

Hydrodynamic model을 이용한 Submicron MOSFET의 Simulation

(Simulation of Submicron MOSFET Using Hydrodynamic Model)

金 忠 源*, 韓 百 亨**, 金 庚 錫***

(Choong Won Kim, Han Baik Hyung and Kim Kyong Suk)

要 約

hydrodynamic energy transport model에 토대를 둔 서브마이크론 실리콘 MOSFET 시뮬레이터를 개발하였다. 개발된 시뮬레이터를 사용하여 서브마이크론 실리콘 MOSFET에서 일어나는 비평형 전송효과와 과도현상을 해석하였다. 속도 오버슈트와 carrier heating이 채널 끝 드레인 근처에서 dominant함을 볼 수 있었으며, 채널 길이가 길 수록 과도현상이 오래 지속됨을 알 수 있었다.

Abstract

In this paper, we have developed a submicron Si MOSFET simulator, which is physically based on the hydrodynamic energy transport model. The simulator was used to investigate the nonstationary transport effects and the transient phenomena in submicron Si MOSFET's. It is found that the velocity overshoot and the carrier heating are dominant transport mechanism near the drain end of the channel and the transient phenomena is more retained in a long channel MOSFET.

1. 서 론

집적회로의 집적도와 속도를 높이기 위하여 소자의

활성 영역이 서브마이크론이하가 되고 있으며, 제작 기술의 발전으로 채널길이가 0.25um 이하인 MOSFET도 제작되고 있다. [1] [3] 이런 추세는 고전적 반도체 방정식의 적용에 의문을 던져 주고 있다. 기본적인 반도체 방정식은(drift-diffusion model)은 캐리어의 에너지 분포가 평형상태에 가깝다는 가정에 기초하고 있으나 전계, 캐리어 농도 기울기와 전류밀도가 소자내에서 급격하게 크게 되거나 변하게 되면 비평형 전송(non-equilibrium transport)이 일어나게 된다. 서브마이크론 소자에서는 종종 전계가 높은 영역이 존재하며, 이 영역에서 캐리어는 평형상태에 비해 매우 높은 에너지를 얻게 되는 이른바 "carrier heating" 현상이 일어나게 된다. 실제로 이러한 상황은 VLSI, VHIC와 초고주파 응용에 사용되는 많

*正會員, 朝鮮大學校 컴퓨터工學科
(Dept. of Computer Eng., Chosun Univ.)

**正會員, 漢陽大學校 物理學科
(Dept. of Physics, Hanyang Univ.)

***正會員, 朝鮮大學校 機械工學科
(Dept. of Mechanical Design Eng.,
Chosun Univ.)

(※이 논문은 1992년도 조선대학교 교내 학술연구비의 지원을 받아 연구되었음.)

接受日字 : 1992年 1月 8日

은 소자에서 일어난다.

1972년, Ruch^[4]는 몬테카를로 시뮬레이션을 통해 서브마이크론 반도체 소자에서 강한 non-homogeneous 전계는 평형상태의 속도-전계특성에 따른 속도값보다도 훨씬 높은 peak 속도를 야기시킴을 밝혔다. 그의 연구는 짧은 채널 GaAs와 Si FET's에서는 이런 속도 오버슈트가 캐리어 전송에 지배적인 영향을 미침을 보여 주었다. 이러한 현상들을 연구하는 데는 속도와 에너지 분포가 매우 중요한 정보가 된다.^{[5], [6], [7]}

현재까지 소자 모델링에 주로 사용되어온 종래의 모델(drift-diffusion model)은 에너지 전송을 고려할 수 없으므로 소형 소자를 해석하는 데는 부적합하다. 비평형 효과를 포함하는 소자모델로는 소자내의 전자의 움직임을 추적하는 입자모델과 볼츠만 방정식에 이완시간 근사를 적용한 에너지 전송 모델(hydrodynamic model)이 있다. 최근들어 몬테카를로 입자모델을 MOSFET에 적용하였으나^{[8], [9]} 캐리어 농도가 높은 영역에서는 CPU time이 많이 소요되기 때문에 공학적인 측면에서는 실질적이라 할 수 없다. 이런 단점을 해결하기 위하여 비평형 효과가 큰 영역에는 입자모델을, 크지 않은 영역에는 종래의 모델을 적용하는 multi window 방법이^[10] 연구되고있다. 에너지 전송모델을 MOSFET에 적용한 예는 그리 많지 않으며, 적용한 경우에도 abrupt junction 근사를 사용하거나^[11], 정상상태의 모델을 사용했기 때문에 과도현상을 해석할 수 없었다.^[9]
[12]

본 연구에서는 비평형 효과를 고려할 수 있도록 에너지 전송모델에 토대를 둔 2차원 과도 소자 시뮬레이터를 개발하고, 이를 전형적인 서브마이크론 MOSFET에 적용하여 비평형 효과와 과도현상을 해석한다. 또한 종래의 모델을 사용한 시뮬레이터도 함께 개발 하여 이를 같은 소자에 적용하므로써 비평형 효과를 보다 명확히 밝히고자 한다.

