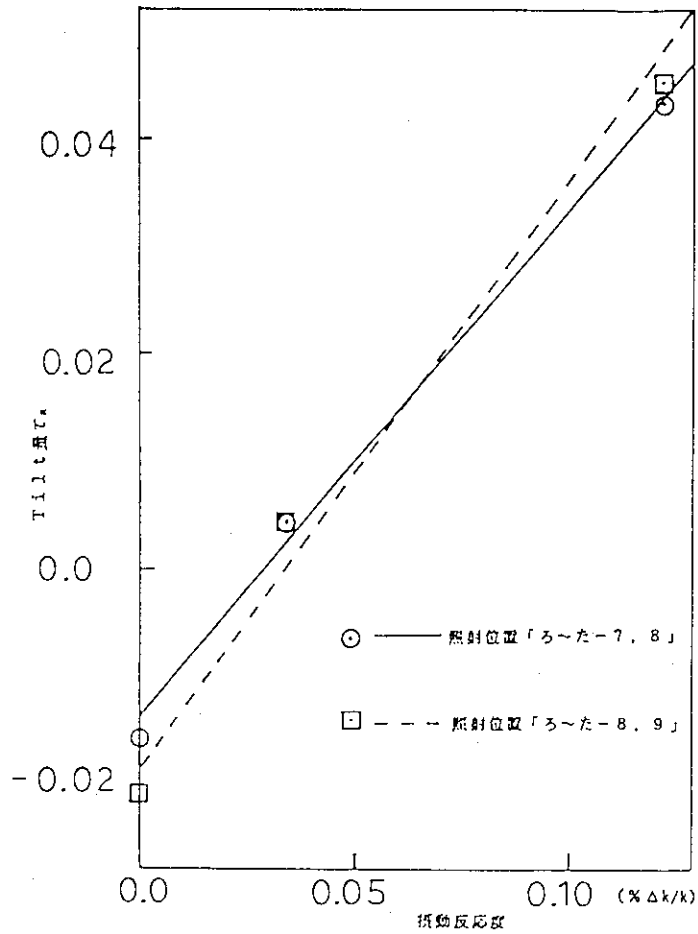


図9 炉心に加わった反応度とTilt量の測定結果

6.3 再処理プロセスの臨界解析モデルについて (溶解プロセス)

動燃事業団東海事業所
再処理技術開発部
松本 忠邦

1. はじめに

核燃料サイクル施設における臨界安全解析を考える上で特徴的なことは、そこで取り扱う核燃料の物理的・科学的形態が一定ではないということである。その物理的形態と寸法の変化及び化学的形態と組成の変化をどうモデル化するかが、解析を実施する上で重要な問題となる。すなわち原子炉から運び込まれた使用済みの燃料は、処理を待つ間の一時貯蔵を経てせん断機に載せられるまでは、原子炉に於けるのと同じく燃料集合体の形で外寸法や燃料棒のピッチは一定値に保たれているが、一度、せん断され溶解槽に落下すると、それ以降は、再処理のプロセスに応じて物理的にも化学的にも変化が強制されることになる。

このように、核燃料サイクル施設の中で遭遇する体系は、一見、原子炉とは似ても似つかぬもののように見えるが、基本的には、原子炉の核計算のために開発された計算手法と核データが、その臨界安全解析に使用されてきている。そして、その手法とデータを適用しても問題のないことが、核燃料サイクルのプロセスを模擬した臨界実験データによる検証により確認されている。

しかしながら、いくつかのプロセスで、それを良く模擬した臨界実験データがないことから、確認が十分でない領域があった。日米共同臨界実験は、そのような重要課題にポイントを絞って、それらに明確な回答を提供できるように計画し実施したものであり、その概要は、本特別専門委員会の第1回の会合で紹介した。ここでは、その具体的な内容を紹介する上で特に重要である「溶解プロセスを模擬した実験」(Subtask #320)について、模擬すべき「溶解プロセス」と関連づけて説明したい。

2. 溶解プロセスの概念

まず最初に、使用済燃料の溶解を中心とした前処理プロセスについて、大筋の概念を示す。

・ チョップ・アンド・リーチ法

原子炉から取り出されて発電の役割を終えた使用済み燃料は、再処理のプロセスでPuとUが回収されることによって、再び燃料として蘇る。使用済み燃料からPuとUを分離するためには、「ピューレックス法」と呼ばれる溶媒抽出プロセスが広く使われているが、そのためには、前処理として、使用済の燃料棒を細片にせん断し、中の燃料を硝酸溶液に溶かしだす必要がある。この前処理プロセスが「チョップ・アンド・リーチ法」(せん断・溶解法)呼ばれているものである。

燃料棒のせん断

前処理プロセスの内の「せん断」のステップで、先ず、使用済燃料の物理的形態が変化する。

すなわち、燃料棒は、一定の間隔で格子状に配置された集合体の形から、バラバラの円筒状の細片である「せん断片」に変わる。せん断片は、長さは3 cm程度で、その両端がせん断時に多少つぶれるなどするが、外径は基本的には燃料棒のそれと同一であり、被覆管片(ハルという)の中に固体状の燃料(ミートという)が詰まった形になっている。せん断片は、相互の位置を定めるメカニズムが存在しないので、バラバラになって、重力によって溶解槽の中へ落下する。

・燃料せん断片の溶解

次に、溶解槽における「溶解」のステップで、燃料の化学的形態が変化する。すなわち硝酸溶液に浸された燃料せん断片は、ハルはそのまま、ミート部のみがその両端から溶けはじめる。また、溶解液の中で燃料せん断片は、重力により下に沈んでいるが、その向きはランダムであり、液の攪拌等により動いたり浮き上がったたりすることが考えられる。言い換えれば、水：燃料の体積比は一定ではない。

溶解の進行により、硝酸溶液中に溶け込んでいる燃料(Pu, U)の濃度は上昇する。最終的な溶解液中の燃料濃度はプロセス設計によって定められるが、300g/l程度になる。また、燃料せん断片を投入した初期の燃料濃度は、バッチ式の溶解と連続式の溶解で異なっている。バッチ式では、各溶解バッチごとに溶解液を抜き出すので、次の溶解の初めには新しい硝酸溶液が供給され、その時には燃料は含まない。一方、連続式では、溶解液を連続的に抜き出し、硝酸を連続的に供給するので、せん断片の投入前後で燃料濃度の多少の変動は有るものの、新たな運転開始時以外は常時燃料が溶け込んでおり、硝酸だけという状態にはならない。

燃料せん断片は、溶解槽の中に直接装荷されている場合と、小さな穴が無数にあいたステンレス製のバスケットに入れて装荷されている場合がある。バスケットがある場合にはその外側は均質な溶液となっており、通常は非均質な燃料せん断片は含まれない。

3. 臨界安全解析上のモデル化とその問題点

3.1 燃料せん断片のモデル化

溶解液中の燃料せん断片のように、減速材中に燃料の塊がある場合には、臨界解析上、「非均質系」として取り扱う必要がある。このような場合には、溶解槽の実体系の k_{eff} 計算等の臨界計算を実施する前に、通常、非均質体系を均質化するために、燃料の塊と減速材からなる単位格子で、いわゆる格子計算を行う。従って、ここでは、燃料せん断片のモデル化を格子計算のモデル化として説明する。

溶解槽として最大の実効増倍率をあたえる装荷燃料の条件は、ただ一つのものとして事前に定めることは困難である。燃料条件をパラメトリックに変えて格子計算と臨界計算を繰り返すことにより、結果として求まるものである。パラメトリックな格子計算のモデル化の例を以下に示す。

・燃料塊の形状

格子計算コードには、燃料せん断片のような(短い)円柱形に対応する格子モデルが無く、(無限)円柱と球とがある。そこで、燃料せん断片が元の燃料棒を短く切っただけのものであることから「(無限)円柱」としてモデル化する場合と、短くなっていることに着目して「球」としてモデル化する場合とがある。

・燃料塊の寸法

円柱でモデル化したとしても、球でモデル化したとしても、溶解の進行に伴い、燃料塊の寸法は小さくなってゆき、それに応じて溶解液中の燃料濃度は上昇する。この変化は、「円柱あるいは球の直径」と「減速材中の燃料濃度」をパラメトリックに変化させることにより表現（モデル化）できる。この際、ハル（被覆管片）は無視される。

・燃料塊の間隔

多量の燃料塊の集合は、溶解槽あるいは燃料バスケットに収納されることにより、全体としての形状と寸法が規定されてはいるものの、その中では、燃料塊相互の間隔は固定されておらず、かつ一定ではない。これは、円柱あるいは球の配列のピッチ、すなわち「格子ピッチ」を変化させることにより表現（モデル化）できる。

* 格子の形状

燃料塊の配列の方法は、燃料塊と減速材からなる単位格子の形状によって設定できる。円柱形状では、「正方格子」と「六方格子」が、また球形状では、「立方格子」と「六方格子」がある。

以上のモデル化は、いずれも、燃料せん断片がランダムに装荷されている状態を直接的に表現したものではないが、各パラメータを変化させて最大の反応度を与える条件を求める限り、最も保守的なモデルと言える。また、円柱でモデル化しても、球でモデル化しても、反応度の最大値に差はないと考えられる。なお、これらのパラメータの組合せを考えると、計算のケース数が膨大になり、再処理プロセスの臨界安全解析で最も苦勞するところである。

3.2 溶解槽のモデル化

溶解槽には色々な形状のものがあるが、臨界安全上からは、円筒、平板、円環を基本形状として、それらを単独にあるいは組み合わせて使用している。モンテカルロ法を使用するかぎり、機器のハードによって物理的に定まる形状をモデル化するのは、それほど難しい問題ではない。しかしながら、溶解槽内の燃料せん断片の高さや溶解液の液位等のように物理的に不確定性のあるものや、反射条件等については、施設・設備の設計や運転管理の方法により、モデル化する上では、多少の自由度がある。それらは、個別に判断する必要がある。

3.3 解析上の問題点

核燃料サイクル施設で普通に遭遇する減速材は、水や有機物のような軽水素含有物である。従って、そこでの臨界安全解析には、基本的には軽水炉で開発され計算手法が使用されてきた。それは理論的にも良く解明され、また、軽水格子の臨界実験データにより十分検証されている。しかしながら、軽水炉の格子計算では、減速材はあくまで純粋な軽水であって、硝酸などは含まれない。ましてや高濃度の核燃料を含むことなどは想定していない。

軽水格子の減速材領域に高濃度の核燃料が存在するとした場合には、その領域内の核燃料による共鳴吸収の大きさが正しく評価できるかということが問題となる。何故なら、通常の格子計算コードでは、減速材領域に核燃料の共鳴核種を入力できたとしても、その領域では無限希釈であるとして取り扱われる場合が多いからである。

このような問題に対する既存の格子計算コードの適用性を確認するには、臨界実験データが必要である。減速材領域に核燃料の入った実験は、これまでも、米国のパシフィック・ノースウ

エスト・研究所(PNL)で実施されたことはあったが、数が少なく、燃料の濃度が溶解槽の臨界安全を考える上で問題となるような高濃度ではなかった。また、格子ピッチが、最適ピッチより大きい領域の実験であった。そのため、改めて、より現実的な条件でかつ問題点を浮き上がらせて、また解決策の妥当性を端的に確認できるような実験を「日米共同臨界実験」の中で計画し、上記と同じPNLで実施した。

4. 日米共同臨界実験(Subtask 320)

4.1 実験条件

PNLの臨界実験施設(CML)は、臨界実験用として、高速中性子束炉(FFTF)より2種類の実炉用の燃料を借用していたが、その大部分を占めるType 3.2燃料の本数の範囲内(約1000本)での実験を計画した。

炉心タンクは、燃料棒(ピン)がPuで汚染することを避けるため、内部に、燃料棒を挿入するガイド管を格子状に配列し、燃料溶液と直接接触することがない構造とした。これを、ボイラ・チューブ型タンクと称しており、その概念を図1に示す。また、燃料格子ピッチが最適ピッチより小さい領域で、減速材中の燃料濃度を通常の溶解液の条件より高く、かつ少量のGdを添加しても臨界に出来るように設計した。ただし、その炉心タンクを設置する水反射体タンクのサイズが決まっているため、自ずから、その外径には制約があった。燃料ピンの格子形状は、モンテカルロ・コードで直接モデル化することも考えて、計画当時に公開されていたKENOコードの制約から、正方格子とした。

