

論文95-32A-4-6

## AlGaAs/GaAs MQW-IMD를 사용하는 신경구동회로의 모델

## (A Model for Neural Trigger Circuit Using AlGaAs/GaAs MQW-IMD)

宋 政 根 \*

(Chung Kun Song)

## 요 약

본 논문에서는 하드웨어 펄스-모드 신경회로망 구현을 위해 필자에 의해 제안되었고<sup>[11]</sup>, 그 동작이 실험적으로 확인된<sup>[26]</sup> MQW-IMD 신경구동회로의 모델을 개선하였다. 개선된 점으로는 실험적으로 측정하기 어렵기 때문에 추정치를 사용했던<sup>[6]</sup> AlXGa1-XAs 전위장벽의 몰비  $x$ 와 인가된 전계의 변화에 따른 전자의 에너지를 Ensemble Monte Carlo 방법으로 계산하였고, 양자우물에 갇힌 전자의 투과 (tunneling)를 고려함으로써 전자의 충돌이온화율의 정확도를 향상시켰다. 그리고, 각 양자우물에 유도된 양전하가 위치에 따라 캐소우드 전계에 미치는 영향을 고려함으로써 양자우물 갯수의 펄스 주파수에 대한 영향을 예측할 수 있었다.

## Abstract

In this paper the model of the MQW-IMD-based neural trigger circuit is improved, where MQW-IMD is a new semiconductor device proposed<sup>[11]</sup> and experimentally demonstrated<sup>[26]</sup> by the author for the hardware implementation of the neural networks. The electron energy of AlXGa1-XAs barrier is calculated by Ensemble Monte Carlo simulation according to the variation of Al mole fraction  $x$  and the applied electric field, which had been roughly estimated in the previous paper<sup>[6]</sup> because of the difficulty to get the data. And in the consideration of the tunneling of the confined electrons within the quantum well the accuracy of the impact ionization rate is enhanced. Finally, the dependance of the frequency of pulse-train on the number of quantum wells can be calculated by modelling the effect of the distance of the induced positive charge from the cathode on the electric field at the cathode.

## I. 서론

신경회로망의 하드웨어 구현을 위해서는 많은 신경세포를 집적해야하는데, 이를 위해서는 단일 신경세포

의 기능을 구현하는 회로의 구성이 간단하여야 한다. 현재 대부분 하드웨어 신경망 구현의 접근방식은 집적도를 높이기 위해서 기존의 Si VLSI 기술을 사용하고 있지만, 트랜지스터의 전기적 특성은 생물적 신경세포의 특성과 상당히 다르기 때문에 자연스럽게 그 회로 구성이 복잡해진다. 그러므로, 작은 크기의 신경망의 구현을 위해서는 기존의 VLSI (복잡한 회로구성) 접근방식으로 가능하겠지만, 엄청난 수의 신경세포와 이들의

\* 正會員, 東亞大學校 電子工學科

(Dong-A University Department of Electronic Engineering)

接受日字 : 1994年 10月 19日

상호연결 (interconnection)을 필요로 하는 화상인식 신경망의 구현에는 부적합한 방식으로 생각된다. 따라서, 필자는 보다 간단한 회로를 구성하기 위하여 신경세포의 기능을 회로구성 방식이 아니라 소자의 물리적 현상을 이용하였다. 즉 전기적 특성이 신경세포의 것과는 다른 트랜지스터를 사용하는 기존의 방식 보다는 특수한 물리현상을 사용함으로써 전기적 특성 자체가 신경세포 것과 유사한 소자를 사용하면 그 회로 구성은 자연스럽게 간단하리라 예상하였다. 그래서, 필자는 신경세포의 특성과 유사한 새로운 전자소자 즉 MQW-IMD (Multi-Quantum Well Injection Mode Diode: 그림 1)를 제안하여 설계제작하였고<sup>[1,2]</sup>, 이를 바탕으로 여러가지 간단한 신경회로들을 제안한 바 있다.<sup>[7]</sup>

필자가 제안한 신경회로들은 MQW-IMD를 사용한 신경구동회로 (neural trigger circuit)를 그 기본 (building block)으로 사용하고 있다. 그 구동회로는 그림 2 a)와 같이 MQW-IMD와 출력단에 병렬연결된 저항과 캐패시터로 이루어져 있고, 입력단에 직류전압을 인가하면 신경세포의 활동전위와 같은 모양의 펄스열을 출력하며, 그 주파수는 입력전압과 sigmoid 관계 (그림 2 b))를 보여주었다<sup>[3,7]</sup>. 이러한 sigmoid 관계를 구현하기 위해서 기존의 VLSI 구현방식에서는 훨씬 복잡한 회로구성을 필요로 하였다<sup>[8]</sup>. MQW-IMD를 사용하는 신경회로망 구현방식은 간단한 회로구성 외에도 펄스의 주파수의 변화를 신호전달 수단으로 사용하는 펄스-모드 신경회로이므로 전력소모가 적기 때문에 대규모 집적회로에 적합하다.

이상과 같은 잇점은 고준위 도핑된 양자우물들을 사용하는 MQW-IMD의 구조 때문이며, 이것은 임계전압에서 양자우물에 갇혀있던 전자들이 충돌이온화 현상에 의해 양자우물로부터 탈출함으로써 큰 전류를 출력하는 동작특성을 만들어 낸다. 따라서, 충돌이온화율이 소자의 동작의 예측과 설계에 있어서 중요한 요소이며, 이것은 양자우물의 구조변수 즉 양자우물의 폭, 장벽의 폭, 도핑농도, 장벽 에너지등에 좌우된다.

본 논문에서는 이미 제시된 소자의 동작모델<sup>[6]</sup>에서 예측하기 어려웠던, 그래서 추정치를 사용했던, 장벽영역을 통과하는 전자의 에너지와 전계와의 관계를 Ensemble Monte Carlo 시뮬레이션으로 계산하였고, 양자우물에 갇힌 전자의 투과 그리고 양자우물의 갯수 등을 고려함으로써 소자의 동작모델을 개선하였다.