II. Hydrodynamic Model

hot-electron effect 를 modeling 할 수 있는 방정식을 세우기 위해서는 Boltzmann equation에 moment를 취하여 carrier 보존방정식, 운동량 보존방정식, 에너지 보존방정식을 유도한다.^[13] 이 방정식들의 계수들은 평균캐리어 에너지 함수라 가정하고, 계수와 energy 간의 관계는 steady-state Monte Carlo simulation과 homogeneous case에 대한 실험데이터로 부터 결정한다. 아래에

Boltzmann equation에 moment를 취해서 얻은 세 방정식을 보였다.

$$\nabla \cdot \vec{J} = q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{1}{n} \nabla \cdot (nk_B T \vec{v}) + \frac{q}{m^*} n \vec{E} = -\frac{\vec{v}}{\tau_m} \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla w + \frac{1}{n} \nabla \cdot (nk_B T \vec{v} w) + q \vec{v} \cdot \vec{E} = -\frac{w - w_0}{\tau_m} \quad (3)$$

여기에서 k는 Boltzmann's constant, w는 평균 전자에너지, m과 w는 운동량과 에너지 이완시간이고 w₀는 격자온도 T₀에 해당하는 평형상태의 전자의 에너지이다.

displaced Maxwellian 분포와 같이 분포함수가 운동량 공간에서 대칭이라 가정하면 분포함수의 고차 moment는 없어지게 된다. 에너지 보존방정식 (3)은 displaced Maxwellian 분포를 가정했기 때문에 전자가스에 의한 열흐름(energy flow)은 포함되어 있지 않다.

전자의 에너지 w는 아래와 같이 운동에너지와 열에너지로 구성된다.

$$w = \frac{1}{2} m^* v^2 + \frac{3}{2} k_B T_e \quad (4)$$

여기서 m*는 전자의 유효질량이고 T_e는 전자의 온도이다.

carrier-colling effects가 작은 경우에는 운동에너지는 열에너지에 비해 무시할 수 있으며^[7], (2)식의 대류항인 $(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}$ 과 $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ 는 시뮬레이션시 수치적 안정도를 떨어뜨리고, 그 영향이 적으므로 무시할 수 있다. 이런 가정을 하면 본 연구에서 사용하는 hydrodynamic model은 다음과 같다^[18].

$$\nabla^2 \phi = -\frac{q}{\epsilon} (C - n + p) \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (6)$$

$$\vec{v} = \frac{\tau_m(w)}{m^*} \left[-q \vec{E} - \frac{2}{3} \nabla w + \frac{2w}{3n} \nabla n \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{5}{3} \nabla w = -q \vec{v} \cdot \vec{E} - \frac{w - w_0}{\tau_w} \quad (8)$$

$$\vec{J} = -qn\vec{v} \quad (9)$$

여기에서, C는 net doping density, p는 정공의 농도를 나타낸다. (7)식의 우변 첫째 항은 드리프트 항이고 두번째 항은 확산항이다. 에너지 보존방정식

(8)은 분포함수가 displaced Maxwellian 분포라는 가정하에 유도된 식으로, 우변 첫번째 항은 전계에 의한 전자의 heating 효과를 나타내고, 두번째 항은 충돌에 의한 에너지 손실을 의미한다. 좌변 두번째 항은 소자를 통한 에너지 흐름을 뜻한다. 위의 방정식에 사용된 유효질량 m^* 은 일정하다고 가정하였고, 캐리어의 생성과 재결합은 무시하였다.

(9)식을 종래의 형태로 쓰면

$$\bar{j} = nq\mu_n \bar{E} + q\nabla(nD_n) \tag{10}$$

여기에서, 에너지 종속적인 이동도와 확산계수는 아래처럼 정의된다.

$$\mu_n(w) = \frac{q\tau_m(w)}{m^*} \tag{11}$$

$$D_n(w) = \frac{\mu_n(w)k_B T}{q} \tag{12}$$

여기에서 주목할 것은 (12)식의 $D_n(w)$ 는 drift-diffusion 전류식에서 D_n 과는 다르다는 점이다. $\nabla(nD_n) = D_n\nabla n + n\nabla D_n$ 이므로 drift-diffusion 전류식에서는 $n\nabla D_n$ 항을 무시한 것이다. 그러나 hydrodynamic model과 drift-diffusion model과의 근본적인 차이점은 전자에서는 이동도와 확산계수가 전자의 평균에너지 또는 전자의 온도의 함수로 기술되지만 후자에서는 국소전계의 함수로 기술된다는 점이다. 이점이 drift-diffusion model을 submicron device의 simulation에 적용할 수 없도록 하는 결정적인 제한 요인이다.

(7)식의 전자의 속도에 대한 정의는 확산성분을 포함하며, drift velocity와는 구별 해야 한다. hydrodynamic model 에서 사용하는 이동도와 확산계수의 물리적 의미에 관해서는 여러 견해가 있다.

III. 이동도 모델

Schwartz 등이^[14] 제안한 아래의 이동도 모델에 포함된 E_p 를 에너지의 함수로 관련시켜 hydrodynamic model의 이동도 모델로 사용한다.

$$\mu_n = \frac{\mu_{LIS}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{LIS} E_p}{v_s}\right)^2\right]^{1/2}} \tag{13}$$

E_p 와 w 의 관계는 homogeneous material 과 electric field를 가정하면 에너지 연속 방정식으로

부터 구할 수 있다.

$$\bar{E} \cdot \bar{j} = \frac{n(w-w_o)}{\tau_w} \tag{14}$$

윗 식에 $\bar{j} = nq\mu_n \bar{E}$ 를 대입하면

$$E^2 = \frac{w-w_o}{q\mu_n \tau_w} \tag{15}$$

$E_p = E$ 로 놓고 (15)식을 (13)에 대입하고 μ_n 에 대해서 풀면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\mu_n = \frac{\mu_{LIS}}{(c^2 \cdot \mu_{LIS} + 1)^{1/2} + c \cdot \mu_{LIS}} \tag{16}$$

여기에서 $c = \frac{w-w_o}{2q\tau_w v_s^2}$, v_s 는 포화속도로 1.1×10^7 cm/sec이며, μ_{LIS} 는 아래 식으로 주어진다.

