

JAERI-M

5 1 7 3

軽水-天然ウラン非均質板状体系における角度
依存熱中性子スペクトルの測定

1973年2月

秋濃藤義・金子義彦・北館憲二

黒川良右

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

軽水-天然ウラン非均質板状体系における角度依存熱中性子スペクトルの測定

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

秋濃藤義, 金子義彦, 北館憲二, 黒川良右

(1973年2月10日受理)

天然ウラン-軽水非均質板状体系における燃料表面, 中心および燃料近傍の軽水中の 0° 方向角度熱中性子スペクトルをLINAC-TOF法で測定し, 理論解析を行った。この研究の目的は(1) 燃料を含む非均質体系における軽水の中性子散乱に対するHaywood modelの妥当性の確認, (2) 同体系における熱中性子スペクトルの計算における散乱核および熱中性子源の非等方成分の影響の評価, および(3) 中性子束の流れの強い非均質体系における多群一次元 S_n 法による熱中性子スペクトルの計算方法の精度の吟味である。測定と理論解析の比較からつぎのことが結論された。

1) 熱中性子スペクトルの理論解析において S_n 法のorderは $N=8$ 以上の必要があり, さらに, このとき, 散乱核および熱中性子源の非等方性を考慮すれば測定と理論解析の一致はかなりよい。つまり燃料の表面および中心では, 計算結果は実験結果を $\frac{1}{E}$ 領域に対する熱中性子領域の相対高さを3~6%程度低く, また軽水中では約6%高く見積るにとどまる。

2) 熱中性子源の空間分布には注意を払ねばならない。熱中性子スペクトルの計算においてその平坦な分布を仮定し入力した場合は金線の放射化分布より求めた熱中性子源を入力とした場合と比較して軽水中で $\frac{1}{E}$ 領域に対する熱中性子エネルギー領域のピークを20~30%程度大きく見積り, 実験との不一致も著しい。しかし燃料表面および中心では, この熱中性子源分布の相違による中性子スペクトルの変化は小さい。

3) 熱中性子スペクトルにおける実験と計算の不一致が熱中性子群定数にあたる誤差はその計算モデルの精密度によりことなるが約2%に相当する。

Measurements of angular-dependent thermal neutron spectra in a natural uranium-light water slab lattice

Fujiyoshi AKINO, Yoshihiko KANEKO,
Kenji KITADATE and Ryosuke KUROKAWA

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI
(Received February 10, 1973)

Angular thermal neutron spectra were measured by the time-of-flight method, with the JAERI electron linear accelerator, at several positions concerning a bulk of natural uranium (2.54 cm) sandwiched with light water layers (4.6 cm thick). Theoretical analysis was made by means of the multigroup discrete S_n method, using the Haywood model for neutron scattering.

The results of the measurements were compared with the calculated neutron spectra.

The followings were concluded;

- (1) The Haywood model vailids for heterogeneous systems like the present one. The neutron spectra calculated are in agreement with those by experiment within 6% in both the natural uranium and the surrounding light water regions if anisotropies in the neutron scattering and the source-neutron spatial distribution are taken into consideration.
- (2) The spatial distribution of source neutrons requires much attention. If the flat distribution is assumed throughout the medium, the height of a peaking in the thermal neutron spectrum is 20~30 % larger in the 1/E region than that measured in the light water surrounding the fuel plate.
- (3) The discrepancy in the neutron spectra between calculation and experiment corresponds to the uncertainty of 2 % in thermal group constants.

目 次

1. 序 論	1
1.1 熱中性子スペクトル研究の意義	1
1.2 燃料格子の中性子スペクトル測定	2
1.3 原研における燃料格子の中性子スペクトル測定	4
2. 実験装置	5
2.1 軽水-天然ウラン板状体系	5
2.2 パルス中性子源	5
2.3 中性子ビームのコリメーションとシールド	5
2.4 中性子検出器および時間分析器	6
2.5 熱中性子源の測定	6
3. データ処理	11
3.1 時間分解能	11
3.2 検出器のエネルギー依存検出効率	11
3.3 時間スペクトルからエネルギースペクトルへの変換	12
4. 理論解析	21
4.1 軽水および天然ウランの散乱断面積	21
4.2 熱中性子源	22
4.3 熱中性子スペクトルの計算	22
5. 実験と理論解析との比較	27
6. 討 論	35
7. 結 論	36
8. 謝 辞	37
文 献	37
付録 1	38

1. 序 論

1.1 熱中性子スペクトル研究の意義

熱中性子炉に関する炉物理研究の中での微分中性子スペクトル測定的位置づけはかなり明確である。これは原子炉体系における中性子吸収、核分裂、漏洩等の基本的な炉物理現象の量が物質の中性子断面積と中性子スペクトルの積の総和として与えられるからであることはいうまでもない。中性子スペクトルの研究の進展を追ってそれがどう炉物理、炉工学の体系にとり入れられているか簡単にのべよう。

まず初期の研究の主たるものは1950年代の後半から60年代にかけて行なわれた典型的な炉形の原子炉の熱中性子スペクトルの微分測定である。ビームホールを炉心までのばし炉心のいわば格子平均の中性子スペクトルを測定しようとしたものである。主としてチョッパーを使った飛行時間法によりこの global な熱中性子スペクトルの測定はかなり成功した。つまり英国等における一連の実験から熱中性子炉の中性子スペクトルはいわゆる Westcott 表示で、

$$\phi(E) = \frac{1}{E} + A + \text{Maxwell distribution} \quad \dots\dots\dots (1)$$

とかなり良く表現出来ることが実証された。A は joining function であって黒鉛炉、重水炉、軽水炉について各々適切な関数形が決められた。(1)式は炉物理の教科書の最初に出てくるもので、中性子スペクトルの基本形を実証したものとして評価されている。これらのことは原子炉の核設計の面では、群定数作成の際の中性子スペクトルの関数形として使用されるなど、その寄与は極めて明確である。また箔放射化法による積分実験値の解釈に信頼できる手法を与え、その利用を発展させるなど炉物理実験法全体に対する寄与も大である。

1960年代に入ってから LINAC をパルス中性子源とする減速材体系の微分中性子スペクトルの測定が本格化した。中性子吸収体を添加した各減速材の微分中性子スペクトルが統計誤差数%という高精度で測定されるようになったわけで、中性子散乱核の中性子スペクトル記述能力が試験され、その改良が急速に進められた。特に測定が精力的に行なわれたのは米国の GA および RPI の両研究所および英国の Harwell 研究所である。遅れて日本国内でも測定が開始された。1965年のパルス中性子研究シンポジウム¹⁾では、無限大体系では中性子スペクトルの実験理論の一致は主要な減速材についてはほぼ満足すべき状況にあり散乱核の P₀ 成分は改良がいちぢるしいことが指摘された。しかしまた一方中性子束分布の空間変化が激しい場における角度中性子スペクトルについては実験理論の間に数10%の不一致が存在することも確認された。現在までこの角度中性子スペクトルに関する実験は各所で精力的に進められているが中性子散乱核の P₁ 成分の改良とリエントラントホールの摂動の効果が正しく評価されるにしたがい、実験と理論の不一致は漸次減少しつつある。このような中性子散乱核の改良に関する努力は群定数の精度をいちぢるしく向上させることができた。この結果原子炉の主要な炉物理量である無限増倍係数、温度係数、出力ピーキング等の推定が正確に行なわれるようになって来ている。一例をあげると黒鉛炉の反応度温度係数は C:U²³⁵ が 900 程度のとき、化学結合力の効果により自由ガスモデルの計算値の約半になることがわかっている。また中性子ス

ベクトルの測定値と計算値の相異から k_{∞} 等に対する誤差評価も可能で、プルトニウム-239を多量に含んだ黒鉛炉では-0.4% (英国 Zenith 炉における研究)²⁾、軽水炉では-0.17% (原研の著者等のグループの研究)³⁾の誤差が生ずることが指摘されている。以上の議論は常温における中性子スペクトルの実験によってもたらされた成果であるが、今後は高温における実験が重要視されている。

これまでのべた研究の進展は均質ないしは格子で平均化された中性子スペクトルに関するものであるが、1960年代の後半から原子炉の格子の中の中性子スペクトルの空間変化を測定しようとする試みが進められている。これは中性子散乱核も含めた格子計算法の精度をより直接的に検証しようという意図から出発している。当初は実験体系としては原子炉の格子そのものが使用され、THERMOS コード等の検討がされたのであるが、現在では当初の実験データはかなり大きな系統誤差を含むものであり、コードの検討には十分な精度を有していないという解釈をするのが一般的である。これらの実験において系統誤差を大きくしていた原因はリエントラントホルの口径に対して燃料棒がそれほど大きくないことによる摂動効果の増大、ビームコリメーションの不正確さ等にあることがわかってきたので、現在はまず系統誤差をできるだけ小さくするように実験体系を設計し、漸次実験の格子の形状に近づく方向で研究が進められている。実験技術も年々向上しているので成果は期待できる。今後の中性子スペクトルの研究の位置づけを考えるとやはり文頭に述べたと同様に広く炉物理、炉工学の底辺にあってその基礎をかためる役割を果していくであろう。直接的な狭義の利用の面では、中性子スペクトルの実測値を基準として原子炉の炉物理計算量に補正を加えていくことも実現されるのでなかろうか、しかしあまり直接的な利用について議論を行うのは中性子スペクトルという最も基本的な問題を扱うだけに慎重である必要がある。

さきに我々のグループも板状軽水体系にカドミウムやインジウムを添加し、その角度中性子スペクトルを測定した³⁾。この実験は、これらの中性子吸収体の添加量を、商業用軽水炉におけるプルトニウム built up を模擬しようように選んだものであり、炉心解析に広く使用されている軽水散乱核の Haywood model⁴⁾の妥当性を実証しようという目的をもって行なわれ、次のような結論を得た。

1. 中性子流の強い中性子場では、熱中性子スペクトルを正確に記述するためには、軽水の散乱核および熱中性子源の非等方成分を考慮する必要があること。
2. プルトニウムの蓄積が著しい軽水炉の炉心に対して Haywood model の軽水散乱核はかなりよく熱中性子スペクトルを記述することができる。その誤差は
 - i) 熱中性子群定数について ~3%
 - ii) k_{∞} について ~-0.17%

の誤差をもたらす範囲にとどまる。

1.2 燃料格子の中性子スペクトル測定

1.1 でのべたように原子炉等の格子の中性子スペクトル測定が、現在では中性子スペクトルに関する研究活動の中心課題になっている。そこで簡単にこの分野の実験的研究のレビューを行なってみることにする。まず、1958年のジュネーブ会議において Campbell⁵⁾と

Mostovoi⁶⁾ はそれぞれ原子炉の中性子スペクトルが $\text{Maxwell} + \frac{1}{E}$ という形式になること、および格子のスペクトルが空間および角度依存を示すことを報告した。原子炉を中性子源とし、体系中からの中性子ビームをチョッパーで切りTOF法により測定するという両者が行なった方法は均質炉体系に対してはかなり成功を収めているが、格子系に対してはビームの取り出し孔を小さくする原理的必要性と遮蔽の大きがかりのため一般に geometry をよくすることが簡単ではない。Mostovoi の実験は Takahashi⁷⁾ 等により解析されたが、解析の不完全さを越えた理論、実験の不一致がその後も指摘されるなど、現在では実験方法を提起した仕事ではあるが、測定結果は定量的には信頼しきれないという解釈が多い。原子炉を中性子源として使う方法において、geometry を良くしようとする努力は Johansson⁸⁾ によって進められ、研究炉の中央実験孔中のウラン管中の中性子スペクトル測定が行なわれた。格子とみても寸法が大きいののでかなり信頼できる結果が得られると解釈されるが、中性子ビームの引出しに鉛散乱体を使いスカラースペクトルに変換してとり出している点に問題があるように思われる。しかし GA の Neill 等はこの実験が格子中の中性子スペクトルの本格的な測定の最初であるという評価を行なっている。

一方、LINAC を中性子源とする方法は Campbell につづいて各国で研究され始め、1960年代のころから精力的に実験がすすめられた。RPI⁹⁾ では、均質系であるが、パラフィン中に UO_2 , ZrO_2 を分散した増倍系について $\frac{3}{4}$ インチのリエントラントホールをつけ飛行距離 2.45m で TOF 法により定常および漸定スペクトルを測定している。GA では原子炉設計上の強い要請から系統的な基礎的研究をすすめられていて、簡単な格子について実験は成功し、Neill¹⁰⁾ によってまとめられた。Neill はこの論文の中で格子系における実験では、体系の geometry がはっきりしていることの必要性と、中性子場の摂動を少なくするため $5\text{mm}\phi$ 程度の細い Reentrant hole の使用の必要性を力説している。彼はポリエチレン板状格子および、Zr-H 燃料の単一円筒 Cd 添加重水減速材について実験を行ない、格子系に対する LINAC-TOF 法の可能性を実証した。その後、GA のグループ¹¹⁾ は現実的な原子炉格子に近づく努力をすすめ、0.5 インチ直径の Pu-Al 棒に 0.2 インチのリエントラントホールをつけ、かなりの精度で測定が可能であることを示している。

格子系における熱中性子スペクトルの測定における問題点をまとめてみると、

1. リエントラントホールによる熱中性子スペクトルの flux perturbation を少なくするために、リエントラントホールを細くする必要がある。この結果計数率の不足とバックグラウンドに対する信号比の低下が問題になる。
2. 中性子ビームのコリメーションに、極度な正確さが必要になると同時に、遮蔽を厳重に行なわなければならない。
3. 中性子スペクトルの空間変化が大きいののでリエントラントホールのセッティングの精度に注意を要する。

以上の問題点は除々に解決されていく方向にあるが、現在までのところ、格子系に対する熱中性子スペクトル計算法の精度を検討しうるほどの信頼性をもった実験データは極めて少ない。燃料、減速材または格子定数のことなる多様な格子に対して実験データの蓄積が要望されているのが現状である。

1.3 原研における燃料格子の中性子スペクトル測定

この報告書に報告するのは、次のような実験体系における実験である。

我々が実験を行なった体系は1インチ厚さの天然ウラン板の両面に約4.6cmの軽水層のある板状体系である。1cmφのリエントラントホールを用い、LINAC-TOF法で熱中性子スペクトルの測定を行なった。この実験体系の特徴は、

1. Neill等の実験ではいずれも source 中性子の空間変化の激しい方向と直角の方向に、中子を引き出す方式である。これでは熱中性子源の非等方性の効果が入りにくい geometry なので、我々は板状体系の一面より中子を引き込み、その反対面から中子ビームを引き出すという geometry を採用し、熱中性子源の非等方性の効果が中子スペクトルに影響し易いようにした。
2. 体系をより現実的な炉の格子の状態に近ずけるため模倣的な燃料棒の使用を行わず天然ウランと軽水の組合せをえらんだ。
3. Geometry が簡単で中子輸送の問題は一次元の取扱いで正確に記述される。

この実験体系における熱中性子スペクトルの測定結果を理論計算と比較することにより、中子流の強い非均質系における中子スペクトル計算精度、特に、熱中性子源の非等方性、空間依存性の熱中性子スペクトルへの影響、また、このような体系における Haywood 散乱核の妥当性を明かにすることが実験の主要な目的であったが、以下にのべるように一応の成果を取ることができた。

2. 実験装置

実験体系の配置図を Fig.1 に示した。

2.1 軽水-天然ウラン板状体系

この軽水-天然ウラン非均質体系は、ステンレス製 (12 cm 厚さ $\times 40 \times 40\text{ cm}^2$) の直方体タンクの中に、FCA 研究室より借用した厚さ $\frac{1}{8}$ インチ $\times 2$ インチ $\times 2$ インチの金属ウラン板を積みかさねて作った 1 インチ厚さ $\times 7$ インチ $\times 7$ インチの金属天然ウラン層を作り、その両側の厚さ 4.6 cm の領域をイオン交換した軽水で満たした (Fig.2) ものである。このスペクトル源の軽水と天然ウランの体積比は約 $3.7:1$ である。この金属天然ウラン層は 7 分割よりなり、 1 mm 厚さのステンレス製の被覆材でおおわれている。またその中心部のみは Fig.3 のようにリエントラントホールごと交換しうる構造にした。測定に用いられたリエントラントホールはステンレス製で直径は 1 cm ϕ であって、交換することによりその底部は Fig.2 に示すように、ターゲット側の燃料表面 (A)、燃料の中心 (B)、飛行管側の燃料表面 (C)、および軽水中の飛行管側の燃料被覆材の表面から 8 mm (D) と 13 mm (E) の各位置に変化できる。軽水中の測定点 D および E に対してはリエントラントホールの底面の厚さは 0.5 mm であり、他の場所に対しては 1 mm であった。中性子ビームを引き出すリエントラントホールの出口と反対側には 10 cm 厚さの鉛の層をへだてて中性子発生用の鉛ターゲットが配置された。この 10 cm 厚さの鉛の層はターゲットから発生した中性子を空間的に広げ、スペクトル源へ入射させる働きをもっている。

2.2 パルス中性子源

20 MeV 電子加速線形加速器 (LINAC) は、くり返し周波数 50 pps 、パルス巾 $2\text{ }\mu\text{ sec}$ 、波高電流約 200 mA で運転され、スペクトル源の背面におかれた鉛ターゲットを電子ビームにより衝撃しパルス中性子を発生させた。パルス当りの中性子発生量は約 10^6 個であった。

2.3 中性子ビームのコリメーションとシールド

リエントラントホールによる中性子場の擾動を小さくするために、リエントラントホールの直径はさききのべたように 1 cm ϕ とした。リエントラントホールの底面から放出される中性子のみが検出される様に、中性子ビームのコリメーションには詳細な努力と遮蔽の強化が行なわれた。まずリエントラントホールから放出された中性子は、 B_4C 含有量約 1 g/cm^3 の長さ 4.7 cm 、内径 8 mm ϕ の孔をもつブリコリメータを経由した後、さらに内径 1 cm ϕ のコリメータを通過し、 7.3 m の飛行管を通し BF_3 カウンターバンクで検出されるようにした。リエントラントホールの直径が 1 cm ϕ と小さいため、計数率が低減し、 S/N 比が悪化するためバックグラウンドを出来るだけ低くする必要がある。この目的のためコリメータの周囲を H_3BO_3 入りパラフィンで覆うとともにターゲットの周囲を鉛層への中性子の打込みをさまたげない範囲で厚さ約 20 cm 程度の H_3BO_3 入りパラフィンで覆い、その外側を 0.5 mm の Cd 板でシールドした。また 7.3 m の飛行管の中には厚さ約 2 cm の B_4C 層のシールドを配置した。飛行管内はロ