本実験および解析の結果は、米国原子力学会のジャーナルの論文¹⁾に詳述されているので、ここでは、基本的なパラメータについてのみ以下に示す。

<u>燃料ピン</u>	・Pu富化度	約	22 wt. %
	・ペレット密度	約	10 g/cm ³
	・ペレット直径	約	0.49cm
	・ピン外径	約	0.58cm
	・格子ピッチ	約	1.4 cm
	・本数		996 本
<u>ガイド管</u>	・外径	約	0.65 cm
	・本数		996 本
<u>減速材</u>	・燃料濃度	約	3 ~470 gPu+U/ℓ
	・Pu富化度	約	22 wt. %
	・Gd濃度	約	0 ~2.2 gGd/ℓ
<u>炉心</u>	・等価直径	約	50 cm
	・タンク実外径	約	53 cm

4.2 実験結果

臨界実験の測定結果を表1に、そこに含まれると考えられる測定誤差の評価値を表2に示す。

また、使用したPuとUの組成を表3に示す。更に、減速材中の燃料濃度およびGd濃度による臨界液位の変化を、図2と図3に示す。

この臨界実験では、燃料格子ピッチを最適ピッチより小さくしたが、その領域では、減速材中の燃料が吸収材として働いているのがわかるが、Gdの効果に比べればはるかに小さい。なお、図3でGd濃度が2g/lを超えた付近から臨界液位が急激に上昇しているのは、炉心の等価直径が約50cmであるのに対し、液位が70cm以上に達したことにより、単に、液位反応度が減少したためと考えられる。

4.3 解析結果

ORNLで開発されたSCALE-2²⁾と、その最新版であるSCALE-4³⁾で解析した。それらの結果を表4に、また、減速材中の燃料濃度およびGd濃度に対してプロットしたものを図4および図5に示す。

SCALE-2では、減速材中の燃料濃度の上昇とともに、負のバイアスが大きくなっていくことが分かる。しかし、最も高い燃料濃度でさらにGdを添加してもバイアスはあまり変わってはいない。一方SCALE-4では、そのような傾向がほとんど解消されていると言える。

4.4 検討

SCALEシステムでは、共鳴積分の計算をNITAWLというモジュールで行っているが、SCALE-4では、そのNITAWLが改訂されている。すなわち、SCALE-2では、普通の格子計算コードと同様に、減速材領域中に存在する共鳴核種に対して無限希釈の断面積しか持たず、濃度が高くなることによる共鳴の自己遮蔽の効果や格子系の中に存在していることの効果を考慮できない。SCALE-4では、共鳴の自己遮蔽の効果は考慮していないが、減速材領域も燃料塊の領域と同様に格子系の一部を成していることを考慮して、減速材領域の共鳴核種にも、所謂、ダンコフ補正を施している。

複数の燃料領域を有する一次元体系の各領域で、詳細に共鳴計算を実施するコードとしては、米国ORNLで開発されたAMPXコード・システム⁴⁾の中の一つのモジュールであるROLAIDSがある。上記のNITAWLに代えてROLAIDSによる共鳴断面積を使った臨界計算結果も図4に示している。NITAWLを使っているSCALE-4では、共鳴の自己遮蔽の効果は考慮していないけれども、ROLAIDSを使った場合とモンテカルロの統計誤差の範囲内で良く一致している。これはSCALE-4で改訂したNITAWLの方法により、減速材領域に高濃度の燃料が存在する場合の問題はほぼ解消し得ることを示していると言えよう。

5. おわりに

減速材中に高濃度の核燃料を含む体系は、これまで使ってきたSCALE-2等の格子計算コードの適用性を考える上で疑問の残るほぼ唯一の領域であった。日米共同臨界実験により、その問題への対応策を端的に評価できる臨界ベンチマーク・データを取得することができた。

そのベンチマーク・データによる評価の結果、減速材中の共鳴核種についてもダンコフ補正を加える。SCALE-4の方法により、実効増倍率の計算誤差を、実用上問題がないところまで改善できることが確認できた。なお、減速材中に燃料を含まない通常の場合には、SCALE-2でも本来何ら問題がないこと、また、約450g/lという極めて高い燃料濃度の今回の実験による誤差評価でも、SCALE-2による k_{eff} のバイアスが3%を超えていないことを正しく認識しておく必要がある。

今後は、減速材中に高濃度の核燃料を含む体系を厳密に取り扱うROLAIDS等のモジュールの簡単な利用方法についても検討する必要があるだろう。

参考文献

- 1) G. R. SMOLEN(ORNL), R. C. LLOYD(PNL), and T. MATSUMOTO(PNC, Japan), "Criticality Date and Validation Studies of Mixed Oxide Fuel Pin Arrays in Pu-U-Gd Nitrate," Nuclear Technology, 107, 340(1994)
- 2) C. V. PARKS, Ed., "SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation," NUREG/CR-0200(ORNL/NUREG/CSD-2) as revised June 1983.
- 3) "SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation," NUREG/CR-0200 Rev. 4 (ORNL/NUREG/CSD-2/R4), U. S. Nuclear Regulatory Commission (Draft January 1990).
- 4) "AMPX-II: A Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma Libraries from ENDF/B Data," ORNL/TM-3706, Oak Ridge National Lab. (Rev. Dec. 1978).

参考

SCALE コード・システムの改訂の経緯

Original	issued	July	1980	(RSIC Code Package CCC-)
	reissued	January	1982	(RSIC Code Package CCC-)
Revision 1	issued	July	1982	(RSIC Code Package CCC-)
Revision 2	issued	June	1983	(RSIC Code Package CCC-450)
Revision 3	issued	December	1984	(RSIC Code Package CCC-466)
Revision 4	Draft issued	January	1990	(RSIC Code Package CCC-545)

表1 Criticality Measurements with MOX Fuel Pin Arrays Moderated
by Pu+U+Gd Nitrate in the Boiler Tube-Type Tank*

Date	CML Experiment	Sample	Pu (g/L)	U (g/L)	Gd (g/L)	Density* (g/cm ³)	Free Acid (M)	Critical Height ^b (cm)
11/04/87	106	1230	0.88	2.7	0.0	1.0170	0.41	18.41
11/05/87	106R	1230	0.88	2.7	0.0	1.0170	0.41	18.55
11/09/87	107	1231	73.95	254.09	0.0	1.4833	0.57	21.34
11/19/87	109	1233	47.50	163.06	0.0	1.3168	0.52	20.01
11/24/87	110	1234	22.63	77.84	0.0	1.1577	0.47	18.90
11/25/87	110R	1234	22.63	77.84	0.0	1.1577	0.47	19.03
12/02/87	111	1235	103.70	363.98	0.0	1.6784	0.66	23.87
12/09/87	112	1236	103.18	360.62	0.49	1.6758	0.65	30.28
12/11/87	113	1237	102.23	359.69	0.98	1.6746	0.65	38.78
12/17/87	114	1238	102.65	359.59	1.47	1.6745	0.66	51.06
12/23/87	115	1239	102.68	359.55	1.97	1.6748	0.65	73.08
12/31/87	116	1248	103.61	362.45	2.16	1.6790	0.65	90.27
04/04/88	117	1263	83.30	286.57	0.0	1.5507	0.90	27.42

*Boiler tube-type tank contained 996 FFTF Type 3.2 pins except for Experiment 117 where the fuel pins were removed. The vessel was water reflected in all experiments.

*Density measured at 23°C.

^bZero reference is the top of the polyethylene spacer.

表2 Estimate of Measurement Uncertainties

Pu concentration	±0.2%
U concentration	±0.2%
Gd concentration	±2.0%
Density	±0.0003g/cm ³
Free acid	±0.04M
Critical height	±0.16cm

表3 Isotopic Data for Pu+U Solutions

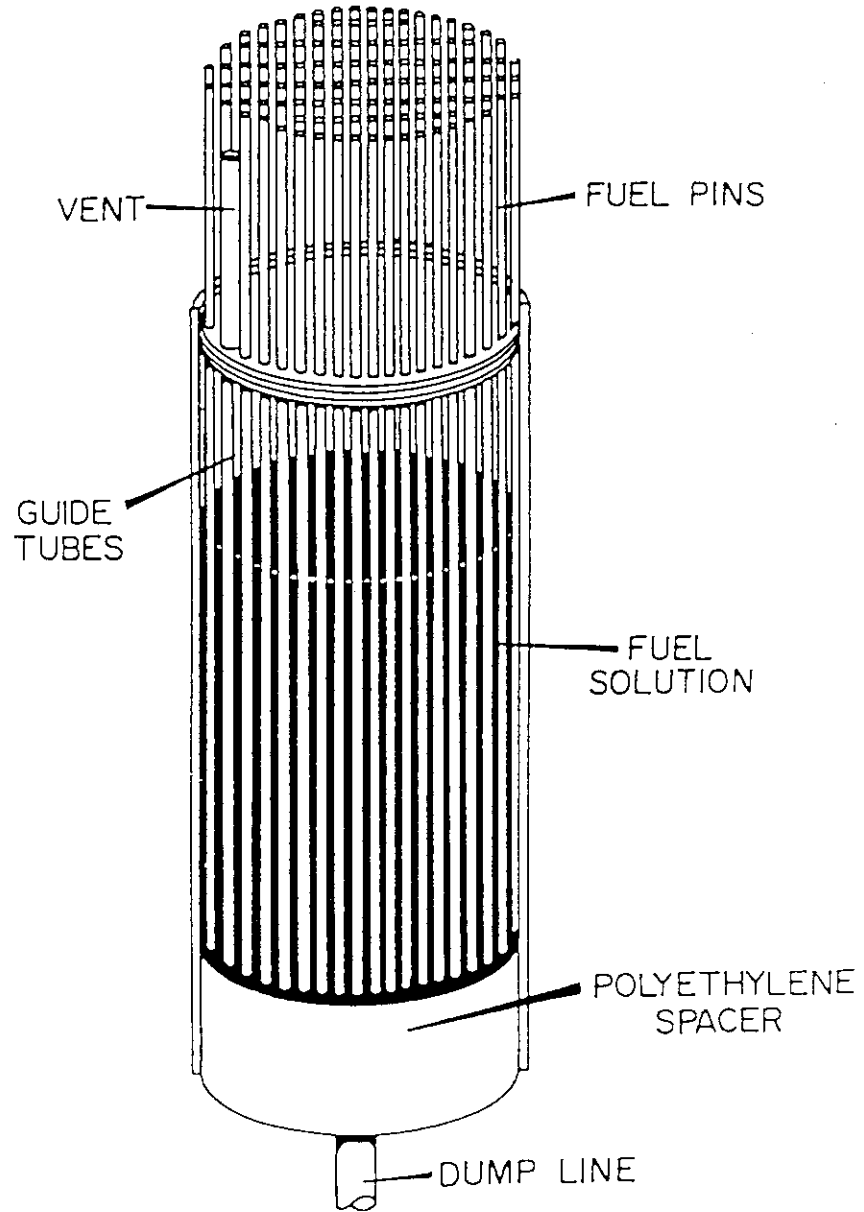
Isotope	Wt%
^{238}Pu	0.029 ± 0.004
^{239}Pu	91.117 ± 0.01
^{240}Pu	8.338 ± 0.01
^{241}Pu	0.442 ± 0.004
^{242}Pu	0.094 ± 0.003
^{238}U	99.236 ± 0.004
^{236}U	0.053 ± 0.001
^{235}U	0.704 ± 0.004
^{234}U	0.007 ± 0.001

表4 Calculational Results for MOX Fuel Pin Array Experiments in Pu+U+Gd Nitrate

CML Experiment	Pu (g/L)	U (g/L)	Gd (g/L)	Critical Height (cm)	Calculated K-effective ^a	
					SCALE-4	SCALE-2
106	0.88	2.7	0.0	18.41	1.001	0.991
106R	0.88	2.7	0.0	18.55	1.002	0.996
107	73.95	254.09	0.0	21.34	0.997	0.983
109	47.50	163.06	0.0	20.01	1.001	0.986
110	22.63	77.84	0.0	18.90	1.001	0.986
110R	22.63	77.84	0.0	19.03	0.999	0.986
111	103.70	363.98	0.0	23.87	1.000	0.976
112	103.18	360.62	0.49	30.28	0.999	0.980
113	102.23	359.69	0.98	38.78	1.000	0.979
114	102.65	359.59	1.47	51.06	0.996	0.976
115	102.68	359.55	1.97	73.08	0.998	0.975
116	103.61	362.45	2.16	90.27	0.997	0.982
117 ^b	83.30	286.57	0.0	27.42	1.000	0.989

*KENO statistics $\pm \sigma < 0.003$.^bFuel pins were removed in this experiment.

