

이온 주입시킨 n형 실리콘 반전층에 대한 전자상태의 Self-Consistent 계산

(Self-consistent Calculation of Electronic States in Implanted n-Type Silicon Inversion Layers)

金 忠 源*, 韓 百 亨*

(Choong Won Kim and Baik Hyung Han)

要 約

이온주입시킨 n형 실리콘 반전층의 전자상태를 Schrodinger 방정식과 Poisson 방정식을 self-consistent 하게 풀어 계산하였다. 결과는 이온주입이 n형 실리콘 반전층의 에너지 준위, 점유와 전자분포에 큰 영향을 미침을 보였다. 계산한 channel charge는 다른 논문에 보고된 실험결과와 잘 일치하였다. 이 해석은 이온 주입한 n-channel MOST의 performance를 평가하는데 강력한 수단이 될 수 있다.

Abstract

The electronic states in implanted n-type silicon inversion layers have been calculated by solving Schrodinger and Poisson's equations self-consistently. The results show that implantation affects seriously energy levels, populations, and electron distribution of n-type silicon inversion layers. The calculated channel charge is in excellent agreement with the experimental data reported elsewhere. This analysis is expected to provide powerful means to evaluate the performance of implanted n-channel MOSTs.

I. 서 론

현대의 반도체 소자, 예를 들면 metal-oxide-semiconductor transistor (MOST), high-electron-mobility transistor (HEMT), heterojunction bipolar transistor (HBT) 등은 계면(interface)에서 일어나는 물리적 현상을 이용하고 있다. n-channel MOST의 경우, 실리콘과 산화규소의 일함수 차와 게이트 전계에 의해 실리콘-산화규소 계면에 좁은 potential well이 형성되며, 여기에 전자들이 구속된다. 이 전자

들이 반전층을 이루며 전도에 기여한다. 반전층의 전하분포는 파동함수에 의해 결정되고, 파동함수는 potential well의 기울기, 전도대의 불연속, Fermi 준위의 위치 및 점유등에 영향을 받는다. 반도체 소자의 전기적 특성은 반전층의 전자상태에 의존한다. 소자의 크기가 작아질 수록, 또한 반전층의 전하가 많아질 수록 양자효과가 현저하게 나타나기 때문에 소자의 전기적 특성을 정확하게 결정하기 위해서는 반전층을 양자역학적으로 취급하여야 한다.

n형 실리콘 반전층에 대한 양자역학적 취급은 Howard와 Stern^[1]에 의해 처음으로 이루어졌다. 그 후 Duke,^[2] Pals^[3] 및 많은 사람들이 이 연구에 참여하였다. 최근에는 Landwehr와 Bangert^[4]가 p형 실리콘

*正會員, 漢陽大學科 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Hanyang Univ.)
接受日字: 1987年 9月 22日

반전층(n형 실리콘 기판)의 subband를, Moglestue^[6]가 MOST의 전자와 정공분포를 Schrodinger의 파동방정식과 Poisson 방정식을 반복적으로 풀어 계산하였다. 그러나, 이들은 모두 기판의 불순물 농도가 균일하다고 가정하였다. Bacarani와 Wordeman^[6]은 불균일한 불순물 분포를 갖는 MOST의 channel capacitance와 전하 분포를 고전역학과 양자역학적으로 구하였다. 하지만 이들은 가장 낮은 준위만 점유된다는 가정 하에 변분법을 사용하여 반전층을 양자역학적으로 취급하였으나, 이온 주입 에너지에 따른 불순물 분포는 고려하지 않았다.

최근들어 반도체 제작 기술의 발달로 very large scale integrated circuit (VLSI)를 구성하는 MOST의 크기가 submicron 이하가 됨에 따라 high-resistivity substrate의 장점을 살리고, 문턱전압의 변화와 punch through를 막기 위하여 이온 주입이 많이 사용되고 있다. 얇은 이온주입은 문턱전압의 기판의존성을 줄이기 위하여 사용되고, 깊은 이온 주입은 punch through 전압을 높이기 위하여 사용된다. 이온 주입 후의 불순물 분포는 이온 주입 에너지, dose, 산화규소의 두께, annealing 시간과 온도 등에 따라 결정된다. 불순물 분포는 전위분포에 전위분포는 곧바로 반전층의 양자상태에 영향을 미친다.