$$\mu_{LIS} = \frac{\mu_{LI}}{1 + \alpha_n p \mu_{LI} E_n (1 + \beta_n E_n^{2/3})} \tag{17}$$

여기에서, $p = p_0 + \sigma N_T$, $\sigma = 1.56 \times 10^{-8} n_i^{-1/4} \text{cm}^2$, $\alpha_n = 8.205 \times 10^{-8} (\text{cm/sec})^{-1}$, $\beta_n = 3.18 \times 10^{-4} (\text{V/cm})^{-2/3}$ 이고 p 는 표면에서의 diffuse scattering의 비율을 가리키는 Fuch's factor 이며, $p_0 = 0.11$ 이고 N_T 는 이온화된 계면상태농도를 가리킨다. σ 는 screening effect를 나타내며, n_i 는 캐리어의 농도이고, μ_{LI} 는 lattice scattering 과 impurity scattering만을 고려한 이동도이다.

drift-diffusion model에는 (13)식을 이동도 모델로 사용한다.

$w < 1 \text{ eV}$ 인 경우에는 에너지 이완시간의 에너지 의존성은 비교적 적기 때문에 $\tau_w = 0.5 \text{ps}$ 로 일정하다고 가정했다.

IV. 수치해석적 방법

2장에서 hydrodynamic model을 유도하고 3장에서는 physical parameter에 대해서 설명했다. 이제 남은 문제는 hydrodynamic model 을 수치해석적으로 풀어 해를 구하면 된다. 해를 구하기 위해서는 먼저 모델을 적용할 영역을 설정하고, 이 영역을 좀 더 작은 영역으로 나누어 이 영역에 대해 방정식을 이산화 시키고 이산화된 방정식을 하나의 선형계로 만든 다음 해를 구하면 된다.

본 연구에서는 기본방정식을 이산화 하기 위하여 유한차분법(FDM)을 사용 하였다. 채용한 2차원 그리드 구조와 격자점을 그림 1에 보였다.

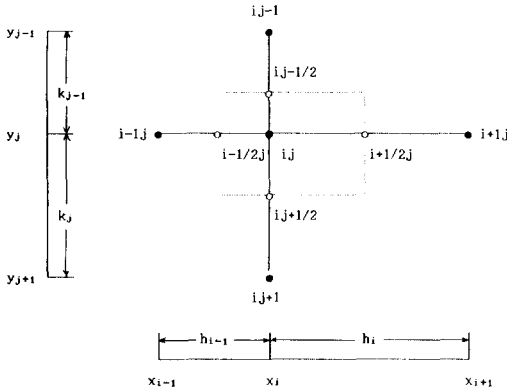


그림 1. 2차원 그리드 구조
Fig. 1. To-dimensional grid.

1. 모델 방정식의 이산화

유한차분법으로 포아송 방정식을 이산화 하는 과정은 기존의 drift-diffusion 모델에서 많이 다루어진 문제이므로 여기에서는 운동량 보존의 방정식, 연속의 방정식과 에너지 보존 방정식의 이산화에 관하여 언급한다.

1)운동량 보존의 방정식의 이산화

운동량 보존의 방정식을 1차원 형태로 쓰면 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$J = nqu(w)E + qd[nD(w)]/dx = nqu(w)E + qdnD(w)/dx + qd(w)dn/dx \quad (18)$$

(18)식에 modified Scharfetter-Gummel algorithm^[15]을 적용하면 다음과 같은 식을 얻는다.

$$J_{i+1/2} = -\left(\frac{q(\varphi_{i+1} - \varphi_i)}{h_i} + \frac{2(w_{i+1}w_i)/3}{h_i}\right) \frac{[n\mu]_{i+1} \exp[(\alpha_M + 1)\ln(w_{i+1}w_i)] - [n\mu]}{\exp(\alpha_M + 1)\ln(w_{i+1}/w_i w_i) - 1} \quad (19)$$

여기서, $\alpha_M = -3q(\varphi_{i+1} - \varphi_i)/2(w_{i+1} - w_i)$ 이고, $w_{i+1} \rightarrow w_i = w = \text{const}$ 이면 (19)식은

$$J_{i+1/2} = -\frac{q(\varphi_{i+1} - \varphi_i)}{h_i} \frac{[n\mu]_{i+1} [\exp q(\varphi_{i+1} - \varphi_i)/k_B T] - [n\mu]}{\exp q(\varphi_{i+1} - \varphi_i)/k_B T - 1} \quad (20)$$

이것은 Scharfetter 와 Gummel 의해 얻어진 잘 알려진 식이다. $J_{i-1/2}$ 은 i 를 $i-1$ 로 대체하면 $J_{i+1/2}$ 으로부터 얻을 수 있다.

2) 연속의 방정식의 이산화

연속의 방정식에 half-implicit scheme을 적용하면

$$\frac{n_{ij}^{k+1} - n_{ij}^k}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left(\frac{J_{i+1/2j}^{k+1} - J_{i-1/2j}^{k+1}}{\Delta x} + \frac{J_{ij+1/2}^{k+1} - J_{ij-1/2}^{k+1}}{\Delta y} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{J_{i+1/2j}^k - J_{i-1/2j}^k}{\Delta x} + \frac{J_{ij+1/2}^k - J_{ij-1/2}^k}{\Delta y} \right) \quad (21)$$

여기서, $\Delta x = (h_i + h_{i-1})/2$, $\Delta y = (k_j + k_{j-1})/2$ 이다.