ータリポンプで約 1×10^{-1} mmHg 程度の真空にたもった。

2.4 中性子検出器および時間分析器

中性子検出に用いられたカウンターバンクは 20 th Century 社製 (40EB70) の直径 2 インチ、有効長 40 cm の BF₃ カウンター 4 本を 1 層にたばね、中性子飛行径路に対しカウンター軸が直角になるように置き、周囲はカドミウム、B₄C および H₃BO₃ を吸収体とする遮蔽を行なった。飛行中性子に対する有効口径は 20 cm × 20 cm である。BF₃ カウンターに検出された中性子の応答は、原研製の Pre-Amp, Multimode Amp. および Timing Single Channel により増巾弁別され、time of flight unit (チャンネル巾 32 μsec) を使用し、ND-2200 マルチチャンネル時間分析器により時間分析された。測定された時間スペクトルをエネルギースペクトルに変換するさいに BF₃ カウンターのエネルギー依存検出器効率が使用される。そこで BF₃ カウンターを一層にし、多層の場合より検出効率の計算精度の信頼性をたかめた。また、中性子発生量のモニターとしては、ターゲット近くのパラフィン中に、直径 1 mm φ、長さ 1 cm の金線 2 個を置き、この放射化量が中性子発生量に比例するとして、バックグラウンドを求めるときの規格因子を求めた。バックグラウンドのスペクトル測定は、リエントラントホールの底部に長さ 2 cm、直径 8 mm の B₄C プラグ (B₄C 含有量 1 g/cm³) を置き行なった。

2.5 熱中性子源の測定

熱中性子スペクトルの理論計算において熱中性子源の空間および角度分布を入力する必要がある。そこで体系中においてカドミコンテナーに入れた金線の放射化量を測定した。使用した金線は直径 1 mm、長さ 10 mm のもので、カドミコンテナーは外径 3.2 mm、厚さ 1.0 mm であった。

Fig. 4 に示すように金線は配置された。つまり中性子放出孔の中心軸に沿った方向 (水平方向) およびこれと垂直な燃料表面に沿った横軸方向の熱中性子束分布の測定が行なわれた。金線の放射化量の測定にはウエル型シンチレーションカウンターを用いた。両方向についてカドミカバーをした金線の放射化分布の測定結果を Fig. 5, 6 に示した。Fig. 6 から横軸方向の放射化分布は cos 分布に近いことがわかる。

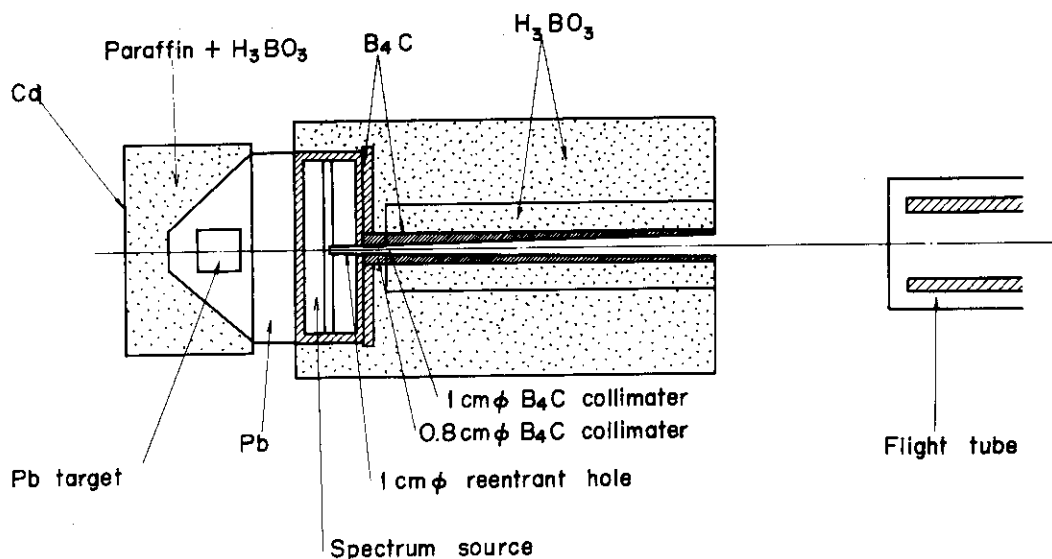


Fig. 1. Layout of experimental assembly

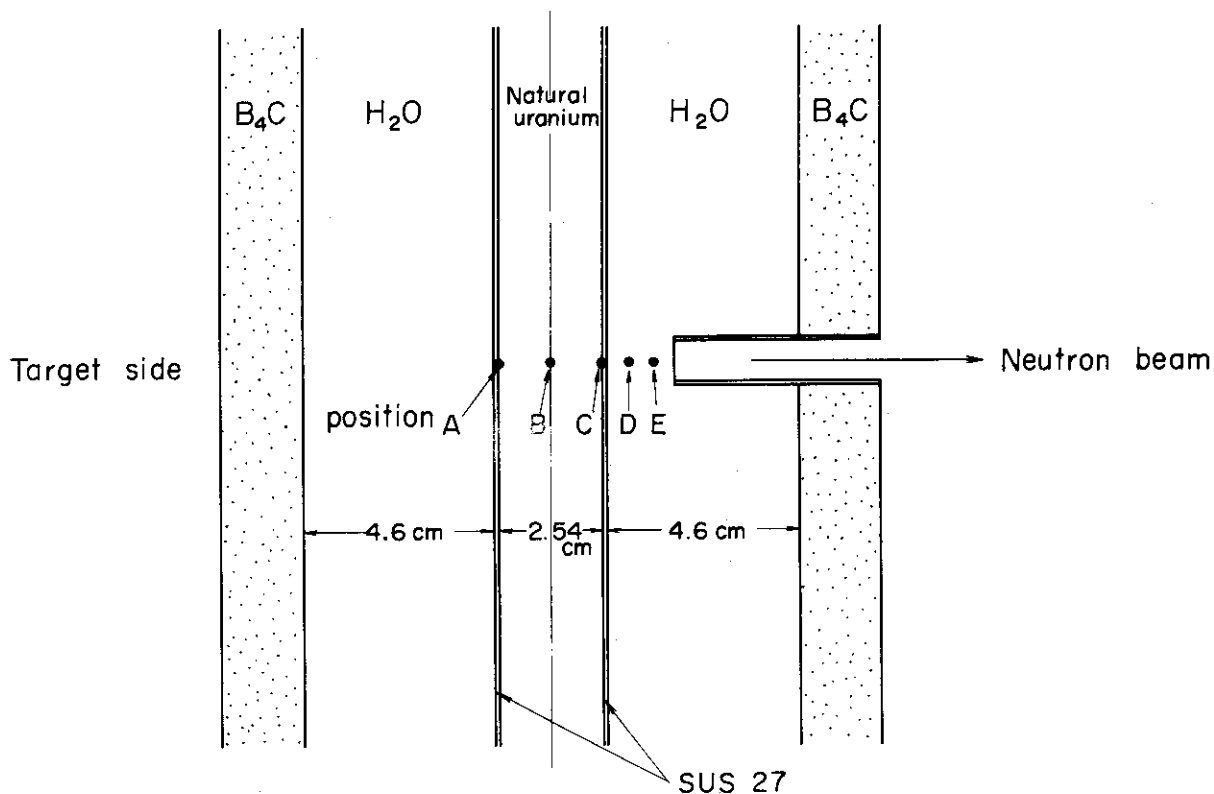


Fig. 2. Positions of space dependent neutron spectrum measurement in natural uranium- H_2O slab lattice

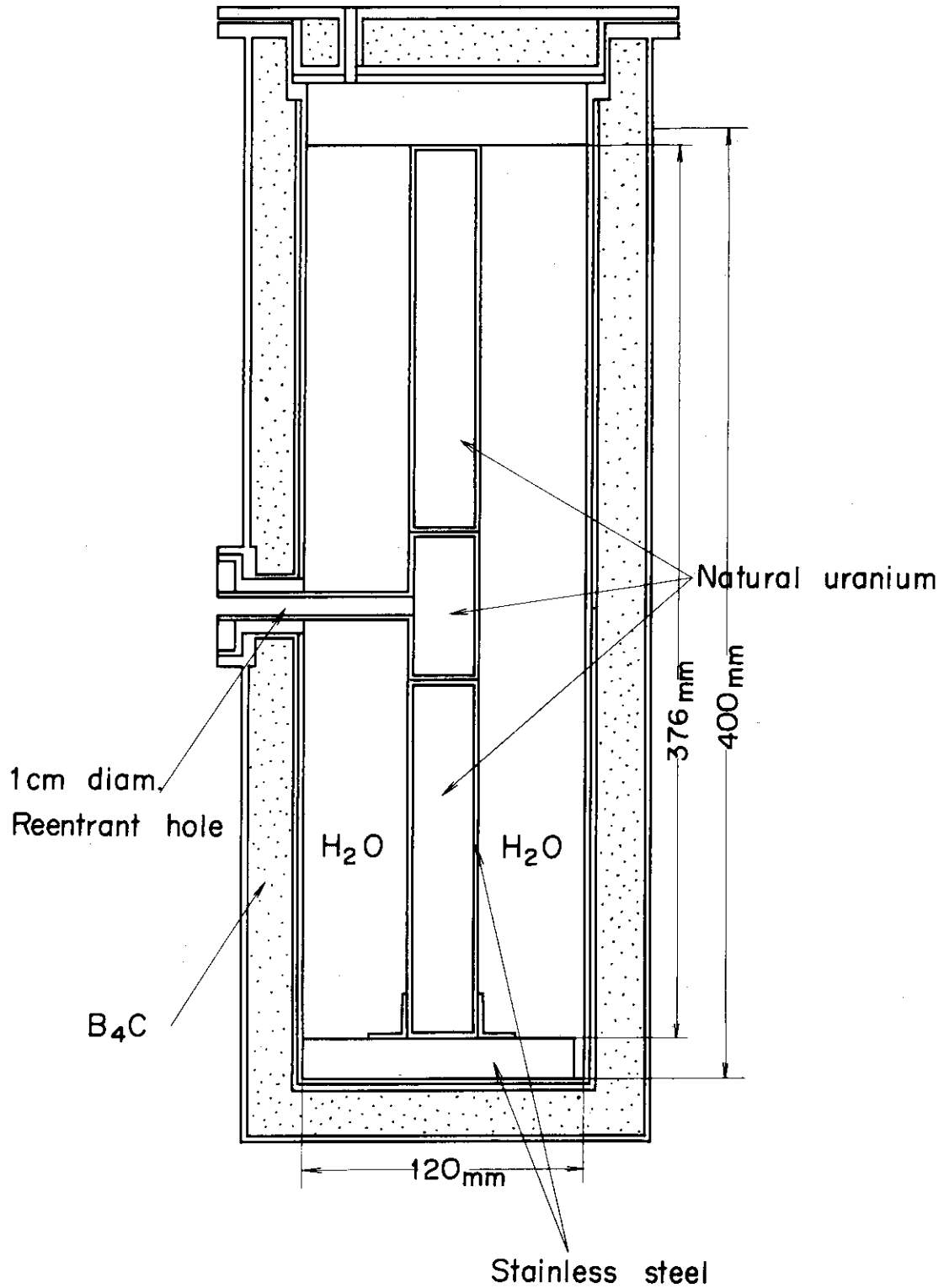


Fig. 3. Natural uranium-H₂O spectrum source

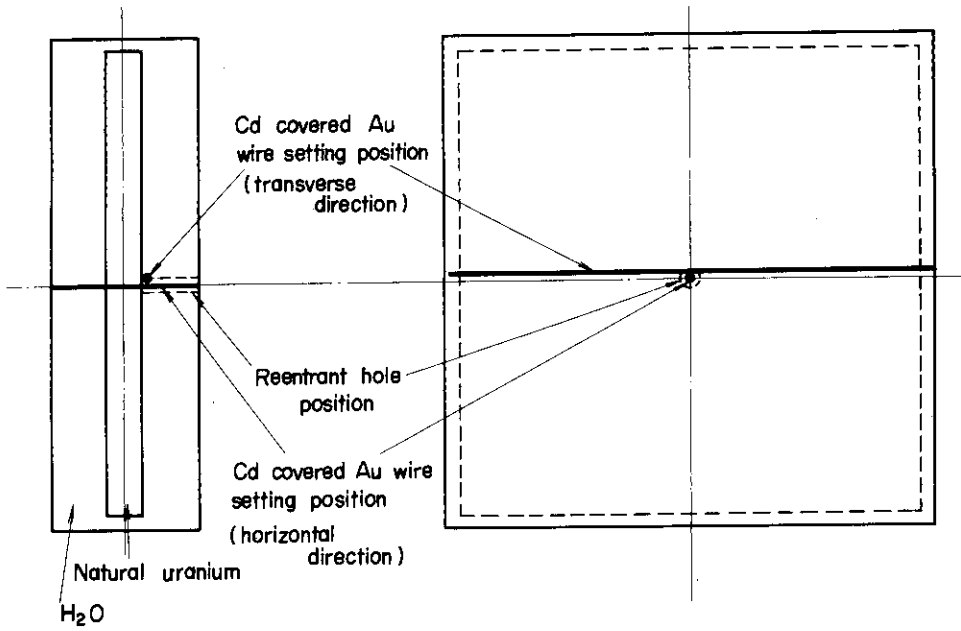


Fig. 4(a) Au wire setting positions in spectrum source (a)

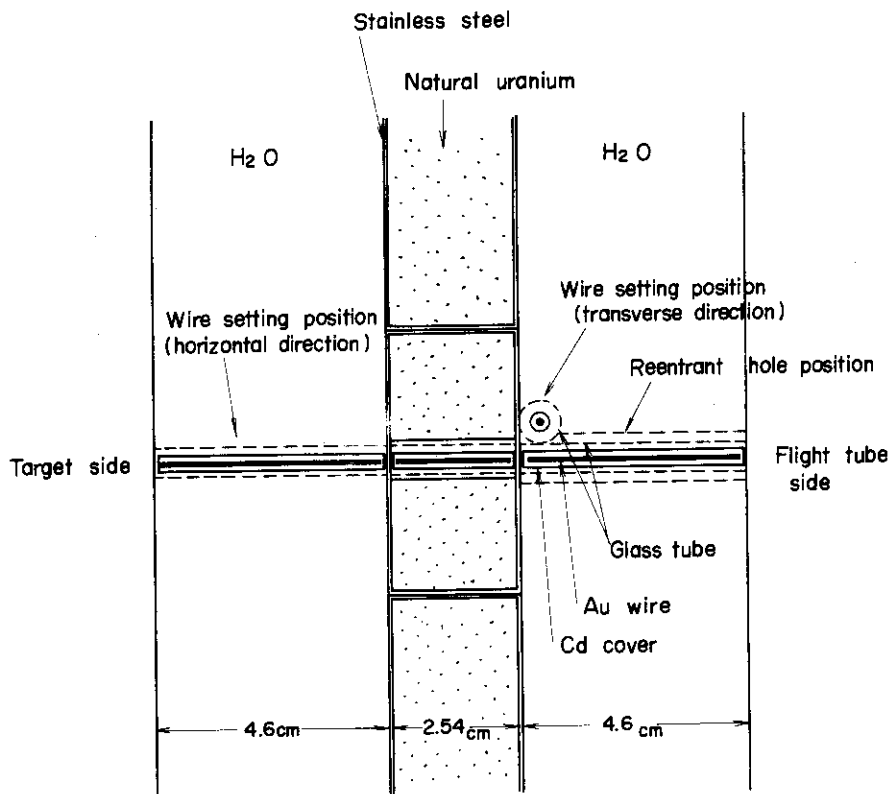


Fig. 4(b) Au wire setting positions in spectrum source (b)

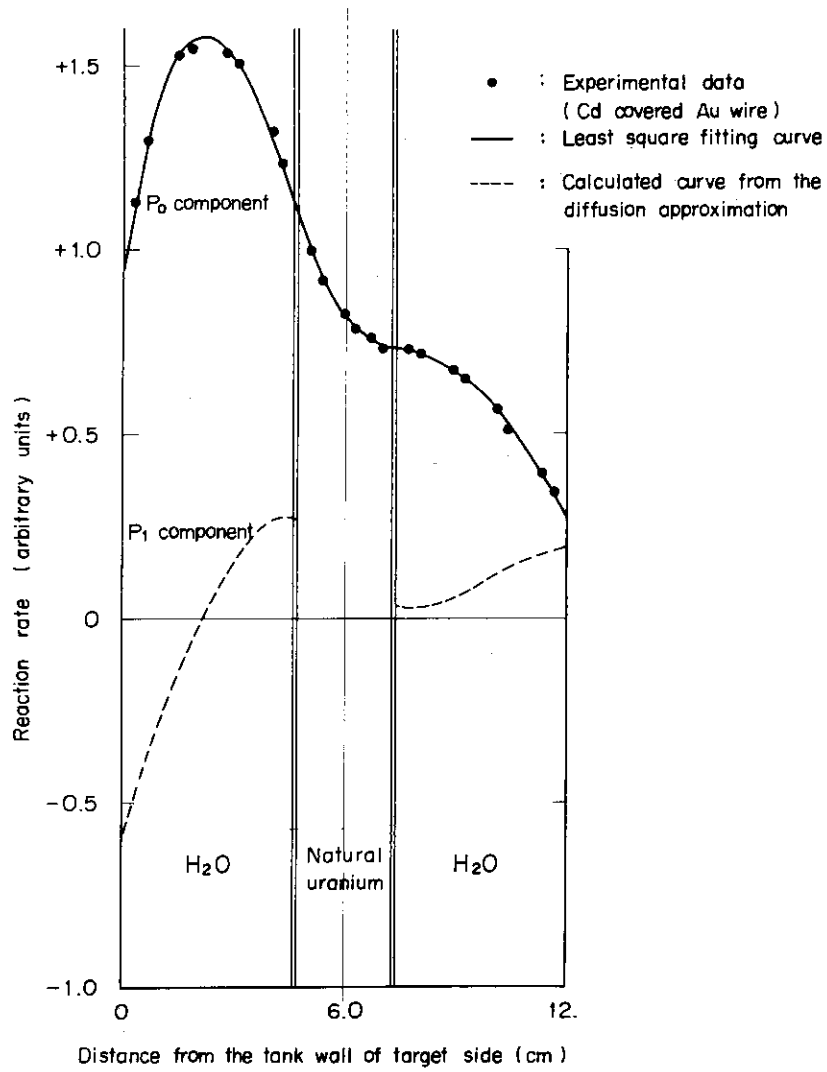


Fig. 5. Source neutron distribution along horizontal axis

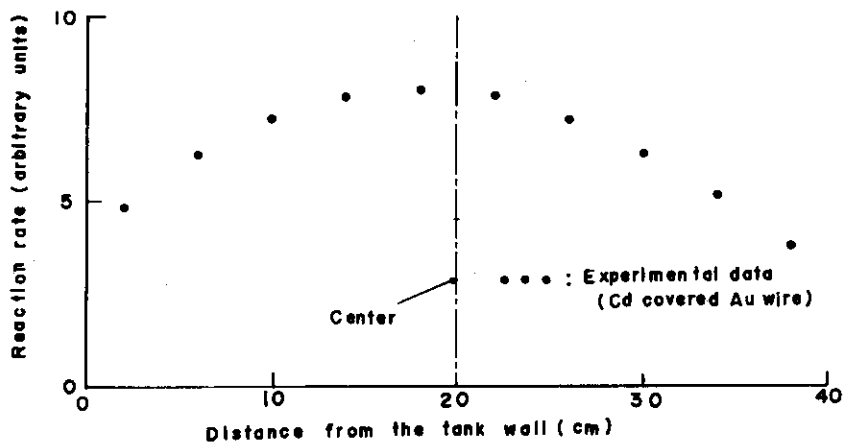


Fig. 6. Source neutron distribution in transverse direction

3. データ処理

中性子スペクトルの測定は次の条件で行なわれた。

- i) 中性子の全飛行距離は 980.0 cm
- ii) LINAC のくり返し周波数は 50 pps
- iii) 時間分析器のチャンネル巾は 32 μ sec
- iv) バックグラウンドはリエントラントホールの底部に長さ 2 cm の B_4C プラグ (B_4C 含有量約 1 g/cm³) をおき測定
- v) 1 ケース当りの測定時間は約 4 時間

