

《해설》

Fast Neutron Spectrometer

趙 滿

原子力 研究所 物理學 研究室

(1972년 1월 10일 접수)

1. 序 論

Fast neutron spectrometer 는 Energy resolution 10% 内外의 fast reactor neutron spectrum 測定用과 1% 以内의 核物理學實驗 및 核資料生産用 spectrometer 로 大別할 수가 있다.

Fig. 1¹⁾에서 보는바와 같이 fast reactor neutron

spectrum 用으로는 Threshold detector 를 사용 foil activation method 로 10餘 keV 까지, 脈動中性子發生裝置와 高速爐를 結合시킨, 또는 高速爐의 pulsed operation 으로 中性子飛行時間法을 適用 10 eV~100 keV 까지를 cover 하고, 100 keV~10 MeV range 는 改良된 Recoil proton proportional counter 로, 여기에 complementary 로 ³He sandwich type neutron spectrometer 가 10%

以內的 Energy resolution 으로 0.5MeV~10 MeV 를 cover 하고있다는 것이 最近의 傾向임이 1970年 11월 Argonne 에서 開催된 "IAEA specialist Meeting on Fast reactor spectrum measurements and their interpretation" 에서 發表된 H. Blum, et al¹⁾ 의 報告에서 알 수 있다.

核資料生産用 high resolution fast neutron spectrometer²⁾ 으로는 1970년 6월 Helsinki 에서 開催된 "2nd International Conference on Nuclear date for Reactor" 에서 報告된 大部分의 論文들이 pulsed accelerator 를 利用한 中性子飛行時間法을 主로 사용하고 있음을 Table. 1로 알 수 있다.

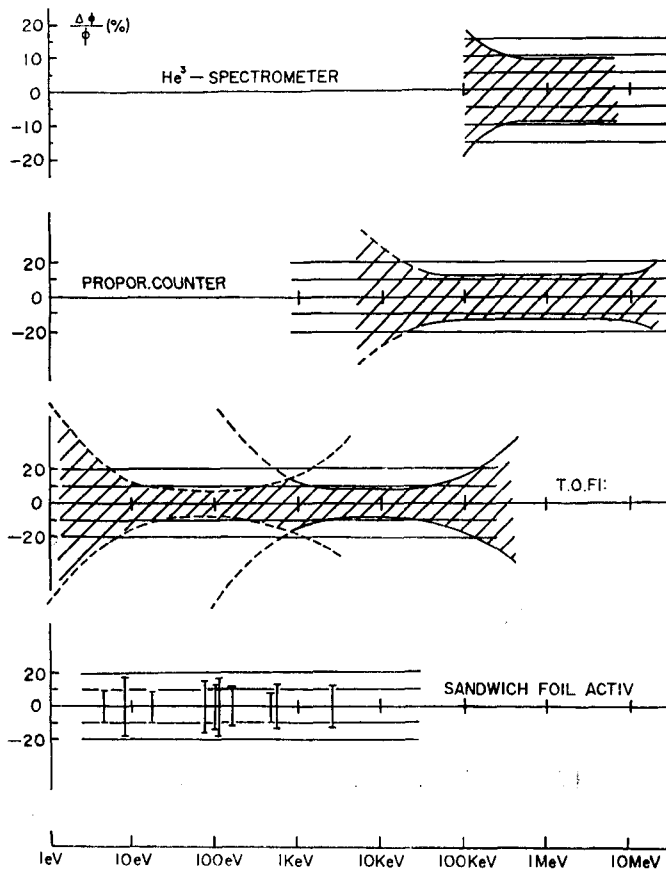


Fig. 1. the Accuracy of the measured spectrum

Table 1. 第二回國際核資料會議에서

Page	저자	연구소	국명	실험명	Energy range	증성자원
vol. 1 153	A. Asami <i>et al.</i>	JAERI	Japan	$\sigma_{sc} \cdot \text{Li}^6$	1~110 keV	Electron linac
161	M. G. Sower	AERE	U. K.	$\sigma \cdot \text{Li}(n, \alpha), \text{B}(n, \alpha)$	10 ev~80 keV	45 MeV Linac W ²³⁵ booster
177	N. Ahmed <i>et al.</i>	EURATOM Geel	Belgium	$\sigma_{el}(\theta) \cdot \text{C}$	0.5~2.0 MeV	3 MeV Van de Graaff
191	C. A. Uttley <i>et al.</i>	AERE	U. K.	$\sigma_f \cdot \text{C}$	70 ev~1.5 MeV	45 MeV Electron linac
315	M. G. Schomberg <i>et al.</i>	AERE	U. K.	$\alpha \cdot \text{Pu}^{239}$	100 ev~30 keV	45 MeV Electron linac
331	J. B. Czirr <i>et al.</i>	Lowrence Rad. Lab. Univ. of California	U. S. A.	$\alpha \cdot \text{Pu}^{239} \& \text{U}^{235}$	0.1~30 keV	33 MeV Electron linac
387	W. Kolar <i>et al.</i>	EURATOM Geel	Belgium	$\sigma_f \cdot \text{U}^{235}$	0.7~320 eV	60 MeV Electron linac
403	G. Carraro <i>et al.</i>	EURATOM Geel	Belgium	$\Gamma_n \cdot \text{U}^{238}$	60 ev~5.7 keV	60 MeV Electron linac
413	G. Rohr <i>et al.</i>	EURATOM Geel	Belgium	Resonance Parameter U ²³⁸	50 ev~1 keV	60 MeV Electron linac
419	M. G. Cao <i>et al.</i>	EURATOM Geel	Belgium	$\delta_f \cdot \text{U}^{238}$	0.018 ev ~2 keV	
481	M. Derrien <i>et al.</i>	CEA Saclay	France	$\sigma_f \cdot \sigma_f \cdot \text{Pu}^{239}$	5.7~160 ev	45 MeV Linac
543	J. A. Farrell <i>et al.</i>	Los Alamos.	U. S. A.	$\sigma_f \cdot \sigma_r \cdot \sigma_{sc} \cdot \sigma_f \cdot \text{Pu}^{239}$	14 ev~1 MeV	Nuclear explosion
619	M. Cho <i>et al.</i>	KAERI. KFK	W. Germany	$\sigma_f \cdot \text{Sc}^{45}, \text{Ti}^{47}, \text{Ti}^{46},$ $\text{Cr}^{53}, \text{Ni}^{61}$	keV	3 MeV Van de Graaff
633	A. Ernst	KFK	W. Germany	$\sigma_r, \text{Ti}^{47}, \text{Fe}^{56}, \text{Ni}^{58},$ $\text{Ni}^{60}, \text{Ni}^{61}$	7~200 keV	3 MeV Van de Graaff
Vol. 2 93	E. Almén <i>et al.</i>	Studsvik	Sweden	Fission neutron energy(U ²³⁸)	1.35 MeV & 2.02 MeV	6 MeV Van de Graaff
31	J. Cabe <i>et al.</i>	CEA	France	$\sigma_f \cdot \text{C. Ni. U}^{235}, \text{U}^{238},$ P^{236}	0.1 MeV ~6 MeV	2 MeV Van de Graaff 12MeV Pulsed tandem
39	D. Kopsch <i>et al.</i>	KFK	W. Germany	$\sigma_f \cdot \text{U}^{235}$	0.5~4.35 MeV	Isochronous cyclotron
77	F. Käppeler <i>et al.</i>	KFK	W. Germany	$\sigma_f(\text{Pu}^{241})/\sigma_f(\text{U}^{235})$	5 keV~1 MeV	3 MeV Van de Graaff
87	L. Jéki <i>et al.</i>	HAS	Hungary	$\text{Ni}(E) \cdot \text{U}^{235}$ and Cf^{252}	0.01~1 MeV	VVRS reactor
103	E. Barnard <i>et al.</i>	Atomic Energy Board Pelindaba	R. S. A.	$\sigma_{nn'}(E) \cdot \text{U}^{238}$	<1.2 MeV	3 MeV Van de Graaff
145	M. Soleilbac <i>et al.</i>	CEA	France	$\bar{\nu} \cdot \sigma_f(\text{Pu}^{239})/\sigma_f(\text{U}^{235})$	0.3~1.4 MeV	tanden Van de Graaff
265	M. Fricke <i>et al.</i>	Gulf General Atomic	U. S. A.	$\sigma_r \cdot \text{Mo. Rh. Gd.}$ $\text{Ta. W. Re. Au. U}^{238}$	1 keV~1 MeV	45 MeV Electron linac
301	Y. Tomita <i>et al.</i>	JAERI	Japan	$\sigma_{nn'} \sigma_{nn'}$	1.43~ 2.15 MeV	5.5 MeV Van de Graaff
317	S. Tanak <i>et al.</i>	JAERI	Japan	$\sigma_{nn'}(\theta) \cdot \text{Al. Si. S. Zn.}$		5.5 MeV Van de Graaff
327	B. Holmgvish <i>et al.</i>	Studsvik	Sweden	$\sigma_{el} \cdot \text{V. Cr. Fe. Ni.}$	1~15 MeV	Van de Graaff
349	E. Almén <i>et al.</i>	Studsvik	Sweden	$\sigma_{nn} \cdot \text{Al. V. Mn. Fe.}$ Nb. Bi	2~4.5 MeV	6 MeV Van de Graaff

