

〈기술보고〉

Method for Measuring Prompt Fission Neutron Energy Spectrum by Means of Threshold Activation Detectors

Seung-Gy Ro, Meui-Sung Shin and Chong-Mook Park

Korea Atomic Energy Research Institute

(Received May 16, 1990)

발단 방사화 검출기를 이용한 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼 측정방법

노성기 · 신희성 · 박종묵

한국원자력연구소

(1990. 5. 16 접수)

Abstract

Prompt fission neutron energy spectrum as a function of energies of neutron inducing fission has been calculated on the basis of the Madland-Nix(MN) model. The resultant spectra have been weighted to excitation functions of $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ and $^{115}\text{In}(n, n')$ threshold reactions in order to get the average cross sections and then spectral indices which are defined as the average cross section ratio for two selective threshold reactions among the above three. It is appeared that spectral indices together with the neutron spectra are varying with energies of neutron inducing fission. This may indicate that the prompt fission neutron energy spectrum can be determined by measuring experimentally the spectral index.

요 약

MN(Madland-Nix) 모형에 바탕을 둔 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼을 핵분열 유기중성자의 에너지 함수로서 구했다. 이 중성자 스펙트럼을 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 발단 방사화 검출기의 여기함수에 증울시켜 평균 핵반응 단면적을 계산하고 상호간의 비, 즉, 중성자 스펙트럼 지수를 구했다. 그 결과 핵분열 유기중성자의 에너지에 따라 중성자 스펙트럼은 변하며 그에 따라 중성자 스펙트럼 지수도 변함을 보였다. 이것은 곧 중성자 스펙트럼 지수를 실험적으로 결정함으로써 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼을 결정할 수 있음을 의미한다.

1. 서 론

핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼은 원자로 설계, 원자로물리 상수계산, 핵임계 폭주사고시

의 인체영향 분석에 있어서 기본 입력자료로 쓰인다.

핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼(이하 중성자 스펙트럼 이라는 용어와 같은 뜻으로 쓸 것이다)은 핵분열 유기중성자의 에너지에 따라 달

라지는데 이것을 고려하는 한 가지 방안으로 맥스웰식 또는 왓트식[1]에 중성자 스펙트럼 매개변수를 도입하고 발단 핵반응 특징을 갖는 두 종류의 검출기를 이용하여 중성자 스펙트럼 매개변수를 실험적으로 결정하는 것이다[2, 3]. 그러나 여기에서 도입한 중성자 스펙트럼 매개변수는 이론적인 근거를 갖고 있지 못했다. 더구나 중성자 스펙트럼 매개변수를 도입한 맥스웰식 및 왓트식에서는 핵분열 파편의 특성과 복합핵 형성 반응단면적의 에너지 의존성을 무시했다.

이후 Madland 및 Nix [4]는 핵분열 파편의 특성과 복합핵 형성 반응단면적의 에너지 의존성을 고려하여 핵분열 즉발 중성자의 에너지 스펙트럼을 계산하였다. 이들은 핵분열 파편의 특성에 대하여 전 구간의 그 질량분포 및 하전 분포를 고려하지 않고 한정된 핵분열 파편만을 대상으로 하여 평균치를 구해 이것을 입력시켜 중성자 스펙트럼을 계산하였다. 물론 전구간 질량분포 및 하전분포를 고려치 못한 이론적인 약점을 갖고 있음에도 불구하고 Johansson 및 Holmqvist [5]의 실험치와 비교적 일치한 결과를 얻었다.

Walsh [6]는 최근에 Madland 및 Nix 모형(이하 "MN 모형"이라 한다)에서 간과하고 있는 핵분열 파편의 스핀 효과[7,8]를 고려한 중성자 스펙트럼을 계산하였다. 그러나 중성자 스펙트럼은 계산상의 복잡성에 비해 스핀 효과의 고려로 그 정확도가 크게 개선되지 않은 것을 보였다.

