

論文96-33A-4-15

# 고준위 도핑된 AlGaAs/GaAs 양자 우물의 충돌 이온화율

## (Impact Ionization Rate of the Highly-Doped AlGaAs/GaAs Quantum Well)

尹基貞\*, 黃成凡\*\*, 宋政根\*\*\*, 洪昌憲\*\*\*\*

(Key-Jeong Yoon, Sung-Bum Hwang, Chung-Kun Song, and Chang-Hee Hong)

### 요 약

적외선 APD와 새로운 신경 소자에서 사용되는 고준위 도핑된 AlGaAs/GaAs 양자 우물의 충돌 이온화율을 계산하였다. 앙상블 몬테 카를로 기법과 양자 역학적 방법을 병행하여 양자 우물의 변수 즉 양자 우물의 폭, 도핑 농도, 장벽의 높이, 장벽의 두께 등이 충돌 이온화율에 미치는 영향을 분석하였다. 양자 우물의 폭이 증가할수록 전자가 차지하는 부 밴드의 수가 증가하므로 이온화율이 증가하지만 부 밴드의 에너지는 감소하기 때문에 증가율이 점차 둔화되어 포화되었다. 장벽의 두께의 영향은 주입 전자의 에너지와 터널링에 의해 장벽의 두께가 작은 영역에서는 이온화율이 증가하는 반면 장벽의 두께가 큰 영역에서는 감소하므로 이온화율이 최대가 되는 장벽의 두께를 발견하였다. 그리고, 이 최대 두께는 장벽의 높이가 증가할수록 커졌다. 이온화율은 도핑 농도에 가장 민감하게 변화하였다. 장벽의 높이에 따라 양자 우물이 가두어 둘 수 있는 한계 농도가 있다는 것을 알았다.

### Abstract

The impact ionization rate of the highly-doped AlGaAs/GaAs quantum well structure is calculated, which is an important parameter to design the infrared detector APD and the novel neural device. In conjunction with Ensemble Monte Carlo method and quantum mechanical treatment, we analyze the effects of the parameters of quantum well structure on the impact ionization rate. Since the number of the occupied subbands increases while the energy of the subbands decreases as the width of quantum well increases, the impact ionization rate increases in the range of the small well width but gradually the increment slows down and is finally saturated. Due to the effect of the energy of the injected electrons into the quantum well and the tunneling through the barrier, the impact ionization rate increases for the range of the small barrier width and decreases for the range of the large barrier width. Thus, there exists a barrier width to maximize the impact ionization rate for a mole fraction  $x$ , and the barrier width moves to the larger value as the mole fraction  $x$  increases. The impact ionization rate is much more sensitive to the variation of the doping density than that of the other quantum well parameters. We found that there is a limit of the doping density to confine the electrons in the quantum well effectively.

\* 正會員, 東義工業專門大學 電子科

(Dep. of Elect. Dong-Eui Tech. Junior College)

\*\* 正會員, 慶南專門大學 電子通信科

(Dep. of Comm. Kyeong-Nam Junior College)

\*\*\* 正會員, 東亞大學校 電氣電子컴퓨터工學部

(Dep. of Electronics Engineering Dong-A University)

接受日字: 1995年3月10日, 수정완료일: 1996年3月18日

### I. 서론

최근 반도체 에피 층의 성장 기술이 발달함에 따라 초격자와 같은 다층 박막의 제조가 가능하게 되었고, 이러한 구조를 사용한 새로운 개념의 반도체 소자에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.<sup>(1)</sup> APD (avalanche photodiode)에서는 애벌런치에 의한 잡음

을 감소시키기 위해서 초격자 구조를 사용한다.<sup>[2-7]</sup> GaAs와 같은 화합물 반도체에서는 전자에 의한 애벌런치 이온화율 ( $\alpha$ )와 정공에 의한 애벌런치 이온화율 ( $\beta$ )가 거의 같기 때문에, APD와 같이 애벌런치를 이용하는 소자에서는 전자와 정공의 애벌런치에 의한 잡음이 큰 문제가 되었다.<sup>[8,9]</sup> 그래서, 인위적으로  $\alpha/\beta$  혹은  $\beta/\alpha$  를 증가시킴으로써 애벌런치가 한 종류의 캐리어에 의해서만 차별적으로 발생하도록 하여 잡음을 감소시키는 기구로서 초격자를 사용하였다.<sup>[3,6,7,10]</sup> 응용에 따라 여러 종류의 초격자 구조가 제안되었고<sup>[6,7]</sup>, 최근에는 에너지가 작은 적외선을 검출하기 위해서 고준위 도핑된 양자 우물을 사용한 적외선 감지기가 연구되고 있다.<sup>[11]</sup> 도핑된 양자 우물을 사용하면 비교적 작은 에너지를 갖는 적외선으로써도 양자 우물에 갇힌 전자가 전도대 에너지 장벽을 넘어 전도 전자가 되게 할 수 있다. 이러한 전자는 도핑된 인접 양자 우물에 주입되어 갇힌 캐리어들과 상호 충돌에 의해 애벌런치가 발생하여 전류가 증배되고 적외선을 감지할 수 있게 된다.<sup>[12]</sup> 이외에도 도핑된 다중 양자 우물을 사용하는 신경 소자가 송정근 등에 의해 제안되고 검증된 바 있다.<sup>[13-15]</sup> 이 신경 소자에서는 적외선 감지기와는 달리 양자 우물 영역이 금속 접촉되어 있지 않기에 캐리어가 충돌 이온화에 의해 양자 우물을 탈출하면 남아있는 이온화된 불순물에 의해 공간 전하가 생성되어 이것이 캐소우드 혹은 애노우드의 전계를 향상 시킴으로써 결국 주입 전류가 급증되었다. 이러한 도핑된 다중 양자 우물의 애벌런치를 사용하는 소자에서는 충돌 이온화율의 예측이 소자의 설계에 중요한 변수가 된다.

