

# MONTE-CARLO 방법에 의한 AlGaAs/GaAs 계면의 전자 전달특성 분석

## (2DEG Transport Analysis in AlGaAs/GaAs Interface by MONTE-CARLO Method)

南 承 鉉\*, 鄭 鶴 起\*, 金 鳳 烈\*

(Seung Hun Nam, Hak Ki Jung and Bong Ryul Kim)

### 要 約

MONTE-CARLO 시뮬레이션 방법을 이용하여 AlGaAs/GaAs MODFET의 Q-2DEG에서의 전자 에너지, 전자의 비행거리, 계곡 내 전자 점유분포, 전자의 평균 속도 등 각각의 천이특성을 전계를 달리하여 계산하였다. 전계가 강할수록 전자가 (100)계곡으로 급격하게 천이하며 속도 오버슈트가 급격하게 발생함을 알 수 있었다. 즉 속도 오버슈트와 같은 비정상상태를 포함한 전자 전달 특성을 얻을 수 있다. 이러한 결과를 토대로 AlGaAs/GaAs MODFET와 같은 Q-2DEG를 이용한 이중접합 디바이스에서 속도 오버슈트가 전자의 고이동도를 얻는 중요한 요소가 될수 있음을 알 수 있다.

전계가 증가함에 따라 (100)계곡으로 천이하는 전자는 현저하게 증가하였다. 전자 천이 지속 시간은 전계  $E=7KV/cm$ 의 경우 1.4psec에서 전계  $E=12KV/cm$ 의 경우 0.7psec로 감소하였다. 전계  $E=12KV/cm$ 의 경우 Q-2DEG 전자는 천이 지속 시간동안의 속도 최대값이 실온에서 정상상태 속도보다 거의 8배의 값을 갖는다. 속도 오버슈트에 의한 Q-2DEG에서의 속도 향상은 서브 마이크로 게이트 단위의 AlGaAs/GaAs MODFET의 고이동도에 영향을 끼칠 수 있다.

GaAs 벌크와 Q-2DEG에서의 속도 특성을 비교하여 전계  $7KV/cm$ 를 가했을 경우 2DEG의 속도 최대값은 GaAs 벌크에 비해 더 큰 값을 얻었다. GaAs에 비해 Q-2DEG에서의 산란이 덜 일어 남으로써 속도 오버슈트가 Q-2DEG에서 더 일찍 일어나며 GaAs 벌크 전자는 Q-2DEG 전자에 비해 전계에 의한 영향을 덜 받음을 알 수 있으며, GaAs에 비하여 Q-2DEG는 속도천이하는 동안 속도 값이 더 크고 빠르게 천이하는 사실로써 GaAs 벌크를 이용한 디바이스보다 Q-2DEG를 이용하는 것이 더 큰 전자 이동도를 얻을 수 있으리라 생각한다.

### Abstract

Transport properties of 2DEG at AlGaAs/GaAs interface such as average electron energy, flight distance, each valley occupancy ratio, average electron velocity for various fields are investigated by MONTE-CARLO method. As the electric field increases, more electrons transit drastically from (000) valley to (100) upper valley. This phenomenon shows the nonstationary effect such as velocity overshoot. The duration of the transient decreases from about 1.4 psec for electric field  $E = 7KV/cm$  to about 0.7 psec for 12KV/cm. The average electron velocity during transient transport in 2DEG is about 8 times the steady-state velocity for  $E = 12KV/cm$  at room temperature.

In comparison with bulk GaAs the peak velocity in the 2DEG is higher than that in even pure bulk GaAs at electric field  $E = 7 KV/cm$ . On the basis of the fact that the electrons in the 2DEG have larger peak velocity and shorter transient time of velocity than those in the bulk GaAs, it is suggested that the device with 2DEG may obtain higher mobility than that with bulk GaAs.

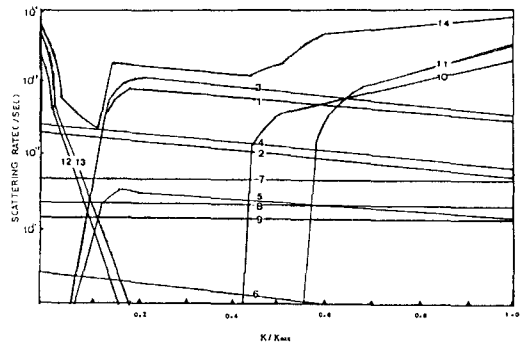
\*正會員, 延世大學校 電子工學科  
(Dept. of Elec. Eng., Yonsei Univ.)  
接受日字: 1988年 7月 30日