따라서 본 논문에서는 ^{235}U 핵분열을 대상으로 하여 핵분열 파편의 스핀 효과를 무시한 MN 모형을 중성자 스펙트럼의 표현식으로 택했다. 그리고 몇 개의 발단 방사화 검출기 [$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$]를 이용하여 중성자 스펙트럼을 결정하는 방법을 제시하였다.

이 방법은 먼저 핵분열 유기중성자에 따라 중성자 스펙트럼을 계산하고 이를 발단 방사화 검출기의 여기함수에 증율시켜 평균 핵반응 단면적을 구하여 상호간의 비, 즉, 중성자 스펙트럼 지수를 산출한다. 그 다음, 임의의 중성자선장에서 두 종류의 발단 방사화 검출기를 사용하여 중성자 스펙트럼 지수를 결정하고 이어서 중성자 스펙트럼을 구하는 것이다.

2. 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼의 표현식

핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼에 대한 이론적 및 실험적 연구는 1930년대 부터 시작되어 오늘날 까지도 계속 되고 있는데 가장 널리 활용되고 있는 표현식은 맥스웰식과 왓트식이다.

그런데 맥스웰식은 핵분열 파편의 여기에너지 분포, 복합핵 형성 반응단면적의 에너지 의존성 및 핵분열 파편의 질량 중심운동을 무시하고 있다. 왓트식은 질량 중심좌표계에서 맥스웰식으로 가정하고 이것을 실험실계로 전환시키므로 얻어짐을 확인[9]하였는데 이 식에서도 핵분열 파편의 질량 중심운동을 제외하고는 핵분열 파편의 여기에너지 분포와 복합핵 형성 반응단면적의 에너지 의존성을 무시하고 있다.

이에 따른 결점을 보완하는 방법의 하나로 중성자 스펙트럼 매개변수를 도입하고 고려된 핵물질계에서 실험적으로 얻은 결과와 일치하도록 이 매개변수를 임의로 조정하여 그 핵물질계내에서의 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼 표현식으로 취하고 있다. 그러나 여기에서 도입한 중성자 스펙트럼 매개변수는 물리적인 의미를 갖고 있지 않다.

이론적인 근거를 충분히 갖는 요구의 증대로 Hauser-Feshbach 통계모형[10]이나 Mårten 및 Seeliger[8]의 케스케이드 증발모형에 근거를 둔 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼의 표현식이 제시되었다. 그러나 이들 표현식은 대단히 복잡하여 실제 적용키 어려운 단점을 갖고 있다. Madland 및 Nix[4]는 물리적인 의미를 크게 훼손시키지 않는 실용적인 표현식을 제안하였다.

MN 모형은 핵분열 파편의 여기에너지 분포, 복합핵 형성 반응단면적의 에너지 의존성 및 핵분열 파편의 질량 중심운동을 공히 고려하고 있다.

Weisskopf[11]의 핵증발 이론에 따라 핵분열 파편의 잔류 핵온도, T , 에 대응되는 질량 중심계(CMS)에서의 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼은 다음과 같이 표시된다.

$$\phi(\epsilon) = k(T) \sigma_c(\epsilon) \epsilon \exp(-\epsilon/T) \dots \dots \dots (1)$$

여기서 ϵ 는 질량 중심계에서의 중성자 에너지를 나타내고 $\sigma_c(\epsilon)$ 는 에너지 함수로서 주어진

복합핵 형성 반응단면적을 뜻한다.

