

논문 2004-41SD-5-4

밀리미터파용 HEMT 소자 개발 및 제작을 위한 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 모의 실험기 개발

(Development of Electron-Beam Lithography Process Simulation Tool
of the T-shaped Gate Formation for the Manufacturing and
Development of the Millimeter-wave HEMT Devices)

손 명 식*, 김 성 찬**, 신 동 훈*, 이 진 구*, 황 호 정***

(Myung-Sik Son, Sung-Chan Kim, Dong-Hoon Shin, Jin-Koo Rhee, and Ho-Jung Hwang)

요 약

밀리미터파 대역용 고속 HEMT 소자 제작 및 개발을 위하여 $0.1\mu\text{m}$ 이하의 T-게이트 길이를 형성하기 위한 전자빔 리소그래피 공정을 분석할 수 있는 새로운 몬테 카를로 시뮬레이터를 개발하였다. 전자빔에 의한 노광 공정 모델링을 위해 전자 산란에 대한 몬테 카를로 시뮬레이션에서 다층 리지스트 및 다원자 타겟 기판 구조에서 리지스트에 전이되는 에너지를 효율적으로 계산하도록 내부 쉘 전자 산란과 에너지 손실에 대해 새로이 모델링하였다. 다층 리지스트 구조에서 T-게이트 형상을 얻기 위해서 보통은 재현성 문제로 각 리지스트에 대해 각기 다른 현상액을 사용하게 되는데, 3층 리지스트 구조에서의 전자빔 리소그래피 공정을 정확하게 시뮬레이션하기 위해 각기 다른 현상 모델을 적용하였다. 본 논문에서 제안 개발된 모델을 사용하여 HEMT 소자의 전자빔 리소그래피에 의한 $0.1\mu\text{m}$ T-게이트 형성 공정을 시뮬레이션하고 SEM 측정 결과와 비교하여 T-게이트 형성 공정을 분석하였다.

Abstract

A computationally efficient and accurate Monte Carlo (MC) simulator of electron beam lithography process has been developed for sub- $0.1\mu\text{m}$ T-shaped gate formation in the HEMT devices for millimeter-wave frequencies. For the exposure process by electron beam, we newly and efficiently modeled the inner-shell electron scattering and its discrete energy loss with an incident electron for multi-layer resists and heterogeneous multi-layer targets in the MC simulation. In order to form the T-gate shape in resist layers, we usually use the different developer for each resist layer to obtain good reproducibility in the fabrication of HEMT devices. To model accurately the real fabrication process of electron beam lithography, we have applied the different developers in trilayer resist system. By using this model, we have simulated and analyzed $0.1\mu\text{m}$ T-gate fabrication process in the HEMT devices, and showed our simulation results with the SEM observations of the T-shaped gate process.

Keywords : Electron Beam Lithography, Monte Carlo Simulation, HEMT, Millimeter wave, T-shaped Gate

I. 서 론

* 정회원, **학생회원 동국대학교 밀리미터파신기술연구센터
(Millimeter-wave Innovation Technology Research
Center, Dongguk University)

*** 정회원, 중앙대학교 전자전기공학부
(School of Electrical and Electronics Engineering,
ChungAng University)

* 본 연구는 동국대학교 밀리미터파 신기술 연구센터
를 통한 한국과학 재단의 우수 연구센터 지원금에
의하여 수행되었음.

접수일자: 2003년10월9일, 수정완료일: 2004년4월9일

밀리미터파 주파수 대역을 위한 GaAs 기반의 HEMT (high electron mobility transistor) 소자는 저잡음 고속 스위칭 특성으로 인해 수년 동안 많은 연구자들에 의해 개발 발전되어 왔다. 그러나 이러한 발전은 단순히 보다 높은 이동도(mobility)를 갖는 물질을 사용함으로써 얻어졌다기 보다는 최적의 소자 성능을 발휘할 수 있도록 기생 저항 및 기생 정전용량을 최소화하는 미세 제작 공정 기술 개발에 기인한 바가 크다고 하겠다. 이러한 미세 공정 중에서 가장 중요한 공정 중의 하나가

바로 게이트 저항을 줄이기 위한 큰 헤드(head)와 고속 주파수 특성을 갖도록 하기 위한 작은 풋(foot)을 갖는 T-게이트(T-게이트) 형성 공정이다. 밀리미터파 주파수 대역의 60 GHz 이상에서 동작하기 위해서는 쇼트키(Schottky) 접합을 형성하는 풋단의 게이트 길이가 0.1 μm 이하가 되도록 형성시켜 주어야만 한다. 본 연구팀에서는 0.1 μm 및 0.07 μm 급의 T-게이트를 갖는 밀리미터파 대역의 성능이 우수한 HEMT들을 개발하였으나, 이에 더불어 지속적인 공정 개발 및 뛰어난 재현성을 확보하기 위해서는 정확한 공정 분석의 필요성이 대두되고 있다.

전자빔을 이용한 미세 패턴 전이를 위한 직접 리소그래피 공정은 포토마스크 제작 이외에도 한층 그 사용 기술이 빈번해지고 있으며, 나노 기술의 발전을 위해 0.1 μm 이하의 나노 패턴 형성시의 근접 효과 등을 보정하기 위한 여러 가지 시도들이 국내외적으로 연구되어져 왔다. 전자빔 리소그래피에 대한 몬테 카를로 방법은 다양한 타겟 기판 층에 대한 후방 산란 효과에 의한 패턴 근접 효과 등을 물리적으로 타당하며 보다 정확하게 예측할 수 있기 때문에 이에 대한 많은 모델들이 개발되어졌다^[1-9]. 대표적인 상업 제품으로는 SIGMA-C사의 SELID 프로그램(독일 제품)^[10]이 현재 국내에서 판매되고 있으며, 이 제품은 몬테 카를로 모듈 보다는 볼츠만(Boltzmann) 수송 방정식을 이용해 그 수행 시간을 단축하여 리지스트 전이 에너지를 계산함으로써 최적의 집적 리소그래피 공정에 대한 노광(exposure) 및 현상(development) 공정 조건을 찾아 주고 있다.

그러나 이러한 모델들의 대부분은 밀리미터파 대역용 GaAs 기반이나 InP 기반의 HEMT 소자의 전자빔 리소그래피에 의한 T-게이트 제작 공정^[11-12]과 같은 GaAs나 InP 기판 위에 2층, 3층 및 4층 리지스트 층들이 있는 구조에서 시뮬레이션해야만 하는 경우에는 그 적용이 부적합하다. 이러한 다층 구조의 리지스트 및 다원자 기판 층에서의 전자빔 후방 산란 등을 고려하여 리지스트에 전이되는 에너지 분포를 정확히 계산하여 분석하고 후방 산란 효과에 의한 근접 효과(proximity effect)를 보정하여 최적의 노광 및 현상 조건을 제시하기 위해서는 기존의 단원자 시스템에서의 몬테 카를로 산란 모델을 수정하여 새로운 다층 다원자 모델을 제시할 필요가 있다.

본 논문에서는 60 GHz 이상에서 우수한 특성을 나타내는 HEMT 소자의 개발 및 제작을 위하여 다층 리지스트 구조 및 다원자 다층 구조에서 적용 가능하도록 새

로운 몬테 카를로 시뮬레이션 방법을 적용한 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 시뮬레이터 개발에 대해 발표하고자 한다. Sub-0.1 μm 급 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정에 대해 유용한 모의실험 분석 도구로서 개발한 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 시뮬레이터는 전자빔 산란에 의한 노광 분포를 얻기 위한 몬테 카를로 모델과 가우시안 빔 형태의 노광 단위 픽셀(exposed pixel) 전이 에너지 분포를 중첩하여 패턴을 얻는 노광 모델, 그리고 이러한 패턴에 따른 리지스트에 전이된 에너지 분포에 대한 리지스트 현상 시뮬레이션 모델로 구성되어 있다. 이들 각 모델에 대해 다음 장에서 자세히 설명한다.

II. 전자 산란에 대한 몬테 카를로 시뮬레이션 모델

다원자 다층 기판 구조에서의 정확한 전자 산란 계산을 구하기 위한 몬테 카를로 모델은 1차 및 2차 생성 전자들을 모두 고려한 복합 산란 모델을 사용하였으며, 리지스트 층에 전이 흡수된 정확한 에너지 분포를 구하기 위하여 전자의 가능한 모든 산란 메커니즘을 고려하였다. 핵과의 탄성 산란 메커니즘과 비탄성 산란 메커니즘들인 내부 셸(inner shells) 전자와의 산란 및 최외각 셸 전자(outermost shell) 전자에 대해 자유전자로 가정된 최외각 궤도의 자유 전자와의 산란, 그리고 자유 전자들에 의한 플라즈몬(plasmon) 진동에 의한 에너지 손실 메커니즘을 불연속 사건으로서의 산란으로 모두 고려하였다.

비탄성 산란 중 하나인 핵에 묶여 있는 내부 셸 전자(inner shell electrons)와의 산란 메커니즘은 화합물에 대해 하나의 개별 원자처럼 취급할 수 있는 유효 전자 번호를 이용^[2-3]하여 구할 수도 있으나 유효 전자를 사용하는 경우에는 각 셸들을 재조정하여 각 셸에 전자 수 및 내부 셸 궤도에 대한 결합 에너지를 할당하여 주어야 하고^[4], 이 과정에서 임의의 조정이라는 물리적으로 타당하지 않은 변수가 발생하게 되므로 이보다는 아래에서 설명하는 다원자 화합물 층의 전체 산란 단면적 대 각 층을 구성하는 개별 원자에 대한 내부 셸 전자 산란 단면적의 합의 비율을 이용해 내부 셸 산란이 일어난 구성 원자를 결정하고, 이에 따라 그 원자에서의 내부 셸 전자를 선택하는 새로운 방법을 사용하여 모델링하였다. 이러한 새로운 접근법은 주기율표상의 모든 단일 원자들에 대한 결합 에너지와 각 셸의 전자 수에 대한 데이터 값들^[13]을 그대로 사용할 수 있으므로 화합

물 반도체에서 유효 전자번호를 사용했을 때의 비물리적인 요소(재배열 및 그에 따른 결합 에너지 결정)에 대한 어려움을 제거할 수 있어 다원자 구성을 갖는 어떠한 화합물이라도 시뮬레이션이 용이하도록 구성할 수가 있다.