時間分析器に store された計数率の時間分布から熱中性子スペクトルを求めるデータ処理にさいして、特に重要な項目についてのべてみよう。

3.1 時間分解能

エネルギースペクトルの測定における分解能は、

- a. スペクトル源からの中性子平均放出時間
- b. 時間分析器のチャンネル巾
- c. LINAC のバーストのパルス巾
- d. 中性子エネルギーによる実効的な飛行距離の変化

によって定まる。この軽水-天然ウラン非均質体系の実験は、前回の軽水-Cd-In 均質体系の実験³⁾と、実験条件はよく一致している。b, c, d については均質体系の場合と同様であり、c, d は無視出来るが、b の時間分析器のチャンネル巾 32 μ sec は、1 eV の中性子が約 10 m の距離を飛行するのに必要とする飛行時間 (約 610 μ sec) の約 5% に相当する。a) のスペクトル源からの中性子平均放出時間は Young¹²⁾等の計算方法により、一次元拡散コードを使って計算した。中性子平均放出時間は 0.1 eV で約 65 μ sec となるが、10 m の飛行時間 2200 μ sec の 3% 程度の補正にとどまる。

以上のことから軽水-天然ウラン体系のエネルギースペクトルの分解能は 5 eV 附近で約 10% 以内であり、さらに 1 eV 以下では 5% 以下になる。

3.2 検出器のエネルギー依存検出効率

カウンターバンクの 4 本の BF_3 カウンターは Fig. 7 に示す様に入射中性子に対して垂直に一直列に配列されている。 BF_3 カウンターは直径 2" ϕ (20 th century 40EB70) である。時間分析器に測定される時間スペクトルをエネルギースペクトルに変換するとき、この検出効率の逆数を乗ずる過程があるので、検出器効率は出来るだけ正確に求める必要があることはすでにのべたとおりである。 BF_3 カウンターの側面から垂直に入射する中性子に対する検出器効率は次のようにして信頼性をもって計算で求めることが出来ることはよく知られている。即ち検出器の銅壁、飛行行程における Al 箔、および空気による中性子の吸収を考慮すると、エネルギーに対する検出器の相対的な検出器効率 $S(E)$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 S(E) = & \exp(-\sum_T^{\text{air}}(E) T_{\text{air}} - \sum_T^{\text{Al}}(E) T_{\text{Al}}) \\
 & \times \int_0^R e^{-\sqrt{(R+1)^2 - r^2} - \sqrt{R^2 - r^2}} \times \sum_T^{\text{Cu}}(E) \\
 & \times (1 - e^{-2\sqrt{R^2 - r^2} \sum_a^{\text{B}^{10}}(E)}) dr \dots\dots\dots (2)
 \end{aligned}$$

ここで \sum_T^{air} , \sum_T^{Al} および T_{air} , T_{Al} は空気層と飛行管の Al 製窓の全断面積とその厚さである。
 \sum_T^{Cu} , $\sum_a^{\text{B}^{10}}$ は銅の全断面積およびボロン 10 の吸収断面積である。R および 1 は BF₃ カウンタ
 ーの半径および管壁の銅の厚さを示した。(2)式をシンプソン公式にしたがい数値計算した検出
 器効率 S(E) を Fig.7 に示した。

3.3 時間スペクトルからエネルギー・スペクトルへの変換

エネルギー・スペクトル $\phi(E)$ は時間スペクトル N(t) より次式で得られる。

$$\phi(E) = \frac{N(t)}{S(E)} \frac{\Delta t}{\Delta E} \dots\dots\dots (3)$$

ここで ΔE は時間スペクトル測定の際の時間分析器のチャンネル巾 $\Delta t = (32 \mu\text{sec})$ に相当す
 るエネルギー巾である。バックグラウンドのさしひきの他に、次の補正が検討された。

- i) 中性子平均放出時間の補正
- ii) 時間分析器系の不感時間の補正
- iii) リエントラントホールによる flux perturbation の補正
- iv) Delayed neutron の効果の補正

測定された時間スペクトルは i), ii) の補正を行なった後、計算コード SPECTRUM¹³⁾ でエネ
 ルギー・スペクトルへ変換され、iii) の補正を加え最終的な中性子スペクトルを得た。

i) 中性子平均放出時間

中性子平均放出時間の計算方法は Young 等が行なった方法を以下にのべるように空間依存
 の場合に拡張し、一次元拡散コード TUD¹⁴⁾ を用い計算した。軽水-天然ウラン-軽水の 3 領
 域 (天然ウランの被覆材は無視する) にわたって、Cd カバーの金線の放射化分布の測定結果
 を 4.9 eV における中性子束分布とみなし、これから熱中性子源の分布を求めることとし 4.9 eV
 ~ 0.005432 eV を 30 群, 72 空間点という条件で計算した。軽水の散乱モデルとしては
 Haywood model (ENDF/A, T=296 °K)¹⁵⁾ を用い、散乱断面積 (transport correc-
 tion) を PIXSE¹⁶⁾ コードで作成した。天然ウランに対しては自由ガスモデルを採用した。

中性子平均放出時間 $\tau(E, r)$ は

$$\tau(E, r) = \frac{\int_0^\infty t \phi(E, r, t) dt}{\int_0^\infty \phi(E, r, t) dt} = \frac{\psi(E, r)}{\phi(E, r)} \dots\dots\dots (4)$$

ここで $\psi(E, r)$ および $\phi(E, r)$ は次式で与えられる。

$$D\nabla^2\phi(E, r) + \sum_a \phi(E, r) + \sum_s \phi(E, r) = \chi \int_0^\infty \nu \Sigma_f \phi(E, r) dE + \int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E', r) dE' + S_0(E) \dots \dots \dots (5)$$

および

$$D\nabla^2\psi(E, r) + \sum_a \psi(E, r) + \sum_s \psi(E, r) = \chi \int_0^\infty \nu \Sigma_f \psi(E, r) dE + \int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E) \psi(E', r) dE' + \frac{\phi(E, r)}{V} \dots \dots \dots (6)$$

ここで $S(E, r)$ は等方な熱中性子源であるとみなし、各群の熱中性子源を金の放射化分布から PIXSEコードで作成した。なお軽水および天然ウランの吸収断面積および核分裂断面積のデータは ENDF/B-II¹⁷⁾ ファイルを用いた。

(4)式より求められた各測定点 (A, B, C, D および E 点) における中性子平均放出時間の計算値を Fig.8 に示した。これから中性子平均放出時間の空間変化は小さく、0.1 eV で 10m の飛行時間 2200 μ sec に対し、 $\tau = 65 \mu$ sec で約 3% 程度の補正、又熱中性子エネルギー 0.025 eV では、飛行時間 4600 μ sec に対して $\tau = 80 \sim 90 \mu$ sec 程度で約 2% 程度の補正にとどまることが明らかになった。

ii) 時間分析器系の不感時間の補正

中性子検出の測定系 (Fig.9) に Time-of-Flight ユニットを用いているが、このユニットの不感時間 8 μ sec を測定系の不感時間とし補正を行なった。

iii) Reentrant hole による flux perturbation の補正

リエントラントホールの中性子場の摂動の効果の計算は、つぎのようにして求められた。エネルギーメッシュは 1.0 eV 以下 0.0054 eV までを 15 群とし、軽水の散乱核 (transport correction) は ENDF/A の $S(\alpha, \beta)$ を用い、PIXSEコードで求められた。また天然ウランに対しては自由ガスモデルを使用した。体系は半径 18 cm, 高さ 12 cm の円筒に近似され 2次元中性子輸送計算 S_n コード TDC¹⁸⁾ を用い中性子輸送計算は S_4 近似で行なわれた。

リエントラントホールがある場合とない場合の各々について熱中性子スペクトルを $\phi_{\text{perturbed}}$ および $\phi_{\text{unperturbed}}$ で表わすことにすれば、リエントラントホールによる中性子場の摂動の度合は

$$A = 1 - \frac{\phi_{\text{perturbed}}}{\phi_{\text{unperturbed}}} \dots \dots \dots (7)$$

と評価される。各エネルギースペクトルの測定点における A の計算結果を Fig.10 に示した。¹⁹⁾ この結果、燃料の表面 (position A) および燃料の中心 (B) においては A は熱中性子スペクトルのピークにおいて、+0.01 ~ +0.02 程度にとどまる。しかし position C (Flight path 測の燃料表面) では、熱中性子スペクトルのピークで +0.02 程度さらに低いエネルギー 0.0077 eV で +0.10 にも達している。この現象は Fig.11 に示されているように、つぎのようにして説明される。燃料の中性子吸収効果のため中性子束分布は燃料内でかなり低く、軽

水中で高くなる。それ故中性子束の流れは軽水から燃料内へと流れているが、リエントラントホールをもうけることにより一層この流れが強められるためと考えられる。リエントラントホールの底面が軽水中にある position D および E では Δ は熱中性子スペクトルのピークで -0.02 eV \sim -0.04 程度であり、そう大きくない。

iv) 遅発中性子による効果

実験体系は天然ウランを含む増倍体系であり、時間スペクトルの測定においてウランから放出される遅発中性子の効果が問題になる場合がある。この遅発中性子のエネルギースペクトルにおよぼす効果の評価方向を附録 1 に示した。この結果エネルギー 0.002 eV において遅発中性子の効果は高々 0.01% 以下であり、この効果は無視出来ることがわかった。

各測定点 A, B, C, D および E における測定結果の熱中性子スペクトルを Fig. 12 \sim 16 に示した。

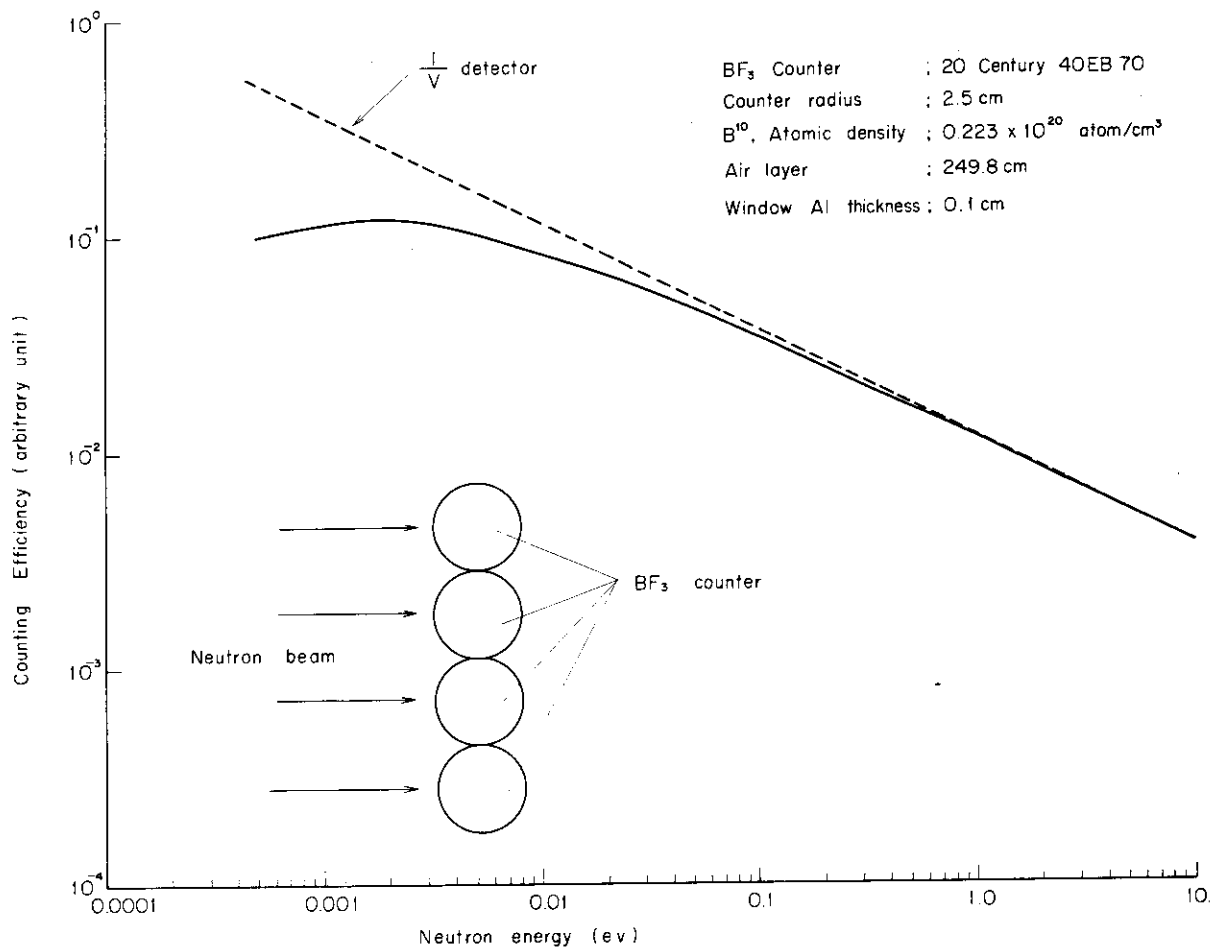


Fig. 7. Neutron counting efficiency of BF₃ counter bank

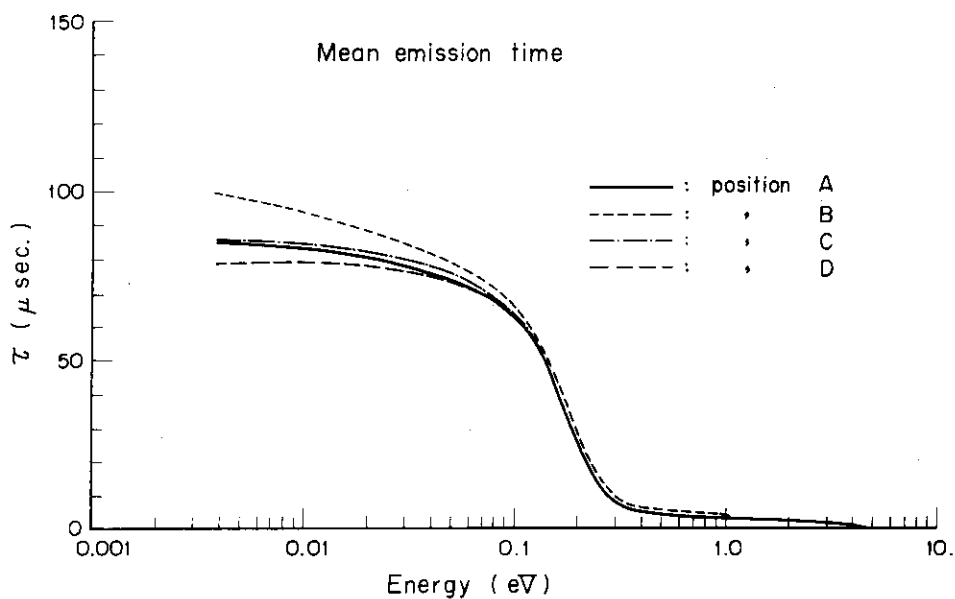


Fig. 8. Calculated mean emission time for spectrum source

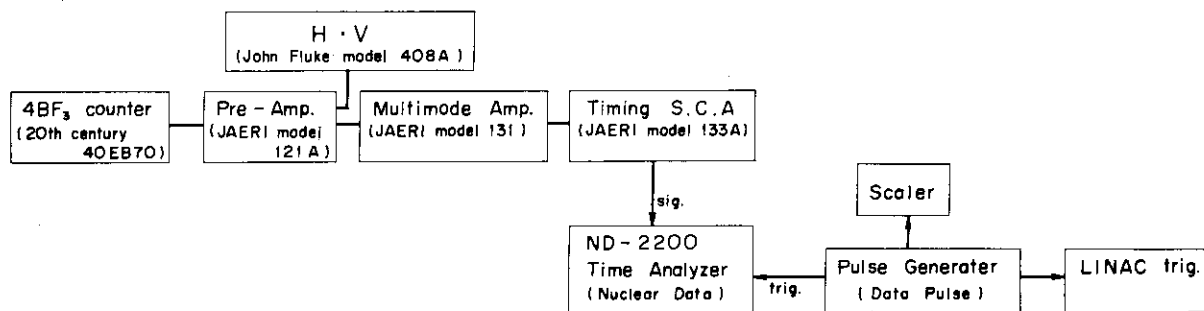


Fig. 9. Block diagram for the TOF measurement

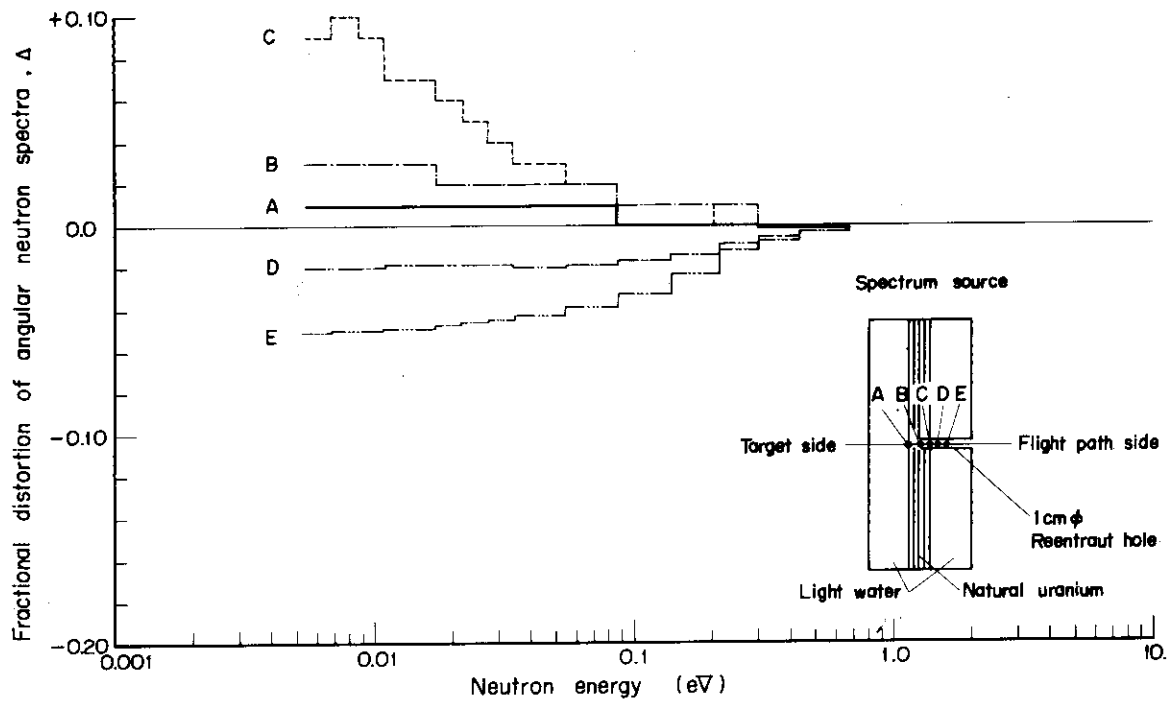


Fig. 10. Fractional distortion of angular neutron spectra due to perturbation by reentrant holes with diameter of 1 cm in the natural uranium and light water spectrum source

