

## HPGe 검출기의 상대효율 결정

강정구, 김승곤, 김종일, 이정옥, 이춘호, 최재우  
전북대학교 물리학과, 전주 560-756

### 초 록

$^{152}\text{Eu}$  핵종의 방출하는 21개의 감마선을 써서 120 keV에서 1500keV까지의 범위에서 입사 감마광자의 에너지에 따라 변하는 HPGe 검출기의 상대효율을 측정하고 이것을 비교적 잘 재현할 수 있는 반경험적인 식을 결정하였으며 이 두결과를 Monte Carlo simulation에 의한 계산 결과와도 비교하였다.

### I. 서 론

최근에 새로 개발되어 널리 사용되는 HPGe 분광계는 탁월한 에너지 분해능으로 인해 실험핵물리학에서 필수불가결한 기본측정기구 중의 하나가 되었다. 그러나 사용하는 검출기의 효율에 대한 지식이 없으면 감마선 스펙트럼의 정량적인 분석은 이루어질 수가 없다.

원칙적으로 효율의 결정은 계산으로도 이루어질 수는 있지만 이 방법은 검출기마다 특유한 sensitive volume의 기하학적 모양과 dead layer의 두께에 대한 정확한 제원을 필요로 한다. 그런데 반도체 검출기는 재현성있는 방법으로 제작하기가 기술적으로 어려워서 이러한 특성이 불확실한데다 측정할 때마다 선원과 검출기간의 거리가 달라지는 기하 구조에 대해 절대효율을 계산하거나 또는 실험적으로 측정하기 위해 많은 시간과 노력을 들일 필요는 없다. 그러나 검출기의 에너지에 의존하는 피이크 검출에 대한 상대효율은 각 사용자가 제각기 다른 검출기별로 실험을 통해서 비교적 쉽게 결정할 수 있다.

본 연구에서는 13.5년의 긴 반감기를 가지며 122 keV로부터 1,408 keV까지의 넓은 영역에서 20여개의 감마선을 방출하는  $^{152}\text{Eu}$  방사성 핵종을 사용하여 HPGe 검출기의 에너지에 따라 변하는 상대효율을 실험적으로 측정하고 비선형 최소자승법을 써서 이 상대효율에 대한 해석적 함수를 결정하였으며 이 두결과는 또 단순화한 Monte Carlo simulation에 의한 효율 계산과도 비교하였다.

본논문의 다음 순서에서는 우선 본연구와 관련된 이론적인 배경을 비롯하여 상대효율 측정 과정과 결과를 제시하고 이어서 결과에 대한 토의에서 효율의 해석적인 fitting 및 단순화 Monte Carlo simulation 계산 결과와도 비교한 후 결론을 내렸다.

### II. 이론적 배경

#### 1. 검출기 효율

감마선 검출을 논할 때에는 절대효율(absolute efficiency)과 고유 검출효율(intrinsic detection efficiency)의 두 종류의 효율이 보통 인용된다. 어느 검출기의 감마선에 대한 절대효율(또는 총효율)  $\epsilon_t$ 는 선원이 방출한 감마 광자수 중에서 그 검출기에 실제로 검출된 비율로 정의된다.

선원이나 검출기의 주위에서 광자의 산란이 전혀 없는 이상적인 측정의 기하구조에 대해서 절대효율은 원칙적으로 다음과 같이 계산할 수 있다. 특정한 입체각요소  $d\Omega$ 속으로 방출된 광자들은 방출각에 의존하는 검출기 물질의 두께  $x$ 를 보게 되는데 경로길이  $x$ 를 따라 광자가 물질과 상호작용할 확률은  $[1 - \exp(-\mu x)]$ 이다. 여기서  $\mu$ 는 에너지에 의존하는 선형 감쇠계수 (linear attenuation coefficient)로써 검출기의 단위체적당 원자수  $n$ 과 원자 한 개에 대한 총감쇠단면적  $\sigma$ 의 곱과 같으며  $\sigma$ 는 또 레일리산란, 콤펄턴산란, 광전효과 및 쌍생성으로부터의 기여의 합이다. 따라서  $\epsilon_i$ 는

$$\epsilon_i = \frac{1}{4\pi} \int [1 - \exp(-\mu x)] d\Omega \quad (1)$$

로 나타낼 수 있으며 적분은 검출기가 선원에 전개한 입체각에 대해 수행한다. 검출기가 원통형이고 검출기의 대칭축 상에서 주어진 거리에 위치한 점선원의 단순한 경우에도 이 적분은 수치적으로 구해야 되며 더군다나 이렇게 계산한  $\epsilon_i$ 는 주위 물질로부터 검출기 속으로 산란된 광자들로 인한 사건(event)은 포함하지 않기 때문에 특히 encapsulated source나 matrix source의 경우에는  $\epsilon_i$ 의 더 정확한 값을 얻기 위해서는 직접 실험적으로 측정하는 것이 최선의 방법이다.