본 논문에서는 앙상블 몬테 카를로 기법<sup>[16-18]</sup>과 터널링 효과 등 양자 역학적 방법<sup>[12,19,20]</sup>을 병행하여 도핑된 AlGaAs/GaAs 양자 우물에서의 충돌 이온화율을 계산하였다. 그리고 양자 우물의 폭, 도핑 농도, 장벽의 높이 및 장벽의 두께 등의 영향을 고찰하였다.

## II. 도핑된 양자 우물의 충돌 이온화 모델

전도대 에너지 장벽으로 이루어진 도핑된 양자 우물의 충돌 이온화는 그림 1과 같이 장벽에서 주입되는 파동 벡터  $k_1$  상태의 전자 1이 전계로 부터 충분한 에너지를 얻게 되어 양자 우물에 갇힌  $k_2$  상태의 전자 2와 충돌한 후, 각각  $k_1'$  와  $k_2'$ 으로 산란되고 모두 우

물 바깥으로 탈출하는 모형으로 나타낼 수 있다.  $k_1, k_2$  상태의 전자들이  $k_1', k_2'$  상태로 각각 천이할 단위 부피당 총 평균 천이율은 다음과 같이 표시된다.<sup>[19,20]</sup>

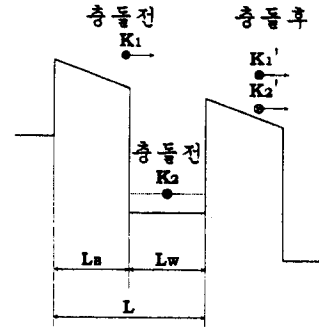


그림 1. 양자 우물 내의 전자와 주입 전자와의 충돌 이온화 모형

Fig. 1. The model of impact ionization between the electrons within the quantum well and the injected electrons.

$$P = \frac{1}{V} \sum_{k_1} \sum_{k_2} \sum_{k_1'} \sum_{k_2'} P_{k_1 k_2}^{k_1' k_2'} f(k_1) f(k_2) [1 - f(k_1')] [1 - f(k_2')] \quad (1)$$

여기서,  $V$ 는 양자 우물의 단위 체적,  $f(\cdot)$ 는 페르미 디랙 확률분포 함수이고  $P_{k_1 k_2}^{k_1' k_2'}$ 는 양자 우물에 갇혀 있는  $k_2$  상태의 전자가 주입되는  $k_1$  상태의 전자와 충돌하여 각각  $k_1', k_2'$  상태로 변하는 단위 시간당 천이율을 나타내며, 페르미의 황금률에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$P_{k_1 k_2}^{k_1' k_2'} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle 12 | H_s | 1'2' \rangle|^2 \delta(E_1 + E_2 - E_1' - E_2') \quad (2)$$

여기서, 행렬항  $|\langle 12 | H_s | 1'2' \rangle|^2$ 은 산란 전위  $H_s$ 가 전자와 전자의 충돌이므로 쿨롱 전위를 적용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$|\langle 12 | H_s | 1'2' \rangle|^2 = 4 \left| \int \psi_{k_1}^* \psi_{k_2}^* \frac{q^2 \exp(-\zeta |r_1 - r_2|)}{4\pi\epsilon |r_1 - r_2|} \psi_{k_1'} \psi_{k_2'} dr_1 dr_2 \right|^2 \quad (3)$$

여기서  $\zeta$ 는 screening factor이다.<sup>[19]</sup> 우물 바깥의 자유 전자의 파동 함수  $\psi_{k_2}^*, \psi_{k_1}$ 에 대해서는

$$\psi_k(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(ikr) \quad (4)$$

를 사용하였고, 양자 우물에 갇힌 전자의 파동 함수  $\psi_{k_z}, \psi_{k_z}^*$  에 대해서는

$$\psi_k = \sqrt{\frac{2}{AL_{zn}}} \exp(i k_z r_z) \sin\left(\frac{n\pi}{L_{zn}} z\right) \quad (5)$$

를 사용하였다. 여기서, A는 양자 우물의 단면적, n은 부밴드 수, z는 양자 우물을 가로지르는 방향 위치,  $L_{zn}$ 은 각 부밴드의 양자 우물의 유효 폭,  $r_z$ 는 r의 xy 평면 성분 즉, z 방향의 횡단면(transverse section) 성분을 나타낸다. 양자 우물 안에서 양자화된 전자의 분포 함수  $f(k_{2z})$ 는 아래와 같다.

