



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	固体飛跡検出器の高速炉物理実験への応用（第1報）：中性子検出感度の決定と「弥生炉」の核分裂率分布の測定
Author(s)	成田, 正邦; Narita, Masakuni; 藤田, 文行 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 103, 27-39
Issue Date	1981-02-27
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41669
Type	departmental bulletin paper
File Information	103_27-40.pdf



固体飛跡検出器の高速炉物理実験への応用(第1報)
——中性子検出感度の決定と「弥生炉」の核分裂率分布の測定——

成田正邦 藤田文行 和田健一* 秋山雅胤**
(昭和55年9月30日受理)

**Some Applications of Solid State Nuclear Track Detectors
to Fast Reactor Physics Experiments [I]**

— Neutron Sensitivities and Fission Rate Measurements in YAYOI Core —

Masakuni NARITA, Fumiyuki FUJITA, Kenichi WADA,
and Masatsugu AKIYAMA
(Received September 30, 1980)

Abstract

Solid state nuclear track detectors have been applied to measurements of some reactor parameters in the fast neutron source reactor "YAYOI".

In this paper the neutron energy dependent absolute sensitivities of recoil track detectors as well as fission track detectors are determined and the measurement of absolute fission rates and fission ratios are discussed. The main disadvantage of the technique for application of reactor physics experiments has been in counting tracks by the naked eye. This has been overcome by counting tracks with the Luzex 450 counter which is an automatic counting device.

It has been shown that the application of the detectors to fast reactor experiments are more useful than the measurement of activation foils in some respects of high sensitivity, direct fission density measurement, high spatial resolution and n - γ separation.

In the next paper we will discuss the fast neutron flux determination and other reactor parameters.

1. ま え が き

絶縁性固体飛跡検出器(SSNTD=Solid State Nuclear Track Detector)は、重荷電粒子の検出器として、ここ十数年間著しく発展した放射線検出器である。その原理は高エネルギー荷電粒子によって絶縁性固体、例えばガラス、雲母、プラスチックなどに非常に細かい放射線損傷(潜在飛跡)を作り、これを読み取ることである。この飛跡の大きさは直径約10 nm、長さ3 μ m程度で電子顕微鏡でしか観測できない。ところがこの損傷トラックは化学的エッチングによって

基礎原子核工学講座

* 現在日本原子力発電株式会社

** 東京大学工学部原子力工学研究施設

1~2 μm の直径をもつトラックに成長させることができることがわかり、光学顕微鏡で計数できるようになった^{1,2,3)}。その結果、積分型荷電粒子及び中性子検出器として、多様性に富む、安価、簡便、記憶性、残留放射能が少ない安全な検出器として、非常な勢いで多方面に利用されるようになった。

それにもかかわらず、原子炉物理における応用は余り多くない⁴⁾。炉内中性子束分布の測定例はかなりあるが、炉物理的目的の測定は少なく、もっとも成功したのが核分裂比の測定と燃料棒の高速核分裂係数の決定である⁵⁾。この理由は多分読み取りの迅速性と多量処理の難しさ、化学的操作を含むというわずらわしさのためであろう。

本論文では、高速炉物理実験のために SSNTD を利用することを直接の目的として、東京大学工学部原子力工学施設の高速中性子源炉「弥生」の炉心測定について述べる。測定する項目は、核分裂分布（比）、高速中性子束分布、材料バックリング、反射体節約、多群解析用パラメータ、出力の決定などである。本第1報では、高速炉に用いるための SSNTD の特性（エッチング特性、中性子絶対感度のエネルギー特性）と核分裂分布の測定について述べる。

2. 固体飛跡検出器の特性

この実験に用いる固体飛跡検出器のエッチング特性、感度などをまとめる。

2.1 実験に使用した固体飛跡検出器

固体飛跡検出器を炉物理実験に用いるには、検出すべき反応〔核分裂、弾性あるいは非弾性、 (n, α) 反応など荷電粒子検出のための反応〕の断面積が適当であること、他の寄生反応が少ないこと、後述する検出器特性がよくわかっていることが望ましい。この点から本実験ではポリカーボネイト [(C₁₆H₁₄O₃)_n、テイジンタキロン PC-1600、厚さ 500 μm] を用い、その他に硝酸セルロース [(C₆H₉O₉N₂)_n、コダック LR-115、厚さ 13 μm] も用いた。いずれも C, H, O を主成分とする。

中性子または核分裂数の測定に SSNTD を利用する方法に2つの型がある。第1は検出する荷電粒子を発生させる標的物質を検出器自身が含むもの。第2は標的物質と検出固体が別になっていて、重ねて使用するものである。核分裂片飛跡を検出するには、第1の型では検出固体中に均質に核分裂可能物質を混合し、第2の型では厚いターゲットを検出固体に重ねるか、極めて薄い核分裂物質の膜をつける。 (n, α) 反応の利用も同様に2通りできる。高速中性子による反跳原子核（またはイオン）の検出器は、第1の検出固体中の核（イオン）の反跳を利用する。

本実験では、核分裂可能物質の厚い標的板を検出器と密着する第2の型を核分裂飛跡検出器 (FTD=Fission Track Detector) として利用した。反跳飛跡検出器 (RTD=Recoil Track Detector) とは当然第1の型である。核分裂可能物質の標的板は表 2-1 に示す直径 12.7 mm の厚い金属平板ターゲットである。

表 2-1 核分裂ターゲット（直径 12.7 mm）

核分裂ファイル	純度 (%)	厚さ (mm)	重量 (g) (各ファイルごとに正確に測定した)
トリウム (Th)	99.826	0.0508	0.0576~0.0809
天然ウラン (NU)	99.97	0.1778	0.3708~0.4153
減損ウラン (DU) (378 ppm ²³⁵ U)	99.57599	0.0254	0.0656~0.0866

