

論文95-32A-3-11

고온전자의 충돌 이온화 및 게이트 산화막 주입 모델링을 위한 Tail 전자 Hydrodynamic 모델

(Tail Electron Hydrodynamic Model for Consistent Modeling of Impact Ionization and Injection into Gate Oxide by Hot Electrons)

安在璫 **, 朴榮俊 *, 閔弘植 *

(Jaegyung Ahn, Youngjune Park, and Hongshick Min)

요약

모멘트 방식을 이용하여 고 에너지를 갖는 전자(tail 전자)들에 대한 새로운 Hydrodynamic 모델(TEHD)을 개발하였다. $n^+ - n^- - n^+$ 소자에 대해 몬테칼로 방식을 적용하여 새 방정식들의 모델들을 구하였다. 이를 위한 이산화 및 수치 해석적 방법을 제안하였다. 여기서 얻어진 tail 전자의 양을 이용하여 충돌 이온화 및 산화막 게이트 주입 현상 모델링의 기법을 개발하였다. 이 방법을 $n^+ - n^- - n^+$ 소자의 충돌 이온화를 및 nMOSFET 소자 기판 전류의 계산과 게이트 주입 실험에 적용하여, 실험 및 몬테칼로 법과 잘 근사하는 결과를 확인하였다.

Abstract

A new Hydrodynamic model for the high energy tail electrons(Tail Electron Hydrodynamic Model : TEHD) is developed using the moment method. The Monte Carlo method is applied to a $n^+ - n^- - n^+$ device to calibrate the TEHD equations. The discretization method and numerical procedures are explained. New models for the impact ionization and injection into the gate oxide using the tail electron density are proposed. The simulated results of the impact ionization rate for a $n^+ - n^- - n^+$ device and MOSFET devices, and the gate injection experiment are shown to give good agreement with the Monte Carlo simulation and the measurements.

I. 서론

* 正會員, 서울大學敎 半導體 共同 研究所 및 電子 工學科

(Dept. of Elec. Eng., Inter-Univ Semiconductor)

** 正會員, LG半導體(株) ULSI 研究所

(ULSI Laboratory, LG Semicon Co., Ltd.)

接受日字 : 1994年 9月 15日

고온전자 효과에 대한 반도체 소자 특성을 모델링하기 위해 종래의 drift-diffusion(DD) 모델에서 발전한 Hydrodynamic(HD) 모델이 개발되어왔다. 현대의 VLSI 소자에서는 전계가 부분적으로 매우 크고 급격히 변하기 때문에 전자 온도가 격자 온도와 근사하거나 균일 전계에서의 전자 온도와 같다는 가정을 더 이상 사용하기 어렵기 때문이다. R. Stratton¹⁾이 처

음으로 고온전자의 확산을 포함한 식을 유도한 후 K. Bløtejkær^[2]와 R. K. Cook^[3] 등에 의해 HD 모델이 그 형태를 갖추기 시작하였다. HD 모델을 유도하기 위해서는 대부분 포물선형 에너지 밴드를 사용하였고 충돌 항을 처리하기 위해서 이완 시간 근사 (relaxation time approximation : RTA)를 이용한다. 여기에 사용된 포물선형 에너지 밴드 가정이 고온전자 효과를 설명하기에는 부적당하기 때문에 이를 개선하기 위한 여러가지 시도들이 있어왔다^{[4][5]}. R. Thoma^[4] 등은 일정한 전계에 대한 몬테칼로 시뮬레이션용을 조정(calibration) 방식으로 이용하여 새로운 파라미터들을 도입하였다. 이어서 HD 모델의 여러 가정들을 검증하기 위하여 몬테칼로 시뮬레이션을 직접 소자에 적용하여 공간에 대한 변화 항들을 세밀하게 분석하는 방식이 개발되었다^[6].

HD 모델이 VLSI 소자 시뮬레이션에서 중요한 역할을 하는 이유 중 하나로서 충돌 이온화 및 게이트 산화막에로의 주입과 같은 고온전자에 의한 소자 열화의 예측을 들 수 있다. 충돌 이온화의 경우 충돌 이온화율(G)은 $G = \alpha n v_d$ 으로 주어지고 충돌 이온화 계수 α 는 DD 모델에서는 Chynoweth의 공식 $\alpha = A \exp(-B/E)$ 에서와 같이 전계(E)의 함수로 주어진다. 이것은 충돌 이온화가 일정 에너지 이상의 전자(tail 전자) 농도에 의해 결정되고 전계가 커짐에 따라 전자 온도가 증가하여 tail 전자의 양이 지수 함수적으로 증가한다는 사실에 기초한 모델이다. 이 때 충돌 이온화 계수가 전계의 함수로 주어지려면 전계와 전자의 온도가 일대일 대응을 한다는 가정이 있어야 하는데, 이것은 전계가 공간적으로 일정하거나 변화가 매우 작을 때에만 성립하는 것으로 현대의 VLSI 소자에서는 틀리게 된다. 전계가 급격히 변화하는 소자 내부에서 tail 전자 농도를 알아내는 방법으로 lucky electron(LE) 모델이 시도되었지만 (DD 모델에서의^{[7][8]}, HD 모델에서의^[9]), 고 에너지를 가지는 전자와 phonon의 충돌율이 크기 때문에 고에너지 전자의 운동이 LE 모델과 같은 간단한 확률 모델로써는 예측하기가 어렵다^[10]. 한편, HD 모델에서 구한 전자 온도로부터 전자의 에너지 분포를 예측할 수 있기 때문에 이로부터 tail 전자를 예측하여 충돌 이온화율을 모델링하는 방법도 사용되었다.^{[10][11][12]} 그러나 몬테칼로 시뮬레이션을 소자에 직접 적용하여 전자 에너지 분포를 보았을 때, 충돌 이온화율이 가장 큰 (MOSFET에서의 채널-드레인) 접합부에서 전자 에너지 분포가 전자 온도라는 한 개의 파라미터로 예측할 수 없음을 알 수 있다. 이것은 채널에서 뜨거워진 고온전자들이 드레인에서의 엄청나게 많은 '차가운 전자들의 바다'(cold electron sea)

에 묻히기 때문에 접합부 근처의 드레인에서는 최소한 두 가지의 파라미터로써 전자 분포를 설명해야 되는데 그 예를 그림 1에 보였다. 그림 1은 $n^+ - n^- - n^+$ 소자의 anode 접합부 근처에서의 전자 에너지 분포를 몬테칼로 방법으로 구한 것인데 그림의 C 위치에서의 tail 전자 농도를 그 점에서의 전자 온도 1000 K로써 예측한다면 실제 tail 전자 농도보다 과소평가하게 된다.