發表된 Fast neutron spectrometry

핵 반응	중성자속	Repetition rate	Flight path	Detector	Monitor	Time resolution
T(<i>p, n</i>) ³ He, accluded TiT target, 30~45 keV	220 ns	1 MHz	53.6 m	8×Li ⁶ glass scintillator NE 905 1·3/4 inφ. 1/2 thick.	0.3 cm Li glass	2.5 ~7.2 ns/m over all 2.3 ns
	1 ns		34.9~97.55	2in BF ₃ 1/8 in Li glass NE 905		
	125 ns		141 cm	NE 102A Plastic scintillator 5.0×2.5 cm AVP 56/03		
	220 ns		120~300 m	B ¹⁰ slab 4×NaI		
2 in Pb 2 in Polyethylene		360 pps		Liquid scintillator		7.2 ns/m
Mercury cooled uranium target, 2.4 cm polyethylene	0.05~1.0 μsec	40~400 pps	100 m	B ¹⁰ /caded Liquid scintillator NE321A, 1 cm thick, 11 cmφ ×P1040		1~50 n/m
			50 ns	400 Hz	100 m	¹⁰ B ₄ C pieces(10.5×10.5×1 cm) 4×XP1040 NaI 4"φ×3"
	70 ns ~1 μs	40~300 Hz	60 m	Modified Moxon-Rae detector B ¹⁰ slab		1~20 ns/m
			10.1~30.67 m	<80 ev wire-plane spark chamber fission fragment detector, >80 ev liquid scin.		80~1280 ns/m
			245 m	Solid state, Moxon-Rae, ³ He+Solid state		0.5~1 ns/m 15 ns/m
⁷ Li(<i>p, n</i>) ⁷ B	1 ns	250 kHz	5~10 m	Boron Slab ×4×XP1040, 4"φ×3"NaI(TI) Plastic+2 XP1040 above 100 keV		0.4 ns/m
⁷ Li(<i>p, n</i>) ⁷ B		500 kHz	2 m	1.1 m ³ Liquid scintillator tank		2 ns/m
T(<i>p, n</i>) ³ He gas target	2 ns	1M Hz	300 cm	NE 104 10 cmφ×5 cm thick. organic scintillator	Long counter	
T(<i>p, n</i>) ³ He. Ti baking				2.5~3.7 cm stilben 56 DVP 03 OM		
U(<i>e, r</i>)U, U(<i>r, n</i>)			187.5 m	NE 102A plastic two XP1040		0.029 ns/m
⁷ Li(<i>p, n</i>) ⁷ Be	1 ns	1 MHz	37.7 cm	Argon gas scintillator	⁶ Li-glass 1.82 m with 1.4 ns/m	9 ns/m
⁷ Li(<i>p, n</i>) ⁷ Be(10 keV)	1~2 ns	3 MHz	1.2~3 m	Ar80%+N ₂ , 20%, 1atm gas scintillator 7.6 cmφ×0.3 cm ² NE, 7.3% Li enriched 96% Li ⁶ Plastic 10 cmφ 1~2.5 cm XP1040	Long counter	4.5 ns/m
⁷ Li(<i>p, n</i>) ⁷ Be	4 ns	2.5 MHz		Liquid scintillator		
W(<i>r, n</i>) 2.5 cm slab of polyethylene B ¹⁰ filter			evacuated 230 m	Liquid scintillator	He ³ counter Orgnic scintillator	
3H(<i>p, n</i>) ³ He, gas 42 cm Hg			3 m	NE 213 liquid scintillator XP1040		
D(<i>D, n</i>) ³ He gas			2.89~3.89 m	NE 213 liquid scintillator		
T(<i>p, n</i>)He ³ <4.6 MeV		1 MHz	300 cm	NE 102A plastic 10 cmφ 5 cm long		3 ns
D(<i>d, n</i>)He ³ >4.6 MeV, gas 2 ns						
³ T(<i>p, n</i>) ³ He gas 2n		1 MHz	300 cm	NE 104 10 cmφ 5 cm long	Long counter	3 ns

2. Threshold Detector for Fast Neutron Spectrometry³⁾

1) General Aspect

(n, 2n), (n, n), (n, p), (n, α), (n, f) 등의 핵반응 가운데 入射中性자가 어느 一定 에너지 以上일때만 일어나는것이 있다. 이 가운데 大部分은, 一定 時間 中性子 照射後 測定할수 있는 放射能을 감는다. 이를 이용, 中性子 flux., 中性子에너지 스펙트럼, 中性子 照射量 測定에 쓰인다.

더욱이 foil 형의 detector 는 比較的 적은 容積으로 해서 周위 中性子 flux 를 교란하지 않는 長點이 있어 in-core 측정에 널리 쓰여지고 있다.

disc 형의 Threshold detector foil 의 activation 은 다음과 같이 주어진다³⁾.

$$C = Nd \int_0^{\infty} \sigma_{act}(E) \phi(E) dE$$

고속중성자 에너지 영역에서는 일반적으로 斷面積이 적기때문에 比較的 두터운 foil 을 사용하여도 散亂과 self shielding 을 무시할수 있다.

Threshold detector 에서 가장 困難한 點은 高速中性子束의 에너지 依存性和 斷面積 $\sigma_{act}(E)$ 가 복잡한 構造를 갖는데 있다.

다른 實驗으로부터 에너지에 따르는 activation cross section 의 變化는 求할수가 있으나, 加速器로부터 얻어낸 單色中性子の 境遇를 除外하고는 中性子에너지 分布 $\phi(E)$ 는 求하기가 힘들다. 따라서 먼저 에너지 스펙

트럼에 對한 附加的知識을 갖고 있어야 한다.

가장 理想的인 Threshold detector 의 activation cross section 은 Threshold energy(E_s) 以下에서는 零의 값을 갖고 E_s 以上에서는 常數 σ_0 의 값을 갖는, 換言하면 階段型函數의 行動을 가져주는 것이다. 그러면 activation 은

$$\sigma \int_{E_s}^{\infty} \phi(E) dE$$

에 比例할것이고 測定으로 부터 E_s 以上の 에너지를 갖는 Integrated flux 를 求할수 있다.

E_s 가 서로 다른 몇 가지 核種으로 同時測定하므로써 integrated flux 를 Energy 의 함수로서 求할수 있고, 이것을 微分하므로써 마지막에 $\phi(E)$ 를 알아낼수 있게 될 것이다.