입체각요소  $d\Omega$ 의 방향에 따라  $x$ 가 변하므로 (1)식의 우변의 두인자는 서로 독립이 아니다. 그러나 특히 선원과 검출기간의 거리가 검출기의 크기에 비해 훨씬 큰 경우에는  $x$ 의 값이 검출기 체적 안에서 별로 변하지 않기 때문에 근사적으로 절대효율은 두개의 독립된 인자 즉 고유효율  $\epsilon_i$ 와 기하효율 또는 수용률(geometrical efficiency or acceptance)  $\epsilon_g$ 로 분해될 수 있어서

$$\epsilon_i \simeq \epsilon_i \epsilon_g \quad (2)$$

로 쓸 수 있다. 여기서  $\epsilon_i$ 는 검출기에 입사하는 광자들 중에서 실제로 검출기에 검출된 비율인데 이것은 검출기 매질에 대한 입사감마선의 상호작용 단면적에 의존하기 때문에 감마선의 에너지와 검출기 물질의 함수이다. 한편  $\epsilon_g$ 는 검출기가 기하구조에 의해 차단하는 선원 방사선의 비율이기 때문에 이 양은 검출기와 선원간의 기하적인 배위에만 의존한다.

총에너지 피이크 효율(full energy peak efficiency)은 광자의 에너지에 복잡한 양상으로 의존한다. 낮은 에너지 영역에서는 검출기 물질에서 광전효과와 레일리산란이 지배적이고 보다 높은 에너지 영역에서는 다중 콤펄턴산란과 쌍생성 events가 총에너지 피이크에 기여하기 때문에 단순한 (1)식에 의한 효율계산은 불가능하므로 Monte Carlo simulation에 의한 계산이 요구된다.

검출기 안에서 일어나는 물리적 과정에 근거를 두고 100 keV이상의 에너지 영역에서 총 에너지피이크 효율의 에너지에 대한 변화를 만족스럽게 묘사하는 해석적인 함수는 지금까지 유도되지 못했다. 광전효과, 콤펄턴산란, 쌍생성 단면적 들을 포함시켜, 효율에 대한 반경험적 식들은 몇개<sup>[1,2,3,4,5,6]</sup> 제안되었으나 이러한 모형들 중 그 어느것도 직접 실험적으로 얻는 효율 calibration data의 필요성을 부정하지는 못한다.

## 2. 비선형 최소자승법에 의한 photopeak와 효율 data의 fitting

감마 스펙트럼 분석에서 우선 피이크의 에너지와 면적을 정확하게 결정하기 위해서 필요한

것은 피이크에 대한 선형의 수학적 표현이다.

비선형 최소자승법에 의한 분석 방법에서는 감마 스펙트럼의 한 영역에 있는 자료 점들이 한 별의 매개변수  $P_k$ 에 종속하는 하나의 함수  $F_i$ 로서 표현될 수 있다고 가정한다. 최소자승 피팅의 목적은 이론적 함수와 자료 간의 편차의 자승의 합을 최소로 하는 매개변수들의 값들을 발견하는데 있다. 즉