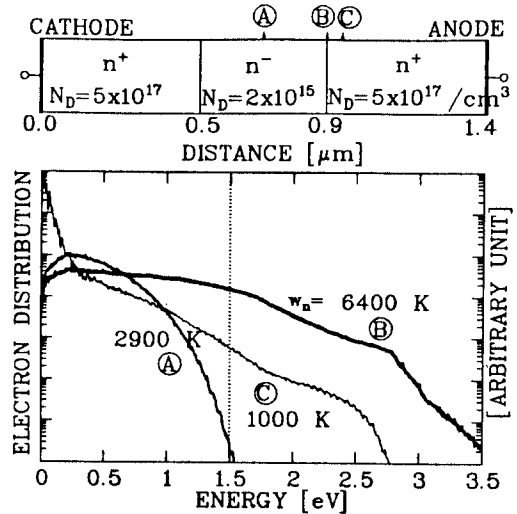


그림 1. $n^+ - n^- - n^+$ 소자의 anode 접합부 근처에서의 전자의 에너지 분포

Fig. 1. Electron energy distribution near the anode junction of an $n^+ - n^- - n^+$ device.

고온전자의 게이트 산화막에로의 주입은 그 문턱에너지가 충돌 이온화의 경우보다 훨씬 크기 때문에(약 3.1 eV) 기존 방법은 충돌 이온화의 경우보다 더 큰 오차를 주게 된다. 이 경우의 tail 전자 농도를 유추해내는 방법으로 전자 에너지 분포를 두 개의 온도로써 기술하려는 시도가 있었다^[11]. 하지만 이 시도는 물리적인 근거가 충분하지 못하기 때문에 널리 사용되기에 한계가 있다.

이러한 문제들을 해결하기 위해서는 특별히 tail 전자들만의 운송을 기술할 수 있는 새로운 방정식이 필요하다. 이를 위해 볼츠만 운송 방정식(Boltzmann Transport Equation : BTE)으로부터 모멘트 방식을 사용하여 'tail 전자에 대한 Hydrodynamic'(Tail Electron Hydrodynamic : TEHD) 모델을 유도하였다^[13]. 기존의 HD 모델을 유도할 때에는 BTE를 k -공간에서 적분할 때 적분 구간을 Brillouin zone 전체로 하는데 비해 TEHD 모델을 유도할 때에는 일

정 에너지 이상의 구간만으로 한정함으로써 고에너지를 가지는 전자에 대한 HD 방정식을 구할 수가 있다. 이 때 에너지 밴드는 등방성(isotropic)이되 비포물선형을 고려하였다. 이에 따라 새로이 등장하는 여러 가지 파라미터들의 모델을 구해야 하며 이를 위해 몬테칼로 시뮬레이션을 $n^+ - n - n^+$ 소자에 적용하여 가능한 한 정확한 조정을 하였다. 동시에 몬테칼로 시뮬레이션의 결과로부터 충돌 이온화와 산화막 주입을 tail 전자의 양을 사용하여 모델링 하는 방식을 새로이 구하였다. 완성된 TEHD 모델을 기존의 HD 시뮬레이터인 SNU-2D^[14]에 설치하여 $n^+ - n - n^+$ 소자 및 MOSFET 소자의 시뮬레이션을 할 수 있었다.

이 논문의 구성은 다음과 같다. 제 2 장에서는 TEHD 방정식을 유도하고, 제 3 장에서는 TEHD 방정식의 모델 파라미터들을 몬테칼로 방법으로 조정하며, 제 4 장에서는 이 tail 전자 농도로부터 충돌 이온화율(G_H) 모델과 게이트 주입 모델을 구하고, 제 5 장에서 실험 결과와 비교한 후 제 6 장에서 결론을 맺고자 한다.

II. TEHD 모델의 유도

BTE에 \vec{k} 의 여러 차수에 해당하는 값을 곱한 후 \vec{k} -공간에서 적분하여 소자 방정식을 구하는 것을 모멘트 방식이라 한다^[2]. TEHD를 유도하기 위해서 이러한 모멘트 방식을 쓰는 데, 이 때 일정 크기의 에너지(Eth)보다 큰 영역으로 한정하여 \vec{k} -공간 적분을 한다. 그렇게 함으로써 전체 전자가 아닌 ϵ_{th} 보다 큰 에너지를 갖는 전자(tail 전자)에 대한 소자 방정식을 얻을 수 있다. 다음 식이 그렇게 구한 일반적 차수의 TEHD 모멘트 방정식이다.

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_2 \langle \phi \rangle_2) + q\vec{E} \cdot \langle \phi \vec{v} \rangle \epsilon_{th} N(\epsilon_{th}) + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \cdot n_2 \langle \frac{\partial \phi}{\partial \vec{k}} \rangle_2 + \frac{\partial}{\partial x} \cdot (n_2 \langle \phi \vec{v} \rangle_2) = \int_{BZ2} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \phi(\vec{k}) \frac{d^3 \vec{k}}{4\pi^3}. \quad (1)$$

여기서 BZ2는 Eth 보다 큰 에너지를 갖는 \vec{k} -공간을 나타내며(나머지 공간은 BZ1이라고 하자.),

$$n_2 \equiv \int_{BZ2} f(\vec{k}) \frac{d^3 \vec{k}}{4\pi^3}, \quad n_2 \langle \phi \rangle_2 \equiv \int_{BZ2} f(\vec{k}) \phi(\vec{k}) \frac{d^3 \vec{k}}{4\pi^3},$$

$$N(Eth) \equiv \int f \delta(\epsilon - \epsilon_{th}) \frac{d^3 \vec{k}}{4\pi^3}, \quad N(\epsilon_{th}) \langle \phi \rangle \epsilon_{th} \equiv \int f(\vec{k}) \phi(\vec{k}) \delta(\epsilon - \epsilon_{th}) \frac{d^3 \vec{k}}{4\pi^3}$$

와 같이 정의된다. 식 (1) 좌변의 둘째 항은 기존의

모멘트 방정식에는 존재하지 않는 새로운 항으로 BTE의 둘째 항을 적분할 때 부분 적분을 거쳐 얻게 된다. 이 항은 $\epsilon = \epsilon_{th}$ 의 에너지 표면 근처의 전자가 전체에 의해 자유 비행을 할 때 $\epsilon = \epsilon_{th}$ 에너지 표면을 통과하면서 발생하는 BZ2 영역의 모멘트 증가율을 가리킨다.

