

Li과 黑鉛에 對한 透過中性子 스펙트럼의 測定

李 大 遠

Measurement of Fast-Neutron Penetration Spectra for Lithium and Graphite

Dae-Won Lee

目 次

1. 序 論	3.2 應答行列
2. 實 驗	3.3 Pulse波高分解能
2.1 回路의 調整	3.4 Data處理
2.2 中性子發生裝置	4. 結果와 考察
2.3 D-T 反應에 依한 中性子透過 Spectrum	4.1 Pulse波高分解能
2.4 Background의 補正	4.2 Background
3. 解 析	4.3 中性子透過 Spectrum
3.1 Unfolding	5. 結 論
	參考文獻

Abstract

An NE-213 neutron spectrometry system was assembled for measurements of neutron penetration energy spectra in the fusion reactor's blanket materials, Lithium and Graphite.

The zero cross-over timing method was used for the pulse-shape discrimination, and neutron spectra were unfolded using FERDoR unfolding code.

The measurements of D-T and penetration spectra of Lithium and Graphite neutron spectra were presented, and there spectra were compared with results of one dementional transported calculation code ANISN.

1. 序 論

最近 核融合爐의 研究 開發이 進展되어 감에 따라 初期段階의 核融合爐는 熱核融合反應이 일어나기 쉬운 D-T 反應에 依한 것이 될것이라고 보고 있다.

D-T 爐에서는 發生 Energy中 約 20%를 차지하고 있는 3.5MeV는 α 粒子에 依해서 發生하며 이 Energy는 爐心 plasma의 加熱에 利用되고 約 80%를 차지하고 있는 14.1MeV는 高速中性子에 依해서 發生하는데 이 Energy는 Blanket에서 熱 Energy로 變換되어 出力으로 利用하도록 構想하고 있다.¹⁾ Blanket의 다른 重要的 役割로서는 Tritium의 增殖과 차폐效果이다.

이와 같이 核融合爐工學에 있어서 plasma로부터 放出된 14.1MeV의 中性子가 Blanket에 入射한 後 어떠한 舉動을 하는가를 調査하는 것은 大端히 重要的 事이다. 이 調査를 위해서 Blanket를 核的으로 模擬한 體系에서의 中性子 및 Gamma線의 舉動을 調査하여 設計에 利用할 核計算system(計算code와 群定數)를 開發하고 이것을 實驗的으로 檢證하지 않으면 안된다. 그러나 이러한 種類的 實驗例은 世界的으로 볼때도 극히 드물다. 1954~1958년에 걸쳐 美國의 Los Alamos研究所에서 行하여진 LiD球體系의 中心에서 D-T中性子를 發生시켜 Tritium의 生成反應率分布를 測定한 것이 처음으로 있었던 일이었다. 그러나 이것은 水素爆彈의 知識을 얻기 위한 것이 그 重要目的 이어서 軍事秘密로 되어 一般에 公開된 것은 1972년이 되어서 였다. 그리고 核融合爐를 意識한 Blanket模擬實驗은 1972年 가을부터 日本原子力研究所가 開始하였다.²⁾ 이어서 Lawrence Livermore研究所, Los Alamos研究所, 西獨의 Karlsruhe研究所, Jülich研究所의 核融合爐 Blanket實驗이 1973년부터 시작되어 그 成果가 報告되고 있다.³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾

여러 種類的의 物質層에 14MeV의 中性子가 入射한 後 中性子 Energy의 變化 및 그 中性子의 減衰, 透過, 反射率의 測定은 中性子차폐 Blanket 核特性的 重要的 data가 될 수 있다. 筆者도 Neutronics研究의 立場에서 D-T反應에 依한 中性子의 Blanket體系로부터의 透過spectrum測定을 目標로 研究를 시작하였다.⁷⁾

透過中性子 spectrum測定法으로서는 1) 飛行時間法(Time-of-Flight Method) 2) 箔의 放射化測定 3) 中性子計數管(有機液体 scintillator, 比例計數管等)에 依한 測定法 등이 있다.

1)의 飛行時間法은 Energy 分解能의 點에서 有利하지만 實驗裝置가 大規模가 되기 쉬운 缺點도 있다. 2)와 3)은 Unfolding이라고 불리우는 解析法을 必要로 하는 것이 普通이다. 2)는 檢出器(箔)가 小型이고 簡便하다고 하는 利點이 있는 反面 箔의 種類에 限度가 있고 分解能이 좋은 spectrum情報를 얻을 수가 없다. 3)의 方法은 中性子計數管의 一般的인 性質로서 Energy分解能이 좋지 않다는 것과 Unfolding에 必要的 應答行列을 精度가 높게 求하는 것이 어렵다고 하는 缺點이 있지만 일단 精度가 높은 應答行列이 求하여 지기만 하면 計數效率이 높고 測定이 容易하며 또 應用範圍도 넓다고 하는 利點이 있다. 本 研究는 有機液依 scintillator를 利用하여 3)의 方法으로 核融合爐 Blanket 材料로서 使用되리라고 생각되는 物質中 Lithium과 黑鉛을 選定하여 이 物質로 만들어진 體系에 D-T反應으로부터 얻어지는 中性子를 透過시켜 그 透過 spectrum을 測定하는 것을 그 目的으로 하였다.

2. 實 驗

本 實驗을 目的으로 製作한 NE-213 有機液体 scintillator를 採用한 高速中性子測定系⁷⁾로 中性子 透過spectrum을 測定하였다.

2.1. 利得의 校正

測定에 앞서 다음과 같이 利得의 校正을 必要로 한다.

測定될 pulse波高分布와 解析에 使用하는 應答函數의 波高軸의 尺度를 一致시키기 위하여 測定系의 pulse波高 scale을 規格化 할 必要가 있다. 더우기 넓은 pulse 波高dynamics range (約400:1)을

아주 精密하게 또 좋은 効率로 測定하기 위하여 하나의 測定對象에 對하여 高利得과 低利得의 2회에 걸쳐서 測定을 한다.

그러므로 測定 할 때마다 利得의 再現性이 問題가 된다. 利得의 調整은 光電子增倍管의 印加電壓과 線形增幅器의 增幅率을 調整하여 行한다. 筆者는 測定系의 印加電壓을 高利得測定の 경우에 $-2,300\text{volt}$, 低利得測定の 경우에는 $-2,040\text{volt}$ 로 하고 그 以上의 微調整은 D. D. L. Amp.의 增幅率로 調整하였다.