2.2 固体飛跡検出器のエッチング条件とトラック計数法

固体飛跡検出器の化学的エッチング条件は、種々の実験の結果をもとにして、表2-2に示す方法を採用した。この条件下のポリカーボネイトの反跳飛跡のエッチピット（エッチング後のトラック）の直径は約 $1\mu\text{m}$ 、硝酸セルロースでは、貫通トラック（完全に穴のあいたもの）の直径約 $2\sim 10\mu\text{m}$ であった。硝酸セルロースでは貫通トラック密度で $(2.13\pm 0.377)\times 10^3\text{cm}^2$ のバックグラウンドトラックが観測されるが、ポリカーボネイトでは、バックグラウンドトラックは観測されない。

飛跡の観測と計数は Olympus Model FHT-531 光学顕微鏡および自動計数システム Luzex-450 を用いた。

表 2-2 エッチング条件とトラック読取り

検出材料 (商品名)	検出法	トラック計数法	エッチング条件
ポリカーボネイト (テイジンパンライト) PC-1600	反跳トラック	・顕微鏡目読取り	6.7 N (30 w/o) KOH 70°C 10分間
	核分裂トラック	・顕微鏡目読取り ・自動読取り	6.7 N (30 w/o) KOH 60°C 30分間
硝酸セルロース (KODAK LR-115)	反跳トラック α トラック	貫通トラックを ・顕微鏡目読取り ・自動読取り	10% NaOH 50°C 2.5時間

2.3 中性子感度とエネルギー特性

中性子感度を単位フルエンス当たりの飛跡密度（トラック数/cm²）と定義する。一般に中性子フルエンス $\Phi(E) = \int_0^T \phi(E, t) dt$ 、 $(\phi(E, t)$ は中性子束、 T は照射時間) の照射に対して、飛跡密度 P は

$$P = \int_0^\infty k\sigma(E)\Phi(E)dE \equiv \int_0^\infty K(E)\Phi(E)dE \quad (1)$$

と表し、 $K(E)$ は（複合）感度と呼ぶ。 k は特に素感度と呼ぶこともあり、中性子エネルギーに無関係である。 $\sigma(E)$ は飛跡形成の対象となるマイクロ反応断面積である。従って、中性子フルエンスは、

$$\Phi(E) = P/k\sigma T \quad (2)$$

として求める。ただし、平均マイクロ断面積 $\bar{\sigma}$ は、中性子束 $\phi(E)$ を重みとして次式で与えられる。

$$\bar{\sigma} = \int_0^\infty \sigma(E)\phi(E)dE / \int_0^\infty \phi(E)dE \quad (3)$$

核分裂飛跡検出器 (FTD) の核分裂密度 F_V (核分裂数/cm³・s) は

$$F_V = \int_0^\infty \sigma_f(E)(N_A\rho/M)\phi(E)dE \quad (4)$$

である。ここで N_A はアボガドロ数、 ρ は核分裂物質の密度、 M はその原子量である。厚い標的板を有する FTD の飛跡密度 P は厚い核分裂物質から抜け出して、検出器へ至る核分裂片によって決まる。抜け出す確率は核分裂片の平均飛程 R_f (mg/cm²) に比例するので、

$$P = \frac{R_f}{f} \frac{N_A \rho}{M} \int_0^T dt \int_0^E \sigma_f(E) \phi(E, t) dt \quad (5)$$

となる。比例係数 f は、幾何学的計算または実験で決めるもので、計算によると厚い標的では、 $f=2$ となる。しかし、実際は幾何学的計算以外の補正もあって実験によって決定する。ASTM E 418-73 によると、薄い標的では $f=1.05$ 、厚い標的では 2.24 となっている。ここでは理論値 $f=2.0$ を使うことにし、 R_f を実効飛程 $R_f^* = 2R_f/f^*$ (f^* は実験による f) を使うことによって補正した。この場合は (5) 式の R_f/f は $R_f^*/2$ を用いればよい。

(1) 式と (5) 式を比べると、素感度 k は、次式となることがわかる^(註)。

$$k = \frac{1}{f} \frac{6.022 \times 10^{23} \rho}{M} R_f \quad (6)$$

実験によって求めた k と R_f^* を鶴田⁶⁾、ASTM⁷⁾ と比較して表 2-3 に示す。

中性子感度のエネルギー特性は、核分裂飛跡検出器では核分裂断面積に直接関係する。反跳飛跡検出器の感度は複雑である。散乱によって反跳された粒子 [(n, α) 反応の α 粒子も同様] の運動エネルギーがある範囲にあることが飛跡形成の条件となる。このため感度 $K(E)$ は $\sigma(E)$ と

表 2-3 ポリカーボネイトの素感度と核分裂可能物質の実効飛程

	本 実 験 結 果		鶴 田 ⁶⁾ k (cm ⁻²)	ASTM ⁷⁾ R_f (mg/cm ²)
	k (cm ⁻²)	R_f^* (mg/cm ²)		
Th	$(1.35 \pm 0.03) \times 10^{19}$	10.4 ± 0.2	1.1×10^{19}	
NU	^{235}U $(7.55 \pm 0.29) \times 10^{16}$	8.44 ± 0.24	8.0×10^{16}	10.25
	^{238}U $(1.06 \pm 0.03) \times 10^{19}$		1.1×10^{19}	
DU	^{235}U $(4.01 \pm 0.15) \times 10^{15}$	8.51 ± 0.24		
	^{238}U $(1.07 \pm 0.03) \times 10^{19}$			

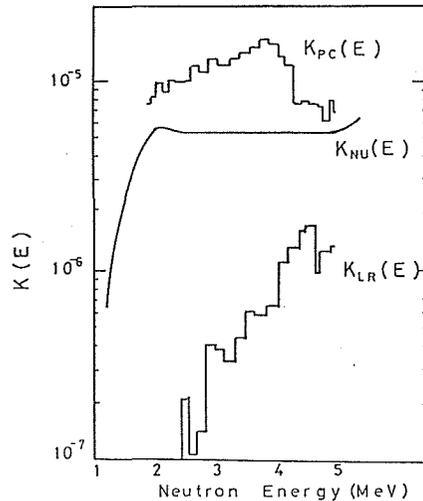


図 2-1 固体飛跡検出器の中性子感度のエネルギー特性
 $K_{PC}(E)$: ポリカーボネイト反跳飛跡検出器 (実験値)
 $K_{NU}(E)$: ポリカーボネイト核分裂飛跡検出器 (計算値)
 $K_{LR}(E)$: LR-115 反跳飛跡検出器 (実験値)