식 (1)의 $\phi(\vec{k})$ 에 각각 1, $\vec{P} \equiv m\vec{v}$, ϵ , $m\vec{S} \equiv \epsilon m\vec{v}$ (m 은 conduction band minimum에서의 effective mass)등을 대입하면 다음과 같이 0차에서 3차까지의 모멘트 방정식을 얻을 수 있다.

$$q\vec{E} \cdot \langle \vec{v} \rangle \epsilon_{th} N(\epsilon_{th}) + \vec{\nabla} \cdot (n_2 \langle \vec{v} \rangle_2) = C_{n_2}, \quad (2)$$

$$q\vec{E} \cdot \langle m\vec{v}\vec{v} \rangle \epsilon_{th} N(\epsilon_{th}) + q\vec{E} \cdot n_2 \langle \frac{m}{m} \rangle_2 + \vec{\nabla} \cdot (n_2 \langle m\vec{v}\vec{v} \rangle_2) = C_{P_x}, \quad (3)$$

$$q\vec{E} \cdot \langle \vec{v} \rangle \epsilon_{th} \epsilon_{th} N(Eth) + q\vec{E} \cdot n_2 \vec{v}_2 + \vec{\nabla} \cdot (n_2 \langle E\vec{v} \rangle_2) = C_{w_x}, \quad (4)$$

$$q\vec{E} \cdot \langle m\vec{v}\vec{v} \rangle \epsilon_{th} \epsilon_{th} N(Eth) + q\vec{E} \cdot n_2 \langle \epsilon \frac{m}{m} \vec{v} \rangle_2 + \vec{\nabla} \cdot (n_2 \langle \epsilon m\vec{v}\vec{v} \rangle_2) = mC_{S_x}. \quad (5)$$

위 식에서 우변의 C_x , ($x = n, P, w, S$) 항은 충돌에 의한 BZ2에서의 각 모멘트의 증가율을 가리킨다. TEHD에서는 \vec{k} -공간을 BZ1과 BZ2로 분리하여 생각하므로 이 충돌항도 다음과 같이 분리할 수 있다.

$$C_x = C_{x_{BZ1}} + C_{x_{BZ2}} \quad (6)$$

여기서 $C_{x_{BZ1}}$ 는 충돌에 의해 전자가 BZ1 영역에서 BZ2 영역으로 전이(transition)할 때의 BZ2 영역의 모멘트 x 의 증가율을 가리킨다. 고에너지 영역에서 고려하는 충돌은 대부분이 격자(lattice) 충돌로서 방향성이 없기 때문에(randomizing) \vec{k} 값에 대한 기함수 모멘트인 $x = P, S$ 의 경우 $C_{x_{BZ1}}$ 는 0이 된다. 이에 따라 C_{P_x} 와 C_{S_x} 는 RTA에 의해 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$C_{P_x} = C_{P_{BZ1}} + C_{P_{BZ2}} = -\frac{n_2 m \vec{v}_2}{\tau P_x} = -\frac{\vec{J}_2}{q\tau P_x / m} = \frac{\vec{J}_2}{\mu_2}, \quad (7)$$

$$C_{S_x} = C_{S_{BZ1}} + C_{S_{BZ2}} = -\frac{n_2}{\tau S_x} \langle \epsilon \vec{v} \rangle_2 = -\frac{\vec{S}_2}{\tau S_x} = -\frac{q}{m} \frac{\vec{S}_2}{\mu_2}, \quad (8)$$

위의 식에서 $\vec{J}_2 \equiv -qn_2 \vec{v}_2$, $\vec{S}_2 \equiv n_2 \langle \epsilon \vec{v} \rangle_2$, $\mu_2 \equiv \frac{q\tau P_x}{m}$, $\mu_{S_x} \equiv \frac{q\tau S_x}{m}$ 의 정의들을 사용하였다. 또, BZ2의 내부에서 일어나는 충돌에 의한 tail 전자의 농도 변화는 없

으므로 C_{n_2} 는 0이 된다. 따라서 C_{n_2} 와 C_{w_2} 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$C_{n_2} = C_{n_{12}} + C_{n_{21}} = \frac{n_{1b}}{\tau_{12}} - \frac{n_{2b}}{\tau_{21}}, \quad (9)$$

$$C_{w_2} = C_{w_{12}} + C_{w_{21}} + C_{w_{20}} = \epsilon_{th} C_{n_2} - n_2 \frac{w_2 - w_{20}}{\tau_{w_2}}. \quad (10)$$

여기서 n_{1b} 와 n_{2b} 는 각각 $\epsilon_{th} - \hbar\omega_0 \leq \epsilon \leq \epsilon_{th}$, $\epsilon_{th} \leq \epsilon \leq \epsilon_{th} + \hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0$ 는 약 100 meV 이하)에 존재하는 전자 농도이다. C_{n_2} 에 기여하는 충돌은 에너지 변화를 가지는 비탄성(inelastic) 충돌, 즉 격자 충돌이고, 이 때의 에너지 변화량이 $\hbar\omega_0$ 이기 때문이다. n_{2b} 는 n_2 에 의해 유추할 수 있으므로(그림 1) $\frac{n_{2b}}{\tau_{21}} = \frac{n_2}{\tau_{21}}$ 와 같이 쓸 수 있다. $\frac{n_{1b}}{\tau_{12}}$ 항은 ϵ_{th} 근처에 있는 BZ1 전자가 충돌에 의해 BZ2로 전이하는 양으로 BZ1 전자 농도에서 유추한 n_{20} 를 사용하여 $\frac{n_{1b}}{\tau_{12}} = \frac{n_{20}}{\tau_{12}}$ 로 쓸 수 있다. 여기서 n_{20} 는 BZ1 농도 n 및 평균 에너지 w_n 의 함수로 주어지는 tail 전자 농도(즉, 기존 HD 모델에서 예상하는 tail 전자 농도)이다. 이렇게 함으로써 TEHD 방정식에 BZ1의 정보가 들어갈 수 있다. 이는 식 (2)가 $n_2(x) \approx 0$ 인 해를 가지지 않도록 하기 위해서이다. 식 (10)에서의 $C_{w_{12}} - C_{w_{21}} \approx \epsilon_{th} C_{n_2}$ 의 근사는 위에서 언급한 바와 같이 격자 충돌의 에너지 변화량이 작기 때문에 가능하다. 이것은 3장에서 설명할 몬테칼로 시뮬레이션으로 검증될 수 있다. 마지막으로, $C_{w_{20}} = -n_2 \frac{w_2 - w_{20}}{\tau_{w_2}}$ 는 HD 모델에서 쓰는 것과 같은 RTA이다. 여기서 w_{20} 은 평형 상태에서의 tail 전자의 평균 에너지로서 $\epsilon_{th} + k_B T_L$ 의 값을 갖는다.