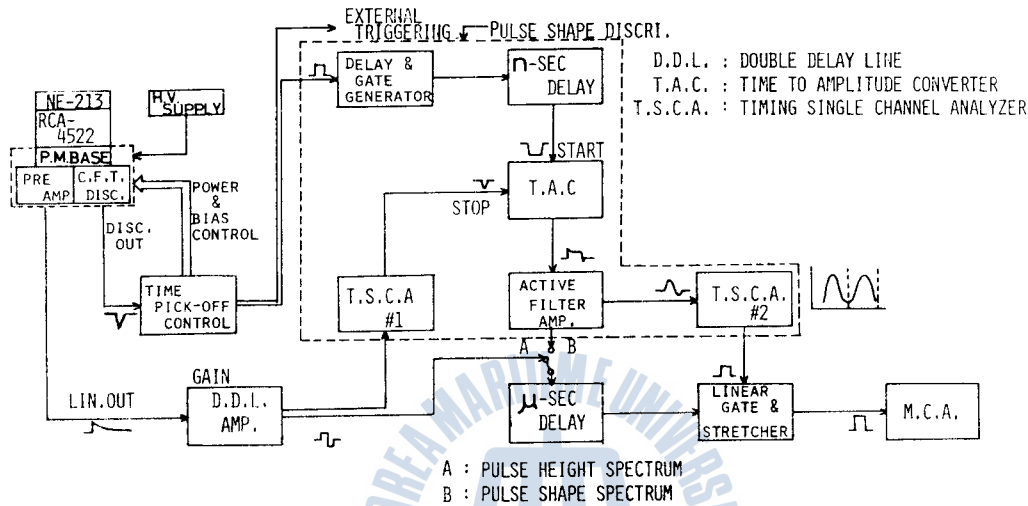


圖 1. 測定回路 Block Diagram

波高의 基準으로서는 ^{22}Na 와 高波高精度水銀pulsar (ORTEC-448)를 使用하여 200channel波高分析器의 1channel當 高利得測定에서는 0.005光出力, 低利得測定에서는 0.05光出力이 되도록 調整한다. 이때 光出力(light output)單位는 다음과 같이 定義한다. 즉 ^{22}Na 의 崩壞로부터 나오는 1.274 MeV의 Gamma線을 利用하여 pulse波高分布를 測定하여, 이 Gamma線의 Compton edge의 1/2波高(Compton edge half height, CEHH)를 0.89 光出力으로 한다. 따라서 1L. U. = $1.13E_{CEHH}$ 에 相當한다. 筆者는 陽子의 Energy에 對應하는 scintillator의 發光量의 data로 Verbinski等에 依하여 求한 O5S⁹의 값을 使用하였다. 本 測定에 使用한 回路의 Block Diagram을 第1圖에 나타낸다.

2.2. 中性子發生裝置

各 体系의 14MeV中性子透過 spectrum을 測定하기 위하여 中性子發生裝置로서 可搬型 Cockcroft-Walton 型加速器(Philip社製, PW-5310)을 使用하여 D-T反應에 依해 14MeV中性子を 發生시켰다. PW-5310中性子發生裝置는 다음과 같은 것이다.

(1) 約 100KV以上으로 加速된 ion source로부터 發生하는 重水素, 3重水素가 Titanium target를 向하여 發射된다.

(2) 加速된 重水素와 3重水素는 Titanium target에 一時的인 重水素target, 3重水素target가 形成된다.

(3) 계속적으로 加速되어 날아오는 重水素, 3重水素가 target의 重水素, 3重水素와 $D(t,n)^4\text{He}$, $T(d,n)^4\text{He}$ 反應을 일으켜 中性子が 發生한다. 測定 할 때의 加速電壓은 110KV로 調整하였다.

2.3 D-T反應에 依한 中性子透過spectrum

PW-5310中性子發生裝置에 依하여 發生한 14MeV의 中性子を Lithium 및 黑鉛體系에 透過시켜 그 透過 spectrum을 測定하였다.

測定에 使用한 Lithium block는 天然Lithium(${}^7\text{Li}$:92.58%, ${}^6\text{Li}$:7.24%)을 두께 1mm의 stainless 板으로 만든 四角의 筒에 封入된 것이며, 黑鉛은 原子爐級의 高純度로 密度 $1.69\text{gr}/\text{cm}^3$ 이다. 1個의 黑鉛棒은 $10\text{cm}\times 10\text{cm}\times 60\text{cm}$ 의 크기로 이것들을 쌓아서 體系를 만들었다. 測定하였을 때의 實驗條件 및 體系의 種類와 크기를 第1表에 나타낸다.

第 1 表 實 驗 條 件

實驗番號	中 性 子 源	檢出器와의 距離	體 系
1	Am-Be (1 ci)	50cm	없 음
2	D-T反應에 의한 14MeV中性子源	160cm	없 음
3	〃	170cm	Li 體系 20×60×100cm
4	〃	〃	〃 30×60×70cm
5	〃	〃	〃 40×60×60cm
6	〃	〃	黑鉛體系 20×60×120cm
7	〃	〃	〃 30×60×120cm
8	〃	〃	〃 40×60×120cm

2.4 Back Ground의 補正

各 體系에 對하여 透過中性子 spectrum을 測定 할 때에 實驗室의 바닥 혹은 壁으로 부터의 散亂에 依한 back ground가 있다. 그러므로 이 back ground를 測定值로부터 빼어주지 않으면 안된다. 이 back ground를 測定하기 위하여 50cm길이의 鐵로 shadow bar를 만들어 이것을 檢出器와

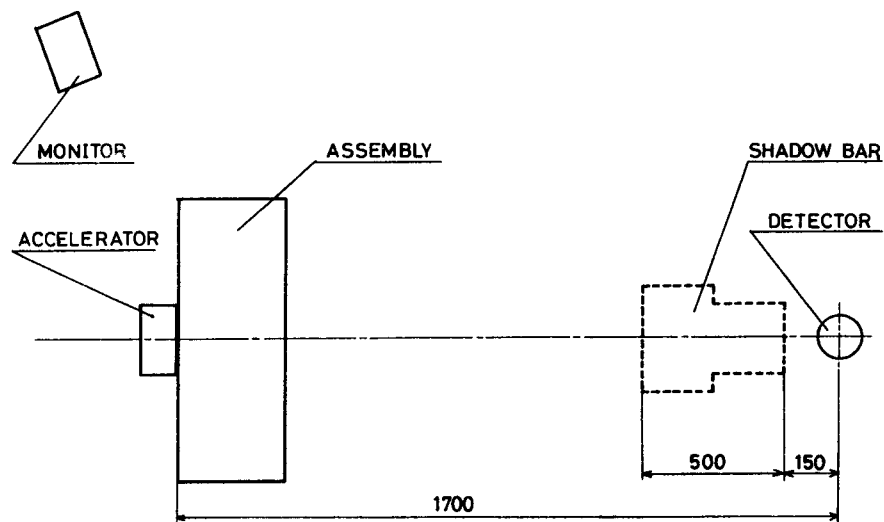


圖 2. THE EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

体系의 사이에 놓아 直接 体系에서 나오는 中性子を 차폐 하도록 하였다.

shadow bar를 놓는 位置는 各 体系를 檢出器가 完全히 감추어 지도록 調節하였으며 fore ground 와의 規格化를 위하여 測定할 때 마다 中性子の 數를 monitor하여 그 比를 考慮하여 fore ground 로부터 back ground를 빼었다. Monitor로 使用된 檢出器는 BF_3 Counter를 paraffine으로 둘러싸 만든 Log Counter이다. spectrum을 測定할 때의 配置를 第2圖에 나타낸다.

