김일성종합대학학보 주체108(2019)년
물리학 제65권 제3호

규소의 재결합특성이 반도체방사선검출기의 분해능에 주는 영향

고명선, 한정혁

위대한 수령 **김일성**동지께서는 다음과 같이 교시하시였다.

《우리는 어떻게 하나 과학과 기술을 발전시키고 과학기술에 의거하여 살아나갈 생각을 하여야 합니다.》(《**김일성**전집》 제27권 270페지)

주행거리가 짧은 방사선이 반도체를 통과하면 직경이 2～4μm, 길이가 25～30μm인 자리길에 조밀한 밀도의 전자－구멍쌍으로 이루어진 플라즈마덩어리가 형성된다. 따라서 방사선을 기록할 때 규소의 미소체적에서 나르개수송조건이 조성된다. 방사선이 검출기에 무질서하게 입사하기때문에 반도체시편의 면적에 따라 나르개수명 τ가 요동한다.

최근에 규소반도체방사선검출기로 에네르기가 5.0～5.5MeV인 α립자에 대하여 9keV 이하의 에네르기분해능을 실현하였다. 이때 분해능은 리론값(6～7keV)에 거의 접근한 값이다.[1, 4] 이러한 특성은 초우라니움원소혼합물의 조성을 신속히 정밀분석하는 문제를 비롯하여 실천적으로 중요한 의의를 가진다. 에네르기분해능이 리론적한계에 도달한 조건에서 검출기의 기본인자들이 분해능에 주는 영향을 리론적으로 분석할 필요가 있다. 이러한 리론적인 결과는 분해능이 리상적인 검출기의 스펙트르를 분석하는데 적용할수 있다.

론문에서는 τ가 가우스분포형태를 가진다는 가정에서 검출기의 분해능을 규정하는 해석적인 결과를 얻고 재결합손실이 검출기의 에네르기분해능과 스펙트르모양에 주는 영향을 고찰하였다.

1. 리론적고찰

α립자를 비롯한 주행거리가 짧은 대전립자들이 규소반도체를 통과하면 립자의 자리길에 조밀한 밀도의 전자－구멍쌍으로 이루어진 플라즈마가 형성된다. 그러므로 임풀스형성과정은 전자－구멍쌍으로 이루어진 플라즈마단계를 거치게 되는데 이때 외부전기마당의 작용이 차페되고 확산에 의하여 플라즈마는 반경방향으로 팽창한다. 이 과정의 길이는 $t_{플} = 1.86 \cdot 10^{-8} \cdot E^{-1}$이다.[3] 여기서 $t_{플}$의 단위는 s이며 E는 kV/cm단위로 표시되는 나르개밀도에 따르는 무게중심에서의 전기마당의 세기이다.

플라즈마단계에서의 본질적인 과정이 체적안의 깊은 중심이나 겉면을 통한 나르개들의 재결합과정이라는것은 이미 밝혀졌다. 신호성형의 견지에서 중요한것은 재결합할 때 신호진폭이 비평형나르개쌍이 없어진 자리표에 관계되지 않고 직접 전하손실량 $\lambda = t_{플}/\tau$에 의하여 규정된다는것이다.[2] 단결정의 불완전성때문에 나르개의 수명은 검출기체적에 따라 요동한다. 구조적불완전성에 가장 민감한 파라메터가 바로 τ이므로 λ는 τ에 의하여 규정된다고 가정한다.

이러한 표상에 기초하여 스펙트르선의 형태 즉 단색에네르기에 의한 검출기의 응답

특성을 작성할수 있다.

α 립자가 $eN_0 = Q_0$ 의 비평형전하를 만든다면 나르개의 재결합에 의하여 실지 신호진폭을 만드는 전하는 $Q = eN$ 으로 작아진다. 이때 Q/Q_0 는 다음과 같다.

$$Q/Q_0 = q = 1 - \lambda = 1 - t_{\text{플}}/\tau \tag{1}$$

진폭스펙트르 $(dn/dq)(q)$ 는 다음과 같이 쓸수 있다.

$$\frac{dn}{dq} = -\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{d\tau}{d\lambda}\cdot\frac{dn}{d\tau} = \frac{\tau^2}{t_{\text{플}}}\cdot\frac{dn}{d\tau} \tag{2}$$

이제 τ 가 가우스분포

$$\frac{dn}{d\tau} = \frac{\exp[-(\tau-\tau_0)^2/2\sigma^2]}{\sqrt{2\pi}\sigma} \tag{3}$$

을 가진다고 하자.