T의 높은 전하이동도가 제안 된 이후 초고속소자를 실현하기 위한 연구가 진행되고 있으며 III-V족 화합물 반도체 가운데 특히 AlGaAs/GaAs MODFET 연구가 활발히 진행되고 있다.<sup>1)</sup> MODFET는 AlGaAs의 N형으로 도핑된 층과 고순도를 갖는 GaAs 벌크 층으로 구분되며 두 층 사이에 도핑되지 않는 AlGaAs 박막의 세층으로 이루어져 있다. 전자들은 전자친화력에 의해 에너지 밴드갭이 큰 AlGaAs 층의 이온화된 불순물로부터 낮은 에너지 밴드갭을 갖는 GaAs 고순도 벌크로 전달되어 이차원적 분포를 갖는 전자 가스층(2DEG)을 AlGaAs/GaAs 계면에 형성하며 이온화된 불순물로부터 분리된 전자들은 Coulomb scattering의 저하로 높은 전하이동도를 갖게된다. 캐리어의 전달특성은 복잡한 수식을 갖는 볼츠만 방정식으로 표현되며 전달특성은 볼츠만 방정식을<sup>2)</sup>적당한 조건에 접근하여 해석함으로써 얻는다. 서브미이크론 디바이스에서 볼츠만 전달 방정식을 해석하기 위한 접근 방법이 연구 되었으나 일반적 모델링에서 전계가 변화함으로써만 캐리어의 속도가 변화한다는 가정에서 출발하기 때문에 서브미이크론 디바이스에서 중요한 역할을 하는 속도 오버슈트<sup>3)</sup>과 탄도 비행 특성<sup>4)</sup>과 같은 비 정상상태의 효과를 고려할 수가 없었다. 비 정상상태를 고려한 디바이스 특성 해석을 위한 접근 방법으로 에너지 이완 시간 접근법이 사용되었다. 이 방법은 해석하기 까다로운 캐리어 다이나믹 방정식 때문에 실제 디바이스 시뮬레이션에 잘 사용하지 않는다. 그러므로 최근 캐리어의 전달 특성을 해석하기 위한 접근방법으로 MONTE-CARLO 방법이 디바이스 시뮬레이션에 고려되기 시작하였다.<sup>5-7)</sup> MONTE-CARLO 방법은 극부 전계와 산란의 영향을 받으며 시간과 공간에 각각 독립적으로 전달되는 수많은 캐리어 각각의 동작특성을 해석함으로써 비 정상상태를 효과적으로 고려할 수 있다는 장점이 있다. MONTE-CARLO 방법을 이용한 시뮬레이션은 GaAs 벌크의 전자 전달 특성을 해석하기 위해 Kurusowa가 시작하였다.<sup>8)</sup> 이어 Hockey가 GaAs MESFET를 해석하기 위해 Kurusowa의 알고리즘을 이용하였고 Fawcett,<sup>9)</sup> Borsary,<sup>10)</sup> Maloney<sup>11)</sup> 등이 벌크에서 상당한 계산 시간 때문에 하나의 캐리어에 국한하였다. Price가 2DEG에서 양자격자 산란, 불순물 산란, 합금 산란을 상세히 분석하였으며 Tomizawa와 Yokoyama가 AlGaAs/GaAs의 이종접합시 2DEG의 속도 특성을 MONTE-CARLO 방법으로 계산하였다.<sup>12)</sup> 본 연구에서는 AlGaAs/GaAs 2DEG의 삼각 전위 우물에서 양자화된 전자의 산란율을 이용하여 비 정상상태를 고려한 전자 전달 특성을 MONTE-

CARLO 방법을 이용하여 시뮬레이션하였다.

II. 시뮬레이션 개요

MONTE-CARLO 방법의 기본원리는 물질 내 전자들의 비행궤도를 외부전계와 산란 과정에 따라 결정하여 전자의 전달특성을 해석하는 것이다. 고전적 운동법칙으로 부터 외부전계에 의한 영향과 확률 이론에 따라 난수를 발생시켜 산란과정을 결정하여 계산하게된다. MONTE-CARLO 시뮬레이션 방법은 시뮬레이션에 사용되는 물질변수 정의, 전자의 초기 상태 설정, 자유 비행시간 결정, 자유비행하고 있는 캐리어를 방해하는 산란의 결정, 전파 상수의 최종 상태결정, 자유 비행거리의 계산, 속도 계산의 과정으로 구성되어 있다. 본 시뮬레이션에서 산란과정은 해당 물질변수를 사용하여<sup>13)</sup> 광양자 산란, 합금산란 불순물 산란, 밸리간 산란, 밸리내 산란, 밴드간 산란, 음향 산란 등을 사용하여 계산하였으며 결과는 그림 1 과 같다. 또한 MONTE-CARLO 시뮬레이션의 계통도를 그림 2 에 도시하였다.



- 1), 2) 바닥 상태 E<sub>0</sub>에서 광양자 산란, 1) : 손실, 2) : 흡수
- 3), 4) 서브 밴드 E<sub>1</sub>에서 광양자 산란, 3) : 손실, 4) : 흡수
- 5), 6) 밴드 천이 산란, 5) : 손실, 6) : 흡수
- 7), 8) 합금 산란, 7) : 바닥 상태 E<sub>0</sub>, 8) : 서브 밴드 E<sub>1</sub>
- 9) 바닥 상태 E<sub>0</sub>에서 음향 산란
- 10), 11) 계곡천이 산란, 10) 흡수, 11) 손실
- 12) WELL 내의 불순물에 의한 산란
- 13) WELL 밖의 불순물에 의한 산란
- 14) 총 산란율

그림 1. (000)계곡에서 (K/Km)에 따른 각 산란율  
Fig. 1. Scattering rates in (000) valley.