(21)식에 운동량 보존 방정식의 이산화로부터 얻은 (19)식을 대입하면 아래와 같은 선형계를 얻을 수 있다.

$$A \langle n^{k+1} \rangle = B \langle n^k \rangle \quad (22)$$

3) 에너지 보존 방정식의 이산화

에너지 보존 방정식은 MacCormack 방법^[16]을 써서 explicit 하게 해를 구한다. MacCormack 방법은 유체유동이나 비선형 편미분방정식의 해를 구하는 데 널리 사용되며, 이 방법은 다음과 같은 비선형 편미분 방정식

$$\frac{\partial u}{\partial t} + F\left(u, \frac{\partial u}{\partial x}\right) + G\left(u, \frac{\partial u}{\partial y}\right) = 0 \quad (23)$$

에 적용할 수 있으며, 다음 두 단계를 거쳐 해를 구한다.

단계 1:

$$u_{ij}^{-k+1} = u_{ij}^k - \Delta t \times F\left(u_{ij}^k, \frac{u_{i+1j}^k - u_{ij}^k}{\Delta x}\right) - \Delta t \times G\left(u_{ij}^k, \frac{u_{ij+1}^k - u_{ij}^k}{\Delta y}\right) \quad (24)$$

$$u_{ij}^{-k+2} = u_{ij}^{-k+1} - \Delta t \times F\left(u_{ij}^{-k+1}, \frac{u_{ij}^{-k+1} - u_{i-1j}^{-k+1}}{\Delta x}\right) - \Delta t \times G\left(u_{ij}^{-k+1}, \frac{u_{ij}^{-k+1} - u_{ij-1}^{-k+1}}{\Delta y}\right) \quad (25)$$

단계 2:

$$u_{ij}^{k+1} = \frac{1}{2} (u_{ij}^k + u_{ij}^{-k+2}) \quad (26)$$

2. 행렬방정식의 해법

Poisson 방정식과 연속의 방정식의 이산화된 방정식의 형태는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$B_{ij} \cdot x_{ij-1} + D_{i-1j} \cdot x_{ij} + E_{ij} \cdot x_{ij} + F_{ij} \cdot x_{i+1j} + H_{ij} \cdot x_{ij+1} = Q_{ij} \quad (27)$$

이때 X_{ij} 는 포아송 방정식에서는 ϕ_{ij} , 연속의 방정식에 대해서는 n_{ij} 을 나타낸다. X_{ij} 을 근사해라 하면 Residual은

$$R_{ij} = Q_{ij} - (B_{ij} \cdot x_{ij-1} + D_{i-1j} \cdot x_{i-1j} + E_{ij} \cdot x_{ij} + F_{ij} \cdot x_{i+1j} + H_{ij} \cdot x_{ij+1}) \quad (28)$$

로 정의되고 k를 iteration number라 하면

$$x_{ij}^{k+1} = x_{ij}^k - \omega \cdot \frac{R_{ij}^{k+1}}{E_{ij}} \quad (29)$$

와 같은 반복법으로 해를 구한다. 여기서, ω 는 relaxation factor 로써 $\omega > 1$ 이면 SOR(Successive Over Relaxation) 이라하고 $\omega < 1$ 이면 SUR(Successive Under Relaxation) 이라 한다. 포아송 방정식의 해를 구 할때는 $\omega = 1.8$, 연속의 방정식의 해를 구 할때는 $\omega = 0.33$ 를 사용했다.

불쓰만 방정식에 모멘트를 취하므로써 유도한 세보존방정식과 포아송방정식은 Gummel의 decoupled algorithm^[17] 으로 해를 구하였다.

V. 결과 및 토의

본 연구에서 개발한 2차원 과도 시뮬레이터를 서브마이크론 MOSFET에 적용하였으며, 특히 소자의 소형화에 따라 필연적으로 발생하는 비평형 전송현상과 과도현상의 해석에 주안점을 두었다.

시뮬레이션한 MOSFET의 소자구조와 파라미터들을 각각 그림 2와 표 1에 보였다. $V_{DS}=3V$ 로 고정시키고 V_{GS} 를 2V에서 3V로 step으로 스위치했을 때의 과도 시뮬레이션 결과를 제시한다.

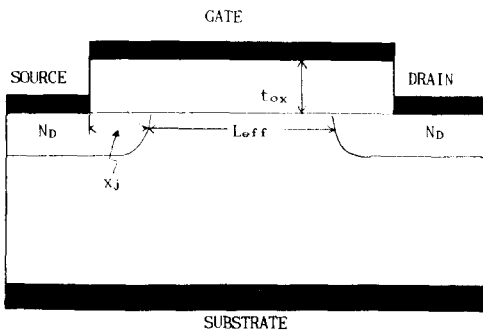


그림 2. Si MOSFET의 구조
Fig. 2. Device geometry of Si MOSFET.

표 1. MOSFET의 소자 파라미터
Table 1. Device parameters of MOSFET.

effective channel length	L_{eff}	0.4or 0.2 μ m
channel width	W	10m
oxide thickness	t_{ox}	150A
junction depth	x_j	0.2 μ m
n+ doping	N_D	$1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$
channel doping	N_A	$1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$

그림 3과 5는 각각 $L_{eff}=0.2$ 와 0.4μ m에 대하여 hydrodynamic model를 사용해서 얻은 시간에 따른 속도 분포이고, 그림 4와 6은 종래의 모델(drift-diffusion model)을 써서 얻은 속도 분포이다. 그림 3으로 부터 V_{GS} 의 변화 직후에는 게이트 끝 소오스에서 부터 채널의 중앙 부분까지 전자의 속도는 정상상태보다 높으며 시간이 경과함에 따라 정상상태의 값으로 돌아감을 알 수 있다. 채널 중앙에서 부터 게이트 끝 드레인까지의 영역에서는 전자의 속도는 시간에 따라 많이 변하지 않는다. 이러한 현상은 종래의 모델을 사용한 경우에도 나타나지만, 그림 4와 6를