$\langle(T)\rangle$ 는 핵온도 의존의 규격화 상수로서 다음과 같이 주어진다.

$$K(T) = \left[\int_0^\infty \sigma_c(\epsilon) \epsilon \exp(-\epsilon/T) d\epsilon \right]^{-1} \dots (2)$$

Terrell[9]이 제안한 핵온도의 삼각형 확률밀도 함수, $P(T)$, 는

$$P(T) = \begin{cases} 2T/T_m^2, & T \leq T_m \\ 0, & T > T_m \end{cases} \dots (3)$$

이고 최대핵온도, T_m , 은 총 핵분열 파편의 초기 평균 여기에너지, $\langle E^* \rangle$, 와 핵준위 밀도 매개변수, a , 의 함수다. 즉,

$$T_m = \left(\frac{\langle E^* \rangle}{a} \right)^{1/2} \dots (4)$$

$\langle E^* \rangle$ 값은 다시 다음과 같이 주어진다.

$$\langle E^* \rangle = \langle E_T \rangle + B_n + E_n - \langle E_f^{tot} \rangle \dots (5)$$

여기서

$\langle E_T \rangle$: 평균 방출 에너지

B_n : 중성자 분리 에너지

E_n : 핵분열 유기중성자 에너지

$\langle E_f^{tot} \rangle$: 총 핵분열 파편의 평균 운동에너지

(1) 및 (3)식을 기본식으로 하여 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼을 얻게 되는데 이때 $\sigma_c(\epsilon)$ 가 상수일 경우와 에너지 의존성을 갖일 경우를 각각 고려한다.

가. $\sigma_c(\epsilon)$ 가 상수일 경우

(2)식으로 부터 $K(T)$ 는 $1/(\sigma_c T^2)$ 으로 주어진다. 그리고 (1)식을 (3)식에서 주어진 조건에 따라 온도에 대해 적분하면 핵분열 파편의 CMS 중성자 스펙트럼을 얻을 수 있다. 즉,

$$\begin{aligned} \Phi(\epsilon) &= \int_0^\infty \phi(\epsilon) P(T) dT \\ &= \frac{2\epsilon}{T_m^2} \int_0^{T_m} \frac{\exp(-\epsilon/T)}{T} dT \\ &= \frac{2\epsilon}{T_m^2} E_1(\epsilon/T_m) \dots (6) \end{aligned}$$

여기서 $E_1(\frac{\epsilon}{T_m})$ 은 지수함수 적분을 나타낸다. 이 분포 함수의 모멘트, $\langle \epsilon^n \rangle$, 은 다음과 같이 주어진다.

$$\langle \epsilon^n \rangle = \int_0^\infty \epsilon^n \Phi(\epsilon) d\epsilon = \frac{2(n+1)!}{n+2} T_m^n \dots (7)$$

n 이 1 및 2일때 $\langle \epsilon \rangle$ 과 $\langle \epsilon^2 \rangle$ 은 각각 평균 에너지 및 평균자승 에너지를 뜻한다. 즉,

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{4}{3} T_m \dots (8)$$

$$\langle \epsilon^2 \rangle = 3 T_m^2 \dots (9)$$

(6) 식으로 주어진 CMS 중성자 스펙트럼을 실험 실계로 전환하면

$$N(E, E_f) = \frac{1}{4\sqrt{E_f}} \int \frac{\Phi(\epsilon) d\epsilon}{(\sqrt{E_f} - \sqrt{E_f})^2} \dots (10)$$

이 되는데 이때 핵자당 평균 운동에너지, E_f , 를 가지고 움직이는 핵분열 파편으로 부터 중성자가 동방으로 방출된다고 가정한다. (10)식에서 E 는 실험실계(LS)에서의 중성자 에너지를 나타낸다. (6)식을 (10)식에 대입하여 풀면(11)식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} N(E, E_f) &= \\ &= \frac{1}{3\sqrt{E_f} T_m} \left[U_2^{3/2} E_1(U_2) - U_1^{3/2} E_1(U_1) \right. \\ &\quad \left. + \gamma \left(\frac{3}{2}, U_2 \right) - \gamma \left(\frac{3}{2}, U_1 \right) \right] \dots (11) \end{aligned}$$

(11)식에서 U_1 및 U_2 를 각각 $U_1 = (\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2 / T_m$ 및 $U_2 = (\sqrt{E} + \sqrt{E_f})^2 / T_m$ 로 정의하고 $\gamma(b, x)$ 는 incomplete 감마 함수이다.