$$f(k_{2z}) = \begin{cases} 1, & 0 \leq k_{2z} \leq K_{2z}^{(n)} \\ 0, & \text{다른 경우} \end{cases} \quad (6)$$

여기서  $K_{2z}^{(n)}$ 은 n 번째 부 밴드에 있는 전자 2의 파동 벡터  $k_2$ 의 횡단면 성분  $k_{2z}$ 의 최대값이고, 다음과 같다.

$$K_{2z}^{(n)} = \sqrt{\left(\frac{2m_w^*}{\hbar^2}\right) E_F - \left(\frac{n\pi}{L_{zn}}\right)^2} \quad (7)$$

여기서,  $m_w^*$ 는 양자 우물에서 전자의 유효 질량이다. 장벽에서 전자의 분포는 맥스웰 분포를 가정하여 다음과 같다.

$$f(k) = 4n_o \left(\frac{\pi \hbar^2}{2m_b^* k_B T_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E(k)}{k_B T_e}\right) \quad (8)$$

여기서  $m_b^*$ 는 장벽에서 전자의 유효 질량이다. 그리고,  $T_e$ 는 장벽에서 가속되어 양자 우물에 주입되는 전자의 에너지를 그에 상당하는 등가 온도로 표현한 것이며 ( $E = k_B T_e$ ), 걸어준 전계와 장벽의 물성에 좌우되고, 앙상블 몬테 카를로 시뮬레이션으로 계산하였다.

이 식들을 식 (1)에 대입하여 주입 전자의 에너지에 대한 평균 충돌 이온화율  $\langle 1/\tau \rangle$  을 구하면 다음과 같다.

$$\langle \frac{1}{\tau} \rangle = \frac{P}{n_o} = \int \frac{dk_{1z}}{2\pi} \left(\frac{\pi \hbar^2}{2m_b^* k_B T_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_{1z}^2}{2m_b^* k_B T_e}\right) \frac{1}{\tau} \quad (9)$$

여기서,  $1/\tau$  은 각 부 밴드별 충돌 이온화율이며 다음과 같다.

$$\frac{1}{\tau} = \sum_n \frac{4\pi q^4}{\hbar^2 \epsilon^2} \left(\frac{L_{2zn}}{L}\right)^2 \frac{K_{2z}^{(n)^2}}{4\pi L_{2zn}} [R(k_{1z}, k_{2zn}) + R(k_{1z}, -k_{2zn})] \quad (10)$$

여기서  $R(\cdot)$ 은 장벽의 터널링 투과율  $T(\cdot)$ 를 고려한 산란율이며 다음과 같다.

$$R(k_{1z}, k_{2z}) = \frac{m^*}{8\pi \hbar^2} \int_{k_{2z}}^{k_{1z}} dk_{1z} \frac{T(E_{1z})T(E_{2z})}{[(k_{1z} - k_{1z})(k_{1z} - k_{2z}) + \xi^2]^2} \quad (11)$$

여기서 장벽 높이가  $\Delta E_c$ 인 삼각형 장벽의 터널링 투과율  $T(E_z)$ 는 Airy 함수를 사용하면 다음과 같이 표현될 수 있다.<sup>[16]</sup>

$$T(E_z) = \frac{4K_F}{\pi k_z} \frac{1}{[Bi(\eta_o) - (K_F/k_z)Ai(\eta_o)]^2 + [Ai(\eta_o) - (K_F/k_z)Bi(\eta_o)]^2} \quad (12)$$

여기서, Ai, Bi, Ai', Bi' 는 Airy 함수와 그 도함수이다. 그리고,

$$\begin{aligned} \eta_o &= \left(\frac{K_F}{qF}\right)(\Delta E_c - E_z) \\ K_F &= \left(\frac{2m_w^* qF}{\hbar^2}\right)^{1/3} \\ k_z &= \sqrt{\frac{2m_w^* E_z}{\hbar^2}} \end{aligned} \quad (13)$$

이며, F 는 전계,  $E_z$ 는 주입 전자의 에너지를 나타낸다.

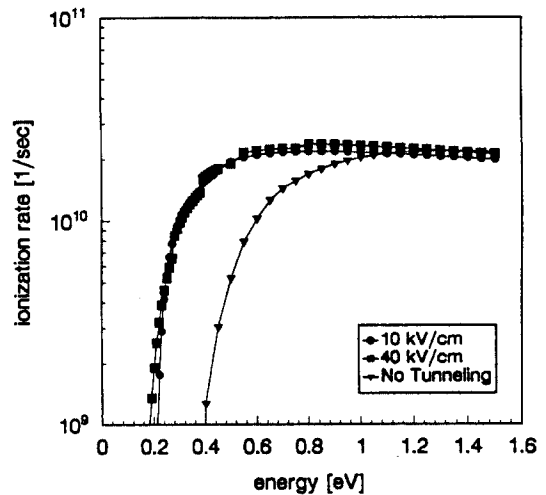


그림 2. 터널링을 고려한 경우 주입 전자의 에너지와 충돌 이온화율과의 관계

Fig. 2. The impact ionization rate vs. the injected electron energy considering tunneling.