3. 解 析

中性子源으로부터 發生하는 中性子 혹은 体系를 透過한 中性子を NE-213 scintillation spectrometer로 測定하여 얻어진 data (pulse 波高spectrum)는 그대로는 中性子Energy spectrum을 나타내고 있지 않기 때문에 이것을 unfolding함에 의하여 Energy spectrum으로 變換된다. 筆者는 여기에서 unfolding을 目的으로 開發된 計算 code FERDoR^{9),10)}을 使用하여 data를 處理하여 Energy spectrum을 求하였다. 透過spectrum을 測定한 体系의 結果에 對하여는 一次元輸送計算 code ANISN¹¹⁾으로 計算된 spectrum과 比較하였다.

3.1 Unfolding

單色中性子에 對한 波高分布가 線spectrum 혹은 최소한 Gauss 分布가 될 程度의 것이라면 그대로 波高分布를 Energy spectrum으로 간주할 수 있으나 實際로는 scintillator의 應答이 單色中性子에 對한 broadening을 갖고 있기 때문에 波高分布 그대로는 Energy spectrum을 나타내지 않는다. 따라서 波高分布로부터 Energy spectrum으로 變換한 必要가 있다. 이러한 變換을 行하는 것을 Unfolding 혹은 Unscrambling이라고 一般的으로 부르고 있다.

여기에서 unfolding할때 使用하는 FERDoR code를 바탕으로 하여 그 原理를 簡單히 說明한다. 一般的으로 高速中性子を 測定하여 얻어지는 pulse波高分布는 다음 式으로 나타내어진다.

$$\bar{C}_i = \int_0^{\infty} A_i(E)\varphi(E)dE \quad (3.1.1.)$$

여기에서

$A_i(E)$: Energy E 인 中性子が 1個 檢出器에 入射하였을 때 i channel에 計數된 確率

이것은 特有한 檢出器의 應答을 나타내는 것으로 1) Monte Carlo法에 의하여 計算되거나⁸⁾ 2) 혹은 實驗的으로 求할 수가 있다¹²⁾¹³⁾

$\varphi(E)dE$: 中性子Energy spectrum

\bar{C}_i : pulse波高分布로 i channel의 計數의 平均

實際 觀測되는 計數 C_i 는 \bar{C}_i 의 周圍에 統計的으로 分布된다. 一般的으로 poisson分布를 假定한다면 標準偏差는 近似的으로 다음 式과 같이 주어진다.

$$S_i = \text{std}(C_i) = \sqrt{\bar{C}_i} \quad (3.1.2)$$

scintillation檢出器로 觀測된 pulse波高分布 $C_i(i=1, 2, \dots, NR)$ 의 模樣은 一般的으로 中性子Energy spectrum $\varphi(E)$ 의 模樣을 나타내지 않는다. 여기에서 어떤 理想的인 應答函數를 생각하기로 한다.

Energy E 인 中性子が 入射하였을 때 k channel에 1個 計數된 確率이 $W_k(E)$ 이고 또한 $W_k(E)$ 는 k 에 對하여 Gauss分布를 하고 있으며 그 中心과 Energy가 比例하고 있을 경우 $W_k(E)$ 는 理想的인 應答으로 간주할 수 있다. 이때 spectrum $\varphi(E)$ 는 中性子が 入射하였을 때 k channel의 計數 P_k 는

$$P_k = \int_0^{\infty} W_k(E) \varphi(E) dE \quad (3.1.3)$$

여기에서 다음과 같이 $W_k(E)$ 를 U_{ik} 를 利用하여 近似的으로 나타내면

$$W_k(E) = \sum U_{ik} A_i(E) \quad (3.1.4)$$

그 結果 (3.1.3)은 다음과 같이 된다.

$$P_k = \sum \int_0^\infty U_{ik} A_i(E) \varphi(E) dE = \sum U_{ik} C_i \quad (3.1.5)$$

이 近似計算에 의한 誤差 δ_k 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\delta_k = \int_0^\infty [W_k(E) - \sum U_{ik} A_i(E)] \varphi(E) dE \quad (3.1.6)$$

또 P_k 의 統計的인 誤差는

$$\text{std}(P_k) = \text{std}(\sum U_{ik} C_i) = \sqrt{\sum U_{ik}^2 C_i^2} \quad (3.1.7)$$

이다. 여기에서 FERDoR은 $\text{std}(P_k) + \delta_k$ 를 最少로 하는 U_i 를 求한다. 그리고 P_k 의 誤差範圍를 생각하여

$$P_k^{up} = P_k + \text{std}(P_k) + \delta_k \quad (3.1.8)$$

$$P_k^{low} = P_k - \text{std}(P_k) - \delta_k \quad (3.1.9)$$

로 結果를 주고 있다.

지금 求하려고 하는 P_k^{up} 과 P_k^{low} 사이에 P_k 즉 $\delta(E)$ 가 存在할 確率은 0.68이다.

以上이 FERDoR code에 依한 unfolding의 原理이다.

3.2 應答行列

Unfolding할 때에는 檢出器의 應答行列을 必要로 한다. 筆者는 이를 위해 NE-213檢出器의 應答函數를 20點의 Energy에 對하여 Monte-Carlo法으로 計算한 것¹⁴⁾을 使用하였다. 이것은 Oak Ridge 國立研究所에서 NE-213 檢出器의 應答函數를 求하기 위하여 開發한 O5S¹⁵⁾를 改良한 것이다. O5S는 單色平行beam의 高速中性子를 有機液体 scintillation system에 入射시켰을 때 얻어지리라고 豫想되는 pulse波高分布를 Monte-Carlo法에 依하여 計算하는 simulation code이다.

이미 計算된 20點의 Energy에 對한 應答函數로부터 Unfolding을 行할때 使用하는 FERDoR code가 必要로 하는 Energy mesh 77點과 pulse波高mesh 113點의 應答行列을 만들 必要가 있다.

우선 Monte-Carlo法에 依하여 얻은 應答函數를 113點의 pulse波高 mesh마다 平均한다. 이것을 20點의 Energy에 對하여 行하면 20×113의 行列을 만들 수 있다. 다음에 Energy方向의 內插에 依하여 20×113行列로 부터 77×113의 應答行列을 計算한다. 各 mesh點에 對한 값을 第2表에 나타낸다.