평균 경 핵분열 파편 A_L 및 평균 중 핵분열 파편 A_H 의 핵자당 평균운동에너지는 운동량 보존칙에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$E_f^L = \frac{A_H}{A_L} \frac{\langle E_f^{tot} \rangle}{A} \dots (12)$$

$$E_f^H = \frac{A_L}{A_H} \frac{\langle E_f^{tot} \rangle}{A} \dots (13)$$

(12) 및 (13)식에서 A 는 핵분열을 일으키는 복합핵의 질량수이고 A_L 및 A_H 는 각각 경 핵분열 파편과 중 핵분열 파편의 평균 질량수를 나타낸다. 따라서 LS 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼은

$$N(E) = \frac{1}{2} [N(E, E_f^L) + N(E, E_f^H)] \dots (14)$$

로 주어진다. 그리고 중성자 스펙트럼의 평균 에너지와 평균 자승에너지는 각각 다음과 같다.

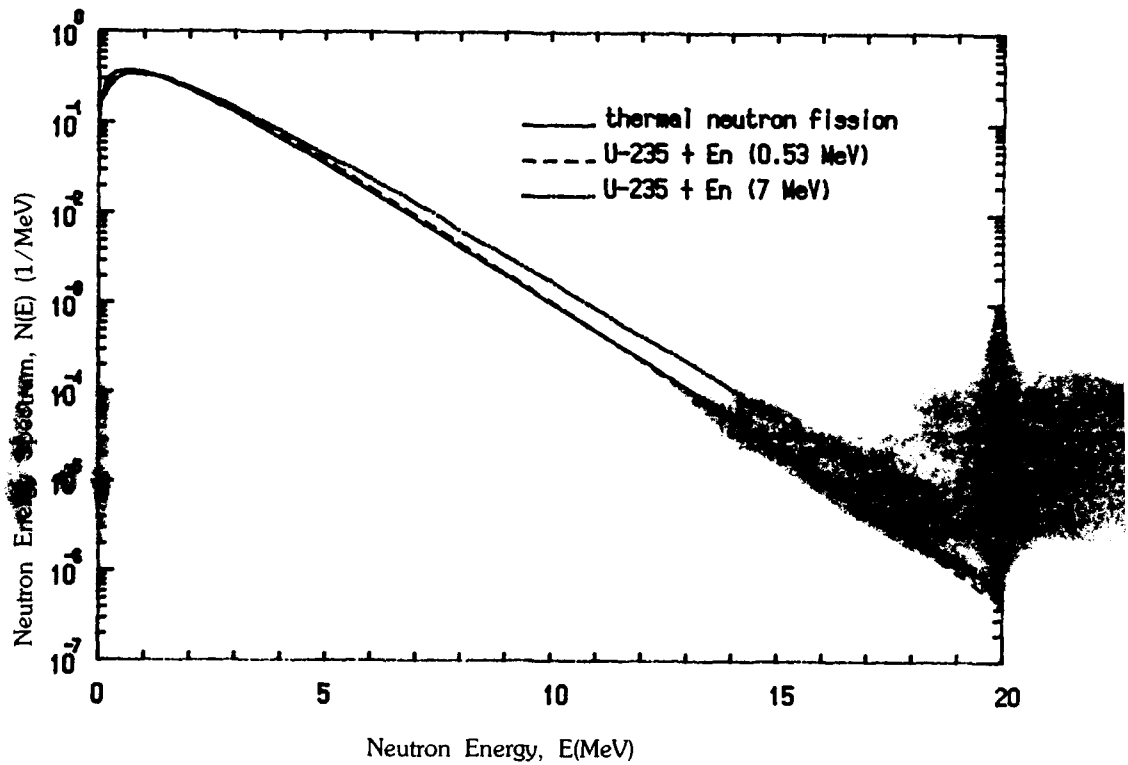


Fig. 1. Prompt Fission Neutron Energy Spectra for Different Fissioning Neutron Energies(En)