효율적인 전자빔 산란 궤적 계산 수행을 위하여 미리 에너지 및 층을 구성하는 개별 원자에 따른 비탄성 충돌 파라미터와 탄성 충돌 파라미터를 모두 계산하였고, 산란 궤적 수행을 위한 반복 루프 실행 과정에서 미소 에너지 증분에 대해 미리 테이블 화하여 메모리에 저장된 값을 불러서 사용토록 하였다. 리스트에 전이 되는 정확한 에너지 분포를 계산하기 위하여 전자가 층을 바꾸어 산란되어 가는 경우에는 산란 궤적을 층별로 구분하여 각 층에 맞는 산란 파라미터를 적용한 전이 에너지의 합으로 리스트 층의 전이 에너지를 구하는 알고리즘^[3]을 사용하였다.

1. 탄성 산란 모델

탄성 산란을 위한 모델은 Mott 산란 단면적(σ_{Mott})에 대한 해석 방정식인 Browning이 제안한 해석적 방정식 모델^[5,14]을 사용하였다. 이 모델은 저에너지 및 높은 원자 번호를 갖는 타겟 기판 모델에 적합한 것으로 알려져 있으며, 30 keV에서 50 eV 에너지 영역에서 사용 가능한 것으로 알려져 있다. 30keV 이하에서는 Browning이 제안한 해석 방정식의 Mott 탄성 산란 단면적을 사용하였고, 30keV 초과하는 높은 에너지 영역에서는 Rutherford 탄성 산란 단면적($\sigma_{Rutherford}$)^[6]을 사용하였다. 탄성 산란시 다원자 층에서는 난수(random number)를 사용하여 다원자 층의 특정 원자와의 탄성 산란 확률을 구해 특정 원자와의 탄성 산란을 계산^[6]한다. 탄성 산란시 CSDA(Continuous Slowing-Down Approximation) 가정에 의한 전이 에너지 손실 계산은 위에서 언급된 바와 같이 Joy 및 Luo가 제안한 수정된 Bethe 방정식($\left| \frac{dE}{ds} \right|_{cont} = \left| \frac{dE}{ds} \right|_{JLBethe}$)^[5]을 사용하여 계산하였다. 화합물 층에 대해서도 유효 원자번호(Z_{eff}) 및 유효 질량(M_{eff})을 적용하여 계산하였으며, 이를 이용해 다원자 층에서의 유효 원자 농도(N_{eff} [원자수/cm³])를 구하였다^[2-3].

$$Z_{eff} = \sum_{i=1}^{i=n} c_i Z_i \tag{1}$$

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^{i=n} c_i M_i \tag{2}$$

$$c_i = a_i M_i / \sum_{i=1}^{i=n} a_i M_i \tag{3}$$

여기서, 화합물에서의 각 원자 구성비에 대한 질량비 c_i 는 위 식 (3)과 같으며, $\sum_{i=1}^{i=n} c_i = 1$ 을 만족한다. a_i 는 화학식에서의 각 원자의 개수이며, M_i 는 각 원자의 원자 질량, Z_i 는 각 원자의 원자번호이다.

2. 비탄성 산란(2차 생성 전자 고려) 모델

비탄성 산란 단면적 메커니즘은 전자를 크게 결합력이 약한 최외각 셸 전자(자유 전자로 가정)과 쿨롱력에 의해 핵에 강하게 속박된 내부 셸 전자(inner shell electrons) 전자들과의 충돌 메커니즘으로 가정한다. 또한, 원자번호가 큰 단원자 층 및 다원자 층에서의 각 원자들의 자유 전자들은 핵에 속박되지 않은 자유 전자로서 플라즈마 가스 상태로 존재할 수 있다. 따라서 플라즈마 전자들과의 산란에 의한 에너지 손실을 고려하여야 한다. 에너지를 가지고 움직이는 전자와 거리가 가까운 쪽은 자유 전자들 중의 하나의 전자(one-particle electron)와의 산란에 의한 에너지 손실을 고려하여야 하고, 먼 쪽에서는 격자를 유지하려는 유지력과 전자의 관성력에 의한 플라즈마 진동(plasma oscillation) 현상에 의한 플라즈몬 여기(plasmon stimulation)에 의한 에너지 손실(플라즈몬 진동 에너지 손실)을 고려하여야 한다. 이러한 세 가지의 불연속적인 에너지 손실 메커니즘을 고려하였다^[5,7,15].

최외각 셸에 있는 자유 전자중 하나의 전자와의 산란을 위한 수정된 Moller 산란 단면적(σ_{free}) 및 강한 결합에너지로 핵에 묶여 있는 내부 전자 셸들과의 산란을 위한 Vriens 산란 단면적(σ_{inner})을 참고 문헌^[5,7]에서의 관련 식들을 이용하여 계산하였다. 또한, 내부 셸 전자와 최외각의 하나의 자유전자와의 산란 메커니즘에 의한 불연속적인 에너지 손실($\left| \frac{dE}{ds} \right|_{inner} + \left| \frac{dE}{ds} \right|_{free}$)은 참고 문헌^[5,7]의 식을 이용하여 계산하였다.

플라즈마 진동(plasma oscillation)에 의한 에너지 손실은 순수한 플라즈몬 여기(plasmon stimulation)에 대한 에너지 손실(플라즈몬 진동 에너지 손실) 및 비교적 산란각이 큰 하나의 전자와의 비탄성 산란(one-electron

scattering)에 대한 에너지 손실로 고려할 수 있다. 위에서 이미 산란각이 비교적 큰 하나의 전자 산란을 Moller 산란 단면적(σ_{free})으로 고려하였으므로 플라즈마 진동 여기에 대한 총 산란 단면적(σ_{plasma})^[15]에서 산란각이 비교적 큰 하나의 전자 산란 단면적분(σ_{free})을 빼면 순수한 플라즈몬 여기 단면적(σ_{pl})을 아래 식 (4)와 같이 계산할 수 있다. 마찬가지로 논의의 총 플라즈마 여기에 대한 단위 길이당 에너지 손실($\left|\frac{dE}{ds}\right|_{plasma}$)^[15]에서 하나의 전자 산란 에너지 손실($\left|\frac{dE}{ds}\right|_{free}$)^[5,7]을 빼주면 플라즈몬 여기(excitation)시의 에너지 손실을 아래 식 (5)와 같이 계산할 수 있다.

$$\begin{aligned}\sigma_{pl} &= \sigma_{plasma} - \sigma_{free} \\ &= \frac{2\pi n_0 e^4}{E\hbar\omega_p} \ln\left(\frac{2E}{\hbar\omega_p}\right) - \sigma_{free}\end{aligned}\quad (4)$$

$$\begin{aligned}\left|\frac{dE}{ds}\right|_{pl} &= \left|\frac{dE}{ds}\right|_{plasma} - \left|\frac{dE}{ds}\right|_{free} \\ &= \frac{2\pi n_0 e^4}{E} \ln\left(\frac{2E}{\hbar\omega_p}\right) - \frac{dE}{ds}_{free}\end{aligned}\quad (5)$$

여기서, 플라즈몬 여기에 따라 전이되는 플라즈몬 에너지(plasmon energy)는 $\hbar\omega_p = \hbar\sqrt{\frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ 로 계산되며, 진공상태의 유전율 ϵ_0 , m_e 는 진공상태의 전자 질량, e 는 전자 전하량을 나타낸다. n_0 는 단위 체적당 총 자유전자(최외각 전자)의 개수이다.

2차 전자가 생성되어 전이하는 에너지를 정확히 계산하기 위한 전이 비율은 문헌들^[3,15]에서의 관련 방정식에 따라 결정되나 이러한 전이 비율을 찾기 위한 루틴은 수행 시간을 증가시켜 계산 효율을 떨어뜨린다. 이러한 문제를 해결하기 위해 초기 입사 전자 에너지를 미리 작은 에너지 단위로 나누어 미리 계산하여 메모리 테이블에 저장하고 산란 궤적을 구하기 위한 반복 계산 루틴에서는 이것을 이용하여 계산 없이 바로 불러서 사용할 수 있도록 하였다. 자유 전자와의 산란 전이 비율(ϵ_{free})은 문헌^[2]에서의 결정식을 사용하였으며, 내부 쉘 전자 산란에서의 전이 비율(ϵ_{inner})은 난수(random number; R_n)를 이용하여 다음과 같이 식 (7)로 제안

적용하였다.

$$\epsilon_{free} = 1/(nMax - nMin \times R_n) \quad (6)$$

여기서, $nMax = int(1/\epsilon_c)$ 이고, $int()$ 함수는 실수 값을 정수로 변환해 주는 함수이다.

$nMin = nMax - 2$ 로 결정되며, $nMax$ 및 $nMin$ 은 모두 정수 값이다. ϵ_c 는 Moller의 자유전자 산란 단면적 식에서의 최소 전이 에너지 비율($\Delta E_c = 20 eV$)을 나타낸다.

$$\epsilon_{inner} = U_i + [(1 + U_i)/2 - U_i] \cdot R_n^{3.33} \quad (7)$$

여기서, U_i 는 산란 전자 에너지 E 로 나눈 원자의 i 번째 내부 쉘 전자의 정규화 결합 에너지(binding energy)로서 1보다 작은 값이다. 전이 비율이 결정되면 우리는 2차 생성 전자의 산란각을 참고 문헌^[7]과 같이 결정할 수 있으므로 1차 생성 전자의 산란 궤적을 구하는 것과 같이 동일하게 2차 생성 전자의 산란 궤적을 구할 수 있다.