第2表 THE MESH POINTS FOR RESPONSE MATRIX

1) PULSE HEIGHT (LIGHT UNIT)

1: 0.025	2: 0.03	3: 0.035	4: 0.04	5: 0.045
6: 0.05	7: 0.06	8: 0.07	9: 0.08	10: 0.095
11: 0.11	12: 0.13	13: 0.155	14: 0.18	15: 0.21
16: 0.24	17: 0.275	18: 0.31	19: 0.35	20: 0.39
21: 0.435	22: 0.48	23: 0.525	24: 0.57	25: 0.615
26: 0.66	27: 0.705	28: 0.75	29: 0.75	30: 0.8
31: 0.8	32: 0.85	33: 0.85	34: 0.9	35: 0.9
36: 0.95	37: 1.0	38: 1.05	39: 1.1	40: 1.15
41: 1.2	42: 1.25	43: 1.3	44: 1.35	45: 1.4
46: 1.45	47: 1.5	48: 1.55	49: 1.6	50: 1.65

51: 1.7	52: 1.75	53: 1.8	54: 1.85	55: 1.9
56: 1.95	57: 2.0	58: 2.1	59: 2.2	60: 2.3
61: 2.4	62: 2.5	63: 2.6	64: 2.7	65: 2.8
66: 2.9	67: 3.0	68: 3.1	69: 3.2	70: 3.3
71: 3.4	72: 3.5	73: 3.6	74: 3.7	75: 3.8
76: 3.9	77: 4.0	78: 4.1	79: 4.2	80: 4.3
81: 4.4	82: 4.5	83: 4.6	84: 4.7	85: 4.8
86: 4.9	87: 5.0	88: 5.15	89: 5.3	90: 5.45
91: 5.6	92: 5.75	93: 5.9	94: 6.05	95: 6.2
96: 6.35	97: 6.5	98: 6.65	99: 6.8	100: 6.95
101: 7.1	102: 7.25	103: 7.4	104: 7.55	105: 7.7
106: 7.85	107: 8.0	108: 8.15	109: 8.3	110: 8.45
111: 8.6	112: 8.75	113: 8.9	114: 10.0	

2) ENERGY (MeV)

1: 0.2	2: 0.255823	3: 0.319601	4: 0.394503
5: 0.481285	6: 0.578506	7: 0.690933	8: 0.811509
9: 0.934423	10: 1.06301	11: 1.19593	12: 1.33295
13: 1.47304	14: 1.61185	15: 1.75469	16: 1.90155
17: 2.05238	18: 2.20718	19: 2.36559	20: 2.52818
21: 2.69554	22: 2.86776	23: 3.04494	24: 3.22716
25: 3.41454	26: 3.60731	27: 3.80751	28: 4.01157
29: 4.21947	30: 4.43116	31: 4.64661	32: 4.86579
33: 5.08867	34: 5.31521	35: 5.54540	36: 5.77751
37: 6.01198	38: 6.25049	39: 6.49305	40: 6.73967
41: 6.99037	42: 7.24516	43: 7.50406	44: 7.76708
45: 8.03423	46: 8.30554	47: 8.58102	48: 8.86070
49: 9.14479	50: 9.43334	51: 9.72635	52: 10.0239
53: 10.3259	54: 10.6325	55: 10.9437	56: 11.2595
57: 11.5799	58: 11.9051	59: 12.2350	60: 12.5696
61: 12.9091	62: 13.2534	63: 13.6025	64: 13.9566
65: 14.3187	66: 14.6845	67: 15.0534	68: 15.7256
69: 15.8009	70: 16.1794	71: 16.5609	72: 16.9455
73: 17.3332	74: 17.7239	75: 18.1175	76: 18.5142
77: 18.9138			

3.3 pulse波高分解能

求하여진 Monte-Carlo法에 의한 pulse波高分布는 實際로 使用하는 測定系의 pulse波高分解能으로 broadening하지 않으면 그 測定系의 應答函數의 模樣을 나타내지 않는다.

筆者는 測定系의 分解能에 의한 波高의 統計的인 分布가 單純한 Gauss型의 分布를 하고 있다고 假定하여, 다음 式에 依하여 Monte-Carlo 計算에 依한 波高分布를 broadening시켰다.¹⁵⁾

$$g(E) = \int_0^{E_0} K(E') F(E, E') dE' \quad (3.3.1)$$

여기에서

$K(E')$: Monte-Carlo計算에서 얻은 Energy E 에서의 pulse波高分布

$g(E)$: $K(E')$ 를 broadening시켜 얻어지는 pulse波高分布

$$F(E, E) : \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(E'-E)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.3.2)$$

(3.3.2)式的 σ 는 測定系의 分解能으로 그 測定系의 固有한 것이다.

測定系의 分解能은 어떤 理想的인 條件에 있어서 다음과 같이 Energy E 의 函數로 나타낼 수가 있다.

$$[\sigma(E)/E]^2 = A + (B/E) \quad (3.3.3)$$

여기에서 A 와 B 는 broadening parameter이다. 이 broadening parameter는 다음과 같이 實驗的으로 求한다.

(1) Gamma 線의 pulse波高分布를 檢出器로 測定한다.

(2) 그 Gamma線에 對한 檢出器의 應答을 Monte-Carlo code에 依하여 計算한다.

(3) A 와 B 를 適當히 定해 (2)의 應答函數를 (3.3.1)式을 利用하여 broadening하여 (1)의 結果와 比較한다. 이 操作을 A, B 를 順次變換시켜 x^2 의 아주 작은 A, B 를 찾아낸다.

3.4 Data處理

測定하여 얻은 pulse波高分布는 高利得測定과 低利得測定の 두 境遇에 있어서 各各 200channel씩 이기 때문에 合計 400channel이 된다. 두 測定の 利得의 比는 10:1이다. 여기에서 測定data를 FERDoR이 解析 可能하도록 應答行列과 같은 數의 波高mesh로 고칠 필요가 있다. 이 處理는 paper tape에 記錄된 測定 data를 磁氣 tape로 變換시켜 直接 FERDoR에 入力 可能한 形으로 고친 후 Card出力시켰다.

3.5 中性子輸送計算

測定된 各 体系의 透過pectrum을 理論値와 比較하기 위하여 一次元輸送計算 code ANISN¹¹⁾에 依하여 体系透過 spectrum을 理論的으로 計算하였다. 計算에 必要한 群定數 set는 日本原子力研究所 核融合研究部가 核融合研究를 위하여 準備한 135群의 群定數set²⁾로부터 本 測定の Energy範圍와 같은 第1群에서 第70群까지를 使用하였다. 計算은 Lithium 体系에 對하여서는 日本原子力研究所의 FACOM230-60/75計算機로, 黑鉛体系에 對하여서는 東京工大의 M-180計算機로 計算하였다. 計算條件을 第 3表에 나타낸다.

4. 結果와 考察

4.1 pulse波高分解能

pulse波高分解能을 알기위하여 3.3의 方法을 利用하여 broadening parameter A, B 를 다음과 같이 求하였다.

(1) ^{22}Na 의 Gamma線 pulse 波高 spectrum을 測定한다.

(2) ^{22}Na 의 Gamma線에 對한 檢出器의 應答을 Gamma線 Monte-Carlo計算 code¹⁰⁾에 依

第 3 表 輸送計算의 條件

近 似	P_5-S_{16}
空間 mesh	Li 0.5cm 黑鉛 0.5cm
收速條件	Maximum Flux Deviation < 10^{-4}
Bockling補正	DB^2 縱+ DB^2 橫
体 系	Li 20cm(20×60×70) 30cm(30×60×70) 40cm(40×60×60) 黑鉛 20cm(20×60×120) 30cm(30×60×120) 40cm(40×60×120)
中性子源	空間의 第1 mesh에 14MeV의 等方源

하여 計算한다.