그러나 대개의 경우 저치는 近似로써만 activation cross section $\sigma(E)$ 가 階段函數型이 된다. 만일 다음식을 만족하는 E_s eff를 求할수 있을때에는 σ_{act} 로써 σ_0 를 擇할수 있다³⁾.

$$\int_0^{\infty} \sigma_{act}(E) \phi(E) dE = \sigma_0 \int_{E_s, eff}^{\infty} \phi(E) dE$$

이와 같은 E_s, eff 의 定義는 $\phi(E)$ 의 모양에 依存한다. 中性子 spectrum 로써 ²³⁵U fission neutron spectrum 을 假定하였을때의 (n, p) threshold detector 의 E_s eff와 σ_0 를 Table (2)에 記載하였다. σ_0 의 값으로는 plateau 值를, 이것이 없을 때에는 最大值를 擇하였다. 그러나 이들 값은 측정코져 하는 system 의 $\phi(E)$ 가 fission neutron spectrum 으로 부터 크게 벗어 날 경우에는 物理的 意味를 상실한다.

Table 2. Substances for(n, p) threshold detectors

Element	Target Nuclear (abundance)	Reaction product (H _s)	Es (MeV)	σ ₀ (mb)	E _{s,eff} (MeV)	$\frac{\sigma}{\sigma_0}$ (mb)	Practical detector substances	Reaction	Minor activity
P	P ³¹ (100%)	Si ³¹ (157 min)	0.716	140	3.0	30	Phosphor containing glasses	B-	P ³⁰ (12.7: 2.6 min) Al ²⁸ (2.0: 2.3 min) Al ²⁹ (13.6: 6.6 min) P ³² (thermal: 14.2 d)
S	S ³² (95%)	P ³² (14.2 d)	0.954	350	3.2	66	Tablets of flowers of sulfur	B-	P ³³ (8.7: 25 d) Si ³¹ (1.32: 157 min) S ³³ (thermal: 87 d)
Ni	Ni ⁵⁸ (68%)	Co ⁵⁸ (72 d)	— (Q=0.399)	600	3.45	100	Metalic Ni	γ, (EC) β+	Ni ⁵⁷ (12.0: 36 h) Co ⁵¹ (0.5: 1.65 h) Ni ⁵⁶ (thermal: 2.56h)
Fe	Fe ⁵⁴ (5.82%)	Mn ⁵⁴ (290 d)	— (Q=0.094)	400	3.75	53	Metalic Fe	γ, (EC)	Cr ⁵¹ (—: 27.8 d) Mn ⁵⁶ (2.95: 154.5 min)
Al	Al ²⁷ (100%)	Mg ²⁷ (9.393 min)	1.89	80	5.30	3.5	Metalic Al	γ, β-	Al ²⁸ (thermal: 2.3 min) Na ²⁴ (3.26: 14.97h)
Fe	Fe ⁵⁶ (91.6%)	Mn ⁵⁶ (154.5 min)	2.95	130	7.70	0.97	Metalic Fe	γ, β-	Cr ⁵¹ (—: 27.8 d) Mn ⁵⁴ (—: 290 d)
Mg	Mg(78.8%)	Na ²⁴ (14.97 h)	4.9	200	8.00	1.2	Metalic Mg	γ, β-	—

Table 3. Substances for (n, n'), (n, α) and (n, 2n) threshold detector

Element	Target nucleus (abundance)	Reaction product	E_s (MeV)	σ_0 (mb)	E_s^{eff} (MeV)	$\bar{\sigma}$ (mb)	practical detector substances	Radiation	Minor activities
Rh	Rh ¹⁰² (100%) (m, n')	Rh ^{103m} (57 min)	0.040	1,500	0.9	1,093	Metallic Rh	γ, e^-	Rh ^{104m} (thermal; 4.4 min) Rh ¹⁰² (9.5; 210 d)
In	In ¹¹⁵ (95.8%)	In ^{115m} (4.5 h)	0.335	350	1.65	171	Metallic In	γ, e^-	In ^{116m} (thermal; 54.1 min) In ^{113m} (0.393; 1.7 h) Ag ¹¹³ (9.5; 5.3h) Ag ¹¹² (—; 3.4h)
Al	Al ²⁷ (100%) (n, α)	Na ²⁴ (14.97 h)	3.26	120	8.15	0.61	Metallic Al	γ, β^-	Mg ²⁷ (1.89; 9.39 min)
Cu	Cu ⁶⁵ (30.91%) (n, 2n)	Cu ⁶⁴ (12.8 h)	10.1	1,000	11.7	0.31	Metallic Cu	γ, β^+, β^-	Co ⁶¹ (10.5; 1.65 h) Ni ⁶⁵ (—; 2.56 h) Cu ⁶⁴ (thermal; 12.8 h)
Cu	Cu ⁶³ (69.09%)	Cu ⁶² (9.8 min)	10.9	800	13.2	0.073	Metallic Cu	β^+	Co ^{60m} (—; 10.5 min) Cu ⁶⁶ (thermal; 5.1 min) Co ⁶² (—; 13.9 min) Ni ⁶⁵ (—; 256 h) Co ⁶¹ (—; 1.65 h)
Ni	Ni ⁵⁸ (68.0%) (n, 2n)	Ni ⁵⁷ (37 h)	12.0	80	14	4×10^{-3}	Metallic Ni	γ, β^+	Ni ⁵⁶ (thermal; 2.56 h) Co ⁶¹ (0.5; 1.65 h)

Table (2)에는 $\bar{\sigma}$ 의 값도 기재하였다. fission neutron spectrum $N(E)$ 에 대하여 평균한 activation cross section이다. 이 $\bar{\sigma}$ 는 $\sigma_{act}(E)$ 로부터 계산해 낼 수도 있고, converter plate를 사용한 activation으로 부터測定할 수도 있다.

$\sigma, \sigma_0, E_s^{eff}, \sigma_{act}(E)$ 는 다음 관계식들에 의하여 묶여져 있음을 그들의 定義로부터 알 수 있다.

$$\int_0^\infty N(E)\sigma_{act}(E)dE = \sigma_0 \int_{E_s^{eff}}^\infty N(E)dE = \bar{\sigma} \int_0^\infty N(E)dE$$

네번째 란에는 true threshold energy를 기재하였다. 이 값은 실지로 Energetic하게 核反應이 일어나기始作하는 中性子の 最少에너지이다. Coulomb barrier 때문에 大部分의 境遇 E_s 는 E_s^{eff} 보다 적다.

Table (3)에는 (n, p) Threshold detector에 補助的으로 쓰이고 있는 (n, n'), (n, α) 및 (n, 2n) threshold detector에 관한 이들 값을 기재하였다. 아주 큰 Threshold Energy나 아주 적은 Threshold energy를 利用토록 된것이다.

몇가지 分裂性核種의 分裂斷面積이 0.3~1.3 MeV 근처에서 階段構造를 갖고 있음으로 亦是 Threshold detector로써 사용가능하다. 이들에 대한 $E_s, \sigma_0, E_s^{eff}, \bar{\sigma}$ 를 Table (4)에 기재하였다⁹⁾.

이 fission threshold detector를 사용할 경우에는 中性子에 照射되어 있는 核種의 分裂率를 測定하여야 하므로, 小型의 fission chamber를 中性子場內에 삽입,

Table 4. Fission detectors as threshold detectors

Isotope	E_s (MeV)	σ_0 (mbarn)	E_s^{eff} (MeV)	$\bar{\theta}$ (mbarn)
U ²³⁴	≈ 0.3	1,500	0.62	1,200
NP ²³⁷	≈ 0.4	1,500	0.87	1,100
U ²³⁶	≈ 0.7	850	1.25	520
Th ²³²	≈ 1.3	140	1.40	28
U ²³⁸	≈ 1.3	606	1.55	310

核分裂片의 電離作用에 依하거나 螢光作用에 依하여 電氣信號를 얻어내고, 核分裂片이 運動量 保存則에 따라서 反對方向으로 飛散하는 傾向으로 부터 fission chamber를 空間적으로, sample를 境界로 二分하여, 同時回路를 사용 雜音을 除去하기도 한다¹⁾.