탄성 산란시에는 CSDA(Continuous Slowing-Down Approximation) 가정에 의한 연속적인 총 에너지 손실은 Joy 및 Luo가 제안한 수정된 Bethe 방정식($\left|\frac{dE}{ds}\right|_{cont} = \left|\frac{dE}{ds}\right|_{JLBethe}$)을 사용하였으며, 각 화합물 층에 대해서 유효 원자번호를 이용하여 계산하였다. 비탄성 산란 메커니즘에 의한 자유전자, 내부 쉘 전자 및 플라즈몬 진동에 의한 불연속적인 에너지 손실은 위에서 언급된 관련 식들을 사용하였다. 각 산란 단면적에 의해 산란 확률이 계산되면, 이러한 불연속 에너지 손실분은 총 에너지 손실에서 각 불연속 에너지 손실분을 뺀 나머지만이 매 산란마다 각 층에 전이된 에너지($\left|\frac{dE}{ds}\right|_{cont} = \left|\frac{dE}{ds}\right|_{JLBethe} - \left|\frac{dE}{ds}\right|_{disc}$)로 계산된다.

3. 다원자 다층 구조에서의 몬테 카를로 시뮬레이션 모델

위에서 언급된 바와 같이 다원자 다층 기판에서의 비탄성 산란 메커니즘을 결정하기 위하여 기본적으로는 Vriens의 산란 단면적을 이용하였으나, 단일 원자와 같

이 취급하기 위한 유효 전자번호를 사용하는 경우에는 각 셸의 전자들을 어떻게 배분하여 재배치하느냐는 문제에 이르게 된다. 이것은 시뮬레이션마다 굉장히 임의적인 오류를 나올 수 있고, 또한 전자가 쪼개어지는 상태^[4]에 이르게 되어 물리적으로 타당하지 않은 요소를 포함하고 있고 이것에 따른 정확한 결합 에너지의 결정 또한 쉽지 않은 문제이다. 이러한 문제들을 해결하고 효율적으로 임의의 다원자 다층 구조에서도 물리적으로 타당하며, 시뮬레이션이 용이하도록 아래 소절에서 설명하는 방법을 이용하여 계산하였다.

다원자로 구성된 화합물 각 층에서의 총 산란 단면적 (σ_{tot})은 식 (8)과 같이 탄성 산란 단면적(σ_{el}) 및 비탄성 산란 단면적(σ_{in})의 합이므로 탄성 산란 확률(σ_{el}/σ_{tot}) 및 비탄성 산란 확률(σ_{in}/σ_{tot})을 손쉽게 구할 수 있다. 0과 1사이에 고르게 분포하는 난수를 발생시켜 탄성과 비탄성 산란 메커니즘을 결정할 수 있다. 각 층에서의 비탄성 산란 단면적(σ_{in})은 각 층의 구성 개별 원자의 비탄성 산란 단면적의 총합(σ_{inner})과 최외각 자유전자 셸에 대한 산란 단면적(σ_{free}), 그리고 플라즈몬 여기에 대한 산란 단면적(σ_{pl})의 합으로 식 (9)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in} \quad (8)$$

$$\sigma_{in} = \sigma_{inner} + \sigma_{free} + \sigma_{pl} \quad (9)$$

$$\sigma_{inner} = \sum_k (N_k \sum_i (Z_i^k \sigma_i^k)) \quad (10)$$

$$\sigma_{free} = \sum_k (N_k Z_f^k \sigma_f) \quad (11)$$

$$\sigma_{pl} = \sigma_{plasma} - \sigma_{free} \quad (12)$$

여기서, Z 는 셸의 전자수이고, N 은 원자 농도를 나타내며, σ 는 산란 단면적이다. k 아래 첨자는 각 화합물의 구성 개별 원자를 의미하며, i 아래 첨자는 각 원자에서의 내부 셸 전자를, f 첨자는 최외각 셸의 자유 전자를 의미한다.

따라서 비탄성 산란이 일어나고 자유 전자는 구별 불가능하므로 자유 전자와의 산란 확률 σ_f/σ_{in} 플라즈몬 진동에 의한 산란 확률 σ_{pl}/σ_{in} 그리고 각 층에서의 내부 셸 전자와의 산란 확률 $\sigma_{inner}/\sigma_{in}$ 을 구할

수 있다. 난수에 의해 각 층에서의 내부 셸 전자와의 산란이 결정되면 식 (10)를 이용하여 다원자 층에서 구성 개별 원자와의 비탄성 산란을 결정할 수 있는 확률(P_k)을 식 (13)과 같이 구할 수 있게 된다. 이렇게 한 k 원자가 결정되면, 내부 i 번째 셸들의 전자와 충돌할 확률(P_i^k)은 식 (14)처럼 구할 수 있으며 이를 이용하여 난수로 i 번째 내부 셸 전자와의 산란을 결정할 수 있다.

$$P_k = N_k \sum_i (Z_i^k \sigma_i^k) / \sigma_{inner} \quad (13)$$

$$P_i^k = Z_i^k \sigma_i^k / \sum_i (Z_i^k \sigma_i^k) \quad (14)$$

이렇게 각 층에서 특정 개별 원자의 비탄성 산란 내부 셸 전자 이온화(inner shell ionization)에 대한 전자 메커니즘이 결정되면 이전 산란 점에서부터 선택된 산란 비행 구간에 대해 특정 개별 단원자로만 구성된 구간으로 가정하여 불연속 에너지 손실을 계산^[7]한다면 이미 잘 알고 있는 각 원자에서의 결합 에너지 U_i 데이터^[13]를 화합물에 대하여도 변형 없이 그대로 사용할 수 있는 단원자 물질에서의 적용 모델^[7]처럼 에너지 손실을 손쉽게 구할 수 있게 된다. 저 에너지 모델에서는 산란간 전자의 산란 길이가 매우 작으므로 화합물에 대하여 이렇게 가정하는 것은 타당할 것으로 여겨진다. 그러므로 유효 전자번호를 사용할 때의 내부 및 최외각 셸 재배치 및 이에 따른 결합 에너지의 결정이라는 문제를 손쉽게 해결할 수가 있다. 이러한 결과를 기존의 유효 전자번호를 사용한 모델과 비교하여 시뮬레이션 결과부에서 논의하였다.

또한, 다원자 층에서의 플라즈마 진동(자유전자 산란 및 플라즈몬 여기에)에 따른 미분 산란 단면적 및 에너지 손실을 구하기 위한 다원자 층에서의 단위 체적당 자유 전자의 총 개수(n_0 [자유전자수/cm³])는 각 구성 개별 원자의 자유전자의 총합으로서 아래 식 (15)과 같이 계산할 수 있다.

$$n_0 = \sum_k (N_k Z_f^k) \quad (15)$$

효율적인 계산을 위하여, 산란 궤적을 구하기 전에 각 층에서의 각 미소 증분 에너지(초기 입사 에너지의

1/10,000)에 따라 주입되는 전자의 모든 시뮬레이션 에너지에 대해 탄성 및 비탄성 산란 단면적, 산란 메커니즘을 결정하는 확률, 각 층에서의 메커니즘에 따른 에너지 손실을 미리 계산하여 산란 궤적을 구하는 반복 루프 계산 과정에서는 그대로 불러 사용하도록 알고리즘을 적용하였다. 1차 및 2차 생성 전자는 모두 동일하게 탄성과 비탄성 산란을 적용하였으며, 산란 궤적 계산은 표면을 벗어나거나 20 eV 이하로 떨어지면 중단하였다. 또한, 전자의 산란 궤적이 층을 바꾸어 산란하는 경우에는 각 층 간의 에너지 손실률이 다르므로 이것을 보정해 주어야 한다. 참고 문헌^[3]의 방식을 사용하여 층간 산란 궤적을 고려하여 계산하였다.

III. T-게이트 형성 공정에 대한 노광 및 현상 모델링

표 1에 본 연구센터의 노광 장비인 Leica사의 EBPG-4HR 시스템을 사용하여 확립된 0.1 μ m T-게이트 형성을 위한 PMMA/P(MMA-MAA)/PMMA 3층 리지스트 구조를 사용한 2중 노광 방식의 전자빔 리소그래피 공정 조건^[11]을 나타내었다. 표 1에 보인 바와 같이 2중 노광 방식에 의한 T-게이트 형성을 위한 전자빔 노광 공정을 모델링하기 위해 우선 위에서 언급한 다층 다원자 층에서의 전자 산란에 대한 몬테 카를로 시뮬레이션을 수행하여 리지스트 층에 전이된 포인트-응답(point-response) 에너지 분포를 구한 후 가우시안 빔 형태의 전자빔 픽셀 분포를 고려하여 가우시안(Gaussian) 빔 컨볼루션(convolution)^[6,8]을 사용하여 가우시안 빔 노광 픽셀 분포를 구하였다.