$$\chi^2 = \sum_i W_i [F_i - F_i(P_k)]^2 \quad (3)$$

이 최소로 되어야 한다. 여기서  $F_i$ 는  $i$ 번째 채널에서 얻은 실험 자료값이고  $W_i$ 는  $F_i$ 에 대한 가중치이며  $F_i(P_k)$ 는 자료를 나타내기 위해서 사용한 한 별의 매개변수  $P_k$ 의 함수로부터  $i$ 번째 채널에서 계산한 자료값이다. 합산은 피팅에 사용되는 모든 자료점들에 대해 적용한다.  $P_k$ 의 함수로서  $\chi^2$ 이 최소로 되기 위한 필요충분 조건은  $d\chi^2/dP_k=0$ 이 모든  $k$ 의 값에 대해 동시에 성립하는 것이다. 만일  $F_i$ 가 매개변수  $P_k$ 의 선형함수라면 각 매개변수의 최적치에 대한 식들이 유도될 수 있으며 이것은 선형 최소자승 문제이다. 그런데 본연구에서 photopeak나 효율을 피팅하는 함수는 매개변수에 대해 비선형이므로 명시적인 해가 존재하지 않는다. 따라서 이 경우에는 선형화 방법을 사용하여 풀 수 있는데 이 방법에서는 절단된 Taylor급수를 사용하여 한 별의 매개변수  $\delta P_k$ 에 대해 주어진 함수를 선형화 하는 것이다. 매개변수들의 최초 어림값들  $P_k^0$ 가 전개식에 있는 도함수의 값들을 계산하기 위해서 주어져야 한다. 즉  $P_k = P_k^0 + \delta P_k$ 이라면

$$F_i(P_k) = F_i(P_k^0) + \sum_k \left( \frac{\partial F_i}{\partial P_k} \right)_0 \delta P_k + \text{고차도함수} \quad (4)$$

가 되는데 여기서 도함수들은 매개변수들의 최초 어림값들을 써서 계산된다. 2차 이상의 모든 고차 도함수들을 무시하면 함수  $F_i(P_k)$ 는  $\delta P_k$ 의 선형함수이다. 그러면

$$(\chi')^2 = \sum_i W_i [F_i - F_i(P_k^0) - \sum_k (\partial F_i / \partial P_k)_0 \delta P_k]^2 \quad (5)$$

이 된다. 매개변수들의 최소치를 결정하는 조건들은

$$d(\chi')^2/d(\delta P_k) = 0 \quad (6)$$

으로부터 주어지며 매개변수  $P_k$ 와 같은 수의 방정식들이 생긴다. 이 연립방정식의 해는 행렬기호를 사용하면 간결한 형태로 나타낼 수 있다. 각 매개변수에 요망되는 변화량을 벡터  $\Delta P = (\delta P_1, \delta P_2, \delta P_3, \dots)$ 로 정의하고 벡터  $B$ 를 다음과 같이 정의하기로 한다.

$$B = [\sum_i W_i (F_i - F_i^0) (\partial F_i / \partial P_1), \sum_i W_i (F_i - F_i^0) (\partial F_i / \partial P_2), \dots] \quad (7)$$

그러면  $\delta P_j$ 의 계수들은 다음의 요소들을 가진 대칭 행렬로 표시된다.

$$C_{jk} = \sum_i W_i (\partial F_i / \partial P_j) (\partial F_i / \partial P_k) \quad (8)$$

결국 연립방정식은  $C \Delta P = B$ 라고 쓸 수 있는데 여기서  $\Delta P$ 와  $B$ 는 column vector이다. 따라서 해는  $\Delta P = AB$ 가 되며 새로운 행렬  $A$ 는  $C^{-1}$ 과 같다. 고차도함수들이 무시되었기 때문에 이 절차는 방정식  $d\chi^2/dP_k=0$ 의 해를 주지 못한다. 그러므로 방정식 (6)은  $P_k^0$ 를 ( $P_k^0 + \delta P_k$ )로

치환하여 다시 풀어야 한다. 이 과정은 모든  $\delta P_k$ 의 값들이 미리 정해 놓은 수렴 기준  $\Delta_k$ 보다 작게 될 때까지 반복 수행한다. 즉 모든  $k$ 에 대해  $\delta P_k \leq \Delta_k$ 가 동시에 만족되면 반복과정을 중지시켜며 이때 주어진 자료점들에 대한 피팅과정은 종료된다.

매개변수들의 최후값들이 결정된 후에는 이 매개변수들에 대한 어림오차  $\sigma_k$ 가 계산되어야 한다. 통계이론에 의하면

$$\sigma_k = [\chi^2 / (n - m)] A_{kk}^{1/2} \quad (9)$$

이 성립하는데 여기서  $A_{kk}$ 는 행렬  $A$ 의 대각선요소이고  $n$ 은 자료점의 갯수,  $m$ 은 독립적으로 변할 수 있는 매개변수의 수,  $(n - m)$ 은 자유도의 수인데  $\chi^2$ 은 최종적으로 결정된 매개변수들을 써서 계산된 값이다.