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2}(E_f^L + E_f^H) + \frac{4}{3}T_m \dots\dots\dots (15)$$

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{2}[(E_f^L)^2 + (E_f^H)^2] + \frac{20}{9}(E_f^L + E_f^H)T_m + 3T_m^2 \dots\dots\dots (16)$$

나. $\sigma_c(\epsilon)$ 가 에너지 의존일 경우
 $\sigma_c(\epsilon)$ 가 에너지에 의존할 때 핵분열 파편의 CMS 중성자 스펙트럼은 (3)식의 조건에 따라 온도에 대해 (1)식을 적분하므로써 얻어진다.

$$\Phi(\epsilon, \sigma_c) = \frac{2\sigma_c(\epsilon)\epsilon}{T_m^2} \int_0^{T_m} K(T)T \exp(-\epsilon/T) dT \dots\dots\dots (17)$$

(17)식을 (10)식에 대입하여 LS 중성자 스펙트럼을 구할 수 있다. 즉,

$$N(E, E_f, \sigma_c) = \frac{1}{2\sqrt{E_f}T_m^2} \int_{(\sqrt{E}-\sqrt{E_f})^2}^{(\sqrt{E}+\sqrt{E_f})^2} \sigma_c(\epsilon)\sqrt{\epsilon} d\epsilon \int_0^{T_m} K(T)T \times \exp(-\epsilon/T) dT \dots\dots\dots (18)$$

여기서 (2)식을 ϵ 에 대해 15차 구적수를 갖는 Gauss-Laguerre 방법에 의한 수치계산을 하여 $K(T)$ 를 구해 (18)식에 대입하고 (18)식은 T 와 ϵ 에 대해 12차 구적수를 갖는 Gauss-Legendre 방법에 의한 수치계산을 하여 풀다.

²³⁵U 이 0.53MeV와 7MeV의 중성자에 의해 핵분열이 일어날때 방출될 수 있는 핵분열 즉발 중

자의 에너지 스펙트럼을 (18)식에 의해 산출하는데 이 계산에 필요한 E_f 값은 참고문헌 4에서 채택하고 $\sigma_c(\epsilon)$ 값은 Becchetti 및 Greenlees [2]의 광학모형에 바탕을 둔 Madland 및 Nix [1]의 자료에서 취했다. 그 계산 결과는 그림 1과 비교를 위하여 열중성자에 의해 핵분열이 일할 때 방출되는 핵분열 즉발 중성자의 에너지 스펙트럼(맥스웰식)을 함께 표시했다. 그림에서 볼 수 있는 바와 같이 핵분열 유기 중성자의 에너지(E_n)이 커면 고에너지 영역의 핵분열 즉발 중성자가 많은데 이것은 핵분열 파편의 에너지가 상대적으로 크기 때문으로 믿어진다.

발단 방사화 검출기에 의한 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼 결정

앞에서 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼이 핵분열 유기 중성자의 에너지, E_n , 에 따라 달라진다는 것을 확인하였다. 결국 발단 방사화 검출기의 감응, 즉 평균 핵반응 단면적도 이에 따라 달라진다고 볼 수 있다. 이 변화는 두 종류의 발단 방사화 검출기를 이용하여 측정할 수 있는데 이 검출기의 평균 핵반응 단면적비를 중성자 스펙트럼 지수라 한다. 이 지수를 실험적으로 측정함으로써 핵분열 즉발 중성자의 에너지 스펙트럼을 결정할 수 있게 된다.

여기서는 E_n 에 따라 구한 중성자 스펙트럼을 두 종류의 발단 방사화 검출기의 여기함수에 증율시켜 평균 핵반응 단면적을 구하여 상호간의 비, 즉, 중성자 스펙트럼 지수를 계산하였다.