가우시안 빔 형태의 하나의 노광 픽셀 분포를 구한 다음 T-게이트 헤드(head) 형성을 위한 단일 라인 패턴에 대해 픽셀 스텝을 중첩하여 1차 노광한 에너지 전이 분포를 구하였다. 1차 노광 공정을 수행한 후, T-게이트 풋을 위한 단일 라인 패턴에 대한 2차 노광 분포를 구한 후 1차 노광 분포에 이를 중첩하여 최종 노광 분포를 구하였다. 이것을 이용해 리지스트 층에서의 각 현상액에 따라 현상한 후 T-게이트의 최종 형상을 모델링하였다[결과 그림 4 참조]. 또한, 실 공정과 같이 1차 노광 후 1차 현상(MCB 현상 후 Methanol:IPA(1:1) 현상), 2차 노광 후 2차 현상(MIBK:IPA(1:3) 현상)을 수행할 수 있도록 시뮬레이터를 구성하였다. 본 논문에서의 T-게이트 형성 공정은 각 현상액에 대해 특정 층만 반응하므로 위의 두 모델링 방법이 서로 동일한 시

표 1. T-게이트 헤드 및 풋을 형성하기 위한 노광 실험 조건

Table 1. Exposure and Develop conditions for T-gate head and foot

	Resist structure	Dose [μ C/ cm^2]	Spot beam Size [nm]	Pixel steps for single line	Develop Condition
Gate Head (1st Exposure)	0.2 μ m PMMA	90	150	5	MCB (12sec)
	0.6 μ m P(MMA-MAA)				Methanol:IPA=1:1 (28sec)
Gate Foot (2nd Exposure)	0.1 μ m PMMA	900	50	1	MIBK:IPA=1:3 (120sec)

뮬레이션 결과를 나타낸다.

현상 시뮬레이션에서는 각기 다른 현상액을 갖는 현상액에 대해 본 연구팀의 SEM 실험 데이터^[11]를 사용 현상액을 결정하였고, 현상 시뮬레이션 모델로는 스트링(string) 알고리즘^[6,16]을 사용하였다. 시뮬레이션에서 사용된 각 현상액에 대한 현상 방정식은 아래와 같다.

$$R(E) = 17.82 \cdot (0.6 + E/120.0)^{1.745} \quad (16)$$

(MCB Developer for PMMA 495K 4%)

$$R(E) = 15.0 \cdot (1.0 + E/160.0)^{2.15} \quad (17)$$

(Methanol:IPA(1:1) Developer

for P(MMA-MAA))

$$R(E) = 0.132 \cdot (0.575 + E/120.0)^{1.25} \quad (18)$$

(MIBK:IPA(1:3) Developer

for PMMA 495K 4%)

여기서, E 는 단위체적당 리지스트에 전이된 에너지 [J/cm^3]이며, 현상액 $R(E)$ 의 단위는 [A/sec]이다.

0.1 μ m T-게이트 공정을 위한 SEM 측정 결과를 비교하여 시뮬레이션의 타당성을 높였으며, 비교 결과는 시뮬레이션 결과 부에서 논의 하였다. 본 시뮬레이터에서는 사용자가 현상 방정식을 수정하여 DLL(dynamic linked library) 형태로 실행 파일에 동적 링크할 수 있도록 하여 사용자의 실험 데이터를 직접 사용할 수 있도록 하였다.

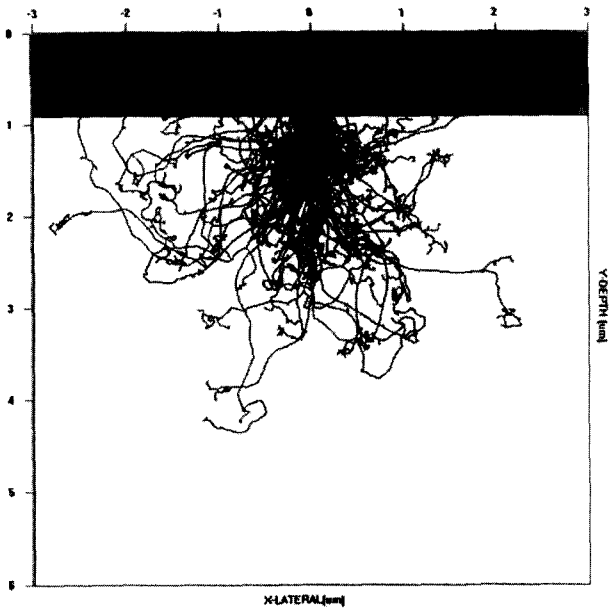


그림 1. 개발된 몬테 카를로 시뮬레이션 모델을 사용한 T-게이트 형성을 위한 0.2 μm PMMA/0.6 μm P(MMA-MAA)/0.1 μm PMMA/GaAs기판의 구조에서 전자빔 에너지 50 keV로 입사된 전자의 산란 궤적(검은선은 1차 전자의 산란 궤적이며, 빨간선은 2차 생성 전자의 산란 궤적을 나타냄)

Fig. 1. Calculated Trajectories of primary (black solid line) and secondary (red solid line) electrons in the structure of 0.2 μm PMMA/0.6 μm P(MMA-MAA)/0.1 μm PMMA/GaAs substrate at 50 keV using the developed MC simulation model.

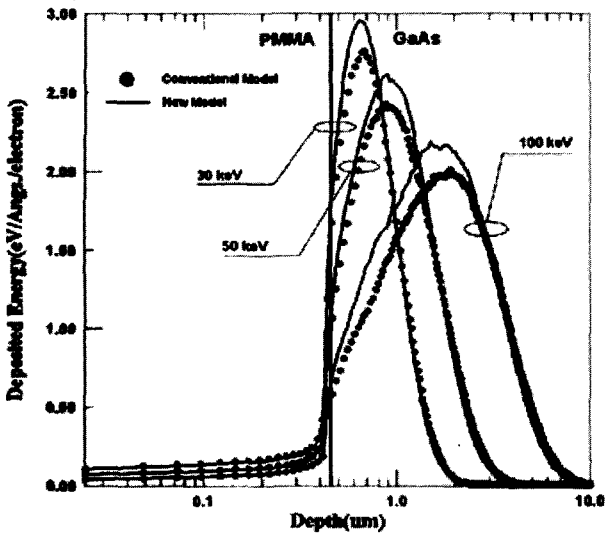
IV. 시뮬레이션 결과 및 논의

전자빔 입사 에너지 50 keV, GaAs 기판 위에 0.2 μm PMMA/0.6 μm P(MMA-MAA)/0.1 μm PMMA 리지스트 3층 구조가 코팅된 구조에 대하여 100개의 입사 전자들의 산란 궤적에 대한 시뮬레이션 결과를 그림 1에 보였으며, 검정색은 주입된 1차 전자에 대한 산란 궤적을, 빨간색은 1차 전자에 의해 생성된 2차 전자의 산란 궤적을 나타낸다. T-게이트 형성을 위한 이러한 시뮬레이션 구조에 입사된 100,000개의 전자 산란 궤적을 구하는데 걸린 시간은 Intel Pentium VI 1.6 GHz PC에서 15분 47초 걸렸다. 산란 궤적을 구하기 위한 반복 루프에 들어가기 전에 미리 파라미터들을 계산하기 위한 미소 에너지 증분은 초기 입사 에너지의 1/10,000(초기 입사 에너지가 50 keV인 경우 5 eV)로 결정하였으며, 위에서 언급된 전자의 에너지에 따른 탄성 및 비탄성 산란 단면적, 산란 메커니즘에 따른 에너지 손실, 그리고 산란 메커니즘을 결정하기 위한 확률 등의 파라미터 등을 미리 계산하는데 걸린 시간은 1초 내외였다.

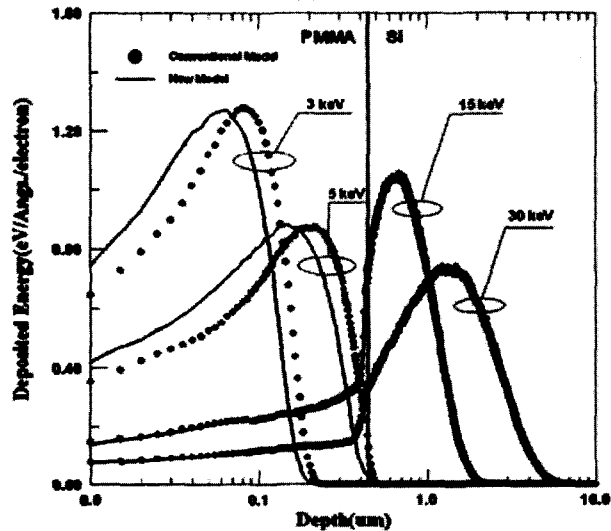
개발된 시뮬레이터의 타당성을 검증하기 위하여 그림 2에 0.43 μm PMMA/Si기판 구조(그림 2(a)) 및 0.43 μm PMMA/GaAs기판 구조(그림 2(b))에서 내부 셀 전자와의 비탄성 산란 메커니즘에 대해서 다원자 층을 단일 원자로 취급하여 내부 셀 전자들을 재배열한 이전 문헌에 방식에 의한 모델들^[4,6]과 본 연구에서 제안한 각 원자의 각 내부 셀 전자의 산란 단면적에 의한 확률에 따른 비탄성 산란을 적용한 모델과의 차이점을 보이기 위한 비교 그림을 나타내었다. 그림 2(a)에서는 0.43 μm PMMA/Si기판 구조에서 초기 전자빔 입사 에너지 3, 5, 15 및 30 keV에 대해 리지스트 층에 전이 흡수된 1차원 에너지 깊이 분포로 나타내었으며, 그림 2(b)에서는 0.43 μm PMMA/GaAs기판 구조에서 전자 에너지 30, 50 및 100 keV에 대해 리지스트 층에 전이 흡수된 1차원 에너지 깊이 분포로 나타내었다. 이전 문헌 방식의 모델에서는 PMMA(C₅H₈O₂) 리지스트에 대해 유효 전자번호 3.6, 유효 질량 6.674467[g/mole], 전자 셀의 구조는 1s^{0.93}(340 eV) 및 최외각 전자 2s^{2.67}을 사용^[4]하였으며, GaAs는 유효 전자번호 32.036, 유효 질량 72.414544 [g/mole]을 사용하였으며, 이것은 Ge과 매우 유사하므로 Ge의 전자껍질 구조^[13]를 사용하여 유사하게 1s²(11103.0 eV) 2s²(1414.6 eV) 2p²(1248.1 eV) 2p⁴(1217.0 eV) 3s²(180.1 eV) 3p²(124.9 eV) 3p⁴(120.8 eV) 3d⁴(29.8 eV) 3d⁶(29.2 eV) 및 최외각 전자는 자유 전자로 가정하여 (4s4p)^{4.036}으로 설정하여 시뮬레이션을 수행하였다. 여기서, 팔호 안의 에너지는 내부 궤도 셀 전자의 결합 에너지를 나타낸다.