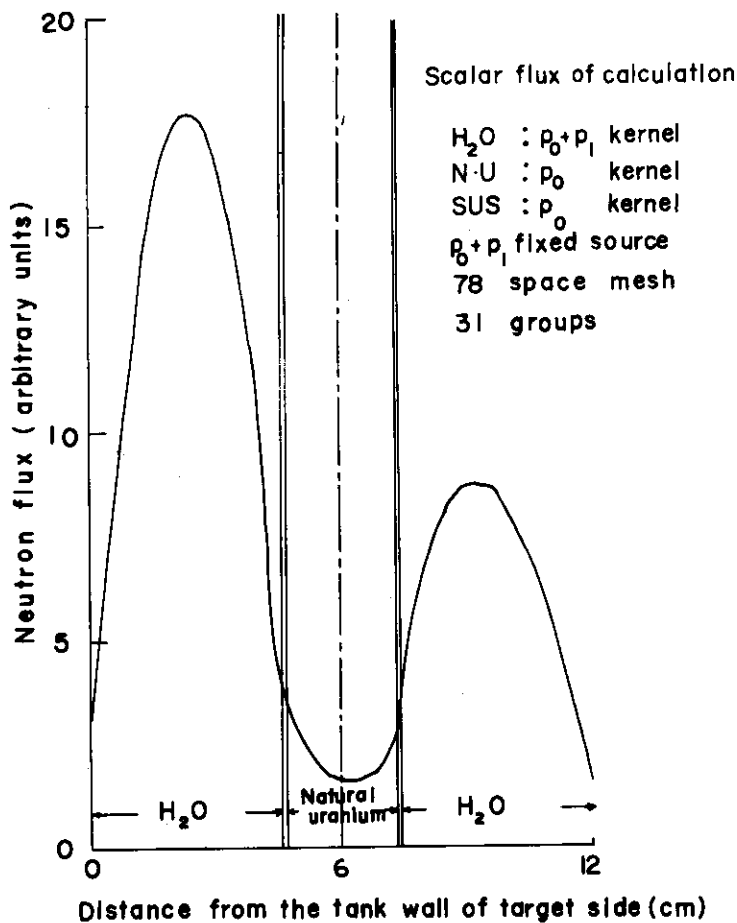


Fig. 11. Spatial distributions of calculated thermal neutron flux at 0.0253 eV

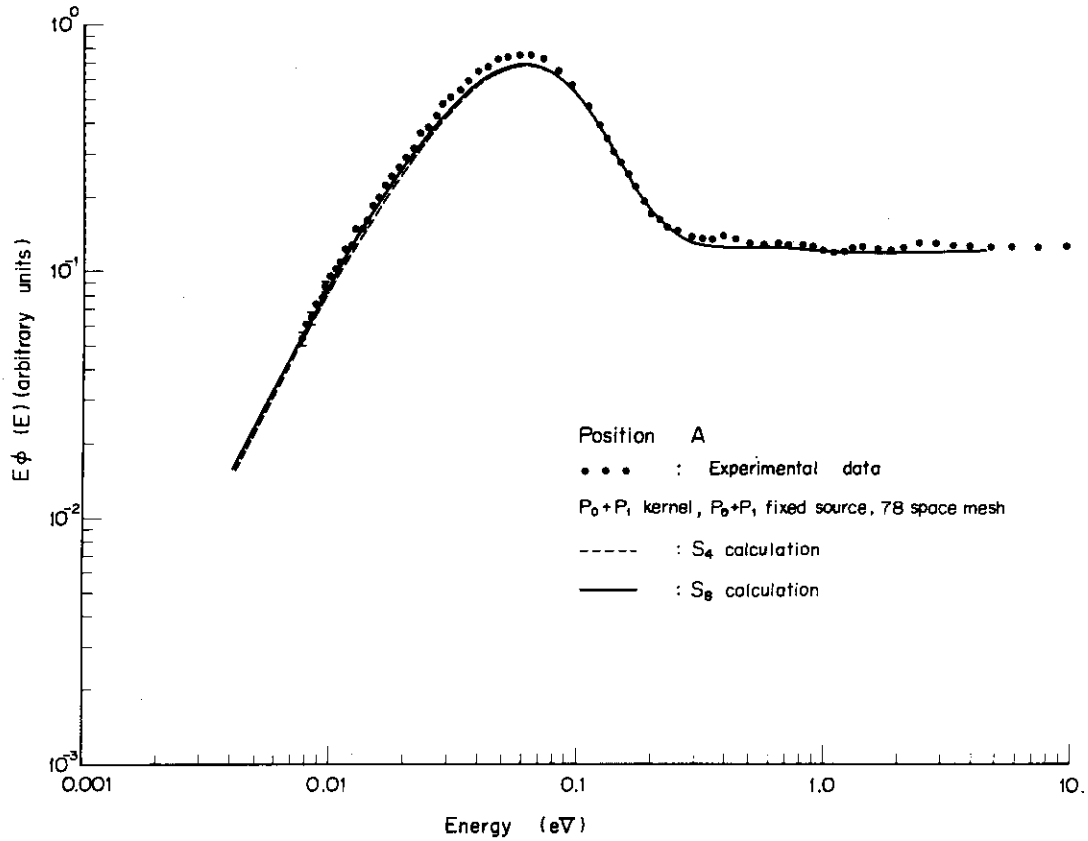


Fig. 12. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position A)

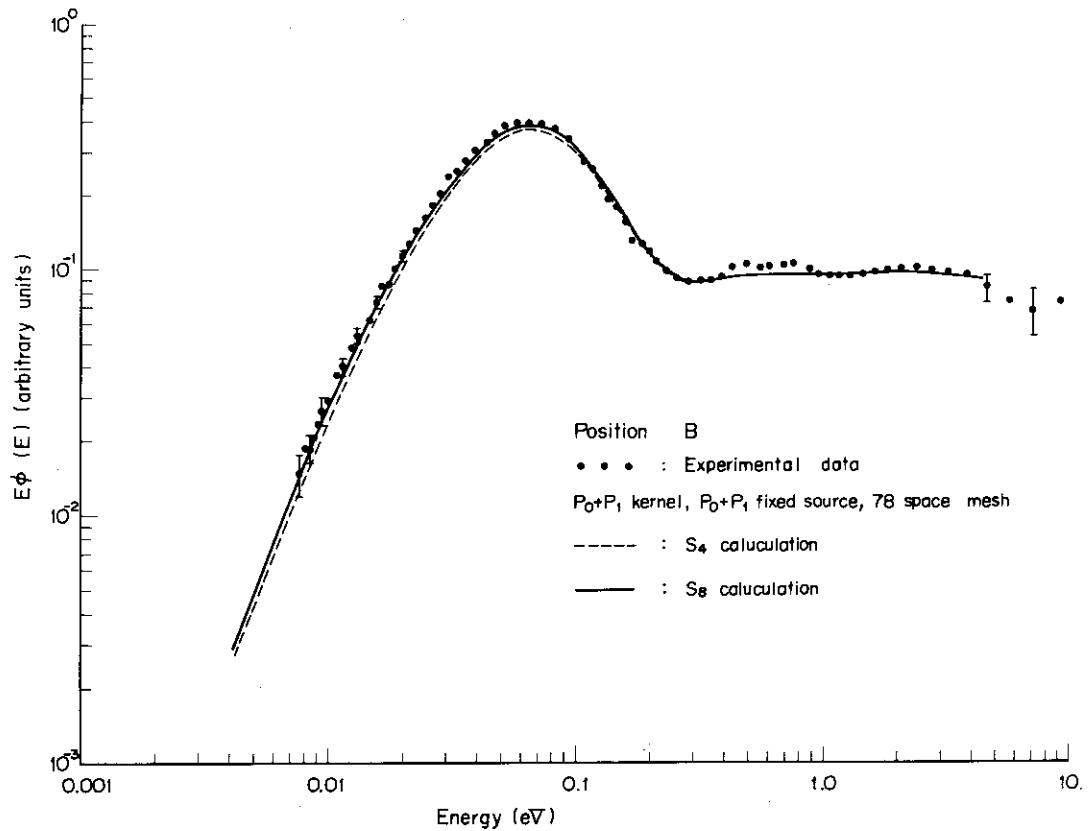


Fig. 13. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position B)

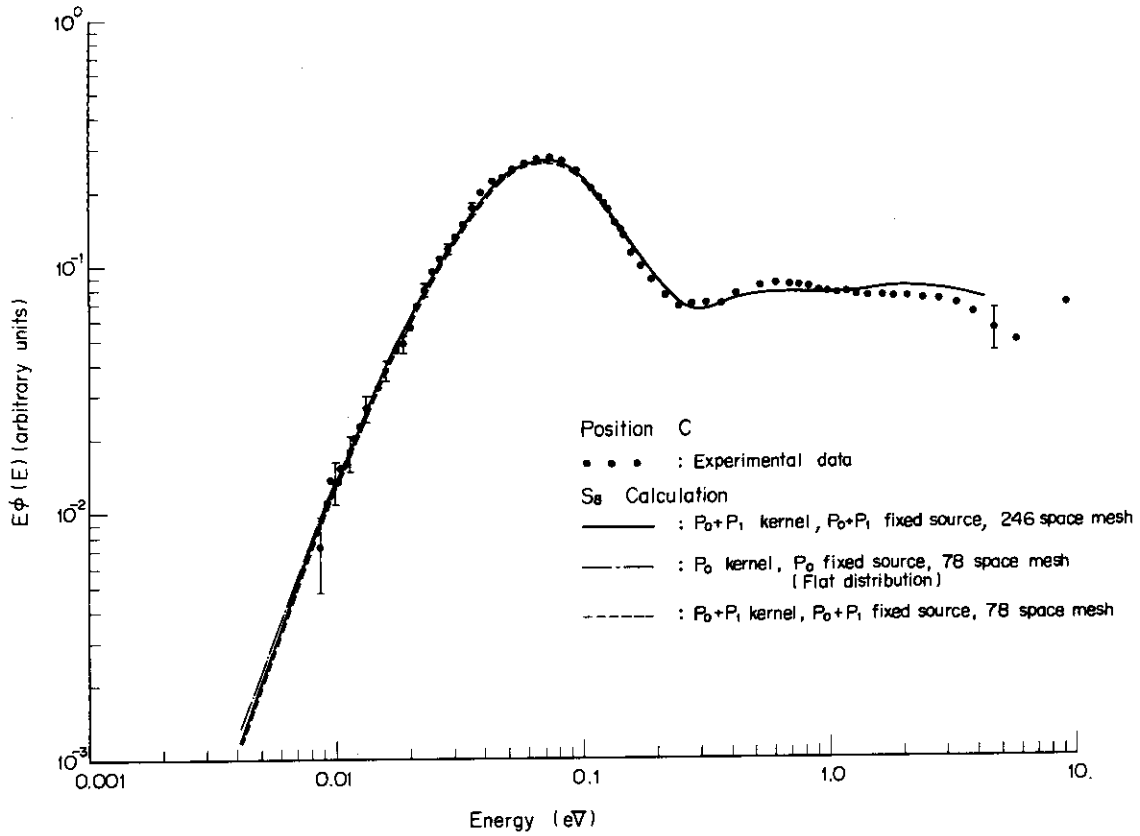


Fig. 14. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position C)

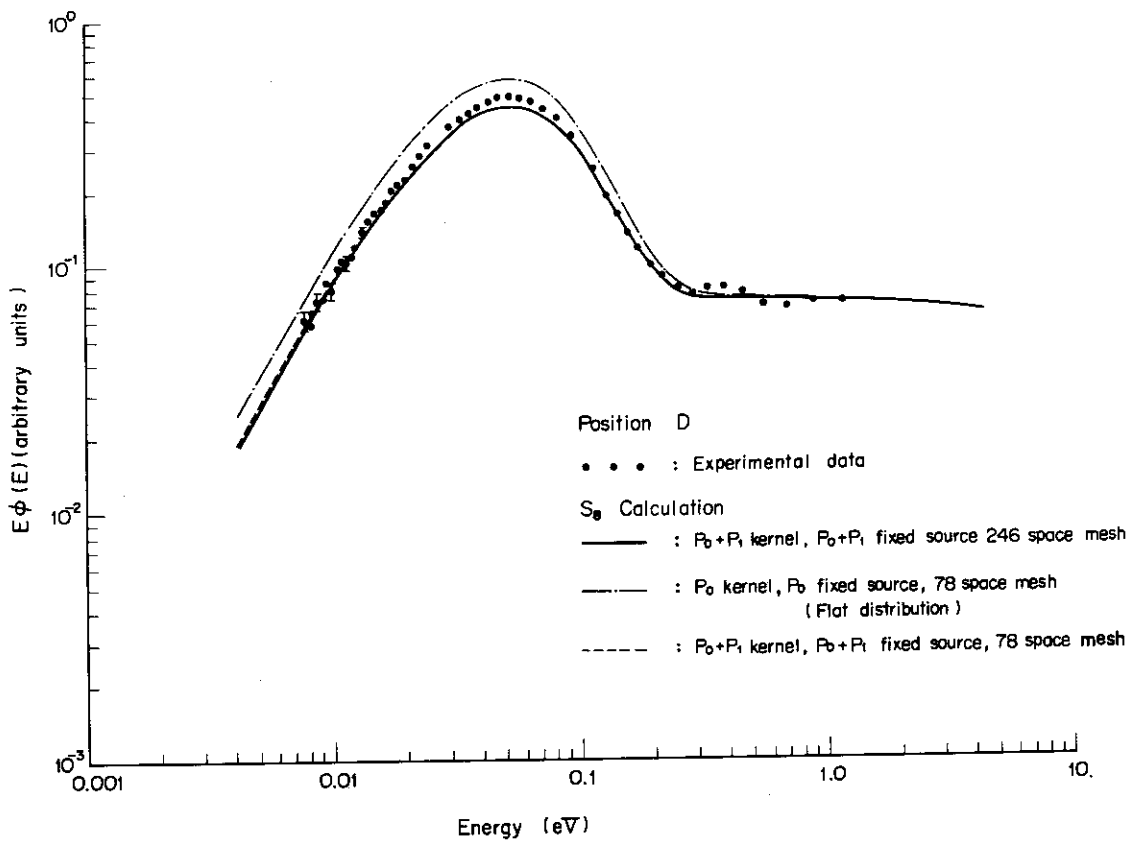


Fig. 15. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position D)

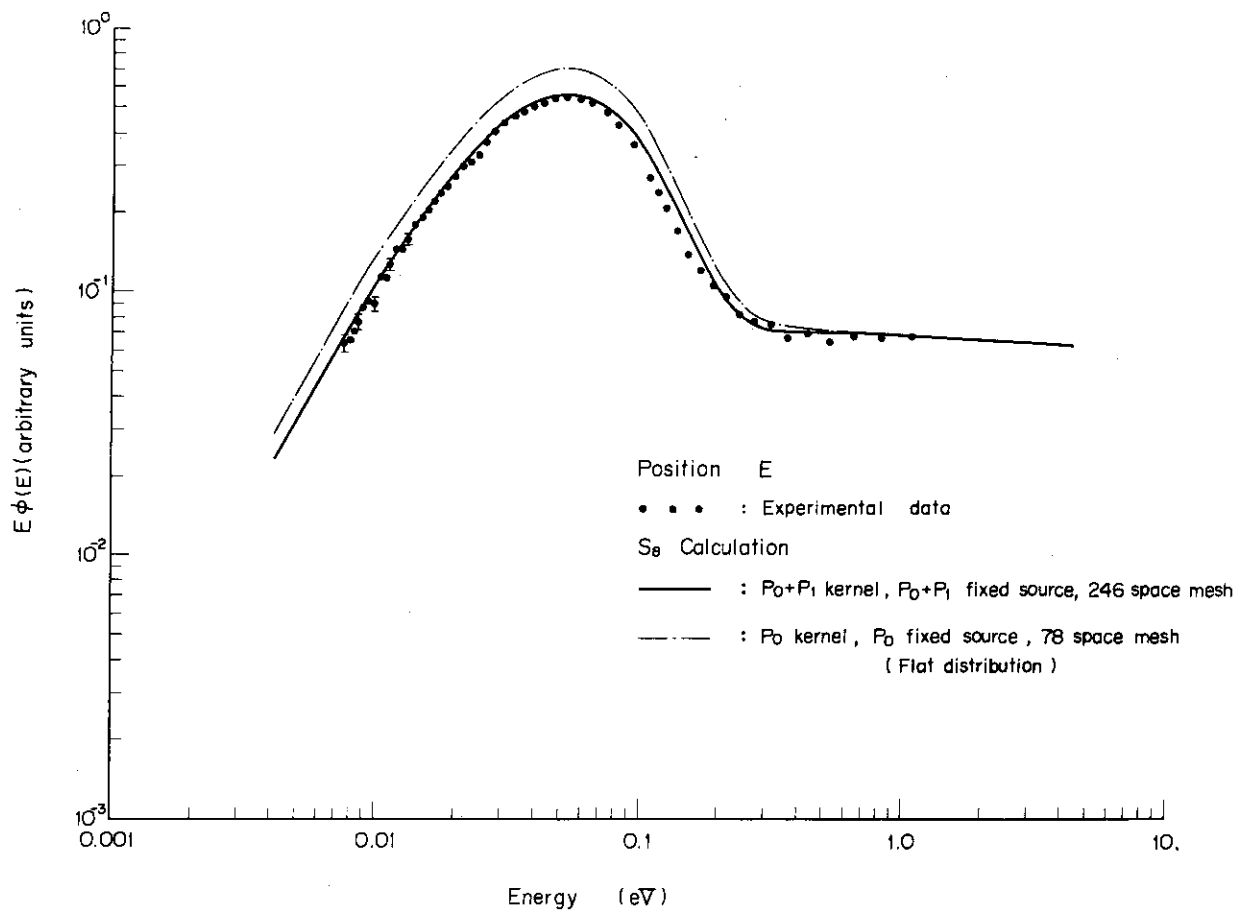


Fig. 16. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position E)

4. 理論解析

4.1 軽水および天然ウランの散乱断面積

中性子スペクトルの計算に関して使用する散乱断面積の適否がまず問題になってくる。これまでの軽水に Cd および In を添加した軽水均質体系の 0° 方向の角度依存熱中性子スペクトルに関する研究から、軽水の散乱モデルとして Haywood model の $S(\alpha, \beta)$ (ENDF/A, T=296°K) が計算結果と測定結果の良い一致をもたらすことがわかっている。また、軽水の全断面積および $\bar{\mu}$ も実験値とよく一致する。したがって Haywood model を使用することにし、Haywood model の $S(\alpha, \beta)$ から PIXSE コードで軽水の散乱断面積を作成した。天然ウランに対しては自由ガスモデルを採用した。散乱断面積作成の手順を以下にのべてみよう。4.9 eV ~ 0.0031 eV までのエネルギー領域を 31 群にわけ、各群の P_0 散乱断面積, P_1 散乱断面積を計算した。ENDF/A の $S(\alpha, \beta)$ は 2 eV 以下のエネルギーに対してのみ求められているので 2 eV 以上に対しては Effective Width ($q=3.7$)²⁰⁾ model を採用した。このようにして得られた軽水の全断面積および $\bar{\mu}$ と BNL-325²¹⁾ および Beyster の実験値²²⁾ との比較を Fig. 17, 18 に示してある。