본 논문에서는 이온 주입시킨 n형 실리콘 반전층의 에너지 준위, 점유와 전하분포 등을 Schrodinger와 Poisson 방정식을 self-consistent하게 풀어 결정하고, 또한 이 결과를 이온 주입시키지 않은 실리콘 반전층의 전자상태와 비교함으로써 이온 주입이 반전층의 전자 구조에 미치는 영향을 살펴 보고자 한다.

다음 절에서는 계산과정을 기술하고, III 절에서는 계산 결과를, IV 절에서는 결론을 제시한다.

II. 계산과정

1. 방정식

실리콘 반전층의 전자상태는 MOST, 특히 강한 반전 및 낮은 온도에서 동작시키는 MOST를 설계하고 해석하는 데 매우 중요하다. 이를 가장 정확히 계산하는 방법은 Schrodinger 파동 방정식과 Poisson 방정식을 self-consistent하게 푸는 것이다.

n-channel MOST(p형 기판)의 게이트에 양의 전압을 인가하면 그림 1에 보인 것처럼 에너지 밴드가 아래로 휘어지게 되고, 이 때 전도대가 bulk에서의 Fermi 준위에 가까워지거나 밑으로 내려가게 되면, 실리콘-산화규소 계면에 전자들이 모여 반전층이 형성된다. (100) 실리콘 반전층 내의 전자의 envelope func-

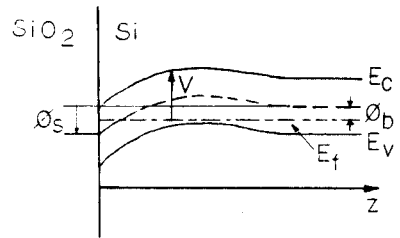


그림 1. 불균일한 불순물 분포를 갖는 n형 반전층의 에너지

Fig. 1. Energy band diagram for a n-type Si inversion layer on nonuniform substrate.

tion $\xi_{ij}(z)$ 는 (2)식과 함께 Schrodinger 방정식을 만족한다.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_z^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \xi_{ij}(z) = E_{ij} \xi_{ij}(z) \quad (1)$$

$$E_{ij}(\mathbf{k}) = E_{ij} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*} \quad (2)$$

여기서, m_z^* 는 계면에 수직으로 운동하는 전자의 유효질량, m_x^* 와 m_y^* 는 각각 계면에 평행인 x와 y방향으로 운동하는 전자의 유효질량, $V(z)$ 는 위치에너지, $\xi_{ij}(z)$ 는 j번째 subband에 있는 전자의 규정화된 파동함수이고, E_{ij} 는 j번째 subband의 밑바닥 에너지이다. k_x 와 k_y 는 각각 파동벡터 \vec{k} 의 x와 y 성분이다. 파동함수와 에너지에 쓰인 첨자i는 ladder 번호이고, m_x^* 가 다르면 다른 ladder가 대응된다. (111)표면은 모든 valley가 표면에 대해 모두 같은 방향이기 때문에 단 하나의 ladder를 갖으나, (100)과 (110)표면은 두개의 서로 다른 유효질량을 갖기때문에 각각 두개의 ladder를 갖는다.^[11] (100)실리콘 반전층에 사용된 변수들을 표 1에 실었다.

표 1. (100) 실리콘 반전층 계산에 사용된 변수
Table 1. Parameters used in the calculation for a (100) silicon inversion layer.

	변 수	Ladder 1	Ladder 2
Valley degeneracy	g_v	2	4
Normal mass	m_z^*	0.916 m_0	0.190 m_0
Density-of-state mass	m_d	0.190 m_0	0.417 m_0

m_0 : 전자의 정지 질량

(1)식에 있는 위치 에너지 $V(z)$ 는 Poisson 방정식

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{e^2}{\epsilon_s \epsilon_0} \left[N(z) + \sum_{ij} N_{ij} |\xi_{ij}(z)|^2 \right], \quad 0 \leq z \leq Z_d \quad (3a)$$

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = 0, \quad Z_d \leq Z \quad (3b)$$

의 해이다. 여기서, ϵ_s , Z_d 와 e 는 각각 반도체의 유전 상수, 공핍층의 두께 및 기본전하이고, $N(z)$ 는 불순물 농도이다. N_{ij} 는 ladder i 의 j 번째 subband에 있는 전자의 농도로 Fermi-Dirac 통계를 사용하면 아래식처럼 주어진다.

$$N_{ij} = D_{os} \cdot \ell_n \{ 1 + \exp[(E_f - E_{ij})/kT] \} \quad (4)$$

$$D_{os} = g_v \cdot m_a \cdot kT / \pi \hbar^2 \quad (5)$$

여기서, g_v 는 valley degeneracy 이고, $m_a = \sqrt{m_x^* m_y^*}$ 로 density-of-state effective mass 이고, E_f 는 Fermi 에너지, k 는 Boltzmann 상수, T 는 온도이다.

