

JAERI-M

5730

NSRRの熱中性子スペクトラム, 温度係数
および動特性パラメータ

(NSRRの炉物理と核設計・1)

1974年6月

伊勢武治・中原康明・秋元正幸

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

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

NSRRの熱中性子スペクトラム，温度係数および動特性パラメータ

(NSRRの炉物理と核設計・1)

日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部

伊勢武治・中原康明・秋元正幸

(1974年 5月21日受理)

NSRRは固体均質型原子炉であり，そのため即効性の負の温度係数を持ち，さらに，燃料に水素化ジルコニウム²³⁸の形で中性子減速効果の大きい水素を含んでいるので，この原子炉の温度係数は，他の原子炉に較べて大きい。ここに，温度係数を中心に，数値的に総合的なサーヴェイを行って，この原子炉の核特性解析法を確立すると共に，炉物理的特徴を明らかにした。得られた結論のうち，主なものは次の通りである；(1)全温度係数の平均値は， $-0.82 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ ($23^{\circ}\text{C} \sim 700^{\circ}\text{C}$)であり燃料温度 300°C 附近で最大値を示す分布を持つ。(2)全温度係数の70～80%は熱中性子の寄与によるものである。(3)この熱中性子の寄与は，温度上昇による熱中性子の上方散乱の増加に依るものを含むので，臨界計算の際には，熱中性子の寄与をできるだけ多群にして，評価しなければならない。普通よく行われる熱1群を用いると温度係数に20%の誤差を生ずる。(4)動特性パラメータを求める際にも同様の注意が必要で，熱1群を用いると即発中性子寿命に8%の誤差を生ずる。(5)燃料は均質であるが，燃料セルとしての非均質効果は大きく，燃料セル全体を均質化したときとの差は，温度係数で，30%以上となって現われる。(6)温度係数の値は実験孔内に存在する軽水の量に依存する。軽水実験孔のときの値の方が空孔実験孔のそれよりも20%大きい値を示す。試験燃料ピンのある実験孔のときの値は，両者の値の間に入る。

Thermal Neutron Spectrum, Prompt Negative Temperature Coefficients,
and Kinetics Parameters of the NSRR

(Physics and Nuclear Analysis of the Nuclear Safety
Research Reactor-I)

Takeharu ISE, Yasuaki NAKAHARA and Masayuki AKIMOTO

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received May 21, 1974)

The NSRR is a kind of solid homogeneous reactors. Accordingly the reactor has the large prompt negative temperature coefficient. In addition the coefficient is much larger than that of other reactors, since the fuel itself contains a large amount of hydrogen in the form of zirconium hydride, which has a strong moderating ability. As a result of an extensive numerical analysis of the characteristics of this reactor, we have established the calculational procedure for the nuclear design and clarified the physical properties.

The important characteristics of the NSRR may be summarized as follows;

- (1) The total temperature coefficient is on an average $-0.82 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ ($23^\circ\text{C} \sim 700^\circ\text{C}$) and has the peak value around 300°C .
- (2) The contribution of thermal neutrons to the total temperature coefficient is over 70%.
- (3) The multigroup treatment of thermal neutrons is necessary to obtain a reasonable value of the temperature coefficient. The calculation with the one thermal group constants results in an error of 20% in the coefficient in comparison with the four thermal group constants.
- (4) The multigroup treatment of thermal neutrons is required also for calculating the prompt neutron lifetime and the effective delayed neutron fraction. The calculations with the one thermal group constants give an error of 8% in the values.

- (5) The heterogeneous cell calculations should be employed, although the fuel itself is homogeneous. The homogeneous cell calculations give an error of 30% in the temperature coefficient.
- (6) The temperature coefficient depends on the amount of water contained in the experimental cavity. The coefficient in the case where the cavity is filled with water is 20% larger than that when filled with air. When the water capsule with 4 JP2 pins is installed in the cavity, the coefficient is comparable to the value in the case of air cavity.

目 次

1. はじめに	1
2. U-ZrH燃料の物性	4
3. 散乱カーネルと熱中性子スペクトラム	10
3.1 散乱カーネルの計算コード	10
3.2 ZrH ₀ 散乱カーネルにおけるモデル	12
3.3 H ₂ O散乱カーネルにおけるモデル	15
3.4 熱中性子スペクトラムと燃料セル計算	15
4. 温度係数, 即発中性子寿命および実効遅発中性子割合の計算	35
4.1 計算方法	35
4.2 熱エネルギー群数依存性	36
4.3 温度係数, 即発中性子寿命および実効遅発中性子割合の計算値	37
4.4 浴温度係数, 冷却材温度係数およびボイド係数	38
5. あとがき	47
謝 辞	48
6. 参考文献	50

Contents

1. Introduction	1
2. Thermophysical properties of U-ZrH fuel	4
3. Scattering kernel models and thermal neutron spectrum	10
3.1 Computational codes for scattering kernels	10
3.2 Model of scattering kernels for ZrH	12
3.3 Model of scattering kernels for H ₂ O	15
3.4 Thermal neutron spectrum and fuel cell calculation....	15
4. Calculations of temperature coefficient, prompt neutron life time, and effective delayed neutron fraction	35
4.1 Computational procedure	35
4.2 Influence due to the number of thermal groups	36
4.3 Values of temperature coefficient, prompt neutron life time, and effective delayed neutron fraction....	37
4.4 Bath temperature coefficient, coolant temperature coefficient, and void coefficient	38
5. Conclusions	47
Acknowledgment	48
6. References	50

1. はじめに

NSRR (Nuclear Safety Research Reactor, 安全性研究炉)¹⁾ は、水素化ジルコニウムを主な減速材とした一種の固体均質型(燃料)原子炉で、一般に、TRIGA型原子炉として知られている。

固体均質型原子炉^{*1)}としての一般的な特徴は、

(イ) 燃料の熱膨張による負の温度係数を持つ。しかしながら、これは遅効的^{*2)}な量であることが多いので、むしろ、次のふたつの量の方が重要である。

(ロ) 燃料の自己遮蔽効果が非均質炉に比して小さいので、共鳴吸収による負の温度係数(Doppler 係数)が大きい。これは、即効的な量である。

(ハ) 燃料温度上昇に伴って、中性子スペクトルの硬化、および中性子の洩れの増加による負の温度係数を持っている。これも、即効的な量である。

特に、水素化ジルコニウム減速炉は(ハ)の量が大きいことで知られていて、このことが、自己制御性の高い原子炉として、NSRRのようにパルス炉として利用できる原因となっている。

更に、このウラン水素化ジルコニウムを固体均質燃料として用いているので、他の黒鉛や、Be が用いられる炉に較べて、一番減速効果の大きい水素を含んでいる為に、次のような特徴を持っている²⁾。

(ニ) 臨界半径および臨界質量が一番小さい、すなわち、小型原子炉(黒鉛炉の3分の1以下)である。

(ホ) 共鳴吸収を逃がれる割合が一番大きい。

(ヘ) 熱中性子束が一番大きくとれる。

(ト) 水素化ジルコニウムは、安価に製造でき、水との反応性もなく、また、温度変化に対しても安定な結晶構造を持つ^{*3)}。

また、温度変化に対しても安定な結晶構造を持つ^{*3)}。

以上のように、TRIGA型炉は、安全で、利用しやすい原子炉であるが、パルス運転のため、広い範囲(23°Cから700°C前後)にわたって燃料温度が変化するので、水素化ジルコニウム物性に対する深い知識が、温度係数計算上から必須となってくる。

現在までのTRIGA型原子炉の発展をみると、定常低出力のTRIGA II型までは、燃料もU-ZrH_{1.0}でAl被覆であった。そして燃料内部と被覆材の間に、空隙も設けてなかった。反射材としては黒鉛が用いられていた。その後、この原子炉の燃料としての高い自己制御性を生かすために、高出力のパルス運転可能な原子炉がTRIGA-mark III, TRIGA-mark Fなどの試験を経て²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾開発され、NSRRの原型炉であるTRIGA

*1) その他に、固体均質炉としては、次の黒鉛炉が知られている。HTGR(米国)、DRAGON(英国とEURATOM)、AVR(独逸)、多目的炉(日本)

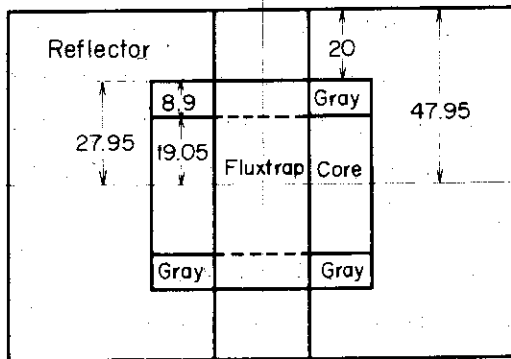
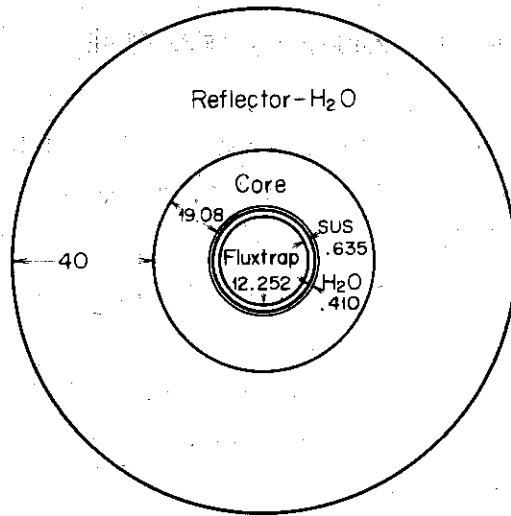
*2) この論文内では、原子炉が機械的制御できない、すなわち、即発中性子寿命 λ_p のオーダーで上昇する出力の負のフィードバックとして働く効果を即効的と呼び、そうでないときを遅効的と呼ぶことにする。

*3) 水素化ジルコニウムは δ -相の結晶構造では、広い温度範囲に対して安定である。結晶構造については第2章で述べる。

ACPR (TRIGA - Annular Core Pulse Reactor⁷⁾⁸⁾⁹⁾が完成されるに到った。

このTRIGA-ACPRでは、TRIGA-II型より次の点が変わっている：パルス発生時の広い温度範囲にわたって結晶構造の変らないZrH_{1.625}(δ -相)を用いたこと。被覆材に強度の高い不銹鋼(SUS 304)を用いたこと。燃料肉部と被覆材の間に断熱効果を高めるための空隙を入れたこと。更に、中性子の洩れを少なくするために、反射材を黒鉛から軽水に変えたこと。そして、中央に実験孔としての大きな穴(直径約20cm)を設けたこと等である (Fig. 1.1およびFig. 1.2参照)

したがって、NSRRを解析する上で、ふたつの重要な問題点につき当たる。ひとつは、炉心自身の特性、特に温度特性についての問題点であり、もうひとつは、実験孔に関する問題点である。実際には、実験孔内の様子が炉心特性に影響を及ぼすことがあるので、ここでは直接、炉心に関連する問題に留めて、この原子炉の炉心特性や、炉心解析上の特徴についてサーヴェイを行ない、NSRRの炉特性解析法の確立をはかる。制御棒効果⁴⁵⁾や実験孔内試験燃料の発熱量⁴⁶⁾については別報にまとめてある。



unit; cm

Fig. 1.1 Overall geometry of the NSRR

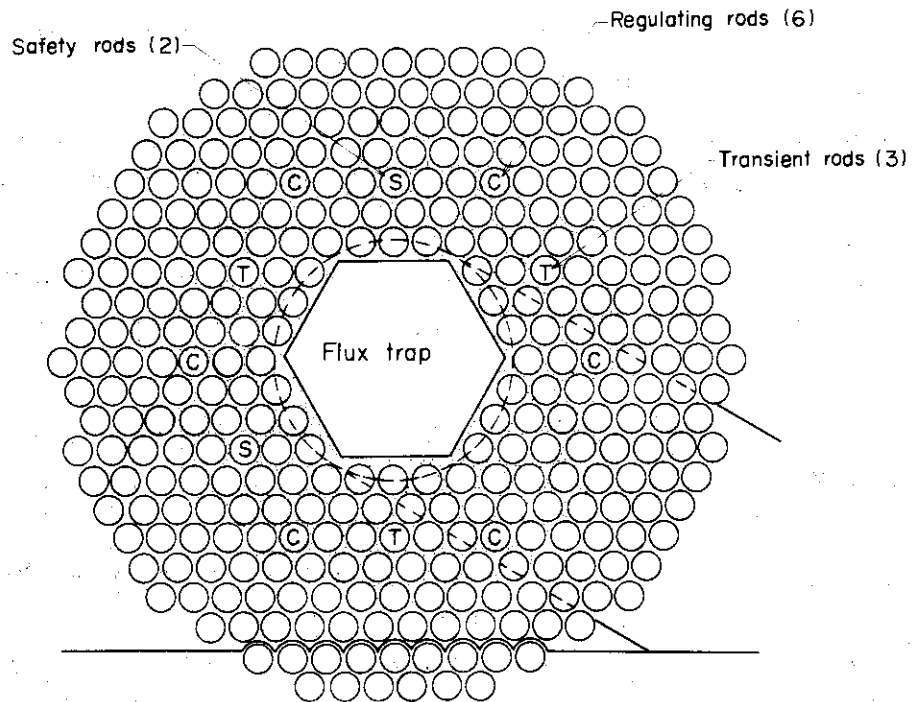


Fig. 1.2 Core arrangement of the NSRR

2. U-ZrH_δ 燃料の物性

ウラン水素化ジルコニウムを燃料としている原子炉としては、TRIGA型の他に宇宙用として¹²⁾¹³⁾ SNAP原子炉(AI社)がある。したがって、この燃料については、AIとGEES^{*1)}の両社で広い研究が行なわれてきている。

原子炉の核特性にとって、特に大切なことは、燃料の物理的性質、特にその温度依存性である。すなわち、水素化ジルコニウムの結晶構造、熱容量、および種々の固相における構造の安定性である。結晶構造の知識とともにその結晶格子の熱振動に関する物理量のデータは、中性子の熱化過程、ひいては温度係数の解析に必要であり、熱容量は温度係数とともにこの原子炉のパルス特性解析の際に必要な量である。

NSRRに用いられている燃料要素はFig. 2.1に示されている。燃料肉部(fuel meat)と被覆材(SUS 304)の間には、0.0432cmの空隙(gap)がある。これは、高温になったとき、被覆材の表面に部分的な沸騰(nuclear boiling)の起る可能性を防ぐために設けられた。燃料肉部の中心にあるZr棒は、この燃料要素製造過程で、この穴に水素ガスを吹き込んで、U-Zrを水素化(hydriding)したときの名残りであり、この原子炉を運転しているうちにZr棒の領域は水素化ジルコニウムになってしまう。

ZrH_xのxが1.625が選ばれた理由は、Fig. 2.2に示した水素化ジルコニウムの相図(zirconium hydride phase diagram)から明らかのように、x = 1.625の場合はδ相(δ-phase)に属し、また、δ相は、広い温度範囲にわたって相転移(phase transition)がないからである。^{*2)}一般に、結晶内で相転移が起ると、結晶内の格子間隔が変わり、それに伴って、膨脹率、その他物性の値が変わって、ひいては、この燃料の歪み(distortion)や曲げ(bending)などを起すようになる。一例として膨脹率の相による変化をFig. 2.3に示しておいた。x ≥ 1.5、すなわち、δ相においては結晶格子のHの占める格子点のうち空席になっていた場所がHによって埋められるだけで、それ以上の膨脹率の変化は起らないと考えられていたが、その後の精密測定によると、Fig. 2.8からわかるように、800℃の温度のときをみると、δ相においても僅かではあるがxに依存して密度変化の勾配に偏りがあることが確認されており、したがって、膨脹率にも変化があると考えられる。しかしδ相においては、膨脹率は一定であるとしても悪い近似ではないと思われる。Fig. 2.3には示されていないが、δ相からε相への相転移による膨脹率の変化は小さい。また、水素化ジルコニウムは水との反応もなく、化学的にも安定である。

水素化ジルコニウム結晶はZrH₂のときで完全格子を形成し、Fig. 2.4に掲げたような構造を持っている。Zr原子は大きい立方体の頂点とその面の中心とに存在していわゆる面心立方格子を形成している。

*1) TRIGA型炉の製造会社は現在ではGEES(Gulf Energy Environmental Systems)という名前になっている。AI社はAtomic Internationalである。

*2) 水素ジルコニウムを元素記号を用いて表示する場合、δ相にあることを強調するときにはZrH_δと書き、比H/Zrを重視するときにはZrH_xと書くことにする。

一方H原子は、Zr原子からなる立方体の半分の立方体の頂点に存在する。つまり、それぞれのH原子は、4個の最近隣のZr原子を、 a をZr格子の格子定数とすると、 $(\sqrt{3}/4) \cdot a$ の距離にもっている。そして、この4個のZr原子は、H原子を中心とした正四面体(tetrahedron)を構成しており、ZrH₂結晶の議論においては、これを単位セルと考えることができる。このH原子とZr原子の結合はかなり強く、したがって、H原子を中心としたZr原子群は、規則正しく配列しているものと考えられる。また、H原子とH原子の結合は弱い。これらの事実は、X線回折や、中性子散乱の研究によって、かなり明らかになってきた。ZrH_xのH原子の数が $x=2$ のとき格子内でH原子の占め得る位置が全部塞がるので、 $x \leq 2$ であり、 x が整数でないのが普通である。したがって、H原子とZr原子の結合はイオン結合ではなく、ZrH_xの結晶は侵入型化合物(interstitial compound)として扱われているようである。¹⁵⁾

燃料要素として許容される燃料の最大温度は、Zr-H結合からの水素の解離圧によって定まる。すなわち、燃料の温度が上昇すると、温度上昇に伴って、水素が解離して、結晶中の水素の平衡解離圧を越えると、水素ガスとして貯る。そして、この圧力が、燃料要素の被覆材の耐圧設計に影響を及ぼすことがある。水素化ジルコニウム結晶の平衡水素解離圧(equilibrium hydrogen dissociation pressure of zirconium hydride)をFig. 2.5(結晶温度900℃以下)とFig. 2.6(結晶温度900℃以上)に示しておいた。NSRRの運転時の燃料温度は、高くなっても900℃程度である。被覆材(SUS 304)の耐圧設計値は1500 psi^{*3)}にとつてあるので充分余裕があると考えてよい。

パルス特性解析に重要なもうひとつの量はこの燃料の熱容量(比熱の温度に関する積分量)の温度依存性である。U-ZrH_xとしてのデータは見当らなく、ZrHのデータから合成して用いられることが多い。ZrH_xの比熱については、 x をパラメータにしての実験結果が報告されている。¹¹⁾ NSRRの燃料(20%濃縮U-ZrH_{1.625}, 密度=6.118 gr/cc)の比熱(volumetric heat capacity of the NSRR fuel)は、Fig. 2.7に示すように、温度の増加とともに約600℃以下では2次関数的に増加し、それより高温になるとほぼ温度に比例する。

燃料の熱膨脹の反応度係数への影響を調べることもあると思われるので、Fig. 2.8にZrH_xの密度の温度依存性(density ratio as a function of temperature for zirconium hydride)を凶示しておく。 ρ_T/ρ_0 は、温度0℃の密度に対する比である。Zrのみの場合は密度は温度とともに一次関数型の減少を示すが、ZrH_xではHの含有量が増すに従い、減少率も大きくなる。 x の1.58~1.70の範囲では、 x が1.7のときのカーブが測定値とよく一致し、最小自乗法で関数近似した式が次式によって与えられている。¹¹⁾

$$\left(\frac{\rho_0}{\rho_T}\right) = 1 - (1.78 \pm 0.15) \times 10^{-5} T - (3.31 \pm 0.48) \times 10^{-8} T^2 + (2.3 \pm 0.4) \times 10^{-11} T^3 \quad (T \text{ は } ^\circ\text{C} \text{ の単位}) \quad (21)$$