또한 fission product가 radio active 하므로 activation threshold detector와 같은 處理方法으로 neutron flux 등에 對한 知識을 얻어낼 수도 있다.

2) Evaluation of Threshold Detector Measurement.^{9) 10)}

Threshold detector를 이용한 측정은 크게 다음 세가지로 分類할 수 있다.

1. 數學的方法: 여러가지 Threshold detector를 series로 사용 미지의 neutron spectrum의 측정.
2. 半經驗的方法: 大略의 neutron spectrum을 選定 入力值로 하여, 보다 妥當한 spectrum의 逐次決定.
3. 因數決定(Parametrization): 理論式에 依해 이미

計算된 neutron spectrum 을 측정, 理論式속에 포함되어 있는 여러 因數의 決定을 目的으로 하는 측정.

例(fast reactor system)

1과 2의 方法은 다음과 같이 쓰여져 왔다.

2. a. 數學的方法

a. 1., 多群解析

Threshold detector k 의 activation 은

$$A_k = \int_0^{\infty} \sigma_k \phi(E) dE$$

에 比例한다. 測定코져 하는 에너지 領域을 몇개의 에너지 group 로 나누면

$$A_k = \sum_{j=1}^N \sigma_j^k \phi_j(E)$$

여기서 ϕ_j 는 j 번째 group 의 中性子束이고 σ_j^k 는 아래와 같이 定義된 같은 j group 속에서의 σ^k 의 平均値이다.

$$\bar{\sigma}_j^k = \frac{\int_j \sigma_j^k(E) \phi_j(E) dE}{\int_j \phi(E) dE}$$

M 개의 Threshold detector($k=1, 2, \dots, M$.)를 中性子 spectrum내에서 照射시키면 윗式은 未知의 ϕ_j 를 求할수 있는 M 개의 線型方程式의 組가 된다.

σ_j^k 의 逆 matrix 를 S_j^k 라고 하면 윗式은

$$\phi_j = \sum_{k=1}^M S_j^k A_k$$

라 쓸수 있다. S_j^k 와 A_k 의 決定에 수반되는 誤差가 group flux 에 크게 影響을 미치므로 이를 줄이기 爲하여 energy group 수 N 보다 많은 M 개의 Threshold detector 를 사용하고 最少自乘法에 依해 ϕ_j 를 求하는 方法이 널리 쓰이고 있다.

a. 2. Hartmann의 方法⁵⁾

이 方法에서는 中性子束 $\phi(E)$ 를 補助函數 $\varphi_n(E)$ 의 級數로써 展開

$$\phi^1(E) = \sum_{n=1}^M a_n \varphi_n(E)$$

ϕ^1 가 可能한 限 充實히 $\phi(E)$ 를 再現하도록

$$\int [\phi(E) - \phi^1(E)]^2 dE = \text{最少}$$

의 條件을 滿足하는 $\phi^1(E)$ 를 求한다.

이는 윗式을 a_k 에 對하여 微分하고 그값이 零이 되도록 하자면

$$\int \phi(E) \varphi_n(E) dE = \sum_{n=1}^N a_n \int \varphi_n(E) \varphi_n(E) dE$$

인 方程式을 얻게된다.

補助函數로써 사용할 여러가지 Threshold detector 의 activation cross section 을 擇하고

$$A_k = \int \phi(E) \sigma^k(E) dE$$

$$\text{와 } \varphi_{nk} = \int \sigma^k(E) \sigma^k(E) dE$$

로부터 다시

$$A_k = \sum_{n=1}^N \varphi_{nk} a_n$$

가 된다. 윗式으로부터 A_k 의 逆으로부터 級數展開係數 a_n 를 定할수가 있다.

이 Hartmann 方法의 問題點은 activation cross section 의 energy 依存性으로 부터 $\phi(E)$ 를 求한다는것 自體에 物理的意味을 찾기가 힘들다는데 있고, Dietrich⁶⁾는 어떤 條件下에서 負의 값을 갖는다고 假定할 경우에도 近似解를 導出할수 있는 모순을 지적하였다.

2. b. 半經驗的方法

Neutron spectrum 의 大略의 基本型을 假定하고 이로부터 實際의 neutron spectrum 을 接近시켜가는 方法으로써 이 方法은 純數學的方法보다는 精確도가 높다

b. 1. Effective threshold energy 法⁷⁾

核分裂中性子에너지 spectrum 을 基本型으로 定하고 實際의 neutron spectrum 은 이로부터 若干 어긋나 있다고 假定하면 effective threshold energy 의 定義로부터

$$A_k = \sigma_o^k \int_{E_{sk}^{eff}}^{\infty} \phi(E) dE = \sigma_o^k F(E_{sk}^{eff})$$

여러개의 Threshold detector 를 同時 使用하면 $F(E_{sk}^{eff})$ 를 얻을수 있다.

Grundle 과 Usner 는 價有用한 effective threshold energy 概念의 modification 를 提議하였다.

σ_o 과 E_{sk}^{eff} 의 關係式으로부터 出發하여 通常의인 方法으로는 σ_o 로는 maximum value 나 plateau value 를 取하고 $\bar{\sigma}$ 의 값으로부터 E_{sk}^{eff} 를 計算하는 것이었으나 Grundle 과 Usner 는 實際 spectrum 이 核分裂 spectrum 으로 若干 어긋나 있을때 σ_o 가 조금씩 바뀐다는 前提下에 σ_o 와 E_{sk}^{eff} 을 定하였다. Fission spectrum 으로

$$N(E) = \frac{2\beta^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{E} e^{-\beta E} \quad (E \text{ in Mev})$$

Table 5. Effective Threshold Energies

Reaction	E_{sk}^{eff} (MeV)	σ_o (mbarn)
$P^{31}(n, p)$	2.71	118.9
$Al^{27}(n, p)$	4.67	55.7
$Fe^{56}(n, p)$	6.33	52.4
$Al^{27}(n, \alpha)$	7.25	58.7
$Cu^{63}(n, 2n)$	12.77	694
$S^{32}(n, p)$	2.78	272.0
$U^{238}(n, f)$	1.67	650
$Np^{237}(n, f)$	0.80	533

을 定하고 $\beta=0.77$ 일때 측정된 分裂 spectrum 을 充實히 再現함을 發見하였다.

Table (5)에 Grundle 과 Usner⁷⁾가 위의 方法으로 決定한 $E_s^{f'}$ 와 σ_0 의 값들을 계재하였으며 이는 fission spectrum 에서 얻어진 것보다 有用하다. 즉 fission spectrum 을 直接 쓰지 못할경우에도 使用할수가 있기 때문이다.

6.2. Uthe 의 方法⁸⁾

Neutron energy spectrum 을 fission spectrum $N(E)$ 과 E 에 對한 多項式的 積을 基本型으로 定하고 즉

$$\phi'(E) = N(E) \sum b_n E^n$$

b_n 을 몇개의 Threshold detector 로 決定되는 activation 이 最少自乘法에 依하여 最適值가 되도록 選定한다.

$$\sum_{k=1}^N (A_k - \sum b_n \sigma_{nk})^2 = \text{最少}$$

여기서

$$\sigma_{nk} = \int \sigma_k(E) N(E) E^n dE$$

로 定하여지는 값이다.

첫번째 式을 각 b_n 에 關하여 微分하고 그 結果가 零이 되도록 놓으면 A_k 로 부터 b_n 를 求할수 있는 線型方程式의 組를 얻을수 있다.

Fission spectrum 과 몇개의 b_n 로써 原子爐內 速中性子 spectrum 을 再現할수 있기때문에, 많은 개수의 activation cross section 을 잘 아는 Threshold detector 를 使用하면 좋은 結果를 얻을수 있다.