(注) k の理論式は、厚い標的では $k = (1/2)\rho(N_A \rho/M)R_f \cos^2 \theta_c$ となる。 θ_c は臨界角と呼ばれる物質定数である。文献 (15) の (A-3), (A-4), (A-6) 式は 2 乗の記号が落ちて誤まりで上式が正しいので訂正する。

比例せず反跳核による中性子検出にはあるしきい値が存在する。これを確かめるために (D, D) 反応の中性子によって感度のエネルギー特性をポリカーボネイトと硝酸セルロースに対して求めた。この結果の詳細は別に発表するが、そのまとめたグラフを図2-1に示す。このグラフにはFTDの感度とも比較してある。RTDの感度もFTDと同じくらい高いことがわかる。

3. 「弥生」炉心の核分裂数分布の測定

3.1 実験体系

弥生炉は最大出力 2 kW (空冷) の高速中性子源炉である⁸⁾。その炉心は図3-1に示すように、燃料体として中核燃料 A, B (直径 124 mm, 高さ 40 mm), 中核燃料 C (直径 124 mm, 高さ 71 mm) の ^{235}U 93% 金属濃縮ウラン直円柱からなる。中核燃料の周囲は ^{235}U 0.4% の金属減損ウランよりなる中空円柱ブランケット (内径 133 mm, 外径 333 mm, 高さ 386 mm) で囲まれている。以上の炉心部に制御棒 (減損ウランの安全ブロック 1 個, シム安全棒 1 本, シム棒 2 本, 調整棒 1 本がブランケット

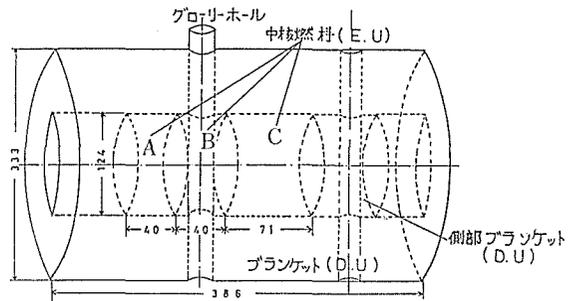


図 3-1 弥生炉の炉心構造

に出入りする) 駆動装置および中性子源駆動装置を直方体 (約 $0.6\text{ m} \times 0.6\text{ m} \times 7\text{ m}$) の鋼製箱に横型に入れて炉心集合体を構成している。炉心中央部に径方向に、照射、測定用のグローリーホール (直径 20 mm) が貫通している。他にブランケットにグレージングホール (直径 52 mm) が貫通している。すべての実験は、炉心特性の測定の目的からグローリーホール内で行った。

3.2 実験方法

グローリーホールへ挿入する固体検出器ホルダーは、アルミニウム製の中空のパイプで、20 mm 間隔でネジ込み式になっている (図3-2)。ホルダーの内には 20 mm 間隔で金属トリウム、天然ウラン、減損ウラン箔とポリカーボネイト板 (1 cm^2 の四角板) を密着してセットし核分裂飛跡検出器とした。(これに実験年月とセット番号を付けた)。反跳飛跡検出器は同様にアルミホルダー内に四角板として保持するものと、連続空間分布測定とアルミホルダーの影響を見るためにリ

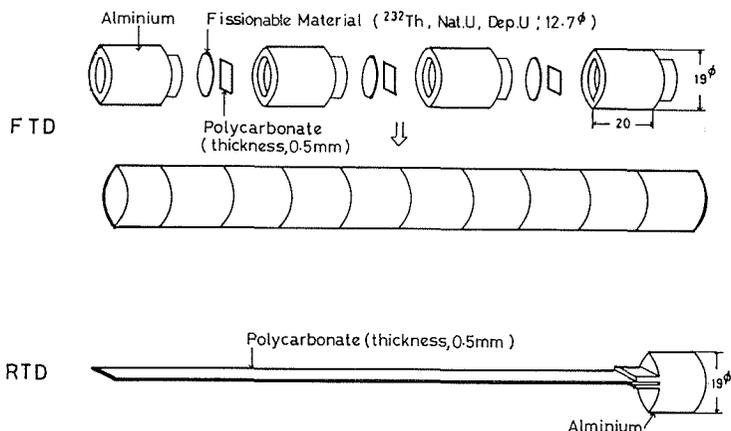


図 3-2 固体飛跡検出器ホルダー (上: 核分裂飛跡用, 下: リボン状反跳飛跡用)

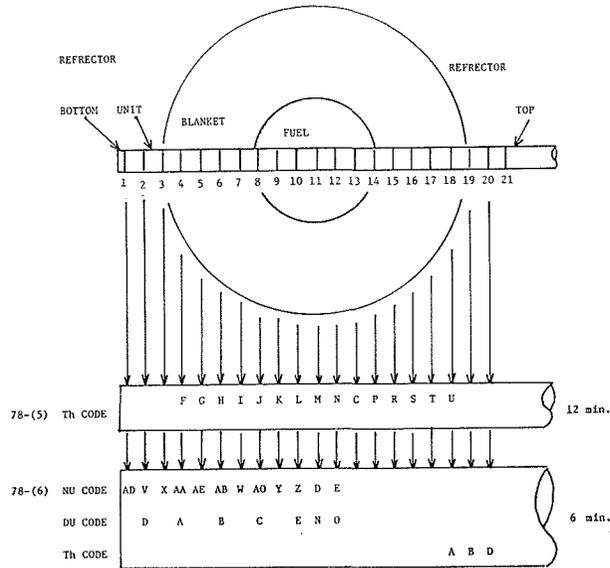


図 3-3 核分裂分布測定のための検出器配列と原子炉運転時間

ボン状でも挿入した。炉心内挿入は上部より正確な距離を決めて鋼製棒とアルミホルダーを接続してグローリーホールへ挿入した。

測定は1976, 1977, 1978年の3年間にわたり3回行い⁹⁾、第1回は予備実験、第2回は主に中性子束分布、第3回は核分裂数の絶対測定を主に行った。本論文では核分裂数の絶対測定を主に記述し、第2報で中性子束分布とその応用測定を述べる。これは第3回の核分裂数測定をふまえて中性子束決定を行ったからである。