U-ZrH_xの密度は、一般に、UとこのZrH_xの値とから合成して用いられる。

*3) psiは圧力の単位で、pond/inch²であり、atmos(気圧)はkg/cm²単位で示した値であり、1000 psi = 70 kg/cm²である。

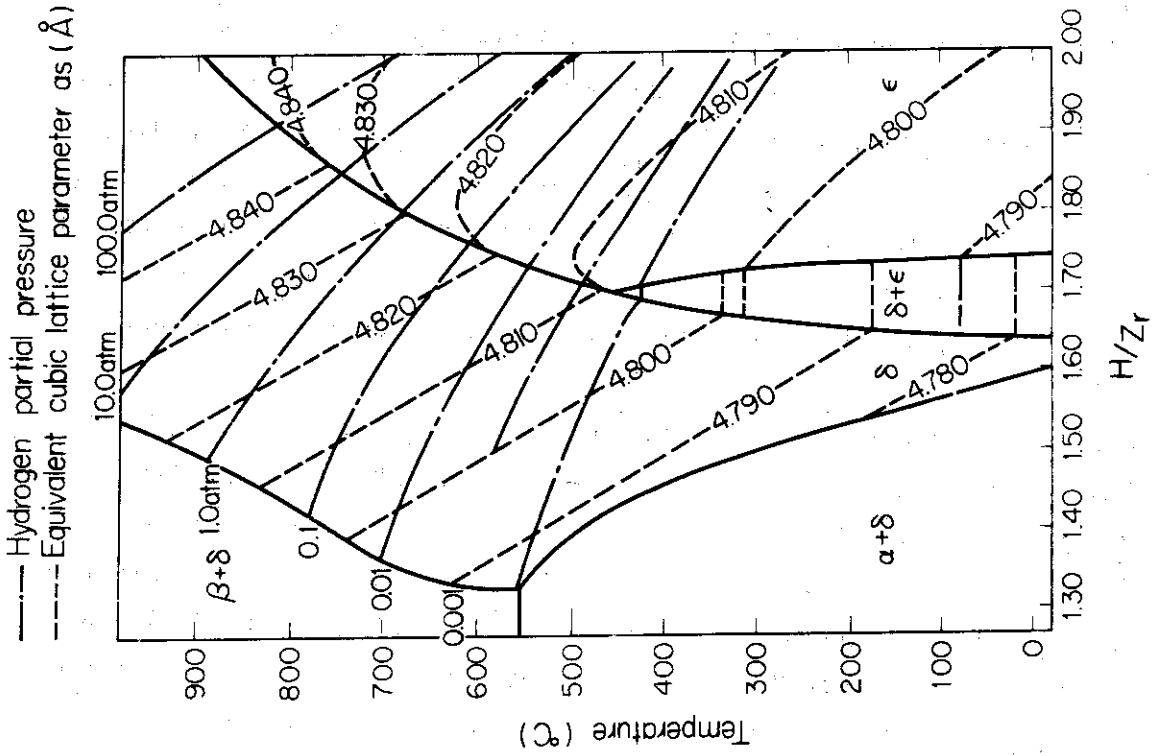
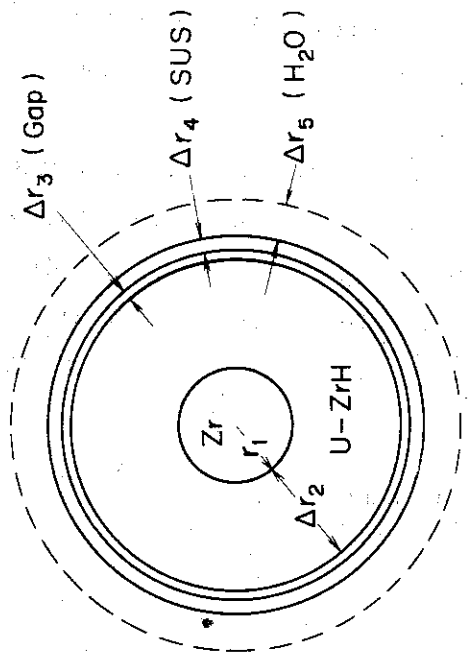


Fig. 2.2 Zirconium hydride phase diagram¹²⁾



- $r_1 = .4572$ (Zr)
- $\Delta r_2 = 1.3220$ (U-ZrH₂)
- $\Delta r_3 = .0432$ (Gap · insulator)
- $\Delta r_4 = .0508$ (SUS · clad.)
- $\Delta r_5 = .3165$ (H₂O · coolant)

unit = cm

Fig. 2.1 Fuel cell configuration of the NSRR

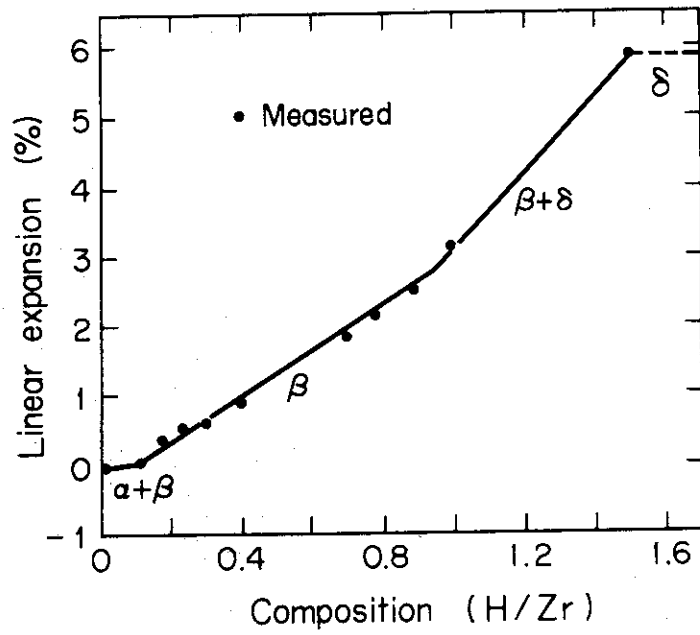


Fig. 2.3 Dilatation of zirconium hydride on hydriding at 800°C²⁾

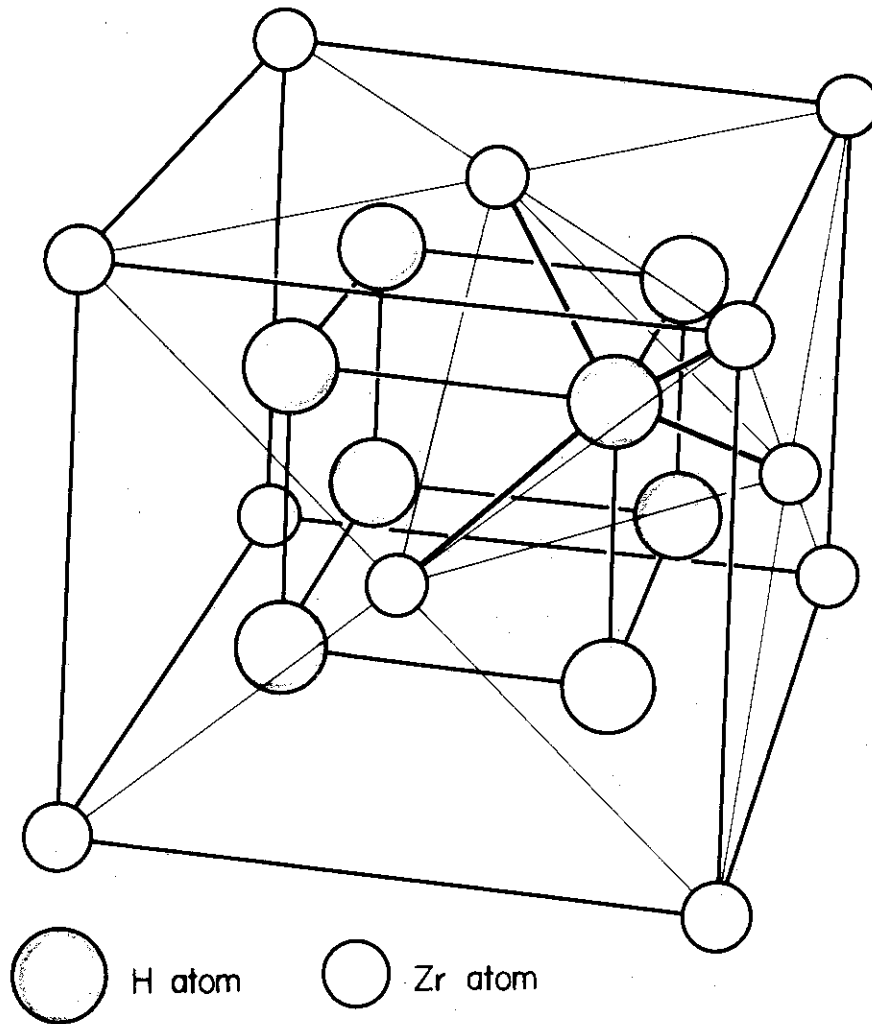


Fig. 2.4 A unit crystal cell of zirconium hydride (ZrH₂)¹⁴⁾

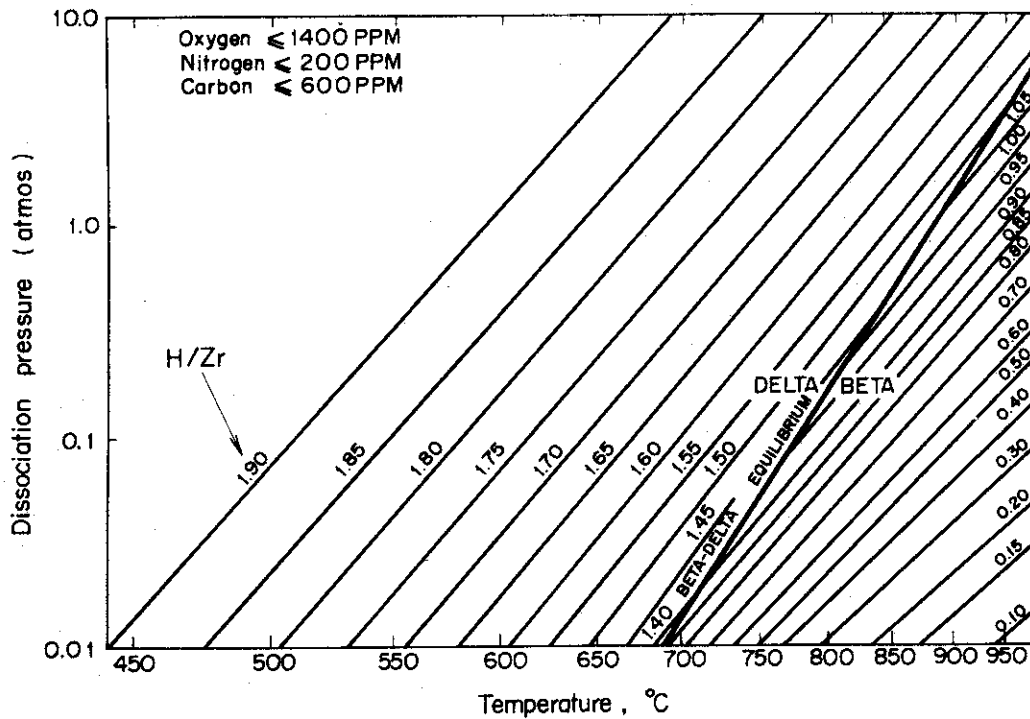


Fig. 2.5 Equilibrium dissociation pressure of zirconium hydride⁶⁾

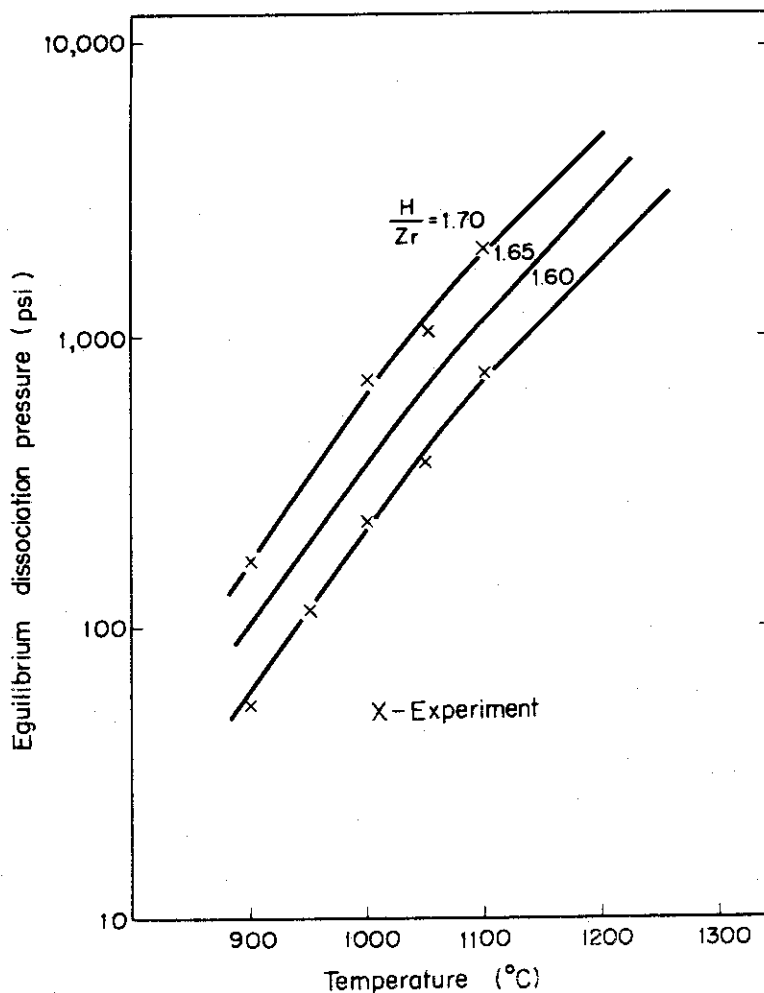


Fig. 2.6 Equilibrium dissociation pressure of zirconium hydride at high temperature⁴⁴⁾

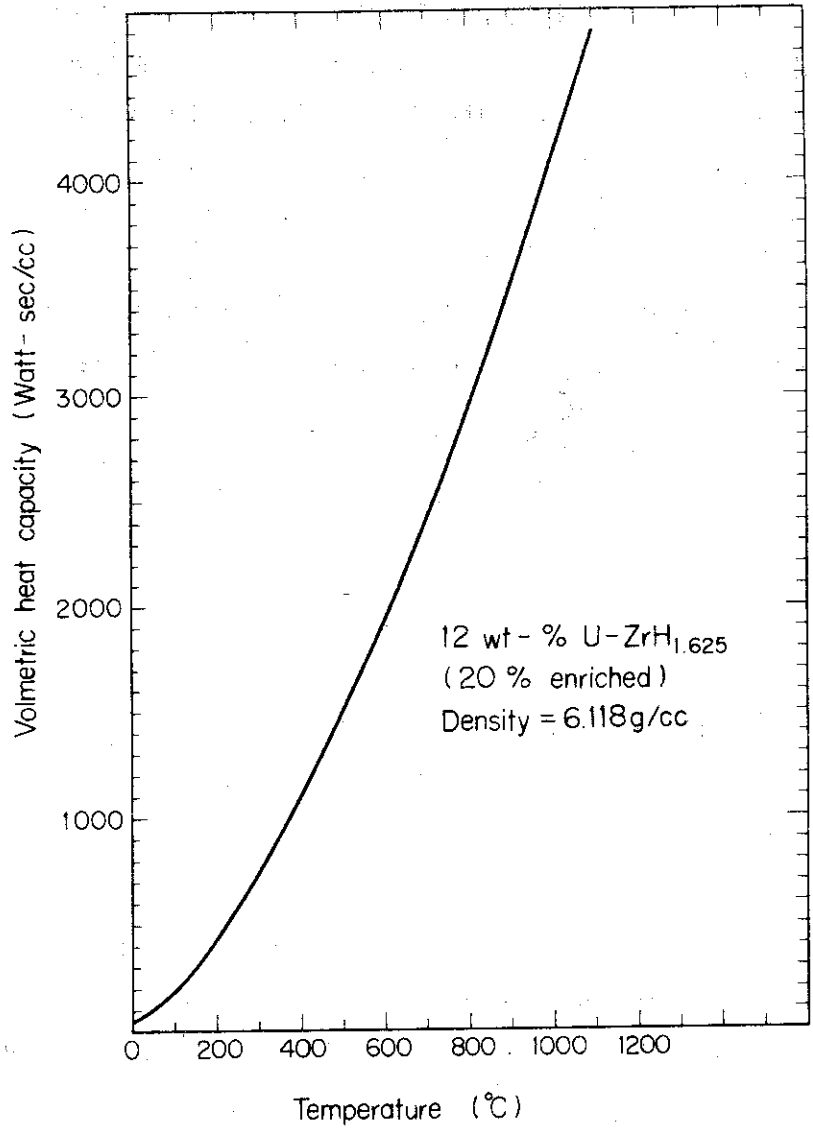


Fig. 2.7 Volumetric heat capacity of the NSRR fuel⁸⁾

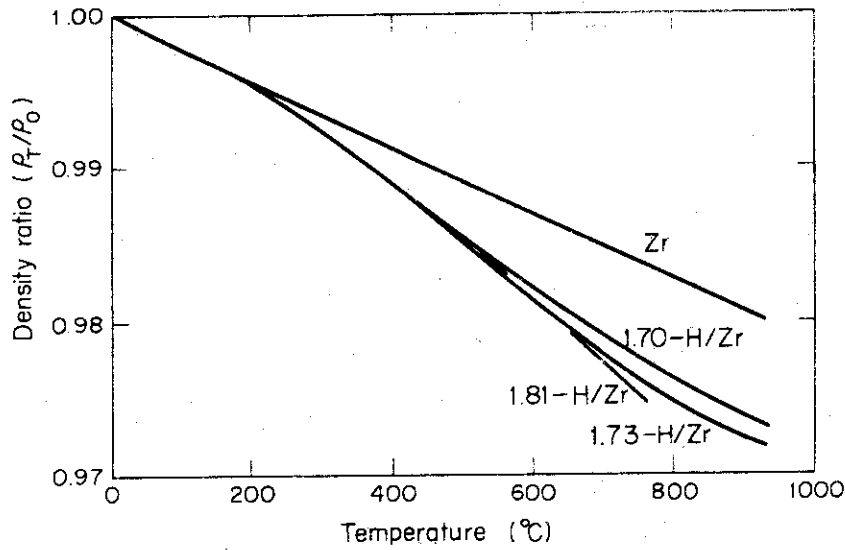


Fig. 2.8 Density ratio of zirconium hydride as a function of temperature¹¹⁾

3. 散乱カーネルと熱中性子スペクトラム

3.1 散乱カーネルの計算コード

第1章でふれたように、この原子炉では、燃料セルを構成している減速物質、すなわち、 ZrH_2 および軽水による中性子の熱化過程が、温度係数の算出上支配的な意味を持っている。したがって、この章では、温度係数の議論に入る前に、これらの物質の散乱カーネルと熱中性子^{*1)}についての知識を整理しておく。特に、 ZrH_x については、TRIGA型原子炉^{*1)}のみで用いられている減速物質であり、また、一般に公開されている断面積ライブラリ^{*2)}がないので、少し詳しく述べたい。 ZrH_x と軽水の散乱核モデルについては、次につづく節で述べるが、その他の物質については自由散乱ガスモデル^{*3)}で充分なので省略する。

中性子の、減速物質原子と衝突する前後のエネルギーを、それぞれ、 E_0 および E とし、散乱角度を θ とすると、散乱カーネルは、一般に、次の式で書くことができる。

$$\sigma(E_0 \rightarrow E, \mu) = \frac{\sigma_b}{4\pi} \sqrt{\frac{E}{E_0}} e^{-\frac{\beta}{2}} S(\alpha, \beta) \quad (3.1)$$

ここで、

$$\mu = \cos \theta$$

$$\alpha = \frac{\kappa^2}{2MT}$$

$$\kappa = \sqrt{2(E + E_0) - 4\sqrt{EE_0}\mu} \quad (3.2)$$

$$\beta = \frac{\epsilon}{T}$$

$$\epsilon = E_0 - E$$

で、 κ は、衝突前後の運動量変化であり、 ϵ はエネルギー変化である。M は散乱物質の原子の質量、T は散乱物質の温度である。 σ_b は束縛原子の散乱断面積である。

$S(\alpha, \beta)$ は、一般に散乱則と呼ばれ、結晶を構成する原子の振動分布 $\rho(\omega)$ と次式の関係を持っている：

$$S(\alpha, \beta) = T e^{\frac{\beta}{2}} S(\kappa, \epsilon) \quad (3.3)$$

$$S(\kappa, \epsilon) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\epsilon t} \chi(\kappa, t) dt \quad (3.4)$$

*1) TRIGA炉は研究用および教育訓練用として広く普及しているが、宇宙ロケット用の原子炉としても開発されている。

*2) 我々が入手した、併定数作成コードGGC-4の断面積ライブラリにも、 ZrH_x のデータが削られている。また、ENDF/Aにもタイトルには登録されているが、実際のデータには収納されていなかったが、最近のENDF/Bには収納されているようである。¹⁸⁾

*3) THERMOSコード内のBASKルーチンが自由ガス散乱カーネルの計算ルーチンである。

$$\chi(\kappa, t) = \exp \left\{ \frac{\kappa^2}{2M} [\gamma(t) - \gamma(0)] \right\} \quad (3.5)$$

と、

$$\gamma(t) = \int_0^\infty \frac{\rho(\omega)}{\omega} \left[\coth\left(\frac{\omega}{2T}\right) \cos(\omega t) + i \sin(\omega t) \right] d\omega \quad (3.6)$$

すなわち、振動数分布 $\rho(\omega)$ が与えられれば、散乱カーネルが計算できることになる。

結晶の散乱カーネルの計算によく用いられる SUMMIT²⁵⁾ コードに基づく UNCLE²⁶⁾ コードでは、 $\rho(\omega)$ を入力し、 $S(\alpha, \beta)$ の計算を経由しないで、直接、散乱カーネルを計算する。一方、任意の物質の散乱カーネルの計算によく用いられる GASKET-FLANGE²⁷⁾²⁸⁾ コードでは、任意のモデルの振動数分布 $\rho(\omega)$ から GASKET²⁷⁾²⁸⁾ コードで $S(\alpha, \beta)$ を計算し、FLANGE²⁹⁾³⁰⁾ コードで、この $S(\alpha, \beta)$ を入力として、(3.1)式によって散乱カーネルを計算する。したがって、 α および β をパラメータとして、 $S(\alpha, \beta)$ の内外挿を行なうので、 $S(\alpha, \beta)$ の形が複雑な場合には、この方法では精度のよい散乱カーネルが求められないことがあるので注意を要する。

よく熱群炉定数作成コード THERMOS などの熱中性子源 (slowing down source) 計算の際に用いられる水素系減速材原子の実効温度 (effective temperature) T_{eff} は、次式によって、 $\rho(\omega)$ から計算される：

$$T_{eff}(\text{eV}) = \frac{1}{2} \int \rho(\omega) \omega \coth\left(\frac{\omega}{2T}\right) d\omega \quad (3.7)$$

ここで、 T は減速材の温度である。この値は UNCLE²⁶⁾ コードおよび GASKET²⁸⁾ コードで求められるが、 T_{eff} のみの計算には TEFECT³⁵⁾ コードを用いることができる (Table 3.5 参照)。