III. TEHD 모델 파라미터들의 모델링

TEHD 방정식의 모든 항들이 실제 소자에서 어떤 값을 가지는가는 몬테칼로 시뮬레이션을 통해서 알 수 있다. 특히 공간상의 변화를 표현하는 항들을 재현하기 위해서는 일정 전계에서의 몬테칼로 시뮬레이션보다는 실제 소자를 시뮬레이션 할 필요가 있다. 그림 1에서 보인 구조를 갖는 $n^+ - n - n^+$ 소자에 대하여 몬테칼로 시뮬레이션을 수행하여 여러 가지 파라미터들을 각 위치에서 구한 후 그들을 tail 전자의 평균 에너지 (w_2)(또는 특성(characteristic) 에너지 $a_2 \equiv w_2 - \epsilon_{th}$)에 대하여 그려봄으로써 그 파라미터들이 w_2 (또

는 a_2)의 함수로 나타낼 수 있음을 알 수 있었다. 여기서 ϵ_{th} 는 충돌 이온화에 필요한 최소 에너지인 1.5 eV로 놓았다. 다음은 몬테칼로 방법으로 구한 모델 파라미터이다.

(1) $k_B T_2 \equiv \langle m\vec{v}\vec{v} \rangle_2$ (tail 전자 온도) : 0.92eV의 값을 갖는 상수로 취급한다.

(2) $\bar{N}_0 \equiv N(\epsilon_{th}) \langle \vec{v} \rangle \epsilon_{th}$ 와 $N_1 \equiv N(\epsilon_{th}) \langle m\vec{v}\vec{v} \rangle \epsilon_{th}$ $N(\epsilon_{th})$ 는 전자의 에너지 분포를 지수 함수로 가정하였을 때 $N(\epsilon_{th}) = \frac{n_2}{a_2}$ 으로 가정할 수 있다. 또한 $\langle \vec{v} \rangle \epsilon_{th}$ 와 $\langle m\vec{v}\vec{v} \rangle \epsilon_{th}$ 가 각각 $\langle \vec{v} \rangle_2$ 와 $\langle m\vec{v}\vec{v} \rangle_2$ 와 상관 관계가 있으므로 몬테칼로 결과로부터

$$\bar{N}_0 = \gamma_0 n_2 \langle \vec{v} \rangle_2, \quad \gamma_0 = \frac{0.70}{a_2}, \quad (11)$$

$$N_1 = \gamma_1 n_2, \quad \gamma_1 = \frac{0.58}{a_2}, \quad (12)$$

와 같이 모델링 하였다. 여기서 a_2 , γ_0 의 단위는 각각 eV, 1/eV이며 γ_1 은 단위가 없다.

(3) $\langle m/m^* \rangle_2$: 몬테칼로 결과로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\langle m/m^* \rangle_2 = 1.5 \exp(-0.89 / a_2), \quad (13)$$

여기서 a_2 의 단위는 eV이고 $\langle m/m^* \rangle_2$ 는 단위가 없다.

(4) 이완 시간(relaxation time) τ_{21} , $\tau_{w_{21}}$ 와 이동도 μ_2 : 다음과 같이 a_2 의 함수이다.

$$\tau_{21} = 1.85 \times 10^{-13} a_2 + 4.5 \times 10^{-15}, \quad (14)$$

$$\mu_2 = 38.0 \exp(-0.50 a_2), \quad (15)$$

$$\tau_{w_{21}} = 1.37 \times 10^{-13} a_2 + 9.0 \times 10^{-15}. \quad (16)$$

여기서 a_2 , τ_{12} , $\tau_{w_{21}}$, μ_2 는 각각 eV, sec, sec, $cm^2/(V \cdot sec)$ 의 단위를 갖는다.

(5) μ_{ξ} : 몬테칼로 결과로부터 $\mu_{\xi} \approx \mu_2$ 이며 그 오차율이 2% 미만임을 알 수 있다.

(6) $C_{w_{12}} + C_{w_{21}} \approx \epsilon_{th} C_{n_2}$: 몬테칼로 결과로부터 그 오차율이 4% 미만임을 알 수 있다.

(7) $\langle \epsilon m/m^* \rangle_2$ 와 $\langle \epsilon m\vec{v}\vec{v} \rangle_2$: 이 항들은 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\langle \epsilon m/m^* \rangle_2 \approx w_2 \langle m/m^* \rangle_2, \quad (17)$$

$$\langle \epsilon m \vec{v} \vec{v} \rangle_2 \approx w_2 \langle m \vec{v} \vec{v} \rangle_2. \quad (18)$$

(8) n_{20} : 일정한 전계에서의 몬테칼로 시뮬레이션 결과로부터 다음과 같이 w_n (전자의 평균 에너지)의 함수로 표시할 수 있다.

$$n_{20} = n \exp(-3.2 / w_n). \quad (19)$$

여기서 w_n 의 단위는 eV로 주어진다.

(9) τ_{12} : 몬테칼로 결과를 보면 $C_{n_{12}} = n_{20} / \tau_{12}$ 로 정의되는 τ_{12} 를 (w_2 에 대하여) 하나의 함수로 나타내기가 쉽지 않다. 한 편, 일정한 전계에서는 TEHD 모델에서 구한 n_2 의 값이 n_{20} 의 양과 같아야 하므로 새로운 조건을 하나 더 얻을 수 있다. 즉, 공간상의 변화가 없을 때에 $n_2 = n_{20}$ 의 조건을 사용하면 식 (2)와 식 (4)로부터 다음과 같은 관계식을 얻는다.

$$-\gamma_0 \frac{w_2 - w_{20}}{\tau_{w_2}} = \frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{21}}. \quad (20)$$

우리는 식 (20)으로부터 τ_{12} 의 함수를 얻을 수 있다.

