

論文 90-27-3-11

Monte Carlo 모의실험에 의한 AlInAs/GaInAs 변조 도핑 구조에서의 Hot-Electron Transport에 관한 연구

(Monte Carlo Study of Hot-Electron Transport in AlInAs/GaInAs Modulation-Doped Structure)

金 忠 源,* 朴 成 鎬,** 金 庚 錫,*** 韓 百 亨****

(Choong Won Kim, Seong Ho Park, Koung Suk Kim, and Baik Hyung Han)

要 約

Γ 계곡의 nonparabolicity를 고려하여 $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 변조 도핑 구조에서의 hot-electron 전송을 Monte Carlo 방법으로 연구하였다. 계산결과로부터 nonparabolicity는 2차원 전자의 속도를 크게 감소시킴을 알 수 있었다.

Abstract

Monte Carlo simulation of hot-electron transport in $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ modulation-doped structure has been performed in which the nonparabolicity in Γ valley is taken into account. The calculated results show that the inclusion of the nonparabolicity effect results in a huge decrease in drift velocity.

I. 서 론

이종접합계에서 높은 전자 이동도를 얻을 수 있다는 사실이 알려지고 나서, 지난 10년동안 2차원 전자의 전송에 대한 연구가 실험적 또는 이론적으로 광범위하게 이루어져 왔다.^{[1],[2]} 많은 화합물 중에서 AlGaAs/GaAs 이종접합에 대한 연구가 가장 많이 이루어졌으나, 최근에는 높은 전자속도와 2차원 전자

가스밀도, 큰 전도대 불연속, 높은 peak-to-valley ratio 등의 장점뿐만 아니라 소자의 동작을 제한하는 지속적인 광전도 효과와 I-V 붕괴가 일어나지 않는다는 매력으로 인하여 격자정합 $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 계가 주목을 끌고 있다.^{[3],[4],[5],[6]}

이종접합계에서 전자는 계면에 수직인 방향으로 가속되기 때문에 부밴드가 형성된다. 이와 같이 한쪽 방향의 운동이 제한된 전자를 2차원 전자라 한다. 2차원 접자는 양자화되어 있으므로, 두개 이상의 부밴드가 점유되면, 3차원 전자의 경우에는 발생하지 않는 부밴드내 및 부밴드간 산란이 일어난다. 2차원 전자에 대한 산란률은 Price의 논문^[7]에 자세하게 기술되어 있다. Walukiewicz 등은^[8] Price가 유도한 식을 이용하여 해석적으로 AlGaAs/GaAs와 AlInAs/GaInAs 계에서의 전자의 이동도를 계산하였다. Yokoyama와 Hess는^[9] self-consistent 하게 부밴드를 계산하고, 이 부밴드 구조를 고려하여 Monte Carlo 모

*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 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Hanyang Univ.)

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

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

接受日字: 1989年 7月 12日

의 실험을 행하므로써 AlGaAs/GaAs 이중접합에서의 전자전송을 보다 정확하게 기술하였다. 최근에 Yoon 등은⁽¹⁰⁾ 삼각우물 근사로 얻은 부밴드와 시행파동함수를 이용하여 2차원 산란률을 유도하고, 단일입자 Monte Carlo 모의실험을 통하여 GaInAs/InP와 GaInAs/AlInAs에서의 2차원 전자의 전계-속도특성을 연구하였다.

전도대의 nonparabolicity를 고려하면 고려하지 않은 경우에 비하여 산란률이 $(1+2\alpha E(\vec{k}))$ 배로 증가하기 때문에 nonparabolicity가 큰 물질에서의 전자의 전송을 연구하는 경우에는 이를 고려하여야 한다. 그러나, 위의 연구에서는 이 영향을 고려하지 않았다. 최근에 Tanimoto들이⁽¹¹⁾ Γ 계곡의 nonparabolicity를 고려하여 AlGaAs/GaAs/AlGaAs 이중 이중접합에 형성된 2차원 전자의 전송을 self-consistent하게 구한 부밴드를 사용하여 연구하였으나, AlInAs/GaInAs에서의 전자의 전송에 이 인자가 미치는 영향은 아직 밝혀지지 않았다. GaAs보다 $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 의 nonparabolicity factor가 3배 정도 크므로 2차원 전자의 전송에 미치는 영향이 더욱 클 것으로 예상된다.

