



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	飛行時間法による高・中速エネルギー中性子スペクトル測定
Author(s)	秋本, 正; Akimoto, Tadashi; 板垣, 正文 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 86, 21-32
Issue Date	1978-02-03
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41449
Type	departmental bulletin paper
File Information	86_21-32.pdf



飛行時間法による高・中速エネルギー 中性子スペクトル測定

秋本 正* 板垣正文** 小川雄一*

(昭和 52 年 8 月 31 日受理)

Measurement of Fast and Intermediate Neutron Spectra by the Time of Flight Method

Tadashi AKIMOTO Masafumi ITAGAKI Yuichi OGAWA

(Received August 31, 1977)

Abstract

Measurement of neutron spectra in an assembly of materials utilized for the fast reactor is recognized to be an effective means to evaluate reactor constants of the materials and calculating procedure of the neutron transport equation which is used in nuclear design of a reactor. The time of flight method utilizing an electron linear accelerator as a pulsed neutron source is one of the effective methods for measuring the fast and intermediate neutron spectra. This report describes the establishment of the experimentation in which problems related to the realization of effective neutron collimator, determination of detector efficiency, discrimination of background counts and so on are discussed based on a comparison of experimentation and calculation, choosing graphite as the constituent of assembly and constructing appropriate data handling code. The experimental results agree quite well with the numerical results obtained S_N code DTF 4-J with 25-group JAERI-FAST set and ABBN set, which indicates high reliability of the spectrum analysis system. Application of this measuring system to other material assembly is straightforward.

1. 緒 言

高速炉中性子スペクトルは、臨界量、中性子束分布、反応度効果等の原子炉のほとんどすべての核的特性に影響を与える因子であり、その詳細な把握が必要である。そのため炉解析コードやこれに用いられる核的定数も整備されつつある。しかしながら未だ計算ではすべてが満足できないのが現状であり、実験的にスペクトルを求めることが極めて重要となる。近年大容量のパルス状中性子源としての電子線型加速器 (LINAC) の発展に伴い、飛行時間法 (TOF 法) による中性子スペクトル測定が盛んになってきた^{1)~6)}。本学においても 45 MeV LINAC の設置により高・中速エネルギー領域の中性子スペクトル測定が可能になった。これにより高速炉材料、核融合炉材料の炉定数を評価したり、あるいは核設計に用いられる輸送計算コードの精度の検証 (ベ

* 原子工学科 原子炉工学講座

** 日本原子力船開発事業団

ンチマークテスト) することが出来、その活用によって多くの有意義な成果が期待される。

高速中性子系の TOF 実験は熱中性子系のそれに比較して原理的に異なるものではないが、以下のような2つの困難を伴っている。

- (1) 熱中性子系では平均放出時間が $100 \mu\text{s}$ 程度であるのに対し、高速中性子系では数 ns ～ 数 10 ns の速い現象のため測定にあたっては非常に厳しい時間分解能が要求される。
- (2) 高速領域では有効な中性子吸収体がないため room return 等による速中性子の遮蔽が困難であり S/N 比向上のため特に留意する必要がある。

そこでこれらの困難を一応克服し、高速炉材料としては特別な意味は持たないが、よく知られているように広いエネルギー領域にわたってほとんど一定とみなされる平坦な断面積を有し、典型的な $1/E$ スペクトルが形成される黒鉛体系を利用し、その漏洩中性子スペクトルの測定をおしてデータ解析をも含めた高・中速領域 TOF 技術の確立を図った。またこの技術は他の測定対象についてもそのまま適用出来るものである。

本報告では、高・中速領域 TOF 実験の装置、測定法、データ処理法および黒鉛体系を例とした測定結果と1次元輸送コード DTF 4-J による計算との比較について述べる。

2. 実験装置と手法

2.1 中性子の発生

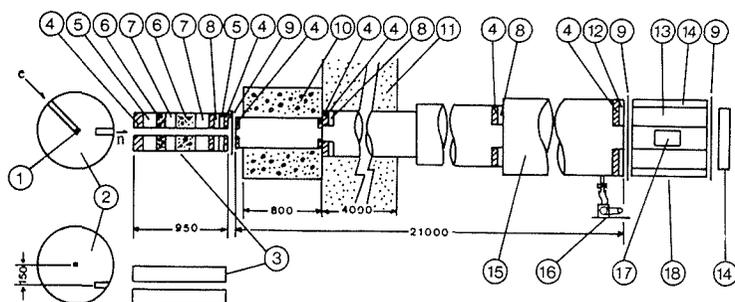
重元素に高エネルギー電子をあてると、制動放射により高エネルギー光子が発生する。この光子による (γ, n) 反応によって光中性子が発生する。この電子・中性子変換用ターゲットとしてはウラン、鉛、タングステン、モリブデン、タンタルなどがあるが、ここでは主としてタングステンを使用している。タングステンは中性子収量の点ではウランや鉛より劣るが(鉛より幾分小さい^{6),7)}、放射化による汚染も比較的少なく高融点 ($3,400^\circ\text{C}$) であり、簡単な空冷により溶融の心配もないため採用した。ターゲットの大きさは、LINAC からの電子ビームの広がり、中性子収量等のことを検討して 7 cm 立方とした。