(3) (1)의 結果를 fitting 節區에서의 全計數率이 1.0이 되도록 規格化한다.

(4) (2)의 結果도 (3)과같이 規格化한다.

(5) A 와 B 를 適當히 變化시켜 χ^2 이 最少가 되도록 broadening을 行한다.

χ^2 은 다음과 같이 定義하였다.

$$\chi^2 = \sum_k \left[\sum_i^{i+j} \{(N_i - B_i)^2 / (N_i + B_i)\} / j_k \right]$$

여기에서

N_i : channel i 에 있어서의 (1)의 結果

B_i : channel i 에 있어서의 broadening한 (2)의 結果

j_k : 領域 k 에 있어서의 幅(point數)

k : fitting 領域

이 結果 다음과 같은 값을 얻었다.

$$A = 0.001793, \quad B = 0.001316$$

이때 $\chi^2 = 0.0001486$ 이었다.

第 3圖에 Monte-Carlo 計算結果에 上記의 A 와 B 를 使用하여 測定系の 分解能을 考慮해서 얻은 計算結果와 實驗結果와를 同時에 나타낸다.

그런데 여기에서 定한 A 와 B 를 使用하여 ^{60}Co 의 Gamma線 spectrum에 對한 分解能을 나타내는 標準偏差를 計算하여 보니까 $\sigma = 0.067$ 이 되고 이것은 이때까지 使用되어온 Bruss等⁹⁾의 값 $\sigma = 0.055$ 에 가깝다. 여기에서 σ 의 값으로서

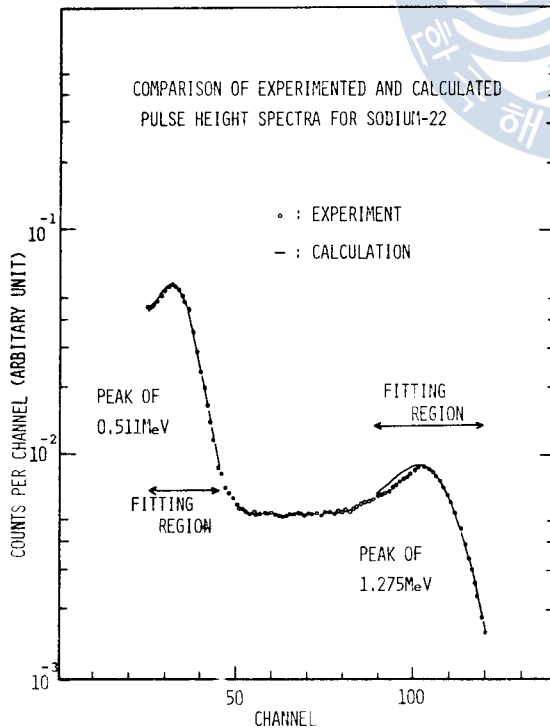


圖 3. ^{22}Na 의 Pulse 波高 스펙트럼

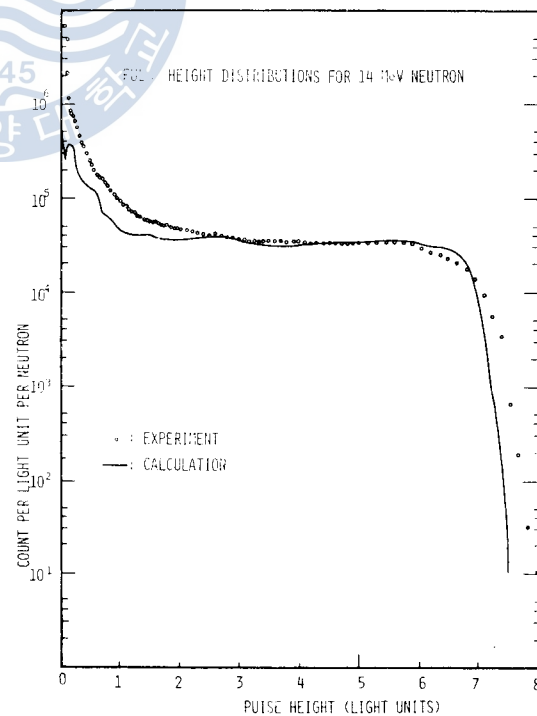


圖 4. 14MeV 中性子の Pulse 波高分布

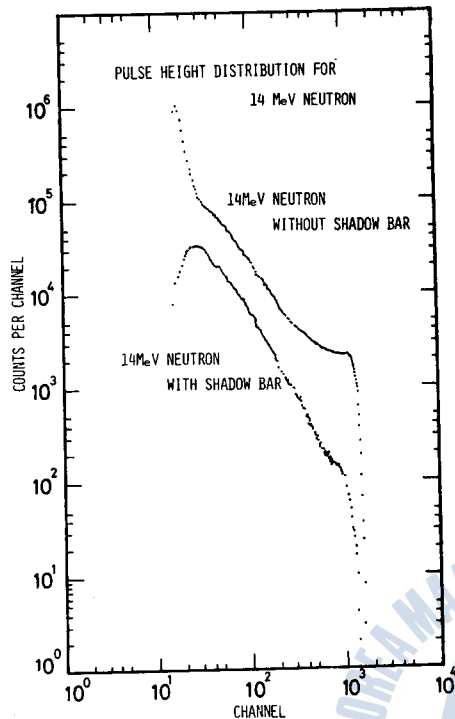


圖 5. 14MeV 中性子の fore ground와 back ground의 比較

$$\sigma(E) = 0.067 \times \sqrt{E}$$

를 採用하여 各各의 Energy E 의 中性子에 對應하는 應答函數의 broadening을 計算하였다.

第 4圖에 14MeV單色中性子를 測定하여 얻은 波高分布와 上述한 σ 를 使用하여 計算한 應答函數를 나타낸다. 그림에 依한 實驗의 結果는 더욱 큰 값의 σ 를 使用하지 않으면 안된다는 것을 나타내고 있다. 예를들면 3.3에서 나타낸 (3.3.3)式을 그대로 高 Energy에 있어서의 $\sigma(E)$ 의 값의 決定에 利用하는 등의 일을 檢討할 必要가 있다.

4.2 Back Ground

이번 實驗에서 使用한 場所에서는 放射線차폐를 위한 Concreat의 壁이 있어 14MeV中性子の 散亂에 의한 back ground가 제법 크리라 생각된다. 그래서 壁과 바닥으로부터의 散亂back ground를 測定하였다. 14MeV에 對한 散亂back ground를 第 5圖에 나타낸다. 그림에서 나타내는 것과 같이 back ground는 fore ground計數値의 約 20%를 차지하고 있는 것을 알 수가 있다. 約 1MeV 以下에서 pulse波高分布가 내려가는 것은 time pick-off control의 判別 level가 實驗室內의 溫度에 依해 變化하였다고 생각된다.