これから Haywood model は全断面積をかなりよく再現することがわかるが、 $\bar{\mu}$ はやや高めになり P_1 散乱断面積をやや過大評価することになる。一方天然ウランの全断面積の計算値と BNL-325 の実験値を Fig. 19 に示したが一致はよい。さらに軽水および天然ウランの各群の吸収断面積、および核分裂断面積は ENDF/B-Version II のライブラリーを採用したが、特に U^{235} の 1 eV 以上の吸収断面積および核分裂断面積は共鳴効果を評価するため RIOM-20¹⁴⁾ コードで作成した。ミクロ断面積から各群の平均断面積を求めるには Maxwell 分布と 5 KT 以上を $1/e$ 分布とする中性子スペクトルを weight として平均した。Table 1 にエネルギー区分および吸収、核分裂断面積の値を示した。

天然ウランの被覆材のステンレスの断面積は Fe, Ni, Cr の合金と考え、各物質に対し自由ガスモデルを用い、天然ウランと同様の過程により散乱断面積を作成した。下記に各物質に対するポテンシャル散乱断面積および材料の組成を示した。

核種	ポテンシャル散乱断面積 (σ_{free})	散乱モデル
H ₂	4.072 バーン	ENDF/A-Effective Width
O	3.75 "	Free gas model
U ²³⁵	15. "	"
U ²³⁸	96 "	"
Fe	11.0 "	"
Ni	17.5 "	"
Cr	3.0 "	"

材 質	核 種	原子数密度 ($\times 10^{24} \text{g/cm}^3$)
H ₂ O	H ₂	0.03346
	O	0.03346
天然ウラン	U ²³⁵	0.0003420
	U ²³⁸	0.04749
ステンレスの 被ふく材	Fe	0.06064
	Ni	0.008125
	Cr	0.01743

4.2 熱中性子源

i) P₀成分

2.5 でのべたようにカドミカバーをした金線の放射化分布の測定値を 4.9 eV における P₀ 成分の中性子束分布 N₀ とみなし、かつこのエネルギー E_m = 4.9 eV 以上を 1/E スペクトルと仮定し、それ以下の各群に対する熱中性子源項の P₀ 成分 S_g (g は群の番号) を下記の様に PIXSE コードで計算した。

$$S_g = \int_{E_1}^{E_2} dE \int_{E_m}^{\infty} \sigma_0(E' \rightarrow E) \frac{dE'}{E'} \dots \dots \dots (8)$$

ii) P₁成分

4.9 eV における P₁ 成分の中性子束分布を拡散近似で次式により N₀ から求め、後は P₀ 成分の場合と同様の手順で各群への熱中性子源項を求めた結果を Fig.16 に示した。

$$-\frac{1}{3\Sigma_{tr}} \frac{dN_0}{dx} = N_1 \dots \dots \dots (9)$$

(4.9 eV における軽水の $\Sigma'_{tr} = 0.4747 \text{ cm}$)

4.3 熱中性子スペクトルの計算

実験体系は巾 40 × 40 cm²、厚 12 cm という平板に近い形状をしている。巾方向の中性子束分布を Cd ガバーつき金線により燃料層にそって測定してみると、正弦波状分布でよく表わされることがわかった。(Fig.15 参照) このことは巾方向の中性子輸送現象は仮想吸収項 DB² (B² は巾方向の Buckling) で表現することにし、厚み方向についてのみ空間変化があるとする一次元平板形状の中性子輸送問題に帰着して理論解析を進めることの妥当性を示しているといえよう。

中性子輸送計算は一次元 S_n コード DTF-IV²³⁾ を使い、S₄、S₈ 近似等の近似で行なった。平板の両側の境界条件としては Vacuum boundary condition を採用した。計算にさいしては 4.1 および 4.2 でのべた諸断面積、熱中性子源を入力とすると共に、エネルギー群数 31 群、領域数 5 とした。計算のフローチャートを Fig.20 に示す。

熱中性子スペクトルに対する S_n 近似における N 数の影響、熱中性子源の空間依存性、非等方性

Table 1. 熱中性子スペクトルのエネルギー区分

群	上限エネルギー— 下限エネルギー		U^{235} の σ_a	U^{235} の σ_f	U^{238} の σ_a
	(eV)	(eV)	(barn)	(barn)	(barn)
1	4.9	~ 3.9279	185.4	10.95	10.489
2	3.9279	~ 3.0590	4.400	28.82	0.64619
3	3.0590	~ 2.3824	4.986	41.15	0.51663
4	2.3824	~ 1.8554	15.63	38.48	0.47666
5	1.8554	~ 1.4450	-17.52	-19.54	0.47211
6	1.4450	~ 1.1254	50.45	35.189	0.49050
7	1.1254	~ 0.87643	46.70	42.42	0.52098
8	0.87643	~ 0.68257	74.31	67.21	0.56412
9	0.68257	~ 0.54223	74.542	67.14	0.61619
10	0.54223	~ 0.43075	98.545	87.243	0.67539
11	0.43075	~ 0.34218	148.77	126.16	0.74491
12	0.34218	~ 0.30499	212.61	173.05	0.80246
13	0.30499	~ 0.27183	241.99	194.12	0.84490
14	0.27183	~ 0.21594	226.85	182.55	0.91569
15	0.21594	~ 0.17154	215.44	177.81	1.0202
16	0.17154	~ 0.13627	229.39	193.57	1.1376
17	0.13627	~ 0.10826	260.31	220.54	1.2699
18	0.10826	~ 0.08600	303.10	257.32	1.4192
19	0.08600	~ 0.06832	350.37	297.93	1.5858
20	0.06832	~ 0.05427	404.67	344.22	1.7727
21	0.05427	~ 0.04611	456.66	388.45	1.9501
22	0.04611	~ 0.03953	502.79	427.69	2.1077
23	0.03953	~ 0.03346	553.22	470.62	2.2807
24	0.03346	~ 0.02789	612.55	521.11	2.4852
25	0.02789	~ 0.02283	683.26	581.28	2.7307
26	0.02283	~ 0.01828	768.91	654.16	3.0304
27	0.01828	~ 0.01423	874.96	744.40	3.4049
28	0.01423	~ 0.01069	1010.1	859.38	3.8859
29	0.01069	~ 0.00765	1188.5	1011.2	4.5258
30	0.00765	~ 0.00512	1435.2	1221.0	5.4186
31	0.00512	~ 0.00310	1799.1	1530.7	6.7451

の影響, さらに散乱断面積の P_1 成分の影響を調べるために, 次のような4つの条件を系統的に変化させた18ケースについて計算結果を得た。

- a) S_n の order N , $N=4, 8$ および 16 近似
 b) 熱中性子源と散乱断面積の P_1 成分
 両者とも P_1 考慮, 片方のみ P_1 考慮, 両方とも無視
 c) 空間メッシュ
 主要な計算は78空間メッシュ(軽水中 $\Delta r=0.2\text{cm}$, 天然ウラン中 $\Delta r=0.1\text{cm}$)で行ない, 一部比較のため246空間メッシュ(軽水中 $\Delta r=0.05\text{cm}$, 被覆材, 天然ウラン中 $\Delta r=0.025\text{cm}$)の結果と比較した。
 d) Cd カバーつき金線の放射化量の実測値より決めた熱中性子源の空間変化を入力とするか, 平坦な分布を入力するか。

各ケースにおける上記4条件を次のTable 2にまとめた。

Table 2. 熱中性子スペクトルの計算ケース

Case	S_n 近似	散乱断面積			熱中性子源	空間メッシュ
		軽水	天然ウラン	被ふく材		
1	4	P_0	P_0	P_0	P_0	78
2	8	"	"	"	"	"
3	16	"	"	"	"	"
4	4	Transpot correction	P_0	P_0	P_0	78
5	8	"	"	"	"	"
6	16	"	"	"	"	"
7	4	P_0+P_1	P_0	P_0	P_0+P_1	78
8	8	"	"	"	"	"
9	16	"	"	"	"	"
10	4	$P_0+P_1+P_2$	P_0	P_0	P_0+P_1	78
11	8	"	"	"	"	"
12	16	"	"	"	"	"
13	4	P_0+P_1	P_0+P_1	P_0+P_1	P_0+P_1	78
14	8	"	"	"	"	"
15	16	"	"	"	"	"
16	4	P_0+P_1	P_0+P_1	P_0+P_1	P_0+P_1	246
17	8	"	"	"	"	"
18	8	P_0	P_0	P_0	P_0 (Flat source)	78

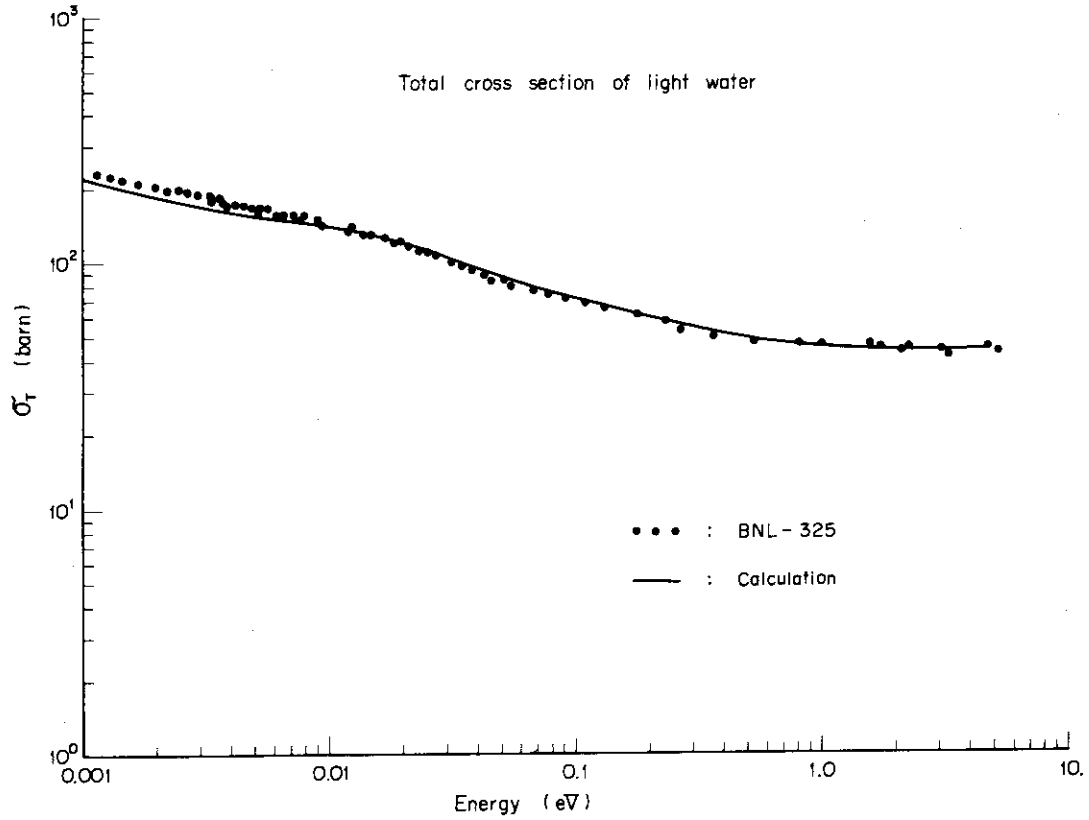


Fig. 17. Total cross section of light water

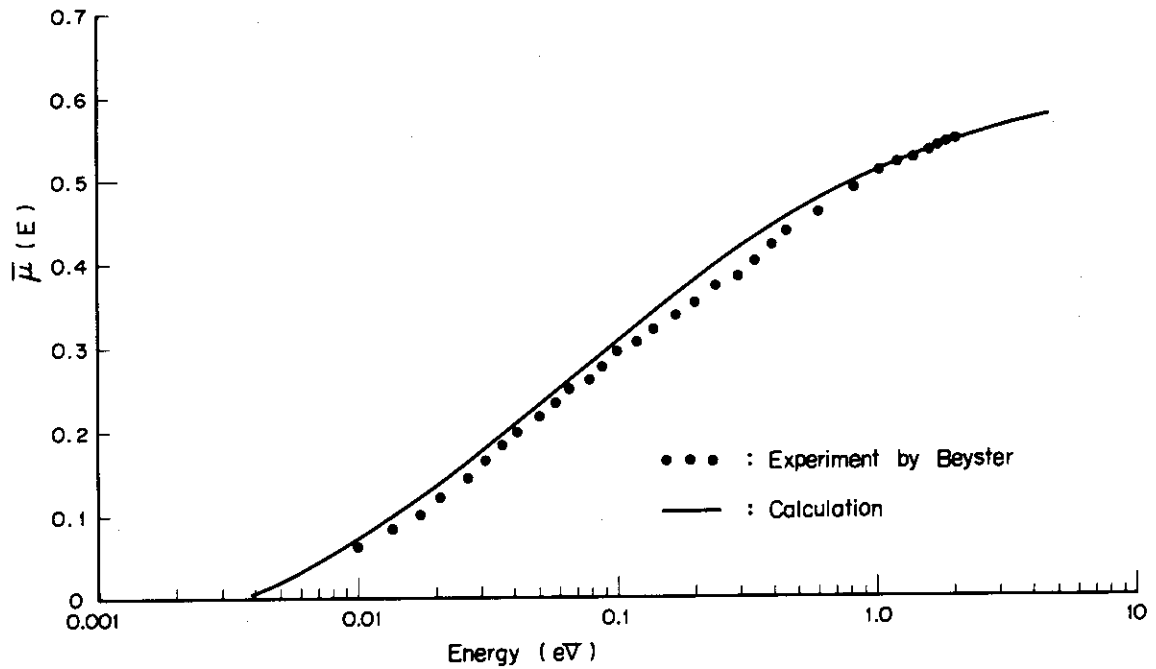


Fig. 18. Mean value of cosine of scattering $\bar{\mu}$ of light water

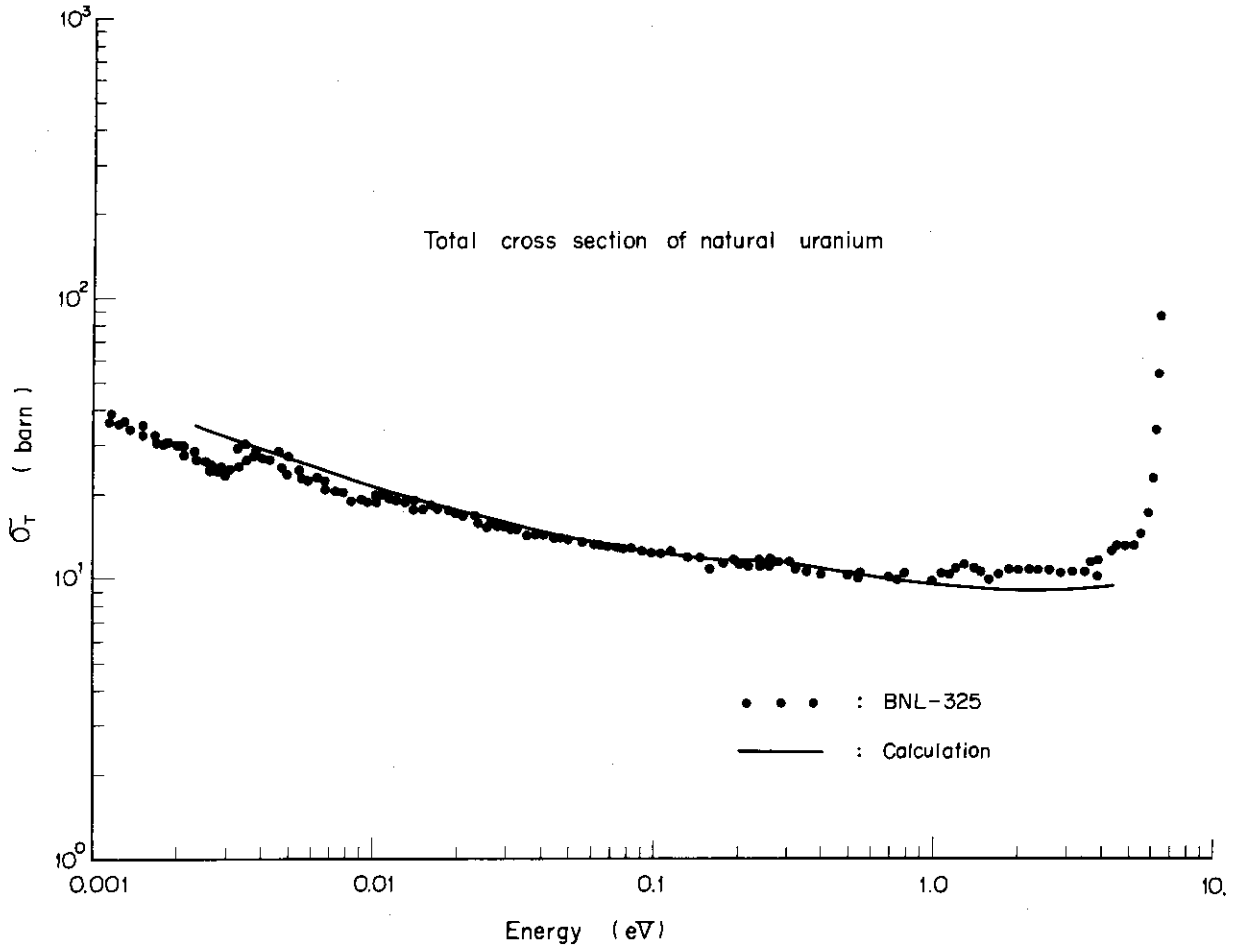


Fig. 19. Total cross section of natural uranium

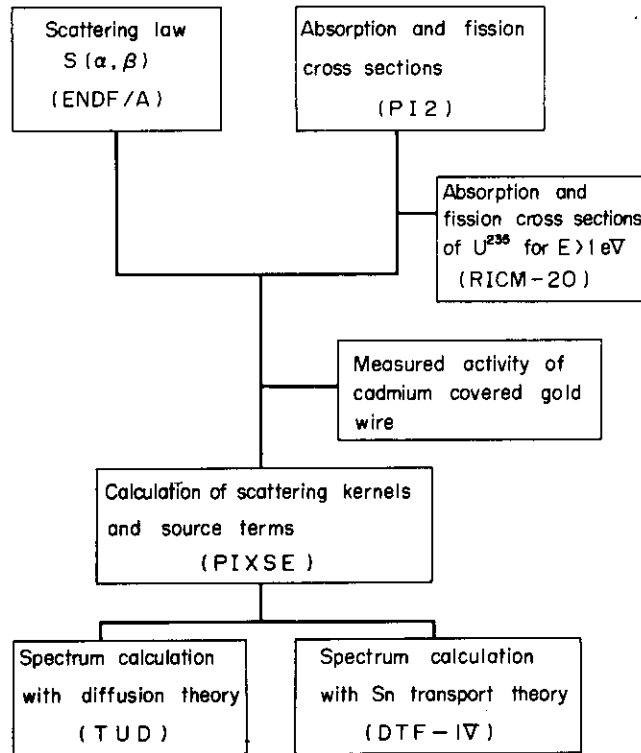


Fig. 20. Block diagram for calculation of thermal neutron spectra

5. 実験と理論解析との比較

4.にのべられた熱中性子スペクトルの計算結果と中性子平均放出時間とリエントラントホールによる中性子場の擾動効果の補正等を加えた測定結果との比較を行なってみよう。

測定結果と計算結果との規格化は 1.0 eV にて行なった。理由は $1/E$ 領域で、天然ウラン中の U^{238} の共鳴エネルギー準位 6.8 eV における大きな共鳴吸収の効果により、中性子スペクトルはこのエネルギーから急激にさがるが、1 eV 付近ではかなり回復してくるからである。

a) S_N の order N の影響

軽水、天然ウランおよび被ふく材について、等方および非等方散乱を考慮し、かつ熱中性子源についても、等方、非等方の両成分を計算に取入れた 78 空間メッシュの計算条件について、 S_4 、 S_8 および S_{16} 近似による熱中性子スペクトル計算を行なった結果と測定結果との比較を各測定位置について Fig.21~25 に示した。また各測定位置において各近似による中性子スペクトルの相異を熱中性子領域の最高値附近の高さ（以下、中性子スペクトルの最高値ということにする）で比較したのが Table 3 である。