## II. MQW-IMD의 동작원리

신경소자 MQW-IMD와 이를 사용한 구동회로의 동

작원리를 간단히 설명하겠다. MQW-IMD는 그림 1 a)와 같이 n형 캐소우드와 p형 애노우드 영역 그리고 이들 사이에 도핑된 다중 양자우물 영역으로 이루어져 있다. 임계전압 이하의 작은 전압에서는 캐소우드에서 주입된 전자들의 에너지가 작으므로 양자우물에 갇힌 전자들을 우물 바깥으로 이온화 시킬 수 없기 때문에 에너지 대역은 그림 1 b)와 같다. 이 때 흐르는 전류는 캐소우드로부터 열주입되는 전자에 의존하므로 그림 1 d)와 같이 작으며 소자는 저전도 상태가 된다. 임계전압 이상의 전압이 인가되면 주입전자의 에너지가 증가하여 양자우물에 갇힌 전자와 충돌함으로써 전자들이 양자우물을 탈출하고, 양자우물에는 이온화된 도우너 이온들이 남게된다. 이러한 유도 양이온에 의해 캐소우드의 전계가 증가하여 전자들의 열주입이 증가하게 되고, 이것은 충돌이온화 과정을 통하여 양자우물에 갇힌 전자들의 탈출을 촉진시킴으로써 양이온이 증가하고, 다시 캐소우드의 전계를 증가시키는 정제환 현상이 반복되므로 소자는 결국 큰 전류를 발생하는 고전도 상태에 이르게 된다. 고전도 상태에서는 유도 양전하에 의해 캐소우드의 전계는 증가하는 반면에 애노우드의 전계는 감소하므로 에너지 대역은 그림 1 c)와 같다. 전압을 다시 감소하면 주입된 전자들은 전계가 작은 애노우드 근처의 양자우물에서 포획되어 유도 양전하가 차차 감소하여 저전도 상태로 복원될 때까지 고전도 상태가 유지되며 전류는 여전히 크게 흐르므로 전류-전압은 그림 1 d)와 같이 S형 특성을 보여준다.

신경구동회로는 그림 2 a)와 같이 MQW-IMD의 출력단에 저항과 캐패시터를 병렬연결시킨 간단한 회로구성으로 이루어진다. 이상에서 설명한 소자의 특성 때문에 임계전압 이상의 전압이 회로의 입력단에 인가되면 소자는 고전도 상태가 되어 큰 전류를 공급하므로 출력 캐패시터에 전압이 축적되고, 소자의 전압강하는 감소한다. 따라서, 소자는 저전도 상태로 돌아가게 되어 전류의 공급이 차단된다. 그리고, 캐패시터 전압은 시간에 따라 감소하여 하나의 펄스가 출력된다. 입력력에 dc 전압이 인가되는 동안 이상의 과정이 반복되어 펄스는 그림 2 b)와 같이 계속 발생하고, 그 주파수는 그림 2 c)와 같이 인가 전압과 sigmoid 관계를 보여준다.

## III. 충돌이온화 모델

MQW-IMD의 중요한 물리현상인 충돌이온화는 그림 3과 같이 장벽에서 주입되는  $k_1$  상태의 전자 1이 전계로 부터 충분한 에너지를 얻게되어 양자우물에 갇힌  $k_2$  상태의 전자 2와 충돌한 후, 각각  $k_1'$ 와  $k_2'$ 로