그림 2는 이상의 식들을 사용하여  $Al_xGa_{1-x}$

xAs/GaAs 양자 우물의 폭  $L_w=500$  [Å], 도핑 농도  $N_D=10^{18}$  [cm<sup>-3</sup>], 장벽의 높이  $\Delta E_c=0.22$  [eV] 즉  $x=0.3$ , 장벽의 두께  $L_B=500$  [Å] 을 갖는 양자 우물의 충돌 이온화율  $1/\tau$  와 주입 전자의 에너지의 관계를 보여주는 하나의 계산 예이다. 주입 전자에 입계 에너지  $E_{TH}$  가 있음을 알 수 있다. 이것은 우물에 갇혀있는 전자를 이온화 시키기 위해서는 장벽 높이 정도의 에너지가 필요하기 때문이다. 터널링을 고려하지 않은 경우  $E_{TH} \approx 0.4$  [eV] 이고, 이것은 장벽 높이의 약 2 배에 해당한다. 터널링을 고려한 경우  $E_{TH} \approx 0.2$  [eV] 로 투과를 고려하지 않은 경우에 비하여 작다는 것을 알 수 있고, 전계가 증가할수록 약간 감소한다는 점을 볼 수 있다. 따라서, 충돌 이온화율 계산에는 터널링을 반드시 고려해야 한다고 판단된다.

### III. 시뮬레이션 및 검토

본 절에서는  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  양자 우물의 여러 가지 변수 즉 양자 우물의 폭  $L_w$ , 도핑 농도  $N_D$ , 장벽 높이  $\Delta E_c$  즉 Al 몰 비  $x$ , 장벽의 두께  $L_B$  등의 변화에 따라 충돌 이온화율을 계산하여 양자 우물 변수의 영향을 고찰하고 효율적인 양자 우물의 변수를 구하고자 한다.

먼저 식 (9)에서 보는 바와 같이 평균 충돌 이온화율은 주입 전자의 온도  $T_e$ 의 함수이다. 전자 온도  $T_e$ 는 전자의 에너지로부터 구할 수 있다. 본 논문에서는 앙상블 몬테 카를로 기법으로  $Al_xGa_{1-x}As$  장벽의 Al 몰 분율  $x$ 와 전계  $F$ 를 변화시키면서 전자의 에너지를 구하여 충돌 이온화율을 계산에 그 결과를 이용하였다. 시뮬레이션에서 고려한 산란 현상은 polar optical phonon, nonpolar optical phonon, acoustic phonon, impurity, alloy, intervalley 산란 등이다. 그림 3 및 그림 4는 Al 몰 비와 장벽의 두께에 따라 전자의 에너지와 전계의 관계를 나타낸다. 그림 3에서 장벽의 두께가 클수록 에너지가 증가하는데 이것은 같은 전계라도 가속되는 거리와 시간이 길기 때문이다. 전계와의 관계는 장벽의 두께가 클수록 비선형적인 현상을 나타낸다는 것을 알 수 있다. 그림 4에서 Al 몰 비가  $x=0.3$ 인 경우 전계에 대하여 선형적인 반면, 몰 분율이 증가할수록 에너지도 감소하고 비선형적임을 볼 수 있다. 이것은 몰 분율이 증가함에 따라 전자의

유효 질량과 alloy 산란이 증가하기 때문이다. 이렇게 계산된 전자의 에너지로부터  $E=k_B T_e$ 에 의하여 전자의 온도  $T_e$ 를 구하여 평균 충돌 이온화율을 계산하였다.

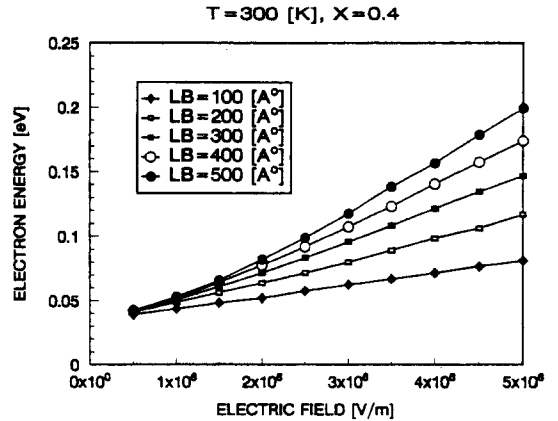


그림 3. 장벽의 두께에 따르는 전자의 에너지와 전계의 관계

Fig. 3. The electron energy vs. the electric field with the various barrier width.

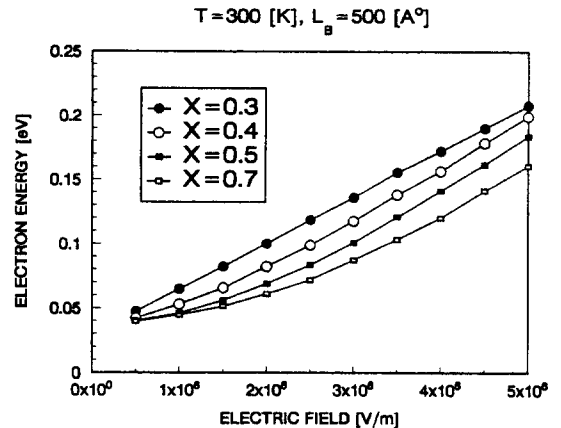


그림 4. Al 몰 비에 따르는 전자의 에너지와 전계의 관계

Fig. 4. The electron energy vs. the electric field with the various Al mole fraction.