Table 3. S_n 近似における order の影響

Position	1 - $\frac{\text{Calculated neutron flux}}{\text{Measured neutron flux}}$		
	S_4	S_8	S_{16}
A	+0.074	+0.059	+0.053
B	+0.055	+0.018	+0.005
C	+0.077	+0.042	+0.028
D	+0.047	+0.077	+0.087
E	-0.061	-0.035	-0.026

Note : P_0+P_1 kernel - P_0+P_1 fixed source, 78mesh

これから position D 以外の全ての測定点において order N が大きいほど計算と測定との一致はよくなっている。order が低いと燃料の表面および中心では熱中性子スペクトルの最高値を約 8% 高くかつ硬く見積る傾向があるのに対し、表面からある程度はなれた軽水中では反対に熱中性子スペクトルの高さを低くかつ軟く見積る傾向があるといえる。

b) 散乱断面積と熱中性子源の空間分布の P_1 成分の影響

非等方散乱および非等方熱中性子源を考慮した場合 (P_0+P_1 kernel - P_0+P_1 fixed source) と考慮しない場合 (P_0 kernel - P_0 fixed source) の計算結果と測定結果との相違の比較を Fig.26~30 に示した。また中性子スペクトルの最高値に関する計算結果と測定結果との相違を Table 4 に示した。燃料の表面 (position A, C) および中心 (B) においては散乱断面積と熱中性子源について等方性を仮定したより単純な方式が非等方性を考慮するより理論、実験の一致がよくなり、さらに熱中性子源分布を平坦と仮定することによりさらによく計算結果と測定結果との一致は改善されるという結果になっている。しかし P_0+P_1 kernel

Table 4. 熱中性子源と熱中性子散乱の非等方性の影響

Position	Calculated neutron flux Measured neutron flux		
	P_0+P_1 kernel- P_0+P_1 fixed source	P_0 kernel- P_0 fixed source	P_0 kernel- P_0 fixed source (flat distribution)
A	+0.059	+0.017	+0.016
B	+0.018	+0.002	+0.026
C	+0.042	+0.048	+0.046
D	+0.077	-0.053	-0.196
E	-0.035	-0.167	-0.309

Note : S_0 calculation, 78mesh

$-P_0+P_1$ fixed source の場合の実験-理論の不一致は mesh 間隔の縮小により半減することが後述される。したがって燃料の表面, 中心における熱中性子スペクトル計算においては熱中性子源および散乱断面積の P_1 成分の考慮はさして有効でなく実験的に実証できないほど小さいと推定されると解釈すべきであろう。しかし一方軽水中では熱中性子源分布を平坦な分布と仮定すると 20~30% 程度も熱中性子スペクトルの最高値を大きく, かつ硬めに見積ることになるので, 熱中性子源, 熱中性子散乱の異方性の影響もはっきりうかがえる。

したがって, 熱中性子源分布の空間依存性, 熱中性子源, 熱中性子散乱の異方性は主として天然ウラン層に沿った軽水中のスペクトルに重大な影響を与えることになり, もしこれらを見無視して計算を行なうと熱中性子スペクトルの最高値を 20~30% 過大評価してしまうおそれがあることを示している。以上の効果が天然ウラン層の中では小さいことは, もともと天然ウランの中性子減速能が小さいため熱中性子への減速は水中でおき, これが拡散により天然ウラン中に流れこんできて, そこで吸収とバランスしたスペクトルが形成されるという構造にもとずくと考えられる。

c) 空間メッシュ

一般的に S_N 法による熱中性子スペクトルの計算の空間メッシュの選定は, $\Delta r < \frac{\lambda_{tr}}{N}$ の関係を満たすように行なうのがよいといわれている。²⁴⁾

軽水の λ_{tr} は約 2.67 cm ($E=0.02536$ eV), 天然ウランの λ_{tr} は約 12.54 cm ($E=0.02536$ eV) である。我々は次の 78 空間メッシュと 246 空間メッシュの二つの mesh のとり方について計算結果と実験結果との比較を, Fig.12~16, Table 5 に示した。 S_0 近似をもちいた熱中性子源, 熱中性子散乱の異方性を考慮して, 他の要因による誤差を少くした。

78mesh : 軽水中 $\Delta r = 0.2$ cm, 天然ウラン中 $\Delta r = 0.1$ cm

246mesh : 軽水中 $\Delta r = 0.05$ cm, 天然ウラン中 $\Delta r = 0.025$ cm

Table 5 における検討から mesh の影響は有意であって, 246mesh の方がかなり理論と実験の一致がすぐれている。

この傾向は燃料表面の position A でもっともいちぢるしい。これは中性子流の流れの最も強

いことに原因しているものと考えられる。

Table 5. 空間メッシュの相違による影響

Position	$1 - \frac{\text{Calculated neutron flux}}{\text{Measured neutron flux}}$		
	$P_0 + P_1$ kernel - $P_0 + P_1$ fixed source		P_0 kernel - P_0 fixed (Flat distribution)
	246mesh	78mesh	78mesh
A	+0.030	+0.059	+0.016
B	-0.010	+0.018	+0.026
C	+0.021	+0.042	+0.046
D	+0.082	+0.077	-0.196
E	-0.026	-0.035	-0.309

Note : S_8 calculation

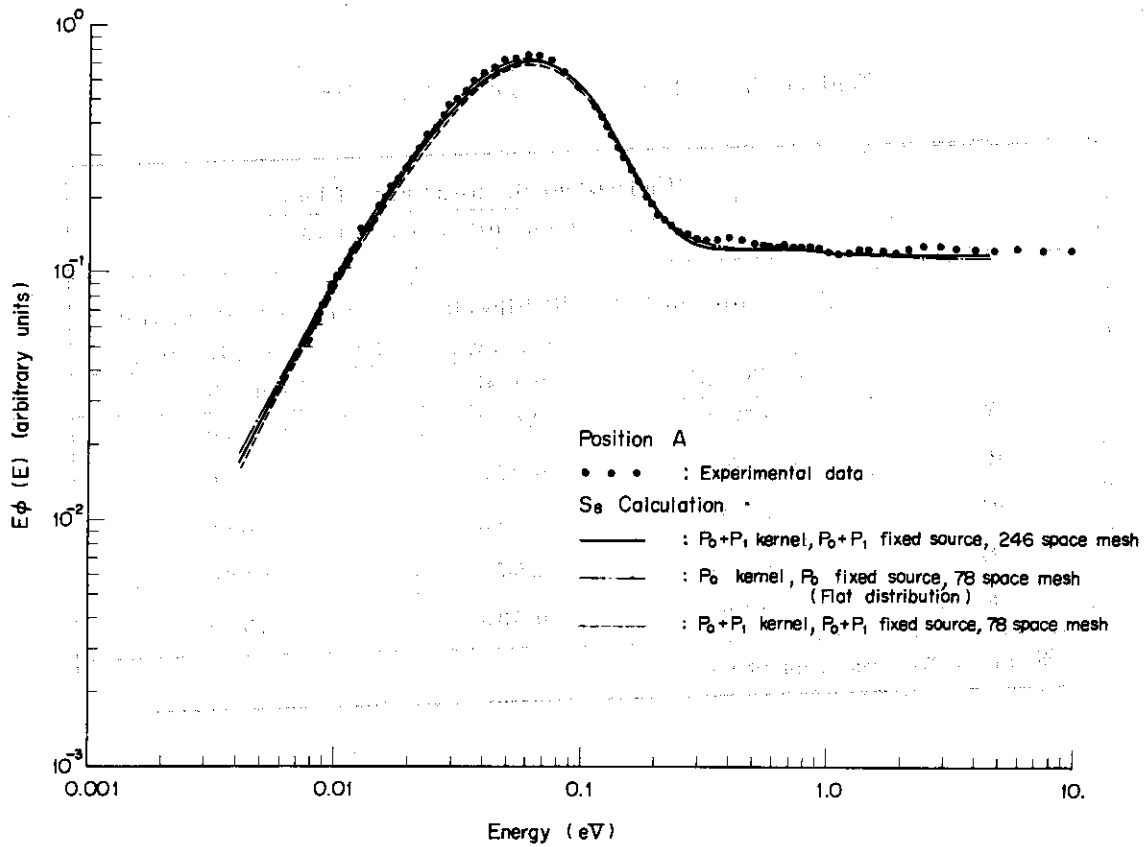


Fig. 21. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position A)

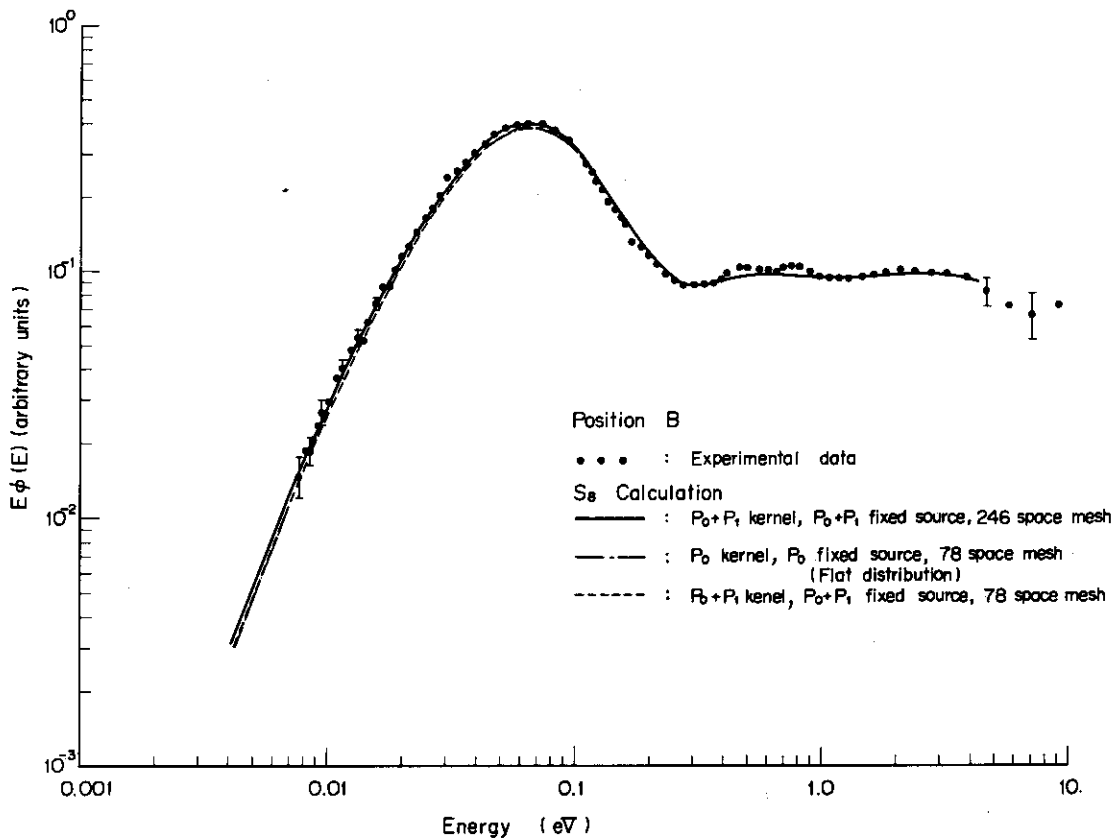


Fig. 22. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position B)

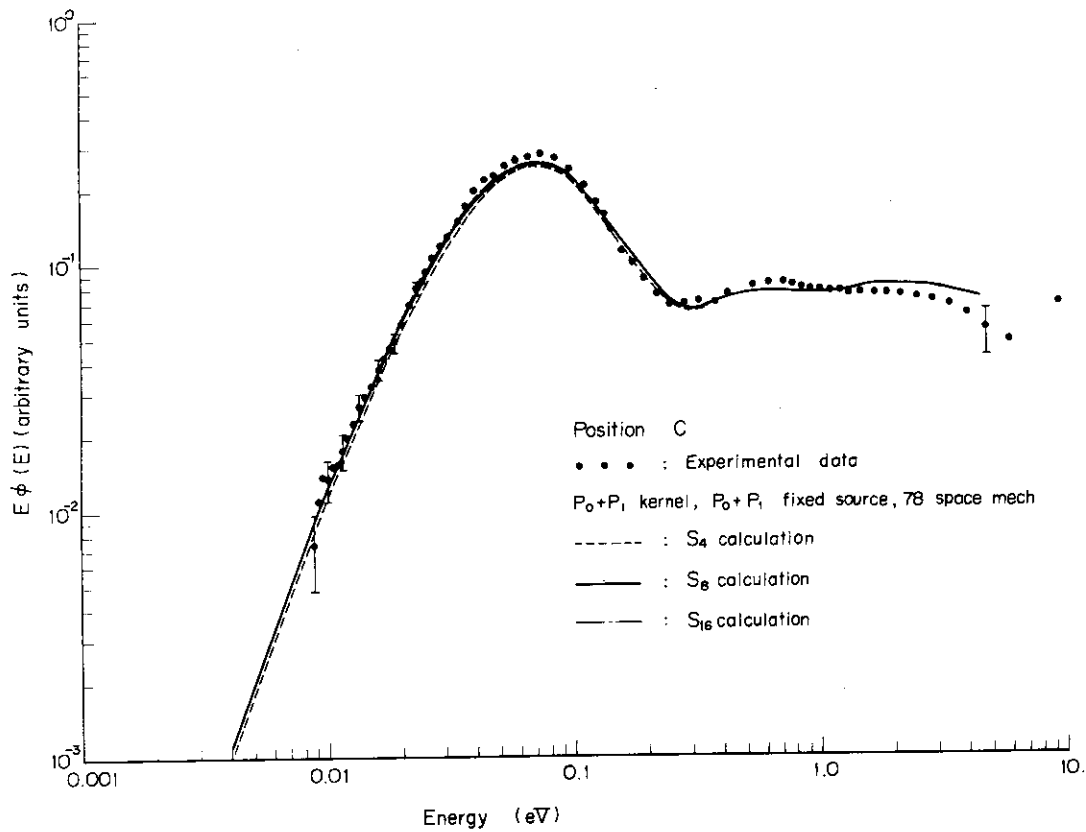


Fig. 23. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position C)

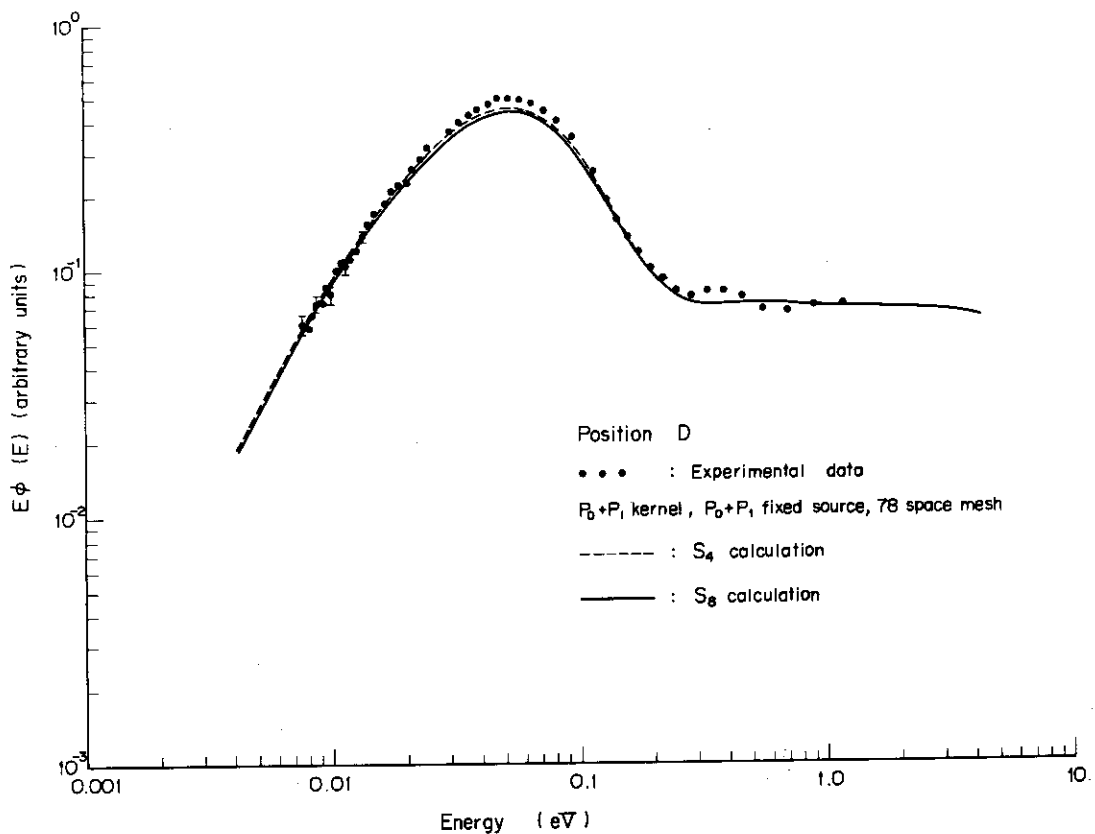


Fig. 24. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position D)