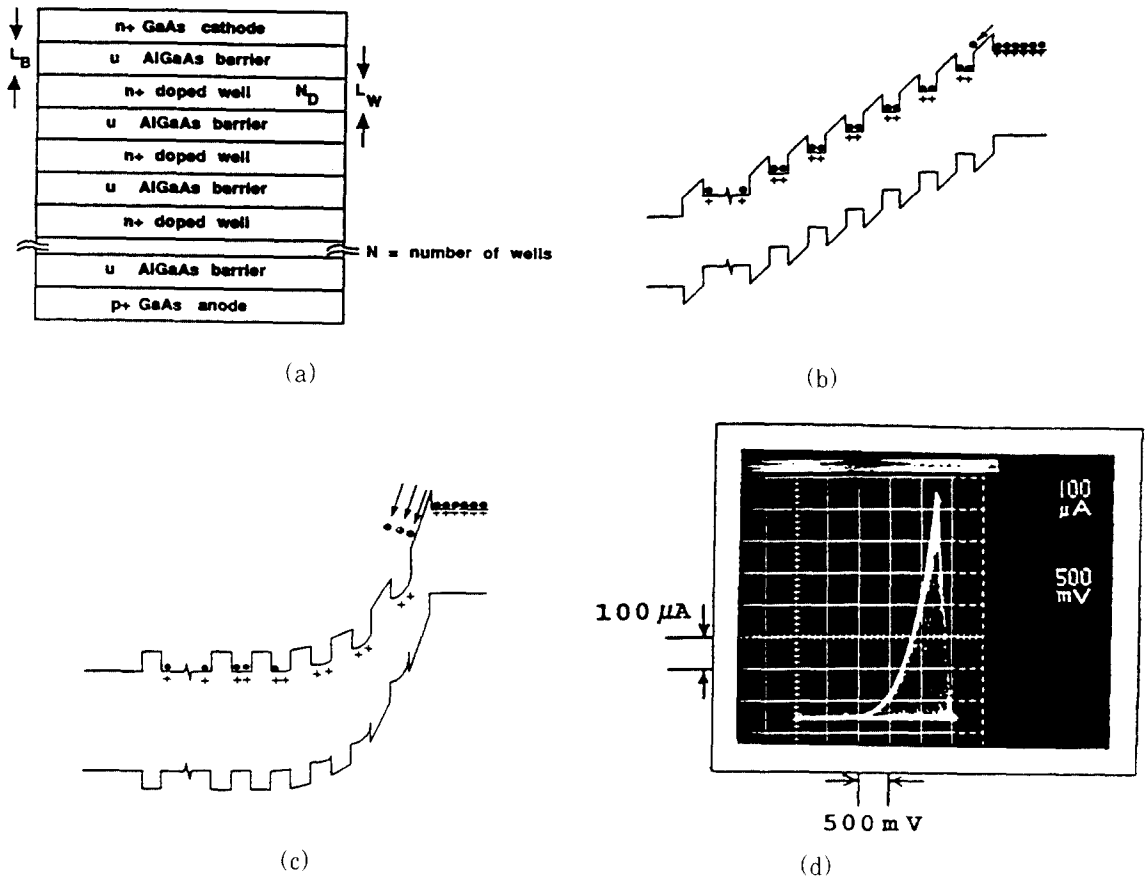


그림 1. a) 신경소자 MQW-IMD의 구조, b) 저전도 상태의 에너지 대역도, c) 고전도 상태의 에너지 대역도, d) 전류-전압 특성곡선  
 Fig. 1. a) The structure of neural device MQW-IMD, b) the energy band diagram of MQW-IMD in low conductance state and c) in high conductance state, d) the current-voltage characteristics.

산란되어 모두 우물 바깥으로 탈출하는 형태로 나타낼 수 있다. 평균 충돌이온화율  $\langle I \rangle$ 는 다음과 같다 [9].

$$\langle I \rangle = \int \frac{dk_{1z}}{2\pi} \left( \frac{\pi \hbar^2}{2m^* k T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_{1z}^2}{2m^* k T_e}\right) I \quad (1)$$

여기서  $T_e$ 는 장벽에서 가속되어 양자우물에 주입되는 전자의 에너지를 온도로 표현한 것이며 ( $E = k T_e$ ), 인가된 전계와 장벽의 물성에 좌우된다. 전자의 에너지와 전계 및 물성의 관계는 아래에서 설명하겠다. 그리고,

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

이다.  $L_{2zn}$ 은 에너지준위  $n$ 의 유효양자우물폭이고,  $K_{2z}^{(n)}$ 은 평행방향 wave number 이며, 투과율을 고려할 때

$$R(k_{1z}, k_{2z}) = \frac{m^*}{8\pi \hbar^2} \int_{k_{1z}}^{k_{2z}} dk_{1z} \frac{T(E_{1z})T(E_{2z})}{[(k_{1z} - k_{1z})(k_{1z} - k_{2z}) + \xi^2]^2} \quad (3)$$

이다.  $T(\cdot)$ 는 투과율이며,  $\xi$ 는 고준위 도핑된 양자우물의 screening factor 이다.

식 (1)에서 전자온도  $T_e$ 는 전자의 에너지로부터 구할 수 있으며, 장벽을 통과하여 양자우물에 주입되는 전자의 에너지는 장벽의 전계와 물성에 좌우된다. 장벽으로서 다양한 재료를 사용할 수 있으나 본 논문에서는  $Al_xGa_{1-x}As$  반도체를 사용하였다.  $Al_xGa_{1-x}As$  장벽의 As 몰비  $x$ 와 전계에 대한 전자의 에너지는 앙상블 몬테카를로 시뮬레이션으로 계산하였다. 그림 4 a)에서 보듯이 몰비  $x$ 가 증가할 수록 에너지는 감소하였고, 전계에 대해서는 그림 4 b)와 같이 증가하였다. 몰비가 작을수록 그리고 전계가 증가할수록 비선형성을 보여주는데 이것은 전도대의 계곡간 천이 (inter-valley transition) 때문이다. 시뮬레이션 결과를 식

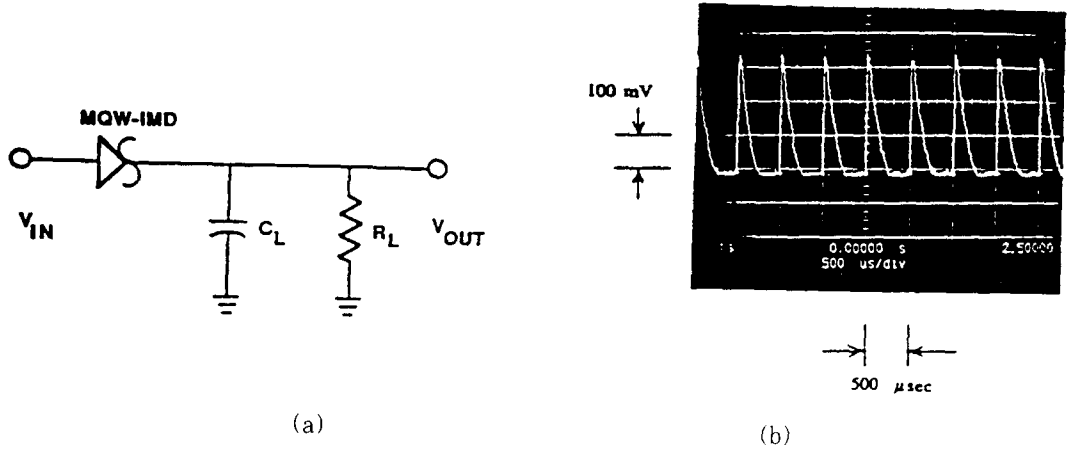


그림 2. a) MQW-IMD를 사용한 신경구동회로, b) 신경구동회로로 부터 발생한 펄스-열, c) 펄스열 주파수와 전압과의 관계

Fig. 2. a) The neural trigger circuit based on MQW-IMD, b) the generated pulse-train, c) the frequency vs. voltage relationship.

(1)의 전자온도  $T_e$ 를 계산하는데 사용하였다.