6.3. Dietrich 의 方法⁹⁾

輕水爐의 境遇에는 核分裂時 放出된 中性子は 爐構成物質의 原子核과의 一回의 衝突에 依하여 많은 에너지를 잃기때문에, 이 衝突後에는 이미 Threshold detector 의 activation 에는 寄與않는다고 假定하면 fast neutron spectrum 은 다음과 같이 近似시킬 수가 있다.

$$\phi(E) \sim \frac{N(E)}{\sum_i (E)}$$

$$Z_i(E) = Z_0 + Z_{SH}(E)$$

$\sum_{SH}(E)$ 는 水素에 對한 에너지 依存性이 강한 散亂斷面積이다. Z_0 는 原子爐 構成物質 가운데 水素核을 除外한 다른 모든 原子核의 吸收斷面積과 非彈性散亂斷面積의 和를 나타낸다.

一次 近似로써는 Z_0 의 에너지 依存性을 無視할수 있다. 또한 $Z_{SH}(E)$ 도 Mev 에너지 領域에서는 $E^{-0.75}$ 로 近似시킬수가 있다. 이와 같은 假定下에서는 中性子束의 에너지 spectrum 은

$$\phi(E) \sim \frac{N(E)}{1 + \alpha E^{-0.75}}$$

로 記述할수 있고 α 는 Threshold detector 를 使用한

실험에서 얻어지는 parameter 이다. 換言하면 윗 方程式에서 주어진 neutron flux 에 依한 activation 의 計算值가 實驗值와의 差가 最少가 되도록 選定된 것이다. Denmark 의 Danish swimming pool reactor DR-2에서 얻어진 값은 $\alpha=11$ 이 었다. 이때 使用한 Threshold detector 는 ^{31}P , ^{32}S , ^{27}Al , $^{56}Fe(n, p)$, $^{27}Al(n, \alpha)$ 로 5%의 誤差로 測定할수 있음을 Dietrich 는 報告하고 있다.

이 方法을 輕水爐가 아닌 爐型에 까지도 擴張하여 쓸 수가 있다.

3. Neutron Pulse Height Spectrometer

中性子→物質(散亂 또는 核反應)→帶電粒子→物質(電離作用)→電氣信號(current or voltage pulse)

위의 過程으로 中性子の 에너지에 對應되는 電流 또는 電壓信號를 多重波高分析器로 읽어내는 方法으로 Recoil proton proportional counter 와 Sandwich type neutron spectrometer 가 있다.

1. Recoil Proton Proportional Counter^{10), 11)}

에너지가 E 인 中性子が 正지하고 있는 陽子와 衝突하면, 陽子は

$$E_p = E \cos^2 \theta$$

의 運動에너지를 갖게 된다. 여기서 θ 는 中性子の 入射方向에 對한 陽子の 散亂角이다. E_p 는 $\theta=90^\circ$ 일때의 零의 값과 head on collision $\theta=0$ 일때의 E 의 값사이의 모든 값을 가질수가 있다. 質量中心에 대하여 散亂이 等方性이므로, 零과 E 사이에 陽子が 가질수 있는 값은 모두 같은 確率로 일어난다. 바꾸어 말하면, 에너지 E 인 中性子の 照射를 받은 水素含有物質에서 反跳 陽子の 에너지 spectrum 은 다음과 같이 주어진다.

$$f(E_p) dE_p = \frac{dE_p}{E} \quad E_p \leq E$$

$$f(E_p) dE_p = 0 \quad E_p > E$$

水素含有物質에 in homogeneous 한 에너지 分布를 갖는 neutron current $J(E)$ 가 入射할 境遇에는 recoil proton spectrum 은 잘 알려진 式¹¹⁾

$$f(E_p) = NT \int_{E_p}^{E_{max}} J(E) \sigma_H(E) \frac{dE}{E}$$

여기서

$$\sigma_H(E)_{sem} = \frac{11010}{E(kev) + 4041} + \frac{2387}{E(kev) + 135.5}$$

N : counter 의 sensitive volume 내에 들어있는 水素原子의 數

T : live counting time.

로 주워지며 여기서¹²⁾

$$J(E) = \frac{1}{NT} \cdot \frac{E}{\sigma_H(E)} \cdot \left. \frac{df(E)}{dE} \right|_{E_p=E}$$

즉 윗식은 incident neutron energy spectrum 은 recoil proton 에 의하여 생겨난 ionization spectrum 의 導函數 에 比例함을 나타내고 있다. 따라서 測定된 proton spectrum 라 統計誤차를 考慮, 最少自乘法에 의한 line-fit 로 導函數를 求하면 簡單한 演算에 依하여 中性子 spectrum 을 求할수가 있다¹¹⁾.

Efficiency 는 N 를 대략 3×10^{21} 으로 推定하면 macroscopic cross section 은 0.02 cm^2 의 값을 갖게 되어, 比較的 큰 값을 가질수 있음을 알수있다. Proportional counter 는 秒當數 1,000 counts 가 maximum 이므로, 이러한 종류의 counter 는 in-pile neutron flux 가 $10^5 / (\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$ 를 넘는 곳에서는 사용 不可能함을 알수가 있다.

Recoil proton proportional counter 는 通常의 Proportional counter 에 數 atm 의 H_2 또는 methane gas 를 충전하여 사용하고 있다.

이들 gas 속에서의 recoil proton 의 飛程은 比較的 길어서 1 atm 의 水素 gas 속에서 500 keV 의 proton 은 2.5 cm 의 飛程을 갖는다. 따라서 容器의 壁에 依한 影響을 크게 받게되어(End-and-wall effect) recoil proton 의 pulse height spectrum 은 둘째번 式에서 주어진 階段型의 모양으로 부터 크게 어긋나게 된다. 이로 인하여 未知의 에너지 分布를 갖는 中性子 spectrum 을 決定하기에는 不適當한 方法이 되나 臨界原子爐나 高速爐에서 이미 어느 程度의 에너지 分布를 理論적으로 豫測할수 있을 경우에는 威力을 發揮하는 fast neutron spectrometer 가 된다. 더욱이 構造가 簡單하고 부피가 적어서 몇가지 안되는 In-core neutron spectrometer 로써 널리 쓰이고 있다.

Reactor 外部에서 측정할때에는 5% 以下の 에너지 resolution 을 갖는 recoil proton telescope¹²⁾ 가 있다.

0.025 mm dia 의 soft-stainless steel wire 를 피하주 사용 바늘¹³⁾ 을 통해 anode electrode 로 사용하면 Gas-multiplication A 의 均一度를 維持할수가 있다. cathod cylinder 로는 γ -ray sensitive 한 面에서 볼때에는 stainless steel 과 aluminum 사이에는 별차가 없으나 白金 cylinder 를 사용할 경우에는 photoelectric cross section 의 증가에 따르는 γ -ray background 의 增加를 가져온다. Proportional counter 주위를 6 mm 두께의 lead cylinder 로 감싸주면 γ -background 에 있어 factor 2의 감소를 할수있는데 對하여 neutron spectrum 에는 不過 3%의 softening 이 일어날 뿐이다. 이 softening 은 counter 벽의 stainless steel 두께 0.7 mm 에서 1.2 mm 사이에서도 3%內外가 일어남을 Argonne 의 Bennet group 은 측정 한바 있다.

初期에는 液體本素를 氣化하여 Uranium metal 에

baking 시켰다가 뽑아냈던, 多分히 神經質인 gas 충전법에서 해방되어 commercial product gas 를 4 atm 충전 하므로써 10%內外의 energy resolution 을 얻고 있다.

충진 gas 의 선택은 測定코저 하는 에너지 領域에 따라 다르다. 100 keV 이상에서는 end-and-wall effect 를 줄이기 위하여 H_2 보다 큰 stopping power 를 갖는 methane 이 쓰여진다. methane 속의 炭素의 反跳에 依하여 spectrum 의 distortion 이 100 keV 以下에서는 相對적으로 커지고, 또한 水素는 反跳陽子の 에너지 감소에 따르는 ion 比에너지의 변화가 methane 보다 적기 때문에 100 keV 以下에서는 H_2 gas 를 충전 gas 로 많이 이용된다. 이때에도 若干의 methane gas 를 quenching 용으로 첨가 사용한다. 여기에 첨가하여 energy calibration 用의 Nitrogen gas 를 충전하기도 한다. 이는 $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ 核反應에서 615 keV proton 과 equivalent ionization 이 發生되는것을 利用, Proportional counter 의 energy resolution 測定과 calibration 用으로 사용할수 있기때문이다.