구속상태에 대해 관심이 있으므로 파동함수에 대한 경계조건은 $\xi_{ij}(0) = 0$ 와 $\xi_{ij}(\infty) = 0$ 으로 택했다. 계면에서 파동함수가 사라지는 것으로 가정된 것은 구속상태인 경우, E_{ij} 값이 수직에서 수백 meV 인 것에 비해 계면에 생기는 전도대의 불연속은 대략 3.2 eV 정도이므로 계면에 무한 전위장벽이 있는 것으로 볼 수 있기 때문이다.

위치 에너지는 Poisson 방정식과 $V(0) = 0, dV(z)/dz|_{z=0} = F_s$ 와 $dV(z)/dz|_{z=\infty} = 0$ 의 경계조건으로부터 결정할 수 있다. F_s 는 반도체 표면에서의 전계의 세기로 반전층의 전하와 공핍전하를 알면 (14) 식으로부터 계산할 수 있다.

계면에 수직인 방향으로는 전류가 흐르지 않는다는 가정하에 Fermi 준위를 일정하다고 놓았다. 계면에서 위치에너지를 zero로 두었기 때문에 이 기준 에너지에 대한 Fermi 준위를 결정하여야 N_{ij} 를 구할 수 있다. Fermi 준위는 (6)식을 수치적으로 풀어 결정한다.

$$N_{inv} = \sum_{ij} N_{ij} \quad (6)$$

2. 공핍층 폭 및 공핍 전하밀도 계산

a) 이온 주입한 경우

이온 주입은 MOST의 문턱전압을 조절하고 punch through를 방지하기 위하여 널리 사용되어 왔다. 이온 주입한 후의 불순물 분포는 투사범위 R_p 와 표준편차 σ_p 로 특성지워지는 Gaussian 분포로 근사화시킬 수 있다.

$$N(z) = N_A + \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} \exp\left[-\left(\frac{z-R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right)^2\right] \quad (7)$$

여기에서, Q 는 dose, N_A 는 기판의 균일한 농도이다.

Dose로는 붕소를 사용했고 R_p 와 σ_p 는 Selberherr와 Guerrer^[7]가 제안한 간단한 다항식 fitting을 이용했다. 두께가 T_{ox} 인 산화규소가 덮여있는 상태에서 이온 주입을 하는 경우에는, R_p 를 실리콘의 내부 등가범위 R_p' 으로 바꾸어야 한다. R_p' 은 근사적으로 다음과 같이 주어진다.

$$R_p' = R_p(1 - T_{ox}/R_{pox}) \quad (8)$$

여기서, R_{pox} 는 산화규소의 투사범위이다. 본 연구에서는 산화규소가 덮여있는 상태에서 이온주입했다고 가정했으며, annealing 시의 확산에 의한 불순물의 재분포는 고려하지 않았다.

불순물이 완전히 이온화된다고 가정하면 공핍층에 걸리는 전위차는 Poisson 방정식

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{eN(z)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (9)$$

를 두번 적분하면 구할 수 있다.^[8] 강한 반전층이 형성되기 시작할 때의 공핍층의 폭을 Z_d 라 하면 실리콘 표면전위 ϕ_s 는 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{aligned} \phi_s = \frac{eQR_p}{2\epsilon_s \epsilon_0} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{Z_d - R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right) \right\} \\ + \frac{eQ\sigma_p}{\sqrt{2\pi}\epsilon_s \epsilon_0} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right)^2\right] \right. \\ \left. - \exp\left[-\left(\frac{Z_d - R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right)^2\right] \right\}, \quad 0 \leq Z_d \leq D \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} \phi_s = \frac{eQR_p}{2\epsilon_s \epsilon_0} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{D - R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right) \right\} \\ + \frac{eQ\sigma_p}{\sqrt{2\pi}\epsilon_s \epsilon_0} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right)^2\right] \right. \\ \left. - \exp\left[-\left(\frac{D - R_p}{\sqrt{2}\sigma_p}\right)^2\right] \right\} \\ + \frac{qN_A(Z_d^2 - D^2)}{\epsilon_s \epsilon_0}, \quad D \leq Z_d \end{aligned} \quad (10b)$$