그림 5에는  $LW=LB=500\text{\AA}$ ,  $x=0.3$ ,  $ND=1018\text{ cm}^{-3}$  인 양자우물에서 투과를 고려한 전자의 에너지 대 충돌이온화율을 보여주고 있다. 투과를 고려하지 않았을 경우와 고려한 경우 모두 최대 충돌이온화율은 같았으나 투과를 고려한 경우의 임계에너지가 더 작았고, 전계가 증가할 수록 약간 더 감소하였다. 이러한 임계 에너지의 감소는 평균 충돌이온화율 (식 (1))의 증가를 가져온다.

드 신경회로의 기본회로이며, 그 동작을 다음과 같이 모형화 하였다. 첫째, MQW-IMD가 고전도 상태  $t=t_{IP}$  에 도달할 때까지 주입전자와 양자우물에 갇혀 있는 전자와의 충돌에 의해 전자가 양자우물을 서서히 탈출함으로써 이온화된 도우너에 의한 양의 전하가 형성되는데, 이것은 주입전자의 수 즉 전류  $J$ 와 충돌 이온화계수  $\alpha$  에 비례하므로 다음 식으로 표현된다.

$$\frac{dq}{dt} = \alpha J \quad , \quad t \leq t_i \quad \text{인 때} \quad (4)$$

여기서  $\alpha$  는 충돌 이온화 계수이고, 식 (1)에서 계산된 충돌 이온화율  $\langle I \rangle$  을 전자의 속도  $v_{th}$ 로 나누어 구한다. 즉

#### IV. MQW-IMD 신경구동회로의 동작모델

그림 2 a)의 MQW-IMD 신경구동회로는 펄스-모

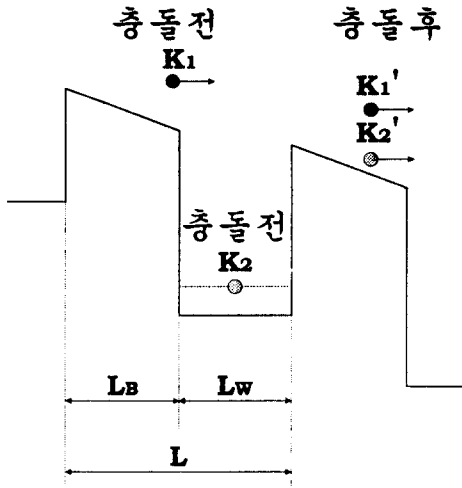


그림 3. 양자우물에 갇힌 전자와 주입 전자와의 충돌이온화 모델  
 Fig. 3. The model of impact ionization between the confined electron within the quantum well and the injected electrons.

$$\alpha = \frac{\langle D \rangle}{v_{th}} \quad (5)$$

그리고,  $t_{1p}$  는 최대전류에 도달하는 시간이다.

둘째, 그림 1 c)에서 보듯이 고전도상태에서 유도 양전하에 의해 캐소우드 전계는 증가한 반면에 애노우드 전계는 감소하므로, 전류가 최대값에 도달한 후 ( $t$ )  $t_{1p}$ ) 주입 전자들은 애노우드 근처의 양자우물에서 포획된다. 따라서 유도 양전하가 감소하므로 소자는 다시 원래의 저전도 상태로 돌아간다. 유도 양전하의 감소는 주입전자의 수 즉 전류  $J$ 에 비례하므로 다음 식으로 표현된다.

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{J}{D}, \quad t > t_1 \text{ 일 때} \quad (6)$$

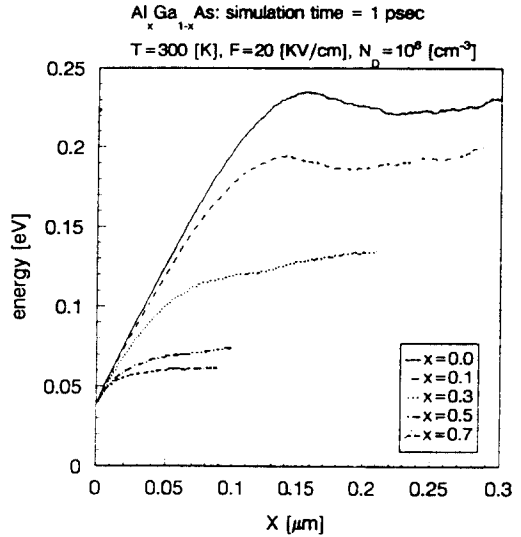
여기서 "-"는 전하의 감소를 뜻하며,  $D$ 는 캐소우드 와 애노우드 사이의 양자우물들로 구성된 영역의 폭이다.

다음으로 캐소우드에서 주입되는 열방출전류 표현식은 다음과 같다.

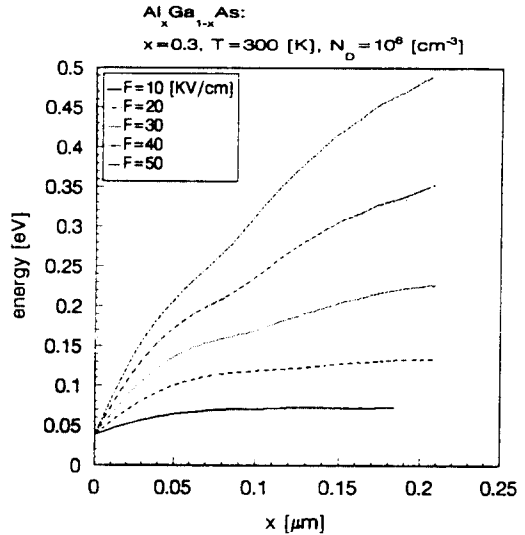
$$J = A \cdot T^2 e^{-\frac{JF_0}{k_B T}} e^{-\frac{dF}{\gamma k_B T}} \quad (7)$$

두번째 지수항은 인가된 전계에 의해 전위장벽이 낮아져서 주입전류가 지수함수적으로 증가함을 나타내고,  $d$ 는 캐소우드에 인접한 전위장벽의 폭이며,  $F$ 는 전계,  $\gamma$ 는 실험치와 일치시키기 위한 캐소우드 경계면 파라

미터이다. 일반적으로  $\gamma$ 는 1과 10 사이의 값을 갖는다.