上のようにして求められた散乱カーネルは、スペクトル計算のために、THERMOS-MUG³⁰⁾ コードの断面積ライブラリーとして入力しなければならない。THERMOS-MUG コードの散乱カーネルは、中性子の速度の単位で表示され、次式で与えられる：

$$P_{ij} = 4\pi (0.0253) v_i v_j \Delta v_j \int_{-1}^1 d\mu P_l(\mu) \frac{d\sigma(E_j \rightarrow E_i, \mu)}{dE_j}$$

$$= 2 (0.0253) v_i v_j \Delta v_j \sigma_l(E_j \rightarrow E_i) \sigma_f,$$

$$l = 0, 1, 2, 3 \quad (3.8)$$

ここで、 P_{ij} は、角度成分 ($l = 0, 1, 2, 3$) を持つ速度メッシュ j から i への散乱カーネルであり、 v_i は $2,200 \text{ m/sec}$ を単位とした、無次元量の、 Δv_j の幅を持つ、速度メッシュである。 σ_f は減速材原子の自由散乱断面積である。

UNCLE コードで求められる散乱カーネルは、(3.8)式内の $\sigma_l(E_j \rightarrow E_i)$ であり、THERMOS-MUG コードの単位と異なるので、(3.8)式によって、THERMOS-MUG用の散乱カーネルが出力できるように修正されたのが、文献³⁰⁾で紹介されている UNCLE-TH コードである。シグマ委員会が改訂した FLANGE コードからの出力は、(3.8)式で示される散乱カーネルが直接得られるので問題はない。

3.2 ZrH_x散乱カーネルにおけるモデル

ZrH_x 結晶中に結合されている水素原子の中性子散乱機構については、軽水におけるように豊富な実験例がないので、まだ、はっきりしていないところもあるが、X-線実験や中性子散乱の実験から次のような事実がわかるようになった。

Table 3.1にZrH_x 結晶の振動数構造を示す実験例をまとめた。この表からわかるように、ZrH_x 格子中のH原子は、 $h\omega$ のほぼ整数倍のエネルギー状態 (energy state) を持っているとみなすことができる。このことから結晶構造の解説(第2章)のところで述べたように、H原子が、H原子の最近隣の4個のZr原子によって形成される四面立方体の中心で、等方調和振動をしていると考えることができ、したがって、中性子は、この離散的な量 $n h \omega$ (n は正の整数、 h はPlankの定数、 ω はこの振動子の振動数)、すなわち、ほぼ0.13eVを単位として、エネルギーを失ったり、あるいは、エネルギーを得たりしていると考えられる。このモデルはEinstein型モード、あるいは、光学的 (optical) モードと呼ばれている。

その後、0.02eVに切断エネルギーを持つDebye型モードあるいは音響型 (acoustical) モードと呼ばれる振動数分布モードの存在を考えると、中性子散乱断面積の計算値は実験値によく合うことがわかってきた。このモードでは、H原子は周りの4個のZr原子とともに集団として一緒に振動しているので、実効質量はZr原子よりもはるかに重いもの(90から360の間)として取り扱われる。²⁰⁾²³⁾したがって、0.13eV (Einstein振動モードのレベル) 以下では、中性子は、このDebye型モードによって減速されるが、この重い質量のために、熱化への寄与にはあまり役立っていないとみなすことができる。

更にその後の研究で、Einstein型の振動モードのレベルの形は δ 関数ではなく、 $\pi\omega$ を中心とした幅の広い形 (Gauss分布) をしているとする方が実験事実を良く説明できることがわかった。このモデルは、Rosenblith-Nelkinによって散乱カーネルの計算に導入され、改良Einstein型モード (英語では、broadened Einstein oscillator mode) と呼ばれている。¹⁴⁾格子振動のエネルギー・スペクトラムは一般に連続性の分布を持ち、離散的な分布を考えるEinsteinモデルはあくまで近似であり、物理的には、光学的モードに対して幅を持たせる方が正しい。この光学的モードの半値幅 (half width) がTable 3.1で示されている値である。

したがって、ZrH_x 結晶のH原子に対する散乱カーネルは上記のふたつのモードを持つ振動数分布 (Fig. 3.1に図示) を入力することによって、UNCLEコード (あるいはSUMMITコード) で計算できる。すなわち、このコードに入力される振動数分布 $\rho(\omega)$ は次式で与えられる；

$$\rho(\omega) = (1-C)\rho_E(\omega) + C\rho_D(\omega) \quad (3.9)$$

ここで、 ρ 、 ρ_E 、および ρ_D は各々1に規格化されている。 $\rho_E(\omega)$ は上で述べた改良Einstein型モードの振動数分布で次式で与えられる：

$$\rho_E(\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\ell n 2}}{\Delta\omega} e^{-4\ell n 2 \frac{(\omega-\omega_0)^2}{(\Delta\omega)^2}} \quad (3.10)$$

ここで、 ω_0 は第1基準レベルのみを考えたときの値で、 $\omega_0 = 0.13 \text{ eV}$ を採用した。そのレベル幅はWoodsの中性子散乱断面積の実験値に合うように定められた $\Delta\omega = 0.03 \text{ eV}$ を用いた。第2基準レベル以上の高次のレベルを考慮しなくすむ理由は次の通りである：高次のレベルはTable 3.1でわかるように、第1基準レベルのはほぼ整数倍のエネルギー状態を持っている。例えば第2レベルの1音量子散乱の寄与は第1レベルの2音量子散乱の寄与に同等である。したがって、高次レベルの寄与は第1レベルの多音量子散乱として計算できる。

$\rho_D(\omega)$ はDebye型モードの振動数分布で次式によって与えられる：

$$\rho_D(\omega) = \frac{3}{\omega_D^3} \omega^2 \quad (3.11)$$

ここで、 ω_D はDebye切断エネルギー（cut off energy）と呼ばれ、 $\omega_D = 0.02 \text{ eV}$ の値が選ばれた。(3.9)式の中のCは、質量重み因子（mass weighting factor）で、Zr原子集団としての実効質量から $1/90 \sim 1/360$ の値が割り当てられるが、パラメータ評価計算の結果 $C = 1/360$ が選ばれた。この重み因子による差は、散乱断面積では現われないが、平均散乱角余弦 $\bar{\mu}(E)$ では若干差が出るけれど、¹⁴⁾ 一致性はかなりよい。

Fig. 3.2はGGAで、これらのモデルから計算された常温におけるZrH_{1.5}の散乱断面積とその実験値である。SUMMIT計算は、上で述べた改良EinsteinモードとDebyeモード⁵¹⁾の振動数分布から計算されたもので、THERMIDOR¹⁹⁾計算は離散的な δ 関数型のEinsteinモードのみの振動数分布から計算されたものである。0.13 eVの整数倍付近にある凸（humps）がEinstein型振動レベルによる中性子の散乱で生じたものである。より物理的なモデルを用いたSUMMIT計算による曲線の方が実験値によく合うことがわかる。また、このふたつの計算法によって温度係数に25%の差が現われるという報告がある¹⁹⁾ので、この差は無視できない。

我々の計算においては、ZrH_{1.625}の振動レベルについての実験値が見当たらないので、ZrH_{1.5}のときの値を用いてUNCLEコードで散乱カーネルが求められた。したがって、ZrH_xのxの依存性について調べた図がFig. 3.3である。全体的に見ると、xの依存性は小さい。実験値は $x = 1.81$ に対するものなので、レベルパラメータのxによる依存性が、Table 3.2に示すように、小さいことと考えると、 $x = 1.5$ の計算値とは良い一致であるといえることができる。ZrH_xの散乱の性質が、このように、xが1.5~2.0の変化の範囲であるならば、殆んど一定であることは、ZrHの結晶構造も、殆んど変わらないことと対応している。

Fig. 3.2のSUMMIT計算の結果とFig. 3.3のUNCLE計算とを比較すると、両者共、殆んど同じ計算方法を用いているにもかかわらず、はっきりした差が認められる。ひとつは、Fig. 3.2では計算値と実験値との一致が非常によいが、Fig. 3.3では計算値の方が若干低い値を示していることである。これは、測定値はZrH_xにおける σ_t/H で、Zrの断面積の寄与も含まれているため、Fig. 3.2の計算値ではこの補正がしてあると考えられる。Fig. 3.3の計算値でもこの補正を施せば、実験値との一致は良くなるであろう。群定数の作成の際には、ZrH_x中のZrの寄与はHとは別個に考慮するので、実際には、上記のような補正をする必要はない。もうひとつは、Fig. 3.3の計算値は、Fig. 3.2のそれに比較して振動が大きいことである。これは、エネルギーメッシュ点の採り方に依るもので、エネルギーメッシュ点の数を、もっと増やせば、この振動は小さくなる。

ZrH_x の散乱断面積の温度依存性は主に Debye-Waller 因子によって支配されるが、ZrH₀ に対する全散乱断面積を Fig. 3.4 に示しておいた。図からわかるように温度が高くなって 1000°C ぐらいになると、1 eV 以上で、値が異常に大きくなって不合理な結果を与える。これは、この散乱断面積の計算では、音量子展開法が用いられているが、この展開因子が Fig. 3.5 に示すように温度とともに急激に増加して、その結果、1000°C 付近で展開級数の収束性が破れてしまうことに原因があると思われる。したがって、1000°C の散乱カーネルは、³¹⁾ 我々の一人が開発した音量子展開法に Doppler 近似法を組み合わせた計算コード HIKER によって求められる。すなわち、音量子展開法の収束性が破れるのは Debye-Waller 因子が非常に大きいときなので、このときには、(3.3) 式の $S(\kappa, \epsilon)$ に次式による Doppler 近似を適用する：

$$S(\kappa, \epsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta} \exp \left[-\frac{\epsilon + \frac{\kappa^2}{M}}{2\Delta^2} \right] \quad (3.12)$$

ここで、 Δ は Doppler 因子で

$$\Delta^2 = \frac{2}{3} \frac{\kappa^2}{2M} E_D \quad (3.13)$$

で与えられる。ここで、 E_D は、 $E_D/2$ が 1 原子当りの平均エネルギーを示す量で、次式で与えられる。

$$E_D = 3 \int \frac{\omega}{2} \coth(\beta\omega) \rho(\omega) d\omega \quad (3.14)$$

温度が非常に高くなると、 $E_D = 3T$ となる。そして (3.12) 式、すなわち、散乱断面積は、自由ガスマデルの式となる。

また、Fig. 3.7 には ZrH₀ に対する平均散乱角余弦 $\bar{\mu}(E)$ の常温と 700°C の値を示しておいたが、図からわかるように、散乱の異方性については、温度依存性はあまりないといふことができる。

ZrH₀ に対する散乱カーネルは、GASKET-FLANGE コードでも計算できるような気がするが、GASKET コードによる $S(\alpha, \beta)$ の結果は Fig. 3.8 に示すように、凸凹が激しいので、この曲線から FLANGE コードの中で内挿して用いると大きな誤差を生じる。Fig. 3.9 には散乱断面積、Fig. 3.10 には平均散乱角余弦について、UNCLE 計算値および GASKET-FLANGE 計算値と測定値との比較を示してあるが、これらの図から FLANGE による内外挿の誤差が非常に大きいことがわかる。

ここでは、熱群の上限を 1.125 eV として計算を進めているので、UNCLE-TH 計算と HIKER 計算とは殆んど差がない。したがって、UNCLE-TH 計算のみによった。次のステップでの、上限エネルギー 2.38 eV、60 エネルギー点の計算の計画の際には、HIKER 計算が考慮されるはずである。GGA では、1 eV 以下では SUMMIT コードで、³⁸⁾ 1 eV 以上では自由ガスマデルで、散乱カーネルを計算をしているようである。

3.3 H₂O散乱カーネルにおけるモデル

0.13 eV以上の中性子の熱化に対しては、前節で述べたようにZrHが重要な寄与をするが、0.13 eV以下では、Zr-Hの原子集団運動のために、熱化にあまり寄与しなかった。一方、このエネルギー範囲になると、冷却材としてのH₂Oが中性子の熱化に支配的な意味を持つてくるようになる。

H₂Oについては、これが原子炉で減速材などでよく用いられるため、種々の散乱カーネル計算モデルがよく評価されている。³³⁾³⁴⁾ 一般には、THERMOSコードに内蔵されている解析的なNelkinモデルが用いられる。^{*4)} また、このモデルは、計算時間も短かく、精度も比較的良いという利点を持っている。したがって、今後の計算には、このモデルを用いる予定であるが、こゝでは、更に精度の良いHaywood-Utakeモデル³⁴⁾を用いることにする。Haywood-Utakeモデルは、現在のところ、最もよいといわれていて、その振動数分布は、次式で示されるように4つのレベルからなっている：

$$\rho(\omega) = \frac{1}{18} \rho_1(\omega) + \frac{1}{225} \rho_r(\omega - \omega_r) + \frac{1}{6} \rho_1(\omega - \omega_1) + \frac{1}{3} \rho_2(\omega - \omega_2) \quad (3.15)$$

こゝで、第1項は0.0 eVに存在する並進運動のレベル、第2項は、0.06 eVに存在する束縛回転振動のレベル、続くふたつの項はH₂O分子の内部振動に関するもので、第3項は、0.205 eVに存在するO-H結合角の角度方向の振動レベルであり、第4項は、0.48 eVに存在するOH結合の長さ方向の振動レベルである。そして、Fig. 3.11に示すように、Haywood-Utakeモデルは、束縛回転振動のレベルが、0.06 eVを中心として、0.165 eVを上限切断エネルギーとし、エネルギーの低い方に向って ω^2 の形で減少していき、幅広い分布^{*5)}を持っている。一方、他のレベルは、 δ 関数型をしている。図では、振動数分布を $\beta = \omega/T$ の単位で示してある。

H₂OのH原子に対する散乱カーネルは、この振動数分布を入力データとして、GASKETコードで散乱則 $S(\alpha, \beta)$ を計算し、更に、この $S(\alpha, \beta)$ を入力としたFLANGEコードの計算から求められる。計算結果については、散乱断面積 $\sigma_s(E)$ をFig. 3.12に、平均散乱角余弦 $\bar{\mu}(E)$ をFig. 3.13に示してある。計算値は共にH₂OのO原子の寄与を含んでいないので、このことを考慮すると、実験値と極めて良い一致であるといえることができる。

3.4 熱中性子スペクトラムと燃料セル計算

温度係数の解析に立入る前に、NSRR燃料セルの熱中性子スペクトラムの特徴を把握しておく。燃料要素は、Fig. 1.2に示すように炉心に六方格子状に配置されている。また、Table 3.3に示すように、燃料肉部が燃料セルの3分の2を占めている。したがって、燃料セルを、完全反射境界条件を持つ体積等価のセル^{*7)}(Fig. 2.1)に置き換えることができる。

この燃料セルの特徴を見てみると、第1に、燃料としての領域が広く、ウランの濃縮度も^{*6)}

*4) GAKERルーチンがこれにあたる。その他のコードとしては、NELKERコード³²⁾がある。

*5) Nelkinモデルでは、束縛回転振動のレベルも δ 関数型としている。

*6) BWRおよびPWRは、燃料肉部で、半型がそれぞれ0.62 cmおよび0.466 cmで、高温ガス炉(HTGR)で約1.7 cmであり、NSRR燃料は、太い方である。

*7) 燃料肉部がセル内で占める部分が小さいときに、完全反射条件を用いると、全く燃料肉部を通らない中性子飛行経路が多くなり、その結果、冷却材中の中性子束が実際より高くなるので、この条件は使えない。⁵⁴⁾

20%と高い(すなわち、強い吸収体領域が広い)。また、冷却材としての軽水は、強い減速物質である。第2は、温度変化があるのは、殆んど燃料肉部(U-ZrH₂⁴⁷⁾)で、このことは第3.2節で述べたように、燃料内での中性子の散乱におけるエネルギー変位に大きく影響を与える。したがって、第1の点からは、この燃料が、たとえ固体均質型であっても、解析上は、非均質セルとしてしかも、中性子輸送理論を用いて取り扱わなければならないことを示唆し、第2の点からは、エネルギーの広い範囲にわたって、中性子輸送を考えなければならないという示唆を得る。これらの事から、多群輸送群定数作成コードTHERMOS-MUG³⁶⁾が我々によってセル計算に準備された。

今回のTHERMOS-MUGの計算では、エネルギーメッシュ点の数が30、上限エネルギー範囲に1.125 eVが選ばれた。1.125 eVは、一応、ZrH₂による散乱の範囲を考慮して定められた値である。エネルギーメッシュの切り方は、Table 3.4に示すように、0.06078 eV以下は速度等間隔で、0.06078 eV以上はレサージ等間隔で分割された(中性子速度は0.0253 eVに対応する速度に対する比で与えられている)。群定数、すなわち、縮約断面積は、積分型輸送方程式を解いて得られた空間依存中性子束 $\phi(r, \mathbf{F})$ を用いて、次式によって求められた; 吸収および核分裂断面積については、

$$\Sigma(R, E) = \frac{\iint \Sigma(r, \mathbf{F}) \phi(r, \mathbf{F}) d\mathbf{F} d\mathbf{r}}{\iint \phi(r, \mathbf{F}) d\mathbf{F} d\mathbf{r}}$$

拡散係数については

$$D(R, E) = \frac{1}{\frac{\iint 3\Sigma_{tr}(r, \mathbf{F}) \phi(r, \mathbf{F}) d\mathbf{F} d\mathbf{r}}{\iint \phi(r, \mathbf{F}) d\mathbf{F} d\mathbf{r}}}$$

および、散乱マトリックスについては、

$$\Sigma_S(R, E) = \frac{\iiint \Sigma_S(r, \mathbf{F}' \rightarrow \mathbf{F}) \phi(r, \mathbf{F}') d\mathbf{r} d\mathbf{F}' d\mathbf{F}}{\iiint \phi(r, \mathbf{F}') d\mathbf{r} d\mathbf{F}' d\mathbf{F}}$$

で与えられる。Eは縮約された結果のエネルギー範囲を示し、Rは縮約された結果の空間領域を示す。その他の記号については一般的な用法に従っている。

Fig. 3.14に常温(23°C)における燃料セル(Fig. 2.1参照)内の熱中性子スペクトラムを示す。ZrHの散乱の性質のために、常温のときでも、H₂O内のスペクトラムよりU-ZrH内のスペクトラムの方が硬いことを示している。エネルギー0.1 eV以上に存在している凹み(dips)は、Einstein型モードによる散乱の結果生じたものである。この図から判断すると、現在の熱中性子範囲の上限エネルギー1.125 eVをもっと高く採る必要がありそうである。^{*8)}燃料肉部中心に存在するZr棒領域のスペクトラムは、U-ZrH₂領域のそれと同じなので、以後は区別しないで取り扱う。燃料肉部中のスペクトラムのピークは0.08 eVと推定される。

Fig. 3.15に示すように、燃料肉部の温度が700°Cに上昇すると、燃料肉部内のスペクトラムは、エネルギーの高い方へ移動する(スペクトラム硬化 spectrum hardening とか

*8) 現在、上限エネルギー238 eV、エネルギーメッシュ60点を持つ断面積ライブラリーを準備中である。

spectral shift と呼ばれる)。700°Cにおけるスペクトラムのピークは0.14 eVと推定される。冷却材中については、Fig. 3.16に示したが、燃料肉部からの寄与でエネルギーの高い方で、温度上昇に伴って若干値が増加するが、スペクトラム全体としてはスペクトラムの移動は殆んど起らず、スペクトラムのピークも、元のまゝの0.05 eVと推定される。Fig. 3.17に燃料肉部中心でのスペクトラムを温度23°C、400°C、700°Cおよび1000°Cに対して示しておいた。

以上述べた議論は、燃料セルを非均質領域そのまゝとして解いて得られた結果（非均質モデル heterogeneous model と呼んでおく）である。冷却材と燃料とを一緒に混ぜた均質モデルによるスペクトラムをFig. 3.18に示す。非均質モデルと比較してみると、Fig. 3.19に示すように、軽水の存在のため、ZrH_x結晶の効果が弱められ、スペクトラムが非均質モデルより軟化（spectrum softening）しているのがわかる。

燃料セル内の熱中性子の空間分布について調べてみよう。次の章で、温度係数のエネルギー群数依存性を調べるために、エネルギー群数4と1の場合について述べる。エネルギー群の番号付については、Table 3.6に示してある。普通よく熱中性子エネルギーと代表される0.0253 eVは第9群に属している。Fig. 3.20, Fig. 3.21, Fig. 3.22, Fig. 3.23およびFig. 3.24に熱群のエネルギー群数が4のときの、燃料温度（U-ZrH）が23°C、200°C、400°C、700°Cおよび1000°Cの際の半径方向の分布をそれぞれ示してある。共通していえることは、セル全体からみて、冷却材中の中性子束は温度の影響はあまり受けないが、燃料中の中性子束は、温度の影響を強く受けることである。燃料中の中性子束で、エネルギーの低い群では、温度が上昇すると減少し、それが特に第9群において著しい。エネルギーの高い方の群の中性子束は、逆に、温度上昇とともに増加し、それが特に第7群において著しい。比較のために23°Cと700°Cの中性子束分布をFig. 3.25に合わせて示しておいた。第7群のエネルギー範囲は、0.42 eV~0.14 eVで、これは、ZrH₀の結晶における光学モデルによる散乱の影響を一番受けるエネルギー範囲で、第9群は0.05 eV以下のエネルギー範囲であり、これはまた十分に熱化された中性子エネルギーの範囲で、H₂Oによる散乱の影響が支配的である。このことは、セル中の領域毎の平均中性子束（各領域の平均中性子束とセル全体の平均中性子束の比：Table 3.7）をみると一層明らかである。Table 3.8には、セル全体で吸収される中性子数に対する各領域で吸収される数の割合（neutron balance versus fuel temperatures for the four thermal groups in the NSRR fuel cell calculation）を5つの燃料温度に対して示してあるが、こゝでも、反応度に実効的に寄与するはずであるエネルギーの低い方のエネルギー群が、冷却材中では温度上昇による変化は殆んどないのに対し、燃料中では温度上昇とともに減少の傾向を示していることがわかる。これらの現象は次の章で述べる温度係数の算出に密接に関連するのであるが、その物理的過程は次のように説明することができる：燃料温度が上昇すると、その結果、ZrH₀結晶格子内で振動しているH原子が励起され、それによって燃料中の熱中性子にエネルギーを与える割合が増加する。この結果、この熱中性子の平均自由行程が長くなり、燃料内で吸収されない内に燃料要素から逃げる中性子の数が増加する。一方、冷却材中に逃げた中性子は、冷却材中のH₂Oの中では、急速に熱化されるので、そこで吸収される、あるいは、そこから逃げる中性子の数は、冷却材