발단 방사화 반응으로 유도될 수 있는 방사능은 다음과 같이 잘 알려진 관계식으로 주어진다.

$$A = N \phi \int_0^\infty [1 - \exp(-\lambda t_{ir})] \sigma(E) N(E, E_f, \sigma_c) dE$$

$$= N \phi [1 - \exp(-\lambda t_{ir})] \langle \sigma \rangle \dots \dots \dots (19)$$

여기서

- A : 유도 방사능(dps)
- N : 단위체적내에 들어 있는 대상 방사화 핵종의 원자수(atoms/cm³)
- ϕ : 중성자 선속밀도(neutrons/cm²-sec)
- λ : 방사능 붕괴상수(sec⁻¹)
- t_{ir} : 중성자 조사 시간(sec)

$\sigma(E)$: 발단 방사화 검출기의 핵반응 단면적(barn)

$\langle \sigma \rangle$: 발단 방사화 검출기의 평균 핵반응 단면적(barn)

(19)식을 다시 정리하면 다음과 같은 관계식을 얻는다.

$$\langle \sigma \rangle = \frac{A}{N \phi [1 - \exp(-\lambda t_{ir})]} \dots \dots \dots (20)$$

만일 두 종류의 발단 방사화 검출기에 유도될 수 있는 평균 핵반응 단면적의 비를 중성자 스펙트럼 지수, S_{12} , 라 하면

$$S_{12} = \frac{\langle \sigma_1 \rangle}{\langle \sigma_2 \rangle} = \frac{N_2 [1 - \exp(-\lambda_2 t_{ir})] A_1}{N_1 [1 - \exp(-\lambda_1 t_{ir})] A_2} \dots \dots \dots (21)$$

본 연구에서는 ²⁷Al(n, α), ³²S(n, p) 및 ¹¹⁵In(n, n') 발단 방사화 검출기를 대상으로 평균 핵반응 단면적을 계산하여 상호간의 비를 구했다. 이때 발단 방사화 검출기의 여기함수에 대한 자료를 참고문헌 13~18에서 취하여 중성자 스펙트럼에 증율시켜 사다리꼴(trapezoidal) 수치적분으로 $\langle \sigma \rangle$ 값을 계산하였다.

4. 결과 및 토의

²⁷Al(n, α), ³²S(n, p) 및 ¹¹⁵In(n, n') 발단 방사화 검출기에 대하여 평균 핵반응 단면적 $\langle \sigma \rangle$ 를 계산하고 그 결과를 표 1에 수록하였다. 비교를 위해 핵분열 유기 중성자의 에너지(E_n)가 0.53MeV 일때 (11)식을 증율함수로 하여 산출한 결과를 괄호속에 제시하였다. 예상한 바와 같이 핵분열 유기 중성자의 에너지가 증가하면 $\langle \sigma \rangle$ 도 증가하나 $\langle \sigma \rangle$ 는 E_n 에 민감하지 않음을 알 수 있다.

Table 1. Spectral weighted average cross sections for ²⁷Al(n, α) ³²S(n, p) and ¹¹⁵In(n, n') reactions

$\langle \sigma \rangle$ (mb)	E_n		
	Thermal	0.53 MeV	7 MeV
²⁷ Al(n, α)	1.9	2.0 (2.2)	2.3
³² S(n, p)	68.2	73.2 (80.4)	79.2
¹¹⁵ In(n, n')	182.9	192.2	195.8

Remarks : Numerical values in the parentheses are based on the assumption that $\sigma_c(\epsilon)$ is constant.