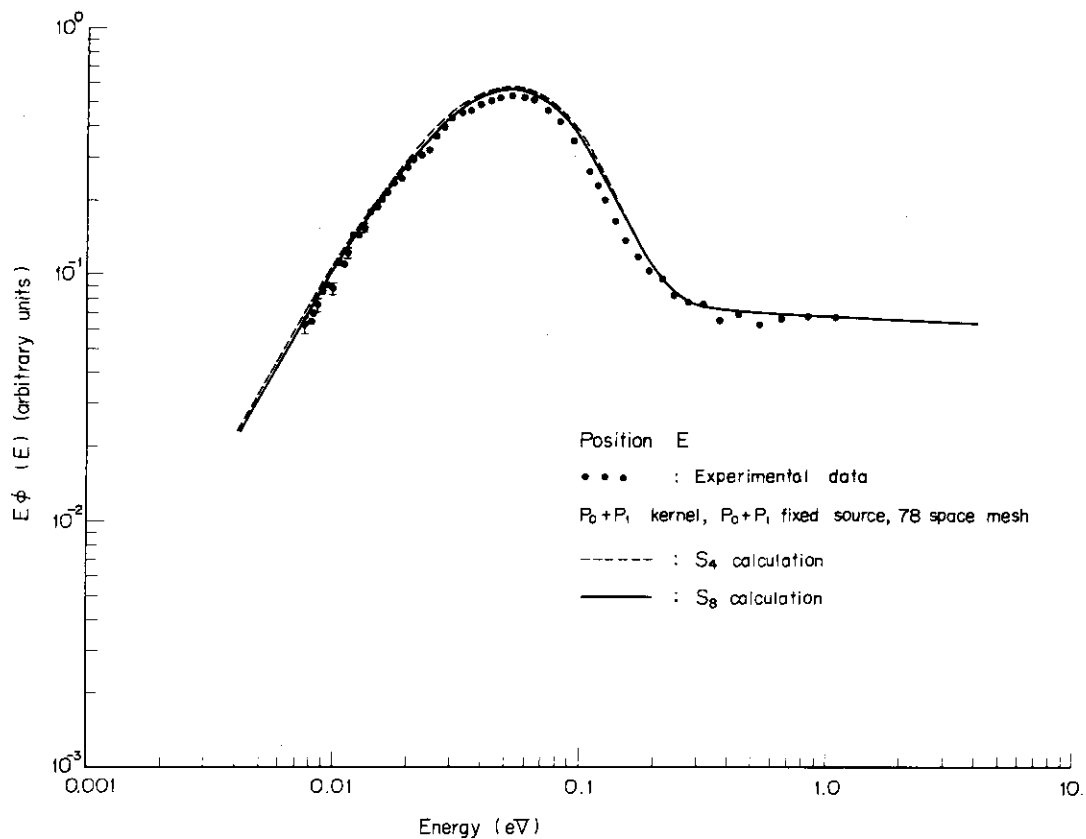


Fig. 25. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position E)

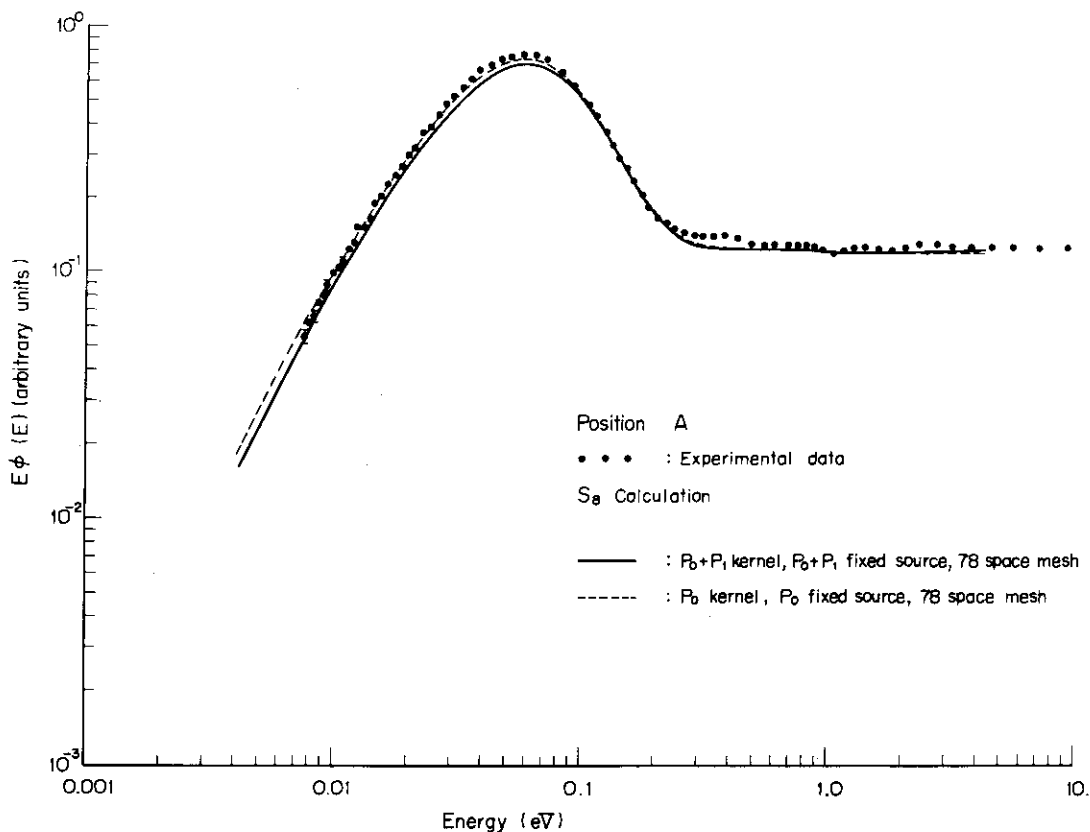


Fig. 26. Comparison of measured 0° angular thermal neutron spectra with calculated spectra (position A)

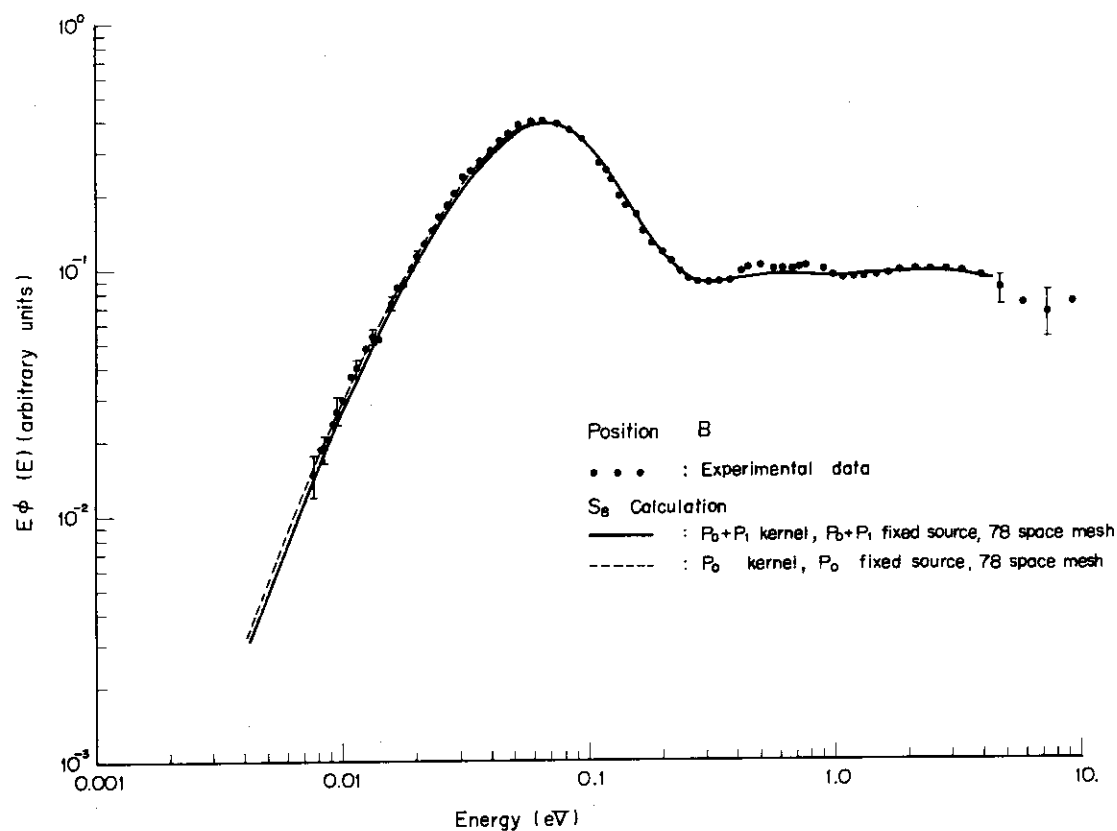


Fig. 27. Comparison of measured 0° angular spectra neutron spectra with calculated spectra (position B)

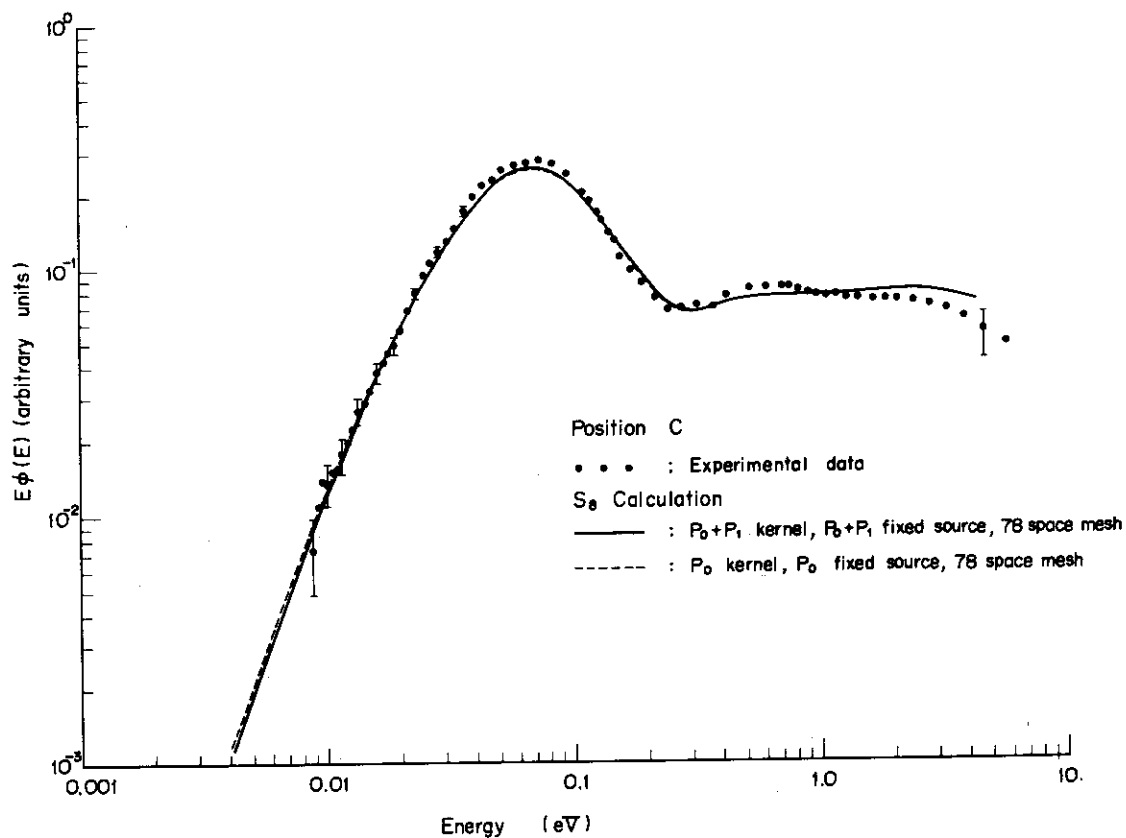


Fig. 28. Comparison of measured 0° angular spectra neutron spectra with calculated spectra (position C)

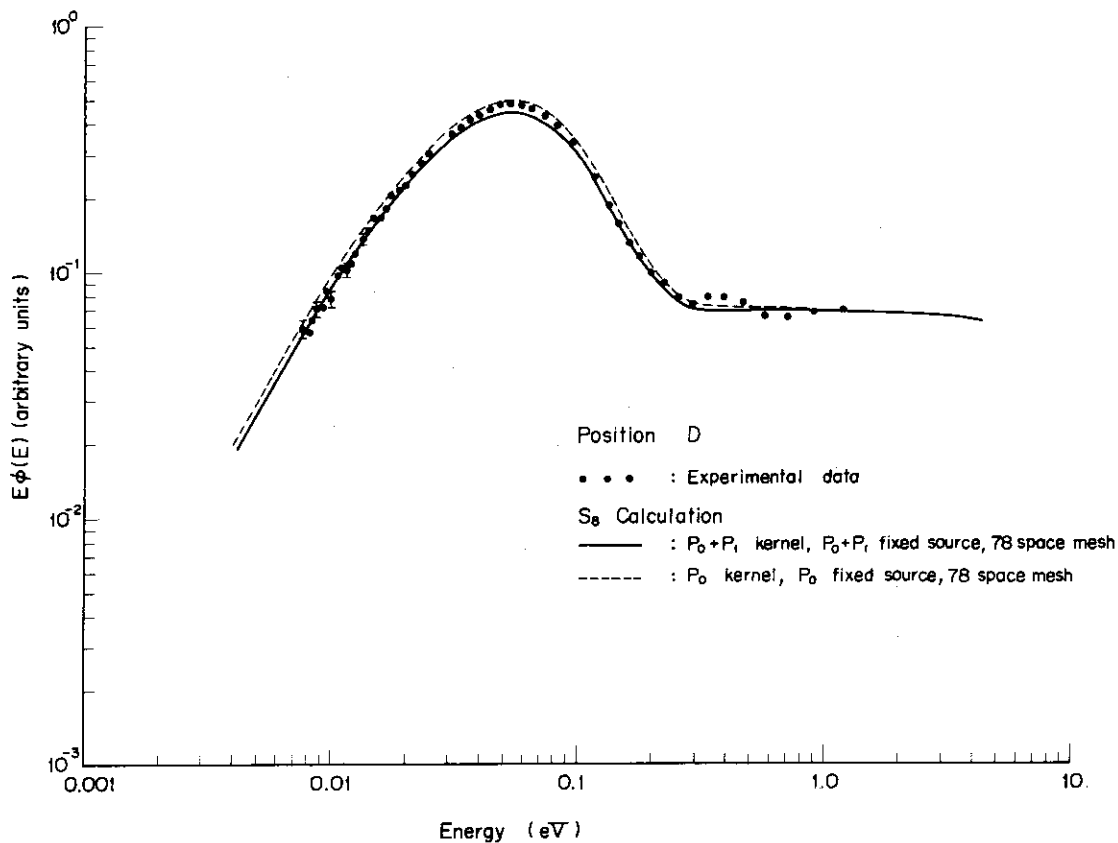


Fig. 29. Comparison of measured 0° angular spectra neutron spectra with calculated spectra (position D)

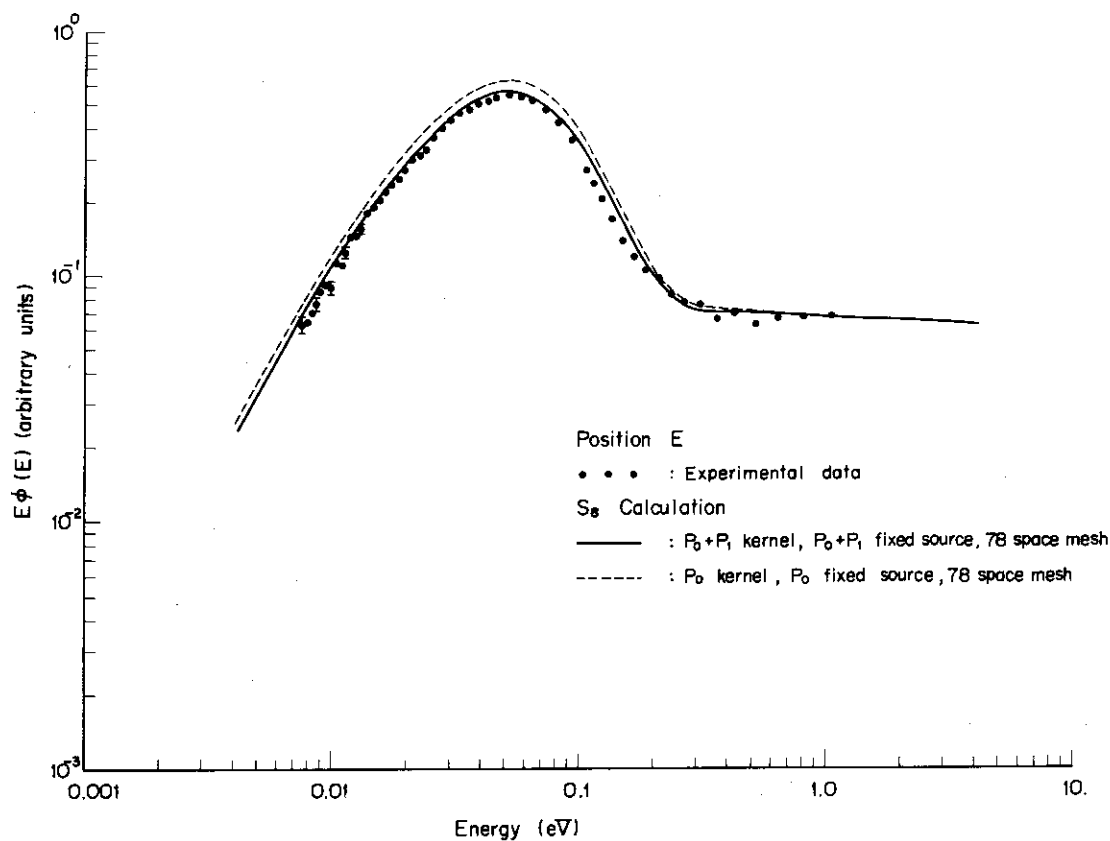


Fig. 30. Comparison of measured 0° angular spectra neutron spectra with calculated spectra (position E)

6. 討 論

熱中性子スペクトルにおける計算と測定結果との比較をすすめてきたが、ここでは両者の間のくい違いが、熱中性子群定数に与える影響について定量的に調べあわせて、現在原子炉格子の群定数作成に用いられる手順の問題点を明らかにしてみよう。

熱中性子スペクトルの実験と理論の不一致にもとづく群定数の誤差は

$$\Delta = 1 - \frac{\int_{0.0031\text{eV}}^{0.5422\text{eV}} \phi_c(E) \sigma_a(E) dE}{\int_{0.0031\text{eV}}^{0.5422\text{eV}} \phi_m(E) \sigma_a(E) dE} \bigg/ \frac{\int_{0.0031\text{eV}}^{0.5422\text{eV}} \phi_c(E) dE}{\int_{0.0031\text{eV}}^{0.5422\text{eV}} \phi_m(E) dE} \dots\dots\dots (10)$$

ここで、代表例として $\sigma_a(E)$ として U^{235} の吸収断面積をとってみた。非等方散乱、非等方熱中性子源を入力とした78空間meshの計算結果(Case 14)を用いると、position A, B, Cでは Δ は $-0.017, +0.022, +0.012$ 程度であるが、軽水中のposition DおよびEでは $+0.000$ および $+0.006$ と非異に小さい。一方熱中性子源分布を平坦な分布と仮定し、等方熱中性子源を入力としての熱中性子スペクトルの計算結果(Case 18)に対しては、A, BおよびCで Δ は $-0.032, +0.016$ および $+0.000$ である。

position B, Cでは前者の場合により小さくなるが、軽水中のD, Eでは Δ は $-0.017, -0.014$ とかなり大きくなる。原子炉の炉心において中性子束の流れのある様なセル内の損失因子($\bar{\phi}_m / \bar{\phi}_f$)を求める場合においては、平坦な熱中性子源分布の仮定のもとに計算を進めると減速材中の熱中性子スペクトルの高さを20~30%も大きく見積ることになり、損失因子に誤差を与えることになる。