電子の制動放射による (γ, n) 反応によって生ずる高エネルギー光中性子のソース・スペクトルは核分裂スペクトルに似たマクスウエル分布であると知られている。我々は未だ光中性子スペクトルの測定は行っていないが実験と並行して行われた理論解析によれば、光中性子スペクトルの形状は黒鉛体系のスペクトルの形状には大きな影響を与えない。この事実から当面、体系からの漏洩スペクトルを輸送計算で求める際には、JAERI-FAST 炉定数セット内蔵の核分裂スペクトルまたは京都大学原子炉実験所で測定された鉛の光中性子スペクトル⁸⁾ をソース・スペクトルとして入力することで差し支えないと考えている。

高・中速領域の TOF 実験の特殊性としてパルス幅は出来るだけ短いものが要求されるので、本 LINAC の最小のパルス幅である 10 ns で運転した。高速中性子の飛行時間は短いので、パルス発生回数は最大の1秒間あたり200パルスまで上げることが出来た。しかし room return 等による熱中性子のオーバーラップを防ぐため飛行管入口にはカドミウム板を貼布した。

2.2 黒鉛体系と飛行路

Fig. 1 に黒鉛体系、前置コリメータ、 20 m 飛行管、検出器等の配置を示す。黒鉛体系は半径が 30 cm の球で近似出来る形状になっている。体系の中心部にはタングステン光中性子ターゲットが配置されており、電子ビーム挿入孔をおして空冷される。中性子引出孔 (re-entrant hole) は前置コリメータの空孔 4 cm よりもやや大きくなるように黒鉛ブロックが引抜かれる。この部分のブロックの長さは適宜変えることが出来、完全に引抜けばいわゆるトンネル法⁹⁾ によるパッ



① W target ② Graphite assembly ③ Pre-collimator ④ Pb collimator ⑤ Fe collimator ⑥ Heavy concrete collimator ⑦ Paraffin collimator ⑧ Boric acid collimator ⑨ Cd shield ⑩ Heavy concrete shield ⑪ Concrete shield ⑫ B₄C collimator ⑬ B₄C shield ⑭ Boric acid shield ⑮ Evacuated flight tube ⑯ Rotary pump ⑰ ⁶Li glass scintillation counter ⑱ Shield box for counter

Fig. 1. Experimental arrangement for measurement.
(Distances are shown in mm.)

クグラウンド測定が出来る。

前置コリメータは中央部に4 cmφの空孔を有する鉄，鉛，硼酸入りパラフィン（硼酸重量濃度10%），鉄片入りコンクリート（セメント，砂，鉄片重量比1:2:1），合成樹脂で固めた硼酸の厚板から構成されている。構成材の厚さならびに配置はTOF実験による信号とバックグラウンドの比（S/N比）を出来るだけ大きくするように，また材質固有の特徴が時間スペクトルに現われていないか等を検討することにより Fig. 1の前置コリメータ部に示すように決定された。Table 1にコリメータ材質の構成を適宜変えた時のS/N比を示す。

Table 1. S/N ratio in various cases with different materials and arrangement of pre-collimator

Case	Neutron energy (keV)					
	1,000	500	250	100	50	20
I		4.1	4.4	3.9	6.0	3.1
II		4.4	6.4	8.0	8.2	7.1
III		9.4	9.4	11.2	13.6	10.8
IV		14.3	17.3	17.8	15.7	14.1
V	38.3	37.9	43.5	41.9	38.3	29.4

Case I Fe (20 cm)

Case II Pb (20 cm)

Case III Fe (20 cm) and Pb (20 cm)

Case IV Fe (20 cm), Pb (20 cm) and Heavy concrete (20 cm)

Case V Fe (20 cm), Pb (20 cm), Paraffin (20 cm), Heavy concrete (30 cm) and Boric acid (5 cm)

20 m 飛行管は内部には数カ所，鉛，硼酸，B₄Cによるドーナツ状のコリメータを配置してある。飛行管内部は，空気による中性子の散乱，吸収をさけるため油回転真空ポンプにより排気される。飛行管の高さは，検出器のγフラッシュによるdead time軽減のため電子ビームの高さより15 cm低く配置されている。また熱中性子の除去のため飛行管両端に0.6 mm厚のカドミウム板を貼布した。

2.3 中性子検出器と測定回路

高・中速領域中性子の飛行時間分析用検出器としては，つぎのような条件を満足しなければならない^{10),11)}。

- (1) なるべく広いエネルギー範囲で使えること。
- (2) 検出効率が既知であり，しかもエネルギーによって急変しないこと。

- (3) 時間分解能が良いこと。(50 ns 以下)
- (4) 検出面積が大きいこと。
- (5) 長時間安定で、しかも γ -フラッシュを受けにくいこと。

実際の検出器としては、keV 領域での ${}^6\text{Li}$ グラスシンチレータ、MeV 領域での液体有機シンチレータの併用が考えられる。ここでは英国 Nuclear Enterprises 社製 NE 912 (5"φ×1/4"t) ${}^6\text{Li}$ グラスシンチレータおよび NE 213 (5"φ×5"t) 液体シンチレータを使用しているが、これらの検出器はおおむね上記の条件を満足している。