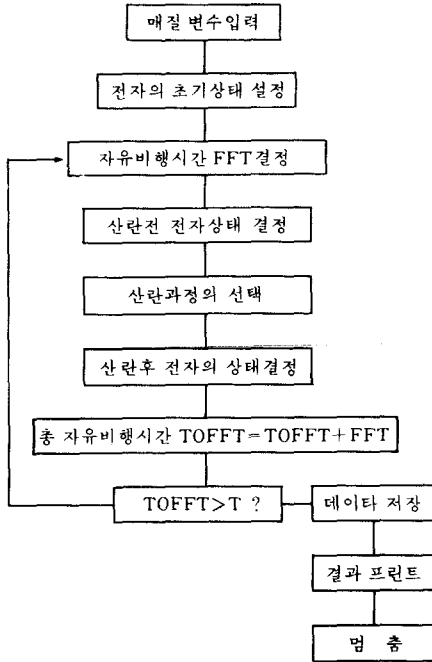


그림 2. MONTE-CARLO 시뮬레이션 계통도  
Fig. 2. Flowchart of monte-carlo simulation.

1. 자유 비행시간 결정

초기 출발시간  $t_0$ 에서 전파상수가  $K_0$ 일때 자유 비행 후 시간  $t$ 에서 전자의 전파 상수는 다음과 같다.

$$K(t) = K_0 + (E/h) (t - t_0) \quad (1)$$

여기서  $E$ 는 전자에 가해지는 전계이다. 전계에 의하여 자유롭게 비행하던 전자는 어느시간  $t$ 에서 충돌이 일어나며 충돌과정은 무작위 발생 확률을 갖는다.  $P(t)$ 를 시간  $t$ 에서 충돌될 확률,  $r_1$ 을 0과 1사이의 동일한 발생 확률로 분포된 난수라 하면

$$r_1 = \int_{t_0}^{tc} P(t) dt / \int_{t_0}^{\infty} P(t) dt \quad (2)$$

로 표시할 수 있다. ( $t_c$ : 산란순간 동안 비행한 시간) 산란 확률을  $S(K(t))$ ,  $dt$  시간동안 산란되는 전자의 수를  $N(t)S(K(t))$ 라 하면 충돌될 확률은 다음과 같이 주어질수 있다.

$$P(t) = N(t)S(K(t)) / N(0) = S(K(t)) \exp\{-\int_0^t S(K(t')) dt'\} \quad (3)$$

그러나 복잡한 형태의  $S(K(t))$ 를 쉽게 적분하거나 수치해석적인 값을 얻기에도 어려우므로 물리적 의미를 갖지않는 자기산란과정(self-scattering process)을 고려하여 산란 과정의 하나로 간주하면  $P(t)$

는 다음과 같이 표현된다.

$$P(t) = \{W_0(K(t)) + W(K(t)) \exp(-\int_0^t (W_0(t') + W(t')) dt')\} F = W(K(t)) + W_0(K(t)) \quad (4)$$

이때  $W_0$ 는 특별한 값을 선택하여야 한다. 즉  $W_0(K)$ 는 적분구간에 대하여  $F$ 를 상수로 만들어 주도록 정한다. 가공의 산란인 자기산란을 첨가함으로써 식(2)의 적분은 쉽게 계산되며 자유비행 시간은 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$tc = -\ln(r) / F \quad (5)$$

2. 전자의 비행궤도

자유 비행시간이 결정된 후 전자가 자유 비행시간 동안 날아간 궤도는 다음 식(6)에 의하여 결정한다.

$$\begin{aligned} X &= (\hbar/m^*) K_{x0} tc \\ Y &= (\hbar/m^*) K_{y0} tc \\ Z &= (\hbar/m^*) [K_{z0} tc + (E/2\hbar) tc^2] \end{aligned} \quad (6)$$

$K_{x0}$ ,  $K_{y0}$ ,  $K_{z0}$ 는 시간  $t=t_0$ 에서  $K_0$ 의  $x, y, z$ 의 성분  $E$ 는  $z$ 축 방향의 전계이다.

3. 산란 과정의 선택

자유 비행시간이 결정된 후 자유롭게 비행하는 전자를 방해하는 산란과정을 선택 하는 것이 필요하다.  $\sum W_q = F$ 이기 때문에 산란과정  $q$ 에 의하여 전자가 산란되는 확률은  $W_q(K)$ 에 비례한다. 난수  $S$ 를 발생시켜 아래 식 (7)에 맞는  $n$ 값을 구하면 이 때  $n$ 값으로 산란과정  $n$ 번째로 산란결정이 이루어진다.