核分裂数測定(第3回)の挿入検出器位置と種類、炉出力、運転時間は図3-3に示した。

3.3 核分裂数密度の測定結果

測定したエッチピット密度(トラック/cm²)を金属トリウム(Th)、金属天然ウラン(NU)、金

表 3-1 フォイル当たりの核分裂飛跡エッチピット密度測定値 (rは炉心中央からの距離)

r (cm)	$P_{Th} \times 10^4 (cm^{-2})$	r (cm)	$P_{NU} \times 10^4 (cm^{-2})$	r (cm)	$P_{DU} \times 10^4 (cm^{-2})$
-12.5	0.707±0.0469	-18.5	0.793±0.050	-16.5	0.797±0.051
-10.5	1.36 ±0.063	-16.5	1.01 ±0.057	-12.5	1.55 ±0.06
- 8.5	2.47 ±0.094	-14.5	1.28 ±0.065	- 8.5	4.54 ±0.27
- 6.5	4.28 ±0.102	-12.5	1.92 ±0.081	- 4.5	10.7 ±0.34
- 4.5	6.43 ±0.144	-10.5	3.10 ±0.093	- 0.5	17.9 ±0.45
- 2.5	8.42 ±0.154	- 8.5	5.50 ±0.127	+ 1.5	16.7 ±0.43
- 0.5	9.16 ±0.162	- 6.5	7.85 ±0.167	+ 3.5	15.3 ±0.34
+ 1.5	8.89 ±0.159	- 4.5	13.2 ±0.21		
+ 3.5	8.13 ±0.166	- 2.5	15.5 ±0.21		
+ 5.5	5.16 ±0.136	- 0.5	16.9 ±0.39		
+ 7.5	3.22 ±0.099	+ 1.5	18.0 ±0.45		
+ 9.5	1.88 ±0.085	+ 3.5	15.0 ±0.34		
+11.5	1.22 ±0.058				
+13.5	0.680±0.0421				
+15.5	0.497±0.0405				

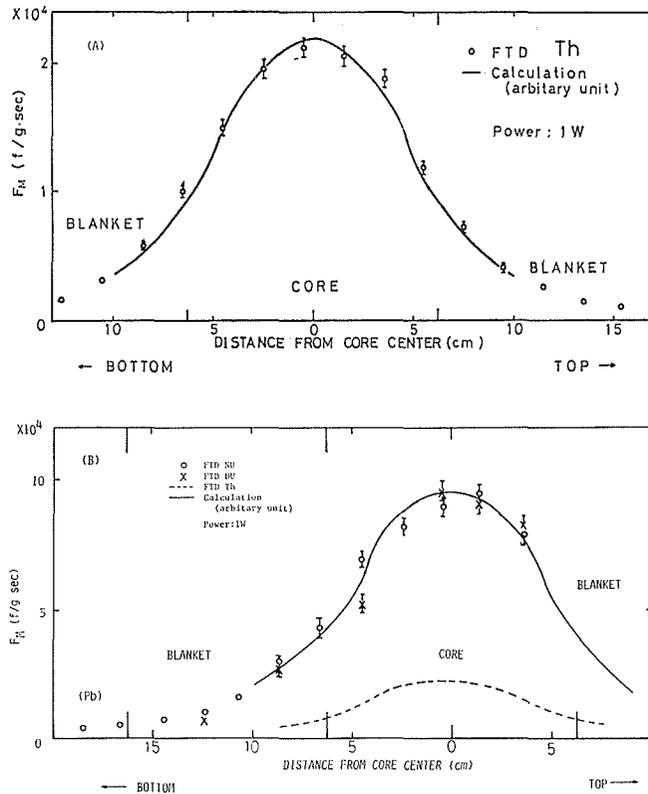


図 3-4 トリウム (Th), 天然ウラン (NU), 減損ウラン (DU) フォイルの核分裂分布の測定結果
 (A) トリウムの核分裂密度分布
 (B) NU, DU および Th の比較

属減損ウラン (DU) について, 表 3-1 に示す。単位質量当たりの核分裂率は, (4) 式と表 2-3 の実効飛程 R_f^* (g/cm²) によって

$$F_M = \frac{2}{R_f^*} \frac{P}{T} \quad (\text{fissions/g} \cdot \text{s}) \quad (7)$$

で求めた。ここで P はエッチピット密度, T は測定時間である。トリウムのように単一核種から構成される場合は, (7) 式がそのまま使えるが, 天然ウランや減損ウランでは若干の補正が必要である。その理由は, 単位時間当たりのエッチピット密度 \dot{P} が次式となるからである。

$$\dot{P} = \frac{\rho v}{2} N_A \int_0^E \left\{ \frac{R_f^{25} c \sigma_f^{25}(E)}{235} + \frac{R_f^{28} (1-c) \sigma_f^{28}(E)}{238} \right\} \phi(E) dE \quad (8)$$

ここで, ρv はウラン箔密度, c は ²³⁵U の濃縮度である。もしウラン中の核分裂片の実効飛程が ²³⁵U と ²³⁸U で等しい, すなわち $^{25}R_f^* \cong ^{28}R_f^*$ であると, (8) 式は (6) 式がそのまま使えることを示している。このことは実験的に確かめた。