4.3 中性子 spectrum

2.3의 實驗에서 얻어진 pulse波高分布를 FERDoR code에 依하여 unfolding하여 中性子 spectrum을 求하였다. 이 結果를 다음의 그림에 나타낸다.

(1) Am-Be中性子源 (第 6圖)

(2) D-T反應에 依한 14MeV中性子源 (第 7圖)

및 14MeV中性子の Lithium과 黑鉛의 透過中性子 spectrum

(3) Li 20cm 두께 (높이 60cm, 幅 100cm) (第 8圖)

(4) Li 30cm " (" 60cm, " 70cm) (第 9圖)

(5) Li 40cm " (" 60cm, " 60cm) (第 10圖)

(6) 黑鉛. 20cm " (" 60cm, " 120cm) (第 11圖)

(7) 黑鉛. 30cm " (" 60cm, " 120cm) (第 12圖)

(8) 黑鉛. 40cm " (" 60cm, " 120cm) (第 13圖)

同時에 ANISN에 依한 一次元輸送計算으로 求한 透過spectrum에 對한 結果도 나타내었다.

全 結果에 걸쳐 D-T反應에 依해 나온 中性子の peak가 14.1MeV附近에 Energy의 값으로서 $\pm 1\%$ 以內에서 나타나고 있다.

回路를 試驗할 때 使用한 Am-Be에 對한 unfolding의 結果는 誤差도 작고 求하여진 spectrum의 結果도 從來 求하여진 spectrum¹⁷⁾에 가깝다.

4.3.1 14MeV中性子 spectrum

Unfolding에 依하여 얻어진 D-T反應에 依한 中性子 spectrum에서 14MeV의 peak以外에 9.5 MeV에 第2의 peak가 보인다. 이 peak는 다음과 같은 것에 依하여 생겼다고 생각된다. (第 7圖 參照)

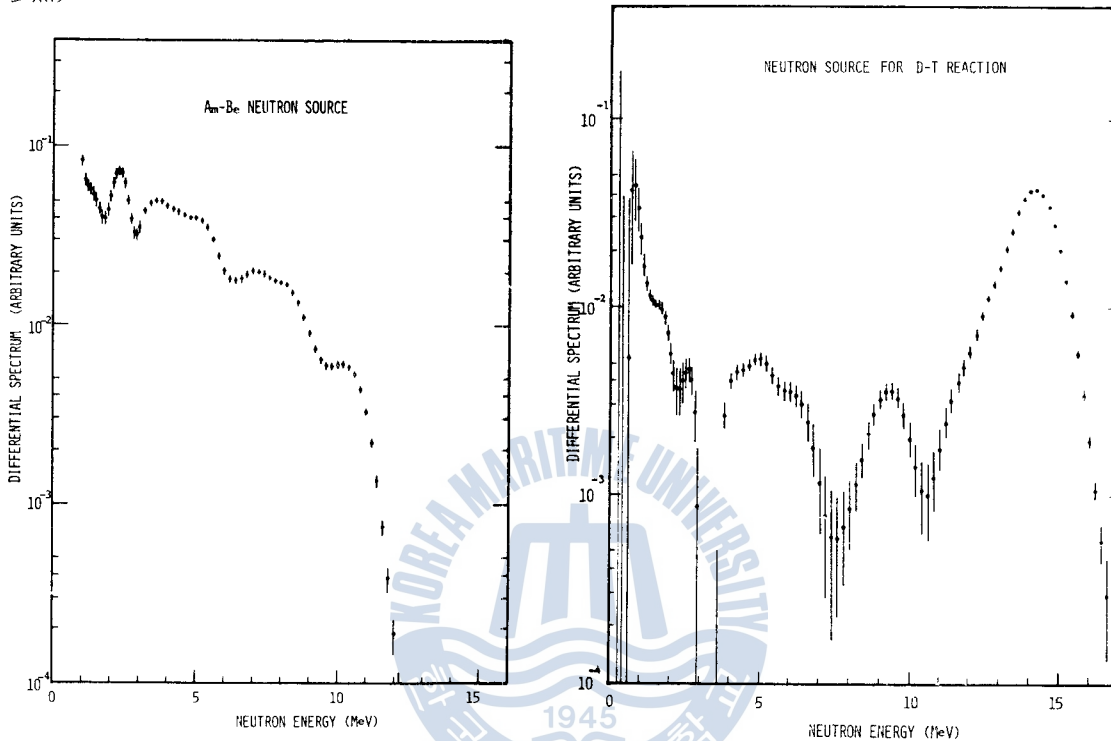


圖 6. Am-Be 中性子源

圖 7. D-T 反應에의 한 中性子源

- (1) 實驗室에서의 散亂back ground에 依하여 생길것.
- (2) 應答行列이 實際의 檢出器의 應答과 틀려 있기 때문에 생길것.

(1)에 對하여서는 筆者는 shadow bar를 놓음에 依하여 實驗室의 散亂 back ground를 測定할 때 바닥 혹은 壁으로부터 散亂되는 中性子의 一部를 shadow bar로 차폐 하였기 때문에 back ground를 조금 작게 計算하였을 可能性이 있다. 그리고 (2)의 理由로서는 例를들면 14MeV中性子の 波高 spectrum을 unfolding할 때 第4圖에 나타낸 것과 같이 14MeV中性子에 對한 檢出器의 實際의 應答과 計算된 應答行列이 다를경우 當然히 14MeV에 對한 應答만으로는 測定된 波高spectrum을 나타낼수 없으며, unfolding code는 그 나머지 補正을 다른 Eenergy에 對한 應答을 使用하여 行할려고 한다. 이 補正이 다시 새로운 補正을 必要로 하고 發振이 일어나 spectrum上에서 上下變動이 생길것이라고 생각한다. 이 現象은 Bruss等에 依하여 報告되기도 하였다. 筆者와 같은 方法으로 Johnson等은 NE-213을 使用하여 D-T反應에 依한 14MeV의 中性子를 unfolding한 結果를 내고있다.¹⁸⁾¹⁹⁾ 그들도 筆者와 같은 現象을 일으키고 있다.

Johnson의 參考文獻 18)에서는 約 10MeV附近에서 振動을 일으키고 있는 것은 unfolding할 때에 營然히 일어나는 現象이라고 말하였으나, 다시 最近의 報告¹⁹⁾에 依하면 이 現象은 unfolding方法에 依한 것이 아니고 測定과 應答行列이 統計的으로 精度가 不足하기 때문에 생기는 것이라고 말하고 있다.

以上の結果로부터 第2의 peak는 (1)의 原因인가 (2)의 原因인가 分明하지 않고 (1)과(2)가 重複되어 생긴것이 아닌가 생각된다.

4.3.2 透過中性子 spectrum

우선 14MeV中性子の spectrum과 이 中性子가 体系를 透過하였을 때의 spectrum을 比較하여 보면 14MeV 中性子の spectrum 속에 나타나는 5MeV와 9.5MeV의 작은 peak와 비슷한 peak가 透過spectrum에도 보이며 이것은 前述한 原因에 의한 것이 透過spectrum에도 남아서 생긴 것으로 금번 實驗의 結果에서는 이 附近의 構造에 對하여서는 論議가 困難하다.