산란 과정 순서는 임의로 정할수 있으나 큰값을 갖는 것을 우선적으로 배정하면 계산 시간을 단축할 수 있다.

$$0 < S < \sum_{n=1}^m W_q(K) \quad (7)$$

4. 산란각도 결정

실제 산란과정에서 산란후 전자의 최종 상태를 결정하기 위하여 또 다른 난수가 필요하게 된다. 산란 후 전파 상수  $K'$ 의 성분을 계산하는 것은 에너지 밴드구조가 전계성분 방향에 대하여 분포함수가 대칭이라는 가정이 필요하게 된다. 전계성분에 대하여 전파상수의 수직 성분, 수평 성분을 각각  $K'_v$ ,  $K'_z$ 라 하면 (100) 밸리의 음향 산란 및 밸리간 산란은 난수화되며 에너지 곡면의 모든 상태는 동일한 확률을 갖고 분포한다. 따라서 전계방향  $Z$ 와  $K'$ 사이의 각  $\theta$ 를 갖을 확률은 반경  $|K' \sin \theta|$ 를 갖는 원 위의 에너지 상태수에 비례한다.  $A$ 를 상수라 하였을 경우  $P(\theta) = A \sin \theta$ 로 나타낼수 있으며  $r_3$ 를 0과 1사이의

난수라면  $r_3 = P(\theta) d\theta = (1 - \cos \theta) / 2$ 로 표현할 수 있다. 이때  $K'V = |K' \sin \theta|$ ,  $K'z = |K' \cos \theta|$ 이다. 하지만 (000) 밸리의 각 밴드에서의 양자산란은 복잡한 확률분포를 갖음으로써 전파상수  $K$ 와  $K'$  사이의 산란각도를 결정하는 것이 어렵다. 에너지밴드  $E_0$ ,  $E_1$ 의 밴드내 산란의 경우 식 (8)과 같이 구할 수 있다.

$$P(\beta) d\beta \sim 1/Q^2 \cdot (1 + 2Q/bii) (1 + q/bii) \sin \beta d\beta \quad (8)$$

$\beta$ 는  $K'$ 와  $K$  사이의 각도이다.  $E_0$ ,  $E_1$ 의 밸리간 산란의 경우

$$P(\beta) d\beta \sim 1/Q \cdot 1/(Q + \theta)^2 (8/3\theta^2 - 5\theta^2 Q - Q^2) \sin \beta d\beta \quad (9)$$

위 식의 산란각도 분포함수는 정확한 함수로 표현하기가 불가능하다. 따라서 위 식 (8), (9)로 부터 Von Neumann 방법에 의하여 난수를 발생하여 결정하였다. 즉

$$P(\cos \beta) = P(\beta) / \sin(\beta) \quad (10)$$

$P(\cos \beta)$ 는  $\cos \beta$ 에 비례하는 함수로  $\cos \beta = 1$  일때  $P(1)$ 의 최대값을 갖게된다. 0과 1사이의 값  $\cos(\beta)$ 를 난수  $r_1$ 으로 발생시키고 또 다른 난수  $r_2$ 를 0과  $P(1)$  사이의 값을 발생시켰을때  $P(r_1)$ 이  $r_2$ 보다 작을 경우  $r_1$ 을  $\cos(\beta)$  값으로 선택하였다. 자유 비행 시간의 결정에서부터 전자의 최종상태 결정까지 시뮬레이션 캐리어 전체에 대해 수행하며 설정해 놓은 시간구간  $\Delta T$ 까지 반복한다.

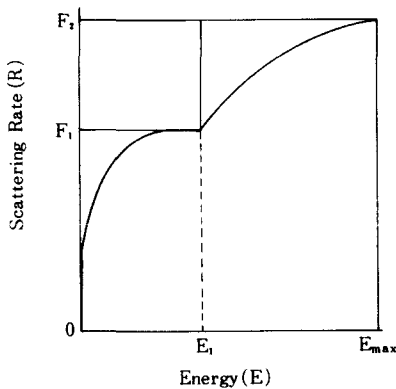


그림 3. 총 산란율을 두 계단으로 자를 때 자기산란 발생감소  
Fig. 3. Self-scattering reduction as dividing total scattering.

### III. 시뮬레이션 결과 및 고찰

#### 1. 각 밸리에서의 전자 점유분포

전계 1, 3, 5, 7, 12KV/cm 각각에 대하여 (000) 밸리의 전자 점유분포와 (100) 밸리의 전자 점유분포를 시간에 따라서 MONTE-CARLO 시뮬레이션하여 얻은 값을 그림4에 나타내었다. 낮은 전계 1KV/cm, 3KV/cm 경우 전자가 2psec 자유비행하는 동안 1KV/cm의 경우는 천이전자는 없었으며 3KV/cm 경우는 (100) 밸리에 약 5% 정도의 전자 점유분포를 나타내었다. 더 높은 전계 5KV/cm, 7KV/cm, 12KV/cm를 가하였을 경우 2DEG내의 (000) 밸리에 머무르던 전자중에서 시간이 지남에 따라 (100) 밸리로 천이하는 전자는 증가하였으며 2psec의 시간이 경과하였을때 각각 27%, 45%, 70%의 전자가 (100) 밸리로 천이하였다. 전계 12KV/cm를 가하였을 경우는 5KV/cm의 전계를 가했을 경우보다 (100) 밸리로 천이한 전자의 수는 2.5배 증가하였다. 즉 전계가 증가함에 따라 (100) 밸리로 천이하는 전자의 수는 증가하였다. 전계가 증가함에 따라 천이전자가 증가하는 이유는 유효질량이 작은 (000) 밸리내 전자는 전계에 의해 에너지를 쉽게 흡수함으로써 유효질량이 크고 모우먼트 이완 시간이 작은 (100) 밸리로 천이하기 때문이다. (100) 밸리로 천이하는 전자의 천이 지속시간은 7KV/cm를 가하였을때 약 1.4psec인 반면 전계 12KV/cm 경우는 약 0.7psec 값을 얻었다. 즉 그림 4에서 볼 수 있듯이 전계가 증가함에 따라 천이 지속시간은 감소하게 된다. 전계 7KV/cm를 가했을 경우에 비해 12KV/cm를 가했을 경우 유효질량이 작은 (000) 밸리의