中性子에너지가 1KeV 에서 1MeV 사이로 변할때 ion pair 의 數는 대략 30에서 30,000 pair 의 比率로 변한다.

Gas multiplication A 와 applied voltage 사이에는 Diethorn¹⁴⁾의 關係式이 잘 成立되고 있다.

$$(\log A)/V = C(\log V) + D$$

A; gas multiplication

V; anode applied voltage

C & D; 사용 counter 에 따라 정하여지는 定數

Initial ionization 을 Q, total input capacitance 를 C 라 할때 pre-amplifier input 에 들어가는 peak voltage pulse E_0 는 다음과 같이 주어진다.

$$E_0 = (0.5)eQA/C$$

e; electron charge (1.60×10^{-19} ; coul)

위 式은 pulse height saturation 을 防止하기 위하여 anode applied voltage 선정에 쓰인다.

原子爐內에서 中性子와 共存하고 있는 γ -background 除去¹⁵⁾ 를 위하여는 pulse shape discriminator 가 쓰여지고 있다. 이 γ -background 는 주로 detector wall 에 依한 photo-electron, 또는 compton-electron 에 基因한다. 이들 electron 에 依한 ionization 은 大部分 벽 근처에 걸쳐 넓은 領域에서 일어나는 것에 對하여 recoil proton 에 의한 ionization 은 局所的으로 일어나게 된다. 이에 따라 anode 근처에서의 gas multiplication 을 거쳐 collect 되는 total ionization 은 γ -background 의 境遇보다 recoil proton 의 경우가 짧은 時間內에 完成을 보게 되므로 out put pulse 의 모양이 다르게 된다. 즉 total ionization 이 같더라도 specific ionization 에

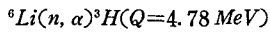
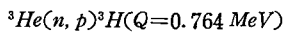
차가 나므로 이를 電子回路의¹⁵⁾으로 판별하는 장치인 Pulse shape discriminator를 사용 γ -background를 除去하고 있는 것이다.

2. Sandwich Type Neutron Spectrometer.¹⁷⁾

¹⁹⁾

서로 對面하고 있는 2개의 半導體檢出器사이에, 中性子에 依한 核反應生成物이 한쌍의 帶電粒子가 되는 物質을 놓아, 이를 帶電粒子가 가지고 나오는 에너지를 dead layer가 얇은 半導體檢出器로 測定하므로써 中性子の 에너지를 알아내는 장치를 sandwich type neutron spectrometer라고 한다.

이에는



의 두가지 核反應이 널리 쓰여지고 있다.

두개의 對面하고 있는 Silicon surface barrier detector 사이에서 ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ 核反應이 發生되면, 入射中性子の 에너지를 E_n 라 하고 gas와 dead layer에서의 에너지

損失을 無視할수 있을때에는 反應生成核 proton과 Triton은 $(En+Q)$ 의 에너지를 나누어 갖고 서로 反對方向으로 運動하여 對面하고 있는 두개의 Surface barrier detector에 入射하게 된다. Depletion region에서 完全히 에너지를 상실하였을때 發生하는 ion pair의 수는 入射帶電粒子의 에너지에 比例하게 된다. 각기다른 Silicon surface barrier detector에서 만들어진 triton pulse와 proton pulse를 同時 sum up 회로로 합쳐주면 이 out put pulse height는 $(En+Q)$ 에 比例하고 이로부터 E_n 의 값을 알게된다.

이때 문제가 되는것은 中性子에 露出되게 되는 Silicon surface barrier detector 自體에서 일어나는 核反應이다. Silicon은 세계의 istope ${}^{28}\text{Si}(92.17\%)$, ${}^{29}\text{Si}(4.71\%)$, ${}^{30}\text{Si}(3.12\%)$ 로 이루어져 있고, 이들에 의하여 誘起되는 (n, p) , (n, α) , (n, d) 反應時 放出되는 proton α , deuteron이 active region인 depletion layer에 걸리게 되므로 back ground를 증가시키게 된다. BNL-325 Supplement No. 2에 의하면 8 MeV에서 240 m barn의

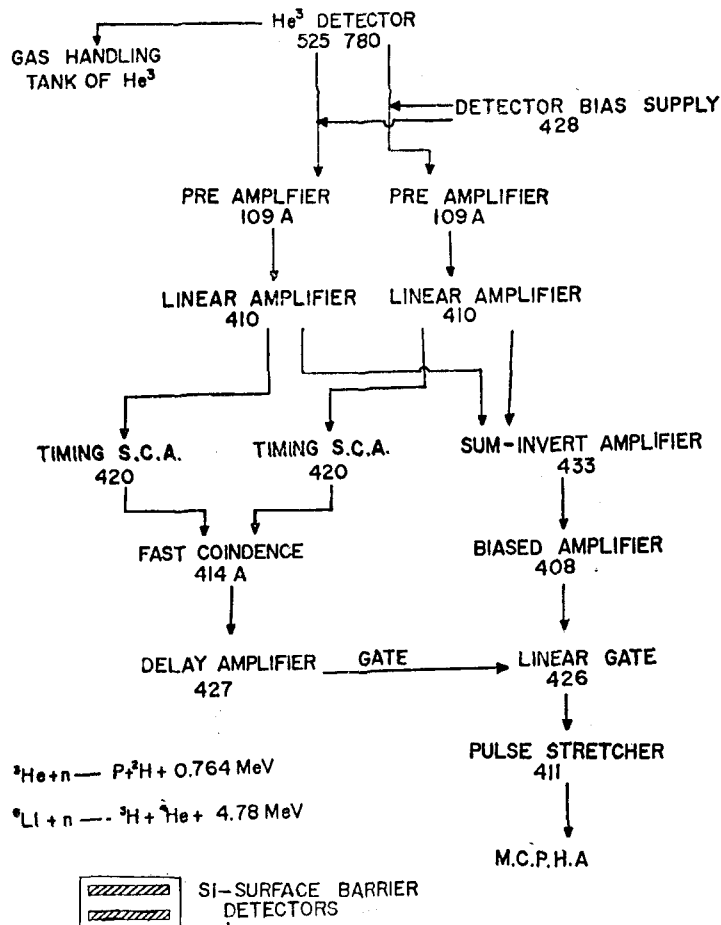


Fig. 2. He³+2S.S.B.D. Neutron spectrometer

cross section 을 갖는 ^3He 에 비하여 $^{28}\text{Si}(n, p)$ 375 mb, $^{28}\text{Si}(n, \alpha)$ 350 mb. 의 cross section 을 갖는다.

이의 除去를 위하여 많은 사람이 同時回路를 사용하고 있다. 즉 이들 反應은 各 detector에서 서로 獨立의 으로 發生되는데 反하여 $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ 反應은 양쪽 detector에 동시에 pulse를 만드는 현상을 이용한 것이다. Fig. 2와 같은 ORTEC modular system을 사용하여 A. W. Manning¹⁹⁾은 5 MeV neutron에 대하여 Helium 50 psi 일때 半值幅(FWHM) 100 keV를 얻었으며 ^3He 壓力의 增加에 따르는 efficiency는 直線性を 나타냄을 確認하였다. 이때의 半值幅의 增加는 不過 12%(80 psi 일때)이다. 이 뒤 T. R. Jeter와 M. C. Kennison¹⁸⁾은 1000 psi까지 ^3He 壓力增加에 따르는 efficiency와 resolution을 조사한바 900 psi에서 半值幅 340 keV로써 resolution은 factor 3 惡化되었으나 efficiency는 如前히 直線性を 유지하고 있었다.

Energy resolution에 影響을 미치는것은 electronics의 instrumental resolution, depletion region의 두께, Gold electrode 등의 dead layer 및 He gas내에서의 에너지 loss, 對面한 silicon surface barrier detector 사이의 간격 등이다.