に入ってくるエネルギーに依存しなくなる。このようにして、燃料要素内の暖まった $ZrH\beta$ が冷却材中の H_2O よりも中性子スペクトルを硬化させる働きを持つようになる。この結果生じた燃料の不利益因子 (disadvantage factor) が、燃料温度が上昇すると、セル全体に対する燃料の吸収の割合を減少させることになる。これが結局、反応度の損失となって現われる。したがって、反応度 (すなわち、温度係数) 計算の際には、これらの過程が十分に考慮されなければならない。

Fig. 3.26 および Table 3.9 には、熱1群の取り扱い方をしたときの中性子分布およびセル内各領域における平均中性子束を示したが、熱1群では燃料温度が上昇した際の燃料と冷却材における中性子の振舞の上記に述べたような過程を示す現象は現われていないことがわかる。

Table 3.1 Frequency structure of the optical modes in the lattice vibration of ZrH_x (measurements)¹⁷⁾

Incident energy	First level: ω		Second level: 2ω		Third level: 3ω		Fourth level: 4ω	
	Energy state	Half width: $\Delta\omega$	Energy state	Half width: $\Delta\omega$	Energy state	Half width: $\Delta\omega$	Energy state	Half width: $\Delta\omega$
159	138±2.0							
238	137±2.9	26.2±2.5						
390	137±8.7	29.0±2.7	273±5.9	54.2±6.1				
572	137±15.0	31.8±6.0	277±11.3	54.4±8.5	421±8.8	76±15		
855	140±18.2		277±14.2		421±11.5		553±9.5	
Average	137.6±3.5	27.4±1.9	274±7.1	54.3±5	417±7	76±15	553±9.5	
Pelah	130±15							
Woods	140	28						
Wittemore	140	18	280	20				
Harling	141.4±3	26.4±0.6	280.9±8	52.2±3.7	411±19	72±6		

Energy unit: meV

Table 3.2 Position and half width of the first optical level in ZrH_x ¹⁶⁾

	x of ZrH_x							
	0.5	1.08	1.5	1.5	?	2	2	2
Temperature (°C)	27	210	20	393	23	27	20	20
Position (meV)	140-145	138	130	130±5	136	140-145	137	140
Width (meV)	28	36	29.5	31	28	28	29	26.4

Table 3.3 Fuel cell description⁸⁾

Region	Radius (cm)	Volume fraction	Nuclide	Atomic density 10^{24} atoms/cc
U-ZrH _{1.625}	1.7792	0.6602	H(ZrH)	0.053911
			Zr	0.034426
			²³⁵ U	0.00035292
			²³⁸ U	0.0014147
Void gap	1.8224	0.0324	0	5.4×10^{-5}
SUS clad	1.8732	0.0392	SUS304	0.084311
Water	2.1897	0.2682	H(H ₂ O)	0.066809
			0	0.033405

Table 3.4 Energy and relative velocity mesh points used in the THERMOS-MUG³⁶⁾

	Upper boundary		Mid point		Mesh width
	Energy (eV)	Velocity	Energy E_i (eV)	Velocity v_i	Velocity Δv_i
1	0.00057	0.15	0.00023	0.1	0.1
2	0.00158	0.25	0.00101	0.2	0.1
3	0.00310	0.35	0.00228	0.3	0.1
4	0.00512	0.45	0.00405	0.4	0.1
5	0.00765	0.55	0.00632	0.5	0.1
6	0.01069	0.65	0.00911	0.6	0.1
7	0.01423	0.75	0.01240	0.7	0.1
8	0.01828	0.85	0.01619	0.8	0.1
9	0.02283	0.95	0.02049	0.9	0.1
10	0.02789	1.05	0.02530	1.0	0.1
11	0.03346	1.15	0.03061	1.1	0.1
12	0.03953	1.25	0.03643	1.2	0.1
13	0.04611	1.35	0.04276	1.3	0.1
14	0.05319	1.45	0.04959	1.4	0.1
15	0.06078	1.55	0.05692	1.5	0.1
16	0.07384	1.7084	0.06699	1.6273	0.15835
17	0.08970	1.8829	0.08138	1.7935	0.17453
18	0.10896	2.0752	0.09886	1.9767	0.19236
19	0.13236	2.2873	0.12009	2.1787	0.21201
20	0.16078	2.5209	0.14588	2.4013	0.23367
21	0.19531	2.7785	0.17721	2.6466	0.25754
22	0.23726	3.0623	0.21527	2.9169	0.28386
23	0.28821	3.3752	0.26150	3.2150	0.31285
24	0.35011	3.7200	0.31766	3.5434	0.34482
25	0.42530	4.1000	0.38588	3.9054	0.38004
26	0.51664	4.5189	0.46875	4.3044	0.41887
27	0.62759	4.9806	0.56942	4.7441	0.46166
28	0.76238	5.4894	0.69171	5.2288	0.50883
29	0.92611	6.0502	0.84026	5.7630	0.56081
30	1.12500	6.6683	1.02070	6.3517	0.61810

Table 3.5 Effective temperatures for H atoms in ZrH₃ and H₂O in THERMOS-MUG library for the NSRR

	Temperature (°C)	Nuclide ID number	Effective temperature for hydrogen atom	
			eV	Velocity *1)
ZrH ₃	23	140 60	0.06587	2.6036
	50	140 61	0.066261	2.6190
	100	140 62	0.06731	2.6625
	200	140 63	0.070767	2.7971
	400	140 64	0.080643	3.1876
	700	140 65	0.10016	3.9589
	1000	140 66	0.12237	4.8368
H ₂ O	23	18 50	0.11614	4.5905
	50	18 51	0.11690	4.6206
	100	18 52	0.11844	4.6814
	200 *2)		0.12195	4.8202
	350 *2)		0.12803	5.0605

*1) Dimensionless unit based on 2200 m/sec.

*2) Values for these temperatures have not been included in the 30 group THERMOS-MUG library.

Table 3.6 Broad group energy structure

Energy regime	Group number	GAM - I	GAM - 4 (GGC)
Fast group	1	10.0 MeV - 3.68 MeV	15.0 MeV - 3.0 MeV
	2	3.68 MeV - 1.35 MeV	3.0 MeV - 1.5 MeV
	3	1.35 MeV - 0.64 MeV	1.5 MeV - 0.6 MeV
	4	0.64 MeV - 9.12 KeV	0.6 MeV - 9.12 KeV
	5	9.12 KeV - 1.125 eV	9.12KeV - 1.125 eV
Thermal group	6	1.125 ——— 0.42 eV	
	7	0.42 ——— 0.14 eV	
	8	0.14 ——— 0.05 eV	
	9	0.05 ——— 0.0 eV	

Table 3.7 Ratio of region averaged flux to the cell averaged flux for the four thermal group model

Region	Fuel meat temperature °C	Thermal group index			
		6	7	8	9
Fuel meat U-ZrH ₅	23	0.9836	0.9922	0.9878	0.8406
	200	1.002	1.036	0.9715	0.8024
	400	1.010	1.075	0.9468	0.7405
	700	1.044	1.089	0.9025	0.6441
	1000	1.088	1.092	0.8249	0.6064
Void gap	23	0.9925	0.9788	0.9691	1.103
	200	0.9744	0.9376	0.9884	1.138
	400	0.9636	0.9032	1.017	1.190
	700	0.9330	0.9033	1.064	1.269
	1000	0.8856	0.8986	1.146	1.287
Cladding SUS304	23	0.9969	0.9800	0.9708	1.118
	200	0.9753	0.9338	0.9914	1.155
	400	0.9651	0.8944	1.022	1.215
	700	0.9298	0.8908	1.074	1.304
	1000	0.8773	0.8865	1.163	1.328
Coolant H ₂ O	23	1.042	1.025	1.038	1.363
	200	1.001	0.9286	1.073	1.447
	400	0.9843	0.8421	1.126	1.584
	700	0.9099	0.8085	1.221	1.799
	1000	0.8157	0.8028	1.390	1.886

Table 3.8 Neutron balance versus fuel meat temperature for the four thermal groups in the NSRR cell calculation

Fuel meat temperature	Thermal group index	Fuel meat	Void gap	Clad. SUS	Coolant H ₂ O
23°C	6	0.02451	0.3185×10 ⁻¹⁰	0.002010	0.001264
	7	0.08749	0.8323×10 ⁻¹⁰	0.005236	0.003293
	8	0.3799	0.3630×10 ⁻⁹	0.02285	0.01475
	9	0.4051	0.4794×10 ⁻⁹	0.03058	0.02299
	Sum	0.8970	0.9575×10 ⁻⁹	0.0607	0.0423
200°C	6	0.02797	0.3490×10 ⁻¹⁰	0.002194	0.001355
	7	0.1249	0.1093×10 ⁻⁹	0.006835	0.004073
	8	0.3775	0.3756×10 ⁻⁹	0.02368	0.01549
	9	0.3629	0.4675×10 ⁻⁹	0.02989	0.02315
	Sum	0.8933	0.9873×10 ⁻⁹	0.06260	0.04410
400°C	6	0.02913	0.3590×10 ⁻¹⁰	0.002258	0.001384
	7	0.1874	0.1524×10 ⁻⁹	0.009480	0.005355
	8	0.3688	0.3902×10 ⁻⁹	0.02465	0.01644
	9	0.3031	0.4464×10 ⁻⁹	0.02871	0.02320
	Sum	0.8884	1.0249×10 ⁻⁹	0.0651	0.0465
700°C	6	0.03737	0.4354×10 ⁻¹⁰	0.002724	0.001598
	7	0.2738	0.2200×10 ⁻⁹	0.01363	0.007458
	8	0.3406	0.3989×10 ⁻⁹	0.02532	0.01746
	9	0.2296	0.4190×10 ⁻⁹	0.02713	0.02325
	Sum	0.8814	1.0814×10 ⁻⁹	0.0688	0.0498
1000°C	6	0.05472	0.5884×10 ⁻¹⁰	0.003659	0.002036
	7	0.3443	0.2743×10 ⁻⁹	0.01701	0.009318
	8	0.2746	0.3799×10 ⁻⁹	0.02424	0.01757
	9	0.2025	0.4081×10 ⁻⁹	0.02657	0.02347
	Sum	0.8761	1.1211×10 ⁻⁹	0.0715	0.0524

Total absorption in the cell is normalized to unity.

Table 3.9 Ratio of region averaged flux to the cell averaged flux for the one thermal group model

Fuel meat temperature °C	Region			
	Fuel meat U-ZrH ₈	Void gap	Cladding SUS304	Coolant H ₂ O
23	0.9479	1.010	1.016	1.125
200	0.9481	1.012	1.017	1.124
400	0.9487	1.014	1.018	1.122
700	0.9485	1.020	1.024	1.121
1000	0.9506	1.018	1.022	1.116

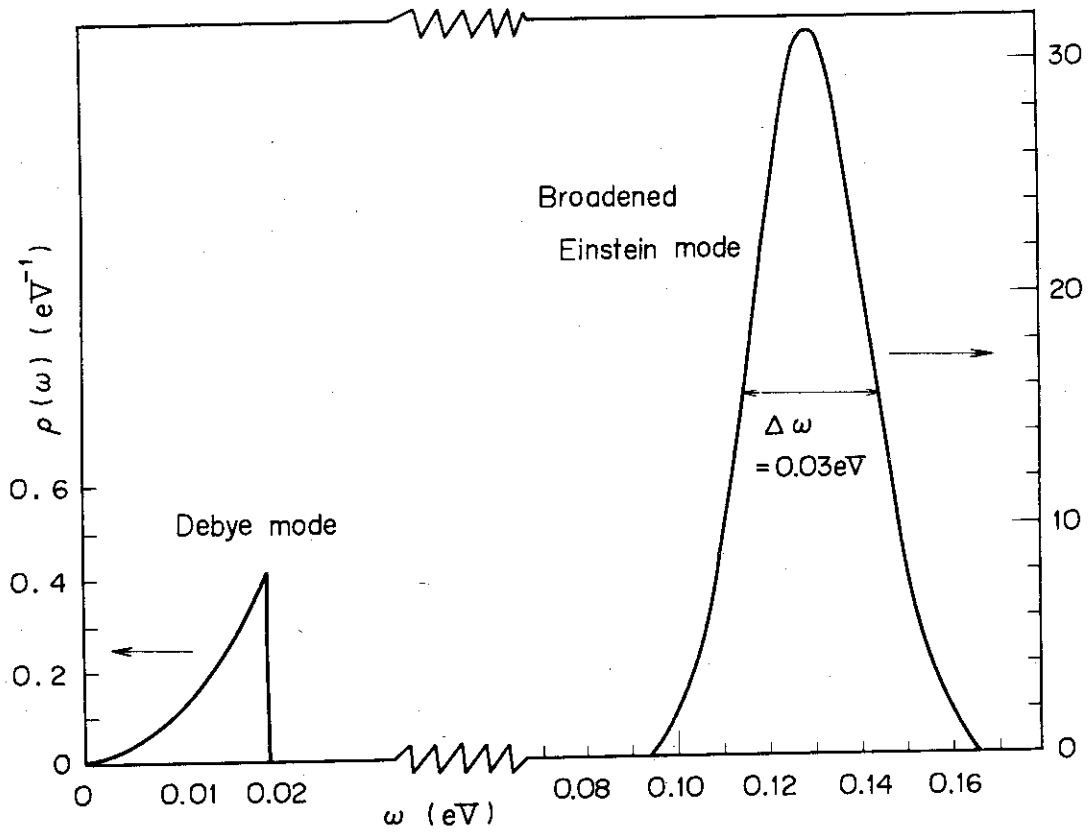


Fig. 3.1 Frequency spectrum for hydrogen bound in zirconium hydride from the broadened Einstein mode and the Debye mode¹⁴⁾

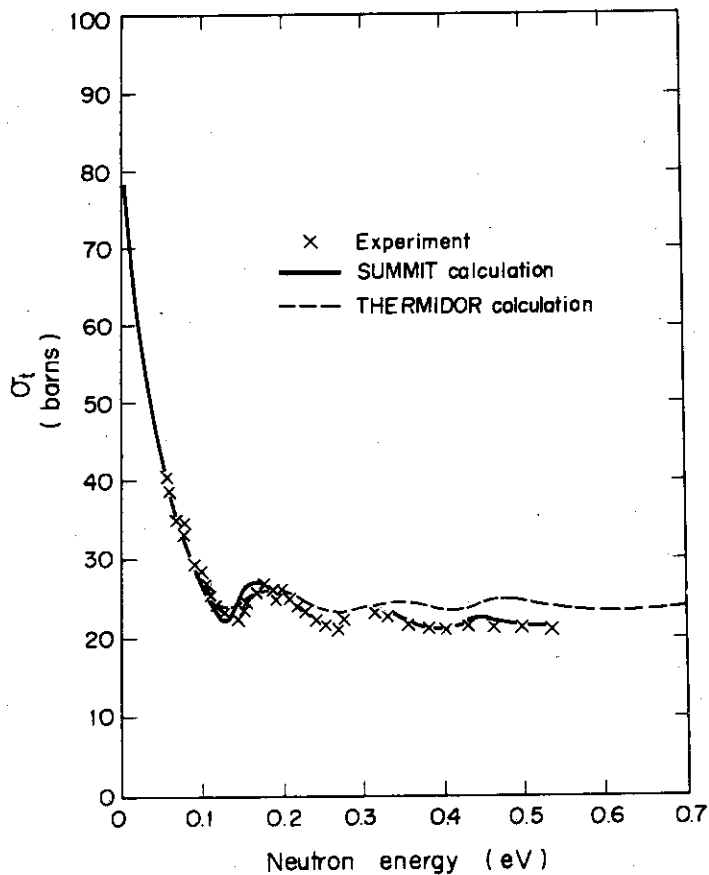


Fig. 3.2 Appropriateness of SUMMIT (equivalent to UNCLE) code for zirconium hydride²⁰⁾

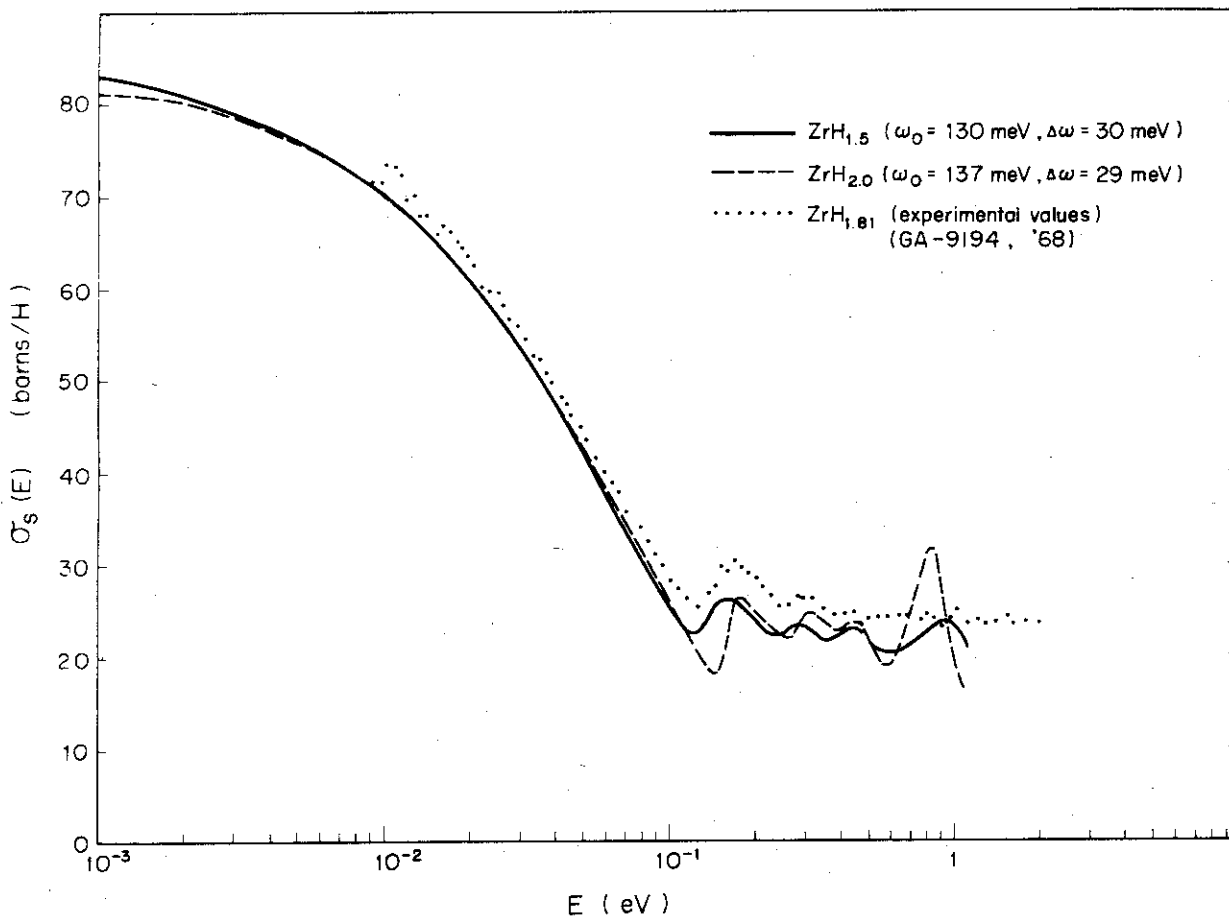


Fig. 3.3 X dependency of the scattering cross section for zirconium hydride ZrH_2 (by UNCLE code)

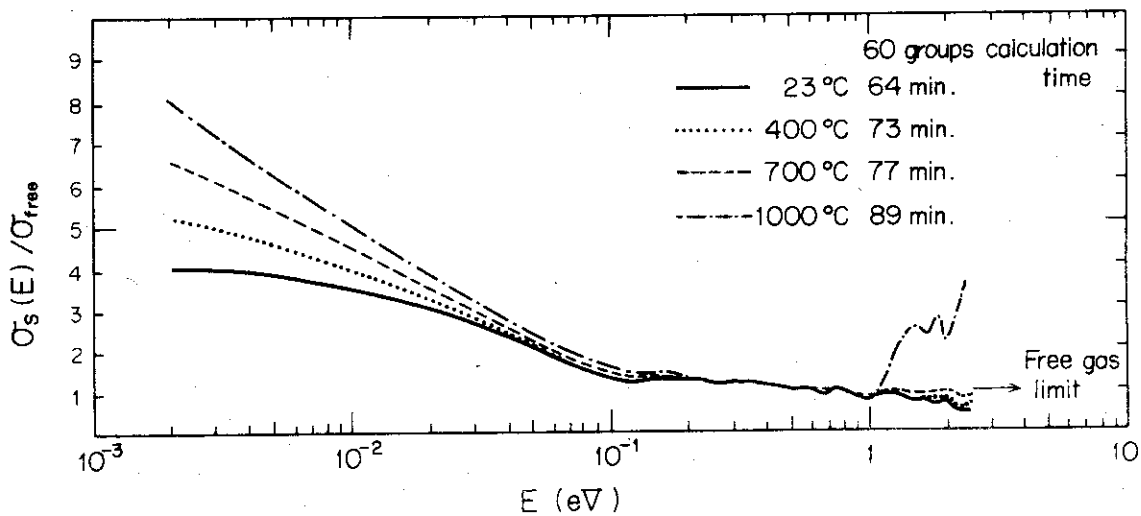


Fig. 3.4 Unappropriateness of UNCLE code for zirconium hydride at high temperature