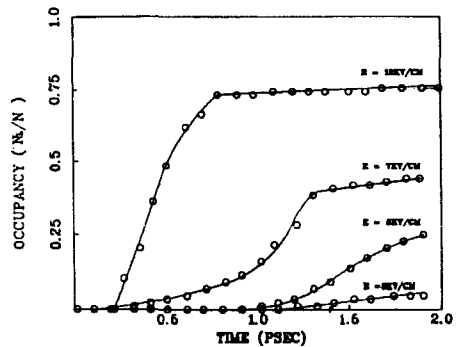


그림 4. 전계 E=1, 3, 5, 7, 12KV/cm 각각의 경우 (100) 계곡의 시간에 따른 전자 점유분포  
Fig. 4. Electron occupancy in (100) valley according to time in case electric field E=1, 3, 5, 7, 12KV/cm.

전자는 2배 이상의 빠른 천이 지속시간을 갖고 (100) 밸리로 천이한다. 이는 (000) 밸리의 전자가 전계의 영향을 쉽게 받는다는 사실을 말해준다. 다시 말하면 부성전도도를 갖기 시작하는 임계전계 (본 논문의 시뮬레이션 결과 3-4KV/cm) 이상의 높은 전계에서 전자는 (100) 밸리로 천이하는 에너지 부근 (330meV)까지 전계가 강할수록 쉽게 에너지를 얻어 도착하기 때문이다. 정상 상태에 도착하기 시작하는 시간은 전계 7KV/cm 경우 약 1.6psec였으며 전계 12KV/cm 경우는 0.9psec에서 전자 점유분포가 포화하기 시작하였다. 전계 12KV/cm를 가하였을 경우 전계 7KV/cm 경우보다 2배 빠른 속도로 정상 상태에 도착하였다.

2. 전자의 평균 에너지

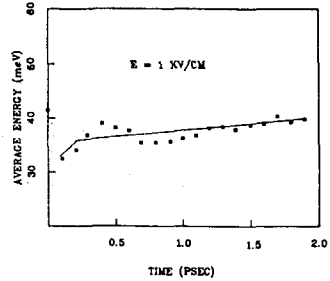
그림 4에서 계산한  $N_r$ 와  $N_l$ 의 값을 갖고 (000) 밸리와 (100) 밸리 전체에 대한 전자의 평균 에너지는 다음 식에 의하여 계산하였다.

$$\langle E \rangle = [N_r \langle E \rangle_r + N_l \langle E \rangle_l] / N \quad (11)$$

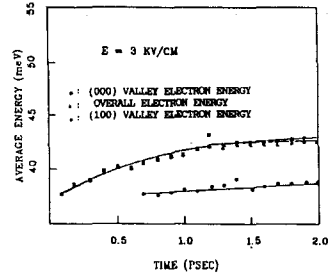
밴드  $E_0$ 의 에너지는 47meV, 밴드  $E_1$ 은 76.5meV의 각 밴드의 전자 에너지에 초기값을 주고 시간에 따른 전자의 평균 에너지를 계산한 결과 그림 5와 같은 결과를 얻었다. 낮은 전계 1KV/cm, 3KV/cm 경우 전자 에너지는 전계에 의한 에너지흡수와 산란에 의한 양자손실로 거의 일정한 값을 갖음을 그림 5의 (a)와 (b)에서 볼 수 있다. 전계 7KV/cm 경우의 에너지 천이 지속시간이 감소하는 것을 그림 5로부터 볼 수 있다. 각각의 전계에 따른 에너지 천이 지속시간과 (100) 밸리내로 전자가 천이하는 천이 지속시간을 비교하면 에너지 천이 지속시간이 전자 천이 지속시간보다 짧음을 알 수 있다. 즉 에너지 이완시간이 모우먼트 이완시간보다 작다는 사실과 일치시킬 수 있다.<sup>[13]</sup> 전계가 12KV/cm인 경우 (000) 밸리 평균 전자에너지  $\langle E \rangle_r$ 와 (100) 밸리 평균 전자에너지  $\langle E \rangle_l$ 은 오버슛 하지 않으나 전체 평균 에너지는 오버슛 현상이 있음을 그림 5의 (D)와 (F)로부터 볼 수 있다. 이러한 결과는 정상 상태 평균 전자에너지  $\langle E \rangle_r$ 와 (100) 밸리의 정상상태 평균 전자에너지  $\langle E \rangle_l$ 의 차가 크고  $N_r$ 과  $N_l$ 이 정상상태의 일정한 점유율을 갖고 포화하기 전에  $\langle E \rangle_r$ 와  $\langle E \rangle_l$ 이 먼저 정상상태에 도달하기 때문이다. 이러한 현상은 에너지 이완시간과 모멘트 이완시간의 차이 때문에 나타나는 결과이다.