그림 2(a)에서 실리콘 기판을 가정한 이유는 리지스트 층에 전이되는 에너지 분포에 관심이 있으므로 기판 층에 의한 제안된 모델에서의 후방 산란 효과를 배제하고 다원자 층인 PMMA 층에서의 제안된 새로운 모델과의 차이점을 비교하고자 함이었다. 새로운 모델은 3과 5 keV의 낮은 에너지에서 유효 전자번호와 유효 질량을 사용한 기존 방식의 모델과 큰 차이를 나타내고 있으나, 15 keV 이상의 결과에서는 거의 차이가 나타나지 않았다.

이것은 15 keV나 30 keV의 에너지 전자빔인 경우에는 내부 셀 전자에 의한 2차 전자 생성 효과에 의한 리지스트 층에 전이 흡수 에너지가 무시할 수 있을 정도로 작다는 것을 의미한다. 비교적 낮은 3 및 5 keV 시뮬레이션 결과에서는 비탄성 산란 메커니즘에 대해 새로이 제안 적용한 모델과 문헌[4,6]의 방식을 적용한 기존 모델이 큰 차이를 나타내고 있는데, 이는 PMMA



(a)



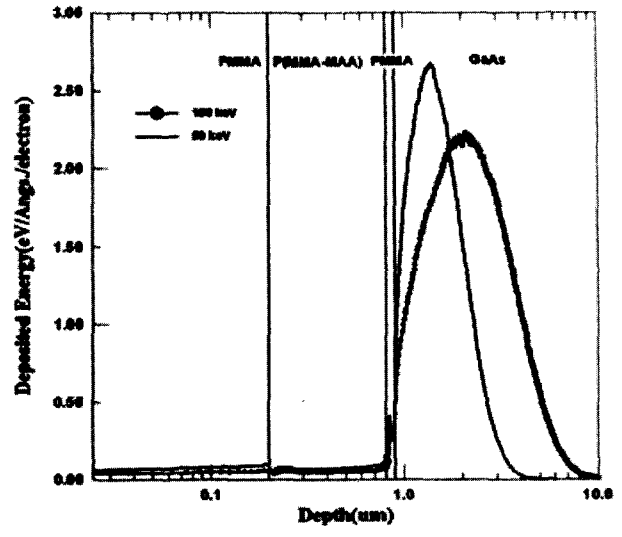
(b)

그림 2. 제안된 새 모델(실선)과 유효전자번호 및 유효 질량을 사용한 기존모델(점)과의 비교; (a) 0.43 μ m PMMA/Si 기판 구조 (b) 0.43 μ m PMMA/GaAs 기판 구조

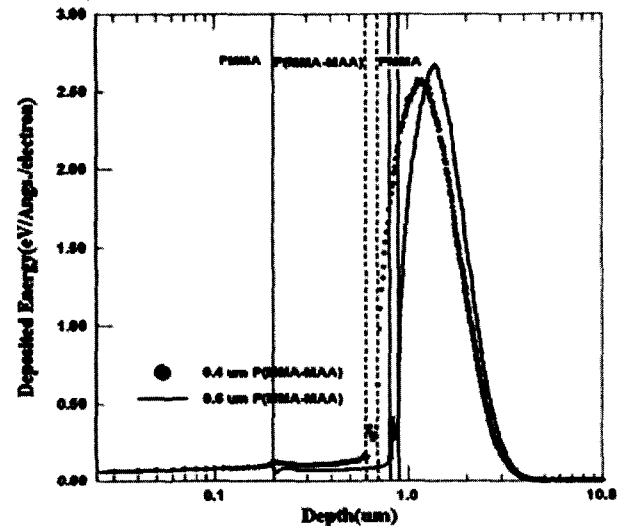
Fig. 2. Comparison of results of the proposed MC model (solid lines) with those of conventional model (dotted lines) using the effective atomic number and mass in the structures of (a) 0.43 μ m PMMA/Si substrate and (b) 0.43 μ m PMMA/GaAs substrate.

층에서의 전자꺽질 구조를 단일 원자로 취급하여 재배열한 전자꺽질 구조가 비탄성 산란 메커니즘을 표현하는 데 부정확한데서 기인하는 것으로 여겨진다.

이에 대한 근거로 플라즈몬 진동 산란 단면적과 Moller 산란 단면적에서 사용되는 최외각 자유 전자 농도(식 (15)의 n_0)를 PMMA 층에 대해 계산해 보면 $(1.42 \times 4(\text{C의 최외각 전자수}) + 5.69 \times 1(\text{H의 최외각 전자수})) \times 3.55 \times 10^{22} / \text{cm}^3$ 이 된다. 그러나 유효 전자번호를 사용한 모델에서는 $(10.64 \times 2.67(\text{PMMA의 유효 전자번호 3.6에 따른 최외각 전자수})) \times 3.55 \times 10^{22} / \text{cm}^3$ 이 된다.



(a)



(b)

그림 3. GaAs 기판 위에 T-게이트 형성을 위한 0.2 μ m PMMA/0.6 μ m P(MMA-MAA)/0.1 μ m PMMA의 3층 리지스트로 코팅된 구조에서 (a) 50 및 100 keV 입사 에너지에서의 비교 결과, (b) 중간층인 P(MMA-MAA) 층의 두께를 0.4 μ m 및 0.6 μ m 설정 시의 시뮬레이션 비교 결과

Fig. 3. Comparative simulation results of (a) 50-keV and 100-keV exposures in the structure of 0.2 μ m PMMA/0.6 μ m P(MMA-MAA) /0.1 μ m PMMA/ GaAs substrate, and (b) comparative simulations of the deposited energy profile in the structure having a 0.6- μ m thickness for the P(MMA-MAA) layer and that in the structure having a 0.4- μ m thickness for the P(MMA-MAA) layer in the same trilayer resists on the GaAs substrate.

수)+3.55 \times 6(O의 최외각 전자수)=32.67) \cdot 10²²/cm³이 된다. 그러나 유효 전자번호를 사용한 모델에서는 (10.64 \times 2.67(PMMA의 유효 전자번호 3.6에 따른 최외각

전자수) $=28.4088) \cdot 10^{22}/\text{cm}^3$ 으로 $4.2612 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ 정도의 차이로 자유 전자 농도를 적게 계산하고 이로 인한 산란 단면적은 작게 계산되어 이 메커니즘들에 의한 비탄성 산란 확률이 줄어들게 된다. 따라서 본 모델보다도 표면으로부터 더 깊은 리지스트 층에 전이 흡수된 에너지 분포를 만들게 되고, 본 모델은 표면 쪽에 치우치게 되는 분포를 나타내게 된다. 이것은 두 모델간의 유효 전자 농도를 구하기 위한 전자껍질 구조의 재배열 문제에서 기인한다. 그림 2(b)에서 $0.43\mu\text{m}$ PMMA/GaAs 기판에서의 비교적 높은 에너지인 30 keV, 50 keV 및 100 keV 에너지에서의 리지스트 층에 전이 흡수된 1차원 에너지 분포를 보면 PMMA 보다는 GaAs 기판에서의 산란에 의한 1차원 전이 흡수된 에너지 분포가 본 모델이 더 높게 계산되었다. 이는 본 모델이 GaAs 기판의 동일 깊이에 대한 측면 방향으로 전자가 더 많이 산란되어 깊이 방향으로 더 적게 들어감을 의미한다. 따라서 깊이 $0.43\mu\text{m}$ 인터페이스 면에서 본 모델의 결과가 후방 산란 효과가 약간 더 높게 나타났다. 이는 앞서 기술한 저 에너지에서의 자유 전자들과의 산란 메커니즘들에 기인한 차이라기보다는 Vriens의 모델을 다원자 층으로 새로이 확대 적용한 본 모델에서 내부 셀 전자 산란 메커니즘을 각 구성 원자의 결합 에너지를 그대로 이용한 산란 단면적 확률에 의해 결정된 모델링과 유효 전자번호를 사용한 평균 내부 셀 전자의 결합 에너지 차에 기인한 것으로 여겨진다. 이러한 차이점들을 화합물 층에 대해 기존 유효 전자번호 모델과 비교하였으며, 비교적 물리적으로 타당한 리지스트 층에 전이 흡수된 에너지 분포를 얻을 수 있으므로 해서 본 모델이 성공적으로 다층 리지스트 및 화합물 반도체 기판 구조에서 적용될 수 있음을 보였다.