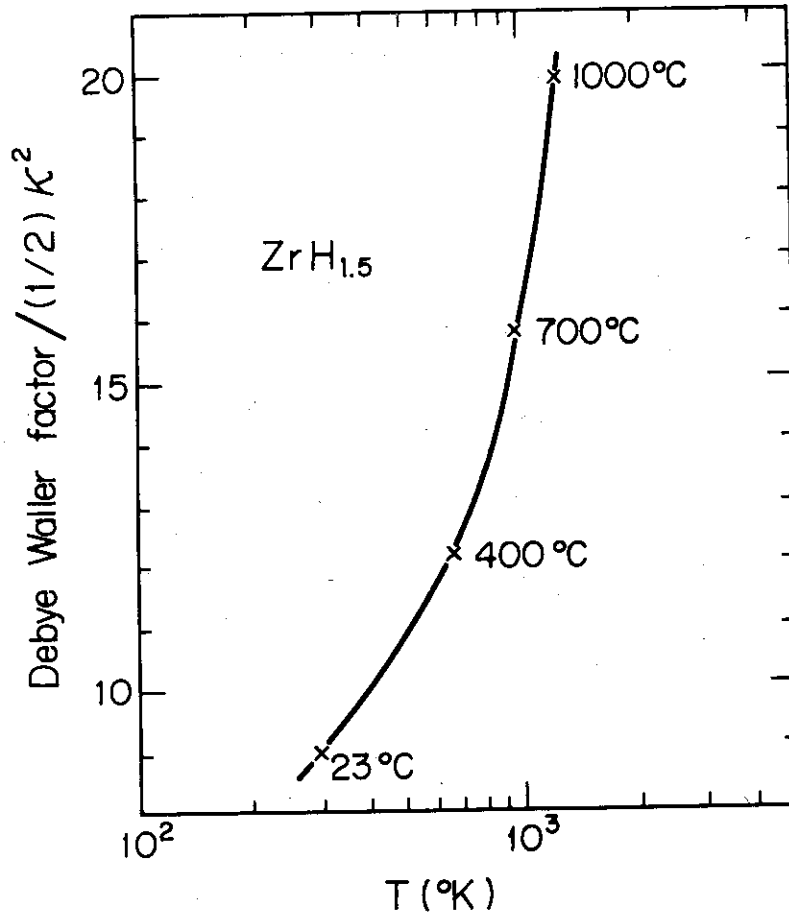


Fig. 3.5 Abnormal Debye Waller factor for $\text{ZrH}_{1.5}$ at high temperature

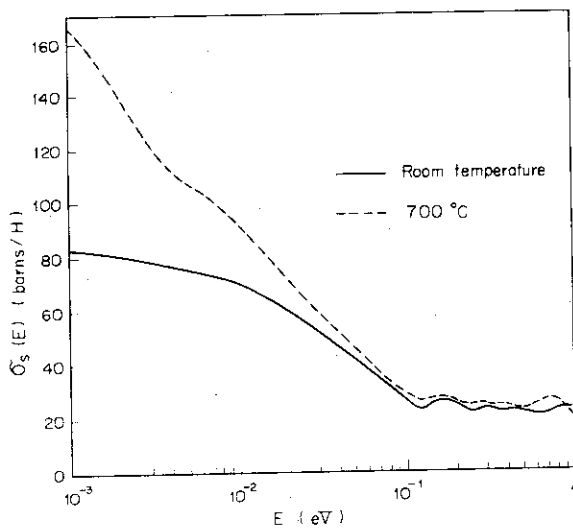


Fig. 3.6 Scattering cross section for hydrogen in zirconium hydride in the THERMOS-MUG library

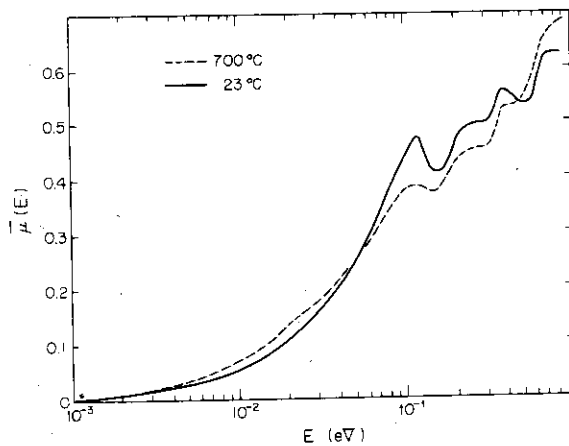


Fig. 3.7 Average scattering angle for hydrogen in zirconium hydride

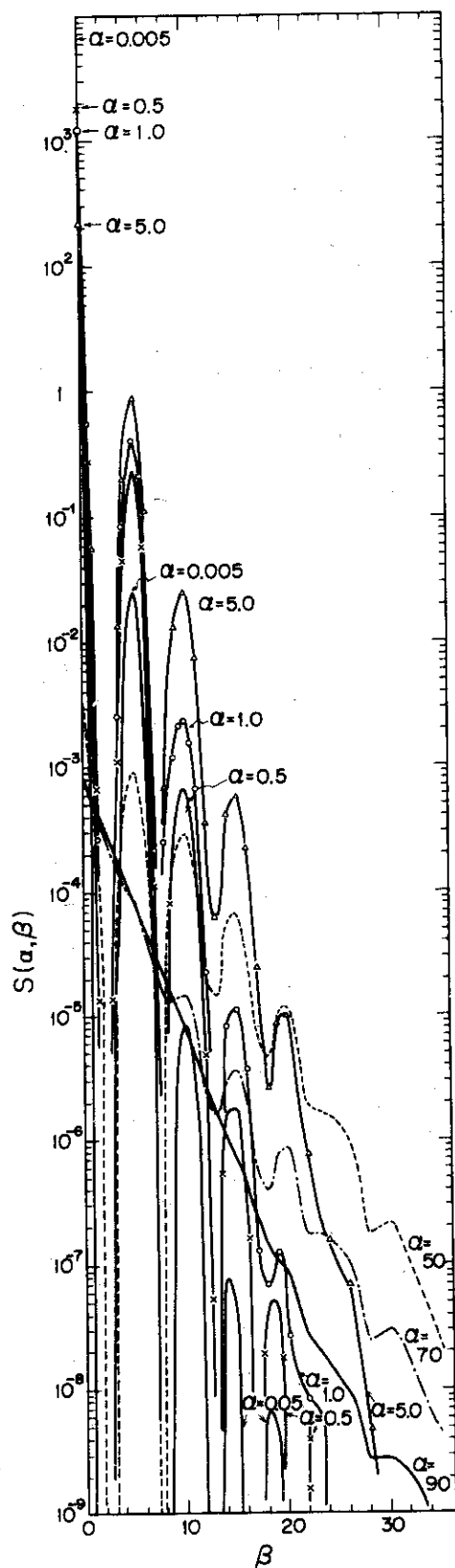


Fig. 3.8 Scattering law for hydrogen in zirconium hydride

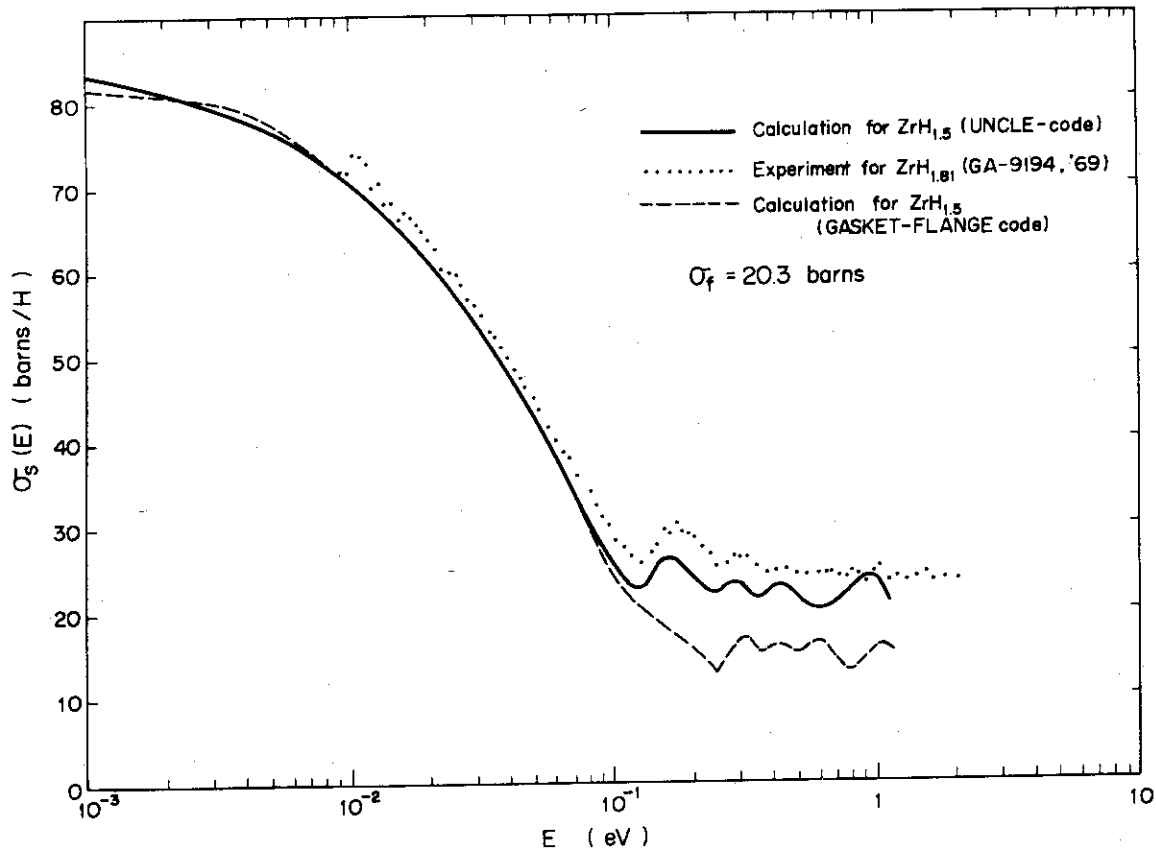


Fig. 3.9 Unsuitableness of GASKET-FLANGE code for the scattering cross section of zirconium hydride

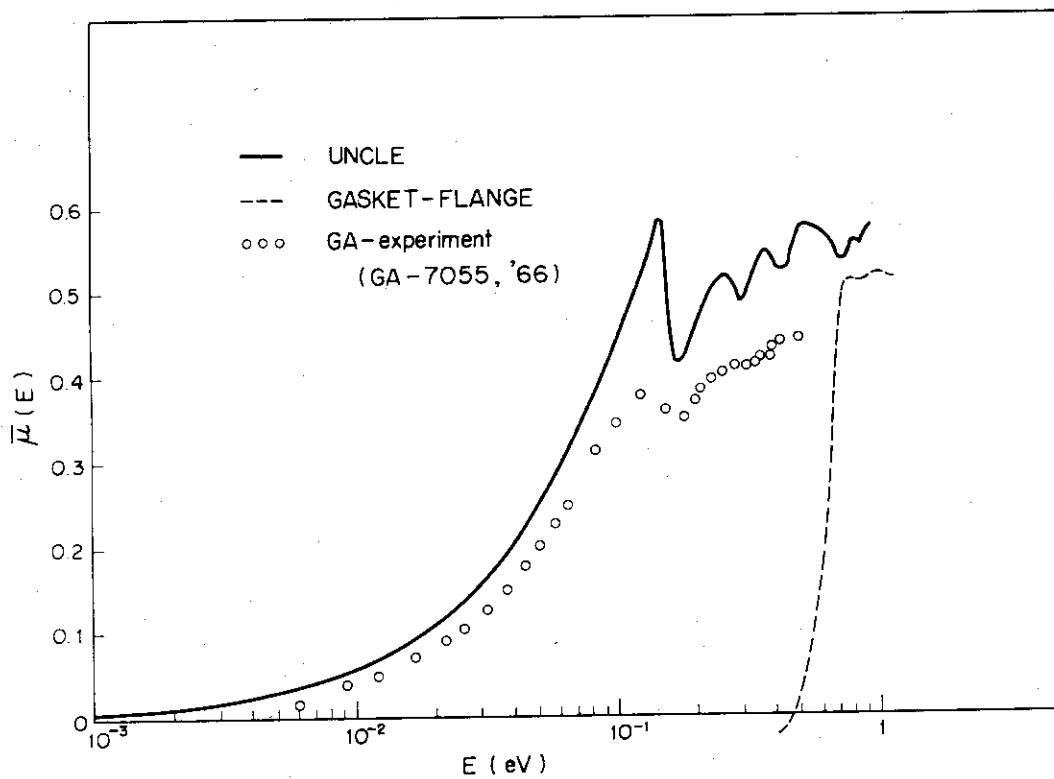


Fig. 3.10 Unsuitableness of GASKET-FLANGE code for the average scattering angle cosine of zirconium hydride

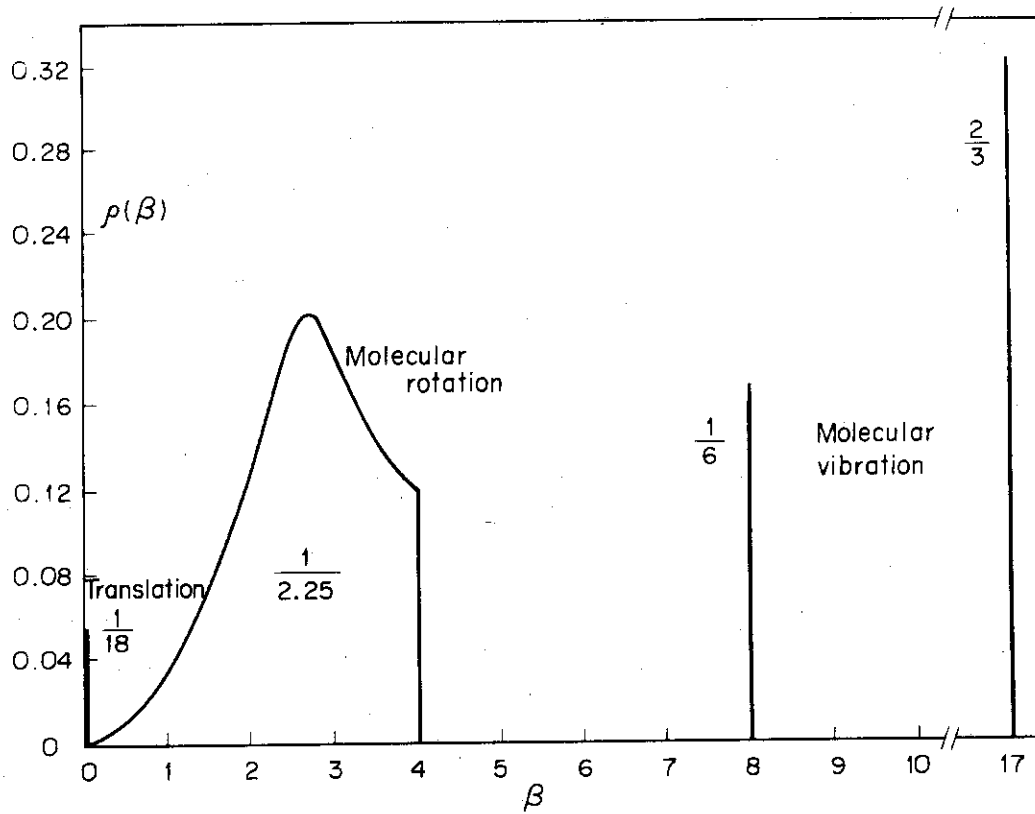


Fig. 3.11 Frequency spectrum for hydrogen in water from Haywood-Otake model³⁴⁾

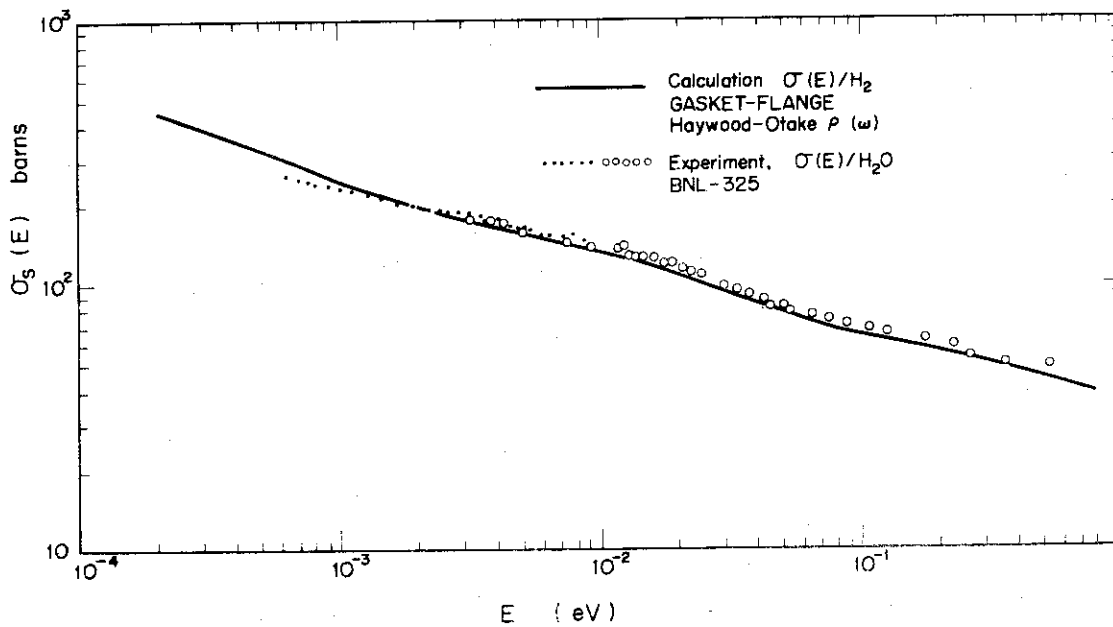


Fig. 3.12 Scattering cross section for hydrogen bound in water

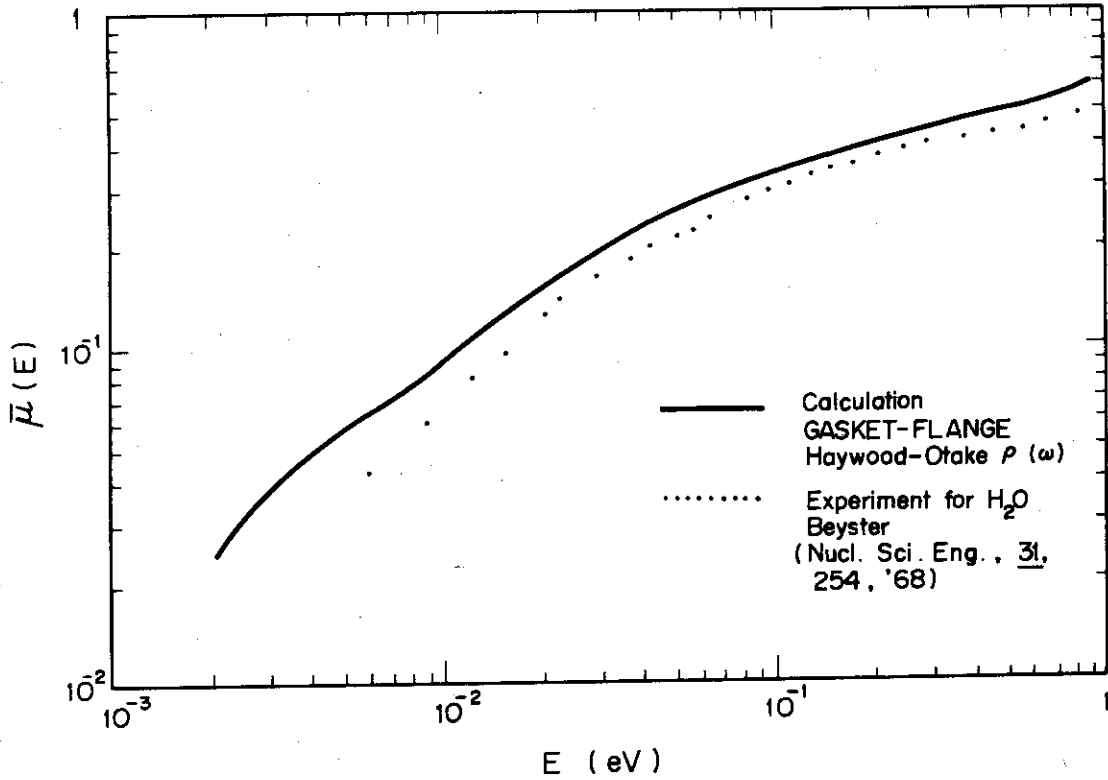


Fig. 3.13 Average cosine of the scattering angle for hydrogen bound in water

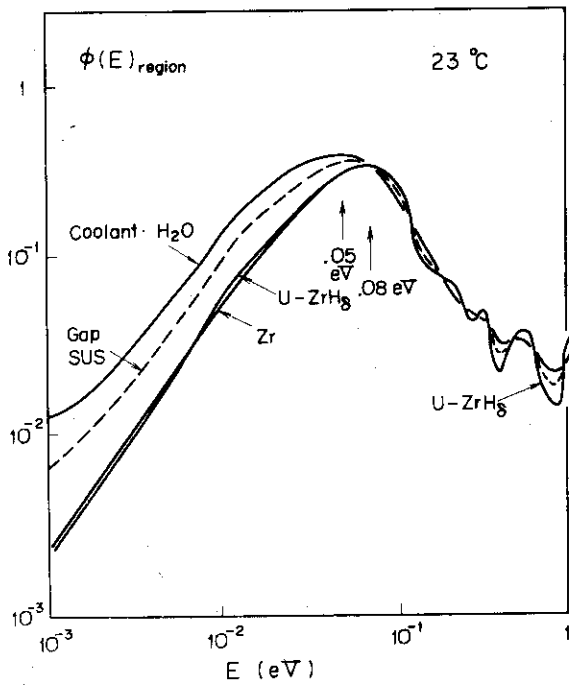


Fig. 3.14 Regionwise thermal neutron spectrum in the NSRR fuel cell at room temperature