3. 전자의 평균 비행거리

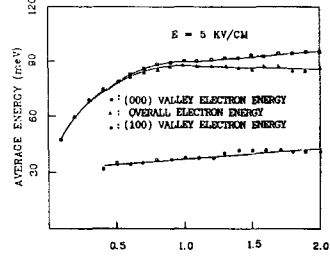
전계 방향으로 비행하는 전자의 평균 거리를 단위



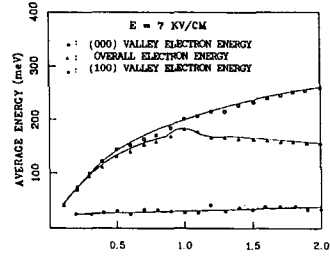
(a)



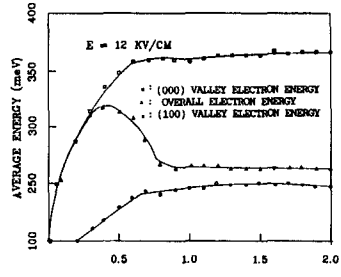
(b)



(c)



(d)



(e)

그림 5. 시간에 따른 전자의 평균에너지  
Fig. 5. Average electron energy according to time

시간 0.1psec 구간마다 2psec까지 전계 방향으로 비행한 거리를 다음식에 따라 시뮬레이션하여 얻은 값을 그림 6에 나타내었다.

$$M = (N_L M_L + N_R M_R) / N \quad (12)$$

여기서  $M_L$ 과  $M_R$ 는 각각(000)과(100)밸리에서 전자가 비행한 거리이다. 직선적 비행특성을 나타내기 전에 이차곡선적 비행특성이 나타나는 시간은 전자가 출발한 후 짧은시간 구간까지이며 이러한 비행특성은 평균 자유비행 시간보다 작은 시간구간에서 전자전달이 이차 곡선적 전달특성을 갖는 이론과 일치한다. 평균자유시간 이후의 시간구간에서는 전자의 비행거리 특성은 직선적으로 나타남을 그림 6에서 볼 수 있다. 이러한 직선적 비행특성은 평균자유시간 이후의 시간구간에서 (000) 밸리와 (100) 밸리의 각각의 전자가 같은 확산속도로 비행하는 것으로 해석할 수 있다. 이차곡선적 비행특성은 (000) 밸리 내 전자 가운데 평균 산란횟수보다 적게 산란을 겪고 짧은시간이 지속시간내에 (100) 밸리로 천이한 전자는 (000) 밸리 전자의 평균 속도보다 큰 속도로 비행하기 때문이다. 하지만 전자가 (100) 밸리로 천이한 이후 (000) 밸리에 비해 3~4배 가량의 무거워진 전자의 유효 질량에 의해 속도는 감소한다. 전계 5, 7, 12KV/cm의 경우에서 볼 수 있듯이 0.7psec 이후에 전계가 클수록 시간에 대한 비행거리의 기울기가 감소한다. 즉 전계가 증가할수록(100) 밸리로 천이하는 전자가 급증함에 따라 전자의 이동도가 낮아지기 때문이다.

4. 시간에 대한 전자속도

그림 7에 시뮬레이션 결과 얻어진 시간에 대한 전자속도를 전계에 따라 도시하였다. 전계 12KV/cm의

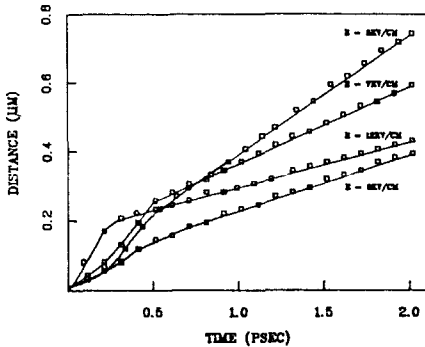


그림 6. 전계 E=1, 3, 5, 7, 12KV/cm 각각의 경우 시간에 따른 전자의 평균 비행거리

Fig. 6. Average electron flight distance in case electric field E=1, 3, 5, 7, 12KV/cm.

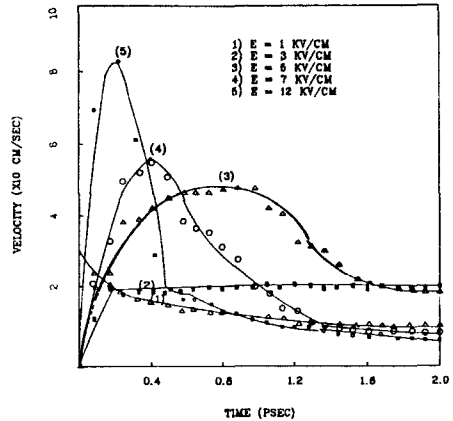


그림 7. 전계 1, 3, 5, 7, 12KV/cm 각각의 경우 시간에 따른 전자의 속도

Fig. 7. Electron velocity according to time in case electric field E=1, 3, 5, 7, 12KV/cm.