이상의 모델링 과정을 거치면 식 (2)-(5)의 모멘트 방정식은 식 (21)-(22)의 2 개의 (n_2 및 w_2 에 대한) 연속 방정식과 식 (23)-(24)의 2 개의 플럭스(전류 및 에너지 플럭스) 밀도 식으로 바뀌어 진다.

$$-\gamma_0 \vec{E} \cdot \vec{J}_2 - \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_2 = \frac{n_{20}}{\tau_{12}} - \frac{n_2}{\tau_{21}}. \quad (21)$$

$$-\vec{E} \cdot \vec{J}_2 - \vec{\nabla} \cdot (\vec{S}_2 + E_{th} \frac{1}{q} \vec{J}_2) = -\frac{n_2(w_2 - w_{20})}{\tau_{w_2}}. \quad (22)$$

$$\vec{J}_2 = q \mu_2 (\gamma_1 + \langle \frac{m}{m^*} \rangle_2) n_2 \vec{E} + \mu_2 k_B T_2 \vec{\nabla} n_2, \quad (23)$$

$$\vec{S}_2 = -\mu_2 (E_{th} \gamma_1 + k_B T_2 + w_2 \langle \frac{m}{m^*} \rangle_2)$$

$$n_2 \vec{E} - \mu_2 \frac{k_B T_2}{q} \vec{\nabla} (n_2 w_2) \quad (24)$$

IV. 충돌 이온화 및 산화막 주입 모델

충돌 이온화는 일정 값 이상의 에너지를 갖는 전자들에 의해 발생하므로 TEHD 모델로부터 tail 전자 농도인 n_2 를 구하면 충돌 이온화율을 정확히 유추할 수 있다. 기존의 모델에서는 충돌 이온화율(G_H)을 $G_H = \alpha n v_d$ 와 같이 모델링 하는데, 실제 소자에서 몬

테칼로 시뮬레이션 결과로부터 구한 충돌 이온화 계수 α 를 w_n 에 대해 그리면 커다란 hysteresis를 보여 준다¹⁵⁾. 즉, 충돌 이온화율이 평균 전자 에너지(w_n)에 의해서만 결정되지 않는다는 것이다. 이에 비해 $G_H = \alpha_2 n_2 v_2$ 라는 정의를 사용하면 몬테칼로 시뮬레이션의 결과로부터 α_2 를 계산하여 w_2 의 대하여 그렸을 때 그림 2에서와 같이 한 개의 모델로 나타낼 수 있다. 이 때 α_2 는 다음의 모델식으로 나타낸다.

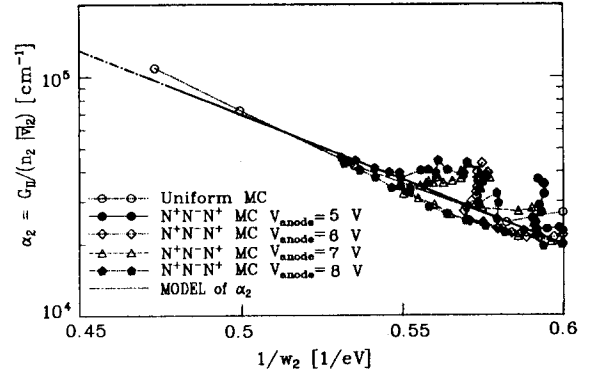


그림 2. 몬테칼로 시뮬레이션에서 구한 α_2 vs. w_2 의 관계

Fig. 2. The plot of α_2 vs. w_2 where the values are obtained from the Monte Carlo simulation.

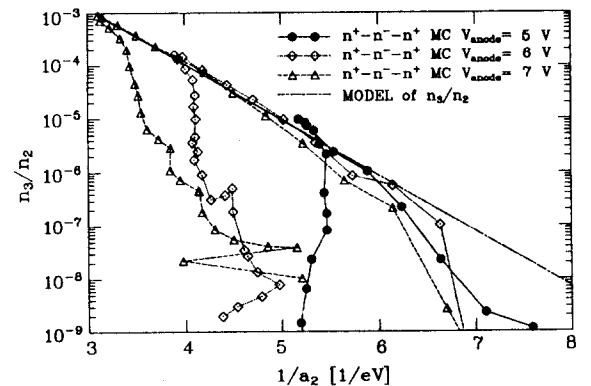


그림 3. 몬테칼로 시뮬레이션에서 구한 n_3/n_2 vs. $1/a_2$ 의 관계

Fig. 3. The plot of n_3/n_2 vs. $1/a_2$ where the values are obtained from the Monte Carlo simulation.

$$\alpha_2 = 3.6 \times 10^7 \exp(-12.5 / w_2). \quad (25)$$

여기서 w_2, a_2 의 단위는 각각 eV, cm^{-1} 으로 주어진다.

고온전자의 산화막 주입에 대한 모델링을 위해서는 산화막 장벽을 넘는 새로운 tail 전자 농도(n_3)를 구해야 한다. 몬테칼로 시뮬레이션으로부터 n_3 와 n_2 의 관계식을 다음과 같이 구할 수 있었다.

$$n_3 = n_2 A \exp[-\phi_b - \epsilon_{th}/g / (B a_2)] \quad (26)$$

여기서 A와 B는 단위가 없으며 그림 3에서 보인 몬테칼로 시뮬레이션의 결과로부터 각각 1.82, 0.67의 값을 가지며, ϕ_b 는 산화막의 장벽 크기이다.

V. 소자 시뮬레이션 결과

TEHD 모델에서는 n_{20} 항이 주요한 소스 항이므로 이 크기를 구하기 위해 HD 방정식을 풀어야 한다. 기존의 HD 시뮬레이터인 SNU-2D^[14]에서 얻은 전자 밀도(n)와 평균 전자 에너지(w_n)(또는 전자 온도 T_n)로부터 n_{20} 를 구한 후 식 (21)-(22)를 결합(coupled) 방식으로 푼다. 기존의 HD 모델과 달리 TEHD에서는 tail 전자의 온도를 상수로 취급할 수 있기 때문에 tail 전자의 전류 밀도 및 에너지 플럭스 밀도를 기존의 Scharfetter-Gummel 방식으로 쉽게 이산화할 수 있다.