ORNL-DWG 85-12211R



☒1 Schematic of boiler tube-type tank

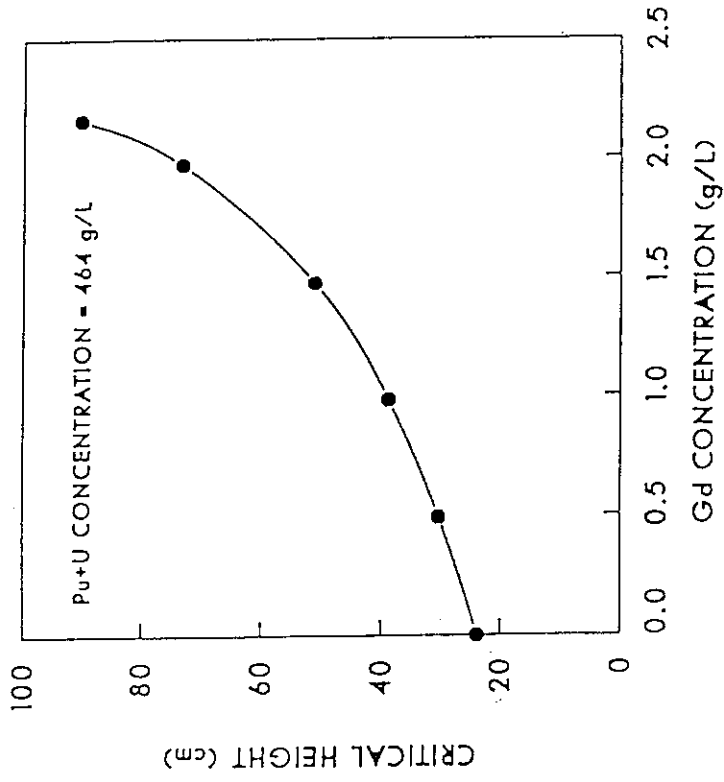


Fig. 3 Effect of Gd concentration on critical height

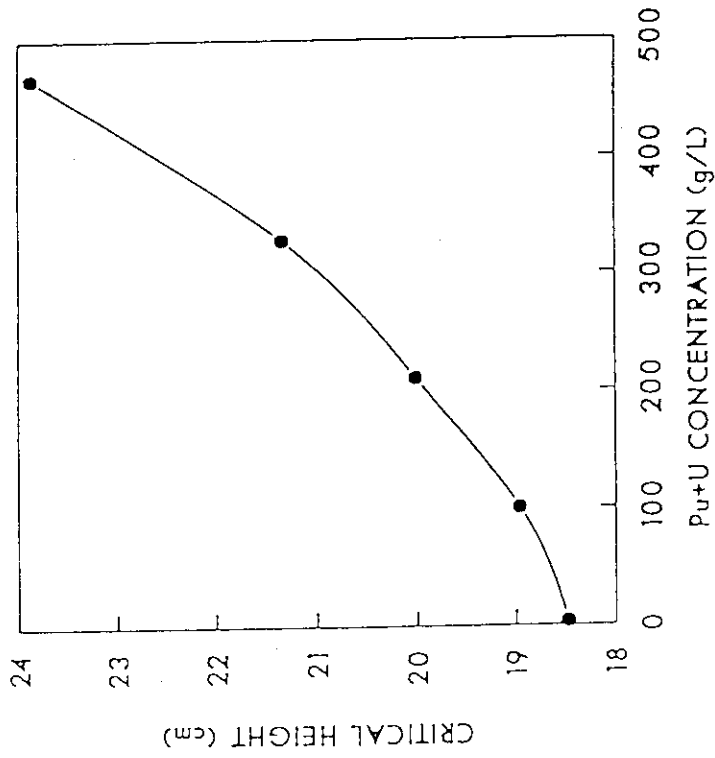
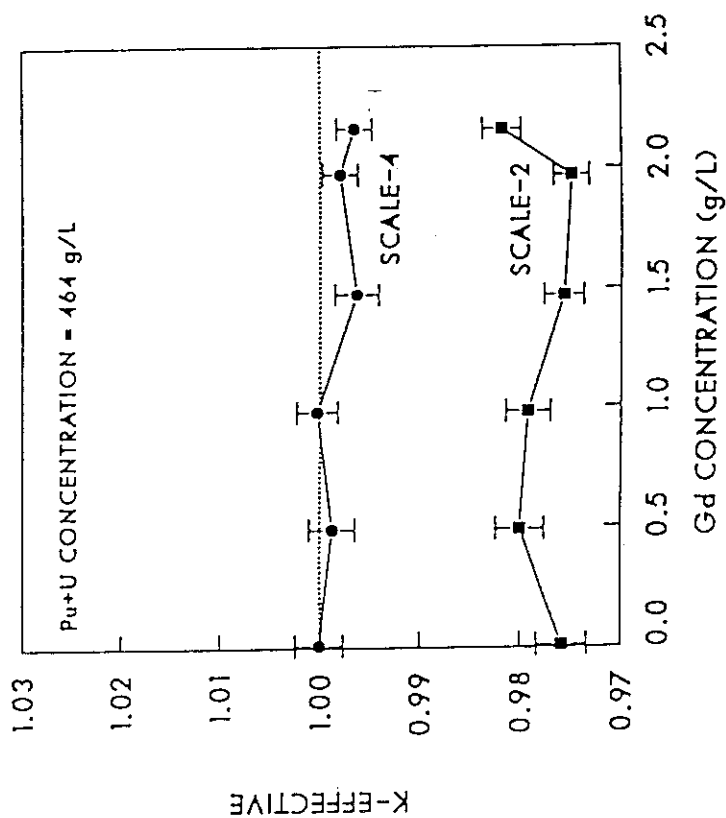
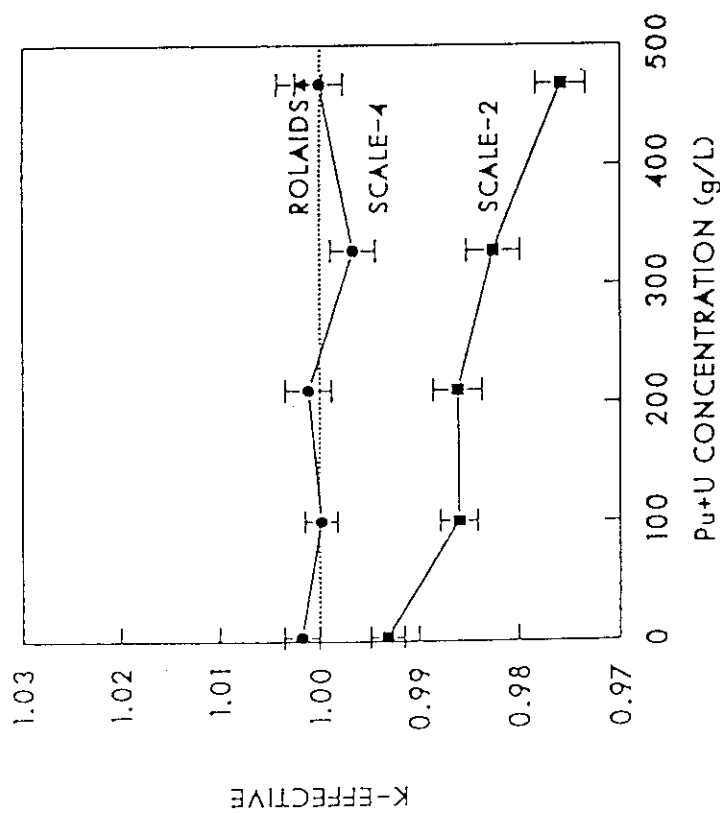


Fig. 2 Effect of Pu+U concentration on critical height



☒5 Calculated results of experiments with increasing Gd content



☒4 Calculated results of experiments with increasing Pu+U content

6.4 討論概要

発表内容について、以下のような議論が行われた。

(1) 炉中性子の空間的結合効果の一評価法について

- ・今回提案した方法は、結合炉方程式及び結合計数を求めるための一般的手順を示したものである。具体的な解析では目的に応じた使い方が考えられる。また、実験結果との量的比較を行う場合は、測定量との対応を保つように領域と平均量(重み)を選択することが大切である。
- ・この方法は、結合係数及び領域毎の増倍係数を臨界計算結果より一義的に決定できる。逆に結合係数や増倍係数に何らかの変化が生じたとすれば、それは、元の拡散方程式の係数値の変化に起因するものであり、炉心の組成あるいは形状が変化したことを意味する。
- ・本報告では、結合係数と固有値間隔の比例関係が良く保たれている例を対称炉心結合炉モデルの解析により示した。

(2) 二分割炉心固有値間隔の測定法について

- ・炉雑音解析法による固有値間隔の測定は、2検出器間のコヒーレンス測定とFeynman- α 測定を採用して行った。
- ・固有値間隔は、一定の仮定のもとでは、Averyの結合係数と関連づけることができる。2炉心間の結合が弱く、固有値間隔が小さいほど、両者の類似は良くなる。
- ・Flux Tilt測定法は、外乱による中性子束の歪から固有値間隔を求める方法である。Tilt量は、加わった外乱反応度量に比例し、また炉心の固有値間隔に反比例する。
- ・炉雑音解析においては、2検出器間のコヒーレンス以外に、クロスパワースペクトル密度を測定し、位相に関する情報を得ると有益ではないか。
- ・対称炉心についてはAveryの結合係数との関連が明確であるが、配列系の一般的な形である非対称系について、適用方法を検討することが課題として重要である。

(3) 再処理プロセスの臨界解析モデルについて (溶解プロセス)

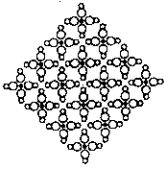
- ・溶解工程を模擬した燃料格子の減速材対燃料体積比は、減速不足の領域を選び、格子間隔を1.4cmとした。
- ・溶解槽で最大の実効増倍率を与える燃料装荷条件を決定することが、設計上重要な項目であり、そのためには、多くのパラメトリックな格子計算が必要である。
- ・格子計算のモデル化には、燃料せん断片を(無限)円柱配列として扱う方法と球状配列として扱う方法が考えられるが、反応度(実効増倍率)の最大値に有為な差はなかった。
- ・SCALE-4で、共鳴積分を取り扱うモジュールNITAWLに対して、減速材中の共鳴核種にダンコフ補正を加える改良を行い、臨界計算を行った。複数の領域の多核種の共鳴計算を実行するAMPXシステムのROLADIUSを用いた場合と比較したが、モンテカルロ計算の統計誤差の範囲で一致した。
- ・連続モンテカルロ法による計算が有効だろうとの指摘があったが、パラメトリックなサーベイ計算には、今回採用したSCALE-4を用いたシステムが、臨界実験の解析を通して実用的であると考えられる。

7. 第6回会合発表内容

(臨界安全性に関する国際会議(ICNC'91)の報告、平成4年1月28日、日本原子力研究所本部)

本会合では1991年9月にイギリス・オックスフォードで開催された「臨界安全性国際会議」(ICNC'91)の出席者の中から、各部門毎に担当者を決め、当該部門の発表論文のレビューと会議の様子についての報告がなされた。なお、この日の会議資料は、「臨界安全性研究の現状「臨界安全性国際会議」から」として日本原子力学会誌に公刊されているので以下に添付する。

解説



臨界安全性研究の現状

「臨界安全性」国際会議から

仁科浩二郎^{*1}, 山根義宏^{*1}, 小林岩夫^{*2},
館盛勝一^{*2}, 高野誠^{*2}, 三好慶典^{*2}, 奥野浩^{*2},
中島健^{*2}, 三竹晋^{*3}, 角谷浩享^{*4}, 北野照明^{*5}