경우 0.2psec까지 속도 천이가 일어나며 0.2psec 이후 속도가 급격하게 감소한다. 0.2psec까지 전자가 비행한 평균 거리는  $1510 \text{ \AA}$  이었다. 따라서 전자의 평균속도는  $7.5 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ 이며 정상상태의 속도에 비해 8배정도 큰 속도이다. 이러한 현상은 서브마이크론 디바이스에서 오버슈트 현상이 중요한 영향을 끼칠 수 있다는 것을 보여준다. 전계 3KV/cm의 경우 오버슈트 현상이 일어나지 않았으나 전계 5KV/cm를 가하였을 때 오버슈트 현상이 일어나기 시작하였다. 즉 부성저항 특성이 일어나는 임계전계 이상에서 오버슈트 현상이 일어나기 시작한다. 전계를 점점 강하게 가하였을 때 속도 천이 지속시간이 급격히 감소하며 오버슈트 현상이 두드러지게 나타남을 알 수 있다. 전계가 강할수록 오버슈트 현상이 급격하게 일어나는 이유는 전계가 커짐에 따라 상층 밸리로 전자가 급격하게 천이하며 그림 5에서 볼 수 있듯이 전계가 강할수록 에너지 천이 지속시간이 급격히 감소하기 때문이다. GaAs 벌크와 2DEG의 시간에 대한 속도를 비교하기 위하여 전계 7KV/cm에서 시간에 대한 속도 값을 그림 8에 도시하였다. 2DEG 전자가 GaAs 벌크 전자속도보다 크며 약 1psec 동안 전계가 가해진 후 거의 같은 속도로 정상상태에 도달한다. 최대 속도값이 GaAs 벌크에서 보다 2DEG에서 더 크며 이는 2DEG에서 산란이 적게 일어나기 때문이다.

5. 비행 거리에 따른 속도 특성

디바이스의 길이가 서브마이크론 단위로 작은 경우 일 때 속도의 오버슈트 현상을 무시할 수 없음

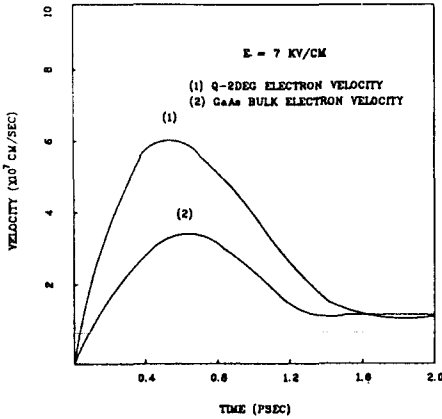


그림 8. 전계 7KV/cm 가했을 때 GaAs 벌크와 Q-2DEG에서 시간에 따른 속도

Fig. 8. Electron velocity in Q-2DEG and GaAs bulk in case electric field E=7KV/cm.

디바이스 길이에 대한 속도 관계를 나타낸 그림 9에서 볼 수 있다. 이는 그림 6과 그림 8로 부터 길이에 따른 속도를 구하여 나타낸 것이다. 그림 9에서 볼 수 있듯이 디바이스의 길이가 0.05-0.5 $\mu$ m에서 오버슈트 현상이 두드러지게 일어난다. 디바이스 크기가 작아짐에 따라 전자의 최대 속도가 증가하며 이러한 특성은 포화 속도에서 동작하는 한계가 디바이스 크기가 작아짐에 따라 넓어진다는 사실을 말해준다. 일반적으로 소스와 드레인 사이에 일정한 전압을 걸어 줄 경우 소스 부근에 가장 낮은 전계가 걸리며 드레인 부근에서 전계의 오버슈트 현상이 일어나

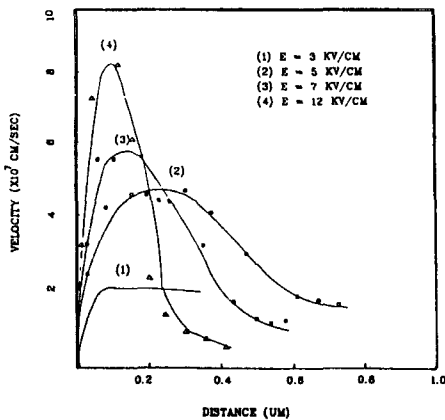


그림 9. 전자의 비행 거리에 따른 전자의 속도

Fig. 9. Electron velocity as a function of electron flight distance.

전계값이 가장 크게 일어난다. 만약 전압을 일정하게 걸어주고 게이트의 길이를 작게 한다면 드레인 부근의 최대 전계값은 게이트 길이에 대한 최대 전계값보다 더욱 증가하게 되며 오버슈트 현상은 급격하게 일어날 것이다.