2절에서는 2차원 산란기구를 기술하고, 이를 이용한 Monte Carlo 모의실험은 3절에, 그리고 결과 및 결론은 각각 4절과 5절에 제시한다.

II. 2차원 산란기구

전도대의 nonparabolicity를 고려하면 n 번째 부밴드에 있는 2차원 전자의 에너지는 다음 식으로 주어진다.

$$E_n(\vec{k}) (1 + \alpha E_n(\vec{k})) = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} + \gamma_n \quad (1)$$

여기에서, α 는 전도대의 nonparabolicity factor로써 1.77 eV^{-1} 로⁽¹²⁾ 놓았다. 전자는 z 방향으로 구속된다고 가정하였으며, γ_n 은 다음 Schrödinger 방정식의 에너지 고유치이다.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] F_n(z) = \gamma_n F_n(z) \quad (2)$$

여기에서, $F_n(z)$ 는 envelope function이고, $V(z)$ 는 포텐셜 에너지이다. 정확한 $F_n(z)$ 와 γ_n 를 얻으려면 (2)식과 Poisson 방정식을 self-consistent 하게 풀어야 한다. 문제를 간단히 하기 위하여 $F_n(z)$ 와 γ_n 은 삼각우물 근사로 부터 구한 값들을 사용하였으며,⁽¹⁰⁾ 부밴드는 두개만 고려하였다.

전도대의 nonparabolicity를 고려할 경우 부밴드의 밑바닥 에너지는 다음 식으로 주어진다.⁽¹¹⁾

$$E_n(0) (1 + \alpha E_n(0)) = \gamma_n \quad (3)$$

극성광학포논에 의하여 m 번째 부밴드에 있는 전자가 n 번째 부밴드로 산란할 확률은⁽¹¹⁾

$$S_{mn}^{\text{pop}} = \frac{e^2 w_0 \cdot m^*}{8\pi \epsilon_0 \hbar^2} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \times \int \frac{H_{mn}(Q)}{Q} d\theta \cdot [1 + 2\alpha |E_m(\vec{k}) \mp \hbar w_0|] u(D) \quad (4)$$

여기에서

$$D = k^2 + \frac{2m^*}{\hbar^2} (\gamma_m - \gamma_n \mp \hbar w_0 |1 + 2\alpha E_m(k^2)| + |(\hbar w_0)^2|) \quad (5)$$

$$Q = [k^2 + D - 2k\sqrt{D} \cos\theta]^{1/2} \quad (6)$$

이고, N_0 는 광학포논 점유수로서 $1/(e^{\hbar w_0/k_B T} - 1)$ 이다. $\hbar w_0$ 는 광학포논 에너지로 34.8 meV , ϵ_∞ 와 ϵ_s 는 각각 광학 유전상수 (optical dielectric constant)와 정전 유전상수 (static dielectric constant)로 11.34 와 13.88 이다.⁽¹⁶⁾ $u(D)$ 는 계단함수를 나타낸다. $H_{mn}(Q)$ 는 부밴드간 결합계수로서 다음과 같이 쓰여진다.

$$H_{mn}(Q) = \int \int dz_1 dz_2 F_{mn}(z_1) F_{mn}(z_2) \exp(-|z_1 - z_2|Q) \quad (7)$$

여기에서 $F_{mn}(z) = F_m(z) F_n(z)$ 이다.