우물의 폭  $L_w$ 가 증가함에 따라 평균 충돌 이온화율은 그림 5와 같이 증가하였다. 이것은  $L_w$ 가 증가함에 따라 전자가 차지하는 부 밴드의 수가 그림 6와 같이 증가하기 때문이다. 그림 6은  $x=0.3$  일 때 각 양자 우물의 폭에 따라 양자화된 부 밴드의 수와 그 에너지

를 나타낸 것이다. 그림에서  $\square$  는 페르미 에너지 보다 큰 부 밴드의 에너지 위치를 나타내고,  $\bullet$  는 페르미 에너지 아래에 있는 부 밴드를 표시한다. 그리고, 물 비가 증가함에 따라 장벽의 높이가 커지기 때문에 이온화율은 감소하지만  $L_w$  의 증가에 따른 이온화율의 증가율은 거의 비슷하게 나타난다. 그러나, 물 비가  $x=0.3$  일 경우에는 그림 7에서 보듯이  $L_w=400$  [Å]에서 갑자기 감소하였는데, 이것은 그림 6에서 보듯이  $L_w=300$  [Å]과 비교하여 부 밴드의 수는 같으나 최고 부 밴드의 에너지가 작기 때문에, 그 만큼 그 부 밴드에 있는 전자를 이온화 시키기 어렵게 된다.  $L_w=500$  [Å]의 경우에는  $L_w=400$  [Å]의 경우와 같이 최고 부 밴드의 에너지는 비슷하지만 부 밴드의 수가 많기 때문에 이온화율은 증가하였다. 이 계산 결과에 의하면  $L_w$  를 증가하면 이온화율을 증가시킬 수 있을 것 같지만, 여기서는 여기된 전자가 산란 과정을 통하여 에너지를 잃어버림으로써 다시 우물에 포획되는 확률을 고려하지 않았고, 우물 안에서는 위치에 관계없이 이온화율이 일정하다고 가정하였기 때문에 쉽게 결론지을 수는 없다. 그러나, 정성적으로 양자 우물의 폭이 증가함에 따라 전자가 차지하는 부 밴드의 수가 증가하기 때문에, 이온화율은 증가하지만 부 밴드의 에너지는 감소하므로 이온화율은 계속 증가하지 않고 그림 5에서 보는 바와 같이 증가율이 둔화된다.

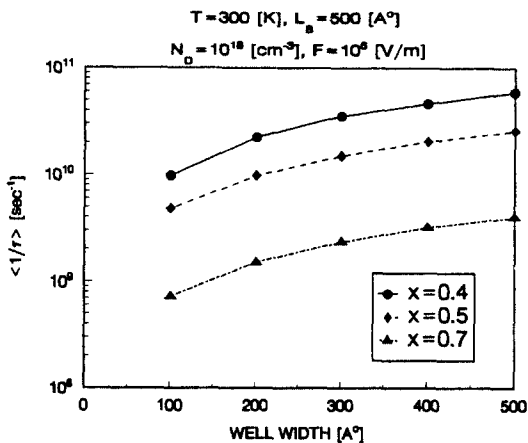


그림 5. Al 몰 비가  $x=0.4, 0.5$ , 및  $0.7$ 일 경우 평균 충돌 이온화율과 양자 우물의 폭과의 관계  
Fig. 5. The average impact ionization rate vs. well width when Al mole fraction  $x=0.4, 0.5$ , and  $0.7$ .

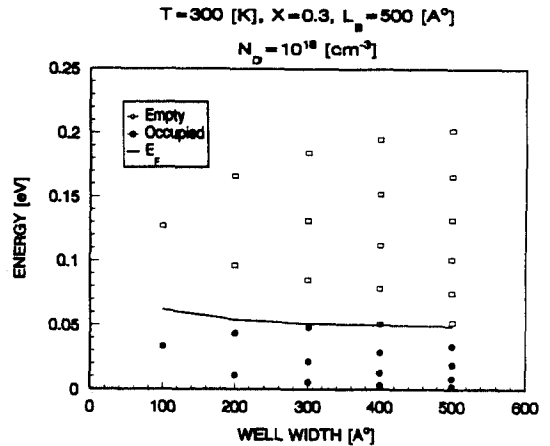


그림 6. 양자 우물의 폭에 따르는 양자화된 부 밴드의 수와 그 에너지  
Fig. 6. The number and energy of the quantized subbands vs. well width.

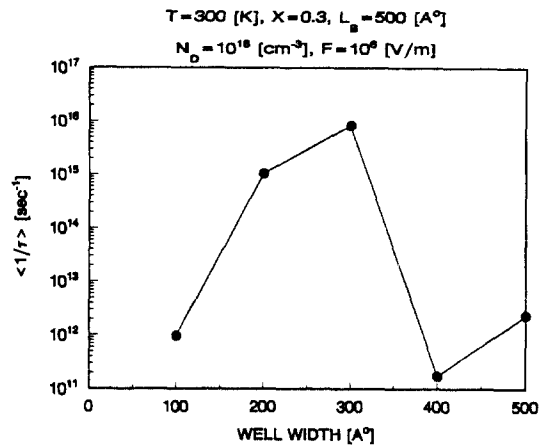


그림 7. Al 몰 비가  $x=0.3$ 일 경우 평균 충돌 이온화율과 양자 우물의 폭과의 관계  
Fig. 7. The average impact ionization rate vs. well width when Al mole fraction  $x=0.3$ .