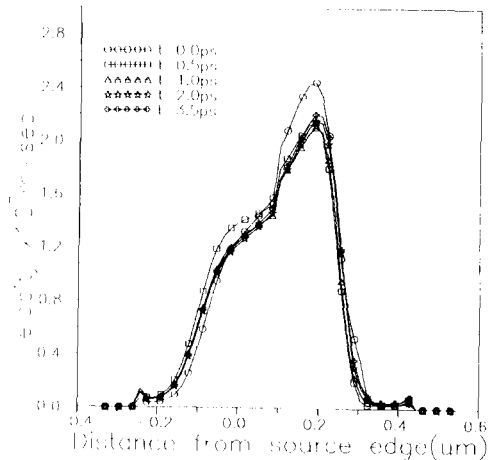


그림 3. Hydrodynamic model을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 속도 분포. $L_{eff}=0.2\mu$ m. 소오스는 소자의 왼쪽, 드레인은 오른쪽에 있다

Fig. 3. Electron velocity distribution along the Si-SiO₂ interface using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.2\mu$ m. It should be noted that source and drain contacts are located at the left and right side of device, respectively.

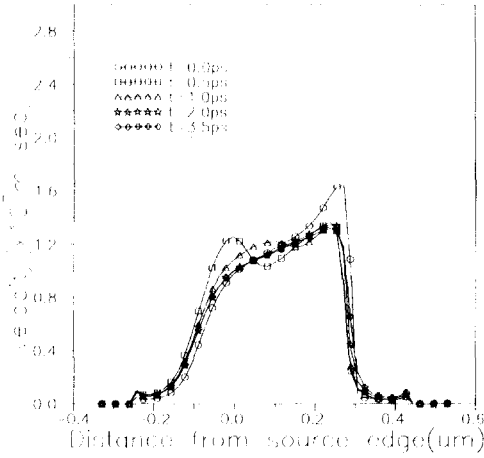


그림 4. 종래의 모델을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 속도 분포. $L_{eff}=0.2\mu m$
 Fig. 4. Electron velocity distribution along the Si-SiO₂ interface using drift-diffusion model. $L_{eff}=0.2\mu m$.

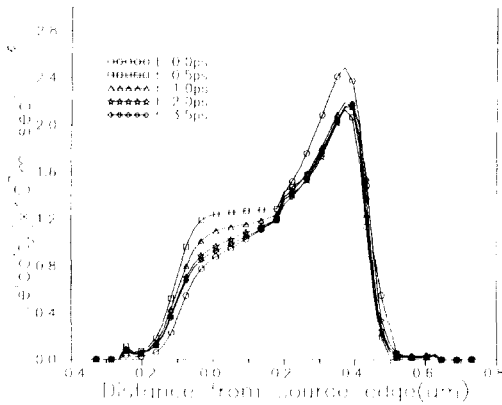


그림 5. Hydrodynamic model을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 속도 분포. $L_{eff}=0.4\mu m$
 Fig. 5. Electron velocity distribution along the Si-SiO₂ interface using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.4\mu m$.

보면 hydrodynamic model를 적용한 경우 보다 심하게 나타남을 볼 수 있다. 즉, 종래의 모델에서 과도현상이 더 오래 지속됨을 알 수 있다.

V_{GS} 를 2V에서 3V로 스위치하게 되면 전자의 표면 산란이 커져 전자의 속도가 감소하게 된다. 즉, $t=3.5ps$ 에서의 peak 속도는 $t=0ps$ 때의 속도보다 낮아진

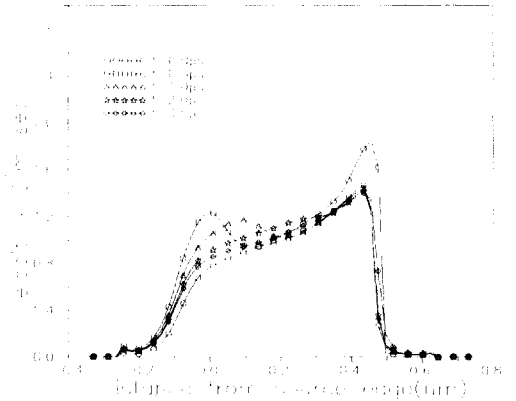


그림 6. 종래의 모델을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 속도 분포. $L_{eff}=0.4\mu m$
 Fig. 6. Electron velocity distribution along the Si-SiO₂ interface using drift-diffusion model. $L_{eff}=0.4\mu m$.

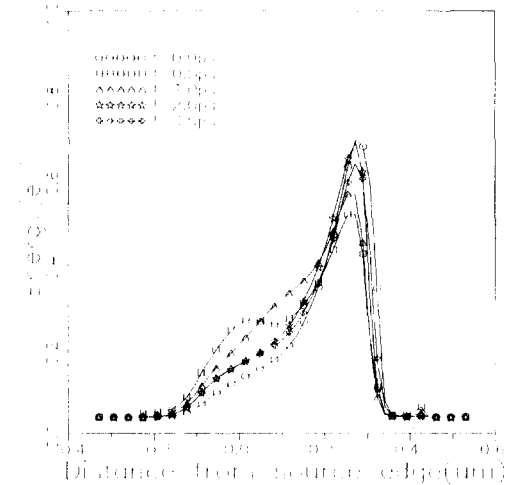


그림 7. Hydrodynamic model을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 에너지 분포. $L_{eff}=0.2\mu m$
 Fig. 7. Electron energy distribution along the Si-SiO₂ interface using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.2\mu m$.