여기서, $\phi_s = 2 \cdot kT/g \cdot \ell_n(N_A/n_i)$ 로 강한 반전이 생기는 데 필요한 공핍층에 걸리는 최소 전위차이며, n_i 는 전성 운송자 농도, D 는 이온 주입깊이이다. $0 \leq Z_d \leq D$ 인 경우에는 N_A 를 무시하였다. Z_d 는 (10)식에 Newton's method를 적용하여 수치적으로 구한다. Z_d 가 결정되면 공핍 전하밀도, N_{dep} 는 다음처럼 주어진다.

$$N_{dep} = \int_0^{Z_d} N(z) dz \quad (11)$$

b) 불순물 농도가 균일한 경우

강한 반전이 일어나면 공핍층의 두께는 게이트 전압

에 관계없이 일정하다¹⁰⁾고 가정하면 Z_d 와 N_{dep} 는 다음 식으로 주어진다.

$$Z_d = (2\epsilon_s \epsilon_0 \phi_s / N_A)^{1/2} \quad (12)$$

$$N_{dep} = N_A \times Z_d \quad (13)$$

a)와 b)에서 기술한 바와 같이 N_{dep} 를 계산하고 N_{inv} 를 주면 Poisson 방정식의 경계조건으로 사용되는 실리콘 표면에서의 전계 F_s 는

$$F_s = e(N_{inv} + N_{dep}) / \epsilon_s \epsilon_0 \quad (14)$$

로 표현된다.

3. Self-consistent 계산

(1), (3)과 (6)식들은 서로 결합되어 있으므로 반복법으로 해를 구한다. 먼저 위치 에너지 $V(z)$ 를 초기치로 하여 (1)식을 풀어 E_{ij} 와 $\zeta_{ij}(Z)$ 를 계산한 후, E_{ij} 를 (6)식에 대입하여 Fermi level, E_F 를 결정 하면 (4)로부터 N_{inv} 를 구할 수 있다. 이 N_{inv} 와 (1)식으로 부터 구한 $\zeta_{ij}(Z)$ 를 (2)와 (3)식에 대입하여 풀면 개선된 $V(z)$ 를 얻을 수 있다. 위의 반복을 self-consistent 해를 얻을 때까지 계속한다. 수렴조건으로는 Schrodinger 방정식의 에너지 고유치에 대해서 상대오차로 $2.0 \times 10^{-6} eV$ 를, 위치 에너지에 대해서는 상대오차로 $2.0 \times 10^{-7} eV$ 를 주었다.

현 program에서는 에너지 준위 수를 20개로 제한하였으나 300K에서 동작하는 실리콘 반전층의 해석에는 충분하다. Schrodinger 방정식은 Numerov iteration scheme¹¹⁾으로 풀었으며, 사용한 grid는 Herman과 Skillmann¹²⁾이 원자구조를 계산할 때 사용한 것과 유사하다. Schrodinger 방정식을 처음 풀 때 사용한 초기 potential은 Poisson 방정식에 Boltzmann통계를 적용하여 얻었고, 초기 에너지 고유치는 (15)식처럼 triangular potential 근사로 부터 구한 값을 썼다.

$$E_{ij} = \left(\frac{\hbar^2}{2m_j^*} \right)^{1/2} \left[\frac{3}{2} \pi e F_s \left(j - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad j=1,2,3,\dots \quad (15)$$

계면에 대한 등에너지 ellipsoid의 방향에 따라 m_j^* 가 다르므로 각 j 에 대해 E_{ij} 는 하나 또는 두개가 대응된다.

현 program은 (100)방향의 n형 실리콘 반전층에 대한 것이지만 변수를 바꾸어 주면 (110), (111)방향에 대해서도 계산할 수 있을 뿐만 아니라 실리콘-산화규소 계와 유사한 이종접합에도 적용할 수 있다.