### 3. 단순화 Monte Carlo simulation에 의한 검출기 효율계산

광자가 검출기의 균질매질속에서 주어진 점으로부터 다음 상호작용점까지의 경로길이  $x$ 는, 거리  $x'$ 에서 단위길이당 광자가 다음 상호작용을 가질 확률인 확률밀도함수  $p(x') = \mu e^{-\mu x'}$ 로부터 다음과 같이 sample하여 구할 수 있다. 여기서  $\mu$ 는 매질의 선형감쇠계수이고 광전효과, 콤펄턴산란 및 쌍생성으로부터의 기여의 합으로써  $\mu = \mu_p + \mu_c + \mu_{pp}$ 이다.  $P(x) = \int_0^x p(x') dx'$ 로 정의되는 cumulative distribution function을  $(0, 1)$ 에서 균일한 분포를 가지는 변수, 즉 random number  $\xi$ 로 놓으면

$$x = \frac{-1}{\mu} \ln(1 - \xi)$$

이 된다.

그런데  $(1 - \xi)$ 는  $\xi$ 와 마찬가지로  $(0, 1)$ 에서 균일하게 분포되므로

$$x = -\frac{1}{\mu} \ln \xi \quad (10)$$

(10)으로부터 random number  $\xi$ 에 의해  $x$ 를 sample하여 다음 상호작용의 위치를 구한다. 이때에 경쟁하는 상호작용들( $i=1,2,3$ )중에서 실제로 일어나는 상호작용의 번호  $i$ 는 random number를 취하여

$$F(i-1) < \xi < F(i) \quad (11)$$

를 만족하는  $i$ 를 구함으로써 선정되는데, 여기서  $F(i)$ 는

$$F(i) = \sum_{j=1}^i \frac{\mu_j}{\mu}$$

로써 정의되는 branching ratio이다. 상호작용의 종류가 일단 선정되면 다음단계는 생성 입자들에 대한 parameters를 결정하는 것인데 구체적이고 상세한 설명은 너무 장황하여 생략하므로 흥미있는 독자는 SLAC-Report-265<sup>[7]</sup>를 참조할 수 있다. 기하구조에 대한 단순화가정으로 검출기 매질(Ge)의 주어진 두께를 가지는 무한 평면에 모든 광자들의 수직으로 입사시켰다.

### III. 측정 및 결과 분석

에너지 분해능을 향상시키기 위해서 GEM Series HPGe(High-Purity Germanium) Coaxial Detector(검출기 모델번호 GEM-10195)를 사용전 24시간 전부터 액체질소 온도로 냉각시키고 고전압 bias는 +3500V를 인가하였다. 효율 측정을 위해서 사용한 electronic modules는 그림 1에 보인 대로 interconnect하였고 10  $\mu$ Ci의  $^{152}\text{Eu}$  선원을 검출기 전면으로부터 약 25cm에 고정시켜 놓고 real time 11, 114초 동안 감마선 스펙트럼을 축적하였다. 그림2는 반감기 13.5년의  $^{152}\text{Eu}$ 가 K-포획과  $\beta^-$ 붕괴에 의해 각각 생성된  $^{152}\text{Sm}$ 와  $^{152}\text{Gd}$ 의 붕괴에 대한 에너지 준위들이다. 각 준위의 왼쪽에는 핵의 스핀과 parity, 오른쪽에는 에너지 준위 값이 keV단위로 표시되어 있고 여러개의 허용된 전이들에 대한 분지 비의 백분율 값들<sup>[8]</sup>도 표시되어 있다.

표1에는  $^{152}\text{Eu}$ 가 방출하는 감마선들을 에너지(keV)순으로 나열하고 각기 해당하는 감마선의 상대적인 세기(또는 방출율)는 1408.0keV 감마선의 세기를 100으로 규격화하여 나타낸 것<sup>[9]</sup>이다.

그림 3은 본실험에서 HPGe 검출기로 얻은  $^{152}\text{Eu}$ 의 감마선들의 펄스 높이 스펙트럼으로. 횡축은 원래 채널 번호를, 종축은 감마광자의 채널별 카운트 수를 타나냈는데, 횡축은 에너지(keV)눈금으로 바꾼후 21개의 감마선을 식별하였다. 비선형 최소자승법에 의해 자체 개발한 Fortran 컴퓨터 프로그램을 써서 스펙트럼 data를 fitting하였으며 이 결과로 얻어진 centroid, photopeak 아래의 면적 및 FWHM과 이들에 대해 해당하는 통계 오차들을 감마선 에너지 순서에 따라 표 2에 나열하였다. 여기서 centroid와 FWHM 및 해당오차들은 모두 channel 단위이다.