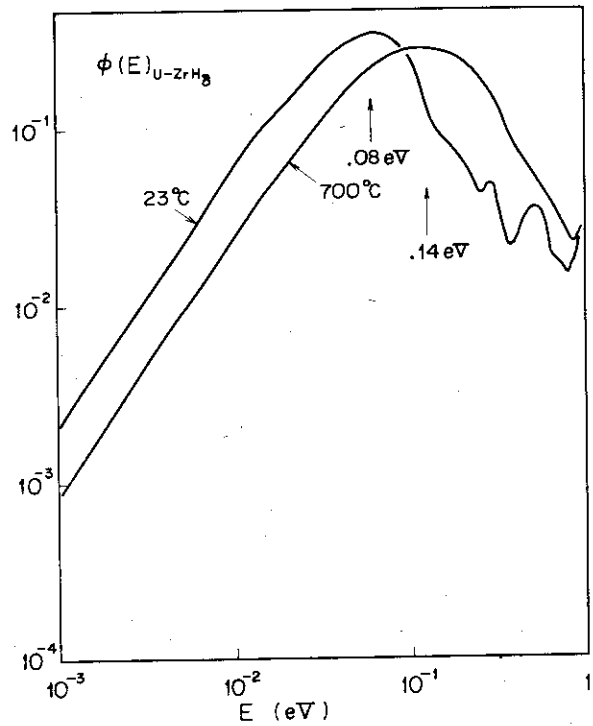


Fig. 3.15 Spectrum shift in the fuel meat region due to temperature rise

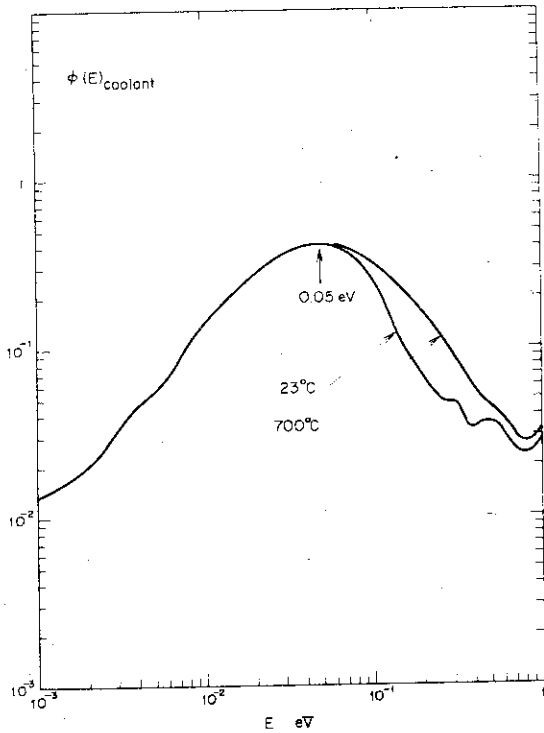


Fig. 3.16 Thermal neutron spectrum in the coolant water region

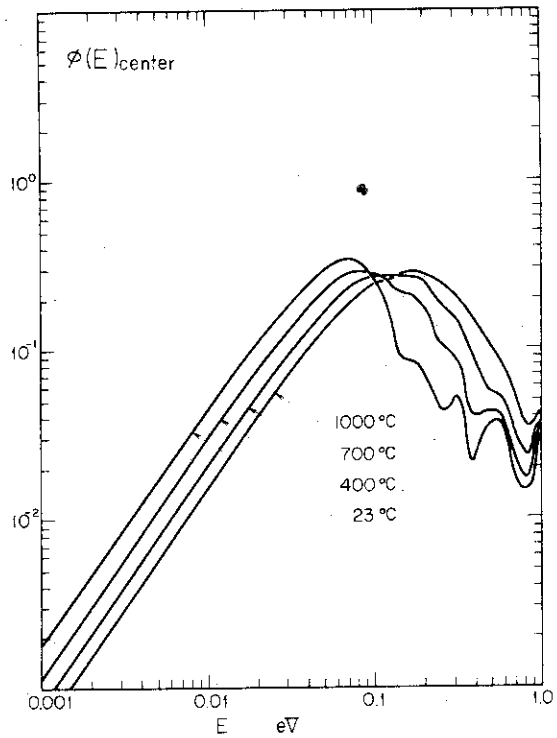


Fig. 3.17 Thermal neutron spectrum at the center of the fuel meat by the heterogeneous cell model

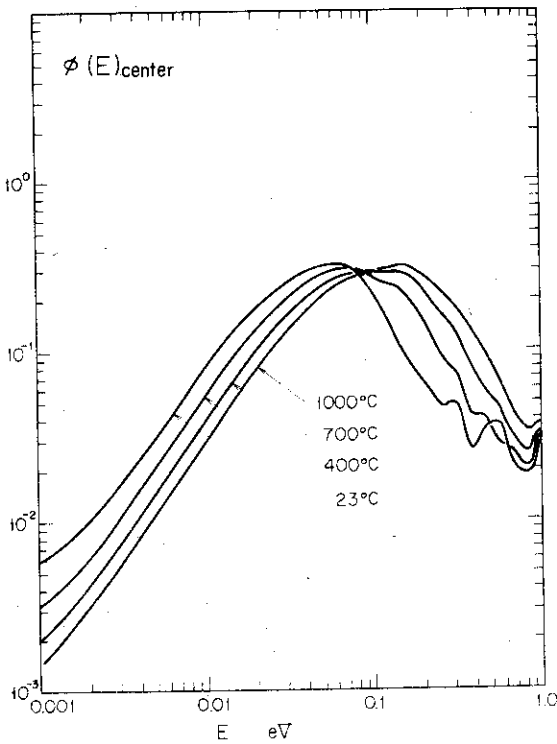


Fig. 3.18 Thermal neutron spectrum at the center of the fuel meat by the homogeneous cell model

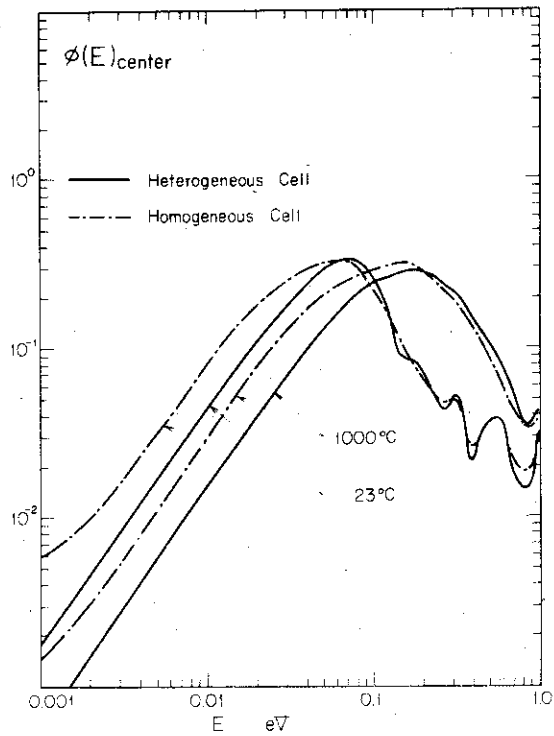


Fig. 3.19 Comparison of the heterogeneous and homogeneous cell models for the thermal neutron spectrum at the center of the fuel meat

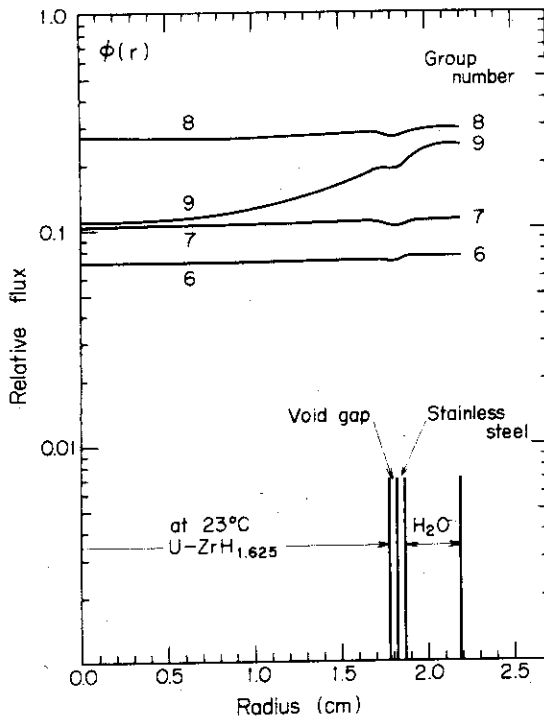


Fig. 3.20 Four thermal group flux distributions in the cell at room temperature

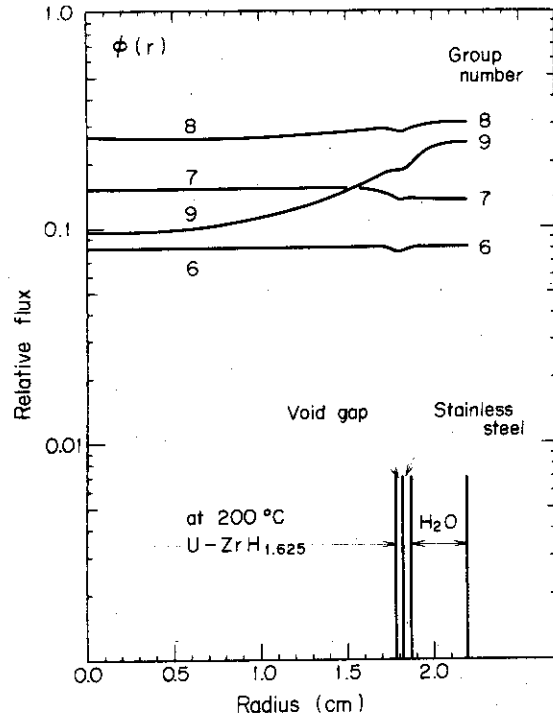


Fig. 3.21 Four thermal group flux distributions in the cell at 200°C

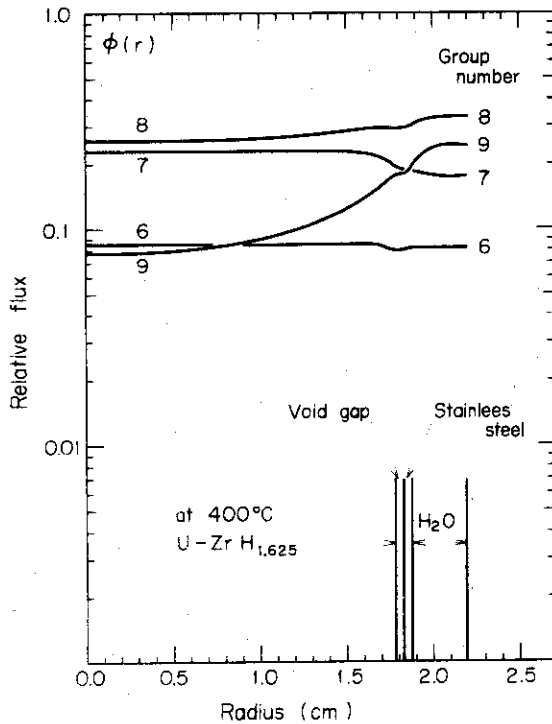


Fig. 3.22 Four thermal group flux distributions in the cell at 400°C

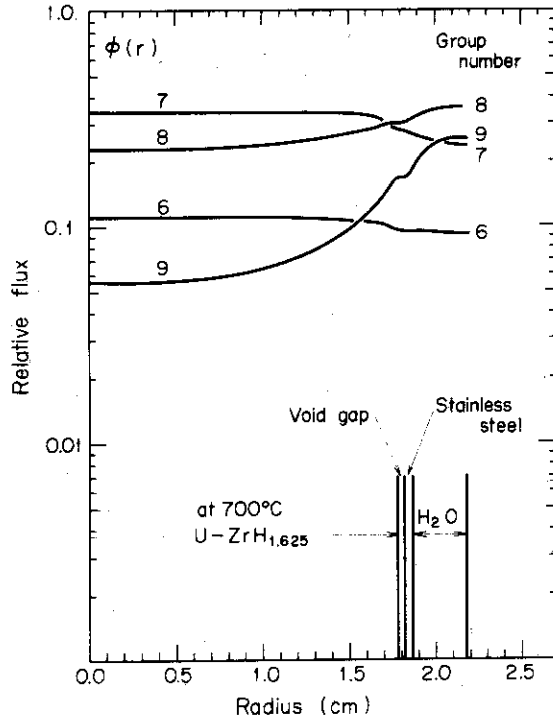


Fig. 3.23 Four thermal group flux distributions in the cell at 700°C

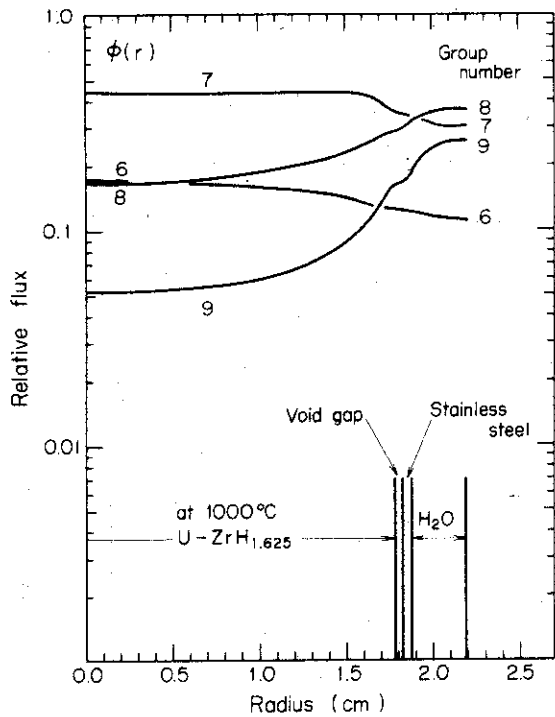


Fig. 3.24 Four thermal group flux distributions in the cell at 1000°C

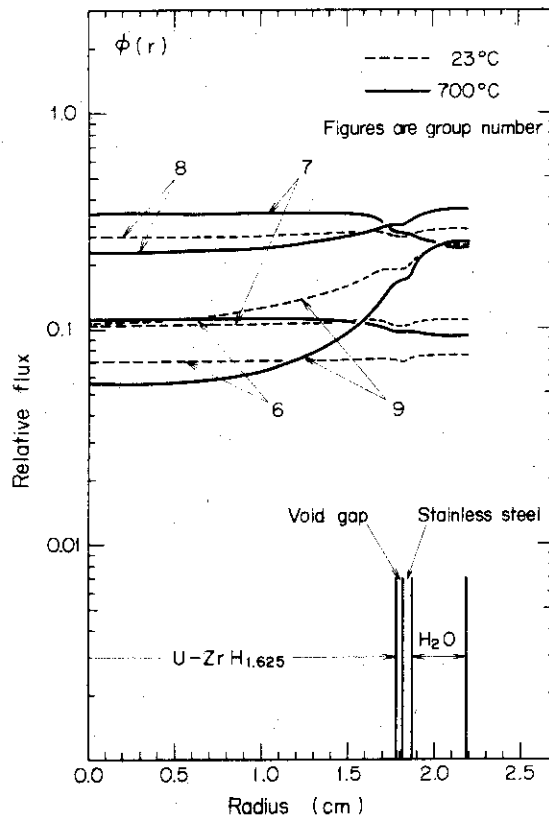


Fig. 3.25 Temperature dependency of four thermal group flux distributions

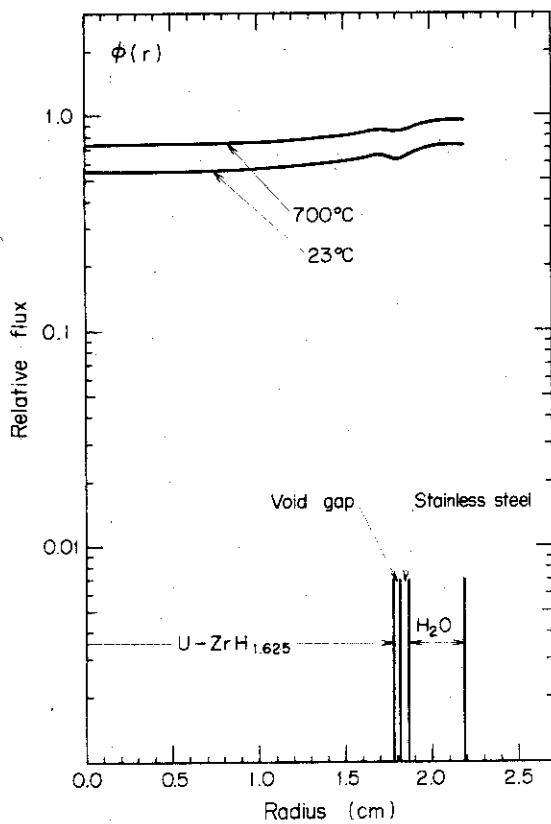


Fig. 3.26 Temperature dependency of one thermal group flux distribution

4. 温度係数，即発中性子寿命および実効遅発中性子割合の計算

4.1 計算方法

温度係数，即発中性子寿命 (prompt neutron life time, 以後 l_p と略称する) および実効遅発中性子割合 (effective delayed neutron fraction, 以後 β_{eff} と略称する) は，この原子炉のバルス特性 (すなわち動特性) 解析の際，入力として用いられるパラメータである。これらのパラメータ計算には1次元拡散コードが用いられた。

温度係数， α ($1/^\circ\text{C}$) は，温度 T_0 ($^\circ\text{C}$) のときの体系の反応度を K_{eff}^0 ，温度 T ($^\circ\text{C}$) のときの体系の反応度を K_{eff} とすると，一般に，次式によって求められる：

$$\alpha (1/^\circ\text{C}) = \frac{1}{K_{eff}^0} \frac{\Delta K}{\Delta T} = \frac{1}{K_{eff}^0} \frac{K_{eff} - K_{eff}^0}{T - T_0} \quad (4.1)$$

ここで， K_{eff} (K_{eff}^0) は次の1次元拡散方程式を解いて得られる：

$$-D_m^i \nabla^2 \phi^i + \Sigma_m^i \phi^i = \frac{\chi_m^i}{K_{eff}} \sum_j (\nu \Sigma_f)_m^j \phi^j + \sum_j \Sigma_m^{ij} \phi^j \quad (4.2)$$

ここで，

$$\Sigma_m^i = \Sigma_{a,m}^i + \sum_{j \neq i} \Sigma_m^{ij} + \Sigma_{l,m}^i \quad (4.3)$$

である。 i, j はエネルギーグループ， m は領域を表わす。その他の記号の意味は通常 の定義に従うが， Σ_m^{ij} は，下方散乱および上方散乱を含む i から j への散乱マトリックスである。 $\Sigma_{l,m}^i$ は軸方向の洩れを表わす量で次式によって示される：

$$\Sigma_{l,m}^i = D_m^i (B^2)_m^i = D_m^i \left(\frac{\pi/2}{Z + 2.13 D_m^i} \right)^2 \quad (4.4)$$

ここで， Z は体系の軸方向の長さの半分である。

(4.4)式からわかるように，温度係数の値の中には，洩れによる寄与も含まれる。

l_p および β_{eff} は，(4.1)式に基づいた1次元摂動理論によって求められる。すなわち， l_p (sec) は

$$l_p = \frac{K_{eff}}{S} \cdot \left\{ \sum_i \sum_m \frac{1}{v_i} F(i, i, m) \right\} \quad (4.5)$$

で与えられ， β_{eff} については，

$$\beta_{eff} = \sum_l \beta_{eff}^l \quad (4.6)$$

で， β_{eff}^l は

$$\beta_{eff}^l = \frac{\sum_i \sum_j \sum_m \beta^l ((\nu \Sigma_f)_m^i) (\chi_d^i)^j F(i, j, m)}{S} \quad (4.7)$$

で与えられる。ここで， v^i は，エネルギーグループ i の平均中性子速度 (cm/sec) であり， l は核分裂核種に対する指標で， β^l は核種 l の遅発中性子割合であり， $(\chi_d^i)^j$ は核種 l の

遅発中性子スペクトラムのエネルギーグループ j に対する割合である。S は次式によって与えられる：

$$S = \sum_i \sum_j \sum_m \chi_m^i (\nu \Sigma_f)_m F(j, i, m) \quad (4.8)$$

ここで、 $F(i, j, m)$ は

$$F(i, j, m) = \sum_{k \in m} \int_{r_k}^{r_{k+1}} \phi^i \phi^j r^u dr \quad (4.9)$$

で与えられ、 $\sum_{k \in m} \int_{r_k}^{r_{k+1}} r^u dr$ は、 m 領域内の空間についての積分を表わし、 r の肩の u

は、体系の形状を表わし $u = 1$ が円柱である。 ϕ^i は随伴中性子束で、(4.2)式に対する随伴方程式、

$$-D_m \nabla^2 \phi^i + \Sigma_m \phi^i = \frac{(\nu \Sigma_f)_m^i}{K_{eff}} \sum_j \chi_m^j \phi^j + \sum_i \Sigma_m^i \phi^i \quad (4.10)$$