한편 음향산란률은 행렬요소가 Q 에 독립이기 때문에 m 번째 부밴드에서 n 번째 부밴드로의 산란률을 쉽게 유도할 수 있다.

$$S_{mn}^{\text{ac}} = \frac{m^* k_B T D_0^2}{\hbar^3 \rho S_l^2} \int F_m^2(z) F_n^2(z) dz \times [1 + 2\alpha E_m(\vec{k})] u [E_m(\vec{k}) - E_n(0)] \quad (8)$$

여기에서 D_0 는 변형포텐셜로써 9.2 eV , ρ 는 밀도로써 5.469 g/cm^3 , S_l 은 longitudinal 음속도로써 $4.742 \times 10^5 \text{ cm/s}$ 를 사용하였다.⁽¹⁶⁾

GaInAs와 같은 합금은 완전한 주기성에서 벗어나므로써 부가적인 산란이 일어난다. 이 산란을 합금 산란이라 하며 불순물산란과 마찬가지로 온도에 무관하기 때문에 낮은 온도에서 전자의 전송에 미치는 영향이 크다. 변형포텐셜에 기인한 음향산란과 합금산란은 모두 단거리 포텐셜 (short range potential)에 의한 것이므로 두 산란은 매우 유사하다. 그러므로, 합금산란은

$$S_{mn}^{\text{alloy}} = \frac{m^* \times (1-x) Q \Delta U}{\hbar^3} \int F_m^2(z) F_n^2(z) dz \times [1 + 2\alpha E_m(\vec{k})] u [E_m(\vec{k}) - E_n(0)] \quad (9)$$

여기에서 Ω 는 원시세포 (primitive cell)의 체적, x 는 Ga의 몰분율이고, ΔU 는 합금 무질서 포텐셜이다. $\Omega = 2.014 \times 10^{-22} \text{ cm}^3$ ^[10], $x = 0.47$, $\Delta U = 0.7 \text{ eV}$ ^[10]를 사용하였다.

변조도핑 이중접합 구조에서는 전하를 띤 산란중심이 두 종류있다. 하나는 우물내의 이온화된 불순물이고, 다른 하나는 우물밖의 도너이다. 전자에 의한 산란을 배경 불순물 산란 (background impurity scattering), 후자에 의한 산란을 원거리 불순물 산란 (remote impurity scattering)이라 한다. 여기에서는 Hess의 접근방법을 써서 두 종류의 불순물 산란률을 계산하며, 부밴드간 산란은 무시한다.^[12]

원거리 불순물 산란은

$$S_{\text{mm}}^{\text{rem}} = \frac{e^4 m^* N_{\text{R}}}{8\pi \hbar^3 (\epsilon_s \epsilon_0)^2} \int_0^\pi \frac{\exp(-4k z_{\text{om}} \sin\theta) \sin\theta d\theta}{k(2k \sin\theta + \Lambda_m)^2} \times [1 + 2\alpha E_m(\vec{k})] u [E_m(\vec{k}) - E_m(0)] \quad (10)$$

여기에서, z_{om} 는 m번째 부밴드에서 도핑된 층으로부터 전자를 발견할 확률이 가장 높은 점까지의 거리이다. N_{R} 는 원거리 불순물 밀도이고, k 는 2차원 파동벡터의 크기이며, Λ_m 는 2차원적 차폐상수로 $\Lambda_m = 2/a_m^*$ 로 주어진다. a_m^* 는 m번째 부밴드에서의 유효 Bohr 반경이다. spacer의 두께에 따라 이온화된 불순물과 전자와의 거리가 달라지므로 원거리 불순물 산란률이 변하게 되는데, z_{om} 을 ($z_{\text{om}} + \text{spacer}$ 의 두께)로 바꾸면 spacer의 영향을 고려할 수 있다.

배경 불순물 N_{B} 에 의한 산란률은

$$S_{\text{mm}}^{\text{bkr}} = \frac{e^4 m^* N_{\text{B}}}{8\pi \hbar^3 (\epsilon_s \epsilon_0)^2} \int_0^\pi \frac{\sin\theta d\theta}{k(2k \sin\theta + \Lambda_m)^2} \times [1 + 2\alpha E_m(\vec{k})] u [E_m(\vec{k}) - E_m(0)] \quad (11)$$

서론에서 언급한 바와 같이 산란율에 대한 식에는 $1 + 2\alpha E_m(\vec{k})$ 항이 공통적으로 곱해져 있어 전도대의 nonparabolicity를 고려하지 않은 경우보다 산란율이 증가할 것이 예상된다. 또한, 전자의 에너지가 높으면 높을수록 이 인자가 2차원 전자의 전승에 미치는 영향도 커질 것으로 생각된다.