III. 계산결과

300K에서 이온 주입이 (100) 실리콘 반전층의 전자

상태에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 $N_A = 7.0 \times 10^{16} cm^{-3}$, $T_{ox} = 92 \text{ \AA}$ 인 n-channel MOST에 이온 주입하지 않은 경우와, 주입 에너지를 5KeV에서 45KeV까지 5KeV씩 변화시키면서 이온 주입한 경우에 대하여 Schrodinger과동 방정식과 Poisson 방정식을 self-consistent하게 풀었다. 이온 주입시에는 dose로 붕소를 사용하였고 $Q = 6.0 \times 10^{11} cm^{-2}$ 으로 놓았다.

그림 2에 $N_{inv} = 1.0 \times 10^{12} cm^{-2}$ (게이트 전압 0.5V에 해당)일때 이온 주입하지 않은 실리콘 반전층의 각 ladder의 가장 낮은 두 준위에 해당하는 전자의 파동함수수를 보였다. 그림에서 알 수 있듯이 second ladder의 전자가 first ladder의 전자 보다 넓게 분포한다.

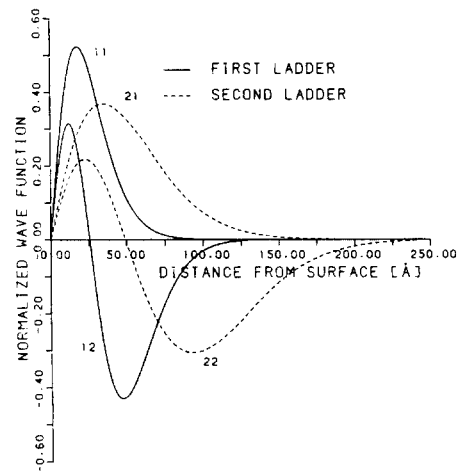


그림 2. 규정화된 파동함수

Fig. 2. Normalized wavefunction.

이온 주입하지 않은 반전층의 고전역학과 양자역학적인 전자 분포와 이온 주입한 반전층의 양자역학적인 전자분포를 그림 3에 나타냈다. 전자밀도가 최대가 되는 점이 고전역학적으로 취급한 경우에는 계면인 반면, 양자역학적으로 취급한 경우에는 계면에서 떨어져 있음을 알 수 있다. 이온 주입하지 않은 경우 전자밀도가 최대인 점이 표면에서 20 \AA 떨어져 있으나 주입 에너지가 10KeV일 때는 17.3 \AA 이 되어 이온 주입하지 않은 경우보다 전자들이 계면에 좀 더 가까이 분포하는 것으로 나타났다. 표면산란은 전하 분포에 크게 영향을 받으므로 반전층의 취급 여하에 따라 이동도가 달라지리라 생각된다.

그림 4에 게이트 전압에 대한 Fermi 준위와 각 ladder의 가장 낮은 세 준위를 도시했다. Fermi 준위는

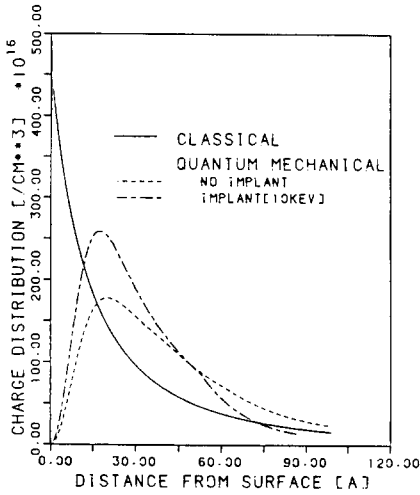


그림 3. $N_{inv}=1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 인 (100)실리콘 반전층의 전자 분포. 불순물 농도는 균일하고 농도는 $7.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 이다.

Fig. 3. Electron distribution for a (100) Si inversion layer with $N_{inv}=1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$. Doping profile is uniform and doping density $7.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

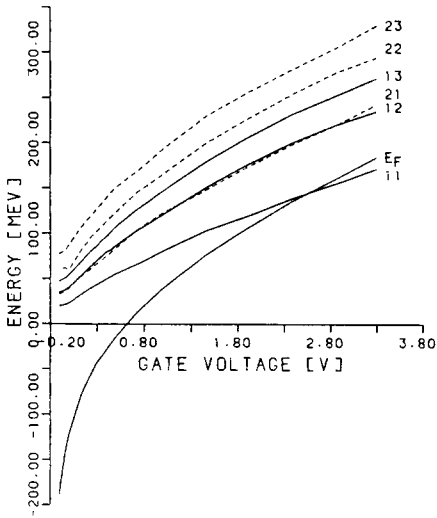


그림 4. 균일한 불순물 농도 $7.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 를 갖는 (100) 실리콘 반전층의 에너지 준위와 Fermi 준위

Fig. 4. Energy levels and Fermi level for a (100) Si inversion layer on uniform substrate with $7.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

게이트 전압이 0.7V 정도일 때 계면에서의 전도대와 일치하며, 이보다 높은 전압이 인가되면 전도대 위로 올

라게 되며, 더욱 높아져 약 2.5V 이상이 되면 E_{11} 을 침투하게 되어 E_{11} 의 점유율이 높아진다.