以上の結果をグラフに示すと図 3-4 (A), (B) となる。図中実線は断面積を中沢の求めた弥生炉心スペクトル¹²⁾で平均して求めた値を使った計算値である (付録 B)。

また, スペクトルインデックスとして使用できる核分裂比を図 3-5 (A), (B), (C) に示した。ブランケット部の中性子スペクトルの軟化の様子がよく示されている。中沢による中性子スペクトル実験式と断面積データより算出した核分裂比の空間分布とその相互比較を行った結果は実線

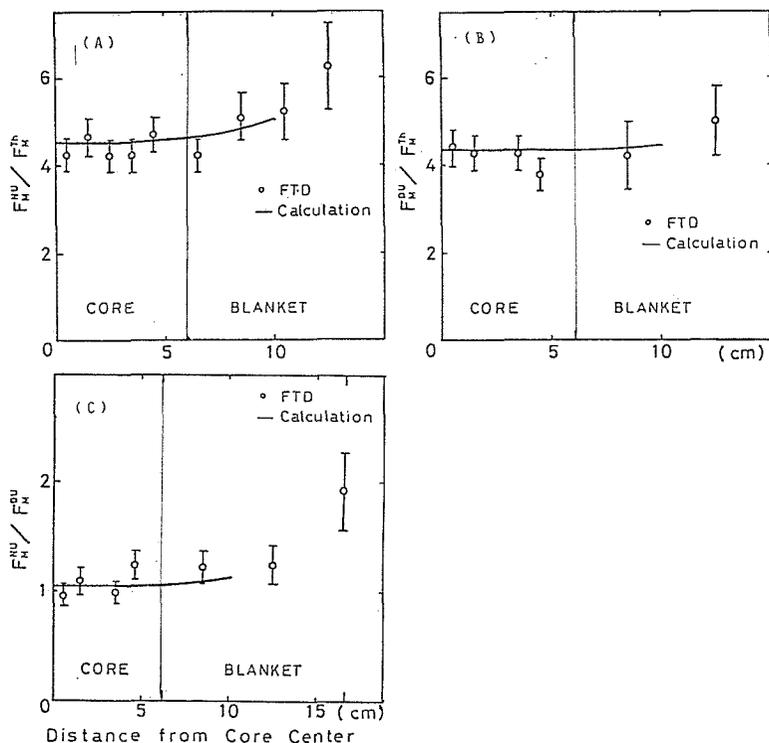


図 3-5 核分裂比の測定結果

- (A) 天然ウラン対トリウム核分裂比
- (B) 減損ウラン対トリウム核分裂比
- (C) 天然ウラン対減損ウラン核分裂比

で示した。この結果と測定値の一致が大変よいことは、中沢のスペクトルが弥生炉心スペクトル表示として適当であることを示している。

3.4 核分裂トラック法と放射化法の比較

核分裂トラック法と従来からよく行われている核分裂生成物の放射能強度を r 線で測定する方法を比較した。実験は、両者の感度の著しい違い (FTD が 100 倍は大きい) から、まず飛跡検出器を未照射核分裂箔と重ねて 1 W で 447 秒照射後取り出し、飛跡検出器のトラックを計数す

表 3-2 核分裂飛跡検出法 (FTD) と放射化法による核分裂数の比較 (フォイル当たりの核分裂数)

Foils	Mass (g)	r (cm)	Number of fission (f /foil)			
			FTD	Activation		
				^{140}Ba $E_\gamma=0.537\text{ MeV}$	^{140}La $E_\gamma=0.329\text{ MeV}$ $E_\gamma=0.815\text{ MeV}$	
N. U.	0.3578	1.5	6.79×10^8	7.03×10^8	1.12×10^9	1.09×10^9
N. U.	0.3399	3.5	5.38×10^8	5.60×10^8	9.27×10^8	7.23×10^8
D. U.	0.0609	1.5	1.06×10^8	1.03×10^8	1.63×10^8	1.48×10^8
D. U.	0.0503	3.5	8.02×10^7	7.87×10^7	1.06×10^8	7.82×10^7

Power \times time = 19837 W \cdot sec

る。同じ標的箔を出力 10 W に上げ 1939 秒照射して ^{140}La の β 崩壊に伴う γ 線を Ge 検出器で測定した。測定法の詳細は良く知られているので省略するが測定結果は表 3-5 に示す。この結果は相対的によく一致しているが核分裂数の絶対値で、放射化法の方が核分裂飛跡検出法より 1.6 倍ほど大きくなっている。核分裂飛跡法は直接核分裂片を測定する手段なので誤差の入る余地は少ない。一方、放射化法は照射量が十分でない上に γ 線の取量の小さいことなどから誤差を生じ易い。同じ γ 線測定でも ^{140}La の 0.329 MeV と 0.815 MeV, ^{140}Ba の 0.537 MeV では若干の差が見られる。 ^{140}Ba による測定は、飛跡測定法にむしろ一致している。

4. ま と め

本報では、固体飛跡検出器を高速炉物理実験へ利用するための基本的特性と、その直接的応用である核分裂率の測定について述べた。この結果、SSNTD の炉物理実験における応用で、放射化法と比べいくつかの利点があることがわかった。箇条書にすると (a) 小型軽量で微小空間の分布測定ができる (数 10 μm 間隔で)。これは空間分解能が高いことを意味する。(b) 感度が多くの放射化箔よりも良い。(c) 核分裂の測定は直接的で箔検出器に比べ補正が少ない。また新しい箔を使う必要がなく同じ標的を何度も使える。(d) γ 線に不感で n - γ 混在場の測定が容易である。もちろん欠点もある。読み取りの迅速性に欠ける。この点は自動飛跡読み取り装置の使用で、顕微鏡下での目による計数に比べ今回の測定では数 100 倍の速さに改善された。また放射化箔法に比べ中性子エネルギー依存感度が多様でない。これではスペクトル評価が難しい。これについて著者らは反跳飛跡検出器に期待し、そのエネルギー特性を測定しその可能性を研究中である。