그림 1은 각 부밴드와 각 계곡에서의 총산란율을 나타낸 것이다. 각 부밴드와 총산란율에 0.5eV 이상에서 물결무늬가 생기는 것은 각 부밴드와 L 또는 X 계곡간의 에너지 차가 다르기 때문이며, 낮은 에너지에서 peak가 생기는 것은 불순물 산란 때문이다.

III. Monte Carlo 모의실험

$\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ 이중접합 계면에서의

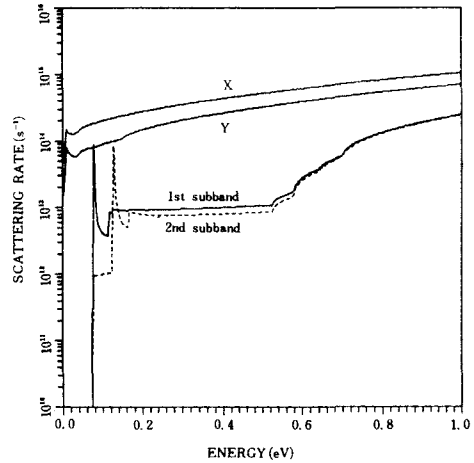


그림 1. $T = 300\text{K}$, $n_s = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ 인 경우의 총산란율
Fig. 1. Total scattering rate for $n_s = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ at $T = 300\text{K}$.

hot-electron 전승에 대한 Monte Carlo 모의실험은 벌크에서의 것과 유사하다.^[14] 전자의 전승에 적용되는 Monte Carlo 방법은 통상 난수를 이용하여 확률적으로 Boltzmann 방정식의 해를 구하는 방법을 의미한다. 미시적 관점에서 보면 반도체내의 전자는 자유비행과 산란을 반복하면서 운동을 한다. 자유비행 시간, 자유비행을 방해하는 산란의 종류와 산란후의 전자의 상태 등은 random하므로 이들을 난수를 써서 결정하고, 이 양들을 충분한 시간동안 기록하여 원하는 물리량들을 끌어낸다. 2절에서 유도한 식들을 써서 전자의 에너지에 해당하는 산란률을 계산하고, 난수를 사용하여 자유비행시간을 결정한 후 또 다른 난수를 발생시켜 자유비행을 종료시키는 산란의 종류를 정한다(산란률이 큰 산란이 많이 일어나도록). 산란의 종류가 결정되면 유도한 식과 파동벡터로부터 전자의 에너지를 구하고 또 다른 난수를 써서 전자의 상태를 결정한다.

계면을 따라 균일한 전계가 y 방향으로 인가된 것으로 가정하였고, Γ 계곡에서 부밴드 두개를 고려하였다. L과 X 계곡에서는 전자의 유효질량이 크고, 이 계곡들로 전자가 전이하는 경우는 높은 전계가 인가된 경우이다. 이런 상황에서는 양자효과가 적기 때문에 2차원 전자를 3차원 전자로 근사시킬 수 있다. 즉, L과 X 계곡에서의 산란은 벌크에서의 산란과 같다.

계면에 수직인 방향으로의 전계는 계면으로부터의 거리의 함수이므로, Poisson 방정식과 Schrödinger

방정식을 self-consistent 하게 풀어야 정확한 파동함수 수를 얻을 수 있으나 문제를 간단히 하기 위하여 삼각파동 함수 근사로 부터 구한 시행파동함수를 사용하였다. 시행파동함수를 사용하면 2 절에서 유도한 산란율을 closed form 으로 얻을 수 있다.^[13]

각 부밴드에 있는 전자는 14 종류의 산란을 일으킨다고 생각했다. 산란기구는 방출과 흡수에 대한 4개의 극성 광학 포논산란(부밴드내와 부밴드간), 부밴드내와 부밴드간 음향 포논산란, 부밴드내와 부밴드간 합금산란, 원거리와 배경 불순물 산란, L과 X 계곡으로의 4개의 비등가 계곡간 산란(nonequivalent intervalley scattering)를 포함한다.