이것이 ^6Li Sandwich type neutron spectrometer²⁰⁾에서는, Lithium이 chemical active하여 LiF 등 化合物의 foil을 사용하게 되므로써 이 solid foil에 의한 energy loss가 심각하게 影響을 미치게 된다.

157.7 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, 97.0 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, 57 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 13.9 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 등의 foil thickness에 對하며 foil detector 거리의 函數로서 energy resolution을 구한것이 Fig. 3이다²⁰⁾.

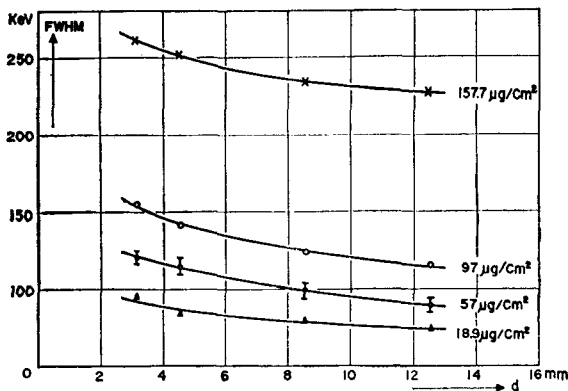


Fig. 3. Measured energy resolution vs foil-detector distance

4. High Resolution Time-of-Flight Spectrometer^{21, 22)}

中性子飛行時間法이란 中性子の 運動에너지는, 中性子の 速度를 측정하므로써 一義의으로 주어지게 되므로

이 速度를 측정기 위하여 이미 定하여져 있는 距離를 中性子が 飛行하는데 걸리는 時間을 測定하므로써 $V = \frac{L}{t}$ 에 의하여 V를 알수있게 된다. 어느 程度 中性子の 에너지를 正確히 測定할수 있는가 하는 問題는 이 飛行時間測定技術에 全的으로 依存하게 된다. 즉 中性子が 始發點을 出發 또는 通過한 時刻과 到着點에 到着 또는 通過한 時刻을 어느 程度 正確히 測定할수 있으며, 이 時間간격이 얼마인가를 측정하는 時間測定裝置에 달려 있다고 볼수 있다. 이 時間測定장치는 크게 두가지로 나누어 생각할수 있다.

1) 時間-波高 變換方式

Start pulse A에 의하여 一定容量의 condenser C를 一定電流로 充電을 始作시킨 다음 Stop pulse B에 의하여 充電을 中止시킨다. 이 瞬間의 C上的 電荷 또는 電壓이 AB間的 時間간격과 比例하도록 回路를 選定하면, 時間이란 物理量을 電荷 또는 電壓 등의 電氣信號로 變換한것이 되며 이 電荷 또는 電壓을 多重波高分析器로 읽어 냄으로써 任意事件의 時間分布를 알게하여 준다.

2) Multichannel Time Scaling 方式

주어진 基準信號로부터 ΔT 동안의 計數는 첫번째 channel의 gate를 열어주어 記憶로록 하고, ΔT 經過後, 그 다음 ΔT 동안의 計數는 두번째 channel에 記憶로록 하면서 順次的으로 n개의 channel를 열어 總時間 $n\Delta T$ 동안의 時間分布를 調査하는 方法을 multichannel scaling 方式이라 한다. 이는 1 cycle의 時間이 比較的 길고 ΔT 가 1 μsec order인 境遇에는 便利한 點이 많아 high resolution을 要求하지 않는 pulsed neutron technique, reactor neutron spectrum measurements 등에 널리 쓰여지고 있다.

3) 에너지 分解能

中性子飛行時間法에 있어서의 에너지 측정의 誤差는, 中性子飛行時間誤差가 gauss 分布한다고 假定할때의 半值幅을 Δt , 中性子飛行時間을 $t^{(n)}$, 中性子飛行距離 L (m)에 있어서의 不確定度를 square 型의 幅으로 定할때의 幅 ΔL 이라고 하면

$$\frac{\delta E}{E} = 2\sqrt{\left(\frac{1}{2\sqrt{2 \ln 2}} \frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{12}} \frac{\Delta L}{L}\right)^2}$$

여기서

$$t(n \text{ sec}) = 72.3 \frac{L(m)}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$$

으로 주어진다.

\sqrt{n} 에 比例하는 counting statistics 문제를 克服할수 있을때에는 flight path를 充分히 길게 하여주면 $\frac{\Delta L}{L}$

과 $\frac{\Delta t}{t}$ 가 同時에 減少하여 10⁻⁶ns/m 以下の time resolution을 얻을수 있으나 그렇게 強力한 中性子源에

는 限界가 있기때문에 flight path 에도 限界가 있다. 현재로서 가장 優秀한 resolution 를 갖은 time of flight spectrometer 는 Karlsruhe 의 Cierjack group²¹⁾의 isochronous cyclotron 과 187.5 m 의 flight path 를 갖은 0.029 ns/m 을 例로 들수 있다. 100 keV 以上 數 MeV 까지의 많은 natural element 의 核資料를 生産供給하고 있다. (Table 1 참조)

ΔL 의 要因으로는 始發點과 到着點의 空間的인 不確定度가 가장 크게 나타난다. 始發點의 不確定度로는, fission neutron spectrum 測定에서 fission fragment 의 飛程²³⁾, 加速器를 사용한 neutron source 에서는 氣體狀 target 의 두께, linac 을 사용할때의 bremsstrahlung 에 의한 photo neutron 인 경우 moderater thickness 가 된다. 그러나 Lithium target 을 사용할 경우에는 無視될 수 있다. 到着點의 不確定度로는 detector thickness 가 된다. fast neutron spectroscopy 에서 요구하는 instrumental resolving time 이 10^{-8} sec 이하이어야 하

므로 螢光體와 光電增培管을 사용하게 되므로 detector thickness 가 가장 크게 影響을 미친다. 中性子에너지가 增加함에 따라 反應斷面積은 감소하기 때문에 보다 두터운 detector(螢光體)를 要求하게 되는데 基因한다. 이는 resolution 뿐만 아니라 background 의 증가를 수반하게 된다. 最近에는 100keV 이상에서는 NE 102型 Plastic scintillator 와 2개의 PM tube system 으로된 detector system 를 100 keV 이하에서는 Fig. 4와 같은 Boron slab detector 를 사용하는 경향이 많다.

Boron slab detector 의 長點은 $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ 의 核反應時 放出되는 478 keV γ -ray 를 中性子에 對하여는 露出되어 있지 않는 4"×3" NaI(Tl) 螢光體로 測定토록한 裝置로써 Boron-10이 98% 濃縮된 Boron metal sheet 를 사용할수가 있어 到着點이 不確定를 數 mm 以內로 抑制할수 있고 time correlated background 를 줄여 signal to background ratio 를 10이상 얻을수 있는 點에 있다.

Instrumental resolving time 2 μ s 의 electronics 와 pulse burst width 를 사용 두께 5 mm 의 Boron slab detector 를 사용하였을때의 energy resolution 을 Fig. 5에 게재하였다. Flight path 5 m 인 것으로써 10 keV 이하에서는 誤差의 80%까지가 Boron thickness 에 의한 것임을 알 수 있다.