다. 이런 현상은 두 모델 모두에서 나타난다.

그림 3과 5를 비교해 보면 $L_{eff}=0.2\mu m$ 에 대한 속도가 더 빨리 정상상태에 도달함을 알 수 있으며, 채널 전 영역에 걸쳐 전자의 속도가 $L_{eff}=0.4\mu m$ 의 것보다 높음을 알 수 있다. 또한 속도 오버슈트는 $L_{eff}=0.4\mu m$ 인 경우에는 드레인 쪽 채널에서만 일어

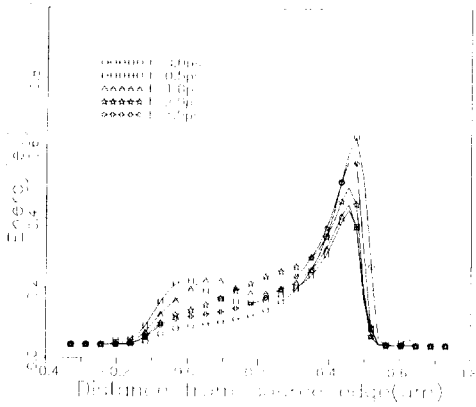


그림 8. Hydrodynamic model을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 에너지 분포. $L_{eff}=0.4\mu m$

Fig. 8. Electron energy distribution along the Si-SiO₂ interface using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.4\mu m$.

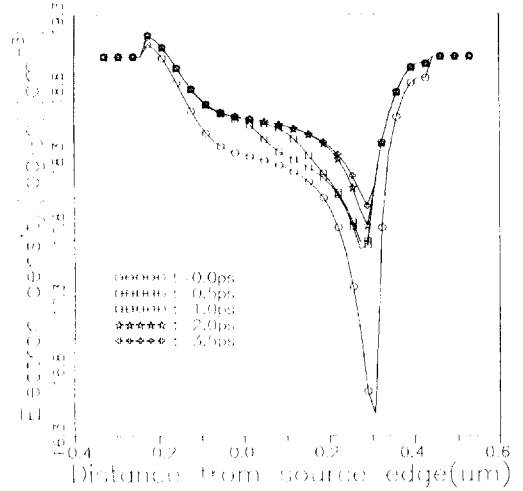


그림 10. 종래의 모델을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 농도 분포 $L_{eff}=0.2\mu m$

Fig.10. Electron density distribution along the Si-SiO₂ interface using drift-diffusion model. $L_{eff}=0.2\mu m$.

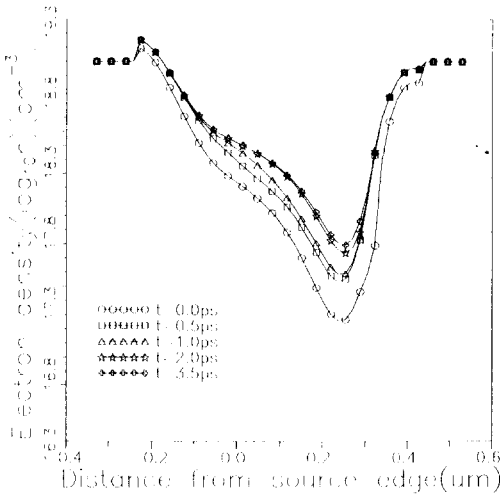


그림 9. Hydrodynamic model을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 농도 분포. $L_{eff}=0.2\mu m$

Fig. 9. Electron density distribution along the Si-SiO₂ interface using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.2\mu m$.

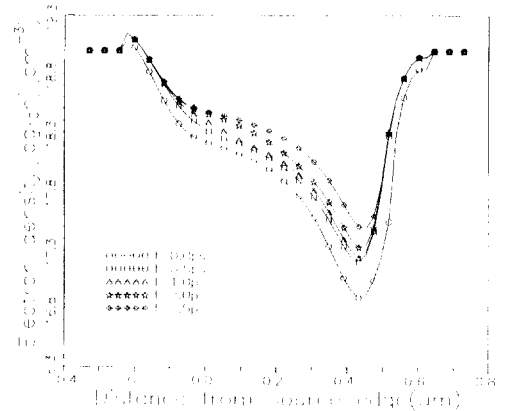


그림 11. Hydrodynamic model을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 농도 분포. $L_{eff}=0.4\mu m$

Fig. 11. Electron density distribution along the Si-SiO₂ interface using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.4\mu m$.

나지만 $L_{eff}=0.2\mu m$ 인 경우에는 전 채널에 걸쳐 일어난다. 채널 길이가 짧을 수록 속도 오버슈트가 전자의 전송에 큰 영향을 미치게 됨을 의미한다.

시간에 따른 에너지의 분포를 그림 7과 8에 보였

다. 속도 분포에서와 마찬가지로 게이트 끝 소오스 부분의 채널 영역에서 과도현상이 두드러지며, 채널의 길이가 짧을 수록 더 빠른 시간안에 정상상태로 돌아 감을 알 수 있다. 전자는 드레인 쪽 공핍영역에서 뜨거워지며, 이 영역에서 hot-electron effect가 크게 나타남을 볼 수 있다.