그림 3에서는 GaAs 기판 위에 T-게이트 형성을 위한 3층 리지스트 ($0.2\mu\text{m}$ PMMA/ $0.6\mu\text{m}$ P(MMA-MAA)/ $0.1\mu\text{m}$ PMMA) 구조에서 깊이 방향으로의 리지스트 전이 에너지 분포를 살펴보면 표면층인 $0.2\mu\text{m}$ PMMA층 ($1.10\text{g}/\text{cm}^3$)과 중간층인 P(MMA_{0.915}-MAA_{0.085})층과의 밀도($0.83\text{g}/\text{cm}^3$) 차이에 의해 이 두 층간 계면 근방에서의 전이 에너지 분포가 감소하는 현상을 보이고 있으며, 그 반대 경우인 맨 아래층인 $0.1\mu\text{m}$ PMMA층과 P(MMA-MAA)층 사이의 계면 근처에서는 GaAs기판에 의한 후방 산란 효과와 겹쳐 급격히 상승하는 분포를 보여 주고 있다. 이러한 분포는 T-게이트 폭의 선평 즉, 현상 후 T-게이트 길이를 결정하는 중요한 에너지 전이 분포가 된다. 이러한 1차원 분포는 다음 2차원 결

과 그림 4에서 2차원적으로 더 명확히 확인할 수 있다. 그림 3(a)에서는 GaAs 기판 위에 T-게이트 형성을 위한 3층 리지스트 ($0.2\mu\text{m}$ PMMA/ $0.6\mu\text{m}$ P(MMA-MAA)/ $0.1\mu\text{m}$ PMMA) 구조에서 노광 에너지에 따른 리지스트 전이 에너지 차이를 보기 위해 50 keV 및 100 keV 전자빔 입사 에너지에 따라 시뮬레이션 결과를 비교한 그림이다. 전자 한 개당 단위 깊이당 전이된 에너지 분포로 50 keV 및 100 keV 에너지에 대해 동시에 나타내었다. 깊이 방향으로 전이된 리지스트 분포를 보면 100 keV 에너지가 50 keV 에너지 보다 더 적게 전이된 분포를 나타냄을 알 수 있으며, GaAs 기판과 맨 아래층 리지스트 경계면에서 후방 산란 효과도 100 keV인 경우가 더 적음을 알 수 있다. 이는 만약 HEMT 소자 제작시의 에피층(epitaxial layers)에 대해 전자빔에 의한 손상 가능성을 고려치 않는다면 50 keV인 경우 보다 100 keV인 경우가 특히 게이트 폭에 대해 더 좋은 전이 패턴 해상력을 형성할 수 있음을 보여 주고 있다. 그림 3(b)에서는 3층 리지스트 구조에서 중간층인 copolymer 층의 두께를 $0.4\mu\text{m}$ 및 $0.6\mu\text{m}$ 설정한 후에 copolymer 층의 영향을 리지스트 깊이 방향에 대해 나타내어 비교한 결과이다. $0.4\mu\text{m}$ 의 두께를 갖는 copolymer 층이 $0.6\mu\text{m}$ 두께에 비해 리지스트 층에 더 많은 전이 흡수 에너지 분포를 나타내었다. 이것은 헤드 형성하는 중간층이 얇아지는 경우 기판에 의한 후방 산란 효과가 커져서 현상을 하는 경우 동일 조건의 현상 시간에 대해 더 넓게 현상되어 들어갈 수 있음을 의미하며, 중간층의 두께가 얇아질수록 기판에 의한 후방 산란 효과가 커짐을 나타내 주고 있다.

그림 4에서는 $0.1\mu\text{m}$ T-게이트 형성을 위한 표 1의 노광 공정 조건으로 $0.2\mu\text{m}$ PMMA/ $0.6\mu\text{m}$ P(MMA-MAA)/ $0.1\mu\text{m}$ PMMA/GaAs 기판 구조에서 1차 및 2차 노광 후 얻어진 최종 리지스트에 전이 흡수된 에너지 분포에 대한 결과 그림이다. 그림 4(a)는 1차 노광 에너지 분포를 나타내며, 실 공정에서는 1차 노광 후 MCB 현상 및 Methanol:IPA(1:1) 현상을 거쳐 T-게이트 폭이 드러나므로 1차 현상된 T-게이트 헤드 양 가장 자리로의 기판에 의한 측면 후방 산란 효과는 무시할 만하다고 가정하여 그림 4(b)에 보인 바와 같이 독립적으로 $0.1\mu\text{m}$ PMMA/GaAs 기판 구조만을 고려하여 2차 노광 분포를 모델링할 수 있다. 이렇게 구한 그림 4(b)에서의 2차 노광 에너지 분포를 1차 에너지 분포에 중첩함으로써 리지스트에 전이된 총 에너지 분포를 구할 수 있으며 이 결과를 그림 4(c)에 나타내었다. 그림 4(c)에 나타낸

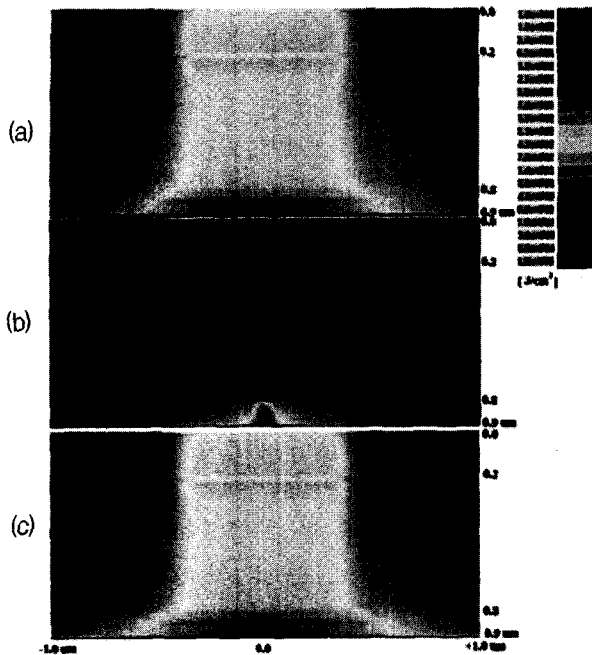


그림 4. $0.1\mu\text{m}$ T-게이트 형성을 위한 $0.2\mu\text{m}$ PMMA/ $0.6\mu\text{m}$ P(MMA-MAA)/ $0.1\mu\text{m}$ PMMA/GaAs 기판의 구조에서 리지스트에 전이 흡수된 (a) 1차 노광 에너지 분포, (b) 2차 노광 후의 에너지 분포 및 (c) 1차 및 2차 노광 에너지 분포의 중첩으로서 시뮬레이션된 총 에너지 분포 결과

Fig. 4. (a) The deposited energy profile after the first exposure, (b) the deposited energy profile after the second exposure, and (c) the superposed profile after the first and the consecutive second exposures in the trilayer resist structure of $0.2\mu\text{m}$ PMMA/ $0.6\mu\text{m}$ P(MMA-MAA)/ $0.1\mu\text{m}$ PMMA on the GaAs substrate.

시뮬레이션된 총 전이 흡수 에너지 분포는 1차 및 2차 노광의 결과로 중첩되므로 패턴을 형성하기 위한 $0.1\mu\text{m}$ PMMA/GaAs 기판 구조만 고려한 그림 5(b)에서의 도스(dose) $900\mu\text{C}/\text{cm}^2$ 노광 공정 조건에 대한 에너지 전이 분포 보다 더 높은 흡수 에너지 분포를 나타내고 있으리라 여겨진다. 이것은 패턴 형성을 위한 $0.1\mu\text{m}$ PMMA 리지스트 층에서는 1차 및 2차 노광의 중첩 결과로 간단하게 계산해서 도스가 $900+90=990\mu\text{C}/\text{cm}^2$ 정도가 되므로 최적 조건 설정 시에 이를 고려해 보정해 줄 필요가 있다. 이러한 차이는 극명하게 T-게이트 패턴 공정 후의 결과 그림 6(a)와 (b)에서 보인 게이트 패턴의 현상 선폭 차이로 쉽게 확인할 수 있다.

그림 5에서 T-게이트 형성을 위해 사용된 각 현상액에 따른 현상 시뮬레이션을 위한 실험 데이터를 나타내었다. T-게이트 헤드를 형성하기 위한 맨 위층인 PMMA층 오픈을 위한 MCB 현상액에 대한 현상율은

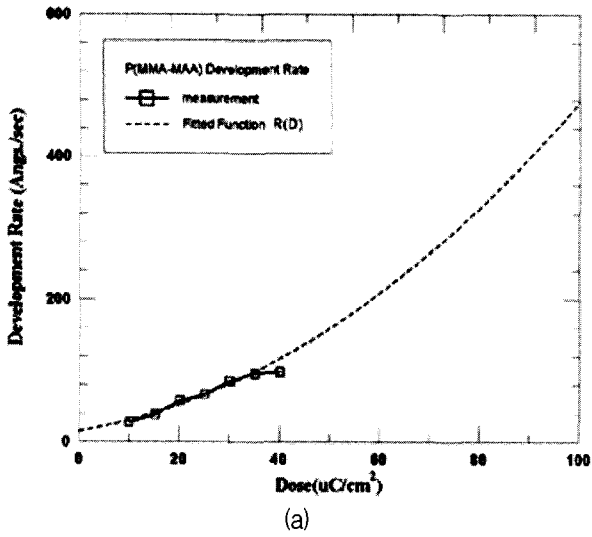
노광 분포에 대한 2층 구조에 대한 SEM 측정^[11]을 토대로 경험적으로 식 (16)과 같이 설정하였다. 그림 5(a)에서는 $0.4\mu\text{m}$ P(MMA-MAA)/GaAs 기판 구조에서 150nm 가우시안 빔크기(150nm 픽셀) 및 2픽셀로 라인폭이 형성된 단일 라인에 대해 Methanol:IPA(1:1)로 35초간 현상한 후 SEM 측정에 의한 P(MMA-MAA) 현상율을 [$\text{\AA}/\text{sec}$] 단위로 나타내었다.