N. 결 론

AlGaAs/GaAs 이중접합MODFET의 2DEG 삼각우물내의 전자 전달 특성을 MONTE-CARLO 방법으로 시뮬레이션 하였다. 2DEG에서 빨리내 전자 점유분포, 속도 오버슈트, 전자에너지의 천이 특성을 얻을 수 있다. 2DEG에서 시간에 대한 전자의 빨리내 전자 점유분포는 전계가 강할수록 빨리로 천이하는 전자의 수가 급증하였으며 비행거리는 직선적 비행거리 특성이 나타났다. 시간에 대한 전자의 속도 특성에서 전계가 강할수록 2DEG 내 빨리내 전자가 전계의 영향을 쉽게 받음으로써 속도 오버슈트 현상이 급격하게 일어났다. 시간에 대한 속도와 거리 관계식으로 부터 얻은 거리에 대한 전자의 속도 시뮬레이션 결과로 부터 전계가 강할수록 거리에 따른 속도 오버슈트가 급격하게 일어나며 정상 상태의 속도는 급격하게 감소함을 알 수 있었다. 따라서 2DEG를 이용한 디바이스 동작은 낮은 전계에서 고이동도를 얻을 수 있으며 높은 전계는 2DEG를 이용한 디바이스 동작에는 적합하지 못하다. 드레인과 게이트 부근에 높은 전계가 걸리며 게이트와 소스 부근에 낮은 전계가 걸린다. 따라서 정상 상태 이상의 속도로 비행하는 전자의 비행속도 오버슈트는 0.5 $\mu$ m 이하의 서브마이크론 디바이스에서 전자의 고이동도를 얻기 위해서 중요한 요소가 될 수 있다. 즉 게이트의 길이를 감소함에 따라 드레인 부근에서 최대 전계값은 증가하며 전계가 증가함에 따라 평균 탄도 비행거리가 증가함으로써 속도 오버슈트에 의한 고이동도를 얻을 수 있으리라 생각한다. 본 연구에서는 AlGaAs/GaAs MODFET 2DEG에서의 전자 전달 특성을 해석하였으나 실제 디바이스에서 2DEG는 복잡한 전계 분포를 갖으며, AlGaAs 층에서 공핍층 전달 특성이 일어난다.

위의 특성을 포함한 AlGaAs 층 전자전달 특성 2DEG의 실제 전계분포에 따르는 전자의 전달을 모두 고려함으로써 실제 디바이스에 가까운 완전한 디바이스 시뮬레이션에 관한 연구가 앞으로 요구된다.

参 考 文 献

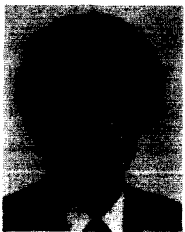
[1] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, "A new field effect transistor

- with selectively doped GaAs/n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructure Japan," *J. Appl. Phys.* vol. 19, pp. L225-L227, 1980.
- [2] B.R. Nag, *Electron Transport in Semiconductor*. pp 129-149.
- [3] J.G. Ruch, "Electron dynamics in short channel field effect transistor," *IEEE. Trans, Electron Device* ED-19 pp. 652-654, 1972.
- [4] M.S. Shur and L.F. Eastman, "Ballistic transport in semiconductors at low temperatures for low-power high speed logic," *IEEE. Trans, Electron Devices* ED-26, pp. 1677-1683, 1979.
- [5] R.A. Warriner, "Computer simulation of gallium arsenide field-effect transistor using monte carlo methods," *Solid-State Electron Devices* pp. 105-109, 1970.
- [6] G.S. Sanghera, A. Cyssatis and C. Mogl'estue "Monte carlo particle simulation on n-type GaAs field effect transistors with a p-type buffer layer," *IEEE. Proc.* 127, pp. 203-206, 1980.
- [7] A. Yosia, M. Tomizawa and K. Yokoyama, "Accurate modeling for submicrometer gate Si and GaAs mesfet's using two-dimensional particle simulation," *IEEE Trans. Electron Devices* ED-30, pp. 1376-1380, 1983.
- [8] T. Kurusowa, "Monte carlo calculation of hot electron problem," *Proc. Int. Conf Phys. Second., Kyoto, 1966: J. Phys. Soc. Japan, Suppl.*, vol. 21, pp. 424-426, 1966.
- [9] W. Fawcett, A.D. Boardmann and S. Swain, "Monte carlo determination of electron transport properties in gallium arsenide," *J. Phys. Chem Solids*, vol. 31, pp. 1963-1990 1970.
- [10] V. Borsary and C. Jacoboni, "Monte carlo calculation on transport in CdTe," *Phys. Stat. Sol. (b)*, 54 pp. 649-662, 1972.
- [11] T.J. Maloney and J. Frey, "Transient and steady-state electron transport properties of GaAs and InP," *J. Appl. Phys.* 48, pp. 781-790, 1977.
- [12] M. Tomizawa, K. Yokoyama and A. Yosii, "Hot-electron velocity characteristics at AlGaAs/GaAs heterostructures," *Elec. Dev Lett, EDL-5*, pp. 464-465, 1984.
- [13] T.J. Maloney and J. Frey, "Transient and steady-state electron transport properties of GaAs and InP," *J. Appl. Phys.* vol. 48, pp. 781-787, 1977. \*

---

 著 者 紹 介
 

---



南 承 鉉 (正會員)

1963年 9月 20日生. 1986年 2月 연세대학교 전자공학과 공학사학위 취득. 1988年 8월 연세대학교 전자공학과 공학석사학위 취득. 1988年 7월~현재 대우통신 반도체 사업본부 MOS 디바이스 설계 팀 연구원. 주관심분야는 MOS 디바이스설계 및 process 등임.

鄭 鶴 起 (正會員) 第25卷 第11號 參照

현재 연세대학교 대학원 전자공학과 박사과정 재학중



金 鳳 烈 (正會員) 第25卷 第11號 參照

현재 연세대학교 전자공학과 교수