を解いて得られる。

上記の動特性パラメータは、 α については新しく開発した GURNET コード³⁹⁾、 l_p と β_{eff} については GURNET-2 コード⁴⁰⁾によって求められた。これらのコードの入力パラメータは、次のようにして得られた。

群定数については、核分裂性物質を含む領域に対しては、GAM-4 (GGC-4 の高速中性子セクション) コードと THERMOS-MUG コードを用いて計算され、その他の領域に対しては GGC-4 コードを用いて計算された。³⁸⁾

遅発中性子割合 β (delayed neutron fraction) については、²³⁵U に対しては、一般に、高速中性子による寄与は小さいので、熱中性子による核分裂の際の値を用いた。²³⁸U に対しては、高速中性子核分裂による値である。遅発中性子エネルギー・スペクトラム (delayed neutron energy spectrum) については、²³⁵U に対しては Batchelor and Bonner のデータ⁴¹⁾の方が、Burgy et al. のデータよりベターであるという報告があるので、Batchelor and Bonner のデータの値から、我々のエネルギーグループに対する割合に換算した値を用いている。⁴²⁾²³⁸U に対してはデータが殆んど見当たらないので、²³⁵U の値をそのまま借用した。これらを用いた値は Table 4.1 に示してある。

4.2 熱エネルギー群数依存性

第3章で、この原子炉特有の高い即効性温度係数の生じる機構については述べた。また、それが、この原子炉の燃料の熱中性子スペクトラムに関連があることについても述べた。したがって、ここでは、まづ温度係数 (α)、 l_p および β_{eff} が、熱中性子スペクトラム、すなわち、熱群炉定数計算の際のセル計算モデルおよび熱エネルギー群数によって、如何に影響を受けるかを議論する。実験孔は空孔である。

Table 4.2^{*9)}には、非均質セルモデルの群定数を使って求めた K_{eff} を、Table 4.3 には、

*9) Table 4.2 ~ 4.5 は高速群定数を温度 23°C、群数 5 と定め、熱群炉定数の温度、群数を変えて求めた値である。

均質セルモデルの群定数を使って求めた K_{eff} を、それぞれ示してある。どちらのセルモデルを用いても、熱4群と熱1群との差は、高々1%である。また、均質セルモデルの値は非均質セルモデルの値より約4%小さい。

しかしながら、温度係数は(4.1)式で示されるようにふたつの K_{eff} の差で議論されるので、上に述べた、セルモデルによる差や、熱群定数による差は、大きな誤差となって現われる。Table 4.4 には、これらの議論に基づいて算出された温度係数の値を掲げてある。均質セルモデルでは、非均質セルモデルに比して、30%の過少評価となり、熱群数1による値は、熱群数4による値に較べていづれのモデルにおいても約20%の過少評価となることがわかる。

K_{eff} および温度係数の温度依存性については、Fig. 4.1 に示しておいた。 K_{eff} が、燃料温度上昇とともに、ほぼ、1次関数型の減少を示すのに反し、温度係数は温度上昇とともに、200°C附近にピークを持つ Lorentz 型減少曲線である。したがって、動特性計算の際、温度係数の温度依存性を1次関数型あるいは⁶⁾ $\sqrt{\quad}$ ⁵⁵⁾型で入力している例があるが、検討を要すると思われる。

温度係数算出上指摘された問題点は、 l_p および β_{eff} 算出上にも生ずる。Table 4.5 に l_p および β_{eff} の値の熱群数による違いを示しておいた。 β_{eff} の値は、遅発中性子スペクトラムの属するエネルギー範囲のスペクトラムで定まってしまうので、熱エネルギースペクトラムの影響は殆んど受けない(1%強)に反し、 l_p の値は、(4.5)式で示されるように、平均中性子速度で定められるので、熱中性子スペクトラムの影響を受け、8%と無視できない差となって現われる。したがって、温度依存性も、 β_{eff} では、1%強と小さいが、 l_p では3%強となって現われる。

以上述べたことから、 α 、 l_p および β_{eff} の値を求める際には、燃料セルをできるだけ正確に取り入れた群定数を用いて、また、熱群数も、できるだけ多く採って、計算する方が望ましいが、実用上は4群で充分であると思われる。

4.3 温度係数、即発中性子寿命および実効遅発中性子割合の計算値

今までの議論から、非均質セルモデルを適用し、熱群数4、高速群数5にして新たにデータを作り直し、温度係数(α)、即発中性子寿命(l_p) および実効遅発中性子割合(β_{eff}) が1次元拡散理論に基づいて計算された。燃料温度は、温度係数の温度依存性を考慮して、23°C、200°C、400°C、700°C および 1000°C が選ばれた。また、中央実験孔 (central hole) 内に存在する物質として、全部軽水の場合、4本のJPピン軽水キャプセルの場合 (キャプセルの周囲に幅約5cmの円環型空孔がある。文献45)のp33, Fig. A.1 参照)、および全部空孔の場合の3通りについて調べた。

Fig. 4.2 に、温度係数の温度依存分布、および実験物依存性が示されている。200°C乃至300°Cにピーク値が存在することは、実験物によって変わらないが、温度係数自身の値は、実験物によって20%程度変動する。特に実験孔内に軽水が存在している方が、温度係数の値が大きく、大体、実験孔内の軽水の増減によって、温度係数の値も増減する。4本ピン挿入のときの軽水量は、空孔体積の約4分の1であるので、どちらかといえば空孔実験孔に近く、図にもそれが現われている。これらのことは、実験孔内、特に炉心に近い処の軽水が、その強い

中性子減速効果によって、反応度に大きな寄与を占める熱中性子を作り出すことによる。温度係数が、ある温度でピーク値を示すことは、第3.3節で述べたセル効果によるものである。すなわち、燃料温度上昇によって、燃料から逃げる中性子が増加し、反応度に主に寄与する熱中性子の数は、燃料内で減少するが、一方、冷却材中（軽水）に逃げた中性子は急速に熱化されて、燃料内に戻る。しかし、燃料内ではその中性子の一部は反応度に寄与するが、すぐにエネルギーをもらって、また、冷却材中に逃げていく中性子もある。この燃料内と冷却材内の（主に）熱中性子の寄与のバランスが、温度係数曲線のピーク点の原因と思われる。

Table 4.6 は空孔実験孔のときであるが、全温度係数の内で、熱中性子 ($\leq 1.125 \text{ eV}$) による寄与を示す。その寄与は凡そ80%であることがわかる。この寄与は、主にセル効果に依るもので、それに熱中性子の体系からの洩れによる効果が加わっている。一方、高速中性子 ($\geq 1.125 \text{ eV}$) による寄与は残りの20%で、これは主に燃料内の ^{238}U のDoppler効果によるもので、これに、高速中性子の体系からの洩れによる効果が加わっている。このようにして求めた温度係数は、燃料セル中の燃料温度上昇のみによって得られた値なので、燃料温度係数 (fuel temperature coefficient) ということもできる。

実験孔に水が満たされたときが温度係数の絶対値が最大であるということは、実験孔壁に何らかの原因で裂け目が生じてプール水が実験孔に溢れるようなことが起っても、原子炉は却って安全側の状態になるということである。 K_{eff} でも、同様に、実験孔内に水が溢れたときの方が K_{eff} の値が小さく、安全側にある (Table 4.7 参照)。したがって、大きな負の即発性温度係数とともに、NSRRの核的安全性を保証する重要な性質である。

Table 4.7 には、 K_{eff} および、 l_p , β_{eff} の値を示す。実験孔内の軽水は、 K_{eff} にとっては吸収材であって、軽水領域の拡大に伴って、 K_{eff} の値は単調に減少しており、原子炉周囲における軽水反射材の働きとは異なることがわかる。しかしながら、この軽水は、実験孔内の試験燃料ビンの発熱量に対しては別な働きを示すことについては、文献46) で既に述べた。 l_p の値は、燃料温度上昇による変動が実験孔内物質によって、5% (軽水)、6% (4本ビン)、7% (空孔) と若干異なるが、実験物に依る影響は高々2%である。 β_{eff} の値は、 $(\lambda \beta)^{-1}$ の値によって決まり、熱中性子スペクトラムの影響は少ないことから予想されるように、燃料温度による依存性は認められないが、実験物による影響は最高で3%ある。 l_p および β_{eff} の値で共通していえることは、実験孔に4本ビンが存在しているときに、他の実験物が存在しているときより小さい値を示していることである。これらの差は、動特性解析においてどの程度の影響を与えるのかは、NSRRの実験解析を通じて、今後明らかにして行く予定である。

4.4 浴温度係数、冷却材温度係数およびボイド係数

温度係数には、今まで述べてきた即効性温度係数の他に、浴温度係数および冷却材温度係数がある。また、同じ負の反応度係数として、ボイド係数もある。これらはいずれも遅効性の反応度係数として知られている。これらの係数は、NSRRのバルス運転時には無関係な量であるが、定常運転時の安全係数として重要な量であるので、ここに算出しておく。計算方法は、

*10) 全エネルギー範囲の中で、熱中性子 ($\leq 1.125 \text{ eV}$) による核分裂の割合は9割を越える。文献40) の第

即効性温度係数のときと、全く同じである。実験孔には、いずれの場合も、JP 2.4本ビンの軽水キャプセルがあるとした。また、燃料の密度の温度依存性もないと仮定した。

浴温度係数 (bath temperature coefficient) は次のように定義しておく：燃料セル内の全ての領域が同時に温度上昇したときの反応度係数。温度としては、23°C~50°C、50°C~100°Cが選ばれた。Fig. 4.3およびTable 4.8の左半分の値は、冷却材(水)の密度が変わらないとして求めた値である。しかしながら、実際は、水の密度もかなり温度依存性があるので、密度補正をして得た値が、Table 4.8の右半分である。水の密度変化を入れると、負の反応度係数から正の反応度係数になってしまうことが注目される。

冷却材温度係数 (coolant temperature coefficient) は浴温度係数と燃料温度係数との差であると定義する。燃料温度係数は4.3節で議論した即効性温度係数と同じであり、Fig. 4.2より $-0.82 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ (23°C~200°C)なので、結局、冷却材温度係数は、Table 4.8に示した値となる。

ボイド係数 (void coefficient) は次のように定義する：炉心の燃料、被覆材および冷却材が同じ温度(こゝでは100°C)であるときに、冷却材(水)にボイドが発生したと仮定して、ボイド1%発生当りの反応度変化。したがって、水の密度の減少に対する反応度変化ともい換えることができる。結果は、Fig. 4.4およびTable 4.9に示されている如く、負の反応度係数である。このことは、冷却材の密度減少に伴う熱中性子スペクトルの硬化および中性子の洩れの増加によって反応度が減少するとして説明されるが、こゝでは、水の密度変化が大きいので、水による熱化への寄与が減少し、中性子が、共鳴吸収で失われる確率が増加することが主な原因と考えられる。

こゝで、燃料温度係数、およびボイド係数は全て負であるのに、冷却水の密度変化を考慮して求めた浴温度係数と冷却材温度係数のみが正になる理由について考えてみる。冷却水の中性子に対する効果は、今までも議論してきたように、燃料から逃げ出た中性子を熱化することである。浴温度係数の計算で水の密度一定とした場合には、係数の値が負になるということは、即効性温度係数の場合に行なったのと同じ議論で説明できる。問題はこゝで水の密度変化を導入すると更にどういう効果が付加されるかということであるが、燃料温度の上昇による燃料中の中性子スペクトラムの硬化に伴って、一見、燃料からの中性子の逃げる割合が増加するように思われるが、冷却水の密度が減少すると、一度燃料から逃げた中性子が、冷却水による吸収も少なくなるので、再び、近くの燃料に吸収されることになり、実効的に燃料に吸収されないで逃げ出す中性子の数は、軽水密度一定の割合に比べて少ない。一方、23°C~100°C程度の比較的低温の温度変化の場合には、軽水の密度変化が小さいので、冷却水の熱化能力は差程変わらない。したがって、燃料を逃げ出た中性子は、冷却水中で充分熱化されて後、他の燃料に吸収される。これが正の温度係数になる理由である。

しかし、ボイド係数のときのように、冷却水の密度が何10%のオーダーで少くなると、冷却水中の中性子の減速能力が小さくなり、燃料を逃げ出た中性子は、高さ方向に洩れ出るか、差程、熱化されないうち他の燃料に吸収されてしまう。熱化されていない中性子は、燃料中の ^{238}U の共鳴に吸収されやすいこともあり、したがってボイド係数は負となる。

浴温度係数が正であっても、炉心温度が100°Cに達すると冷却水が沸騰し始め(冷却材は

加圧されていない), ボイド比が急速に増して, 結局, ボイド係数による負のフィードバックが効いてくる。したがって, 炉の安全上からいって問題はない。

Table 4.1 Delayed neutron fraction and fission spectrum for the kinetics parameter calculations⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾

	β	χ_d in each group				
		1	2	3	4	5
^{235}U	0.0065	0.0	0.0513	0.3678	0.5809	0.0
^{238}U	0.0148	0.0	0.0513	0.3678	0.5809	0.0

Table 4.2 K_{eff} calculated with multi and one thermal group constants prepared by the heterogeneous treatment of the fuel cell

Fuel temperature °C	4 thermal groups	1 thermal group
23	1.00932	1.00963
400	.98549	.98989
700	.96337	.97240
1000	.94692	.95898

Table 4.3 K_{eff} calculated with multi and one thermal group constants prepared by the homogeneous treatment of the fuel cell

Fuel temperature °C	4 thermal groups	1 thermal group
23	1.03286	1.03253
400	1.01067	1.01915
700	.99912	1.00827
1000	.98612	.99836

Table 4.4 Prompt negative temperature coefficients dependent on the number of thermal group constants

($10^{-5}/^{\circ}\text{C}$)

Fuel temperature $^{\circ}\text{C}$	Heterogeneous		Homogeneous	
	4	1	4	1
23 - 400	6.26	5.18	4.15	3.41
400 - 700	7.34	5.88	5.75	3.59
700 - 1000	5.82	4.60	4.33	3.27

Notes: Criticality calculations have been performed over the reactor with assigned fuel temperatures and with the constant non-fuel temperature of 23°C , using the one dimensional diffusion theory code GURNET. Five fast group constants have been used in the problem.

Table 4.5 Influence of thermal group structures on kinetics parameters

Fuel temperature $^{\circ}\text{C}$	Number of thermal groups	$l_p(\text{sec})$	$\beta_{\text{eff}}(10^{-3})$	$\alpha(10^{-5}/^{\circ}\text{C})$
23 400	4	33.75	6.55	6.26
	1	31.78	6.46	5.18
400 700	4	34.36	6.55	7.34
	1	31.97	6.46	5.88
700 1000	4	34.91	6.66	5.82
	1	32.14	6.46	4.60
Relative difference $\%$		6. ~ 8.	1.4 ~ 1.5	17. ~ 21.

Table 4.6 Total negative temperature coefficient and its energy-group ingredient for the NSRR with air cavity ($10^{-5}/^{\circ}\text{C}$)

Fuel temperature ($^{\circ}\text{C}$)	Total	Contribution	
		Thermal group	Fast group
23 - 400	7.81	6.26	1.55
400 - 700	9.80	7.34	2.46
700 - 1000	6.33	5.82	0.51

Table 4.7 Computed eigenvalues, prompt neutron life times, and effective delayed neutron fractions for the NSRR with materials in experimental cavity

	Fuel temperature $^{\circ}\text{C}$	Materials in central cavity		
		Water	4 fuel pins*	Air
K_{eff}	23	0.9748	1.02829	1.04930
	200	0.9605	1.01340	1.03424
	400	0.9469	0.99575	1.01839
	700	0.9170	0.96808	0.988449
	1000	0.8985	0.94917	0.969669
λ_p (μsec)	23	30.55	29.79	29.93
	200	30.83	30.10	30.30
	400	31.01	30.48	30.65
	700	31.69	31.08	31.51
	1000	31.99	31.46	31.99
β_{eff}	23	0.00731	0.00709	0.00715
	200	0.00731	0.00709	0.00715
	400	0.00731	0.00709	0.00715
	700	0.00731	0.00709	0.00716
	1000	0.00732	0.00709	0.00716

* 4 fuel pins surrounded with water, wrapper tube, water, stainless steel and air are contained in the experimental cavity.

Table 4.8 Bath temperature coefficient and coolant temperature coefficients of the NSRR

Temperature of fuel cell ($^{\circ}\text{C}$)	Water density unchanged			Water density changed		
	ρ_{water}	Bath temperature coefficient ($/^{\circ}\text{C}$)	Coolant temperature coefficient ($/^{\circ}\text{C}$)	ρ_{water}	Bath temperature coefficient ($/^{\circ}\text{C}$)	Coolant temperature coefficient ($/^{\circ}\text{C}$)
23	1.0			1.0 (1.01861)		
50	1.0	-0.94×10^{-4}	-0.12×10^{-4}	0.9919	1.412×10^{-3} (1.05744)	1.5×10^{-3}
100	1.0	-0.98×10^{-4}	-0.16×10^{-4}	0.9609	1.719×10^{-3} (1.14833)	1.8×10^{-3}

Notes

- 1) The bath temperature coefficient is defined as the reactivity change at which temperatures of fuel, cladding and coolant in the core increase simultaneously.
- 2) The coolant temperature coefficient is obtained by using the fuel temperature coefficient of $-0.82 \times 10^{-4} / ^{\circ}\text{C}$ between 23°C and 200°C .
- 3) The values in parentheses in the column of the bath temperature coefficient are K_{eff} 's.

Table 4.9 Void coefficients of the NSRR at 100°C

Void fraction (%)	Void coefficient (/ void-%)
10	-0.94×10^{-3}
10 - 30	-1.0×10^{-3}
30 - 50	-1.2×10^{-3}

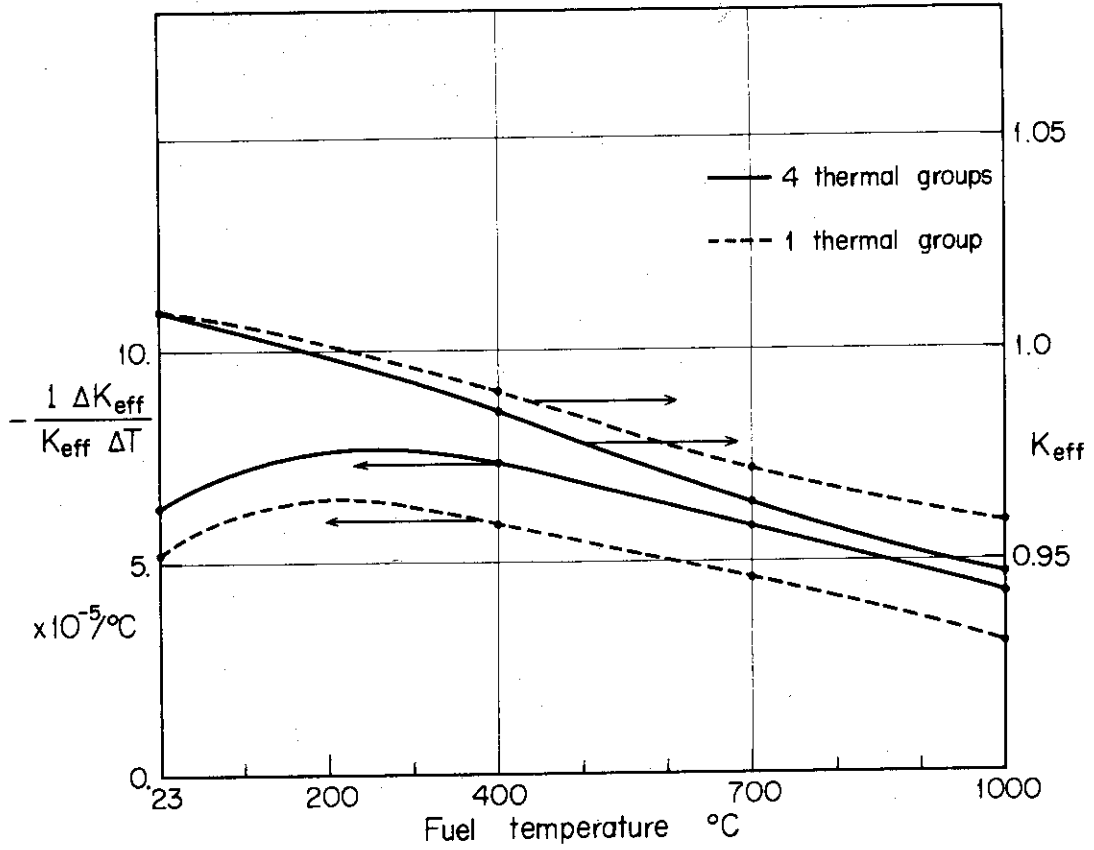


Fig. 4.1 Temperature dependency and the number dependency of thermal groups on the prompt negative temperature coefficient of the NSRR