게이트 전압이 낮을 때에는 많은 subband들이 점유되지만 전압이 높아지면 거의 모든 전자들이 E_{11} 과 E_{21} 에 분포하게 된다. 게이트 전압이 0.8V 일 때 E_{11} 과 E_{21} 의 점유율이 교차된 후 전압이 증가함에 따라 E_{11} 의 점유율은 증가하고 이와 반대로 E_{21} 의 점유율은 감소한다. 이외의 다른 준위는 0V 이상에서는 큰 변화가 없다. 위의 결과로부터 게이트 전압이 낮은 약한 반전의 경우에는 양자효과가 크지 않으나 강한 반전에서는 반전층 내 전자들의 85% 이상이 E_{11} 과 E_{21} 의 두 준위에 점유되어 양자효과가 현저하게 나타남을 알 수 있다. 이 현상을 그림 5에 보였다.

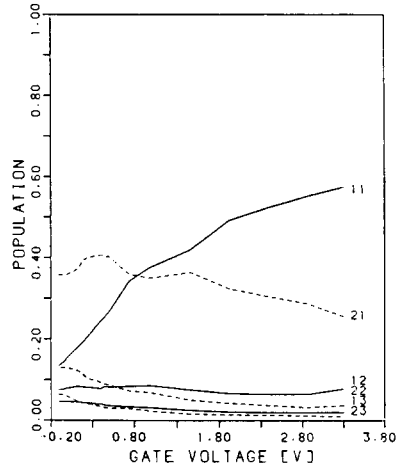


그림 5. 균일한 불순물 농도 $7.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 를 갖는 (100) 실리콘 반전층의 점유율

Fig. 5. Populations for a (100) Si inversion layer on uniform substrate with $7.0 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

이온 주입 에너지에 대한 공핍층 폭과 공핍 전하밀도의 의존성을 그림 6에 보였다. 주입 에너지의 증가에 따라 공핍층 폭은 감소하여 30KeV에서 최소가 되고 그 이상에서는 증가하였으며, 공핍 전하밀도는 10 KeV에서 최대가 되고 그 이상에서는 거의 선형적으로 감소하였다. 이와 같은 양상을 보이는 것은 다음과 같은 이유 때문이라 생각된다. 주입 에너지가 30KeV 이하인 경우는, 실리콘 표면에서의 불순물 농도가 높아 지므로 Fermi 준위가 가전자대에 가까워지며, 강한 반전을 일으키기 위해서는 실리콘 표면 근처에서 전도대가 휘는 정도가 불순물 분포가 균일한 경우 보다 훨씬

커야 한다. 따라서 공핍층이 넓어지고 이에따라 공핍 전하 밀도도 높아지게 된다. 주입에너지가 높아지면 불순물 농도의 peak가 실리콘 표면에서부터 멀어지게 되어 실리콘 표면의 농도는 감소한다. 그러므로 에너지 밴드가 휘는 정도도 작아지게 된다. 이러한 이유 때문에 공핍층 폭과 전하밀도 모두 감소하게 된다. 30KeV 이상이면 불순물 농도의 peak가 표면에서 더욱 떨어져 표면의 불순물 농도가 이온주입하지 않았을 때 ($N_A = 7.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)로 접근하므로, 공핍층 폭과 공핍 전하밀도도 이 때 값으로 접근한다.

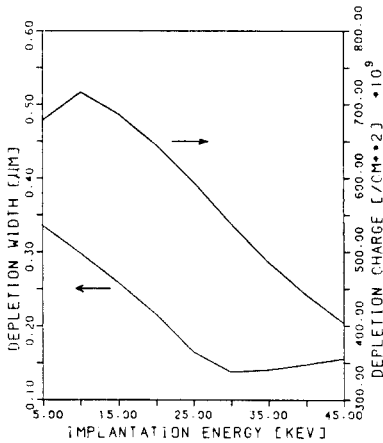


그림 6. 주입 에너지에 대한 공핍층 폭과 공핍 전하밀도
 Fig. 6. Depletion width and depletion charge density versus implantation energy.