L과 X 계곡사이의 비등가 계곡간 산란과 L과 X 계곡내에서 일어나는 등가 계곡간 산란(equivalent intervalley scattering)에 대한 모델은 Fawcett들의^[14] 것과 같다. 그러나, Γ 계곡의 각 부밴드에서 L이나 X 계곡으로의 천이(또는 그 반대)에 대해서는 Γ 계곡의 부밴드 구조를 고려하도록 그들의 접근방식을 약간 수정하였다. 즉, L이나 X 계곡에서 Γ 계곡의 부밴드로 천이할 때, 최종상태의 부밴드는 에너지가 보존되면 동등한 확률로 선택되어지도록 난수를 써서 결정하였다. 계곡간 변형포텐셜(intervalley deformation potential)은 벌크와 같은 값을 썼다.

IV. 결과 및 검토

Monte Carlo 모의실험을 그림 2에 보인 이중접합 구조에 대하여 행하였다. spacer가 없는 구조를 택한 것은 본 논문의 결과를 이용하여 공핍형 $Al_{0.48}In_{0.52}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ MODEFT의 전류-전압 특성을 해석하고자 하기 때문이다. 여기에서, 원거리 불순물 밀도 N_R 은 $2 \times 10^{18} cm^{-3}$ 이고, 배경 불순물 밀도

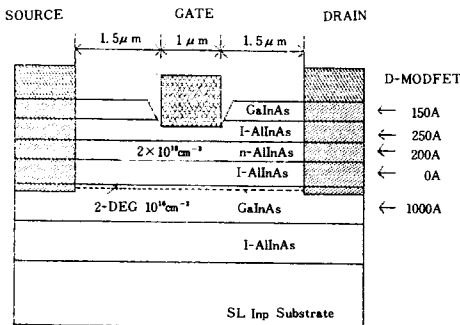


그림 2. MODFET의 구조
Fig. 2. Structure of MODFET.

N_B 는 $10^{16} cm^{-3}$ 이다. 그리고 2 차원 전자가스 밀도 n_s 는 $10^{12} cm^{-2}$ ($T=300K$)와 $5 \times 10^{11} cm^{-2}$ ($T=77K$)이다.

그림 3에 $T=300K$ 에서 2 차원 전자의 전계-속도 특성을 $N_d=10^{18} cm^{-3}$ 인 벌크의 것과 비교하였다. Γ 계곡의 nonparabolicity를 무시한 경우에는 임계속도가 벌크의 것과 비슷하지만, nonparabolicity를 고려하면 산란율이 $(1+2\alpha E(k))$ 배로 증가하기 때문에 전자의 속도가 전반적으로 감소함을 볼 수 있다. 특히, $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 에서는 nonparabolicity가 $1.77 eV^{-1}$ 로 매우 크기 때문에 속도가 큰 폭으로 감소하게 되며, 전계-속도 곡선이 오른쪽으로 이동한다. 따라서, Γ 계곡의 nonparabolicity의 고려는 임계속도를 감소시키고, 임계전계는 증가시키게 된다. 임계전계 이하의 전계에서는 2 차원 산란율이 3 차원 산란율보다 낮아 2 차원 전자의 속도가 벌크에서의 속도보다 높다. 이 범위의 전계에서는 보다 높은 계곡으로의 천이는 일어나지 않는다. 하지만, 전계가 임계전계보다 높아지면, Γ 계곡의 부밴드에 점유되어 있던 전자들이 보다 높은 계곡으로 천이하기 시작하는 데, 부밴드 구조 때문에 벌크에서 보다 쉽게 천이한다. 따라서, 임계전계 이상에서는 벌크에서 보다 급격하게 속도가 감소하게 된다.