프로그램에는 피이크의 모양과 배경 선을 묘사하는 보다더 정교한 옵션들도 있으나 대부분의 경우 선형 배경에 가우시언 피이크를 중첩시켜 피팅한 것으로 만족스러웠다.

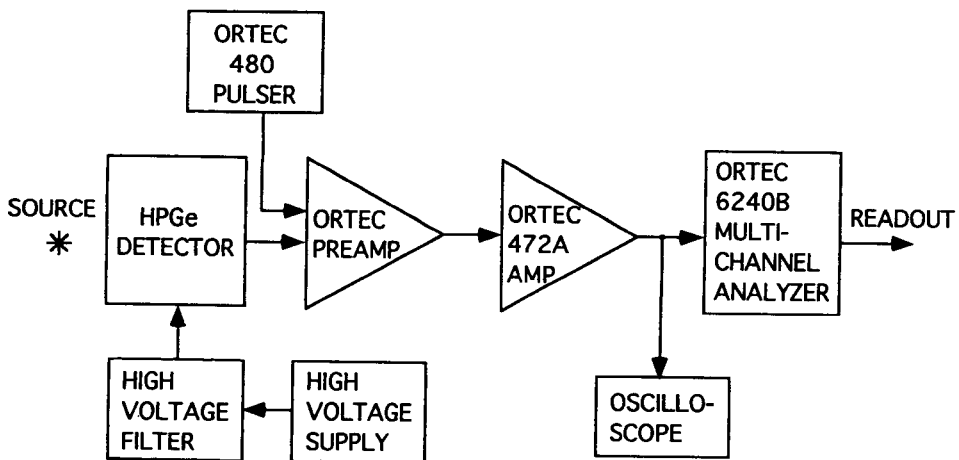
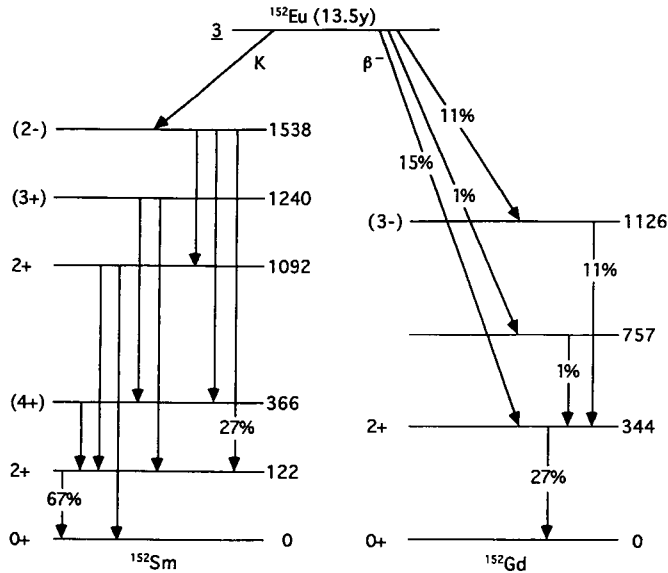


Fig. 1. Electronics for Efficiency Measurement.

Fig. 2. Decay Scheme for  $^{152}\text{Eu}$ .

황축의 에너지 눈금 메기기를 위해서  $^{137}\text{Cs}$ 선원의 661.615keV선과  $^{60}\text{Co}$ 선원의 1173.231 keV와 1332.508keV선들을 이용하여 에너지와 채널번호의 관계식을 구하고 이 식에 의해 채널번호로 나타낸 21개의 centroid를 keV 단위의 에너지로 바꾸어서 확인하였다.