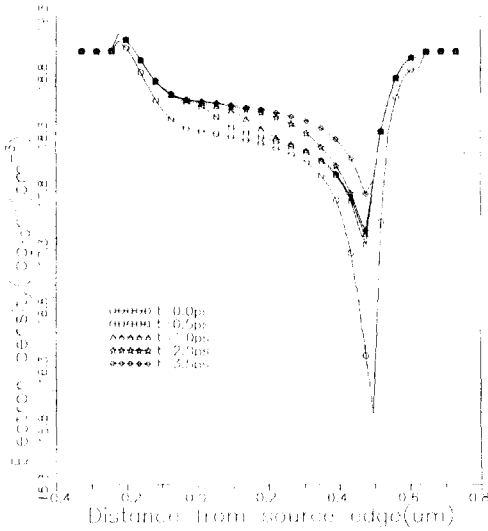


그림 12. 종래의 모델을 사용하여 Si-SiO₂ 계면을 따라 구한 전자의 농도 분포. $L_{eff}=0.4\mu m$
 Fig. 12. Electron density distribution along the Si-SiO₂ interface using drift-diffusion model. $L_{eff}=0.4\mu m$.

그림 9와 11은 각각 $L_{eff}=0.2$ 와 $0.4\mu m$ 에 대하여 hydrodynamic model를 사용해서 얻은 시간에 따른 전자의 농도 분포이고, 그림 10과 12는 종래의 모델을 써서 구한 전자의 농도 분포이다. 모든 그림은 V_{GS} 가 증가함으로써 표면의 전자농도가 증가함을 보여 준다. hydrodynamic model에서는 채널 전 영역에 걸쳐 시간에 따른 변화가 비슷한 반면, 종래의 모델을 사용한 경우에는 드레인 끝 채널 부분에서 전자의 농도가 매우 심하게 변함을 알 수 있다. 제일 농도가 낮은 쪽의 위치도 hydrodynamic model로 계산한 것 보다 오른쪽으로 치우쳐 있음을 알 수 있다.

그림 13과 14는 $t=0ps$ 때 $L_{eff}=0.2\mu m$ 소자내의 전자의 분포를 나타낸 것이다. 그림 13과 14에서 모두 pinch off가 생겼음을 알 수 있다 두 그림을 비교하여 보면 전자의 분포에 큰 차이가 있음을 볼 수 있다. 종래의 모델로 계산한 결과는 다른 문헌에 보고된 결과^[20]와 마찬가지로 드레인 쪽에 공핍층이 형성되고 채널 밑의 기판에 전자가 많이 분포하여 punch through가 일어남을 확연히 알 수 있다. 그러나 에너지 전송 모델로 계산한 전자분포는 이와는 달리 드레인 영역 쪽에 공핍층이 형성되지 않고 오히려 전자 밀도가 증가하는 현상을 보여 주고 있다. 이 차이는 다음 처럼 설명할 수 있다.^[19] 전자의 확산계수는 전

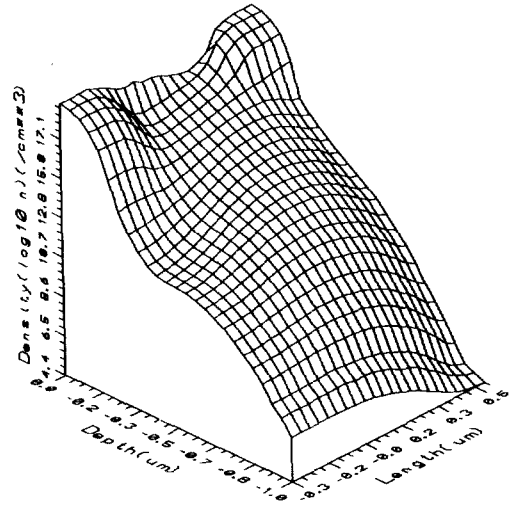


그림 13. Hydrodynamic model을 사용하여 구한 3차원 전자 분포. $L_{eff}=0.2\mu m$
 Fig. 13. Three-dimensional electron density distribution using hydrodynamic model. $L_{eff}=0.2\mu m$.

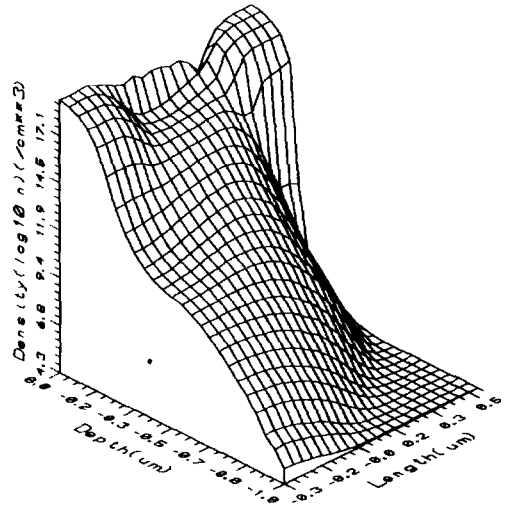


그림 14. 종래의 모델을 사용하여 구한 3차원 전자 분포. $L_{eff}=0.2\mu m$
 Fig. 14. Three-dimensional electron density distribution using drift-diffusion model. $L_{eff}=0.2\mu m$.

자의 에너지에 비례한다. 그림 7에서 보듯이 에너지 전송모델로 계산한 전자의 에너지는 드레인 쪽 채널 끝 부분에서 매우 높아지므로 이 영역의 전자의 확산

거리는 다른 영역의 전자보다 길어진다. 따라서 표면의 전자가 기판 쪽으로 확산되어 그림 13처럼 분포하게 된다. 하지만 종래의 모델에서는 전자의 에너지를 고려할 수 없기 때문에 이와 같은 현상은 일어나지 않는다.

VI. 결론

에너지 전송 모델을 사용한 2차원 과도 소자 시뮬레이터를 개발하고, 전형적인 서브마이크론 MOSFET에 적용한 결과를 종래의 모델을 사용하여 얻은 결과와 비교함으로써 서브마이크론 MOSFET에서의 비정상 캐리어 전송과 과도현상을 해석하였다.