現在 NE 213 の整備が十分進んでいないので主として NE 912 を使用している。使用したシンチレータの検出効率は、中性子散乱については弾性、非弾性および重心系における等方、非等方性を考慮した多重散乱の効果を含めてモンテカルロ計算により求めた結果、ならびに Neillらの値¹²⁾を用いた。両者の傾向はほぼ一致している。Fig. 2 にモンテカルロ計算により得られた検出効率を示す。検出効率計算の基礎となる ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ 反応断面積は 3 keV をこえると $1/v$ 法則からずればじめ 250 keV に大きな共鳴ピークが存在する。このため断面積の信頼度について留意する必要がある。また MeV 領域においては ${}^{16}\text{O}(n, \alpha)$, ${}^{28}\text{Si}(n, p)$ 反応の寄与が大きくなるが、これらのデータの検証も必要となる。従って今対象とされているようなエネルギー領域では、検出効率の実験的較正値を用いるべきであると考えられ、黒鉛体系を利用して今後これを行う予定である。

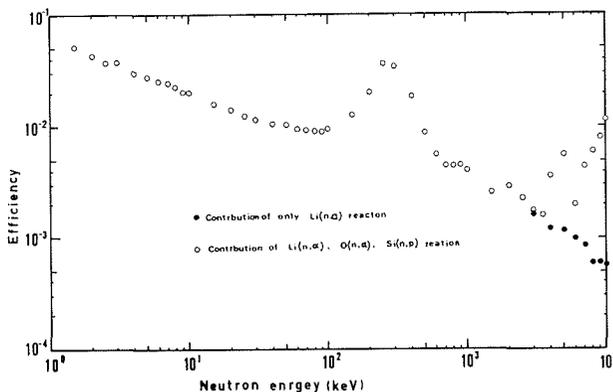


Fig. 2. Energy-dependent sensitivity of ${}^6\text{Li}$ glass scintillation counter.

Fig. 3 に全測定システムのブロック図を示す。飛行時間分析システムは 2 系統ある。数 10 keV 以下の測定にはマルチチャンネル計数器 (MCS) を利用した系統 (1 パルス多計数形) を使用し、一方数 keV 以上の測定には Time to Pulse Height Converter (TPHC) とマルチチャンネル波高分析器 (PHA) を組合せた、時間一波高変換をする系統 (1 パルス 1 計数形) を利用している。MCS 利用のものは 1 チャンネルあたりの時間幅は 200 ns で使用し、TPHC 利用のものは TPHC の切換えスイッチにより、フルスケールで 50 ns から 80 μs の時間分析が出来る。中性子発生の時間原点は電子線がタングステンターゲットに衝突して流れる電流を Fast Discriminator に導き、そ

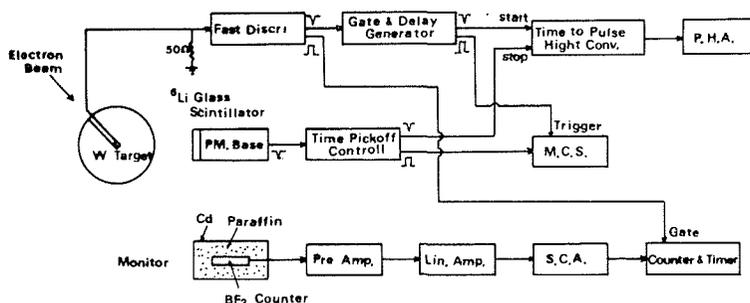


Fig. 3. Block diagram of electronics.

のパルスを利用している。このパルスは Gate and Delay Generator により、黒鉛体系と中性子検出器間を γ 線が飛行する時間より若干遅らせて、TPHC の start 信号、若しくは MCS の trigger 信号となる。この信号遅延により γ -フラッシュによる影響は取除かれる。一方黒鉛体系の re-entrant hole からの中性子は前置コリメータを通過し、真空に引かれた 20 m 飛行管内を経由したのちカウンタ・ボックス (B_4C , 硼酸やカドミウム板で遮蔽) 内の 6Li グラスシンチレータ NE 912 で検出される。光電子増倍管は応答が速く、出力の大きな PHILIPS 社製 XP 2040 を用いた。光電子増倍管ベースは ORTEC 社製の Constant Fraction Timing Discriminator 付きの Model 271 を使用し、これより出た信号は Time Pickoff Control を経由した後、TPHC の stop 信号または MCS の入力信号となる。TPHC の出力信号は PHA により分析される。なお飛行管中心が電子ビーム中心より 15 cm ずれているため γ -フラッシュによる検出器への影響は小さく、光電子増倍管ベースにはそれに対する対策は特には設けていない。また NE 213 使用の場合は γ, n 波形弁別を行う予定である。

LINAC のビーム出力は時間と共に若干変動するので、これに応じて中性子発生数も変わる。従ってバックグラウンド等の補正のためにはこの出力変動の補正もあわせて行なわなければならない。このためスペクトル測定系統とは独立に Fig. 3 に示すように、 BF_3 検出器 (日立電子製 EB 215-2) をパラフィンでおおった、いわゆるロングカウンターで検出された中性子を、カウンターで計数し積算する。なお γ -フラッシュの影響を除去するため、カウンター (クリアパルス社製 Model 334) にはゲート回路が設けられており Fast Discriminator からの信号をゲートとし、50 μs から 5 ms の間の信号を除去出来るようになっている。本実験では 150 μs に設定してある。