(a)



(b)

그림 4. a) AlXGa1-XAs의 몰비 x에 따른 전자의 에너지와 거리의 관계, b) 전계의 변화에 따른 전자의 에너지와 거리의 관계

Fig. 4. a) The electron energy vs. distance with the parameter of Al mole fraction x of AlXGa1-XAs, b) the electron energy vs. distance with the parameter of the applied electric field.

그리고, 캐소우드의 전위장벽에 인가되는 전계  $F$ 는

그림 6과 같이 소자의 전압강하 V에 의한 전계 FF 과 각 양자우물에 형성된 양의 전하에 의한 유도전계 FI 로 구성된다. 각 양자우물에 형성된 전하량이 같다고 가정하고, 그들의 캐소우드와의 거리의 영향을 감안할 때 전계는 다음과 같이 표현된다.

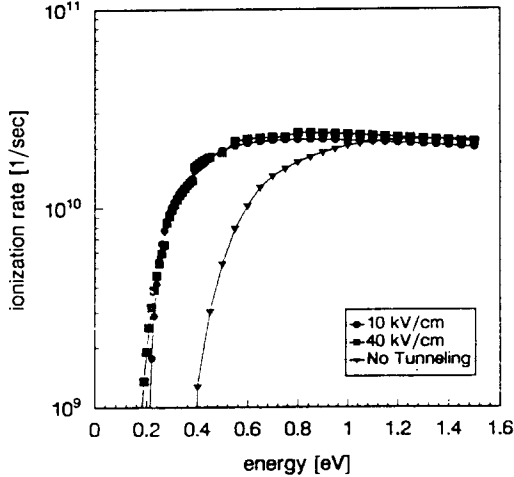
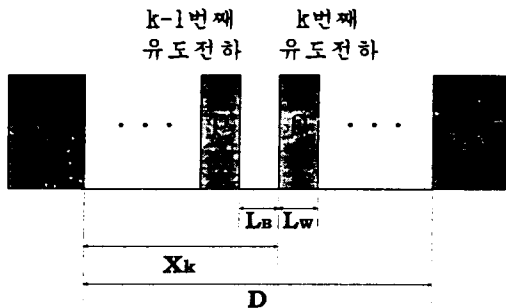


그림 5. 투과를 고려한 충돌이온화율 대 에너지의 관계:  $L_W=L_B=500\text{\AA}$ ,  $x=0.3$ ,  $N_D=10^{18}\text{cm}^{-3}$

Fig. 5. The impact ionization rate vs. the electron energy considering tunneling:  $L_W=L_B=500\text{\AA}$ ,  $x=0.3$ ,  $N_D=10^{18}\text{cm}^{-3}$ .



$$F_F = \frac{V-V_0}{D}, \quad F_I = \frac{L_W \cdot \rho}{\epsilon} \sum_{K=1}^N \frac{D-X_k}{D}$$

$$X_k = k \cdot L_B + (k-1)L_W$$

그림 6. 유도 양전하에 의한 캐소우드와 애노우드의 전계

Fig. 6. The electric field of cathode and anode due to the induced positive charge.

$$F = \frac{V-V_0}{D} + \frac{L_W}{\epsilon} \rho \sum_{k=1}^N \frac{D-x_k}{D} \quad (8)$$

여기서  $V_0$ 는 소자의 내부전위,  $L_W$ 는 양자우물의 폭,  $N$ 은 양자우물의 갯수이고, 소자의 전압강하  $V$ 는 입력전압  $V_{dc}$  그리고 캐패시터 축적전압과 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$V = V_{dc} - \frac{A}{C} \int_0^t J dt \quad (9)$$

$$= V_{dc} - \frac{A\rho}{Ca}$$

그리고,  $x_k$ 는  $k$  번째 양자우물이 캐소우드로 부터 떨어진 거리를 나타내고 다음과 같이 표현된다.

$$x_k = kL_B + (k-1)L_W \quad (10)$$

여기서  $L_B$ 는 전위장벽의 폭이다.

마지막으로 출력전압은 소자가 고전도상태에 도달하여 전류가 최대가 될 때까지 저항을 통한 전류의 손실을 무시하면 캐패시터에 축적된 전압과 같으며 다음과 같다.

$$V_{out}(t) = \frac{A}{C} \int_0^t J(t') dt' \quad , \quad t \leq t_V, \quad \text{일 때} \quad (11)$$

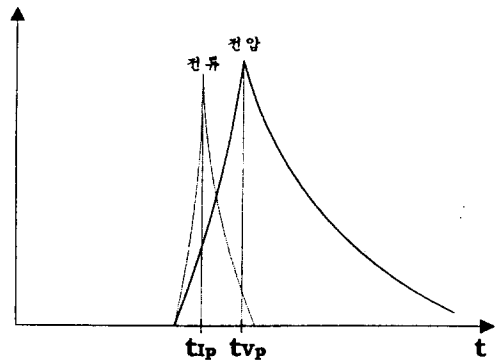


그림 7. 과도전류 및 전압의 모형도

Fig. 7. The diagram of the transient current and voltage.