英国オックスフォードにおいて、1991年9月9～13日に「臨界安全性に関する国際会議」(International Conference on Nuclear Criticality Safety: ICNC'91)が開催された。最近の臨界安全性研究の重点は、軽水炉使用済燃料の再処理技術に関する設計・管理に置かれている。特に英国においては再処理工場 THORP が今年度稼働することから、これらについての発表が多数を占めた。核的なデータから化学的な核燃料の取扱い工程まで、臨界安全の守備範囲は広い。この機会に最近の臨界安全性の動向を会議の主要な発表を紹介しつつレビューした。

はじめに

臨界安全性に関する最近の課題は、軽水炉と近い将来の高速炉の燃料サイクル確立のために必要な新燃料の加工、使用済燃料の再処理に関係した種々の形態の燃料の臨界安全設計・管理、および再処理を放棄している米国の使用済燃料の乾式永久貯蔵に関連したものであろう。特に軽水炉の使用済燃料の臨界安全性については、燃料の高燃焼度化をもたらすために必要となる初期濃縮度の増大が与える影響が大きい。すなわち、使用済燃料についても輸送、貯蔵、再処理などが初期濃縮度(燃料は燃焼していないものと仮定して)をもって設計・管理されるのが従来の考え方であった。しかし、燃焼したことによる中性子実効増倍率の減少(Burnup Credit)を見込んだ設計なしでは、再処理、貯蔵等が経済的に成り立たなくなっているのが現状である。

このため、使用済燃料の燃焼度測定および取扱い工程の中性子実効増倍率の抑制などに高度な設計・管理技術が要求される一方、従来から問題とされている未臨界度の測定、臨界事故の検出、臨界事故規模の評価など、安全確保と事故評価などについても研究開発が進められている。

この分野の研究開発および管理の実務は、原子力開発初期の米国マンハッタン計画の段階から行われており、われわれが臨界安全の指針としてよく利用していた TID-7016, TID-7028 などのガイドは米国の専門家により作成されたものである。最近にな

って、我が国においても「臨界安全ハンドブック」が出版され、安全性の考え方が統一されようとしている。このあたりの歴史的な経過については、前回の「臨界安全国際会議」(ISCS'87, 1987年10月、東京)の報告で清瀬量平東大教授が述べられているが、国際会議としては、1961年のカールスルーエ(独)での会議が初回のものである⁽¹⁾。

東京会議以後は、1989年11月に米国 ANS 冬大会(San Francisco)の会場で“Criticality Safety Margin” Topical Meeting が開かれてはいるが、独立した国際会議としては4年ごとの開催方式でほぼ定着している。次回は米国 New Mexico 州の Albuquerque 市で1995年に開催の予定である。

今回の発表総数は134件、参加者数は170名であり、我が国からは東京会議で自信をつけた若い研究者達が多数参加し、英国(host)ならびに米国に次いで第3位の発表数である。英国からは稼働開始が近い THORP(Thermal Oxide Reprocessing Plant (Sellafield, Cumbria))に関連した研究が多数の若

Present Status of Nuclear Criticality Safety Research: Highlights of International Conference on Nuclear Criticality Safety (ICNC'91): Kojiro NISHINA, Yoshihiro YAMANE, Iwao KOBAYASHI, Shoichi TACHIMORI, Makoto TAKANO, Yoshinori MIYOSHI, Hiroshi OKUNO, Ken NAKAJIMA, Susumu MITAKE, Hiroyuki KADOTANI, Teruaki KITANO.

(1992年2月3日受理)

- *1 名古屋大学, *2 日本原子力研究所
*3 原子力工学試験センター
*4 (株)CRC 総合研究所, *5 三井造船(株)

い技術者により発表された。東京会議からの懸案である Burnup Credit については、前回の会議のような管理政策上の主張よりもむしろ、使用済燃料の炉内の燃焼履歴と破壊測定による核種組成の同定 (Bierman/米)、臨界実験装置を用いた反応度の測定 (Ingram/英) など、基礎データ蓄積の方向の発表が多い。

また、個別体系の臨界実験報告は東京会議とほぼ同数の 8 件 (期待された USDOE/PNC 共同実験、粉末系実験 (ソ連)、コンクリート隔離機能実験、不均一効果、吸収体効果など) であるが、新モニタ法の有効性実証実験は 9 件から 1 件に減少している。日本の NUCEF が将来生み出す Pu 溶液実験データに対する期待も聞かれた。特に実験の報告に関しては、(1) 今後、複数の国から示された基本的実験データに対し、検討して共通の安全指針的結論へと導く手順の確立、(2) 多くの制約下で行なった貴重な特定実験データにいかにか法則性、汎用性を見出して広く役立つかなどの課題を感じた。

会議最終日は、THORP と Winfrith 研究所への班別見学があった。Winfrith では DIMPLE 臨界実験装置における使用済燃料サンプルの反応度測定など、この国の粘り強い研究態度に感銘した。

(仁科浩二郎, 小林岩夫)

I. 各国の研究計画と臨界安全性実験

臨界安全性に関する研究については、フランスと日本から中・長期的な実験計画の報告があった。

フランスでは今後、高燃焼度棒状燃料 (HTC) に関する臨界実験を中心に行うとともに、HTC と MOX 燃料の溶解工程に関する模擬実験を行う計画である。また、核燃料取扱設備の構造材の効果に関してのデータを充実させるほか、核分裂生成物 (FP) の中性子吸収効果に関する実験を行い、核データの検証を予定している。フランスでは、ヴァルデュック研究所の臨界実験装置-B の改造を含めた計画を立てており、英国、米国に比べて精力的な印象を受けた。日本からは、1994 年に実験を開始するため現在建設中の NUCEF について、その進捗状況および STACY, TRACY で行う定常臨界実験と過渡臨界実験の研究テーマとスケジュールが発表された。

臨界実験に関するセッションでは、日本から 3 件、米国から 2 件、フランス、ソ連から各 1 件の報告があった。

フランスの CEA では、Poullot らが臨界実験装置-B で低濃縮 (4.75 %) U 燃料炉心を用いて、コンクリートの反射体効果と隔離効果を測定しており、会議ではコンクリートの十分な反射体厚さ、隔離厚さとしてのおおの約 30 cm, 約 60 cm を提案した。また、フランスの臨界解析システムである APOLLO-MORET を用いたベンチマーク計算についても報告された。

日本からは、三好 (原研) から TCA で行なった臨界安全性実験が 2 件報告された。第 1 の報告は、構造材のコンクリートに関する実験報告である。単一炉心と 2 つの矩形炉心からなる相互干渉炉心において、コンクリートの厚さおよびボロン含有率を主要なパラメータとして反応度効果が測定されている。第 2 は、使用済燃料の高密度貯蔵のために用いられるボロン入りステンレス鋼 (B-SUS) 板の臨界特性に関するもので、B-SUS 板の反射効果と 2 領域炉心における吸収体効果が測定され、炉心の形状バックリングとの関係について議論された。

また、山根 (名大) からは、燃料濃度の不均一分布による反応度効果に関する KUCA を用いた実験の報告があった。そこでは、燃料領域の中央部の燃料濃度が高い炉心が、均一濃度分布の炉心に比べてわずかではあるが正の反応度効果を持つことが報告された。また、中性子束分布も測定されており、燃料インポートランスの考え方に基づいて議論された。

ソ連からは、低濃縮 U (2.4, 3.6, 4.4 wt %) の粉体燃料について、高濃縮の硝酸ウラニル溶液タンクの中央の試験領域に装荷した 2 領域実験の測定方法等について報告があった。ソ連では、1960 年代から主に U 溶液燃料に関する臨界実験をオブニンスク物理工学研究所で実施しているとのことであった。

米国からは Smolen (ORNL) が、1988 年までに実施された日 (PNC) 米 (USDOE) 共同臨界実験に関する総括的な報告を行なった。発表では、主に 1985 年からハンフォードの臨界実験所で実施された抽出器、燃料貯槽および溶解槽に関連する実験結果が紹介され、SCALE システムによる解析結果についても報告された。また Rothe (ロッキーフラット) が、高濃縮の硝酸ウラニル溶液のタンク内に棒状中性子吸収体を分散配置させた臨界実験の報告をした。吸収体としては、B, Gd, Cd の酸化物、金属を用いてラシヒリングとの比較を行なっている。(三好慶典)

II. 計算手法と核データの開発整備

1. モンテカルロ法の改良

モンテカルロ法(MC法)そのものに関する理論的な発表はなく、MC法の臨界問題への応用に関する論文のみでありやや寂しく感じた。しかし、この事実はMC法の臨界安全分野での応用技術がほぼ完成の域に達していることを示しているとも解釈できよう。

MC法の応用で、その有用性があまり明らかでないものに摂動法がある。今回の会議では、ドイツのSeifertにより新しい摂動MCコードOMEGA/Pが発表され、その有用性を実証した。

片倉(原研)らが、KENO-IVを用いて β_{eff} について発表した。ここで、実効的な遅発中性子割合が、遅発中性子割合と、遅発臨界定数と実効増倍率の比との積で定義されている。その結果、随伴中性子束を求めることなく計算可能となっている。計算値は β_{eff}/l の形で実験と比較され、よい一致が得られた。

角谷(CRC総研)らから、MC法での実効増倍率の計算において、核分裂分布の基本モードへの収束を加速する試みが報告された。簡単な形状では加速効果がみられたが、必ずしも加速されない体系もあり、今後さらに検討が必要である。

2. 決定論的手法の開発

臨界安全分野での実効増倍率の評価は、第II-1節でも述べたように、MC法で行われているのが通例で、決定論的手法が用いられることはまれである。これは主に決定論的手法で取り扱える形状が限定されており、3次元形状はほぼ取り扱えないことと、決定論的手法の主流である拡散方程式を用いるときの拡散係数のあいまいさに起因していると考えられる。しかし、決定論的手法にはMC法にない利点もあり、今回の会議では3編の論文が発表された。この中でも英国のHuttonは、数値計算にともなう不確かさの観点からMC法と決定論的手法の優劣を第1表のようにまとめる。また、フランスのSantamarinaと共に決定論的手法による臨界解析の結果を示した。ソ連のPolivanskyらは輸送コード開発について発表した。

平野(東芝)らは、不均質に分布する核物質を有する体系での臨界問題を、最大原理に基づいて定式化

第1表 数値計算手法に伴う不確かさ

項目	MC法	決定論的手法
数値解析	比較的高い	低い、しかし評価は困難
モデリング	主にデータ起因	多様なモデルとデータ
反応度のもっとも高い状態の定義	決定は困難	サーベイ計算は容易
コード信頼性	QAによる	QAによる
利用しやすさ	入力データのイメージは得やすい	MC法よりは悪い

し、数値計算結果を示した。学問的に興味深いばかりでなく応用上も重要な研究といえよう。

(角谷浩享)

3. 燃焼燃料の評価手法の開発

米国、英国、日本より各2件、フランス、スペイン、ソ連より各1件の合計9件の発表があり、これらすべてがBurnup Creditに関連するものであった。

(1) 不確かさの要因

使用済燃料の貯蔵施設や輸送容器の臨界性評価で燃焼度を考慮するためには、燃焼度のみならず初期濃縮度、冷却期間、燃料棒中の燃焼度分布等、検討すべきパラメータ数が増大し、不確かさの要因も多くなる。

米国のBiermanは、使用済燃料の破壊検査を行い、核種組成を得た。このデータは、一緒に示された詳細な運転履歴と合わせて、燃焼計算コードのベンチマーク問題となるよう配慮されている。燃料棒軸方向に3位置で検査し、27, 37, 44 GWd/tの燃焼度に対するデータを得ており、FPについては主要12核種が対象となっている。

フランスのAnnoらは、FP核種による反応度効果を解析により求めた。FP核種としては全体の50%の効果を有する6核種に限定したが、30 GWd/tで約7% Δk の反応度効果を有することがわかり、精度が高い断面積を実験により求める必要があることを示した。

英国のIngramらは、20 GWd/t燃焼度の燃料棒の一部をDIMPLE臨界実験装置内に挿入し、その反応度を測定してWIMSコードによる結果と比較した。FPの共鳴吸収領域において実験との相違が見られ、今後さらに最大燃焼度50 GWd/tの燃料を