Table 1. Multiple gamma rays emitted in the decay of  $^{152}\text{Eu}$ 

Energy(keV)	Relative intensity
121.8	141.0 ±4.0
244.7	36.6 ±1.1
344.3	127.2 ±1.3
367.8	4.19 ±0.04
411.1	10.71 ±0.11
444.0	15.00 ±0.15
488.7	1.984 ±0.023
586.3	2.24 ±0.05
678.6	2.296 ±0.028
688.7	4.12 ±0.04
778.9	62.6 ±0.6
867.4	20.54 ±0.21
964.0	70.4 ±0.7
1005.1	3.57 ±0.07
1085.8	48.7 ±0.5
1089.7	8.26 ±0.09
1112.1	65.0 ±0.7
1212.9	6.67 ±0.07
1299.1	7.76 ±0.08
1408.0	100.0 ±1.0
1457.6	2.52 ±0.09

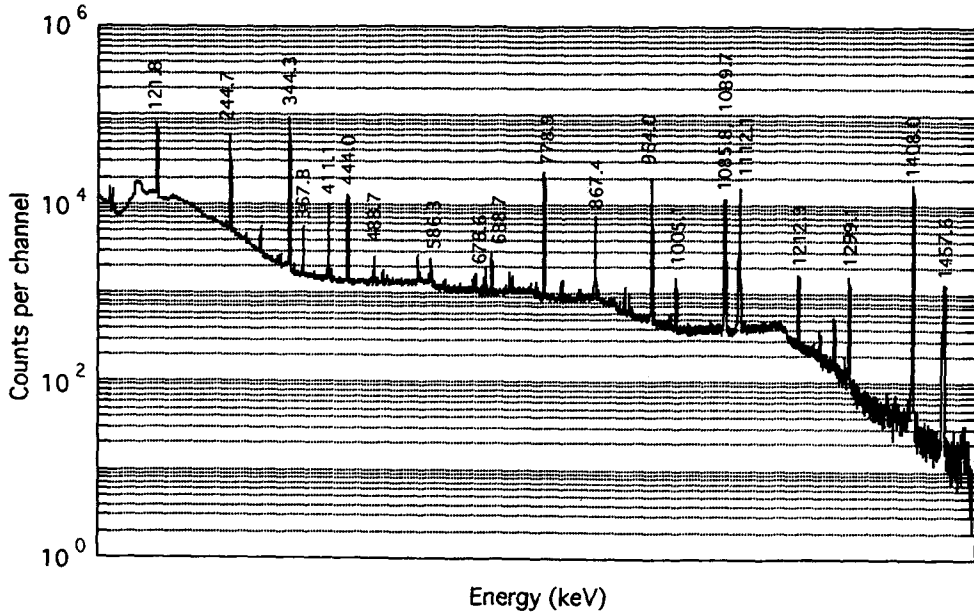


Fig. 3.  $\gamma$ -Ray Spectrum from  $^{152}\text{Eu}$  Source Obtained HPGe Detector.

Table 2. Results of Analysis of  $^{152}\text{Eu}$   $\gamma$ -ray Spectral Data.

Energy (keV)	Detected relative intensity	Centroid	Error	Area	Error	FWHM	Error
121.8	1093.0	580.375	0.015	1974712	12258	5.91	0.03
244.7	208.1	1246.088	0.007	375886	1195	6.37	0.02
344.3	512.6	1785.673	0.003	926143	950	6.76	0.00
367.8	15.6	1912.994	0.029	28272	686	6.94	0.11
411.1	34.7	2147.861	0.013	62608	697	6.86	0.05
444.0	45.3	2325.938	0.013	81875	558	7.08	0.04
488.7	6.1	2568.245	0.057	11091	667	7.84	0.26
586.3	4.9	3096.931	0.091	8790	478	7.51	0.30
678.6	4.8	3497.430	0.090	8619	339	8.18	0.26
688.7	8.0	3651.894	0.075	14441	1117	7.88	0.34
778.9	107.9	4140.848	0.009	194891	923	8.32	0.03
867.4	31.8	4620.350	0.020	57385	926	8.57	0.08
964.0	99.3	5144.343	0.011	179390	1032	8.90	0.04
1005.1	5.7	5367.146	0.080	10243	469	9.28	0.29
1085.8	61.9	5804.802	0.014	111902	535	9.26	0.04
1089.7	10.9	5825.966	0.048	19773	435	9.35	0.15
1112.1	80.7	5947.093	0.011	145744	748	9.31	0.04
1212.9	7.8	6494.195	0.052	14029	312	9.64	0.16
1299.1	8.4	6961.894	0.036	15222	243	10.09	0.12
1408.0	100.0	7552.812	0.011	180666	512	10.22	0.02
1457.6	2.4	7822.404	0.104	4276	131	11.30	0.27