以上の核分裂率の測定結果および反跳飛跡測定結果を使い炉物理パラメータを決定する問題は、この論文の第 2 報で述べる。

最後に本実験を行うにあたり、種々のお世話を下さった東大工学部原子力工学施設の古橋晃前助教授 (現在動燃事業団)、中沢正治助教授並びに炉の運転など技術的援助を下さった東大炉の職員の方々に深く感謝する。データの検討ならびに実験について援助と助言をいただいた沢村晃子、今秀記の両氏にも同様に感謝する。

付録 A 最適エッチング条件*

本論文と第 2 報で使用するポリカーボネイトはテイジンタキロン PC-1600 というタイプであり、通常使用されているマクロフォルなどと異なるため新たにエッチング条件を調べた。

A-1 実験方法

標的核分裂可能物質は本文と同じ天然ウラン箔を用いポリカーボネイト板と密着して、パラフィンで作られた円筒容器中で ^{252}Cf 中性子源からの中性子により 13,932 秒照射した。ポリカーボネイト板は取り出し後、マグネットミキサーで攪拌しながら、等温に制御されたエッチング溶液に浸した。エッチング溶液は、NaOH, KOH で濃度は 20, 30, 40 w/o, 温度は 50°, 60°, 70°C で使用した。エッチング過程は、途中で流水洗浄、超音波洗浄を実施したり、しなかったりしてその効果を調べた。以下の図中 2.5-1-2.5 min などとあるのは、エッチング 2.5 分後流水洗浄 1 分間、超音波洗浄 2.5 分という意味である。エッチング後エッチピットを光学顕微鏡で 6.7×40 倍の倍率で観測、計数した。

* この条件の決定は今秀記の測定による¹³⁾。

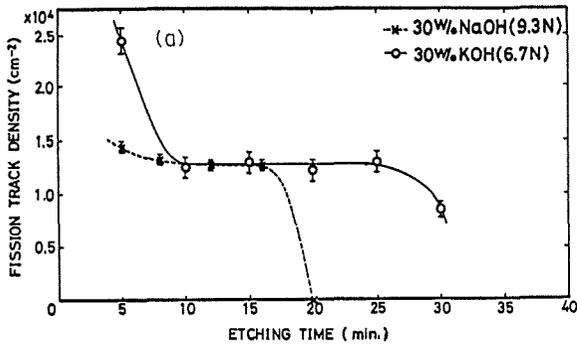
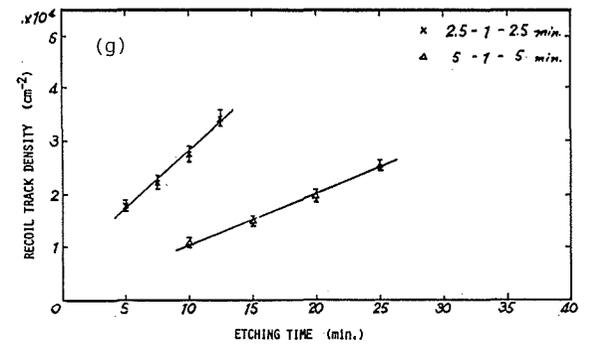
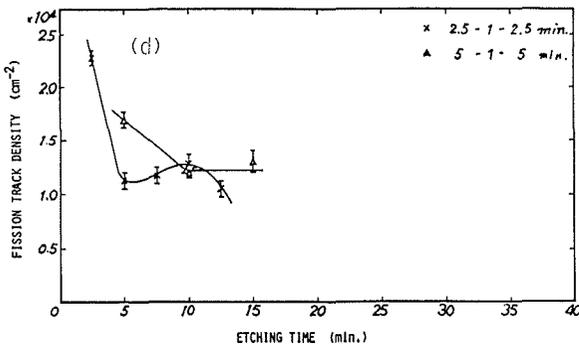
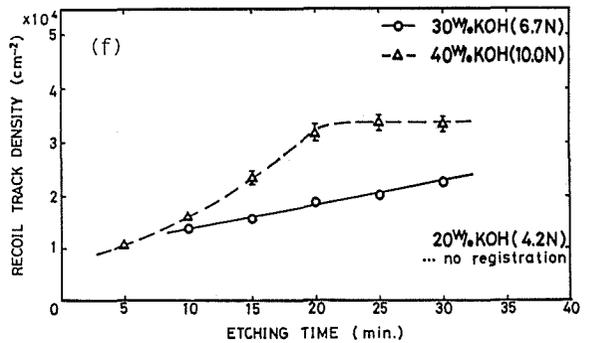
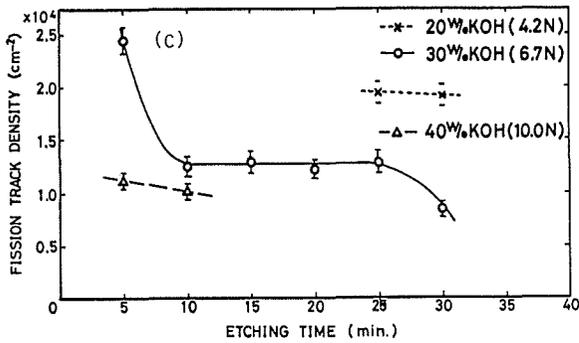
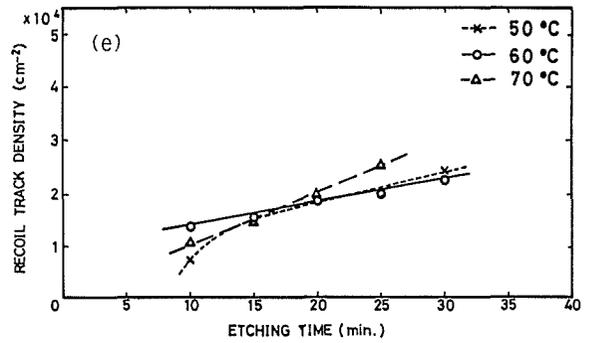
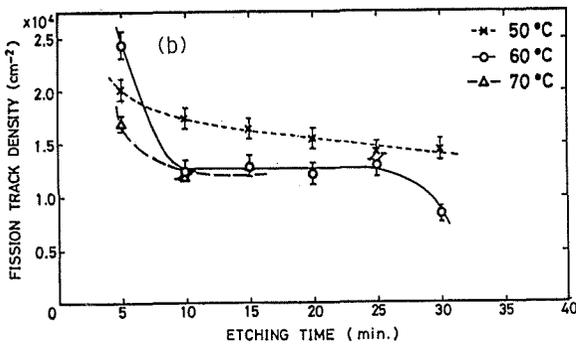