2.4 バックグラウンドの評価

熱中性子系でのバックグラウンド評価はカドミウム板を飛行路断面に置くだけで充分であり、これ以上の効果的な方法はない。一方、高・中速領域ではこのような格段に大きな吸収断面積を有する物質が存在しないため、バックグラウンドの評価は常にむずかしく、決定打となるものがない。

バックグラウンドは時間に依存しないものと、依存するものとに大別出来る。前者は中性子パルス発生後充分時間を経た後の計数で評価出来る。一方時間依存のバックグラウンドの要因は数多くある。まず中性子飛行管の外を通過して検出器に入るものがある。これは遮蔽を徹底すれば原理的には減らし得る。次に飛行管内部を散乱しながら検出器に入るもの、途中で (n, γ) 反応を起して γ 線となって検出器に入るもの、更には検出器近傍まで飛んできた中性子が room return を繰り返して検出器に入るものもある。

これらのバックグラウンドを評価する方法としては、 ${}^6Li/{}^7Li$ グラスシンチレータ比較法、散乱体法、共鳴フィルター法、トンネル法等が知られている。ここでは主としてトンネル法を用いた。トンネル法は体系の re-entrant hole の底を打抜いてトンネルにした配置でバックグラウンドを求める方法である。これによって得られたバックグラウンドは底以外から直接くる中性子、底以外から出て散乱してくる中性子、LINAC、天然からのバックグラウンド中性子、底以外からくる γ 線、

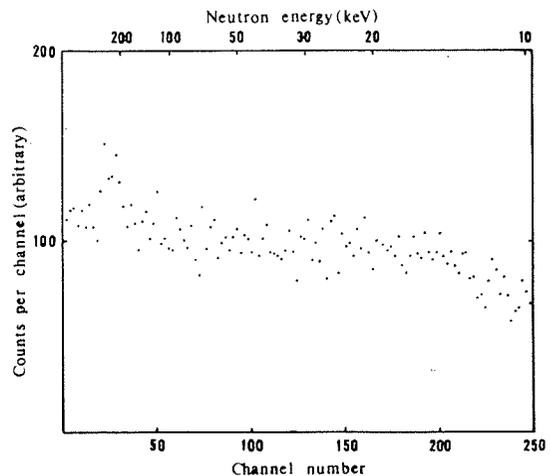


Fig. 4. Time spectra of background neutrons.

LINAC, 天然からのバックグラウンド γ 線などからなっている¹¹⁾。Fig. 4 にトンネル法によって得られたバックグラウンドの飛行時間スペクトルを示す。これによるとバックグラウンドは若干の時間依存性はあるが、依存しないものが大半であることがわかる。S/N 比は全域でだいたい35程度である。前置コリメータの空孔内に鉄 20 cm, 鉛 20 cm, ニッケル 5 cm を挿入した散乱体法によっても求めたが, S/N 比が70~90程度という良い結果が得られている。これらのバックグラウンドはデータ処理の際, 必要に応じて信号値から差し引いて処理している。

2.5 エネルギー軸較正

周知のように, TOF 法は中性子源投入を時間原点として発生した中性子が, 検出器に到達するまでの時間を測定し, エネルギーを知る方法である。実際には後述するように, データ処理の際平均放出時間等の補正を行うため, TPHC-PHA あるいは MCS より得られた時間スペクトルから中性子エネルギーが一義的に定まるわけではない。この為データ処理とは独立して中性子エネルギーを較正することが望ましい。エネルギー軸較正の方法として, Time Calibrator を用いる方法のほか, 共鳴フィルターを用いる方法を利用した。すなわち, 高・中速領域の特定エネルギーにおいて著しい共鳴を有する物質を飛行路断面に配置し, その時測定される時間スペクトルの形状から, 「飛行時間—チャンネル番号—中性子エネルギー」の対応を知る方法である。共鳴フィルターとして, 数 10 keV~数100 keV については鉄, 1 keV 以下についてはカドミウムを用いた。また MeV 領域では黒鉛自身の有するスペクトル形状からエネルギーの推定を行った。

実際には鉄は前置コリメータ空孔部に 4 cm ϕ ×5 cm の丸棒 (鉄中の 1 MeV の中性子の平均自由行程は約 4 cm) を挿入した。またカドミウムは熱中性子除去の為飛行管入口に貼布してある 0.6 mm 厚の板をそのままフィルターとして使用した。Fig. 5, 6 に各々のフィルターを用いた特