그림 4는 $T=77K$ 에서 2 차원 전자의 속도를 $N_d=3.5 \times 10^{17} cm^{-3}$ 인 벌크의 것과 비교한 것이다. $T=300K$ 에서와 마찬가지로 Γ 계곡의 nonparabolicity가 2 차원 전자의 전송에 미치는 영향이 매우 큼을 알 수

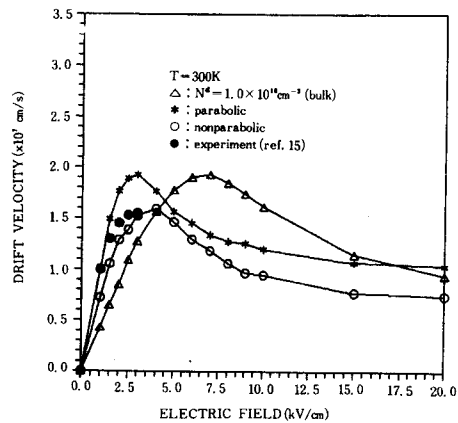


그림 3. $T=300K$ 에서 $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 이중접합과 $N_d=10^{18} cm^{-3} Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 에서의 속도-전계 특성
Fig. 3. Drift velocity-field characteristics of $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterojunction and $N_d=10^{18} cm^{-3} Ga_{0.47}In_{0.53}As$ at $T=300K$.

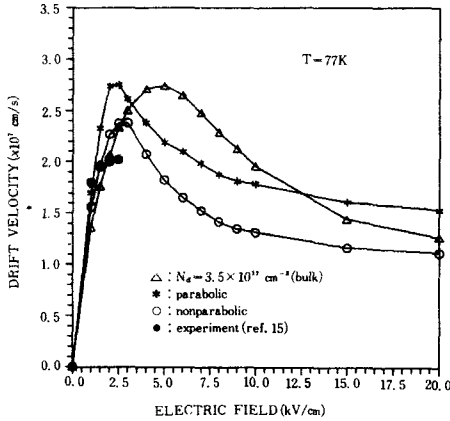


그림 4. T=77K에서 $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 이종접합과 $N_d = 3.5 \times 10^{18} cm^{-3} Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 에서의 속도-전계특성
 Fig. 4. Drift velocity-field characteristics of $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterojunction and $N_d = 3.5 \times 10^{18} cm^{-3} Ga_{0.47}In_{0.53}As$ at T=77K.

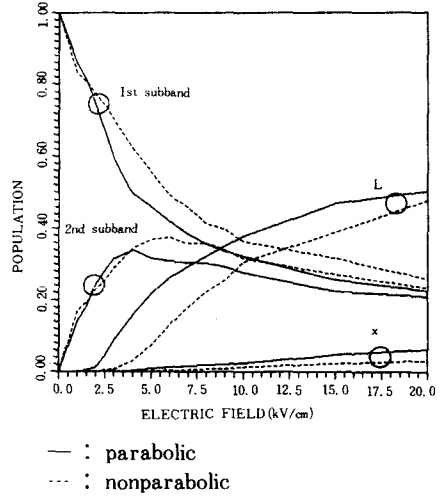


그림 5. T=300K, $n_s = 1 \times 10^{12} cm^{-2}$ 인 경우 전계에 따른 점유율
 Fig. 5. Population vs field for $n_s = 1.0 \times 10^{12} cm^{-2}$ at T=300K.

있다. Γ 계곡의 nonparabolicity를 고려한 경우나 고려하지 않은 경우나 임계전계가 벌크에서의 것보다 낮아지므로 저전계 속도는 벌크에서의 속도보다 높아진다. 이것은 이종접합계가 고속소자에 적합하다는 것을 의미한다.

그림 3과 4에서 ●는 80Å의 spacer가 있을 때의 실험결과^[15]로 Γ 계곡의 nonparabolicity를 고려한 계산결과와 보다 잘 일치함을 볼 수 있다. 실험결과를 임계전계까지만 표시한 것은 참고문헌^[15]에서 전류의 불안정으로 이 전계까지만 속도를 측정해 놓았기 때문이다.