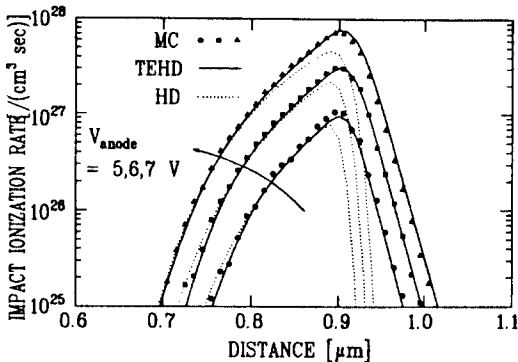
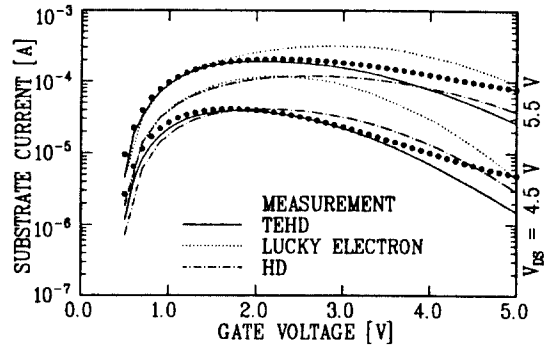
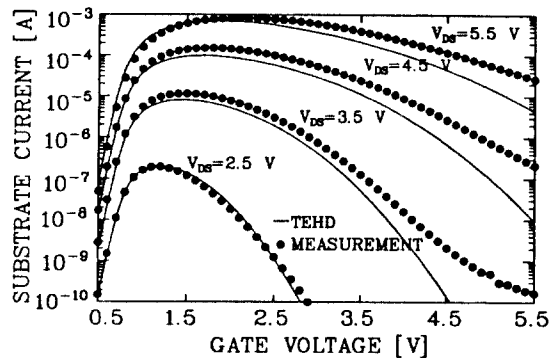


그림 4. $n^- - n^- - n^+$ 소자에서 TEHD 모델과 몬테칼로 시뮬레이션으로 구한 충돌 이온화율. 기존 HD 모델의 결과도 같이 도시되었다.

Fig. 4. The results of impact ionization rate in a $n^- - n^- - n^+$ device from the TEHD model and the Monte Carlo simulation. The results from the conventional HD model are also shown.



(a)



(b)

그림 5. 두 가지 nMOSFET에서의 $I_{sub} - V_G$ 의 TEHD 모델 및 측정 결과
(a) 산화막 두께 80 Å, 유효 채널 길이 0.25 μm 의 DILDD nMOSFET.
(b) 산화막 두께 73 Å, 유효 채널 길이 0.40 μm 의 LDD nMOSFET.

Fig. 5. The results of the TEHD model and the measured data for $I_{sub} - V_G$ in two nMOSFET devices.
(a) DILDD nMOSFET with oxide thickness of 80 Å and effective channel length of 0.25 μm .
(b) LDD nMOSFET with oxide thickness of 73 Å and effective channel length of 0.40 μm .

TEHD 모델에서는 여러 가지 파라미터들이 몬테칼로 시뮬레이션을 바탕으로 하여 모델링 되었기 때문에 전체 방정식이 n_2 와 w_2 에 대해 비선형 방정식이 된다. 따라서 Newton-Raphson 방식에 의해 그 해가 발산할 경우를 방지하기 위해 w_2 의 값을 충분한 수렴 후 변화시켰다. 이렇게 하여 구한 n_2 와 w_2 의 결과로부터 4 장의 방식대로 충돌 이온화율을 구할 수 있다. 또한

이 결과를 다시 HD 모델의 캐리어 연속 방정식에 대입하여 충돌 이온화에 의한 전체 캐리어 농도를 구할 수도 있다.

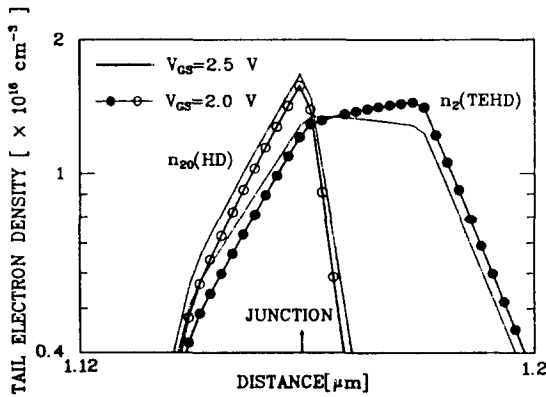


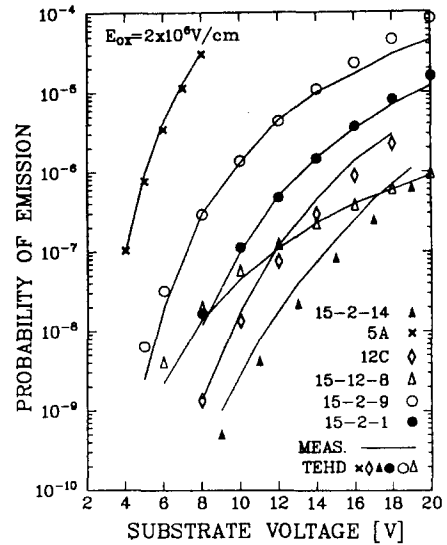
그림 6. 그림 5(a) 소자의 전류 경로를 따라 n_2 와 n_{20} 의 분포를 $V_{DS}=4.5 V$ 일 때 $V_{GS}=2.0 V$ 와 $V_{GS}=2.5 V$ 의 두 바이어스 조건에서 비교했다.

Fig. 6. A comparison of n_2 and n_{20} profiles along a main current path in the device of Fig. 5(a) when $V_{GS}=2.0 V$ and $V_{GS}=2.5 V$ with $V_{DS}=4.5 V$.

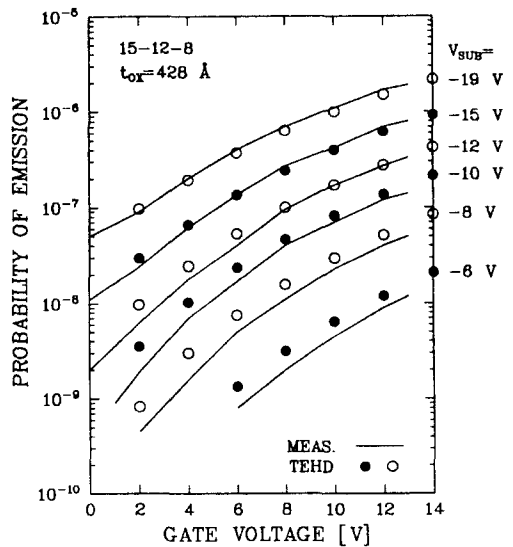
TEHD 모델 파라미터의 조정에 사용한 그림 1의 $n'-n-n'$ 구조에 대해 소자 시뮬레이션을 실시하여 몬테칼로 결과와 비교하였다. 3장에서 사용한 몇 가지 가정에도 불구하고 그림 4에서 보듯이 충돌 이온화율의 TEHD 결과는 몬테칼로 시뮬레이션의 결과와 거의 일치한다.