그림 7 과 8 은 $N_{inv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 인 반전층의 에너지 준위와 점유율 이온주입 에너지의 함수로 나타낸 것이다. 이온주입한 반전층의 에너지 준위와 균일한 불순물 농도를 갖는 반전층의 에너지 준위 (그림 4 에서 게이트 전압 0.5V에 해당)와 비교하면 이온주입한 반전층의 에너지 준위가 훨씬 높고, 에너지 준위간의 간격도 크음을 알 수 있다. 그림 7로부터 주입 에너지가 커짐에 따라 에너지준위는 전반적으로 감소하며 실리콘-산화규소 계면에 가장 큰 영향을 미치는 주입 에너지는 약 10KeV인 것으로 생각할 수 있다. 그림 8은 N_{inv} 가 일정한 경우 각 에너지 준위의 점유율은 이온주입에너지에 따라 크게 변하지 않음을 보여준다. 그러나 그림 5로부터 E_{11} 과 E_{21} 의 점유율이 각각 26.6 과 40.3%인 데 반하여 이온 주입한 경우는 두 준위의 점유율이 35% - 45% 범위 내에 있어 점유율이 거의 같음을 볼 수 있다.

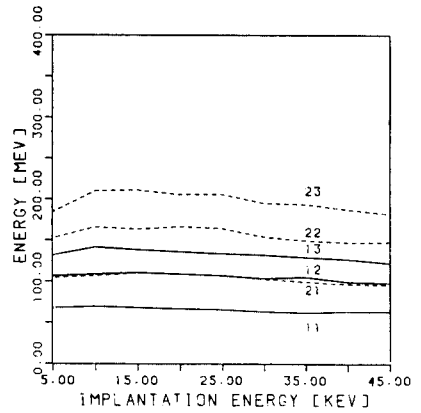


그림 7. 주입 에너지에 대한 에너지 준위 ($N_{inv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $Q = 6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$).
 Fig. 7. Energy levels versus implantation energy ($N_{inv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $Q = 6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$).

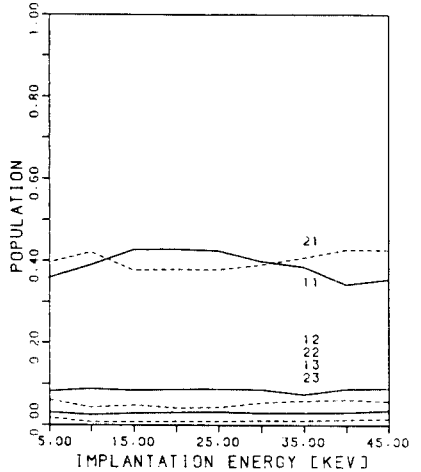


그림 8. 주입 에너지에 대한 점유율 ($N_{inv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $Q = 6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$).
 Fig. 8. Populations versus implantation energy ($N_{inv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $Q = 6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$).

이온 주입 에너지에 대한 Fermi 준위의 변화를 그림 9에서 보았다. Fermi 준위는 약 40KeV까지는 실리콘 표면의 전도대 edge보다 위에 있으나 그 이상에서는 전도대 edge 밑으로 내려감을 표시한다. 주입 에너지가 작은 경우에는 실리콘 표면의 불순물 농도가 bulk의 불순물 농도보다 높아지므로 강한 반전이 일어나려면 표면전위가 $E_g/2$ 보다 커야한다. 따라서 Fermi 준

위가 전도대 edge 위에 있게된다. E_g 는 밴드갭이다.

본 연구의 타당성을 입증하기 위하여 불순물 농도가 균일한, 즉 이온 주입하지 않은 반전층의 channel charge를 Baccarani와 Wordeman⁶⁾이 보고한 실험 결과와 비교하였다. 그림10에서 보듯이 두 결과가 매우 잘 일치 하였다.

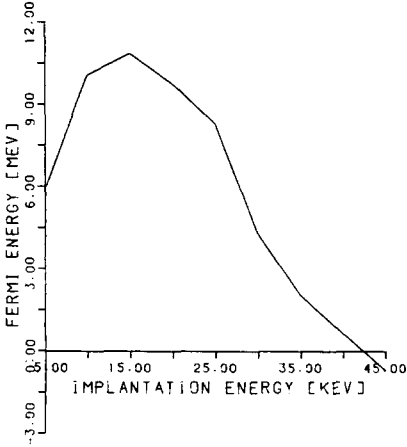


그림 9. 이온 주입 에너지에 대한 페르미 준위 ($N_{nv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $Q = 6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$).