장벽 두께의 영향을 해석하기 위해서 식 (9)-(11)을 살펴보기로 한다. 장벽의 두께  $L_B$ 의 영향을 받는 항으로는 첫째, 갇힌 전자와 자유 전자의 파동 함수의 중첩 비율을 나타내는  $(L_{zn}/L)^2$ 을 고려할 수 있다. 여기서  $L=L_w+L_B$ 이다. 두 파동 함수가 존재하는 위치의 중첩이 심할수록 충돌 확률이 높고 따라서 이온화율은 중첩 비율에 비례한다. 따라서, 몰 비  $x$ 가 같을 경우, 즉  $L_{zn}$ 이 일정하면 그 중첩 비율은  $L_B$ 가 증가할수록 감소

하게 되고, 일정한  $L_B$ 에 대해서는  $x$ 가 증가할수록  $L_m$ 이 감소하고<sup>[12]</sup> 따라서 중첩 비율도 작아진다. 다음으로 장벽의 두께에 영향을 받는 항은 장벽에서 전자의 에너지 분포를 나타내는  $T_e^{-1/2} e^{-E/k_B T_e}$  이다. 장벽의 두께가 클수록 높은 에너지의 열전자의 수가 증가하므로 이온화율이 증가하게 된다. 물론 이 때 전자의 온도는 열전자들의 평균 에너지를 뜻한다. 마지막으로 이온화율에 미치는 장벽 두께의 영향은 터널링 투과율  $T(E)$ 에 나타난다. 장벽 두께가 증가할수록 투과율은 감소하고 따라서 이온화율도 작아진다.

이상에서 검토한 장벽 두께의 영향을 고려하면서 그림 8의 시뮬레이션 결과를 살펴보자.  $x=0.3$ 일 경우에 장벽의 높이는  $\Delta E_c=0.22$  [eV] 정도로 작기 때문에,  $L_m$ 이 클뿐만 아니라 터널링의 영향이 크게 나타난다. 그래서  $x>0.3$  일 경우와 비교해 보면 이온화율이 상당히 크다는 것을 알 수 있다. 장벽의 두께가 증가할수록 투과율이 급격히 감소하므로, 비록 주입 전자의 에너지가 증가하더라도 이온화율은 감소하게 된다. 그러나, 그림 3에서 보는 바와 같이 장벽의 두께가 증가할수록 에너지가 증가하므로 감소율은 -19%에서 -17%로 다소 둔화될 수 있다. 몰 비가  $x \geq 0.4$ 에서는  $L_B$ 가 증가할수록 이온화율이 점점 증가하여 최대값에 도달하였다가 다시 감소하는 경향을 보여준다. 그리고 최대값을 나타내는 장벽의 두께는  $x$ 가 증가할수록 장벽의 두께가 큰 쪽으로 이동하였다. 이것은 장벽의 높이가 증가할수록 터널링의 영향이 작아지는 반면에, 주입 전자의 에너지의 영향은 증가하기 때문이다.  $L_B$ 가 증가할수록 터널링 효과가 다소 감소하기는 하지만  $L_B$ 가 비교적 작은 때에는 투과율이 여전히 큰 편이고 이온화율은 주로 전자의 에너지에 지배되어 증가한다. 그러나,  $L_B$ 가 상당히 크면 터널링이 급속히 감소하므로, 이온화율은 전자의 에너지보다 터널링에 좌우되어 감소하게 되고, 최대 이온화율을 갖는 적절한 장벽의 두께  $L_B$ 가 존재한다는 것을 보여준다.  $x=0.4$ 일 경우에는  $L_B=300$  [Å]일 때 최대 이온화율이  $6.34 \times 10^{10}$  [sec<sup>-1</sup>],  $x=0.5$ 일 때  $L_B=400$  [Å]에서 최대 이온화율이  $2.65 \times 10^{10}$  [sec<sup>-1</sup>],  $x=0.7$ 에서는  $L_B=500$  [Å]일 때 최대 이온화율이  $4.0 \times 10^9$  [sec<sup>-1</sup>]이었다. 그리고,  $L_B$ 가 비교적 작은 경우에  $L_B$ 에 따르는 이온화율의 증가율은  $x$ 가 증가할수록 커지는데 ( $x=0.4$ 일 때 56% 증가하였고,  $x=0.5$ 일 때 79% 그리고  $x=0.7$ 일 때 141% 증가하였다.) 이것은 장벽의 높이가 증가함에 따

라 그 만큼 터널링의 영향은 감소하고 에너지의 영향이 커지기 때문이다. (그림 3에서 보는 바와 같이  $L_B$ 가 증가할수록 에너지도 증가한다.)