나르개수명의 불균일성은 상대적인 량 $R_\tau = \sigma\tau/\tau_0 = 2.35\sigma/\tau_0$ 로 표시하는것이 편리하다. 여기서 $\sigma = R_\tau(\tau_0/2.35) = k\tau_0$ 이다. $\sigma = k\tau_0$ 을 식 (2)와 (3)에 대입하면 스펙트르선형태에 대한 식을 얻는다.

$$\frac{dn}{dq} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}k\lambda_0}\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \exp\left[-\frac{1}{2k^2}\left(1-\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2\right] \tag{4}$$

여기서 λ_0 은 평균에네르기손실이다. λ 에 관한 식 $(dn/dq)(\lambda)$ 는 q 에 관한 식 $(dn/dq)(q)$ 보다 분석이 편리하며 $q = 1-\lambda$ 이므로 서로 등가이다. 식 (4)로부터 $\lambda_0/\lambda = 0.5(1+\sqrt{1+8k^2})$ 에서 스펙트르가 최대값을 가진다. 다시말하여 스펙트르의 최대값은 τ 의 불균일성정도에 의존한다는것을 알수 있다. $k_0 = \sqrt{1+8k^2}$ 으로 표시하고 스펙트르의 규격화조건 $(dn/dq)_{\text{최대}} = 1$ 을 적용하면 최종적으로 다음의 식을 얻는다.

$$\frac{dn}{dq} = C\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \exp\left[-\frac{(1-\lambda_0/\lambda)^2}{2k^2}\right]$$
$$C = \frac{1}{\sqrt{2\pi}k\lambda_0} \tag{5}$$

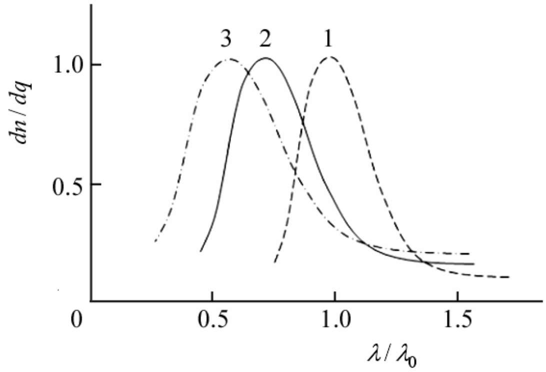

그림 1. 비평형전하나르개들의 재결합을 고려하여 계산한 검출기의 스펙트르모양
1—3은 k의 값이 각각 0.2, 0.3, 0.8인 경우

함수 $(dn/dq)(\lambda_0/\lambda)$ 는 분산이 k 인 가우스분포에 가깝지만 실험에서는 거꿀변수의 형태로 즉 $(dn/dq)(\lambda/\lambda_0)$ 로 얻어진다. 이 관계는 완전히 비대칭적이며 오른쪽 곡선이 가우스법칙보다 더 빨리 감소한다는것을 알수 있다.(그림 1) 이제 식 (5)를 리용하여 재결합요동이 스펙트르의 선폭에 주는 몫을 보자.

$\delta_\lambda(k)$ 의 관계는 분포의 불균일성한계 ($k = 0.85$)에 도달하기 전에 포화된다. 요동의 척도는 평균손실 λ_0 의 크기에 의하여 규정되며 $\delta_\lambda \le 0.63\lambda_0$ 을 넘지 않는다.

실천적으로 세기가 크게 차이나는 동위원소들의 α 선은 dn/dq 에 특징적인 스펙트르선의 비대칭성으로 인하여 구별하기가 상당히 힘들어진다. 기본스펙트르선의 왼쪽에 놓이는 선들은 폰－끄리우에 놓이게 된다.

2. 실험결과 및 고찰

실천적으로 가장 좋은 분해능을 가지는 검출기의 스펙트르를 분석해보기로 하자. 그림 2에 국부확산방법으로 제작한 규소평면형검출기로 얻은 α 스펙트르를 보여주었다.