전류는 그림 7과 같이  $t = t_{IP}$  에서 최대값에 도달한 후 감소하지만 어느 일정 시간까지는 캐패시터에 전류를 공급하므로 전압은  $t = t_{VP}$  때까지 증가한다. 전압이 최대에 도달하면 소자의 전압강하는 감소하여 저전도 상태로 복원되고 출력전압은 저항을 통하여 방전된다.  $t_{VP}$  이후의 전압은 다음과 같다.

$$V_{out}(t) = V_p e^{-t/RC} \quad , \quad t > t_V, \quad \text{일 때} \quad (12)$$

1)  $0 \leq t \leq t_{ip}$

이상의 식들을 사용하여 전류의 시간적 변화를 구할 수 있다. 식 (8)을 식 (7)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$J = J_0 e^{\beta v} \quad (13)$$

여기서 MQW-IMD에 인가되는 전압  $V$  는 다음과 같은 입력전압  $V_{dc}$ 와 출력전압과의 관계로부터 구해진다.

$$\begin{aligned} V &= V_{dc} - \frac{A}{C} \int_0^t J dt \\ &= V_{dc} - \frac{A}{Ca} \int_0^v dv \\ &= V_{dc} - \frac{A\rho}{Ca} \end{aligned} \quad (14)$$

그리고,

$$\begin{aligned} J_0 &= A^* T^2 e^{-\frac{E_g}{kT}} e^{\frac{qV_{bi}}{kT} \left( \frac{V_{dc} - V_0}{D} \right)} \\ \beta &= \frac{qd}{\gamma kT} \left[ \frac{L_W}{\epsilon} \sum_{k=1}^N \frac{D-x_k}{D} - \frac{A}{CaD} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

이며,  $J_0$ 는 초기전류밀도이고,  $\beta$ 는 유도 양전하에 의한 캐소우드 전계 증가율을 나타낸다. 전류의 증가는  $\beta$ 와 전하량  $\alpha$ 에 지수함수적으로 비례함을 알 수 있다. 식 (14)에서 전류가 증가하기 위해서  $\beta$ 는 양의 값을 가져야 하므로 다음과 같은 조건을 만족하여야 한다.

$$\frac{A}{C} < \alpha D \frac{L_W}{\epsilon} \sum_{k=1}^N \frac{D-x_k}{D} \quad (16)$$

이것은 캐패시터  $C$ 에 축적되는 전압은 소자의 전계를 감소시키므로 캐패시터의 전압에 의한 전계의 감소보다 소자의 내부 전하에 의한 전계의 증가가 커야 전류가 증가하기 때문이다.

식 (13)을 (4)에 대입하여 적분하면

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \alpha J_0 e^{\beta v} \\ \int_{\rho_i}^{\rho} e^{-\beta v} d\rho &= \alpha J_0 \int_0^t dt \\ (e^{-\beta v} - e^{-\beta v_i}) &= \alpha J_0 \beta t \end{aligned} \quad (17)$$

이며,  $\rho_i$ 는 양자우물의 초기 전하량이다. 펄스 발생 후 다음 펄스가 발생할 때까지 유도된 양전하는 전자가 양자우물에 포획됨으로써 중성화되는데, 이 때 완전히 중성화되지 않으면 양전하가 잔류하게 되고, 이것은 다음 펄스 발생을 촉진시킨다. 식 (17)을 (13)에 대입시켜 정리하면

$$J = \frac{J_0 e^{\beta v_i}}{1 - \frac{t}{\tau}}, \quad t \leq t_i, \quad \text{일 때} \quad (18)$$

이고, 여기서 전류증가 시정수  $\tau$ 는

$$\frac{1}{\tau} = \alpha J_0 \beta e^{\beta v_i} \quad (19)$$

이다.  $\tau$ 는 전류가 무한대에 도달하는 시간이므로 근사적으로  $t_{ip} \approx \tau$ 이고, 그 역수는 펄스열의 주파수와 같다. 윗식에서 보듯이 펄스발생시간은 초기전류, 이온 화율 그리고 유도 양전하에 의한 캐소우드의 전계증가를  $\beta$ 에 비례한다.

출력단 캐패시터의 전압강하는 저항을 통한 누설전류를 무시하면 다음과 같다.

$$V_{out}(t) = \frac{A}{C} \int_0^t J(t) dt, \quad t \leq t_{v_r} \quad \text{일 때} \quad (20)$$

식 (18)를 (20)에 대입하여 출력전압을 구하면 다음과 같다.

$$V_{out}(t) = \frac{A J_0 \tau e^{\beta v_i}}{C} \ln \left[ \frac{1}{1 - \frac{t}{\tau}} \right], \quad 0 \leq t \leq t_i, \quad \text{일 때} \quad (21)$$

2)  $t_{ip} \leq t \leq t_{v_r}$

이 시간 영역에서는 출력전압의 증가와 함께 MQW-IMD에 인가되는 전압은 감소하여 전류는 감소하지만 캐패시터의 전압은 여전히 증가한다. 전류식을 구하기 위해서 식 (13)을 (6)에 대입하고 적분하여 정리하면

$$(e^{-\beta v} - e^{-\beta v_i}) = -\frac{J_0 \beta}{D} (t - t_i) \quad (22)$$

이고, 식 (22)를 (13)에 대입하면 전류식은 다음과 같이 표시된다.

$$J = \frac{J_p}{1 + \frac{(t-t_i)}{\tau}} \quad (23)$$

전류는 최대치  $J_p$ 에 도달한 후 시간이 증가함에 따라 감소한다. 여기서 최대전류  $J_p$ 는

$$J_p = J_0 e^{\beta v_i} \quad (24)$$

이고, 전류감소 시정수  $\tau'$ 은 다음과 같은 관계식을 갖는다.

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{J_p \beta}{D} \quad (25)$$

출력 전압은 식 (23)을 (20)에 대입하여 다음과 같이 얻어진다.

$$V_{out}(t) = \frac{AJ_p \tau}{C} \ln \left[ 1 + \frac{(t-t_{i_s})}{\tau} \right], \quad t_{i_s} \leq t \leq t_{V_s} \quad \text{일 때} \quad (26)$$

$t_{VP}$  는  $t = t_{VP}$  에서 캐패시터에 주입되는 전류가 "0" 이라는 다음 조건식에서 수치해석적으로 구해진다.

$$i_c = i - \frac{V_{out}}{R} \Big|_{t=t_{VP}} \\ = \frac{AJ_p}{1 + \frac{t_{V_s} - t_{i_s}}{\tau}} - \frac{AJ_p \tau}{RC} \ln \left[ 1 + \frac{t_{V_s} - t_{i_s}}{\tau} \right] = 0 \quad (27)$$