현상 시뮬레이션에 적용하기 위하여 도스 [$\mu\text{C}/\text{cm}^2$]의 함수로서의 현상율에 대한 일치(fitting) 함수 $R(D) = 15.0 \cdot (1.0 + D/25.0)^{2.15}$ [$\text{\AA}/\text{sec}$]를 구한 후에 도스 D 를 전이된 E [J/cm^3]로 변환하는 관계식 $E = k \cdot D$ 를 이용해 도스의 함수로서의 현상율을 전이된 에너지로의 현상율로 식 (17)과 같이 바꾸었다. 1픽셀당 150nm 빔크기/ 150nm 픽셀 스텝 크기로 5픽셀 선폭을 갖는 단일 라인 현상율에 대한 게이트 헤드 부분 시뮬레이션을 통해 k 는 6.4로 결정하였다.

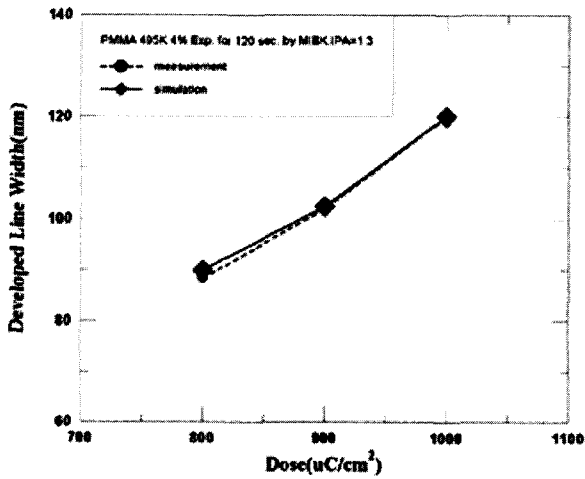
그림 5(b)에서는 가장 중요한 부분인 T-게이트 패턴 형성을 위해서 $0.1\mu\text{m}$ PMMA/GaAs 기판 구조에서 50nm 가우시안 빔 크기/ 50nm 픽셀 스텝 크기로 1픽셀 선폭을 갖는 단일 라인 T-게이트 패턴에 대해 노광한 후 MIBK:IPA(1:3)으로 120초 현상한 라인폭에 대한 SEM 측정 및 식 (18)를 사용한 시뮬레이션 결과를 나타내었다. 실험에서는 $0.1\mu\text{m}$ 의 얇은 PMMA 층을 얻기 위해 MCB를 혼합하여 사용하였으나, MCB는 상온에서 휘발성이 강하므로 PMMA 리지스트 코팅 및 베이킹(baking) 과정에서 전부 날라 간 것으로 가정하여 노광 시뮬레이션에서는 PMMA 성분만을 고려하였다. 도스 $800\mu\text{C}/\text{cm}^2$, $900\mu\text{C}/\text{cm}^2$ 및 $1000\mu\text{C}/\text{cm}^2$ 에 대해 실험한 SEM으로 측정된 선폭 결과와 리지스트 현상에 대해 스트링 알고리즘을 사용하여 시뮬레이션한 선폭 길이 결과가 잘 일치함을 확인하였다. 도스가 높을수록 기판 경계면에서의 측면 전이 에너지 분포가 높게 나타나므로 선폭의 길이가 도스에 따라 넓게 현상됨을 시뮬레이션 결과가 잘 예측하고 있음을 보여준다.

그림 6에서는 T-게이트 노광 공정 후의 리지스트 층들에 전이된 에너지 분포를 이용하여 T-게이트 패턴을 위한 리지스트 현상 시뮬레이션 결과, T-게이트 현상을 얻기 위한 전 현상 공정을 시뮬레이션한 후의 현상 결과 및 시뮬레이션과 비교를 목적으로 T-게이트 헤드를 형성하기 위한 실험 구조에 대한 SEM 결과 사진을 동시에 나타내었다.

그림 6(a)에서는 그림 5(b)에서 측정된 T-게이트 패턴



(a)

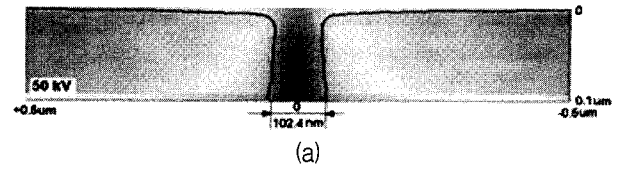


(b)

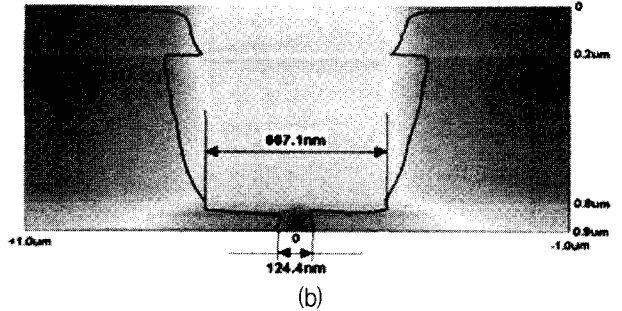
그림 5. T-게이트 형성을 위해 사용된 각 현상액에 따른 현상 시뮬레이션을 위한 (a) SEM 측정에 의한 P(MMA-MAA) 현상율, (b) MIBK:IPA(1:3)으로 120초 현상한 1픽셀 선폭에 대한 SEM 측정 및 시뮬레이션 결과

Fig. 5. The SEM measurements used for the T-gate simulations at 50-kV electron beam exposure system; (a) P(MMA-MAA) develop rates measured by SEM, and (b) comparative simulation results of the developed single-line widths and the SEM experiments for nanometer T-gate foots, where the developed time was 120 seconds with the developer of MIBK:IPA(1:3).

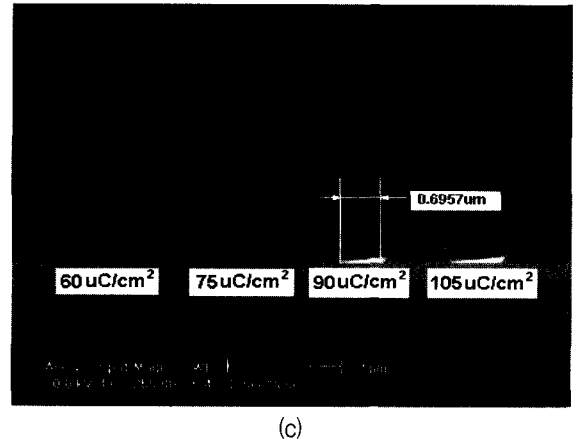
(foot)을 형성하기 위해 0.1 μ m PMMA/GaAs 기판 구조에서 도스 900 μ C/cm²으로 노광한 후 MIBK:IPA(1:3)으로 120초간 현상한 0.1 μ m 두께의 PMMA 리지스트 현상에 대해 선폭 102.4 nm의 시뮬레이션 결과를 보였다. 그림 5(b)의 도스 900 μ C/cm²에 대해 선폭에 대한 SEM 측정과 잘 일치함을 2차원 단면 리지스트 전이



(a)



(b)



(c)

그림 6. 표 1의 50 keV 노광 시스템에서의 T-게이트 공정에 따른 시뮬레이션 결과 및 SEM 비교 결과; (a) T-게이트 풋에 대한 0.1 μ m PMMA/GaAs 기판 구조에서의 시뮬레이션한 0.1 μ m 두께의 PMMA 현상 결과, (b) 표 1의 리지스트 구조와 공정 조건으로 시뮬레이션을 수행한 후 형성된 0.1 μ m T-게이트 시뮬레이션 현상 결과, (c) 표 1의 T-게이트 헤드 형성 공정에서 도스 변화에 따라 현상된 항아리 모양의 T-게이트 헤드 형상의 SEM 사진

Fig. 6. The final T-gate profiles at the same exposure and develop processes in Table 1 using 50-kV exposure system; (a) the developed profile for 0.1- μ m T-gate foot in a single line with 50nm-pixel width, where electron beams were exposed in the structure of 0.1 μ m PMMA/GaAs substrate, (b) the developed T-gate profile through consecutive simulations with the same process conditions and resist structure in Table 1, and (c) the SEM observations of the T-gate heads with different doses exposed in the process conditions and resist structure for T-gate head formation in Table 1.

에너지 분포와 함께 나타내었다.

그림 6(b)에서는 0.1 μ m T-게이트 형성을 위한 0.2 μ m

PMMA/0.6 μ m P(MMA-MAA)/0.1 μ m PMMA/GaAs 기판 구조에서 표 1에서의 노광 및 현상액에 따른 현상 시뮬레이션을 수행한 후 형성된 T-게이트 리지스트 구조에서 시뮬레이션 형상 결과를 나타내었다. 시뮬레이션 결과는 T-게이트 폭의 길이가 124.4 nm임을 보여 주고 있는데, 이는 그림 5(b)에서 게이트 폭을 위해 선행된 실험 결과 102.0 nm와 24.4 nm의 차이를 나타내고 있다. 이는 위에서 언급한 바와 같이 게이트 폭을 위한 0.1 μ m PMMA층은 1차 노광(90 μ C/cm²)과 2차 노광(900 μ C/cm²)이 중첩되어 나타난 현상으로 여겨진다. 이러한 차이는 sub-0.1 μ m 길이의 T-게이트를 형성하는데 제어해야 할 중요한 변수가 될 수 있음을 시사한다.

그림 6(c)에서는 T-게이트 시뮬레이션한 결과에 대한 비교를 목적으로 0.2 μ m PMMA/0.6 μ m P(MMA-MAA)/GaAs기판 구조에서 표 1의 T-게이트 헤드 형성 공정 조건에서 1차 노광 도스만 변화시킴에 따라 현상된 항아리 모양의 T-게이트 헤드 모양의 SEM 사진을 나타내었다. 도스 90 μ C/cm²인 경우의 0.6957 μ m 길이의 T-게이트 헤드 폭 측정 길이에 대해 0.6671 μ m 길이의 시뮬레이션 결과와 28.6 nm의 차이를 나타내었으며, 시뮬레이션 결과가 덜 현상된 길이를 보여주었으나, 헤드 형상 모양에 있어서는 유사한 항아리 모양을 보여주었다.