이 그림에서 기존의 HD 모델(effective field의 개념을 사용하여 충돌 이온화율을 전자 온도의 함수로 구한다.)^[11]의 결과도 함께 나타내었는데 (그림 1에서 언급한 이유에 의해) anode 영역의 큰 농도의 차가운 전자 때문에 틀린 결과를 보임을 알 수 있다. 특히, 기존의 모델은 충돌 이온화율의 최대값을 크게 틀리게 예상한다는 사실에 주목해야 할 것이다.

TEHD 모델을 실제 nMOSFET 소자에 적용하여 기판 전류(I_{sub})의 시뮬레이션 결과를 측정 결과와 비교해 보았다. 그림 5의 (a)에서는 산화막 두께 80 Å, 유효 채널 길이 0.25 μm 의 DILDD nMOSFET에서 $V_{DS}=4.5, 5.5 V$ 일 때의 $I_{sub}-V_G$ 결과를 보였고 (b)에서는 산화막 두께 73 Å, 유효 채널 길이 0.40 μm 의 LDD nMOSFET에서 $V_{DS}=2.5, 3.5, 4.5, 5.5 V$ 일 때의 $I_{sub}-V_G$ 결과를 보였는데, TEHD의 결과가



(a)



(b)

그림 7. 여러 가지 바이어스 조건에서의 P_{em} 의 TEHD 및 측정 결과의 비교
(a) $E_{ox}=2 \times 10^6 V/cm$ 에서의 P_{em} vs. V_{sub} .
(b) 소자 15-12-8 [16]에서 여러 가지 V_{sub} 에 대한 P_{em} vs. V_{GS} .

Fig. 7. The comparison of P_{em} from the TEHD model and the reported data of [16] in several conditions. (a) P_{em} vs. V_{sub} when $E_{ox}=2 \times 10^6 V/cm$. (b) P_{em} vs. V_{GS} with several V_{sub} 's for the device of 15-12-8 [16].

측정 결과와 잘 일치하며 특히 정해진 V_{DS} 에서의 피크 I_{sub} 를 주는 V_{GS} 값의 예상이 측정 결과와 거의 일치함을 알 수 있다.

그림 5(a)에서는 기존의 HD 모델과 Lucky Electron (LE) 모델을 사용하여 계산한 결과도 함께 보여주고 있는 데, 이들 모델은 측정 결과보다 더 높은 게이트 전압에서 I_{sub} 의 피크를 예측한다. 피크 위치가 다른 이유를 분석하기 위해 그림 6에서 그림 5(a)의 nMOSFET에서의 전류 경로를 따라 $V_{DS}=4.5V$ 일 때 $V_{GS} = 2.0 V$ 와 $V_{GS} = 2.5 V$ 에서의 n_2 와 n_{20} 의 값을 도시하였다. n_2 는 TEHD의 충돌 이온화율을 결정하는 양이며, n_{20} 의 값은 기존 HD의 충돌 이온화율 모델에서 사용하는 tail 전자의 양이라고 생각할 수 있다.

그림에서 알 수 있듯이, n_{20} 의 값은 $V_{GS} = 2.5 V$ 일 때의 값이 $V_{GS} = 2.0 V$ 일 때 값보다 더 큰 값을 보인다. 이것은 높은 게이트 전압에 의해 반전층 (inversion layer)의 전자 농도가 증가하기 때문이다. 반면 n_2 는 식 (21)에서 알 수 있듯이 n_{20} 의 값에 영향을 받을 뿐 아니라 전계 값에 의해서도 $(-\gamma_0 E \cdot \vec{J}_2)$ 항에 의해 영향을 받기 때문에 접합부(junction)를 지나면서 $V_{GS} = 2.0 V$ 일 때의 값이 $V_{GS} = 2.5 V$ 일 때 값보다 더 큰 값으로 바뀔 수 있다.

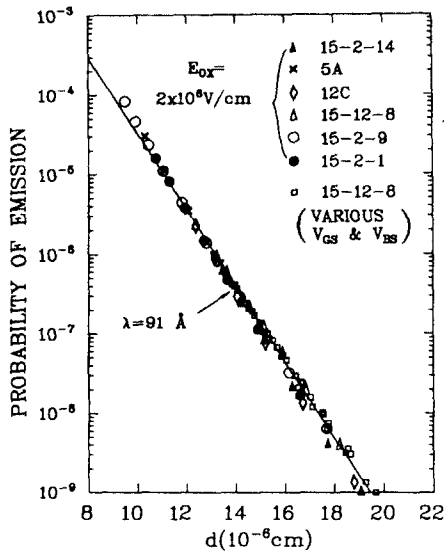


그림 8. 그림 7의 여러 조건의 결과에서 [16]에서 정의된 d 를 계산하여 얻은 P_{em} vs. d 그림
 Fig. 8. P_{em} vs. d for the data of Fig. 7 where the values of d are obtained by the definition given in [16].

고온전자의 산화막 주입 모델을 검증하기 위해 T. H. Ning et al. [16]의 실험을 SNU-2D를 이용하여 시뮬레이션 하였다. 빛에 의해 생성되는 전자를 얻기 위해 [16]에서 제시한 방식으로 광학적 캐리어 생성을 (optical generation)을 캐리어 연속 방정식에 포함 하였다. 이 때의 계수들의 크기는 기판 전류의 시뮬레이션 결과가 [16]에서 보고된 크기와 비슷하도록 설정 하였다. 이 때, 식 (19)로 주어지는 n_{20} 모델은 차가운 반전층 전자 때문에 적합하지 못하다 [17]. 따라서 게이트 주입 실험의 시뮬레이션에서는 다음과 같이 LE 개념으로부터 n_{20} 모델을 구하였다. 즉,