透過spectrum의 測定値와 ANISN에 의한 計算値를 12MeV 以上の spectrum의 積分値에 依해 規格化하여 比較하였다.

計算에서는 中性子源을 第1群에만 存在하고 있는것으로 하였기 때문에 14MeV 以上에 나타나는 實驗値를 說明할 수가 없다.

14MeV로부터 11MeV附近까지의 模樣은 Lithium 및 黑鉛 둘 다 좋은 一致를 보여주고 있으며 5MeV 以下에서의 計算과 實驗의 結果에서는 spectrum上에서 비슷한 變化를 나타내고 있다. 단 크기는 두꺼운 体系쪽이 一致하는 傾向을 보이고 있다.

黑鉛의 計算値에는 非彈性散亂에 依해 생기는 實驗値와 비슷한 構造가 5MeV 以上에서 나타나고 있으나 5MeV~10MeV 사이에서의 實驗値의 構造는 上述한 理由로부터 實際의 peak가 나타났다고는 생각하기 어렵기 때문에 正確한 論議는 할 수가 없다.

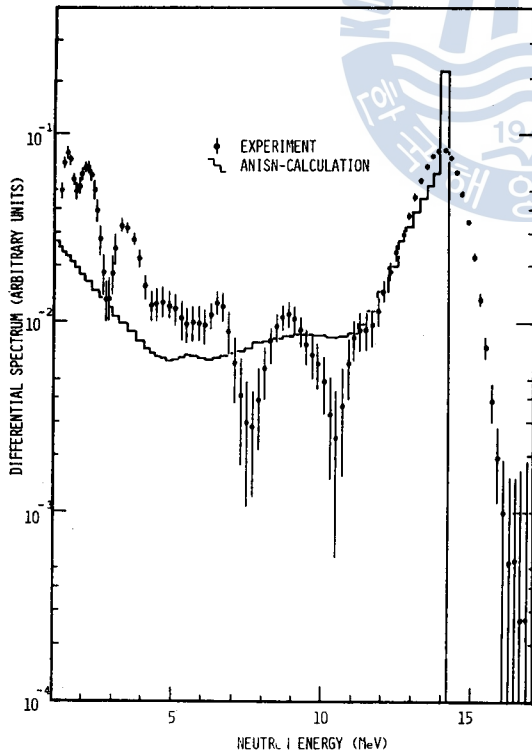


圖 8. Li 20cm 두께 透過 中性子 Spectrum

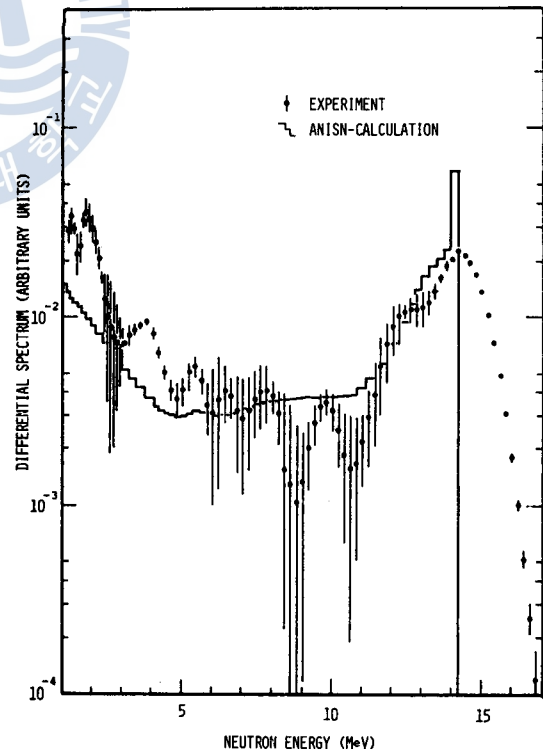


圖 9. Li 30cm 두께 透過 中性子 Spectrum

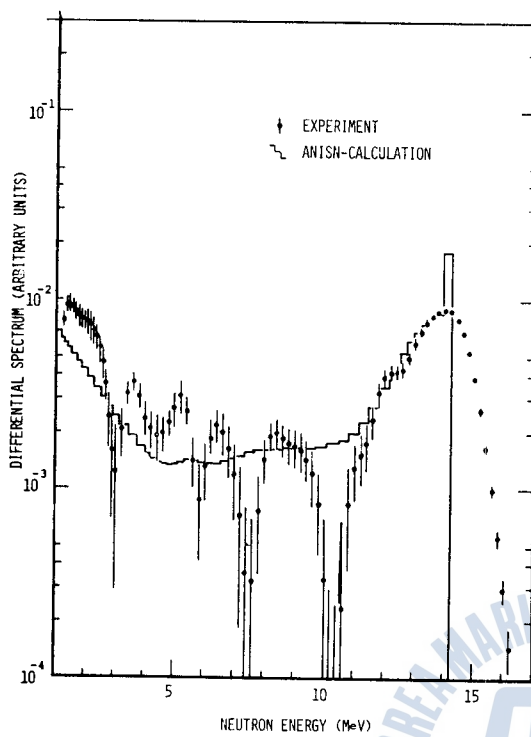


圖 10. Li 40cm 두께 透過 中性子 Spectrum

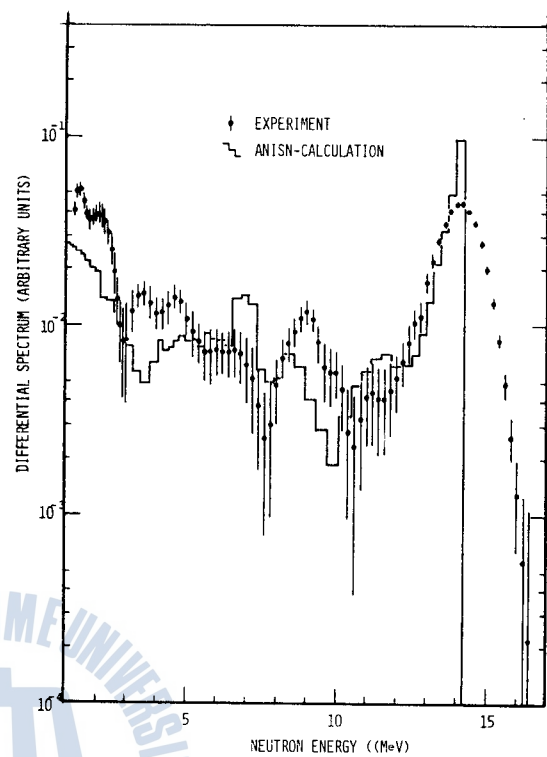


圖 11. 黑鉛 20cm 두께 透過 中性子 Spectrum

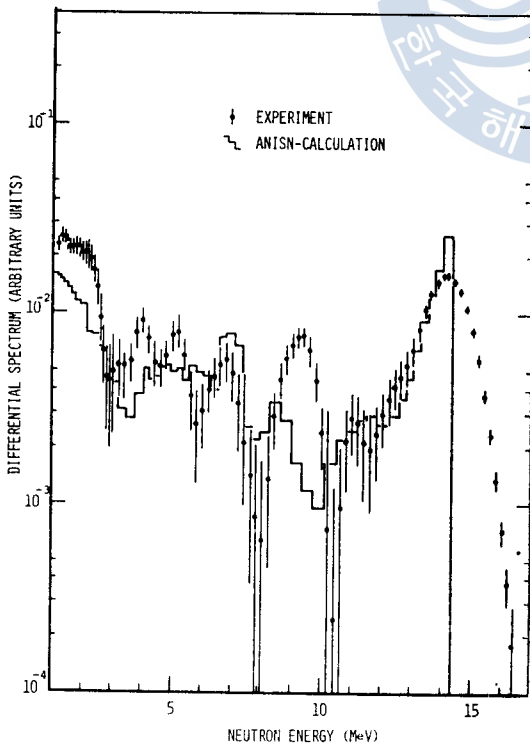


圖 12. 黑鉛 30cm 두께 透過 中性子 Spectrum

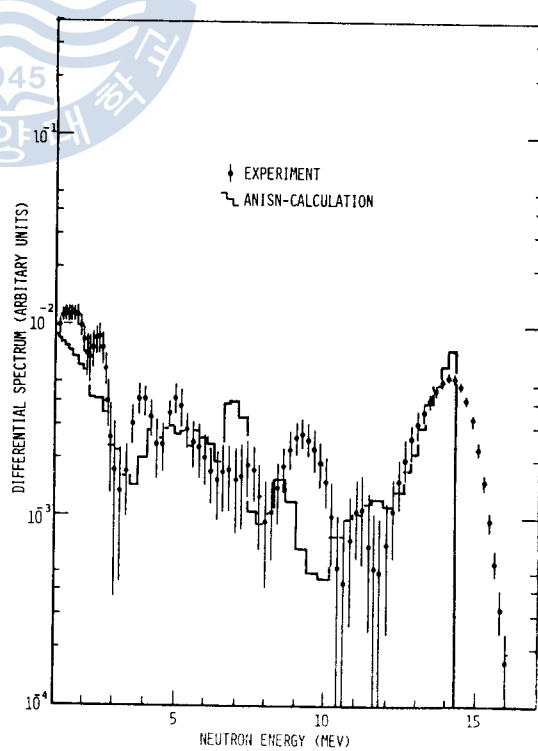


圖 13. 黑鉛 40cm 두께 透過 中性子 Spectrum

5. 結 論

以上을 綜合하면 다음과 같은 結論을 얻을 수가 있다.

本 研究의 測定에 使用된 檢出器와 測定回路는 spectrum을 測定하는 機能을 充分히 發揮하였다고 생각한다. 그러나 實驗方法에 對하여 改良의 餘地는 있다고 생각한다. 즉 筆者는 하나의 對象에 對하여 高利得測定과 低利得測定2회에 걸쳐서 光電子增倍管의 高電壓을 바꾸어 測定을 하고 있으나 이때에 利得의 再現이 대단히 어렵다. 여기에서 高利得測定과 低利得測定을 同時에 行할 수 있도록 回路的으로 處理하는 方法을 들 수 있다. 그 한 方法으로 光電子增倍管의 利得이 낮은 dynode로부터 時間信號를 빼어내 波高의 大小에 依하여 時間信號를 自動的으로 轉換시켜 CFTD의 入力으로 하는 것도 생각할 수 있다.

다음으로 測定回路의 module 등의 實驗裝置는 溫度에 依하여 動作의 條件이 變할 때가 있다. (module 등은 일단은 溫度係數가 작게 되도록 設計되어 있으리라 생각 되지만 實際에는 상당한 變化가 있다.) 그러므로 가능한한 實驗室內의 溫度를 一定하게 할 必要가 있다. 이렇게 함에 의하여 測定系가 高速中性子 spectrum測定에 充分히 信賴할 수 있는 結果를 줄것이라고 생각된다.