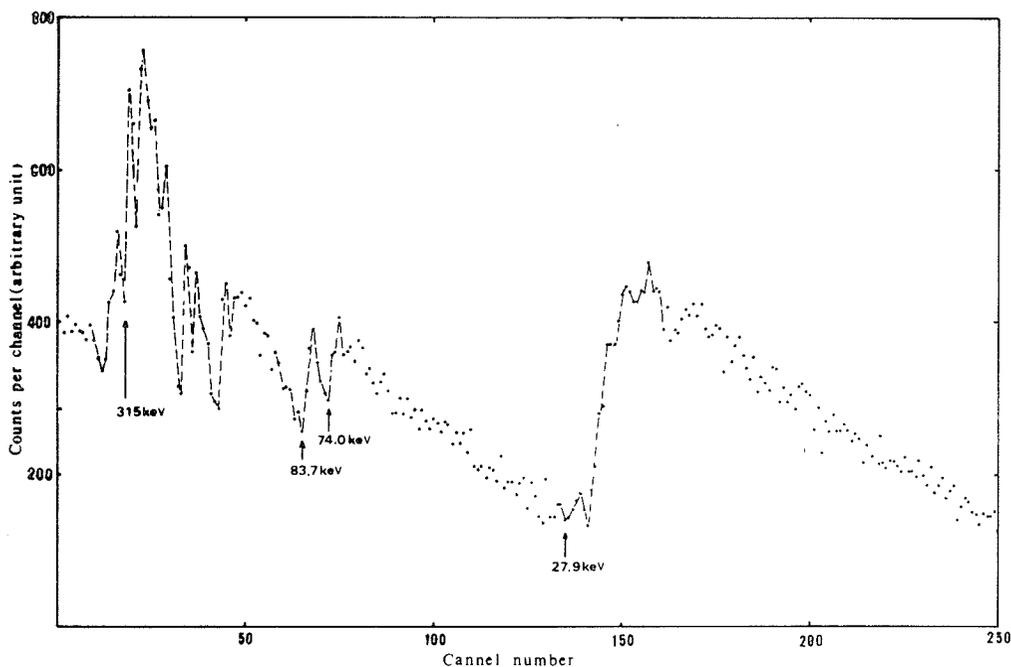


Fig. 5. Time spectra of neutrons after penetrating through a iron layer.

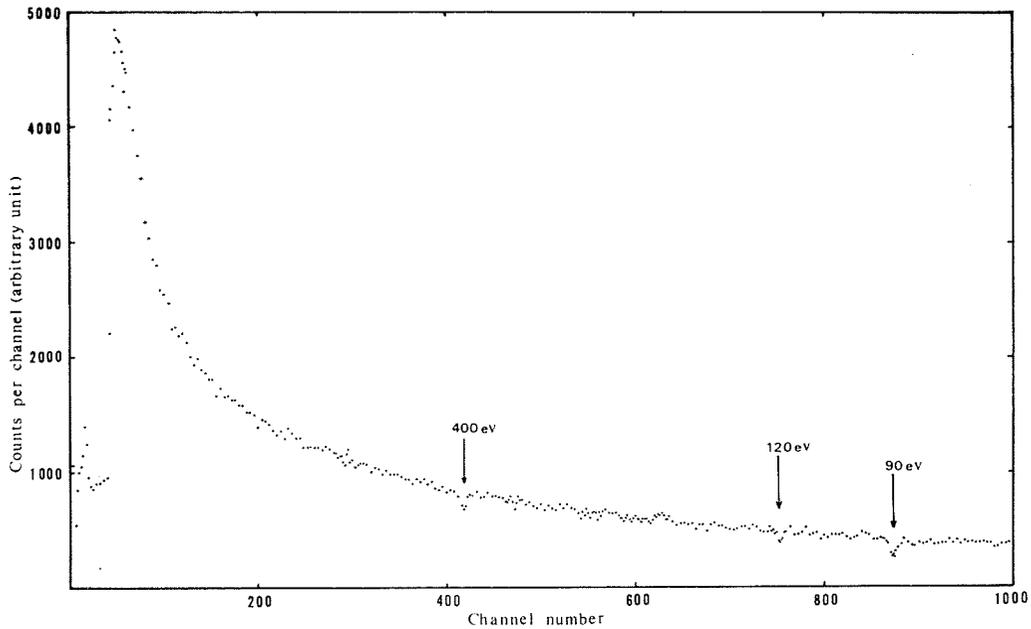


Fig. 6. Time spectra of neutrons after penetrating through a thin cadmium layer.

異なる時間スペクトルを示す。Fig. 5 には鉄の 27.9, 74.0, 83.7 keV 等の共鳴散乱の様子が顕著に見られる。また Fig. 6 には数 100 eV ~ 10 eV の低いエネルギー領域でのカドミウムの数多くの共鳴の存在が確認される。時間分析器のチャンネル番号と中性子飛行時間との対応の一例を Fig. 7 に示す。図から良好な直線性を有することが確認される。

2.6 分解能

ここで 20 m 飛行管を使用した場合についてのエネルギー分解能を検討する。

中性子の質量を m 、飛行距離を L 、飛行時間を t とすれば中性子エネルギー E は

$$E = \frac{1}{2} m \frac{L^2}{t^2} \quad (1)$$

となる。エネルギー E の分解能を ΔE 、飛行時間測定の分解能を Δt 、飛行距離 L の精度を ΔL とすれば (1) 式より

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (2)$$

となり、 ΔL が無視出来る時には、

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{\Delta t}{t} \quad (3)$$

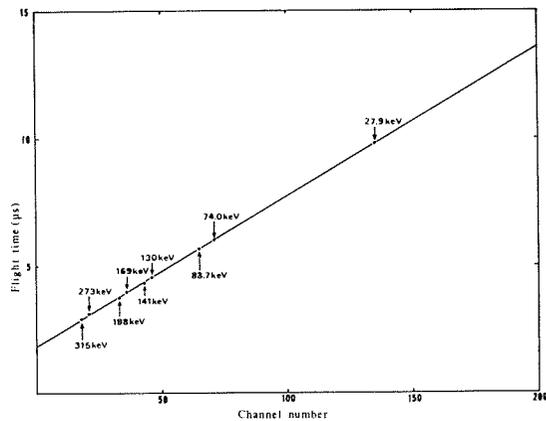


Fig. 7. Relation between channel number and flight time.