한편 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 발단 방사화 검출기의 평균 핵반응 단면적을 각각 $\langle \sigma_1 \rangle$, $\langle \sigma_2 \rangle$ 및 $\langle \sigma_3 \rangle$ 으로 나타내고 상호간의 비를 중성자 스펙트럼 지수, S, 로 정의하였는데 $S_{21} = \langle \sigma_2 \rangle / \langle \sigma_1 \rangle$, $S_{32} = \langle \sigma_3 \rangle / \langle \sigma_2 \rangle$ 및 $S_{31} = \langle \sigma_3 \rangle / \langle \sigma_1 \rangle$ 는 표 2와 같다. 이 표에서 E_n 에 따라 S는 민감하게 변하지 않은 것을 알 수 있다. 그리고 S_{21} 의 경우, E_n 에 따라 처음 증가하다가 감소하고 S_{32} 및 S_{31} 는 공히 E_n 에 따라 감소한다. 이

Table 2. Spectral indices as a function of fissioning neutron energy(E_n)

Spectral index	E_n		
	Thermal	0.53 MeV	7 MeV
S_{21}	35.9	36.6	34.4
S_{32}	2.7	2.6	2.5
S_{31}	96.3	96.1	85.1

결과로부터 $^{32}\text{S}(n, p)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 와 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 발단 방사화 검출기의 조합으로 E_n 에 따른 핵분열 즉발 중성자의 에너지 스펙트럼을 측정할 수 있을 것으로 믿어진다. 그러나 E_n 에 따라 S가 민감하게 변화하지 않으므로 발단 방사화 검출기의 유도 방사능을 정밀하게 측정할 수 있어야 할 것이다.

5. 결 론

MN 모형에 따라 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼을 핵분열 유기 중성자의 에너지 함수로 계산한 다음, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 발단 방사화 검출기의 여기함수에 증율시켜 평균 핵반응 단면적을 구하고 상호간의 비, 즉, 중성자 스펙트럼 지수를 산출하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

가. E_n 에 따라 S는 민감하게 변하지 않는다. 이는 정밀시험을 통해 S를 측정해야 함을 뜻한다.

나. $^{32}\text{S}(n, p)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 와 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ 및 $^{115}\text{In}(n, n')$ 발단 방사화 검출기를 조합하여 얻은 S 값은 E_n 에 따라 증가 또는 감소하므로 이들은 핵분열 즉발 중성자 에너지 스펙트럼의 측정에 적합하다.

그러나 $^{115}\text{In}(n, n')$ 핵반응의 발단 에너지가 낮으므로 감속 중성자의 영향이 적은 곳에서 사용해야 하는 제한이 따른다.

참고문헌

- [1] B.E. Watt, Phys. Rev. 87, 1037(1952).
- [2] J.A. Grundl and A. Usner, Nucl. Sci. Eng. 8, 598(1960).
- [3] S.G. Ro, J. Korean Nucl. Soc. 2(2), 85(1970).
- [4] D.G. Madland and J.R. Nix, Nucl. Sci. Eng. 81, 213(1982).
- [5] P.I. Johansson and B. Holmqvist, Nucl. Sci. Eng. 62, 695(1977).
- [6] R. L. Walsh, Nucl. Sci. Eng. 102, 119(1989).
- [7] A. Gavron, Phys. Rev. C13(6), 2562(1976).
- [8] H. Märten and D. Seeliger, J. Phys. G10, 349(1984).
- [9] J. Terrell, Phys. Rev. 113, 527(1959).
- [10] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 366(1952).
- [11] V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295(1937).
- [12] F.D. Becchetti, Jr. and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182(4), 1190 (1969).
- [13] J.P. Butler and D.C. Santry, Canadian J. Phys. 41, 372(1963).
- [14] H.C. Martin, B.C. Diven and R.F. Tatchek, Phys. Rev. 93(1), 199(1954).
- [15] H.O. Menlove, K.L. Coop and H.A. Grench, Phys. Rev. 163(4), 1308(1967).
- [16] E.D. Klema and A.O. Hamsen, Phys. Rev. 73, 106(1948).
- [17] P.F. Rago and N. Goldstein, Health Phys. 14, 595(1968).
- [18] H. Liskien and A. Paulsen, EUR 119.e(1963).