使用し実験を継続する予定である。

大西(原燃サービス)らは、六ヶ所再処理プラントで使用される燃焼度モニタ装置について紹介した。

高野(原研)らは、使用済燃料の両端部に見られる燃焼度の低い部分による反応度効果を解析によりパラメトリックに検討した結果を報告した。

(2) Burnup Credit 導入の方法

Burnup Credit を導入するために行われている方法論的検討に関する発表が、米国、英国、ソ連、スペインからあり、特にスペインの発表では、BWR 燃料に対する検討も行われている。米国の Brady らは、輸送容器に対して燃焼クレジットを導入するために行われている一連の検討について報告し、計算コードの検証用の実験データセットや計算で考慮すべき核種を示した。

英国の Smith らは、Burnup Credit 導入に関し、FISPIN コードおよび MONK 6 コードで予備検討を行い、FP の断面積精度等の問題点について示した。

ソ連の Vnukov らも、計算コードによる検討を RBMK 用燃料アセンブリーの無限配列体系に対して行なった。

スペインの Conde らは、許認可側から見た検討を行なっている。KENO-IV や CASMO-3G コードにより PWR と BWR の燃料に関し、不確定要因を考慮しても増倍率を 0.95 以下にできる安全側の必要最小燃焼度値を初期濃縮度をパラメータとして求めた。

以上の発表から、Burnup Credit を導入するに当たり既存の計算コードに特に問題はなさそうだが、核データに未だ改善すべき点が残されているようである。さらに各種のバラツキによる効果もあるが、どの程度まで Burnup Credit として考慮するかは、Credit 増大による経済効果とのトレードオフであろう。(高野 誠)

III. 『臨界安全ハンドブック』とデータベース

臨界安全に関する実際的な情報の集約結果が『臨界安全ハンドブック』である。ハンドブックには、臨界安全管理上および評価上の手引きという表看板がある。看板は、データおよびデータベースの確立、計算コードの品質保証、教育訓練などによる裏打ちが重要である。これらの各項目がこのセッションに

は含まれている。

(1) 手 引 き

米国では、臨界安全評価に二重偶発原則が採用されている。この二重偶発事象発生までの平均時間を確率論的な計算で求める試みについて、米国の Barnett が発表し興味を引いた。平均時間ばかりではなく、生起確率が 5% に達する時間も求めてほしい。

奥野(原研)らは、我が国の『臨界安全ハンドブック』改訂事業の概要とその成果の具体例について発表した。これに対して、3年前に発行された第1版の入手および英語版の作成に関する要望が多く寄せられた。

このほか、米国の Singh らは、USDOE の臨界安全に関する活動計画および現状について報告した。英国の Simister は、臨界安全管理に関する規制の枠組みについて、また英国の Clemson は、BNFL の再処理工場 THORP で採用されている臨界安全管理についてそれぞれ報告した。

(2) データ、データベース

ソ連の Sviridov らは、中性子数が偶数のアクチナイド核種に対する系統性から、これら核種の η 値を計算した。

未公開の実験データを掘り起こし、CD-ROM に収めるという活動について米国の Koponen らによる発表があった。解析の立場からは、実験の信頼性についてもデータベースに含めてほしいところである。また、米国の Koponen は NCIS (Nuclear Criticality Information System) の現状を報告した。主にパソコン通信を介しての情報伝達システムで、利用者は米国内が大部分である。

(3) コードの品質保証

米国の Robinson らは、Oak Ridge の Y-12 工場で実施している臨界安全に関する計算コードの品質保証について報告した。発表通りとすると、かなり厳しい管理を行なっている。翻って筆者らの所の計算コードの管理の甘さが気になった。

英国の Rugde らは、英国の 12 機関に対して実施した標準問題解析の結果について報告した。

(4) 教 育

英国の Gunston は、BNFL の Sellafield に配属された学卒新人に対する教育を、臨界安全に関する部分を中心に報告した。系統立っており参考になる。

Simister らの発表にあったように、英国では臨界事故の発生確率に対する制限という形でリスクの考

え方を取り入れている。Barnett の発表は概念的な二重偶発性の原則に定量的評価の道筋を示した。臨界安全評価上でリスクをどのように取り入れたらよいかを考える上で参考になる。全般的な米国の撤退も印象に残った。NCIS の活動に対して USDOE からの経済的支援を失ったとのニュースがこの国際会議の3ヶ月後に届いた。(奥野 浩)

IV. コードとデータ・ライブラリーの検証

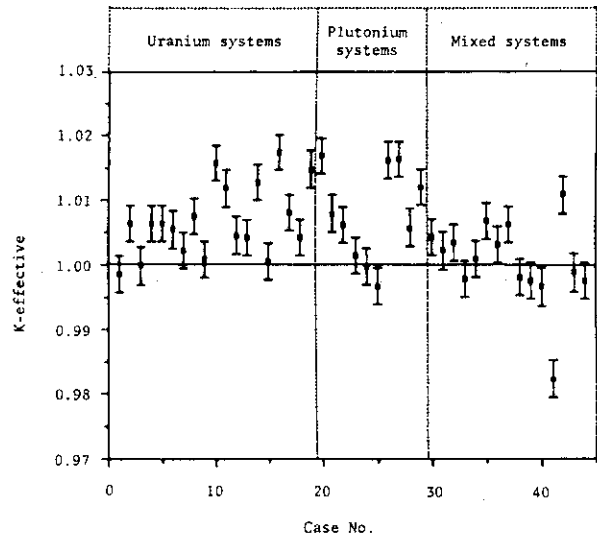
臨界解析コードや断面積のライブラリーの検証が求められている分野の一つとして、最近、再処理施設溶解槽での状態の解析が挙げられている。OECD/NEA の臨界ワーキング・グループでも、そのベンチマーク臨界解析問題 19 と 20 でこの課題を取り上げており、このセッションで口頭発表となった3件の論文はすべて溶解槽での臨界解析に関するものであった。

OECD のベンチマーク臨界解析問題 19 と 20 は球状 UO_2 (直径 0.1~2 cm) が軽水、硝酸、硝酸ウラニル水溶液等内に分散された体系の増倍率を求めるもので、フランスの Santamarina と Smith は、衝突確率法による共鳴自己遮蔽計算法を組み込んだ格子計算コード APOLLO/PIC による計算値を標準とした解析参加者の計算(9件)の比較検討の結果を報告し、燃料を含む溶液と燃料ペレットからなる系での Fuel double heterogeneity の扱いの重要性を指摘した。三竹(原工試)と佐竹(三菱総研)らも、U・Pu 混合硝酸塩水溶液内に燃料棒を置いた臨界実験の解析精度の改善をねらって、衝突確率を用いた Tone の式⁽²⁾での断面積処理を検討しており、これを問題 19 の解析で評価した結果として、溶液を無限均質媒体と扱う従来の方法は増倍率を低く評価することを示した。

口頭発表の残りの1件として、英国 BNFL の Rice らが THORP の溶解槽設計評価のために用いる WIMS ライブラリーと MONK コードの改良と検証の成果を報告した。特に、Gd を含む溶液系の評価の改善をねらっており、米国 PNL で行われた実験⁽³⁾による検証を通じて高い精度の解析を確認したこと、最新版の MONK6B コードでは極めて詳細な解析モデルの設定が可能で、これも精度改善に寄与していることなどを述べた。

MONK コードと附属ライブラリーについての報

告は、Smith と McMillan からもあった。前者は第1図の検証の成果を示し、後者は燃焼の進んだ炉心体系での解析で、比較的小きな不確かさとほぼ一定のバイアスによる評価ができることを示した。燃焼した燃料を含む体系での解析や検証は、今後注目すべき課題といえよう。



第1図 MONK 6 コードによる実効増倍率の評価結果(Smith)

米国からは、Olsen らが IFR(Integrated Fast Reactor)の燃料処理での臨界解析のための ZPPR 臨界実験について、また Busch らは Hansen-Roach 断面積の種々の変遷と使用上の留意点、低濃縮 U 系への使用の方法などについて報告した。

(三竹 晋)

V. 核燃料施設の臨界安全評価

1. 核燃料サイクルにおける臨界安全性

口頭発表は9件、ポスター発表は11件、日本の発表は3件で英国の10件に次いで多かった。そんな中で、地元英国の THORP 再処理施設の臨界安全設計に関する多数の発表が目立った。日本からの発表は、柳沢(原研)ら、北野(三井造船)ら、館盛(原研)らによる NUCF 施設の STACY, TRACY の臨界安全設計、円環貯槽の設計、溶液燃料の不均一濃度分布や媒質の反応度効果の評価であった。

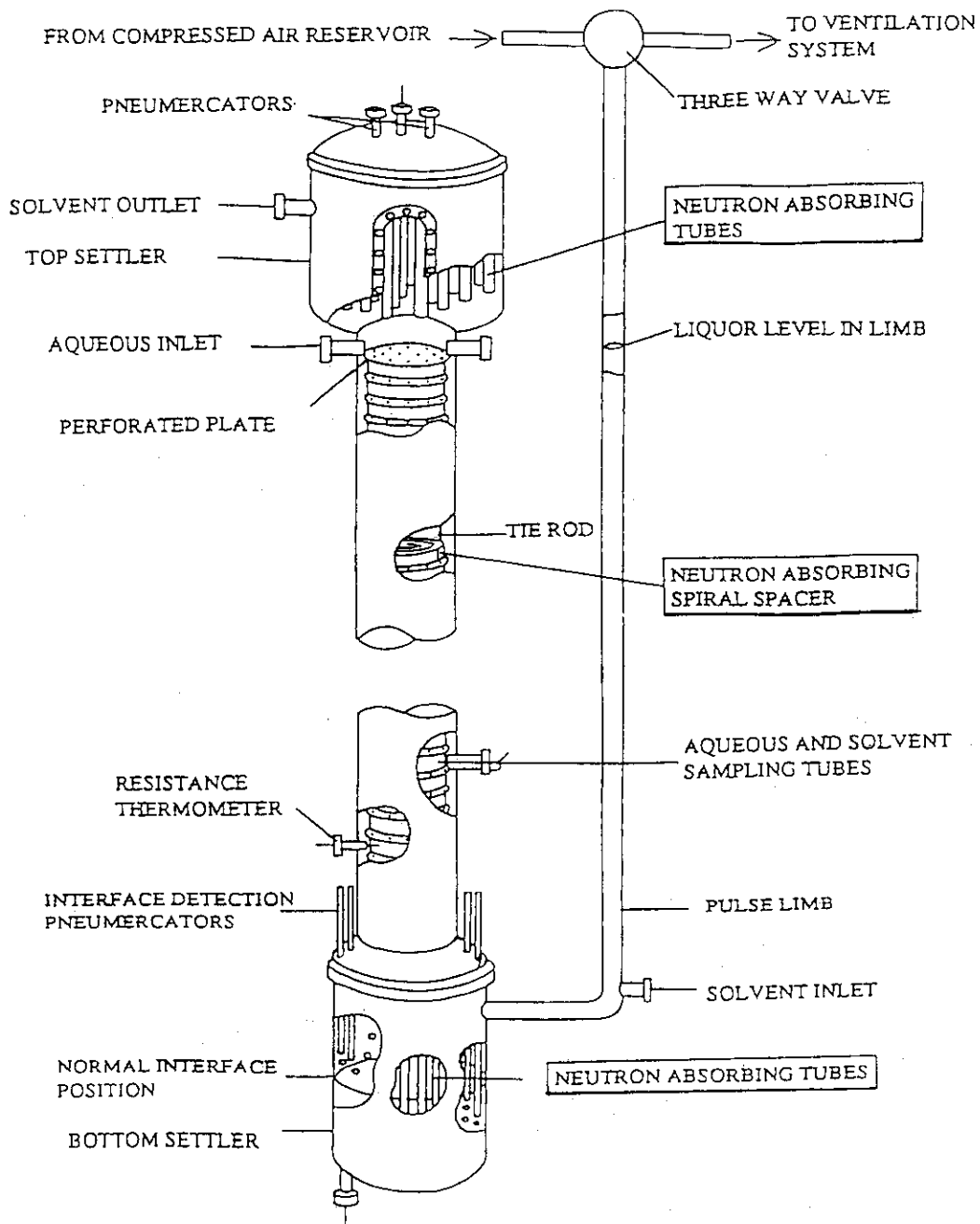
THORP 再処理施設の臨界安全設計(Hobson/英)では、溶解槽の処理量拡大を図り、かつ経済性の観点から、必要最小量の可溶性ガドリニウム($Gd(NO_3)_3$)の添加が検討されている。そのため、U-