で表わされる。 Δt に含まれる要素としては、中性子平均放出時間 Δt_n 、時間分析器のチャンネル幅 Δt_c 、検出器自体の時間分解能 Δt_d 等があげられるが、 Δt_d が無視出来る時には、

$$\Delta t \approx \frac{\Delta t_n + \Delta t_c}{2} \quad (4)$$

で示される。一般にチャンネル幅は $\Delta t_c \approx \Delta t_n$ となるように選択されるのが望ましいとされている。

Fig. 8 に拡散1点近似で計算された黒鉛体系からの漏洩中性子平均放出時間^{13),14)}と飛行距離 22.6 m の場合の飛行時間との対応を示す。平均放出時間による分解能はこの図からおよそ1%であり、エネルギー分解能は(3)式より2倍のおよそ2%と判断されるが、高速炉体系のスペクトル測定としては2%程度でも十分と考えられる。

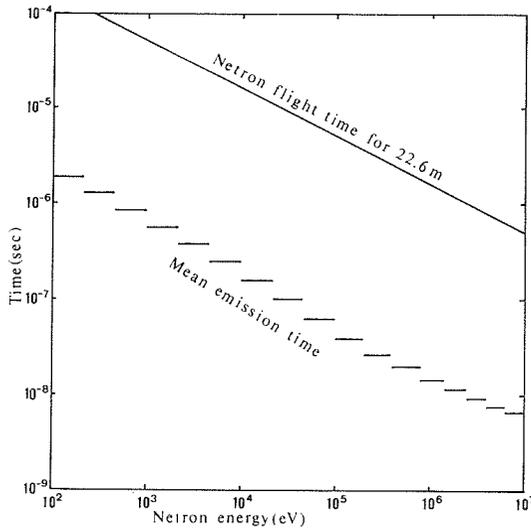


Fig. 8. Comparison of neutron flight time for 22.6 m and mean emission time in graphite assembly.

2.7 データ処理

TOF 法では得ら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必要がある。ここで、この為に作成した FORTRAN による変換コードの概用について述べる。このコードは2つのステップから構成されている。第1のステップは所定の飛行時間に対応する中性子エネルギーを定めることであり、前述のように鉄等の共鳴をその校正に利用している。第2のステップは設定されたエネルギー軸に対して時間スペクトルでの計数值を合理的に割り振ることである。

0次近似として、チャンネル番号 i に対応する飛行時間 t_i と中性子エネルギー E_i との関係は(1)式から

$$E_i = \frac{1}{2} m \left(\frac{L}{t_i} \right)^2 \quad (5)$$

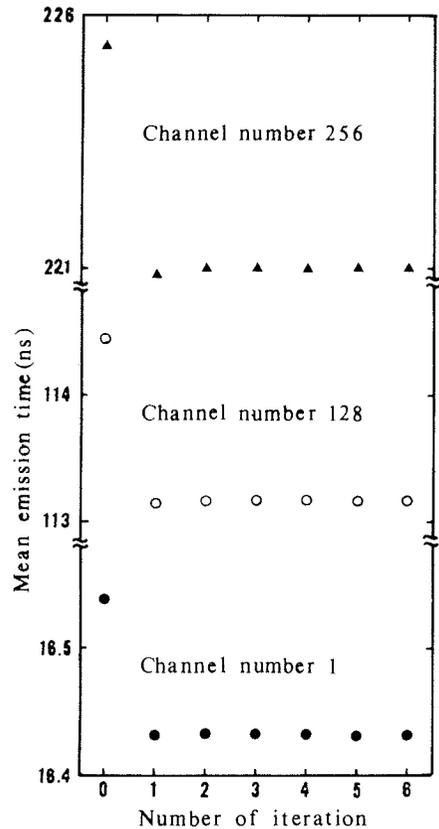


Fig. 9. Mean emission time versus iterations for various neutron energy.

と与えられる。これは平均放出時間 $\bar{t}(E_i)$ が飛行時間に較べて無視出来る場合は十分良い近似となる。

いわゆる平均放出時間の補正を行った式は、

$$E_i = \frac{1}{2} m \left(\frac{L}{t_i - \bar{t}(E_i)} \right)^2 \quad (6)$$

となる。(6)式から明らかなように、 $\bar{t}(E_i)$ はこれから求めようとする未知の値の関数となっている。このため、(5)式で得られる E_i を初期値として繰り返し計算を行う。この繰り返し計算は Fig. 9 に示すように極めて良い収束性を示し、ほぼ3回ないし4回の繰り返しで全く収束する。またエネルギーが低くなるにつれて(チャンネル番号が大きくなるにつれて)、収束に至る繰り返し回数が若干増えていく傾向にある。しかしエネルギー分解能が2%程度であることを考え合せば、ただ1度の繰り返しで充分であると判断される。

変換コードの第2のステップは、こうして割り当てられたエネルギー軸に対してチャンネル当りの計数値を配分することである。 i 番目のチャンネルの計数値 $C(t_i)$ とそれに対応する中性子束 $\phi(E_i)$ とは次の関係がある。

$$C(t_i) \Delta t_i = \eta(E_i) \varepsilon(E_i) \phi(E_i) \Delta E_i \quad (7)$$