3)  $t \geq t_{V_s}$

전류는 (23) 식과 같고, 더 이상 소자로 부터 전류의 주입이 없으므로 캐패시터의 전압은 시정수 RC로써 지수함수적으로 감소하게 된다. 즉

$$V_{out}(t) = V_p e^{-(t-t_{V_s})/RC} \quad (28)$$

이고, 최대전압은 식 (26)에서 구해진 최대전압 시간  $t_{V_s}$  를 식 (25)에 대입하여 다음과 같이 구해진다.

$$V_p = \frac{AJ_p \tau}{C} \ln \left[ 1 + \frac{t_{V_s} - t_{i_s}}{\tau} \right] \quad (29)$$

구동회로의 단위면적당 평균 소비전력  $P_{avg}$  은 한 펄스 주기동안 소모된 에너지를 주기로 나누어 얻어지며, 다음과 같다.

$$P_{avg} = \frac{1}{T} \int_0^T V_d J(t') dt' \quad (30)$$

여기서 T 는 출력 전압펄스의 주기이다.

## V. 시뮬레이션 및 고찰

이상에서 유도한 식들을 사용하여 단일 신경구동회로의 과도전류 및 전압을 시뮬레이션하고 실험결과와 비교하여 이론의 정확도를 고찰하였다. 그림 8 에는  $L_w = L_B = 500 \text{ \AA}$ ,  $x = 1$ ,  $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 저항  $1 \text{ M}\Omega$ , 캐패시터스  $116 \text{ pF}$ , 입력전압  $3 \text{ V}$  일 때, 과도전류와 전압의 시뮬레이션 결과가 나타나있고, 그림 2 b)의 측정된 전압 펄스열과 비교하여 두 그림의 펄스 모양이 유사함을 볼 수 있다. 그러나, 최대전압은 차이를 보이는데, 이것은 최대전류의 계산에 오차 때문이며, 이 오차는 최대전류 시간의 예측에 의한것이다. 전류가 급격히 증가하는 시간대에서는 미세한 시간 오차

는 큰 전류 오차를 유도하며 이것은 다시 전압의 최대값에 영향을 주게된다. 그러나, 펄스 주파수에는 거의 영향을 미치지 않는다. 최대전류 시간의 추정에 더 연구가 필요하다. 그림 8에서 캐패시터스의 충전 및 방전효과 때문에 전류는 전압 보다 빨리 최대값에 도달하고 급격히 감소한 반면, 전압은 약간 늦게 최대값에 도달한 후에 서서히 감소하면서 펄스를 만들어 낸다.

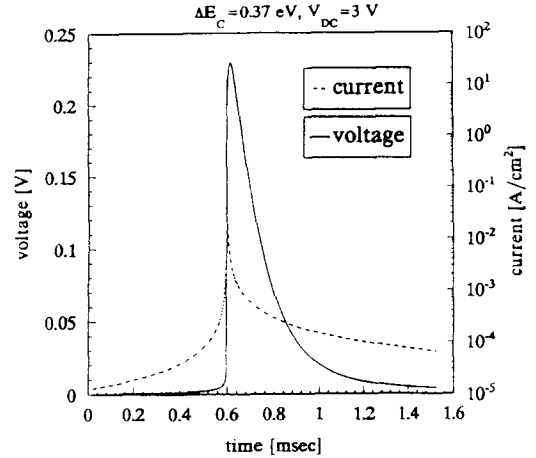


그림 8. 전류 및 전압 펄스 시뮬레이션

Fig. 8. The simulated current and voltage pulse.

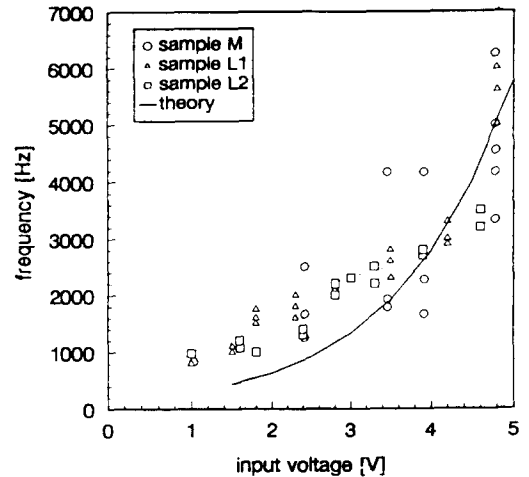


그림 9. 측정 및 시뮬레이션한 입력전압과 주파수의 관계 그래프

Fig. 9. The measured and simulated voltage vs. frequency graph.

입력전압과 펄스 주파수의 관계 그래프가 세 가지 시편에 대한 측정값과 함께 시뮬레이션 결과가 그림 9 에 그려져 있다. 주파수는 입력전압과 지수함수적인



(sigmoidal)인 관계를 보여준다. 이 특성은 신경회로망 구현에 아주 유용하며 간단한 회로구성의 주요인이 된다. 이론값은 입력전압이 증가할 수록 측정값과 잘 일치하였으나 낮은 전압 영역에서는 다소 차이를 보인다. 이것은 캐소우드 경계면 파라미터인  $\gamma$ 에 좌우되며 이 부분의 보완이 있어야할 것으로 생각된다.

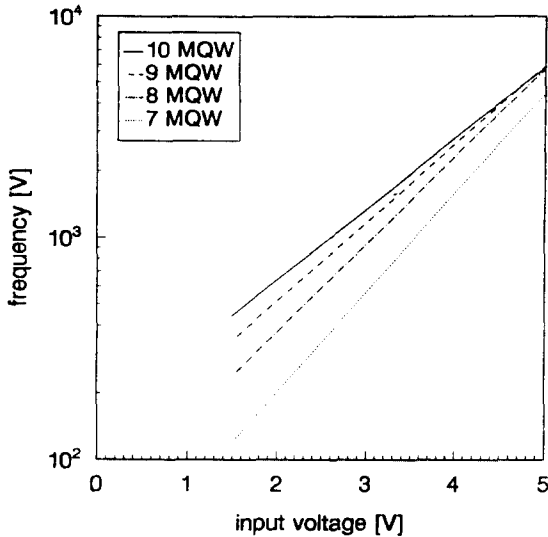


그림 10. 양자우물 갯수에 따른 주파수 대 전압의 관계

Fig. 10. The frequency vs. voltage with the parameter of the number of quantum wells.