100 keV 이상의 plastic scintillator 인 경우에는 $\frac{dL}{L}$ 를 flight path 를 2배 diameter 도 증가시키고, 螢光體 두께도 2배로 하여 같은 율로 억제할수 있으나 neutron detection mechanism 이 갖는 特殊性으로 因하여 새로운 問題가 惹起된다. 入射中性子에 의한 recoil proton 의 에너지 spectrum 이 連續 spectrum 을 갖기 때문에 相當部分이 光電增培管 雜音에 묻혀버린다. 이를 위하

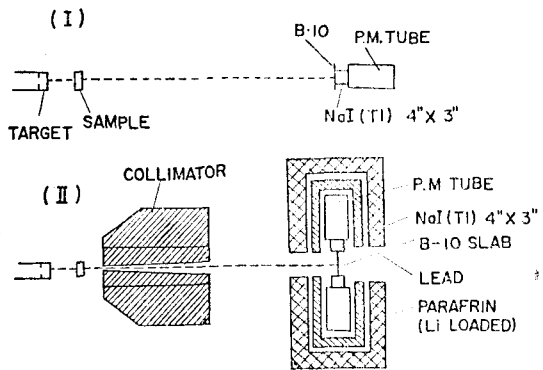


Fig. 4. T-O-F Spectrometer with B-10 slab detectors

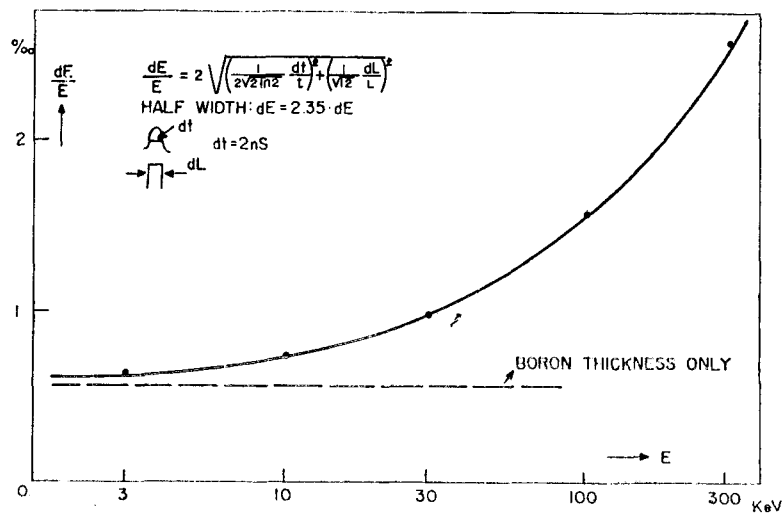


Fig 5. Energy resolution of T-O-F

여 Kopsch 는 1 cm 두께, 25 cm 직경의 plastic 螢光體에 두개의 XP1040 P. M. 을 光學的으로 結合시켜 同時回路 (Fig. 6)를 사용하여 光電增培管雜音을 除去하였다.

Δt 는 overall time resolution 으로 instrumental time resolution 과 neutron burst width, channel width 에 依하여 決定되는 값으로써 inelastic scattering 측정에서는 elastic peak 의 半值幅, 加速器를 사용한 TOF 에서는 data out put 에서 읽어지는 γ -flash 의 幅이 된다.

References

- 1) H. Bluhm *es. al.* Private communication, Information presented at the " IAEA specialist's meeting on Fast Reactor Spectrum Measurements and Their Interpretation." Argonne, chicags 91.
- 2) 2nd Intl. Conf. on "Nuclear Data for Reactor" at Helsinki June, 1970.
- 3) K.H. Beckurts & K. Wirtz, Neutron physics. chap. 13, (Springer Verlag, Berlin 1964) Byerly. P. R, Fast neutron physics Part 1. Chap. IV. C. (Interscience Publishers. INC. 1960 New York)
- 4) F Käppeler *et al.*, IAEA-CN-2617(1970)
- 5) S. R. Hartmann, WADC-TR-57/375(1957)
- 6) O. W. Dietrich and I. Thomas, Physics of Fast and Intemediate Reactor, vol.1, p.377, IAEA 1962.
- 7) I. Grundl and A. Usner, Nucl. Sci. Eng. 8, 598 (1960)
- 8) P. M. Uthe, WADC-TR-57/3 Nov. 1970

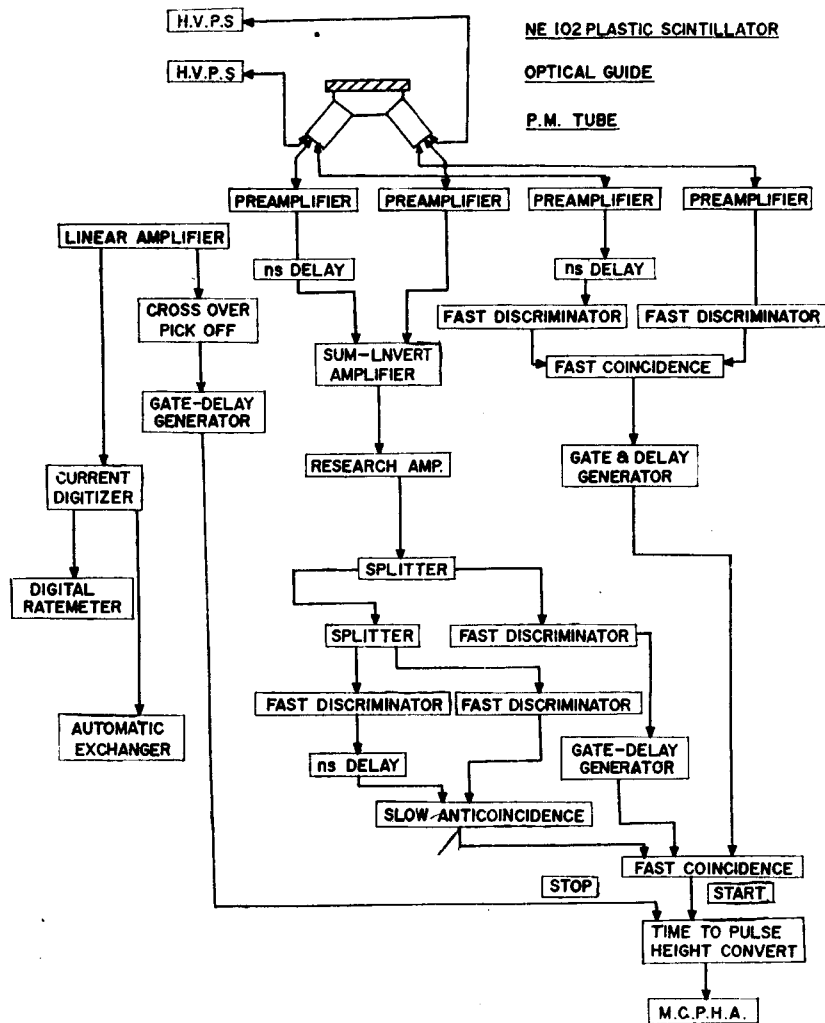


Fig. 6. Time of flight spectrometer with proton recoil plastic scintillator

- 9) G. S. Hurst *et al*, Rev. Sci. Inst. **27**, 153 (1956)
W. Köhler and J. Romanos, Nukleonik **5**, 159 (1963)
- 10) G. I. Fisher, Nucl. Sci. Eng. **7**, 355 (1960)
- 11) E. F. Bennett, Nucl. Sci. Eng., **27**, 16 (1967)
- 12) J. L. Gammel, Fast neutron physics, part II, p. 2185.
- 13) C. H. Johnson, Fast neutron physics, part I. p. 247.
- 14) W. Diethorn, NYO-6628 (1956)
- 15) E. F. Bennett, Proc. Sym. Neutron Detection Dosimetry and standardization, Harwell. Dec. 1962. vol. II, 341, IAEA Vienna (1963)
- 16) M. R. Strauss and R. Brenner, Rev. Sci. Inst. **36**, 1857 (1965)
- 17) H. Bluhm, KFK 1270/2 (1970)
- 18) T. R. Jeter and M. C. Kennison, IEEE Trans. NS-14, 422 (1967)
- 19) A. V. Manning, *et al*, Nucleonics, **23**, 69 (1965)
- 20) H. Bluhm and D. Stegemann, Nucl. Instr. & Methods, **20** 141 (1969)
- 21) S. Cienjacks, KFK-120
- 22) M. Cho, *et al*, Proc of 2nd Intl. on "Nuclear data for Reactor" vol. 1, p. 619, at Helsinki, 1970.
- 23) L. Jeki, *et al*, *ibid* vol 1, p. 619, vol. II p. 87