표 2에서 둘째 열의 detected relative intensity는 1408.0 keV 선의 면적 180,666을 100으로 규격화시키면서 사용한 인자 1806.66으로 다른 모든 면적들을 나누어 얻은 값들이다. 이 값들을

각각 표 1의 해당하는 상대세기 값으로 나눈 결과를 에너지의 함수로 그림 4에 o로 나타내었다. 이 그림의 측정 효율값들에 대해 상대효율  $\epsilon$ 를 감마선 에너지 E의 함수로써 결정하기 위해서 여러 논문에서 발표된 다양한 해석적 함수들<sup>[1,2,3,4,5,6]</sup>을 써서 비선형 최소자승법에 의해 fitting해본 결과 Gray와 Ahmad<sup>[2]</sup>가 제안한 식을 다소 변형한  $\epsilon = [A_1 + A_2(\ln E) + A_3(\ln E)^2 + A_4(\ln E)^3]/E$ 의 식이 가장 적합함을 발견하였으며 결정된 계수들과 해당 오차들은  $A_1 = 1.3731 \pm 0.0244$ ,  $A_2 = 0.1158 \pm 0.0840$ ,  $A_3 = 0.2929 \pm 0.1296$ ,  $A_4 = 0.1587 \pm 0.0449$ 이다. 여기서 E는 MeV 단위로 나타낸 에너지 값이며 이 함수는 그림 4에 실선으로 그려져 있다. 여기에 첨가하여 단순화 Monte Carlo simulation에 의해 계산한 상대효율(규격화기준은 측정경우와 동일)결과를 +로 나타냈다. 이 그림에서 세가지 결과를 비교할 때 해석적 함수곡선은 측정값들의 모든 영역에서 이들을 비교적 잘 묘사할뿐 아니라 본실험에서 측정값이 없는 100keV 이하에서 효율이 감소하는 경향까지 예측한 점은 대단히 흥미로우나 해석적 함수의 각 항을 물리적으로 정당화할 수 없는 점이 아쉽다.

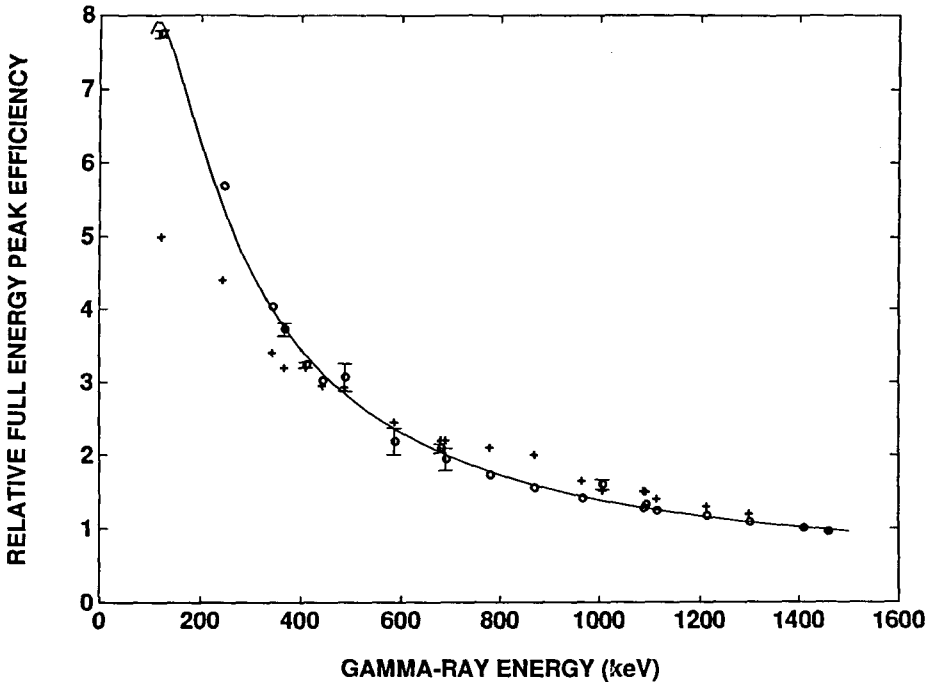


Fig. 4. Relative Full-energy Peak Efficiencies of a HPGe Detector.

o experiment, + Monte Carlo simulation, - analytic fit to experimental data points.