Gd系の核計算を行う WIMS と MONK5W コードの検証を米国ハンフォードの CML での臨界, 未臨界実験および, OECD-NEACRP のベンチマーク計算により行なっている。

設計では, まず溶解前の溶解槽の最大反応度条件を求め, 次に溶解の効果および温度効果と燃焼効果を求めている (Rice/英)。その結果, 必要な Gd 設計値を $\pm 0.1 \text{ g/l}$ の精度で求めた。また, パルスカラムでは円搭部に Hf の薄い板をゼンマイ状に巻き, 上下の相分離部には炭化ホウ素を含む棒状 SUS 管を

配置した設計となっている (第 2 図)。このような特異な体系の臨界設計を行うために, 核計算コードの検証と, 工程異常時の Pu 最大到達濃度を求める実験および Hf の形状と配置の最適化が行われた。採用したコードはサーベイ計算用には WIMS, 詳細計算には MONK である。THORP の設計では Burnup Credit は考慮せず $^{240}\text{Pu}=10\%$ としている。

これと対照的な設計として, フランスの Cousinou らが UP3 の連続溶解槽の形状寸法による (正確には質量管理, Burnup Credit も含む) 臨界安全管理につ



第 2 図 THORP 工場 U/Pu 分配工程の Hf スパイラルパルスカラム

いて報告している。

その他の発表では、コンクリート組成(H原子含有量)と反射効果の関係(MacGregor/英), THORP再処理工場の廃液蒸発処理の臨界安全性(Thorne/英), SellafieldサイトにおけるPu汚染廃棄物の取扱と臨界管理(Walls, Morrell/英), PWR燃料集合体貯蔵ラックへのB含有SUS材使用の解析(Bhanot/英), THORPのPuO₂製造棟の安全評価概要(Cutts/英), 高温化学処理グローブボックス設計の臨界問題(Choi/米), U-Zr合金製造用アーク溶融炉施設の臨界安全評価(Tollefson/米), Oak Ridge Y-12における各種U化合物貯蔵の臨界安全評価(Reed/米), 使用済金属U燃料のボンド貯蔵系の臨界計算の概要(Austin/英), SellafieldのPu貯蔵系臨界安全性に対する間隙中性子減速効果(Austin/英), 高度に自動化されたMOX粉体製造ラインの臨界安全性評価(Kindleben/独)があった。(館盛勝一)

2. 新燃料および使用済燃料の貯蔵・輸送

我が国において最近、主に核燃料施設を対象として、『臨界安全ハンドブック』の作成および改訂に関わる作業が比較的活発に行われている。一方、核燃料を運ぶ輸送容器については、このハンドブックの中ではあまり触れられてはいない。その点から、輸送容器等の臨界安全に関してどのような発表があるか関心が持たれたが、このICNCにおいては、このセッションの発表は3件のみ(うち口頭発表1件)であり、低調な印象を受けた。むしろ、同じ輸送・貯蔵でも燃焼燃料の臨界安全の観点からの報告(セッション2)の方が盛況であった。

発表3件は、すべて核燃料の輸送容器の臨界安全に関するものであった。

英国のButtは、新しく導入を予定しているAGR燃料の照射済燃料輸送容器(MkA2)の落下試験の結果を紹介し、その試験結果を基にしてWIMSDとMONKコードを用いた臨界安全評価の結果を報告した。米国のBroadheadは従来、10CFR71のFissile Class IIであった2.5tUF₆容器を最大濃縮度5wt%を有するClass Iに分類するため、輸送指数=0の臨界安全上の検討を行なった。解析はSCALE4を用いて行われた。同様に、10t、14tUF₆容器についても5wt%までの濃縮度まで許容できることを示した。米国のSchlesslerらは、核物質の輸送容器の

臨界解析のモデルを考える上において、(球-シェル)モデルがすべての配置を包含した最大の中性子実効増倍率を与えるモデルであることを示した。

3. 原子炉施設の臨界安全評価

発表は、臨界安全の分野では珍しい事故等を起こした原子炉を中心に、その他原子炉施設の臨界安全評価に関するものをまとめたものであり、すべてポスター発表であった。

旧西独のKirchnerは、SNR-300型のNa冷却型高速炉の炉心内に入る1次循環ポンプからリークするオイルが、炉心の反応度と与える影響についてSCALE3を用いて解析し、オイルの量に応じ反応度が上昇することを示した。米国のByrneらは、事故を起こしたTMI-2号炉の燃料取出し作業時に重要な配慮が必要になる再臨界を防ぐための基準および検討内容について紹介し、ホウ酸中のB濃度を4,350ppm以上にすることで安全上問題ないことを示した。英国のKingらは、火災事故により1957年以降閉鎖したままになっているウインズケール1号炉について、シャットダウンしている現状での臨界解析を行い、適度な安全余裕を有していることを示した。イランのZakerらは、テヘラン研究炉の使用済燃料ラックの臨界安全性について検討し、燃料集合体落下時の評価結果を基にして、設置ラック数の制限値を求めた。(北野照明)

VI. 測定技術と臨界パラメータ

7件の発表(うち3件はポスター発表)があったが、特に共通の主題はなくおのおの独立していた。国別にみると米国3件、日本2件、英国、台湾各1件で、フランスの発表のないのが意外であった。以下に各発表の概要を記す。

米国のPareらは、Cf中性子源を用いた雑音測定(Mihalczko法)の装置開発について報告した。SUNワークステーションを使って、データ処理を迅速に行うとともに、内蔵しているモンテカルロ・コードKENO-Vaと断面積セットで固有値計算を実行し、測定された実効増倍率と比較する。さらに検出器出力の時系列データのシミュレーションから計算したスペクトル比を、測定値と直接比較することができ、装置は高さ4ftのラック1個分に収まっており、さらに無駄を省けば小さくできるとの発表であったが、発表者がMihalczkoでなくやや迫力に欠ける気

がした。

英国の Dye らは、核分裂物質モニタの概要とその役割について、Sellafield で使用している核分裂物質モニタの概要と、その臨界安全管理における位置づけについて報告した。技術論よりは方法論あるいは安全管理方針の説明であり、印象は薄かった。

須崎(原研)は、軽水減速・軽水反射体付体系の指数実験とパルス実験について報告した。指数実験とパルス実験から静的反応度(実効増倍率)を算出する首尾一貫したデータ処理式を導いており、これを高末臨界体系に適用し測定値と計算値との比較から、指数実験が高末臨界度測定法として有利であると論じた。その根拠は、指数実験時の中性子束分布が、特に反射体領域で、静的反応度算出の基になる分布と似かよっているからである。ただし、会場に実験と計算の両方に明るい人が少なかったためか、発表者の主張はすぐに理解されなかったようである。

須田(名大)らが、Cf 中性子源を用いた雑音測定の新しいデータ処理法について報告した。H. V. Dam が BWR の雑音解析に使った検出器インポートンス関数を利用した、新しいデータ処理法の提案である。従来の ω_p モード展開法と異なり多数のモードを合わせなくても、高末臨界体系の空間依存性を表現することができ、その結果、正確な実効増倍率を測定値のスペクトル比から算出できる。発表者はこれを未臨界度モニタとして活用することを考えているが、フランスの研究者は燃焼度測定は意味があるが、未臨界度モニタの必要性はあるのかと疑問を呈していた。

米国の Anderson らが、ウランウム溶液の中性子発生率の測定について報告した。フランスの CRAC や米国の Los Alamos 研究所における実験のパルス出力の評価には、中性子発生率の見積りが重要であるとの問題意識から、5%濃縮フッ化ウラニルと 93%濃縮硝酸ウラニル溶液の中性子発生率を、ポリエチレン中に 20 本の ^3He 検出器を円環状に配置した高効率の検出器で測定した。バックグラウンド計算値の注意深い評価はもちろんのこと、サンプル体積の異なる測定値のゼロ体積への外挿や、計算値に対する気圧変動効果の補正も行なった。10%の測定誤差が検出効率のエネルギー依存性の不確かさからきており、この低減が今後の課題である。種々の誤差要因を徹底して追求している点に、この仕事の確からしさが感じられた。

米国の Spriggs は、実効遅発中性子割合の測定について報告した。Rossi- α 法と中性子源増倍法とを組合せ、中性子平均寿命と検出効率とは独立に β_{eff} を求める方法を提案した。ただし、固有中性子源強度の絶対測定を必要とする点で、最近国内でも話題の ^{252}Cf 中性子源法や Bennett 法と比較して、測定の困難さの点では大きな利点はないと考えられる。筆者は β_{eff} の測定に興味があり、討論を期待したが、筆者自身が出席しておらず拍子抜けであった。

台湾の Jiang が、臨界近接実験の経験について報告した。反射体領域に外部中性子源を配置した臨界近接実験で、臨界に近づいたので中性子源を取り除いたら、出力が急上昇し危険を感じてスクラムした。この原因は中性子源容器が吸収体として効いていたからだと説明していた。発表者との立ち話で、自分は計測の専門家であり、炉物理はあまり詳しくないのでとても驚いたと素直に述べていたが、このことの方が筆者にはよほど驚きであった。(山根義宏)

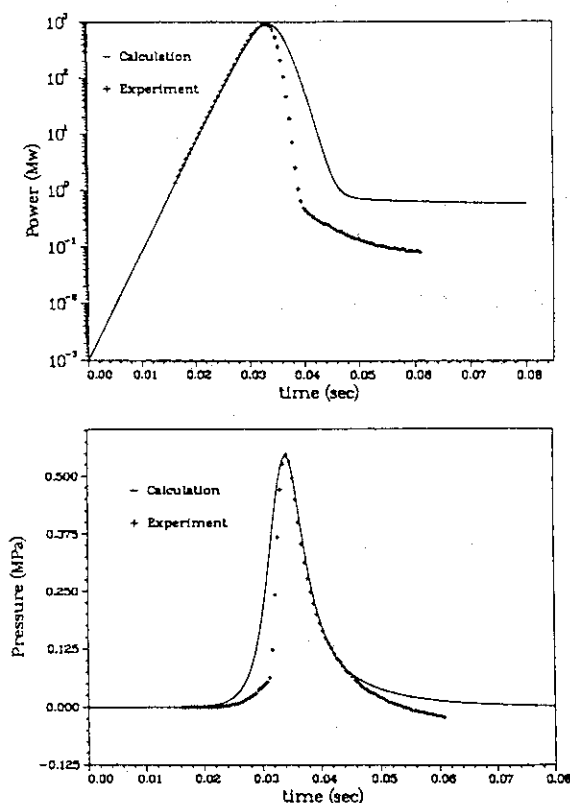
VII. 臨界事故解析および警報システム

臨界事故の解析、事故時の被曝線量・ソースターム評価、臨界警報システムに関する研究成果の報告が行われた。13 件のうち 4 件はポスターセッションで行われた。

1. 臨界事故の解析

本テーマに関しては、フランスが実験、英国が解析を行う形の共同研究結果が 3 件報告されており、この分野では最も進んだ成果を挙げている。フランスの Rozain らは、粉末燃料に水が浸透した場合の臨界事故解析を行なった。このために UO_2 粉末に水が浸透する過程を実験により測定し、反応度の添加速度を評価し、また水分を含む UO_2 粉末をパルス炉である SILENE により照射し、過渡出力下での粉末の熱的挙動を測定している。解析は英国で開発された動特性コード POWDER を用いて行われた。英国の Mather らは、溶液燃料の臨界事故解析コード CRITEX の検証計算結果を報告した。この計算は、フランスで行われた臨界事故模擬実験 CRAC および SILENE の実験データをよく再現していた。更に、同コードを用いて、正の温度反応度係数を有する低濃度 Pu 溶液の仮想臨界事故等のいくつかの興味ある事故シナリオの解析および米国の溶液燃料臨界実験装置 SHEBA の実験解析を行なっている。