채널 길이가 짧아질 수록 속도 오버슈트의 영향이 커지며, 종래의 모델로는 이러한 현상을 설명할 수 없음을 알 수 있었다. 또한 게이트 전압을 스위칭한 경우에도 더 빠른 시간안에 정상 상태로 돌아감을 보여 주었다. 즉 채널 길이가 짧을 수록 스위칭 시간이 빠름을 알 수 있었다.

시뮬레이션을 통해 서브마이크론 MOSFET내에서 일어나는 속도 오버슈트와 같은 비평형 효과와 게이트 전류의 증가와 같은 핫 캐리어 현상을 연구하는데는 에너지 전송 모델이 유용함을 보였다.

參 考 文 獻

- [1] W. Fichtner, R. K. Watts, D. B. Fraser, R. L. Johnston, S. M. Sze, "0.15 channel-length MOSFET's fabricated using E-beam lithography," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-3, pp.412-414, 1982.
- [2] S. Y. Chou, D. A. Antoniadis, and H. I. Smith, "Observation of electron velocity overshoot in sub-100 nm-channel MOSFET's in silicon," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-6, pp. 665-667, 1985.
- [3] S. Horiguchi, T. Kobayashi, M. Miyake, M. Oda, and K. Kiuchi, "Extremely high transconductance(above 500 mS/mm) MOSFET with 2.5 nm gate oxide," *IEDM Tech. Dig.*, pp. 761-763, 1985.
- [4] J. G. Ruch, "Electron dynamics in short-channel field effect transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-19, pp. 652-659, 1972.
- [5] S. Mun-Kong Tam, *Hot-electron effects in silicon MOSFETs: An experimental and correlation study*, Ph.D. dissertation, Univ. of California, Berkeley, CA, 1984.
- [6] K. M. Cham, S. Y. Oh, D. Chin, and J. L. Moll, *Computer-aided design and VLSI device development*, Kluwer Academic Publishers, 1986.
- [7] C. M. Snowden, *Intro. to semiconductor device modelling*, World Scientific, 1986.
- [8] E. Sangiorgi, B. Ricco, and F. Venturi, "MOS2: An efficient Monte Carlo simulation for MOS devices," *IEEE Trans. Computer-Aided Design*, vol. CAD-7, pp. 259-271, 1988.
- [9] M. Tomizawa, K. Yokoyama, and A. Yoshii, "Nonstationary carrier dynamics in quarter-micron Si MOSFET's," *IEEE Trans. Computer-Aided Design*, vol. CAD-7, pp. 254-258, 1988.
- [10] D. Y. Cheng, *Parallel multi-window multimethod two dimensional device analysis*, Ph. D. dissertation, Stanford Univ. 1988.
- [11] T. Kobayashi and K. Saito, "Two-dimensional analysis of velocity overshoot effects in ultrashot-channel Si MOSFET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-32, pp. 788-792, 1985.
- [12] M. Fukuma and R. H. Uebbing, "Two-dimensional MOSFET simulation with energy transport phenomena," *IEDM Tech. Dig.*, p. 621, 1984.
- [13] K. Blotekjaer, "Transport equations for electron in two-valley semi-conductors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-17, pp. 38-47, 1970.
- [14] S. A. Schwartz, S.E. Russek, "Semi-empirical equations for electron velocity in silicon: Part-II MOS inversion layer," *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-30,

- pp. 1634-1639, 1983.
- [15] T. W. Tang, "Extension of the Scharfetter-Gummel algorithm to the energy balance equation," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-31, pp.1912-1914, 1984.
- [16] D. A. Anderson, J. C. Tannehill, and R. H. Pletcher, Computational fluid mechanics and heat transfer, Series in *Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences*, Hemisphere Publishing Corporation, 1984.
- [17] D. L. Scharfetter, and H. K. Gummel, "Large signal analysis of a silicon read diode oscillator," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-16, pp. 64-77, 1969.
- [18] K. Rouzbehzadeh, *A modified form for the two-dimensional energy transport model for submicron GaAs MESFET's*, Ph. D. dissertation, Univ. of Wisconsin-Madison, 1986.
- [19] M. Fukuma and W. W. Lui, "MOSFET substrate current model including energy transport," *IEEE Electron Device Letters*, vol. EDL-8, pp. 214-216, 1987.
- [20] S. Selberherr, A. Schutz, and H. W. Potzl, "MINIMOS-a two-dimensional MOS transistor analyzer," *IEEE Electron Devices*, ED-27, pp. 1540-1550, 1980.

 著 者 紹 介

金 忠 源(正會員)

1958年 1月 28日生. 1982年 2月 한양대학교 전자공학과(공학사). 1984年 2月 한양대학교 전자공학과(공학석사). 1989年 2月 한양대학교 전자공학과(공학박사). 1991年 10月 현재 조선대학교 공과대학 컴퓨터공학과 조교수. 1993年 7月 현재 일본 구주대학교 공학부 연수중. 주관심 분야는 고속 소자 시뮬레이션, Physics of Quantum device 등임.

金 庚 錫(正會員)

1957年 9月 23日生. 1981年 2月 한양대학교 정밀기계공학과(공학사). 1984年 2月 한양대학교 정밀기계공학과(공학석사). 1988年 2月 한양대학교 정밀기계공학과(공학박사). 1992年 7月 1993年 6月 일본 구주대학교 Post-doc 연수. 1991年 4月 현재 조선대학교 공과대학 기계설계공학과 조교수. 주관심 분야는 계측제어 등임.

韓 百 亨(正會員)

현재 한양대학교 자연과학대학 물리학과 교수