입사광자의 에너지 100keV 근방에서는 광전효과가 지배적이므로 본실험에서 사용한 검출기는 효과적으로 무한 slab과 같이 photopeak 효율은 최대치에 접근함을 볼 수 있으며 이보다 낮은 에너지 영역에서 효율함수의 감소는 검출기의 window attenuation에 기인한다고 볼 수 있다. 따라서 높은 에너지 값들에서 photopeak efficiency의 상당한 감소는 광전단면적의 감소와 검출기에서 콤펙스산란된 광자들의 탈출로 인함인 분명해진다. Monte Carlo 계산 결과는 실험치들로부터 400keV 근방에서 에너지의 감소에 따라 더욱 차이가 커짐을 볼 수 있는데, 이는



Monte Carlo 계산에 수반되는 여러 오차들이 복합해서 나타난 결과로 볼 수 있다. 특히 검출기의 결정에서 에너지 dissipation이라는 실제적인 물리적 과정을 단순화 근사를 써서 계산했고 또 개별적인 광전, 콤프 및 쌍생성 단면적들에서 불확실성이 에너지에 따라 5%<sup>[10]</sup>를 훨씬 초과하는 것으로 알려진 점도 유의해야 된다.

#### IV. 결 론

본연구에서는 HPGe 검출기에 의한 감마선의 세기측정에서 기본적으로 해결해야 되는 상대 검출효율을 검출기에 입사하는 감마 광자의 에너지의 함수로 100keV에서 1500keV까지의 영역에서 실험적으로 측정하고 이들을 매끄럽게 fitting한 반경험식도 결정하였다. 복잡한 decay schemes를 가지는 <sup>152</sup>Eu선원에 대해 coincidence summing effects에 대한 보정을 적용할 필요가 없도록 선원-검출기간의 거리를 충분히 분리하여 count rate가 너무 높지 않도록 측정하였으므로 상대효율에 대한 반경험공식은 유용하게 활용될 수 있으며 적절한 에너지 값에서 정확히 calibrate된 선원을 써서 절대효율값을 측정하면 상대효율곡선을 필요한 비율만큼 수직축을 따라 확대 또는 축소시켜서 이 특정한 거리에서 요망하는 절대효율곡선으로 변환할 수 있다.

현재로서는 반경험적인 식과 결합한 실험방법이 효율결정을 위한 가장 신뢰할 수 있는 방법인 것 같다. Monte Carlo simulation에 의한 계산결과는 단순화 과정과 계산시간의 제약으로 인한 통계적 오차, 단면적 데이터베이스의 에너지에 대한 내삽 등으로 인하여 전자의 방법만큼 신뢰할 수 없음을 알았다.

#### 참고문헌

1. J.B. Willett, Nucl. Instr. and Meth., 84 157(1970)
2. P.W. Gray and A. Ahmad, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A237., 577(1985).
3. L.V. East, Nucl. Instr. and Meth., 93, 193(1971).
4. L.A. McNeilles and J.L. Campbell, Nucl. Instr. and Meth. 109, 241(1973).
5. B. Jäckel, W. Westmeier and P. Patzelt, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A261, 543(1987).
6. A.F. Sánchez-Reyes, M. I. Febrián, J. Baró and J. Tejada, Nucl, Instr, and Meth. Phys. Res. B28, 123(1987).
7. W.R. Nelson, H. Hirayama, and D.W.O. Rogers, SLAC-Report-s65, Dec. 1985, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California.
8. R. Pannetier, Vade-Mecum du Technicien Nucléaire, Tome II, S.C.F. du Bastet, 91300 Massy (1980).
9. R.J. Gehrke, R.G. Helmer, and R.C. Greenwood, Nucl. Instr, and Meth., 147, 405(1977).
10. E. Storm and H.I. Israel, "Photon Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for Elements Z=1 to Z=100", Atomic Data and Nucl. Data Tables 7,565(1970).

## Relative Efficiency Determination of HPGe Detector

Jeong ku Kang, Seung Kon Kim, Chong Yeal Kim, Jeong Ok Lee,  
Choon Ho Lee, and Jae Wu Choi

Department of Physics, Jeonbuk National University, Jeonju 560-756

### Abstract

A relative efficiency of a HPGe detector as a function of the incident gamma ray energy in the range 120 keV to 1500 keV was measured using 21 gamma rays emitted by a  $^{152}\text{Eu}$  source. A semiempirical expression was then determined which can reproduce the measured values reasonably well. The two results are compared to a Monte Carlo simulation calculation.