また一般的にいて、吸収体の近傍の軽水領域では同様のことが起るものと考えられるので、そのような領域での中性子スペクトルの計算には、中性子散乱核や熱中性子源の異方性や空間分布を正確にとり入れる必要があると推定される。

軽水中のposition Dにおける熱中性子スペクトルの測定結果は、他の測定位置A, B, CおよびEにおける様に S_n 近似のorderを高めても測定結果と計算結果との一致はよくなる。軽水中における測定位置DおよびEにおける位置の精度の誤差は約 $\pm 0.5\%$ 程度と考えられる。この 0.5% の位置誤差による熱中性子スペクトルの変化を非等方散乱、非等方熱中性子源を考慮した246空間メッシュ(軽水中の $\Delta r = 0.5\%$)の計算結果から調べてみよう。position Dで 0.5% 測定位置がずれると熱中性子エネルギー 0.025eV で約4%、Eでは約2%それぞれの熱中性子スペクトルの変化があるので、Dにおける計算結果と測定結果の相異 $+0.082$ の $1/3$ ぐらいは位置測定の誤差に原因するかもしれない。飛行管側の燃料表面(position C)での測定結果は、 U^{235} の 6.7eV における共鳴吸収効果を最も強くうけるので中性子スペクトルにくぼみがありゆっくり回復している。この約 $1.5\text{eV} \sim 5\text{eV}$ の範囲で計算値が大きく見積っている。4.9eV以上を $1/E$ 分布と仮定しカドミカバーの金線の放射化分布から4.9eV以下の熱中性子源の空間分布を作成するという計算にその原因があると疑われた。そこで 10.68eV にカドミカバーの金線の放射化分布と同じ中性子束の空間分布を仮定し、 10.68eV 以下 0.00158

eVまで22群で中性子スペクトルの計算を行ない U^{238} の6.7 eV以下の熱中性子スペクトルの回復を調べたが、約4.5 eV当りで中性子スペクトルは回復し、やはり約1.5 eV~5 eVで測定結果よりかなり大きな結果がえられたので、相違の主要原因は別にあると考えられる。

燃料の表面および中心における熱中性子スペクトルの計算値が全体に測定結果より低めになる傾向がある。燃料の表面および中心における熱中性子スペクトルが、燃料の中性子吸収によりマックスウエル分布からかなりずれた熱中性子スペクトルである。一方、散乱核の作成にあたってマックスウエル分布を使うので、 σ_a や σ_f を大きく見積る傾向になり、燃料の表面および中心で計算結果が低めになることも考えられるが、マイクロ断面積の適否も同時に議論しなければならぬので検討は行なわなかった。

7. 結 論

軽水-天然ウラン板状非均質体系において、天然ウラン板の表面および中心、そのごく近傍の軽水中の5点について、熱中性子スペクトルを直径1cmφのリエントラントホールを用い、LINAC-TOF法により測定した。

体系の非均質性に関連してこのように細いリエントラントホールを使用する必要があるが、コリメーション、遮蔽等について過酷な条件であったにもかかわらず理論計算の精度を検討しうる測定結果を得ることに成功した。

この測定結果と軽水の散乱モデルにHaywood modelをつかった31群一次元discrete S_n 法による理論解析との比較からつぎのことが結論された。

1. 熱中性子スペクトルの理論解析において S_n 法 orderは $N=8$ 以上の必要がある。
2. 熱中性子源を平坦な分布を仮定しても天然ウラン中の熱中性子スペクトルはその最高値附近で約5%以内で理論、実験は一致するがしかし近接する軽水中では20~30%も理論値の方が大きくなってしまふ。したがってこのような中性子場では熱中性子源の空間分布、軽水の散乱についてそれぞれの非等方性を考慮する必要がある。非等方散乱および非等方熱中性子源を考慮した熱中性子スペクトルの計算結果と測定結果との相違は熱中性子核定数に与える誤差にして、天然ウラン中で U^{235} の吸収断面積に対し約2%程度になる。
3. 天然ウランの近傍における熱中性子スペクトルの空間変化は非常にはげしく0.5mmの位置の相違で4%の変化が中性子スペクトルの最高値のエネルギーについて表われる。だから理論解析においては Δr は0.5mm以下で計算を行なうのがのぞましい。
4. 直径1cmのリエントラントホールについて中性子場の摂動を2次元 S_4 近似TDCコードにより計算した結果から、天然ウランの表面(position A)および中心(B)では熱中性子スペクトルの最高値に関して1~2%程度にとどまり、またposition Cの位置では+2%程度、さらに低いエネルギー0.0077 eVで+10%程度になる。したがって直径が1cmφ程度であっても、正確なリエントラントホールによる中性子場の摂動効果を見積り補正する必要がある。

eVまで22群で中性子スペクトルの計算を行ない U^{238} の6.7 eV以下の熱中性子スペクトルの回復を調べたが、約4.5 eV当りで中性子スペクトルは回復し、やはり約1.5 eV~5 eVで測定結果よりかなり大きな結果がえられたので、相違の主要原因は別にあると考えられる。

燃料の表面および中心における熱中性子スペクトルの計算値が全体に測定結果より低めになる傾向がある。燃料の表面および中心における熱中性子スペクトルが、燃料の中性子吸収によりマックスウエル分布からかなりずれた熱中性子スペクトルである。一方、散乱核の作成にあたってマックスウエル分布を使うので、 σ_a や σ_f を大きく見積る傾向になり、燃料の表面および中心で計算結果が低めになることも考えられるが、マイクロ断面積の適否も同時に議論しなければならぬので検討は行なわなかった。

7. 結 論

軽水-天然ウラン板状非均質体系において、天然ウラン板の表面および中心、そのごく近傍の軽水中の5点について、熱中性子スペクトルを直径1cm ϕ のリエントラントホールを用い、LINAC-T \bar{O} F法により測定した。

体系の非均質性に関連してこのように細いリエントラントホールを使用する必要があり、コリメーション、遮蔽等について過酷な条件であったにもかかわらず理論計算の精度を検討しうる測定結果を得ることに成功した。

この測定結果と軽水の散乱モデルにHaywood modelをつかった31群一次元discrete S_n 法による理論解析との比較からつぎのことが結論された。

1. 熱中性子スペクトルの理論解析において S_n 法 orderは $N=8$ 以上の必要がある。
2. 熱中性子源を平坦な分布を仮定しても天然ウラン中の熱中性子スペクトルはその最高値附近で約5%以内で理論、実験は一致するがしかし近接する軽水中では20~30%も理論値の方が大きくなってしまふ。したがってこのような中性子場では熱中性子源の空間分布、軽水の散乱についてそれぞれの非等方性を考慮する必要がある。非等方散乱および非等方熱中性子源を考慮した熱中性子スペクトルの計算結果と測定結果との相違は熱中性子核定数に与える誤差にして、天然ウラン中で U^{238} の吸収断面積に対し約2%程度になる。
3. 天然ウランの近傍における熱中性子スペクトルの空間変化は非常にはげしく0.5mmの位置の相違で4%の変化が中性子スペクトルの最高値のエネルギーについて表われる。だから理論解析においては Δr は0.5mm以下で計算を行なうのがのぞましい。
4. 直径1cmのリエントラントホールについて中性子場の摂動を2次元 S_4 近似TDCコードにより計算した結果から、天然ウランの表面(position A)および中心(B)では熱中性子スペクトルの最高値に関して1~2%程度にとどまり、またposition Cの位置では+2%程度、さらに低いエネルギー0.0077 eVで+10%程度になる。したがって直径が1cm ϕ 程度であっても、正確なリエントラントホールによる中性子場の摂動効果を見積り補正する必要がある。

8. 謝 辞

本実験を遂行するにあたり、核物理第2研究室長竹腰秀邦氏はじめLINAC運転グループの方々、および計算にさいし助言をいただいた炉物理実験研究室土橋敬一郎氏に謝意を表す。

References

1. Pool, M.J. : "Pulsed Neutron Research" Vol.1, IAEA Symp. 425 ~ 463 (1965)
2. Barclay, F.R. et al : AEEW-R374 (1964)
3. Akino, F. et al : J. Nucl. Sci. Technol. Vol.9 [10] 574 ~ 583 (1972)
4. Haywood, B.C. : J. Nucl. Energy, 21, 249 ~ 262 (1967)
5. Campbell, C.G. et al : Proceeding of the Second Internat. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, P/10 (1958)
6. Mostovoi, V.I. et al : ibid, P/2152 (1958)
7. Honeck, H.C. and Takahashi, H. : Nucl. Sci. Eng. 15, 115 ~ 123 (1963)
8. Johansson, E. et al : ibid. 22, 157 ~ 170 (1965)
9. Cerbone, R.J. et al : ibid, 30, 75 ~ 84 (1967)
10. Neill, J.M. and Young, J.C. : Nukleonik 12 Bd, Heft 1, (1968)
11. Trimble, G.D. et al : GA-9658 (1968)
12. Young, J.C. et al : Nucl. Sci. Eng. 18, 376 ~ 399 (1964)
13. Akino, F. : Private communication,
14. Thuchihashi, K. : JAERI-memo 3834 (1969)
15. Honek, H.C. : BNL-8381 (1965)
16. Macdongall, J.D. : AEEW-M 318 (1968)
17. Drake, M.K. : BNL-50274(T-601) (1970)
18. Rodgers, R.J. and Cheak, P.S. : TIM-890 (1965)
19. Akino, F. and Kaneko, Y : J. Nucl. Sci. Technol. Vol.10,1, P45 (1973)
20. Williams, M.M.R. : "The Slowing Down and Thermalization of Neutrons", (1966), North-Holland.
21. Hughes, D.J. et al : BNL-325 (1958)
22. Beyster, J.R. et al : "Pulsed Neutron Research" Vol.1 IAEA Symp. Vienna, 407 ~ 421 (1965)
23. Lathrop, K.D. : LA-3373 (1965)
24. Antunez, H.M. and Neill, J.M. : Nucl. Sci. Eng. 33, 238 ~ 248 (1968)

8. 謝 辞

本実験を遂行するにあたり、核物理第2研究室長竹腰秀邦氏はじめLINAC運転グループの方々、および計算にさいし助言をいただいた炉物理実験研究室土橋敬一郎氏に謝意を表す。

References

1. Pool, M.J. : "Pulsed Neutron Research" Vol.1, IAEA Symp. 425 ~ 463 (1965)
2. Barclay, F.R. et al : AEEW-R374 (1964)
3. Akino, F. et al : J. Nucl. Sci. Technol. Vol.9 [10] 574 ~ 583 (1972)
4. Haywood, B.C. : J. Nucl. Energy, 21, 249 ~ 262 (1967)
5. Campbell, C.G. et al : Proceeding of the Second Internat. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, P/10 (1958)
6. Mostovoi, V.I. et al : ibid, P/2152 (1958)
7. Honeck, H.C. and Takahashi, H. : Nucl. Sci. Eng. 15, 115 ~ 123 (1963)
8. Johansson, E. et al : ibid. 22, 157 ~ 170 (1965)
9. Cerbone, B.J. et al : ibid, 30, 75 ~ 84 (1967)
10. Neill, J.M. and Young, J.C. : Nukleonik 12 Bd, Heft 1, (1968)
11. Trimble, G.D. et al : GA-9658 (1968)
12. Young, J.C. et al : Nucl. Sci. Eng. 18, 376 ~ 399 (1964)
13. Akino, F. : Private communication,
14. Thuchihashi, K. : JAERI-memo 3834 (1969)
15. Honek, H.C. : BNL-8381 (1965)
16. Macdongall, J.D. : AEEW-M 318 (1968)
17. Drake, M.K. : BNL-50274 (T-601) (1970)
18. Rodgers, R.J. and Cheak, P.S. : TIM-890 (1965)
19. Akino, F. and Kaneko, Y : J. Nucl. Sci. Technol. Vol.10,1, P45 (1973)
20. Williams, M.M.R. : "The Slowing Down and Thermalization of Neutrons", (1966), North-Holland.
21. Hughes, D.J. et al : BNL-325 (1958)
22. Beyster, J.R. et al : "Pulsed Neutron Research" Vol.1 IAEA Symp. Vienna, 407 ~ 421 (1965)
23. Lathrop, K.D. : LA-3373 (1965)
24. Antunez, H.M. and Neill, J.M. : Nucl. Sci. Eng. 33, 238 ~ 248 (1968)

付 録 1

増倍体系の熱中性子スペクトル測定における遅発中性子の効果

§ 1. δ 関数形の中性子放出

この場合、計数率の時間変化は

$$N(t) = \phi(E) S(E) \Delta E / \Delta t \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\phi(E) = \frac{rE}{(kT)^2} e^{-\frac{E}{kT}} + \frac{1}{E} \quad \text{: 中性子スペクトル}$$

$$S(E) \quad \quad \quad \text{: 検出効率}$$

次に $\frac{1}{2} m v_0^2 = kT, \quad v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad t_0 = \frac{l}{v_0}$

$$S(E) = \frac{V_c}{V} \quad t_c = \frac{l}{V_c}$$

という変換を行うと

$$N(t) = \frac{1}{2t_c} \left[\frac{r t_0^4}{t^4} e^{-\frac{3}{2} \left(\frac{t_0}{t}\right)^2} + 1 \right] \quad \dots \dots \dots (2)$$

となり以後 $2t_c$ を省略して

$$N(t) = r \frac{t_0^4}{t^4} e^{-\frac{3}{2} \left(\frac{t_0}{t}\right)^2} + 1 \quad \dots \dots \dots (3)$$

となる。

$$t_0 = \frac{l}{v_0} = \frac{10^3}{2.2 \times 10^5} = 0.45 \times 10^{-2} \text{ (sec)}$$

0.01 eV に相当する $t = 0.719 \times 10^{-2} \text{ (sec)}$

0.002 eV に相当する $t = 1.6 \times 10^{-2} \text{ (sec)}$

$r = 8$ として計算を進める。

§ 2. $e^{-\alpha t}$ 形の中性子放出

(3)式を使って

$$I = \int_0^{t_m} e^{-\alpha t} \left[r \frac{t_0^4}{(t_m - t')^4} e^{-\frac{3}{2} \frac{t_0^2}{(t_m - t')^2}} + 1 \right] dt'$$

の計算結果

i) $\alpha = 3.0$	$t_m = 0.016$	$I = 0.1487 \times 10^1$
	$t_m = 0.00719$	$I = 0.1895 \times 10^1$

ii) $\alpha = 11000$ $t_m = 0.016$ $I = 0.2174 \times 10^{-2}$
 $t_m = 0.00719$ $I = 0.1426 \times 10^{-1}$

$\alpha = 3.0$, $\alpha = 11000$ について同じ t_m について比をとると,

$t_m = 0.016$ ($E = 0.002$ eV) において, 1.46×10^{-3}

$t_m = 0.00719$ ($E = 0.01$ eV) において, 0.752×10^{-2}

§ 3 Prompt Mode と Delayed Neutron Mode の振巾比

基本方程式

$$n' = \frac{\delta_{kep}}{\beta} + \lambda c \quad \dots \dots \dots (4)$$

$$c' = -\lambda c + \frac{\beta k}{\beta} n \quad \dots \dots \dots (5)$$

β は $\lambda = 3.01$ の delayed neutron の fraction とし, $\beta = 0.269 \times 10^{-5}$

$\delta_{kep} = k(1 - \bar{\beta}) - 1$, $\bar{\beta} = 0.0064$

$$n = N_1 e^{-\omega_1 t} + N_2 e^{-\omega_2 t} \quad \dots \dots \dots (6)$$

$$c = c_1 e^{-\omega_1 t} + c_2 e^{-\omega_2 t} \quad \dots \dots \dots (7)$$

ω_1 と ω_2 は

$$\begin{vmatrix} \omega + \frac{\delta_{kep}}{\beta} & \lambda \\ \frac{\beta k}{\beta} & \omega - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

を満している。

$$\omega_{1,2} = \frac{-\left(\frac{\delta_{kep}}{\beta} - \lambda\right) \pm \sqrt{\left(\frac{\delta_{kep}}{\beta} - \lambda\right)^2 + \frac{4\lambda}{\beta}(\beta k + \delta_{kep})}}{2} \quad \dots \dots \dots (9)$$

ここで, 符号は ω_1 について, +, ω_2 について - とする。

よって $\omega_1 \doteq \frac{\delta_{kep}}{\beta} + \lambda \quad \dots \dots \dots (10)$

$$\omega_2 \doteq -\frac{\lambda}{\beta}(\beta k + \delta_{kep}) / \lambda - \frac{\delta_{kep}}{\beta} \quad \dots \dots \dots (11)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = -\frac{\delta_{kep}}{\beta} + \lambda \quad \dots \dots \dots (12)$$

ω_1 と ω_2 の近似値はきまった。

両 Mode の振巾は Initial Condition できまる。

Initial condition (t=0のとき)

$$N_0 = N_1 + N_2 \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$0 = c_1 + c_2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{-(\omega_1 + \frac{\delta k_{ep}}{l})}{\omega_2 + \frac{\delta k_{ep}}{l}} \approx \frac{-(-\frac{\delta k_{ep}}{l} + \lambda - \omega_2 + \frac{\delta k_{ep}}{l})}{\frac{\delta k_{ep}}{l}} \approx \frac{\lambda(-\frac{\beta k}{l} - \lambda)}{-\alpha_p | \frac{\delta k_{ep}}{l} - \lambda |} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$N = \text{const} \left\{ e^{-\left(\frac{\delta k_{ep}}{l} - \lambda\right)t} + \frac{\beta k \lambda}{\alpha_p^2} e^{\lambda(\beta k + \delta k_{ep}) / (\lambda l - \delta k_{ep})t} \right\} \quad \dots\dots\dots (16)$$

振巾比

$$\frac{\frac{\beta k \lambda}{l}}{\alpha_p^2} = \frac{0.269 \times 10^{-5} \times 0.5 \times 3.01}{(11000)^2 \times 45 \times 10^{-6}} = 0.744 \times 10^{-7} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、

- $\alpha_p = 11000$
- $\beta = 0.0064 \times 0.042 = 0.269 \times 10^{-3}$
- $l = 45 \mu \text{sec}$ (推定)
- $k = 0.5$ (推定)
- $\lambda = 3.01$

とした。

以上より Delayed Neutron Mode による補正の大きさは

$$\begin{aligned} \frac{\text{(17)式の値}}{\text{\$ 2 の I の } \alpha \text{ に対する比}} &= \frac{0.744 \times 10^{-7}}{1.46 \times 10^{-3}} = 0.51 \times 10^{-4} \quad (E=0.002 \text{ eV}) \\ &= \frac{0.744 \times 10^{-7}}{0.752 \times 10^{-2}} = 0.989 \times 10^{-5} \quad (E=0.01 \text{ eV}) \end{aligned}$$

であり両エネルギーについて0.01%以下であり、熱中性子スペクトル測定における delayed neutron の効果は全く無視出来る。