これより

$$\phi(E_i) = \frac{C(t_i) \Delta t_i}{\varepsilon(E_i) \eta(E_i) \Delta E_i} \quad (8)$$

が与えられる。ここで $\varepsilon(E_i)$ は検出効率、 $\eta(E_i)$ は flight path transmission factor、 Δt_i はチャンネル幅、 ΔE_i はそれに対応するエネルギー幅である。

普通多群計算によるスペクトルの出力はレサジー当りの中性子束で表現することが多いのでデータ処理の際もレサジー当りの中性子束で表わすと便利である。これは次式で計算される。

$$\phi(u_i) = E_i \phi(E_i) \quad (9)$$

ここで u_i はエネルギー E_i に対応したレサジーである。

このほか、この変換コードには JAERI-FAST 70 群構造に合せて、チャンネルごとの中性子束を coupling させ縮約化したエネルギースペクトルを出力するオプションを有している。

3. 測定結果

前節で述べたデータ処理法を駆使して、黒鉛体系から漏洩する中性子のいわゆる定常エネルギースペクトルが得られた。パルス状中性子源から派生する中性子の輸送過程には本来の意味での定常状態はあり得ないが、時間依存輸送方程式を時間原点から無限時刻まで(今の場合、LINACの電子線パルス発生の繰り返し幅に対応する)積分すると、定常輸送方程式と等価な式が得られる。従って観測される物理量は

$$\phi(\mathbf{r}, E, \Omega) = \int_0^{\infty} \phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dt \quad (10)$$

とみなすことが出来、TOF 法では便宜上これを定常スペクトルと称している。

使用した準球体系では、空間1次元、角度1変数のエネルギースペクトルを観測していることになり、この測定値を理論面から比較するために、1次元 S_N コード DTF 4-J による解析が別途行なわれた^{13),14)}。

Fig. 10 に実測された定常スペクトルとそれに対応する DTF 4-J 計算値を示す。本分析装置

の 20 m 飛行管は γ -フラッシュ低減の目的から、電子ビームの高さより 15 cm 低く設置されている。このため $\mu=1$ (0° 方向) の angular flux は測定が難しい。今回の測定のように半径 30 cm の球に対しては re-entrant hole の深さによって方向余弦が大きく異って来る。最も多く用いられたのは球形モデルで半径が 24.5 cm, 方向余弦がおよそ 0.75, すなわち 1 次元 S_N コードの S_8 計算における第 8 番目の角度に対応するスペクトル理論値と比較出来るようなものであった。Fig. 10 の理論値はこのようにして設定されたものである。なお実験点は JAERI-FAST 70 群構造に縮約されている。

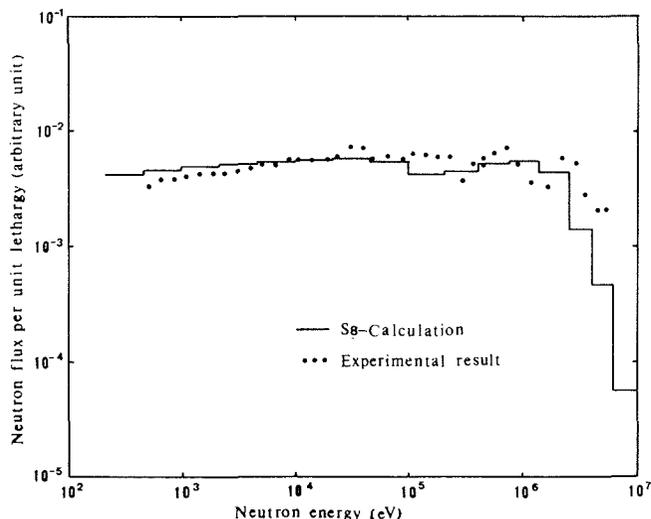


Fig. 10. Neutron spectra in the graphite assembly measured by time of flight method and calculated by DTF 4-J with 25-group JAERI-FAST set and ABBN set.

実験値の精度を縦軸 (中性子強度) と横軸 (エネルギー軸) に分けて考えると、2.5 節のフィルタ法による検証から一般に横軸に関しては非常に高い。このことは BNL-325 に記載されている鉄の 100 keV 近傍の共鳴はそのほとんどが確認されたことから裏づけられる。このようにして検証されたエネルギー軸に対して割り当てられたスペクトルの実測値は 1 MeV 以下になると顕著な $1/E$ 特性を示し、また同時に計算による結果を良く反映している。縦軸の精度に寄与するものとしては

- (1) バックグラウンドの寄与
- (2) 検出効率の精度
- (3) flight path transmission factor の評価

等が考えられる。(1) に関しては S/N 比としてほぼ満足すべき結果が得られているが、トンネル法ですべてのバックグラウンドが評価出来るというわけでもなく、他の方法の検討も必要である。(2) に関しては実験的較正值の必要性を感じており、黒鉛体系を利用して今後これを早急に行う予定である。(3) に関しては飛行管両端に使用している 0.6 mm 厚の Al 板の影響により、Al の 35 keV の共鳴が若干見えているが、これは実験的に評価出来るものと考えられる。なお S_N コードによる計算値と比較する上で、角度を変えた場合の中性子スペクトルの測定がより必要である。