図 A-1 ポリカーボネイト (PC-1600) の
トラック密度のエッチング特性
(a)~(d) 核分裂飛跡検出器
(a) 溶液による特性の相違 (60°C)
(b) 温度特性 (30 W/o KOH)
(c) 濃度特性 (60°C)
(d) 洗浄効果 (30 W/o KOH, 70°C)
(e)~(g) 反跳飛跡検出器
(e) 温度特性 (30 W/o KOH)
(f) 濃度特性 (60°C)
(g) 洗浄効果 (30 W/o KOH, 70°C)



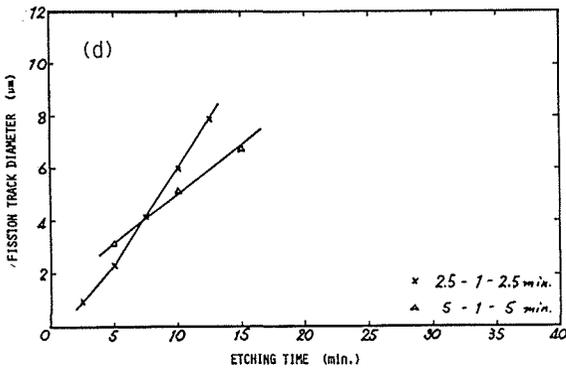
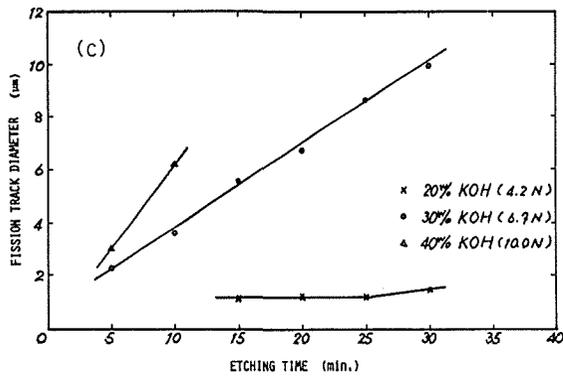
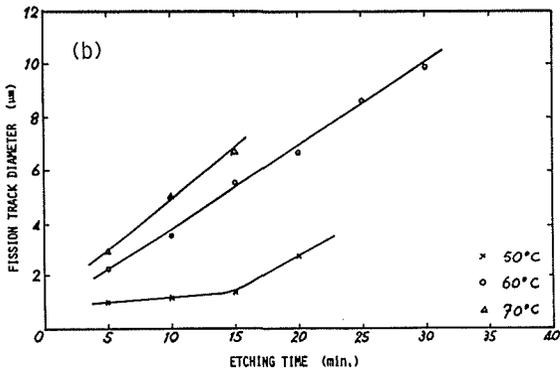
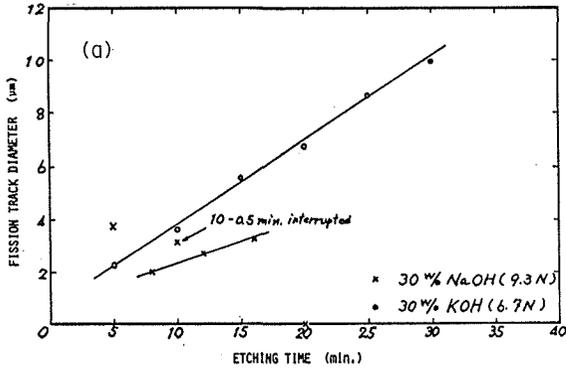
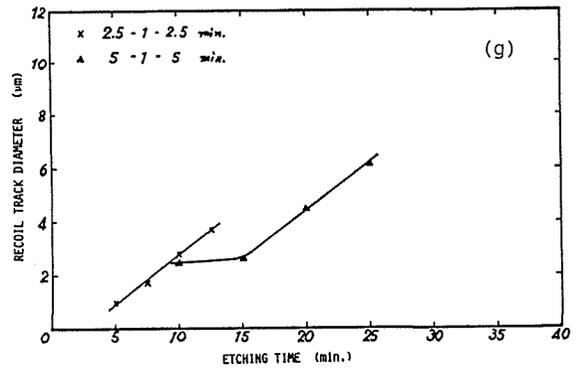
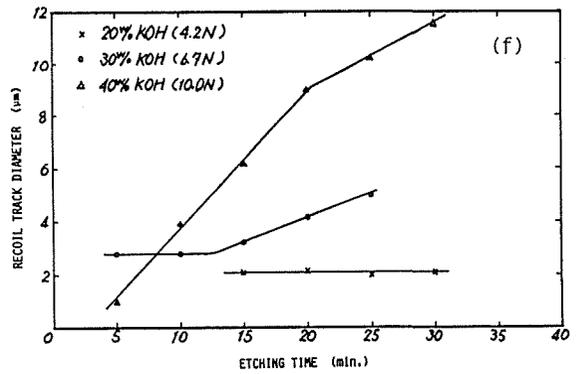
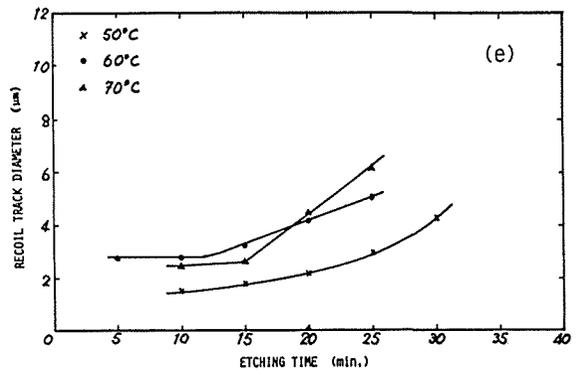