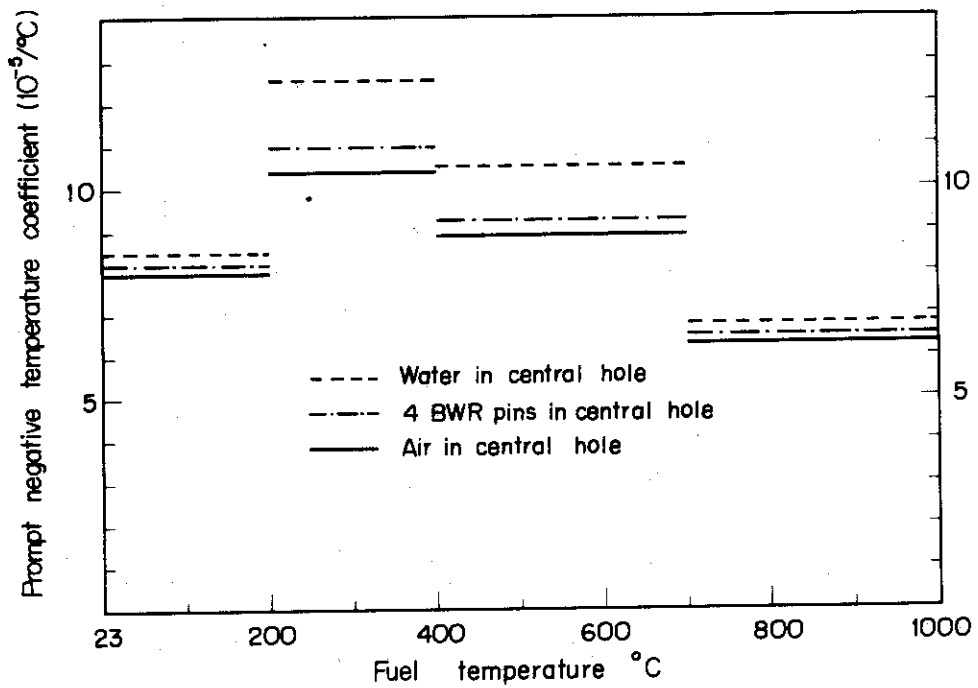


Fig. 4.2 Experimental material dependency on the prompt negative temperature coefficient of the NSRR

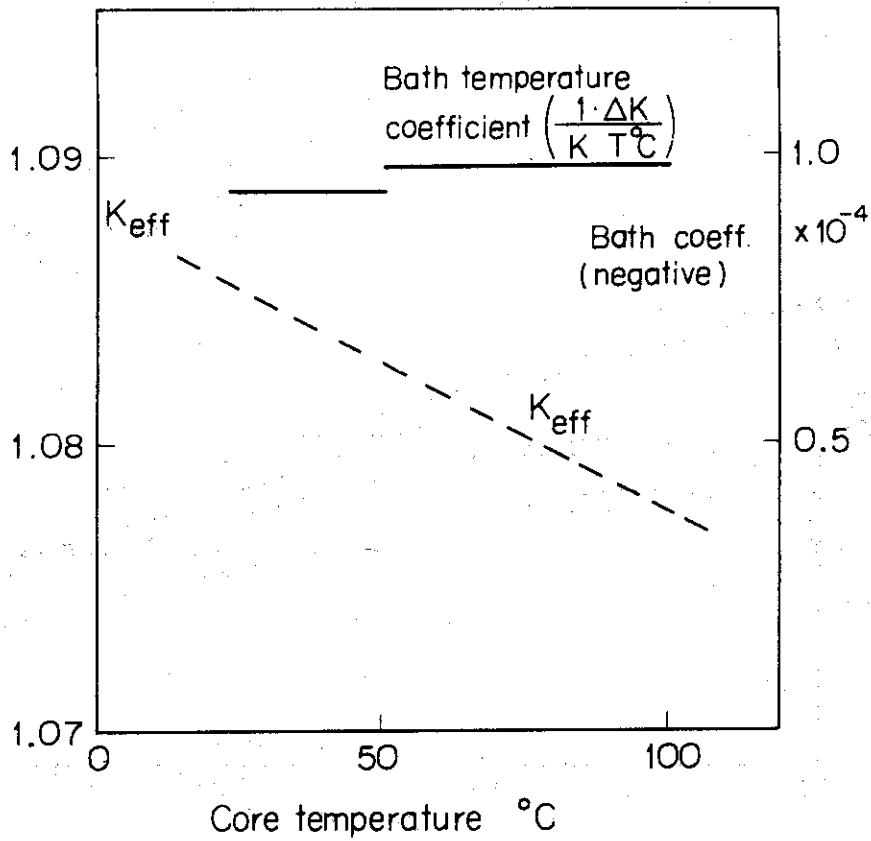


Fig. 4.3 Bath temperature coefficient of the NSRR (water density unchanged)

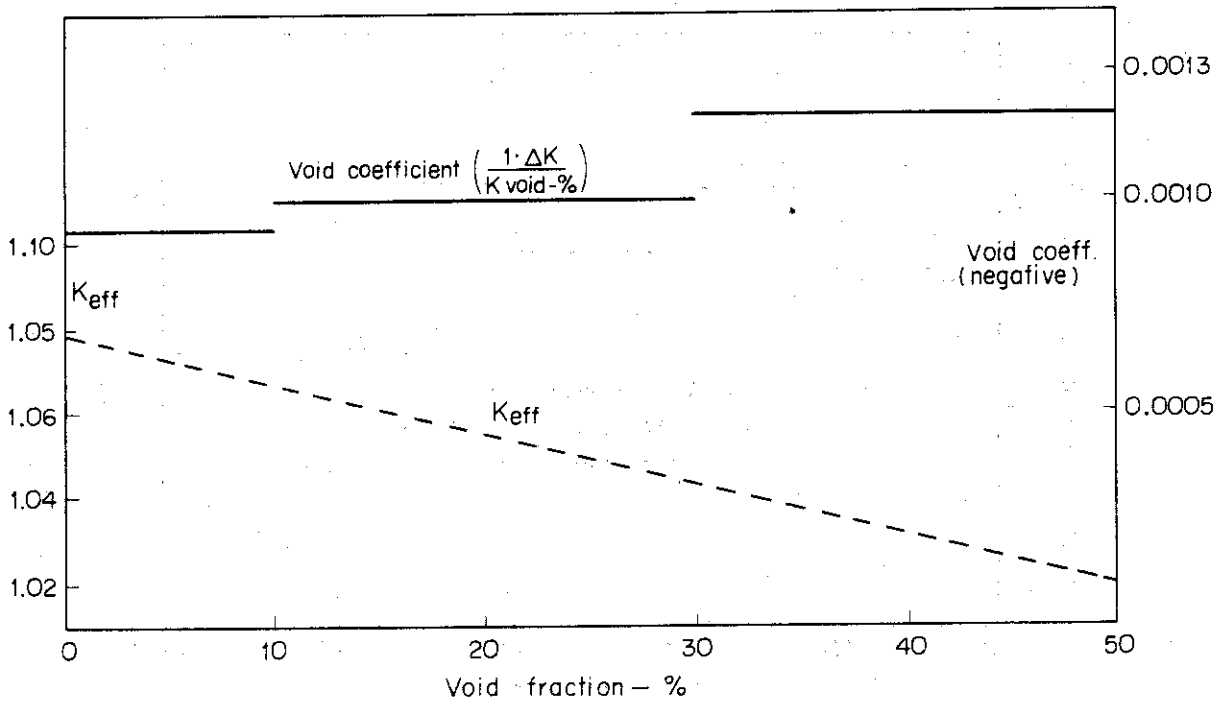


Fig. 4.4 Void coefficient of the NSRR

5. あ と が き

正式にNSRRの設置認可が国から下りたのは48年1月であるが、その前に所内安全審査もあったので、44年頃から、炉特性解析を進めてきた。一方、NSRRのような即効性の負の温度係数に起因する自己制御によって、パルス運転をする原子炉は我が国では初めてであった。したがって、当時は炉特性解析法の確立もなされていなかったため、解決しなければならない幾つかの問題があった。すなわち、この研究を始めた当時においては、水素化ジルコニウムについての物性値のデータが殆んど人手されず、特に ZrH_2 散乱カーネルについては公開されていないものがない、既存の熱群炉定数作成コード(THERMOS など)ではこの炉の特徴である多群炉定数が求められない、またこの炉の特徴である上方散乱を含む全散乱マトリックスが取り扱う臨界計算コードが、一次元拡散コード、二次元拡散コードおよび二次元輸送コード共に手元にないという状況であった。そこで我々は先づ、次の作業から始める必要があった：

(1) 断面積ライブラリーの作成、

(2) 熱群炉定数作成コードの製作、

(3) 上方散乱を取り扱う臨界計算コードおよび動特性パラメータ計算コードの製作。

(1)についてはUNCLEコードおよびLIBPコード(THERMOSのライブラリー作成コード)をNSRR用に改良し(UNCLE-TH, LIBP-MUG)⁵²⁾、(2)については、ANL-THERMOSコードをNSRR用に改良し(THERMOS-MUG)³⁶⁾、熱群炉定数が求められた。

高速群炉定数の作成には、初期には専ら、GAM-1コードが用いられたが、その後の実験物解析などに、ライブラリーに不十分な処があったので、GEESよりGGC-4コード(GAM-4とGATHERの連結コード)を入手し、整備して、現在では、専ら、このGGC-4コードがTHERMOS-MUGコードと一緒に用いられている。

(3)については、一次元拡散コードはGURNET³⁹⁾(GURNET-2は摂動計算も可能)⁴⁰⁾を作成し、二次元拡散コードは、NEAコードセンターからのEXTERMINATOR-2⁴⁸⁾が整備された。一次元輸送コードは、既存のDTF-IV⁴⁸⁾を用いることとし、二次元輸送は、NEAコードセンターからのTWOTRAN-GG⁵⁰⁾が整備された。その後二次元拡散コードのEXTERMINATOR-2⁴⁵⁾は、空孔を含む体系の解析にそのまま用いるのに問題があることがわかったので、現在GAMBLE-5⁵³⁾の整備を急いでいるところである。空孔のある体系にEXTERMINATOR-2を用いる場合に注意すべき点については文献45)を参照されたい。

この報告書は、上記の一次元拡散コードまでによる解析の結果のまとめである。当時、至急にNSRRの炉特性を把握する必要があったので、第1ステップとして、熱群については1.125 eV以下、30エネルギー点の断面積ライブラリーによる解析が一貫して行なわれた。GEESにおける解析例やSandia研究所におけるTRIGA-ACPRについての実測値との比較から、NSRRの核特性解析のためには第1ステップで用いた断面積ライブラリーで充分であることがわかったが、 ZrH_2 の熱中性子散乱断面積や燃料中の熱中性子スペクトラムに関する議論の際に触れたように、熱エネルギー群のエネルギーメッシュ点が少ないと熱中性子スペクトラムに若干歪みが残るので、このスペクトラム構造が影響するような実験の解析には、更に詳細な断面積ライブラリーが必要となる。例えば、プルトニウムを含んだ試験燃料を持つパ

ルス実験の解析には上記の指摘が当てはまるであろう。そこで第2ステップとして2.38 eV以下を60エネルギーメッシュ点にしたライブラリーを準備中である。

これまでに得られた温度係数などの数値は、GEESあるいはSandiaの研究所で得られた値と大変良く一致している。温度係数については、我々の得た値 (Table 4.7 から) との比較をTable 5.1 に示してある。TRIGA-ATPRとTRIGA-mark Fは、第1章で述べたように、TRIGA-ACPRを開発する前段階の Puls 実験炉で、炉心を若干異にしている。Table 5.2 には、 l_p および β_{eff} の値について示したが、いずれも良い一致である。遅発中性子の核分裂スペクトラムは比較的広いエネルギー範囲に広がっているので、現在のステップでの高速群5群の群数が β_{eff} の値にどの程度影響するかを次のステップで検討する予定である。

謝 辞

TRIGA-ACPRに関する資料は石川迪夫反応度安全開発研究室室長から頂きました。本研究を継続して行なえたことは桂木学核設計研究室室長のお蔭です。また、GGC-4コード、TWO TRAN-GGコード、およびGAMBLE-5コードのFACOMへの整備は筒井恒夫氏(原子炉数値解析研究室)に依るものです。ここに謝意を表わす次第です。

ルス実験の解析には上記の指摘が当てはまるであろう。そこで第2ステップとして2.38 eV以下を60エネルギーメッシュ点にしたライブラリーを準備中である。

これまでに得られた温度係数などの数値は、GEESあるいはSandiaの研究所で得られた値と大変良く一致している。温度係数については、我々の得た値 (Table 4.7 から) との比較をTable 5.1 に示してある。TRIGA-ATPRとTRIGA-mark Fは、第1章で述べたように、TRIGA-ACPRを開発する前段階の Puls 実験炉で、炉心を若干異にしている。Table 5.2 には、 l_p および β_{eff} の値について示したが、いずれも良い一致である。遅発中性子の核分裂スペクトラムは比較的広いエネルギー範囲に広がっているので、現在のステップでの高速群5群の群数が β_{eff} の値にどの程度影響するかを次のステップで検討する予定である。

謝 辞

TRIGA-ACPRに関する資料は石川油夫反応度安全開発研究室室長から頂きました。本研究を継続して行なえたことは桂木学核設計研究室室長のお蔭です。また、GGC-4コード、TWO TRAN-GGコード、およびGAMBLE-5コードのFACOMへの整備は筒井恒夫氏(原子炉数値解析研究室)に依るものです。ここに謝意を表わす次第です。

Table 5.1 Prompt negative temperature coefficients for the TRIGA pulse reactors

	Temperature coefficient ($10^{-5}/^{\circ}\text{C}$)		Materials in a cavity
	23°C-400°C	23°C-700°C	
Present NSRR	9.2	9.0	Air
	9.7	9.4	4 JP2 pins
	10.6	10.9	Water
TRIGA-ACPR ⁸⁾		9.4	Air
		8.8	Standard experiment ^{*1)}
TRIGA-ATPR ⁶⁾	12.5		*2)
TRIGA-markF ⁴⁾	11.0		*2)

*1) In GGA report, the standard experiment refers to the case when the cavity is filled with polyethylene.

*2) TRIGA-ATPR and TRIGA-mark F have no central cavity.

Table 5.2 Estimated values of λ_p and β_{eff} for the TRIGA pulse reactors

	λ_p (μsec)	β_{eff}	Material in a cavity
Present NSRR	31	0.0073	Water
	30	0.0071	4 JP2 pins
	30	0.0072	Air
TRIGA-ACPR ⁸⁾	30	0.0069	Air
TRIGA-ATPR ⁶⁾	39	0.0070	
TRIGA-markF ⁴⁾	45	0.0073	

6. 参 考 文 献

- 1) 石川迪夫；“反应度事故に対する安全性研究”，日本原子力学会誌，12，5，276～283 (1970)
- 2) Anonymous: "Technical foundation of TRIGA", GA-471 (1958)
- 3) McReynolds A. W.: "Research application of the TRIGA reactor using pulsed nuclear radiation", GA-1757 (1960)
- 4) de Hoffmann F.: "Research programs with the TRIGA reactors", GA-2579 (1961)
- 5) Anonymous: "TRIGA mark F pulsing reactor facility", GA-1780 (Rev. 2) (1961)
- 6) Coffey C. O., Dee J. B., Shoptaugh J. R., West G. B., and Wittemore W. L.: "Characteristics of large reactivity insertions in a high-performance TRIGA uranium-zirconium hydride core", P398, Neutron Dynamics and Control (U.S. AEC) (1966)
- 7) Anonymous: "Annular Core Pulse Reactor", Directory of Nuclear Reactors Vol III, IAEA (1960)
- 8) Anonymous: "Description and general specifications TRIGA/ACPR", extracted from GA-7293 (1968)
- 9) Hansenkamp A.: "Final safety analysis: Annular Core Pulse Reactor", SC-RR-66-2609 (1966)
- 10) Stern M. O. and Bjornerud E. K.: "Neutron moderation in zirconium hydride and the TRIGA prompt negative coefficient", GA-1995 (1961)
- 11) Young W. A., Weeks C. C., Nakata M. M., and Smith C. A.: "Thermophysical properties of unirradiated SNAP fuels", NAA-SR-12607 (1968)
- 12) Lillie A. F., McClelland D. T., Roberts W. J., and Walter J. H.: "Zirconium hydride fuel element performance characteristics" AI-AEC-13084 (1973)
- 13) Mass L. I.: "Reactivity effects in uranium-zirconium hydride fueled reactor power excursions", P437, Neutron Dynamics and Control (U.S. AEC) (1966)
- 14) Carriveau G. W.: "Single differential cross section of zirconium hydride", GA-8345 (1967)
- 15) “理化学辞典”岩波書店 (1963)
- 16) Gläser W.: "A review of scattering law studies for moderators", KFK-602 (1967)
- 17) Purchit S. W., Pan S. S., Bischoff F., Bryant W. A., Lejeunesse C., Yeater H. L., Moore W. E., Kirouac G. J., Esch L. J., and Francis N. C.:

- "Inelastic neutron scattering in metal hydrides, UC and UO_2 , and applications of the scattering law", SM-96/46, Symposium on neutron thermalization and reactor spectra, IAEA
- 18) McCrossen F. J., Finch D. R., and Olson E. C.: "Testing of ENDF/B-THERMOS cross sections for H_2O , D_2O , C, ZrH_2 , $(C_2H_4)_x$, Be, BeO , C_6H_6 , and UO_2 ", "DP-1276 (1971)
 - 19) Stone R. S., Sleeper H. P. Stahl JR. R. H., and West G. B.: "Transient behavior of TRIGA, a zirconium-hydride, water moderated reactor", Nucl. Sci. Eng., 6, 255-259 (1959)
 - 20) Young J. C., Young J. A., Houghton G. K., Trimble G. D. and Beyster J. R.: "Neutron thermalization in zirconium hydride", Nucl. Sci. Eng., 19, 230-241 (1964)
 - 21) Stewart H. B. and Merrill M. H.: "Kinetics of solid homogeneous reactors", Vol.1 Reactor physics and control, chapter 9, Technology of Nuclear Reactor Safety (M.I.T. Press) (1964)
 - 22) Anonymous: "Kinetic behavior of TRIGA reactors", GA-7882 (1967)
 - 23) Beyster J. R., Neill J. M., and Young J. C.: "Recent developments in integral neutron thermalization", GA-6904 (1966)
 - 24) Beyster J. R. and Neill J. M.: "The influence of neutron cross sections on thermal reactor spectra", GA-7072 (1966)
 - 25) Bell J.: "SUMMIT: An IBM-7090 program for computation of crystalline scattering kernels", GA-2492 (1962)
 - 26) 飯島俊吾, 鶴沢正道; "非等方結晶に対する模型のコードマニュアル", JAERI-1087 (1965)
 - 27) Koppel J. U., Triplett J. R., and Naliboff Y. D.: "GASKET, an unified code for thermal neutron scattering", GA-7147 (1967)
 - 28) 中原康明, 綾尾慎治; 私信
 - 29) Honeck H. C. and Naliboff Y. D.: "Description of the FLANGE code", Argonne Code Center Reference Material Abstract 247 (1966)
 - 30) 角谷浩享, 大竹巖; 私信
 - 31) Nakahara Y. and Kadotani H.: "Computational method of thermal neutron scattering kernels for high temperature crystals", JAERI-1220 (1972)
 - 32) 島田昭一郎; "Nelkin 模型のコードマニュアル" JAERI-1085 (1965)
 - 33) Koppel J. U.: "Neutron scattering by hydrogenous moderators", GA-7055 (1966)
 - 34) Otake I.: in "Evaluation of thermal neutron scattering cross sections for reactor moderators", ed. Thermalization Group in JNDC, JAERI-1181 (1969)
 - 35) 中原康明; 未公開

- 36) 伊勢武治, 堀上邦彦; "熱群炉定数作成コード; THERMOS-MUG", JAERI-M4394 (1971)
- 37) Dudek J. S., Journou G. D., and Leshan E. J.: "GAM-I, a consistent P, multi-group code for the calculation of fast neutron spectra and multigroup constants", GA-1850 (1961)
- 38) Adir J. and Lathrop K. D.: "Theory of methods used in GGC-4 multigroup cross section code", GA-9021 (1968)
- 39) 伊勢武治, 久保諒洋; "汎用一次元拡散コードGURNET", JAERI-1215 (1971)
- 40) Ise T. and Ishibashi A.: "One dimensional multigroup diffusion theory code with perturbation calculation", JAERI- (to be published)
- 41) Tomlinson L.: "Delayed neutrons from fission: a compilation and evaluation of experimental data", AERE-R 6993 (1972)
- 42) Keepin G. R.: "Neutron data for reactor kinetics", Nucleonics, 20, 8, 150-156 (1962)
- 43) Keepin G. R.: "Physics of nuclear kinetics", P176, Addison*Wesley (1964)
- 44) West G. B.: (GEES), private communication
- 45) 伊勢武治, 中原康明; "NSRRの制御棒効果の解析 (NSRRの炉物理と核設計・3)", JAERI-M 5391 (1973)
- 46) 伊勢武治, 中原康明; "NSRRの試験燃料1本ピンの発熱計算 (NSRRの炉物理と核設計・4)", JAERI-M 5613 (1974)
- 47) 伊勢武治; "NSRR (安全性研究炉)の炉物理, 原子力学会, 炉中性子利用専門委員会資料 (1973年12月)
- 48) Lathrop K. D.: "DTF-IV, a FORTRAN-IV program for solving the multi-group transport equation with anisotropic scattering" LA-3373 (1965)
- 49) Fowler T. B., Tobias M. L., and Vondy D. R.: "EXTERMINATOR-2: a FORTRAN IV code for solving multigroup diffusion equations in two dimensions" ORNL-4078 (1967)
- 50) Lathrop K. D. and Brinkley F. W.: Theory and use of the general-geometry TWOTRAN program", LA-4432 (1970)
- 51) Work done at GGA. (unpublished)
- 52) Toppel B. J. and Baksys: "Argonne-revised THERMOS code" ANL-7023 (1965)
- 53) Dorsey J. P. and Froelich R.: "GAMBLE-5; a program for the solution of the multigroup neutron diffusion equations in two dimensions, with arbitrary group scattering, for the UNIVAC-1108 computer" GA-8188 (1967)
- 54) Bell G. I. and Glasstone S.: "Nuclear Reactor Theory" Van Nostrand (1970)
- 55) Little W. W.: "K-III; a three region kinetics code in FORTRAN-IV" BNWL-252 (1966)