각 계곡의 점유율을 그림 5에 보였다. 이 그림은 낮은 전계에서는 대부분의 전자들이 첫번째 부밴드에 점유되어 있음을 보여준다. 인가한 전계가 증가함에 따라 두번째 부밴드의 점유율이 증가한다. 좀 더 높은 전계가 인가되면 전자들은 L계곡, 그런후에 X계곡으로 천이하기 시작한다. 보다 높은 계곡의 산란률이 Γ 계곡의 산란률보다 높고, 더우기 유효질량이 크기 때문에 전계가 증가함에 따라 계곡의 점유율과 속도가 감소하게 됨을 의미한다. Nonparabolicity를 고려하면, 부밴드에서의 산란률이 크게 증가되기 때문에 계곡의 점유율(첫번째 부밴드와 두번째 부밴드 점유율의 합)이 고려하지 않은 경우보다 증가한다. 결국 보다 높은 계곡으로의 천이가 덜 일어나게 되며, 따라서 임계속도는 낮아지고 임계전계가 증가하게 된다. 그림 6은 $N_d = 10^{17} cm^{-3}$ bulk에서의 각 계곡의 점

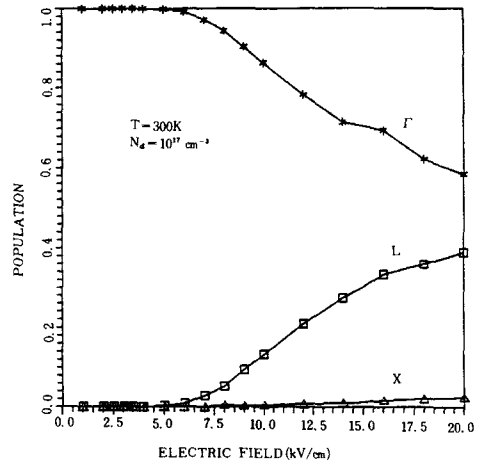


그림 6. T=300K에서 $N_d = 10^{17} cm^{-3} Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 에서의 점유율
 Fig. 6. Population in $N_d = 10^{17} cm^{-3} Ga_{0.47}In_{0.53}As$ at T=300K.

유율을 나타낸 것이다. 그림 5와 6을 비교하여 보면 양자효과(부밴드 구조의 형성)로 인하여 2차원 전자가 보다 높은 계곡으로 천이할 확률이 3차원 전자의 확률보다 매우 높다는 것을 알 수 있다.

V. 결 론

본 논문에서는 Γ 계곡의 nonparabolicity를 고려하여

2 차원 전자에 대한 극성 광학 포논산란, 음향산란, 합금산란, 원거리와 배경 불순물 산란률을 유도하였다. 유도한 식들을 사용하여, $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ 변조도핑 구조에서의 hot-electron 전송을 Monte Carlo 방법으로 연구하였다. 부밴드 구조로 인하여 전자가 보다 높은 계곡으로 쉽게 전이할 수 있기 때문에 임계속도는 벌크의 것보다 낮았으나, 저전계 속도는 벌크의 것보다 매우 높았다. 이로 미루어 변조도핑 구조가 고속소자에 더 유용하리라 생각한다.

Γ 계곡의 nonparabolicity는 2 차원 전자의 산란률을 $(1+2\alpha E(\vec{k}))$ 배로 증가시키기 때문에 고려하지 않은 경우에 비하여 전자의 속도가 크게 감소하였으며, 전계-속도 곡선이 오른쪽으로 전이하였다. Γ 계곡의 nonparabolicity가 큰 III-V 족 화합물들로 만들어진 이 종점합에서의 hot-electron 전송에는 이 영향을 고려하여야 할 것이다.

参 考 文 献

[1] H.L. Stormer, A.C. Gossard and W. Wiegmann, "Observation of intersubband scattering in a 2-dimensional electron system," *Solid State Commu.*, vol. 41, no. 10, pp. 707-709, 1982.

[2] Y. Takeda and A. Sasaki, "Calculated electron mobility of two-dimensional electrons in AlInAs/InGaAs and InP/InGaAs single heterostructures," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 24, no. 10, pp. 1307-1311, 1985.

[3] C.Y. Chen, A.Y. Cho, K.Y. Cheng, T.P. Pearsall, P. O'connor and P.A. Garbinski, "Depletion mode modulation doped $Al_{0.48}In_{0.52}As-Ga_{0.47}In_{0.53}As$ heterojunction field effect transistors," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-3, no. 6, pp. 152-155, 1982.