Fig. 9. Fermi level versus implantation energy ($N_{nv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $Q = 6.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$).

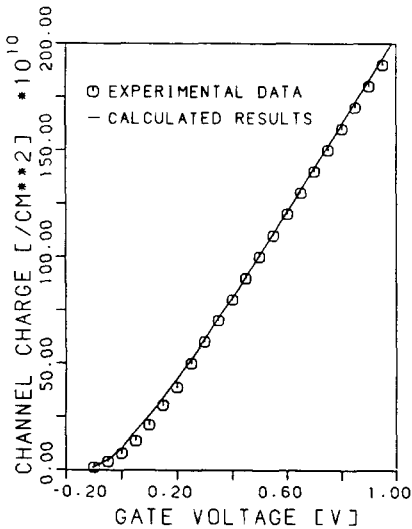


그림10. 게이트 전압에 대한 channel charge
Fig. 10. Channel charge versus gate voltage

IV. 결 론

이온 주입한 실리콘 반전층의 전자상태를 Schrodinger와 Poisson 방정식을 self-consistent하게 풀어 이온 주입이 반전층의 에너지 준위, 점유와 전자분포에 미치는 영향을 살펴 보았다. 이온 주입 후의 불순물 분포는 Gaussian 분포라 가정하였으며, annealing시의 재분포는 고려치 않았다. $N_{nv} = 1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 일 때, 이온 주입한 경우와 이온 주입하지 않은 경우를 비교한 결과 전자의 경우가 후자의 경우보다 에너지 준위가 훨씬 높고 준위간의 간격도 컸다. 후자의 경우 E_{12} 준위보다 E_{11} 준위에 전자가 많이 점유되었으나, 전자의 경우에는 두 준위에 비슷하게 점유 되었다. 또한 이온 주입으로 인해 potential well이 좁아져 전자들이 실리콘 표면에 보다 가까이 분포함을 알 수 있었다. 균일한 불순물 농도를 갖는 실리콘 표면에 보다 가까이 분포함을 균일한 불순물 농도를 갖는 실리콘 반전층의 channel charge는 실험결과와 매우 잘 일치하였다. 이 결과들은 이온 주입한 n-channel MOST의 해석 및 설계에 응용될 수 있다.

參 考 文 獻

- [1] F. Stern, "Self-consistent results for n-Type Si inversion layers," *Phys. Rev. B*, vol. 5, no 12, pp. 4891-4899, 1972.
- [2] C. B. Duke, "Quantum theory of transport in narrow channels," *Phys. Rev.* 168, pp. 816-831, 1968.
- [3] J. A. Pals, "A general solution of the quantization in a semiconductor surface inversion layer in quantum limit," *Phys. Lett.* A39, pp. 101-102, 1972.
- [4] G. Bauer, F. Kuchar and H. Heinrich, *Two-dimensional systems, heterostructures, and superlattices*, springer-verlag, New York, 1984.
- [5] C. Moglestue, "Self-consistent calculation of electron and hole inversion charges at silicon-silicon dioxide interfaces," *J. Appl. Phys.* vol. 59, no. 9, pp. 3175-3183, 1986.
- [6] G. Baccarani and M.R. Wordeman, "Transconductance degradation in thin-oxide MOSFET's," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-30, no. 10, pp. 1295-1304, 1983.
- [7] S. Selberher, E. Guerrero, "Simple and accurate representation of implantation

parameters by Low order polynomials," *Solid-State Electronics*, vol. 24, pp. 591-593, 1981.

- [8] K. Shenai, "Analytical solutions for threshold voltage calculations in ion-implanted IGFETs," *Solid-State Electronics* vol. 26, no. 8, pp. 761-766, 1983.
- [9] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor*

Devices, 2nd Ed. Wiley, New York, 1981.

- [10] P.C. Chow, "Computer solutions to the schrodinger equation," *AJP*. vol. 40, pp. 730-734, 1972.
- [11] F. Herman and S. Skillman, *Atomic Structure Calculations*, Prentice-Hall, New Jersey, 1963.
-