위에서 시뮬레이션된 바와 같이 개발된 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 시뮬레이터는 노광 에너지, 빔 크기/픽셀 스텝의 크기, 리지스트 다층 구조 및 기판 등에 따른 리지스트 층들에 전이 흡수된 에너지 분포를 구할 수 있으며, 사용자가 손쉽게 현상액에 따른 사용자의 실험 현상율을 직접 C언어로 프로그램을 작성하여 DLL 파일 형태로 동적 링크할 수 있도록 구성되었으며 윈도우 운영체제에서 사용할 수 있도록 Visual C++ 언어로 작성된 윈도우즈 프로그램이다.

V. 결론

본 논문에서는 밀리미터파 대역용 GaAs 기반 HEMT 소자 개발 및 제작을 위한 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정을 분석하기 위한 물리적 토대의 효율적인 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 시뮬레이터를 개발하였다. 본 시뮬레이터는 물리적 토대의 몬테 카를로 방법을 이용하여 리지스트에 전이되는 전자빔 포인트 응답 분포를 구하는 몬테 카를로 전자 산란 계산 모듈, 그리고 전자 산란에 의해 리지스트에 전이

된 포인트 응답 분포를 가우시안 빔 형태의 노광 단위 픽셀로 바꾸어 노광 패턴에 대해 반복 중첩하는 노광 모듈, 라인 패턴에 대한 노광 공정을 통해 얻어진 리지스트 전이 에너지 분포를 토대로 스트링 알고리즘을 사용한 현상 공정 모듈로 구성되었다. 가우시안 빔 형태의 노광 단위 픽셀 분포를 정확히 효율적으로 계산하기 위하여 전자빔 산란 궤적에 대한 몬테 카를로 시뮬레이션에서 새로이 제안 개발된 다층 리지스트 및 다원자 다층 구조의 모델링을 통해 기존 모델과 비교하여 그 차이점을 논의 하였고, 새로운 모델링이 물리적으로 타당함을 보였다.

개발된 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 시뮬레이터를 사용하여 밀리미터파 대역용 HEMT 소자 개발에 필수적인 공정인 0.1 μ m T-게이트 형성 공정에 적용하여 리지스트 층에 전이 흡수된 1차 및 2차 노광에 의해 리지스트 층에 전이된 총 에너지 분포 및 이를 통한 특정 현상액에서의 현상 시뮬레이션을 수행하여 SEM 측정 결과와 비교 검증하였다. 시뮬레이션을 통해 sub-0.1 μ m급 T-게이트 폭(T-게이트 길이)을 형성하기 위해서는 1차 노광 및 2차 노광에 의한 중첩 에너지 전이 분포를 고려해야 함을 지적하였다. 실제로 T-게이트 폭만을 형성하기 위한 0.1 μ m PMMA/GaAs기판 구조 실험에서 SEM으로 측정된 102 nm의 실험 결과와 시뮬레이션 결과가 일치하였으나, T-게이트 형성 공정 시뮬레이션에서는 1차 및 2차 노광된 리지스트의 에너지 분포가 중첩되어 동일한 현상율에 대해 T-게이트 폭의 길이가 124.4 nm로 확대 현상됨을 보였다.

본 논문에서 발표한 T-게이트 형성 전자빔 리소그래피 공정 시뮬레이터를 사용하여 sub-0.1 μ m급 T-게이트 길이를 갖도록 하기 위한 전자빔 리소그래피 공정 조건들-노광 에너지, 빔 크기/픽셀 스텝의 크기, 다층 리지스트 구조 및 기판-에 대해 계산된 결과를 통해 예측 및 이를 통해 실험된 경향을 분석할 수 있으므로 해서 최적의 T-게이트 노광 및 현상 공정 조건을 찾는 데 큰 도움이 되리라 기대된다.

참고 문헌

- [1] M. Kotera, "A Monte Carlo simulation of primary and secondary electron trajectories in a specimen," *J. Appl. Phys.*, vol. 65, no. 10, pp.3991-3998, 1989.
- [2] D. C. Joy, *Monte Carlo Modeling for Electron Microscopy and Microanalysis*, Oxford univer

- sity Press, 1995.
- [3] Y M Gueorguiev, D I Ibanov, and G M Mladenov, "A program for Monte Carlo simulation of penetration and scattering of accelerated electrons in multicomponent multilayer targets," *Vacuum*, vol. 47, no. 10, pp.1227-1230, 1996.
- [4] Kang-Yoon Lee, Guang-Sup Cho, and Duk-In Choi, "Monte Carlo simulation energy dissipation in electron beam lithography including secondary electron generation," *J. Appl. Phys.*, vol. 67, no. 12, pp.7560-7567, 1990.
- [5] Su-Hwan Kim, Young-Mog Ham, Wongyu Lee, and Kukjin Chun, "New Approach of Monte Carlo Simulation for Low-Energy Electron-Beam Lithography," *Microelectronic Engineering*, vol. 41/42, pp.179-182, 1998.
- [6] 서태원, 전자빔 리토그래피에서 스트링 모델을 이용한 3차원 리지스트 프로파일 시뮬레이션, 서울대학교 석사학위 논문, 1995.
- [7] M. Yasuda, H. Kawata, and K. Murata, "Study of the spatial distribution of backscattered electrons from a gold target with a new Monte Carlo simulation," *J. Appl. Phys.*, vol. 77, no. 9, pp. 4706-4713, 1995.
- [8] YoungJae Lee, *Modeling and simulation of charging effects in electron beam lithography*, Ph.D. thesis, Seoul National University, 2001.
- [9] X. Sun, Z. J. Ding, Q. R. Pu, H. M. Li, Z. Q. Wu, W. Q. Gu, K. W. Peng, G. J. Wu, F. A. Zhang, and N. K. Kang, "Monte Carlo simulation of electron transmission through the scattering masks with angular limitation for projection electron lithography," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 7, pp.3641-3646, 2002.
- [10] Ioannis Raptis, Bernhard Nowotny, Nikos Glezos, Massimo Gentili, and Giancarlo Meneghini, "Electron Beam Lithography Simulation on Homogeneous and Multilayer Substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, Part 1, no. 2A, pp.635-644, February 2000.
- [11] 임병옥, 김성찬, 김해성, 신동훈, 이진구, "전자선 묘화 장치를 이용한 비대칭적인 0.1 μ m Γ -게이트 PHEMT 공정 및 특성에 관한 연구", 2001년 대한 전자공학회 하계학술대회 논문집, vol. 24, no. 1, pp.189-192, 2001.
- [12] Frank Robin, Andrea Orzati, Otte J. Homan, and Werner Bächtold, "Evolutionary optimization of the electron beam lithography process for gate fabrication of high electron mobility transistors," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 18, no. 6, pp. 3445-3449, 2000.
- [13] The binding energy data of electron shells for each atom has been taken from the web site at <http://www.webelements.com/>.
- [14] R. Browning, T. Z. Li, B. Chui, Jun Ye, R. F. W. Pease, Z. Czyzewski, and D. C. Joy, "Empirical forms for the electron/atom elastic scattering cross sections from 0.1 to 30 keV," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 4, pp.2016-2022, 1994.
- [15] Kamil A. Valiev, *The Physics of Submicron Lithography*, Plenum Press, 1992.
- [16] R. E. Jewett, P. I. Hagouel, A. R. Neureuther, and T. Van Duzer, "Line-Profile Resist Development Simulation Techniques," *Polym. Eng. Sci.*, vol. 17, no. 6, pp. 381-384, June 1977.

저 자 소 개



손 명 식(정회원)

1992년 중앙대학교 전자공학과
공학사1995년 중앙대학교 전자공학과
공학석사 (반도체 공학)1999년 중앙대학교 전자공학과
공학박사 (반도체 공학)1999년 4월~2001년 3월: 세명대학교 전자공학과/
컴퓨터응용과학과 강의교수2001년 4월~현재 동국대학교 밀리미터파
신기술 연구센터 연구교수<주관심분야: 반도체 공정/소자/회로 모델링 및
시뮬레이션(TCAD), 밀리미터파 HEMT 설계>

이 진 구(정회원)

1969년 국립항공대학교
전자공학과 공학사1975년 서울대학교 전자공학과
석사과정 공학석사1982년 Oregon State University
전기공학과 공학박사

1985년 Cray Research, USA, Research Scientist

1985년 Microwave Semiconductors, USA, Senior
Engineer

1995년~현재 한국전자파학회 이사

2002년~2003년 대한전자공학회 부회장

2004년~현재 대한전자공학회 수석부회장

1985년~현재 동국대학교 전자공학과 교수

1999년~현재 밀리미터파 신기술 연구센터 소장

<주관심분야: MMIC 설계, 소자 모델링>



김 성 찬(학생회원)

1999년 동국대학교 전자공학과
공학사2001년 동국대학교 전자공학과
공학석사2001년 3월~현재 동국대학교
대학원 전자공학과 박사과정.

<주관심분야: 밀리미터파 소자 및 회로 설계 제작>



황 호 정(정회원)

1975년 한양대학교 전자공학과
공학사1979년 독일 칼스루헤 공대
전자공학과 공학석사1982년 11월: 독일 뮌헨 공대
전자공학과 공학박사

1983년 3월~현재 중앙대학교 전자전기공학부 교수

<주관심분야: 반도체 공정 모델링, 나노전자소자
모델링>

신 동 훈(정회원)

1982년 동국대학교 물리학과
이학사1984년 동국대학교 물리학과
이학석사1999년 런던대학교 전기전자공학과
공학 박사1999년~현재 동국대학교 밀리미터파 신기술
연구센터 연구교수

<주관심분야: 밀리미터파 소자 및 회로 설계 제작>