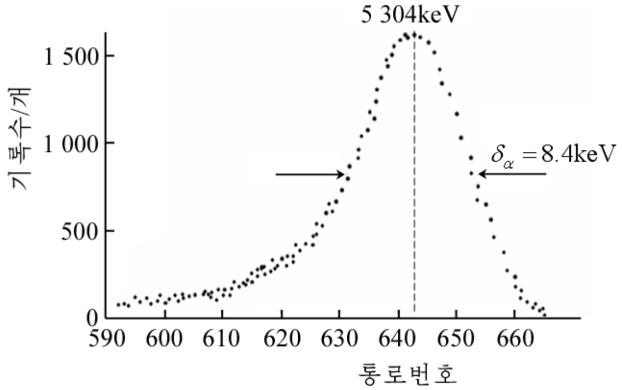

그림 2. 규소평면형검출기로 얻은 α 스펙트르

그림 2에서 보는바와 같이 스펙트르선은 비대칭이며 이 곡선의 오른쪽 가지만이 가우스분포로 설명된다는것을 알수 있다. 왼쪽 가지는 보다 더 늘어져있으며 2개의 가우스함수로 근사화할수 있다.

측정한 α 스펙트르의 반폭분해능 $\delta_\alpha = 8.4\text{keV}$, 회로잡음 $\delta_{잡} = 2.8\text{keV}$, 전자－구멍쌍형성에 드는 에네르기의 요동 $\delta_{분} = 6\text{keV}$ 를 고려하면 전하손실요동에 대하여 다음의 값을 얻는다.

$$\delta_{손실} = \sqrt{\delta_\alpha^2 - \delta_{잡}^2 - \delta_{분}^2} = 5\text{keV} \tag{6}$$

이 량은 식 (5)에 따라 비평형전자－구멍쌍이 해당한 전극으로 수송되는 과정에 생기는 요동에 의한것이다.

$\delta = 0.63\lambda_0$ 인 경우에는 λ_0 을 결정하는 문제로 귀착된다. λ_0 을 결정하기 위하여 전기마당세기에 따르는 λ_0 의 관계를 얻는 방법[1]을 리용하였다. 이 방법에서는 기준으로 되는 두번째 검출기를 리용한다. 얻어진 실험결과를 $\lambda_0(1/E)$ 단위로 작성하였는데 식 (1)과 같은 선형관계를 가진다. 이로부터 플라즈마상태에서 전기마당에 의하여 조종되는 재결합손실성분은 $\lambda_0 = 0.5\text{keV}$ 를 넘지 않는다는 결과를 얻는다.

보충적으로 α 립자의 입사방향에 대하여 검출기를 회전시키는 방법으로 불감층의 두께를 결정하였는데 그 두께는 $d \le 20\text{nm}$ 였다. 이것은 규소에서 α 립자의 주행거리에 비하여 무시할수 있는 량이다. 다시말하여 입구창문을 매우 얇은 흡수체로 볼수 있다.

검출기입구창 역시 α 립자의 단색성을 떨어뜨리는 요인으로 되지만 $d \le 20\text{nm}$ 인 경우 입구창에 의한 분산은 불과 $\delta_\lambda \le 2\text{keV}$ 이다. 이와 같이 입구창의 견지에서도 검출기가 구조적으로 상당히 완성되였다는것을 알수 있다.

맺 는 말

스펙트르모양에 주는 평균전하손실의 영향 즉 리상적인 단결정을 얻는데서 피할수 없는 결정의 불완전성정도를 정확히 반영하여 스펙트르모양을 서술하는 해석적인 식을 얻고 이 식과 실험결과를 리용하여 검출기들에서 재결합손실에 의한 요동이 ≤0.5keV 라는것을 밝혔다.

참 고 문 헌

[1] В. К. Еремин и др.; ЖТФ, 56, 10, 1987, 1986.

[2] N. B. Strokan et al.; IEEE Tran. Nucl. Sci., NS-15, 3, 304, 1968.

[3] A. A. Quarauta et al.; IEEE Tran. Nucl. Sci., NS-15, 3, 373, 1968.

[4] Gerhard Lutz; Semiconductor Radiation Detectors, Springer, 95～117, 2007.

주체108(2019)년 3월 5일 원고접수

Influence of Recombination in Silicon to Resolution of Semiconductor Radiation Detector

Ko Myong Son, *Han Jong Hyok*

In this paper, we obtained the analytical result to define the resolving power of detectors under the assumption that τ has a form of the Gaussian distribution, and considered the recombination loss influences on the energy resolution and spectra shape of detector.

Key words: energy resolving power, silicon detector