$$n_{20}(P) = n(P_n) \exp(-l/\lambda_b) \quad (27)$$

이고 P 와 P_n 은 전계를 따라 전위차가 ϵ_{th}/q 인 점이며 l 은 이 두 점 사이의 거리, 그리고 λ_b 의 값은 91 Å으로 주어진다. 이를 바탕으로 TEHD 모델을 풀어 n_2 를 구하고 식 (26)으로부터 n_3 를 얻은 후 Si-SiO₂ 계면에서의 주입 전류 밀도 $J_{inj} = qn_3v_{th}$ 를 구한다. (여기서 v_{th} 의 크기는 1.0×10^7 cm/sec이며 식 (26)에서의 ϕ_b 에 대해서는 [16]에서 제시한 장벽 강하(barrier lowering) 모델을 사용한다.) 이 식을 산화막의 경계 조건으로 하여 산화막 내에서 전자의 연속 방정식을 풀어서 게이트 전류를 구할 수 있다. (이렇게 함으로써 $V_{DS} > V_{GS}$ 의 바이어스 조건에서 전자가 게이트에 주입된 후 드레인 쪽에서 다시 Si 영역으로 나오는 것을 시뮬레이션 할 수 있다.) 이와 같이 구한 주입 확률 (emission probability) $P_{em} (= \frac{J_{inj}}{I_{sub}})$ 의 결과는 그림 7에서 보였듯이 각기 다른 도핑을 갖는 6 개의 소자와 $V_{GS}=2-14 V$, $V_{DS}=-4 \sim -20 V$ 의 모든 바이어스 조건에서 [16]의 실험 결과와 잘 일치한다. 또, [16]에서 정의한 d 에 따라 시뮬레이션으로부터 각 조건의 d 를 구한 후 그림 8에서처럼 P_{em} vs. d 의 그래프를 얻을 수 있는 데, [16]에서 보고한 것처럼 모두 한 직선 위에 오는 것을 알 수 있다.

VI. 결론

BTE에서 모멘트 방식을 사용하여 tail 전자에 대한 운송 방정식을 얻었다. 이 모델의 도입된 여러 파라미터들은 몬테칼로 시뮬레이션 결과를 이용하여 모델링 하였다. TEHD 모델을 2D 소자 시뮬레이터에 사용하여 $n^+ - n^- - n'$ 소자의 충돌 이온화율을 계산하고 몬테칼로 결과와 비교하였을 때 기존의 모델보다 더 좋은 예측을 한다는 것을 알 수 있었다. 또한 두 가지 형

태의 nMOSFET에서의 기관 전류를 계산하여 측정 결과와 비교하였을 때 그 크기와 경향을 잘 예측할 수 있었다. 산화막에의 고온전자 주입 모델을 검증하기 위해 T. H. Ning et al.의 실험을 소자 시뮬레이션 하여 그들의 측정과 일치하는 결과를 얻을 수 있었다. 이상의 결과를 종합할 때, TEHD 모델의 유도 과정이 타당하며 고온전자 효과를 예측하는 데 우수한 능력을 발휘함을 알 수 있다.

참 고 문 헌

- [1] R. Stratton, "Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers," *Phys. Rev.*, vol.126, pp.2002-2013, 1962.
- [2] K. Bløtekjær, "Transport equations for electrons in two-valley semiconductors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.17, pp.38-47, 1970.
- [3] R. K. Cook, "Numerical simulation of hot-carrier transport in silicon bipolar transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.30, pp.1103-1110, 1983.
- [4] R. Thoma, A. Emunds, B. Meinerzhagen, H. J. Peifer, and W. L. Engl, "Hydrodynamic equations for semiconductors with nonparabolic band structure," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.38, pp.1343-1353, 1991.
- [5] D. L. Woolard, H. Tian, R. J. Trew, M. A. Littlejohn, and K. W. Kim, "Hydrodynamic electron-transport model: Nonparabolic corrections to the streaming terms," *Phys. Rev. B*, vol.44, pp.11119-11132, 1991.
- [6] S. C. Lee and T. W. Tang, "Transport coefficients for a silicon hydrodynamic model extracted from nonhomogeneous Monte-Carlo calculations," *Solid-State Electronics*, vol.35, pp.561-569, 1992.
- [7] T. Thurgate and N. Chan, "An impact ionization model for two-dimensional device simulation," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.32, pp.400-404, 1985.
- [8] R. Kuhnert, C. Werner, and A. Schütz, "A novel impact-ionization model for 1 μm -MOSFET simulation," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.32, pp.1057-1063, 1985.
- [9] H. J. Peifer, B. Meinerzhagen, R. Thoma, and W. L. Engl, "Evaluation of impact ionization modeling in the framework of Hydrodynamic equations," *IEDM Tech. Digest*, pp.131-134, 1991.
- [10] W. Hänsch, A. v. Schwerin, "A new approach to calculate the substrate current and oxide injection in a metal-oxide-semiconductor field-effect transistor," *Jour. of Applied Physics*, pp.1435-1438, 1989.
- [11] K. Katayama and T. Toyabe, "A new hot carrier simulation method based on full 3D Hydrodynamic equations," *IEDM Tech. Digest*, pp.135-138, 1989.
- [12] W. Quade, E. Schöll, and M. Rudan, "Impact ionization within the Hydrodynamic approach to semiconductor transport," *Solid-State Electronics*, vol.36, pp.1493-1505, 1993.
- [13] J. G. Ahn, Y. J. Park, and H. S. Min, "A new Hydrodynamic model for high energy tail electrons," *VPAD Tech. Digest*, pp.28-29, 1993.
- [14] W. S. Choi, J. G. Ahn, Y. J. Park, and H. S. Min, "A time dependent Hydrodynamic device simulator SNU-2D with new discretization scheme and algorithm," *IEEE Trans. CAD*, vol.13, pp.899-908, 1994.
- [15] P. Scrobohaci and T. W. Tang, "A non-local formulation of impact ionization for silicon," *VPAD Tech. Digest*, pp.172-173, 1993.
- [16] T. H. Ning, C. M. Osburn, and H. N. Yu, "Emission probability of hot electrons from silicon into silicon dioxide," *Jour. of Applied Physics*, pp.286-293, 1977.
- [17] B. Meinerzhagen, "Consistent gate and substrate current modeling based on energy transport and the lucky electron concept," *IEDM Tech. Digest*, pp.

504-507, 1988.

— 저 자 소 개 —



安在墩(正會員)

1965年 3月 6日 生. 1987年 서울 대학교 전자공학 학사. 1989年 서울대학교 전자공학 석사. 1995年 서울대학교 전자공학 박사. 1995年 현재 LG 반도체 ULSI 연구소 선임 연구원. 주관

심 분야는 소자 시뮬레이션 및 모델링 등임.

朴榮俊(正會員) 第 27卷 第 6號 참조

현재 서울대학교 전자공학과 부교수

閔弘植(正會員) 第 27卷 第 6號 참조

현재 서울대학교 전자공학과 교수