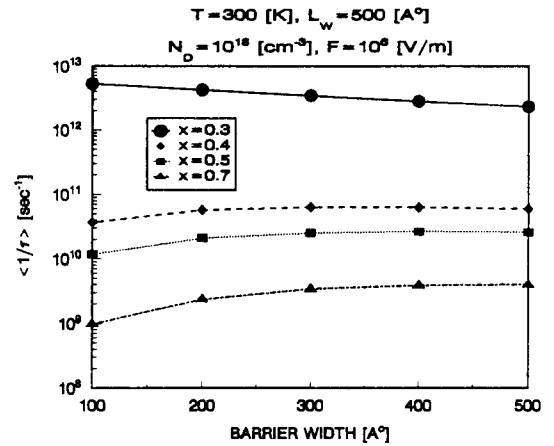


그림 8. Al 몰 비에 따르는 평균 충돌 이온화율과 장벽의 두께와의 관계

Fig. 8. The average impact ionization rate vs. barrier width with the various Al mole fraction.

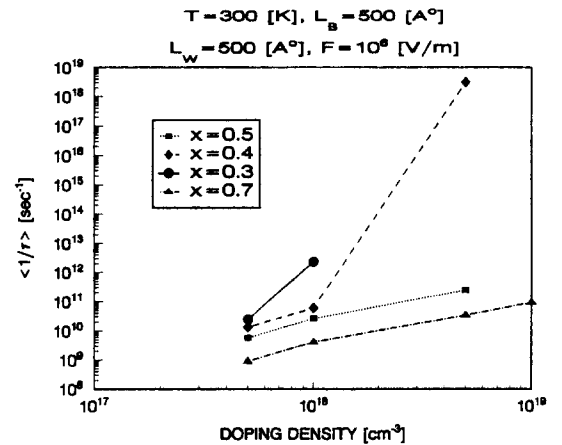


그림 9. Al 몰 비에 따르는 평균 충돌 이온화율과 양자 우물의 도핑 농도와와의 관계

Fig. 9. The average impact ionization rate vs. doping density of quantum well with the various Al mole fraction.

그림 9에서 보는 바와 같이 양자 우물의 도핑 농도는 이온화율에 가장 큰 영향을 준다. 특히 장벽의 높이가 작을 때( $x=0.3$ ) 농도가 증가할수록 이온화율은 급

격히 증가하였다.  $x=0.3$ 의 경우에  $N_D=5 \times 10^{18}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] 일 때  $\langle 1/\tau \rangle = 5 \times 10^{45}$  [ $\text{sec}^{-1}$ ] 이었다. 이것은 이온화율이 어느 이상으로 매우 크다면 양자 우물 내에 전자가 갇혀 있다고 할 수 없음을 의미한다. 여기서 도핑 농도의 증가에 대하여 이온화율의 증가 경향을 비교하여 현저한 증가를 보이는 도핑 농도를 한계 도핑 농도라고 본다면, 장벽의 높이에 따라 각각 다른 한계 도핑 농도가 있다는 것을 암시한다. 이렇게 볼 때, 본 연구의 결과에 의하면  $x=0.3$ 일 때는  $N_D=5 \times 10^{17}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $x=0.4$ 일 때는  $N_D=10^{18}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $x=0.5$ 일 때는  $N_D=5 \times 10^{18}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $x=0.7$ 일 때는  $N_D=10^{19}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] 에서 이온화율의 증가 경향과 비교하여 그 증가율이 현저하게 증가하는 현상을 나타내므로 이 때의 도우핑 농도를 한계 도핑 농도라 할 수 있다.

이상의 결과에 의하면 실온에서 Al 몰 비가 0.4, 우물의 폭 300 [ $\text{\AA}$ ], 장벽의 두께 300 [ $\text{\AA}$ ], 도핑 농도  $10^{18}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] 일 때 충돌 이온화가 가장 효율적으로 발생하며 그 때의 평균 충돌 이온화율은  $6.84 \times 10^{10}$  [ $\text{sec}^{-1}$ ] 이었다.

#### IV. 결 론

도핑된 양자 우물의 충돌 이온화율을 앙상블 몬테 카를로 기법과 산란 및 터널링과 같은 양자 역학적 방법을 병행하여 우물의 폭, 도핑 농도, 장벽의 두께 및 장벽의 높이 의 변화에 대하여 조사하였다. 우물의 폭이 증가할수록 우물에서 전자가 차지하는 부 밴드의 수와 에너지의 영향으로 충돌 이온화율이 증가하다가 계속 증가하지 않고 포화된다. 장벽의 두께가 증가하면 주입 전자의 에너지는 증가하는 반면 투과율은 감소하기 때문에, 이온화율은 두께가 작을 경우 증가하고 큰 경우 감소하므로써 이온화율이 최대값에 도달하는 적절한 장벽의 두께가 있었다. 충돌 이온화율은 도핑 농도에 가장 민감한 변화를 보여 주었다. 이러한 영향은 장벽의 높이가 낮을 때 크게 나타났고 장벽의 높이에 따라 한계 도핑 농도가 있었다. 본 연구 결과에 의하면 실온에서 Al 몰 분율이 0.4, 우물의 폭 300 [ $\text{\AA}$ ], 장벽의 두께 300 [ $\text{\AA}$ ], 도핑 농도  $10^{18}$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] 일 때 충돌 이온화가 가장 효율적으로 발생하며 그 때의 평균 충돌 이온화율은  $6.84 \times 10^{10}$  [ $\text{sec}^{-1}$ ] 이었다.