Fig. 11 に本分析装置を使用して得られた 60 cm×60 cm×50 cm 直方体鉄体系の表面流出中性子の時間スペクトルの一例を示す。鉄固有の共鳴散乱のスペクトル形成に与える影響が顕著にあらわれている。

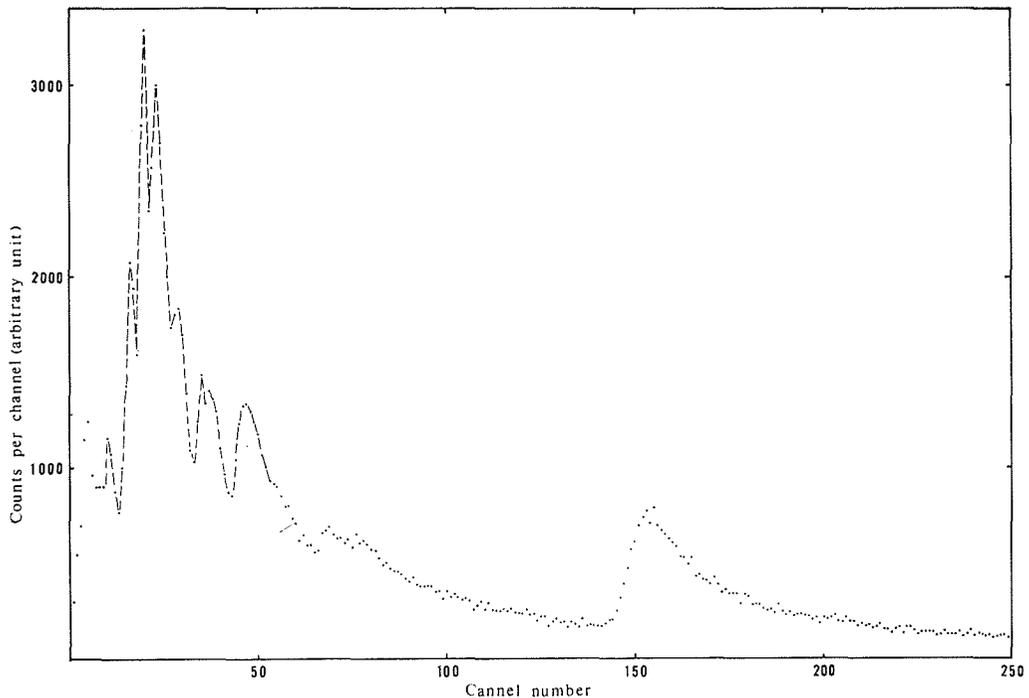


Fig. 11. Time spectra of neutrons from a surface of a iron assembly.

4. 結 言

検出効率の評価になお若干の問題が残されているが、これまでに述べてきたように、高・中速領域中性子に関する飛行時間実験を遂行するための総合的なシステムが一応完成したと言える。これにより、高・中速領域における各種原子炉材料のスペクトル測定を通して核データや計算コードの評価、および各種試料の断面積測定等今後の研究に、本分析装置は大きな寄与をするものと期待される。

最後に本研究を進めるにあたり種々御助言をいただいた京都大学工学部西原宏氏、同大原子炉実験所木村逸郎氏、山本修二氏に感謝の意を表します。また計算にあたっては日本原子力研究所桂木学氏、西村秀夫氏の御援助を仰ぎました。ここに記し感謝致します。更に検出効率の計算には当研究室の加藤博己氏（現富士通）の、また実験を進めるにあたっては本学加速器研究施設の諸氏、当研究室の諸兄の御助力をいただいた。ここに感謝します。

参 考 文 献

- 1) Kato, W. Y. *et al.*: Proc. IAEA Symposium on Pulsed Neutron Research, Vol. II (1965), p. 373.
- 2) Russell, Jr. J. L. *et al.*: *ibid.*, Vol. II (1965), p. 445.

- 3) Gryther, D. B. *et al.*: *ibid.*, Vol. II. (1965), p. 435.
- 4) Profio, A. E. *et al.*: *Nucl. Sci. Eng.*, 35 (1965), p. 91.
- 5) Nishihara, H. *et al.*: *J. Nucl. Sci. Technol.*, 14 (1977), 6, p. 426.
- 6) Barber, W. C. *et al.*: *Phys. Rev.*, 116 (1959), p. 1551.
- 7) 成田正邦, 他: 北海道大学工学部研究報告, 66 (1973), p. 63.
- 8) Kimura, I. *et al.*: *Annu. Rep. Res. Reactor Ins., Kyoto Univ.* 3 (1970), p. 75.
- 9) Kimura, I. *et al.*: *Nucl. Instr. and Meth.*, 137 (1976), p. 85.
- 10) Slovacek, R. E. *et al.*: *RPI-328-97* (1967), p. 41.
- 11) 木村逸郎, 他: *KURRI-TR-89* (1971), p. 108.
- 12) Neill, J. M. *et al.*: *GA-9048* (1968).
- 13) 板垣正文: 北海道大学工学部昭和50年度修士論文.
- 14) 板垣正文, 他: 北海道大学工学部研究報告, 投稿中.