[4] R. Fisher, T.J. Drummond, J. Klem, W. Kopp, T.S. Henderson, D. Perrachione, and H. Morkoc, "On the collapse of drain I-V characteristics in modulation-doped FET's at cryogenic temperature," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-31, no. 8, pp. 1028-1032, 1984.

[5] T.J. Drummond, W. Kopp, R. Fisher, H. Morkoc, R.E. Throne, and A.Y. Cho, "Photoconductivity effects in extremely high mobility modulation-doped (Al, Ga) As/GaAs heterostructures," *J. Appl. Phys.* vol. 53, no. 2, pp. 1238-1240, 1982.

[6] T. Itoh, T. Griem, G.W. Wicks, L.F. Eastman, "Sheet electron concentration at the heterointerface in $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$ modulation-doped structures," *Electronics Lett.*, vol. 21, no. 9, pp. 373-374, 1985.

[7] P.J. Price, "Two-dimensional electron transport in semiconductor layers," *Annals of Phys.*, vol. 133, pp. 217-239, 1981.

[8] W. Walukiewicz, H.E. Ruda, J. Lagowski and H.C. Gatos, "Electron mobility in modulation-doped heterostructures," *Phys. Rev. B*, vol. 30, no. 8, pp. 4571-4582, 1984.

[9] K. Yokoyama and K. Hess, "Monte Carlo study of electronic transport in $Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs$ single-well structures," *Phys. Rev. B*, vol. 33, no. 8, pp. 5595-5606, 1986.

[10] K.S. Yoon, G.B. Stringfellow and R.J. Huber, "Monte Carlo calculation of velocity-field characteristic in GaInAs/InP and GaInAs/AlInAs single-well heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 62, no. 5, pp. 1931-1936, 1987.

[11] H. Tanimoto, N. Yasuda, K. Taniguchi, and C. Hamaguchi, "Monte Carlo study of hot electron transport in quantum wells," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, no. 4, pp. 563-571, 1988.

[12] K. Hess, "Impurity and phonon scattering in layered structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35, no. 7, pp. 484-486, 1979.

[13] 김충원, AlInAs/GaInAs 변조 도핑 전계효과 트랜지스터에 관한 연구, 박사학위논문, 한양대학교, 1988.

[14] W. Fawcett, A.D. Boardman, and S. Swain, "Monte Carlo determination of electron transport properties in Gallium Arsenide," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 31, pp. 1963-1990, 1970.

[15] W.P. Hong, P.K. Bhattacharya, "High-field transport in InGaAs/InAlAs modulation-doped heterostructures," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-34, no. 7, pp. 1491-1495, 1987.

[16] S.R. Ahmed, B.R. Nag, and M. Deb Roy, "Hot-electron transport in $In_{0.53}Ga_{0.47}As$," *Solid State Electronics*, vol. 28, no. 12, pp. 1193-1197, 1985.

[17] C.K. Sarkar, R.J. Nicholas, J.C. Portal, M.

Razeghi, J. Chevrier, and J. Massies, "Effective masses and nonparabolicity in $Ga_{0.47}In_{0.53}As$," J. Phys. C: Solid State Phys., vol. 18, pp. 2667-2676, 1985.

"The alloy scattering potential from mobility analysis in $Ga_{0.47}In_{0.53}As$," J. Phys. C : Solid State Phys., vol 19, L173-L175, 1986.

[18] P.K.Basu, D.Chattopadhyay, and C.K. Sarkar,

著 者 紹 介

金 忠 源 (正會員) 第25卷 第10號 參照
현재 조선대학교 컴퓨터공학과 조교수

朴 成 鎬 (正會員) 第27卷第 3 號 參照
현재 한양대학교 대학원 전자공학과 박사과정

●
金 庚 錫 (正會員) 현재 조선대학교 기계설계학과 교수

●
韓 百 亨 (正會員) 第27卷 第 3 號 參照
현재 한양대학교 물리학과 교수