一方、米国の Hetrick は、状態方程式、エネルギーおよび運動量保存式と 1 点炉動特性方程式の組合せにより溶液燃料体系の臨界事故解析を行なった。同手法では圧力を解析することができ、CRAC、SILENE 等の実験データを比較的良好に再現していた(第 3 図)。また、中島(原研)らは、事故解析コードで使用している各種ボイドモデルの比較計算および初期中性子密度の事故事象への影響を評価した。この結果、急速な反応度添加条件の下では、低濃縮 U 燃料においても核分裂連鎖反応の開始の時間遅れが観察されることが示された。



第 3 図 SILENE 実験と解析の比較
(逆炉周期 $\omega = 442\text{s}^{-1}$)

2. 被曝線量およびソースターム評価

米国の McLaughlin は、文献をレビューすることにより、各種状態の燃料に対する潜在的な事故規模を評価し、また、事故防止および発生頻度に対する検討を行なっている。この結果、金属・粉体燃料系では事故の発生頻度を低減する努力をすべきであるのに対し、溶液燃料系では事故後の対応計画を充分

に検討すべきであるとしている。

フランスの Barbry は、SILENE および CRAC を用いて行なった臨界事故時の線量測定、事故停止措置を行なった場合の被曝量測定、臨界警報装置の改良について述べている。このなかで、臨界警報装置は事故の発生を知らせるだけでなく、事故後の線量率変化等を測定、記録する機能が必要であるとしている。後述の臨界警報システム EDAC II は、従来のシステム EDAC に対してこの機能を付加したものである。

このほか、英国の Delafield らは、臨界事故時の被曝線量評価を行う計算プログラム CRISIS について報告した。これは、臨界事故用個人線量計等の測定結果から被曝量の最適評価を行うプログラムである。また、米国の Nguyen らは、Lawrence Livermore 研究所の金属製造工程における仮想臨界事故時ソースタームの計算を行い、環境への FP 放出を評価している。このなかで、ソースターム量は施設の換気条件に大きく依存しており、通常の条件では、非常に小さいことが示された。

3. 臨界警報システム

米国の Malenfant は、臨界警報装置の基準(ANSI/ANS-8.3-1986)に対する批判および改善のための提案について報告した。このなかで、考慮すべき最小臨界事故の基準としては、現在使用されている線量率ではなく積算線量を用いるべきであるとしている。また、Los Alamos 研究所の 10 台の臨界実験装置の概要および将来計画に関する発表も行なった。同研究所の実験装置 SHEBA では、溶液燃料の臨界事故事象に関する実験が行われており、成果の公開が望まれる。英国の Cooper らからは、BNFL における臨界警報装置および事故時の対応計画の基本的考え方が報告された。この考え方は、Sellafield の各施設において適用されている。フランスの Prigent らは、臨界警報システム EDAC II の紹介を行なった。
(中島 健)

— 参 考 文 献 —

- (1) 清瀬量平, 他: 各国の臨界安全性研究, 原子力誌, 30[6], 557(1988).
- (2) TONE, T.: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 12, 467 (1975).
- (3) BIERMAN, S. R., et al.: *PNL-4976*, (1984).

8. 第7回会合発表内容

(臨界安全性に関するシンポジウム、平成4年9月21日、日本原子力研究所東海研究所)

本会合は、最終会合として、燃焼燃料の臨界安全性をテーマとして取り上げ、米国及び日本の活動紹介をふまえて議論を行うことを目的に開催された。発表及び討論の概要は以下の通りである。

①米国エネルギー省廃棄物管理計画の概要(米国エネルギー省 W.H. Lake)

1998年に予定されている使用済み燃料の中間貯蔵(MRS)サイトへの輸送開始とその後の最終地中処分(Repository)に向けて、米国エネルギー省は大量の使用済み燃料を安全かつ経済的に輸送するため、バーンナップクレジットを導入した輸送システムを開発中である。この計画は、バーンナップクレジットプログラムと呼ばれ、その中で、サンディア国立研究所が主導する基盤技術開発とGA、B&W等によるキャスク設計が進められている。臨界安全設計における中性子増倍率の制限方法としては、図1のカーブDのように、濃縮が高くなるほど燃焼度(B)が大きくなるが、それによる中性子増倍率の評価誤差が拡大するのでバイアスを大きくとることであった。

②エネルギー省キャスク開発計画(E.R. Johnson Associates B.R. Teer)

GAによるトラック輸送用の重量制限を考慮したキャスク設計及びB&Wによる鉄道または船舶輸送用キャスク設計の概要が断面図を示しながら報告された。

③使用済み燃料の輸送・貯蔵に関連する技術的問題点(サンディア国立研究所 T.L. Sanders)

サンディア国立研究所は使用済み燃料の輸送・貯蔵に関連して、(1)バーンナップクレジット問題、(2)閉じ込め・遮蔽、(3)キャスク表面からの放射能汚染の離脱(Contamination Weeping)等の諸問題を検討しており、本会合では、主に(1)について報告された。

主な課題は(1)使用済み燃料の臨界性評価における不確かさの定量化、(2)ユーザーへの標準コードとベンチマークデータセットの提供及び(3)誤装荷防止用測定手法の確立である。(1)については、主パラメータである初期濃縮度、燃焼度及び冷却期間に関する管理値の信頼性は高いが、事前測定により確認するとともに、安全側の設計により不確かさへの対応が可能であるとしている。また、軸方向の燃焼度分布の効果は2~3% Δk 以下、運転履歴(出力レベル等)の効果は0.5% Δk 以下、可燃性の毒物の有無の効果は1% Δk 以下と考えている。(2)については、KENO-V.aを用いて発電炉の再起動時臨界データ等を解析することによりバイアスを評価するとともに、燃焼履歴、核種組成、MOX燃料体系を含む新燃料臨界体系と燃焼後の中性子増倍率等から構成されるベンチマークデータセットの作成、燃焼燃料組成の推奨値やユーザーがバイアス評価を行うための手引の提供を目指している。また(3)については、図2に示す"FORK"システムによりグロス中性子及び γ 線強度を測定する方法を1993年中に実証する計画である。

④OECD/NEAのバーンナップクレジットベンチマーク活動(オークリッジ国立研究所 G.E. Whitesides)

OECD/NEAの臨界安全性計算ワーキンググループ活動が歴史を追って紹介された。1980年に軽水炉使用済み燃料輸送容器を対象としてベンチマーク活動が開始されて以来、大きな配列体系の問題、溶解槽問題等を経て、最近ではバーンナップクレジット問題に焦点が当てられている。バーンナッ

プクレジットの導入により、貯蔵・輸送容量の倍増、あるいは高燃焼度用の初期濃縮度が高い燃料でも既存設備で取扱可能といった経済的なメリットと、燃料組成データや動力炉の臨界データでコードの検証に有用なデータが蓄積されつつあるという事情が背景にある。3つにフェーズに分けて、PWR、BWR、MOX燃料等を対象としたベンチマーク活動を進めていく予定であり、今後とも燃焼燃料の組成や臨界性に関する実験データの取得が重要であるとの指摘があった。

⑤バーンナップクレジットに関するハンドブック活動と実験計画(日本原子力研究所 小林岩夫、奥野浩、須崎武則)

バーンナップクレジットに関する原研の活動と今後の計画が紹介された。一つは臨界安全評価用に適切に安全側の燃料組成を定めることであり、PWR燃料については、燃焼度をパラメータとした推奨値が日本の臨界安全ハンドブック(1988年)に載せられている。もう一つは、使用済燃料体系に関する臨界計算のバイアス評価であり、そのための未臨界度データ取得を目指した指数実験が、2体のPWR使用済燃料集合体を対象として、1992年中に実施される予定である。

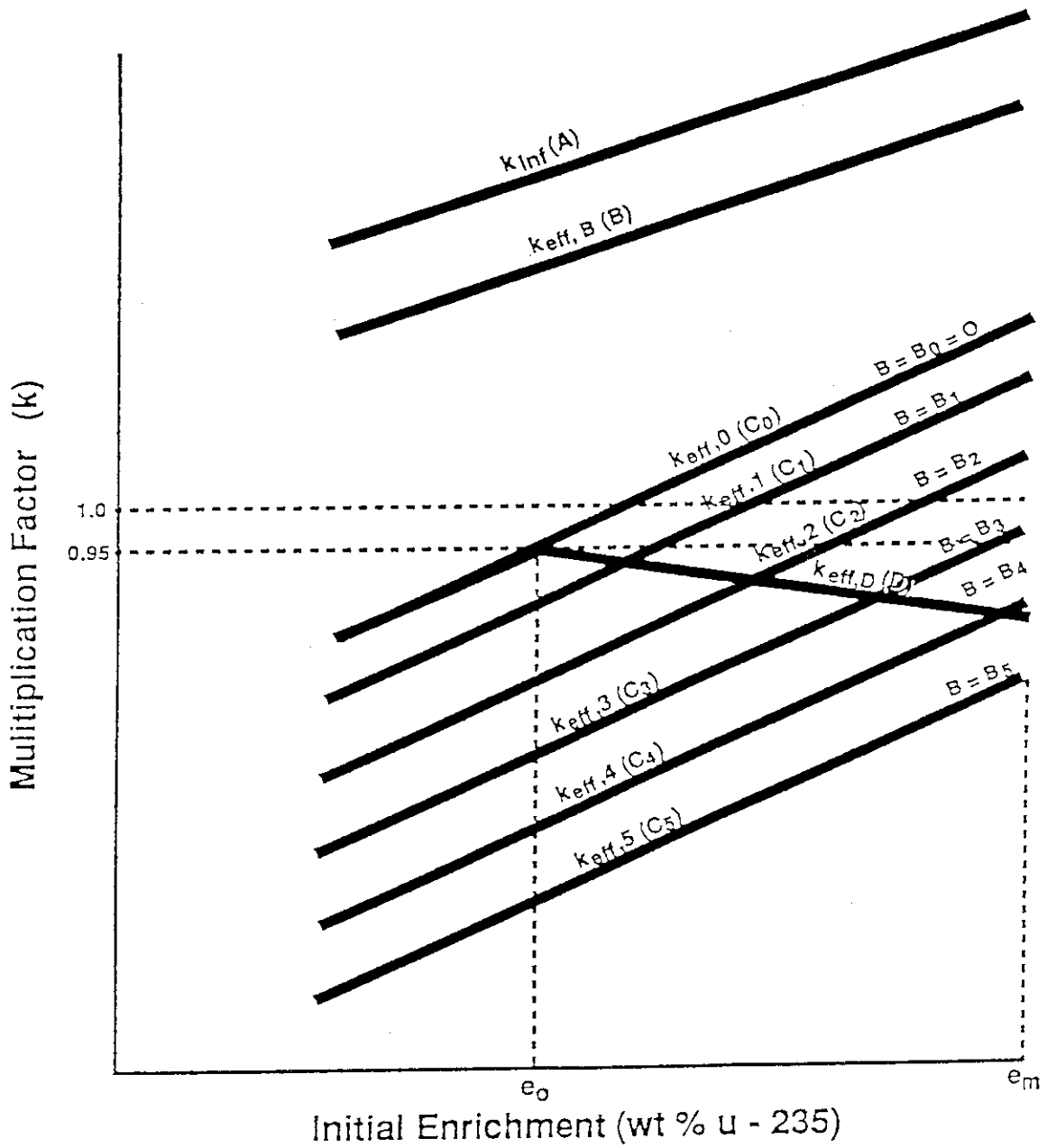
⑥バーンナップモニターの開発(丹沢富雄、榎東芝)

下北再処理工場の使用済燃料貯蔵施設及び溶解槽では、バーンナップクレジットを導入した臨界管理がなされる計画であり、貯蔵施設に設置される予定のバーンナップモニターの設計概念と実証試験の概要が報告された。図3に示すようにステップI(主システム)では燃料集合体軸方向のグロスガンマ線強度分布の測定、高分解能FPガンマ線スペクトロメトリによる燃焼度、冷却期間及びPu/U比の測定及びパッシブ中性子法による燃焼度の測定がなされ、ステップII(副システム)ではCd板着脱法による残存核分裂性物質量の測定がなされる。BWR集合体27本(15~29GWD/t)及びPWR集合体26本(10~32GWD/t)を用いた実証試験では、燃焼度等について±5%程度、冷却期間について±90日程度の精度で使用済燃料の特性が測定可能との良好な結果が得られている。