#### 참 고 문 헌

- [1] L. Esaki, "A Bird's Eye View on the Evolution of Semiconductor Superlattices and Quantum Wells," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol.QE-22, no.9, pp.1611-1624, 1986.
- [2] R.J. McIntyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diode," *IEEE Trans. Elect. Dev.*, vol.ED-13, pp.164-168, 1966.
- [3] J.J.O'Reily, and R.S.Fyath, "Analysis of the influence of dark current on the performance of optical receivers employing superlattice APDs," *IEEE Proc.* vol.135, no.2, pp.109-118, 1988.
- [4] K. Brennan, "Calculated Electron and Hole Spatial Ionization Profiles in Bulk GaAs and Superlattice Avalanche Photodiodes," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol.24, no.10, pp.2001-2006, 1988.
- [5] G.E. Stillman, V.M. Robbins and N. Tabatabaie, "III-V compound semiconductor devices: optical detectors," *IEEE Trans. Elect. Dev.*, vol.ED-31, pp.1643, 1984.
- [6] F. Capasso, "Bandgap engineering via graded gap, superlattice, and periodic doping structures: applications to novel photodetectors and other devices," *J. Vac. Sci. Tech.* B1, vol.2, pp.457-461, 1983.
- [7] K.Brennan, "Theory of the Doped Quantum Well Superlattice APD: A New Solid-State Photomultiplier," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol.QE 22, no.10, pp.1909-2016, 1986.
- [8] G.E. Bullman, V.M. Robbins, K.F. Brennan, K. Hess and G.E. Stillman, "Experimentation of impact ionization coefficients in (100) GaAs," *IEEE Elect. Dev. Lett.*, EDL 4, pp.181-185, 1983.
- [9] L.W. Cook, G.E. Bullman and G.E. Stillman, "Electron and hole impact ionizations in InP determined by photomultiplication measurement," *Appl. Phys. Lett.*, vol.40, pp.589, 1982.
- [10] H. Blauvelt, S. Maragalik and A. Yariv, "Single-carrier-type dominated impact ionization in multilayered structures,"

- Electron. Lett., vol.18, pp.375, 1982.
- [11] F. Cappasso, et. al., "New avalanche multiplication phenomenon in quantum well superlattices: evidence of impact ionization across the band-edge discontinuity," *Appl. Phys. Lett.*, vol.48, pp.1294-1296, 1986.
- [12] 윤기정, "GaAs/AlGaAs 복수 양자 우물 구조를 가로 지르는 전자의 횡단 전송에 관한 연구", 동아대학교 박사학위논문, 1994
- [13] C.Song and K.P. Roenker, "S-type switching characteristics from transverse transport in multiquantum well diodes," *J. Appl. Phys.*, vol.72, pp.4417-4421, 1992.
- [14] C.K. Song and K.P. Roenker, "A novel multiquantum well injection mode device for use in electronic, pulse-mode neural circuits," Proc. Electrochemical Soc. conf., SOTAPOCS XVIII, vol.93-27, pp.391, 1993.
- [15] 송정근, "다중 양자우물 주사형 다이오드와 펄스-모드 신경회로망 구현을 위한 그 응용," 대한전자공학회논문지, 제 31권 A편, 제8호, pp.62-71(1035-1044), 1994
- [16] K. Hess ed., Monte Carlo Devices Simulation: Full Band and Beyond, Kluwer Academic Publishers, Ma., pp.161-189, 1991.
- [17] K. Tomizawa, Numerical Simulation of Submicron Semiconductor, Artech House, Inc., Ma., pp.79-170, 1993.
- [18] 황성범, 송정근, 홍창희, "양상블 몬테 카를로 시뮬레이션에 의한  $Al_xGa_{1-x}As$ 의 전자 전송에 관한 연구", 1994년 대한전자공학회 한국통신학회 부산 경남 지부 춘계 학술 발표회 논문집, 제1집, pp.39-43, 1994
- [19] S.L. Chuang and K. Hess, "Impact ionization across the conduction-band-discontinuity of quantum-well heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol.59, no.1, pp.2885-2894, 1986.
- [20] S.L. Chuang and K. Hess, "Tunneling-assisted impact ionization for a super lattice," *J. Appl. Phys.*, vol.61, no.4, pp.1510-1515, 1987.

## 저 자 소 개



尹基貞(正會員)

1949년 7월 30일생. 1972년 서울사대 물리교육과(이학사). 1981년 동국대 대학원 전자공학과(공학석사). 1994년 동아대 대학원 전자공학과(공학박사). 현재 동의공전대 전자과 교수. 관

심분야 : 화합물 반도체 물성, 소자 모델링 및 집적회로 설계.

宋政根(正會員) 第32卷 A編 第4號 參照



黃成凡(正會員)

1959년 9월 21일생. 1986년 동아대 전자공학과(공학사). 1988년 동아대 대학원 전자공학과(공학석사). 1994년 동아대 대학원 전자공학과 박사과정 수료. 현재 경남전문대 전자통신과 조교수. 관심분야 : 화합

물 반도체 소자 모델링 및 집적회로 설계.

洪昌憲(正會員) 第32卷 A編 第1號 參照