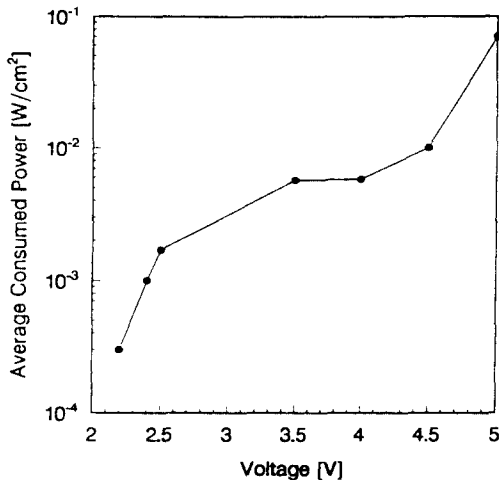


그림 11. 입력전압과 소비전력의 관계

Fig. 11. The input voltage vs. the consumed power.

그림 10에는 양자우물의 수와 펄스 주파수와의 관계

를 나타내었다. 양자우물의 수가 감소할 수록 주파수는 감소하였지만 그 기울기는 오히려 증가하였다. 이것은 양자우물의 수가 작을 수록 폭이 감소하여 전계가 증가하기 때문이다. 용도에 따라서 즉 높은 주파수를 필요로 하는 경우와 높은 주파수 변화를 요구하는 용도에 따라서 양자우물의 수를 선택할 수 있다.

평균 소비전력은 입력전압이 증가할 수록 최대전압과 최대전류가 증가하기 때문에 증가하며 그림 11에 나타나 있다. 고집적 신경망질의 구현을 위해서는 단일 신경소자의 소비전력이 작아야 하므로 입력전압이 작아야 하는 반면, 빠른 신호처리를 위해서는 주파수가 커야 하므로 입력전압이 커야하고, 펄스신호의 장거리 전달을 위해서는 전압의 최대값이 커야 하므로 입력전압이 커야한다. 따라서, 최적의 성능을 위하여 이들의 절충이 있어야 한다.

## VI. 결론

펄스-모드 신경회로들의 구현에 사용되는 MQW-IMD 신경 구동회로의 동작모델을 개선하였다. Ensemble Monte Carlo 시뮬레이션으로 장벽영역을 통과한 전자의 에너지와 전계의 관계를 계산하였고, 양자우물에 갇힌 전자들이 이온화될 때 투과를 고려함으로써 충돌이온화율의 계산을 개선하였다. 투과를 고려함으로써 충돌이온화의 임계에너지가 고려하지 않았을 때 보다 감소하여 평균충돌이온화율이 증가하였다.

시뮬레이션한 펄스의 모양과 주파수-전압 관계는 측정치와 잘 일치하였으나 최대 전압은 다소 오차를 보였다. 이것은 최대전류에 도달하는 시간  $t_{IP}$ 의 예측에서 발생한 오차 때문이다. 양자우물의 수가 증가함에 따라 주파수도 증가하였으나 증가율 즉 기울기는 전계가 감소하기 때문에 양자우물의 수가 작을 때 보다 감소하였다. 소비전력은 전압이 증가할 수록 지수함수적으로 증가하였고, 이것은 전압의 증가와 함께 펄스전류도 지수함수적으로 증가하기 때문이다.

“이 논문은 1993년도 한국학술진흥재단의 공보과제 연구비에 의하여 연구되었음”

## 참고문헌

- [1] C. K. Song and K. P. Roenker, "Design of GaAs/AlGaAs multi-quantum well structure for use in neural-like pulse mode circuits," Bulletin of American Physical Society, vol-36, p815, 1991.
- [2] C. K. Song and K. P. Roenker, "S-type

- switching characteristics from transverse transport in multiquantum well diodes," *J. Appl. Phys.*, vol-72, p4417, 1992.
- [3], [4] 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., SOTAPOCS XVIII*, vol-93-27, p391, 1993., *Tech. Digest ICVC'93*, vol-3, p450, 1993.
- [5] C. K. Song and K. P. Roenker, "Design of a MQW-IMD device for electronic, pulse-mode neural circuits," 2nd Intl. Symp. Quantum Confinement, 1994.
- [6] C. K. Song and K. P. Roenker, "A neural-like multi-quantum well injection mode device for electronic, pulse-mode circuits," *Solid State Electronics*에 투고.
- [7] 송 정근, "다중 양자우물 주사형 다이오드와 펄스-모드 신경회로망 구현을 위한 그 응용," *대한전자공학회논문지 A*, 제 31 권, 제 8 호, p1035, 1994
- [8] A. F. Murray and A. V. W. Smith, "Asynchronous VLSI neural networks using pulse stream arithmetic," *IEEE J. Sol. State Circuits and Systems*, vol-23, p688, 1988.
- [9] S. L. Chuang and K. Hess, "Impact ionization across the conduction-band-edge discontinuity of quantum-well heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol-59, p2885, 1986.

#### 저 자 소 개



#### 宋政根(正會員)

1980년 3월 서울대학교, 전자공학  
학과 (학사). 1984년 3월 서울  
대학교, 전자공학과 (석사). 19  
92년 3월 Univ. of Cincin-  
nati, 전기 및 컴퓨터공학과 (박  
사). 1992년 3월 ~ 현재 동아  
대학교, 전자공학과, 조교수. 관심분야 - 고속소자 및  
유전체박막