다음으로 測定된 波高spectrum으로부터 中性子Energy spectrum을 求하는 unfolding에서 14MeV 中性子の 例에서 보는 것같이 만족할만한 結果를 얻지 못하였다. 이후 이러한 點을 檢討, 改良할 때에 제일 重要한 것은 精度가 높고 實驗이 再現可能한 應答行列을 求하는 것이라고 생각된다. 應答行列을 만들때에는 Monte-Carlo法에 依하여 計算된 應答函數를 몇개의 Energy에 對하여서는 驗實的으로 確認하여 그 信賴性을 再確認할 必要가 있다.

ANISN에 依한 計算과 實驗的으로 求하여진 透過 spectrum을 比較하면 10MeV以上の 部分과 5MeV以下에서는 差違 좋은 一致를 보이고 있다. 그러나 5MeV~10MeV사이에서 이번이 使用한 應答行列이 充分히 實驗과 一致하지 않았기 때문에 unfolding에 依해 14MeV의 spectrum에 나타난 振動에 依한 작은 peak가 透過spectrum의 構造上에도 反映되어 충분한 論議를 할 수가 없었다.

이후는 더욱 應答行列의 改良에 노력하고 또 實驗에 있어서도 back ground測定方法等을 改善함에 따라 體系內에서의 中性子輸送現象에 對한 定量的인 論議를 할수 있다고 期待한다.

參 考 文 獻

1. D. Steiner, Nucl. Sci. Eng. 58(1975) 107.
2. Y. Seki, JAERI-M 6726(1976).
3. L.F. Hansen et al., Nucl. Sci. Eng. 60(1976)27.
4. C.E. Ragan et al., Nucl. Sci. Eng. 61(1976)33.
5. F. Kappler et al., Proc. 8th Sym. on Fusion Technology (1974).
6. P. Cloth et al., Proc. 8th Sym. on Fusion Technology (1974).
7. D.W. Lee, Journal of Krea Merchant Marine College 13(1978)223.
8. R.G. Textor and V.V. Verbinski, 05S ORNL-4160(1968).
9. W.R. Bruss and V.V. Verbinski, Nucl. Inst. and Meth. 67(1969)181.
10. H. Kendreck and S.M. Sperring, GA-9882(1970).
11. W.W. Engle Jr., K-1963 Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant (1967).
12. V.V. Verbinski et al., Nucl. Inst. and Meth. 65(1968)8.
13. J.A. Lockwood et al., Nucl. Inst. and Meth. 138(1976)353.
14. A. Yahashi, Master Thesis (Tokyo Institute of Technology) (1977).

15. E. Nardi, Nucl. Inst. and Meth. 95(1971)229.
16. N. Yamamuro, Private communication
17. D. Bogart et al., Nucl. Inst. and Meth. 53(1974)258.
18. R.H. Johnson, Ph.D. Thesis (University of Illinois) (1975).
19. R.H. Johnson et al., Nucl. Inst. and Meth. 145(1977)337.