⑦燃焼計算手法の改良と最新照射試験結果の解析(東北大学 平川直弘)

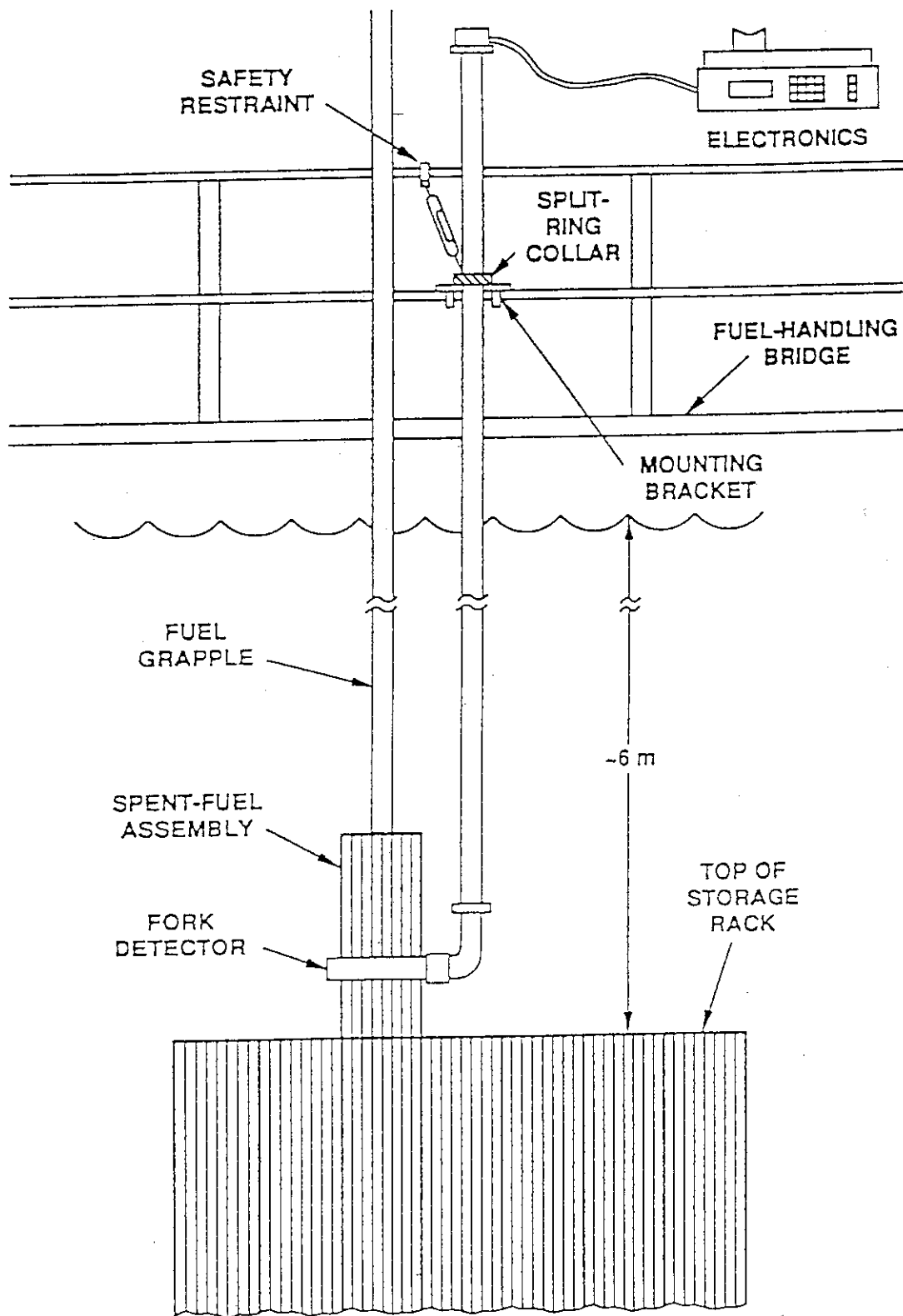
各燃焼ステップの最初に、その時点での燃料組成、冷却材条件等を考慮して1群実効断面積を計算する機能を持った燃焼計算コードSWATを整備し、PWR照射後試験によるTRU核種組成分析値(燃焼度6~35GWD/t)を参照しつつ、性能評価を行った結果が報告された。燃焼履歴がよく分かっているTRINO炉については主要なTRU核種組成を5%以内の精度で再現したが、履歴データが不十分な日本のPWR燃料については ^{241}Pu 等に不一致が見られ、今後のより詳細な履歴データに基づく検討の必要性が示された。

Criticality Safety Design Curves for a Spent Fuel Cask

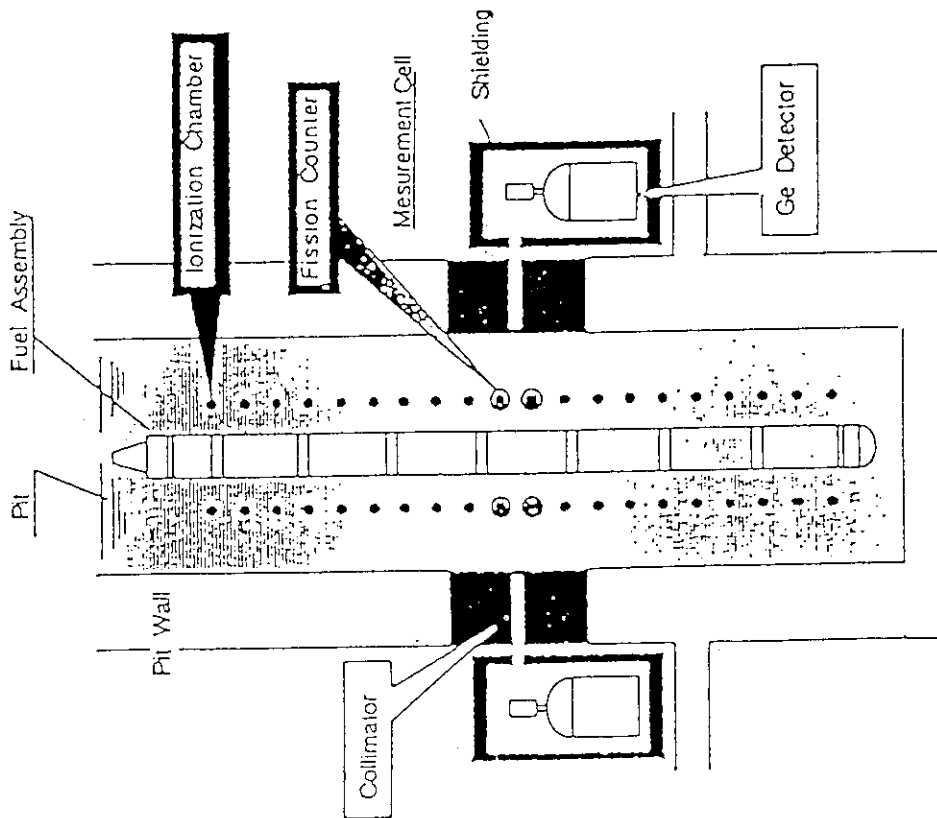


☒1 Criticality safety design curve

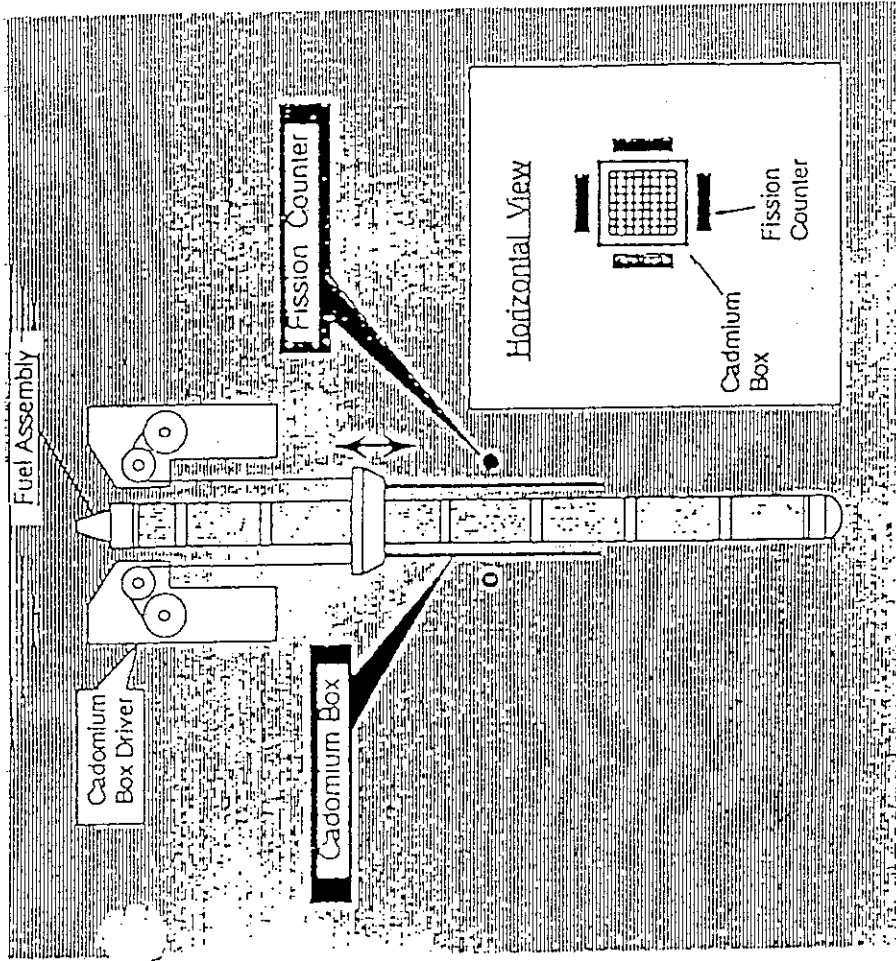
Curves are for a worst case(criticality safety) condition(water filled cask with full water reflection).



☒ 2 FORK Measurement System



Schematic Drawing of the Step I Equipment



Schematic Drawing of Step II Equipment

☒ 3 Conceptual Design of Burnup Monitor for Reprocessing Plant

9. あとがき

「臨界安全性特別専門委員会」には、関連分野の専門家の方々に積極的な参加協力を頂き、臨界安全に関する広範かつ詳細な議論がなされたことに改めてお礼申し上げる。本報告書の発行が本委員会での最後の会合から2年あまり経過したことは、幹事としてその責任を痛感している。この「臨界安全性特別専門委員会」で発表された内容は、その後学会誌等で発表されたものも少なくない。そこで以下に文献一覧を示す。

(幹事：三好 慶典)

3.3 燃料濃度分布の不均一化による反応度効果

- ・ Y. Yamane et al., "Measurements of Reactivity Effect and Thermal Neutron Flux in Non-uniformly Distributed Fuel Assemblies," J. Nucl. Sci. Technol., 31, 640 (1994).

3.4 板状コンクリート模擬体の反応度効果に関する実験

- ・ Y. Miyoshi et al., "Reactivity Effects of Concrete Slabs in Single and Coupled Cores of Rectangular Parallelepiped Geometry," J. Nucl. Sci. Technol., 30, 813 (1993).

5.2 TCA結合体系におけるAveryの方法の適応性

- ・ T. Kugo, "Applicability of Avery's of Coupled Reactor Theory to Estimate Subcriticality of Test Region in Two Region Systems," J. Nucl. Sci. Technol., 29, 513 (1992).

8④ OECD/NEAのバーンナップクレジットベンチマーク活動

- ・ M. Takano, "OECD/NEA Burnup Credit Criticality Benchmark-Result of Phase-1A-," JAERI-M94-003 (1994).

8⑤ バーンナップクレジットに関するハンドブック活動と実験計画

- ・ I. Kobayashi et al., "Plutonium Content, Uranium Content, and Subcriticality Data of Spent Fuel," Proc. of PATRAM'92, Vol.1, p.155 (1992).