図 A-2 ポリカーボネイト (PC-1600) のエッチピット直径のエッチング特性
 (a)~(d) 核分裂飛跡検出器
 (a) 溶液による特性の相違 (60°C)
 (b) 温度特性 (30 W/o KOH)
 (c) 濃度特性 (60°C)
 (d) 洗浄効果 (30 W/o KOH, 70°C)
 (e)~(g) 反跳飛跡検出器
 (e) 温度特性 (30 W/o KOH)
 (f) 濃度特性 (60°C)
 (g) 洗浄効果 (30 W/o KOH, 70°C)



A-2 結果と考察

図 A-1~2 に、核分裂飛跡と反跳飛跡についてのエッチング結果を示した。図で NaOH と KOH の差、温度依存性、濃度依存性、洗浄効果についてトラック密度と直径の拡大の様子を示している。

これからわかる結果をまとめておく。核分裂飛跡には、エッチング溶液 30% NaOH が長いプラトー特性をもっている。核分裂トラック密度は、最初の 10 分間はトラックが未成長で読み取りに適当でない。その後プラトーを経てエッチング時間が長くなると減少する。これはバルクエッチング速度とトラックエッチング速度が一致してくるためエッチピットの消失が起こるからである。

反跳トラックでは、その潜在飛跡が検出固体内部に生じるので、エッチングに伴いトラック数は増加するのが見られる。また洗浄効果も大きいこともわかる。

以上のような実験の結果、表 2-2 のようなエッチング条件をポカーボネイトに対して用いることにした。核分裂トラックは洗浄効果が小さいので連続エッチングを、反跳トラックでは洗浄を行う方がよい。

付録 B 核分裂数の計算

弥生炉心内の核分裂数の計算には次式を用いた。

金属トリウム 1g 当たりの核分裂率 F_M^{Th} (fissions/g·s) は

$$F_M^{Th} = \frac{N_A}{232} \int_0^\infty \sigma_f^{Th}(E) \phi(r, E) dE$$

ウラン 1g 当たりの核分裂率 F_M^U (fissions/g·s) は

$$F_M^U = \int_0^\infty \left[\frac{cN_A}{235} \sigma_f^{235}(E) + \frac{(1-c)N_A}{238} \sigma_f^{238}(E) \right] \phi(r, E) dE$$

ここで $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ (mol⁻¹)、 $\sigma_f^X(E)$ は X 核種の核分裂断面積、c はウラン 235 の濃度である。

中性子スペクトル $\phi(r, E)$ は、中沢の弥生炉のスペクトル¹²⁾

$$\phi(r, E) = \phi_0 \{ a \phi_i(E) R_i(r) + b \chi(E) R_f(r) \} \quad 0 \leq r \leq 10.$$

r は炉心中央からの距離 (cm)、 $\phi_i(E)$ と $\chi(E)$ はスペクトルモード関数で

$$\phi_i(E) = 11.782 E^{0.8182} \exp(-37.378 E)$$

$$\chi(E) = 0.770 E^{0.6} \exp(-0.776 E)$$

である。E は中性子エネルギー (MeV)、 $\phi_i(E)$ は非弾性散乱型スペクトル、 $\chi(E)$ は核分裂スペクトルである。a, b は結合係数で、放射線の実験により次のように与えられている。

$$a = 0.4324, \quad b = 0.5676$$

ϕ_0 は出力によって決まる中性子束である。

また計算には、W. G. Cross, W. G. Davey の核分裂断面積データよりの^{10,11,12)}

$$\int_0^\infty \sigma_f^{235}(E) \phi_i(E) dE = 1.32 \text{ (b)}, \quad \int_0^\infty \alpha_f^{235} \chi(E) dE = 1.24 \text{ (b)}$$

$$\int_0^\infty \sigma_f^{238}(E) \phi_i(E) dE = 0.0134 \text{ (b)}, \quad \int_0^\infty \sigma_f^{238} \chi(E) dE = 0.292 \text{ (b)}$$

$$\int_0^\infty \sigma_f^{Th}(E) \phi_i(E) dE = 0.00243 \text{ (b)}, \quad \int_0^\infty \sigma_f^{Th} \chi(E) dE = 0.0664 \text{ (b)}$$

を用いた。

参 考 文 献

- 1) Price P. B. and Walker, R. M.: J. Appl. Phys., 33 (1962) 3407.
- 2) Fleischer, R. L., Price, P. B. and Walker, R. M.; Nuclear Tracks in Solid (1975) Univ. Calif. Press.
- 3) 阪上正信: 粒子トラックとその応用 (1973) 南江堂.
- 4) 成田正邦, 今 秀記他: KURRI-R-190 (1978) p. 16, 京都大学原子炉実験所.
- 5) B. Balducci et. al.: Energia Nucleare 16 (1969) 781.
- 6) 鶴田隆雄: 日本原子力学会誌 14 (1972) 462.
- 7) ASTM E 418-73.
- 8) 原子炉設置変更承認申請書(弥生炉)(昭和50年3月)東京大学.
- 9) 成田正邦他: 東大炉共同利用成果報告書(昭52, 53年).
- 10) Cross, W. G, Ing. H.; Nucl. Sci. Eng. 58 (1975) 377.
- 11) Davey, W. G.; Nucl. Sci. Eng. 26 (1966) 149.
- 12) 中沢正治, 関口 晃: UTNL-R R 0037 (1971) 東京大学原子力工学施設.
- 13) 今 秀記: 北海道大学工学部修士論文 (1978).
- 14) 和田健一: 北海道大学工学部修士論文 (1979).
- 15) 藤田文行他: 北海道大学工学部研究報告 86 (1978) 1.