

호핑법에 의한 이온空間電荷分極 熱刺戟電流의 數値解析

Numerical Analysis of Thermally Stimulated Current due to Ionic Space Charge Polarization by Hopping Method

김 의 균* · 국 상 훈**

(Ui-Kune Kim · Sang-Hoon Kook)

요 약

절연체중에 있는 荷電粒子的 舉動은 절연재료의 특성에 많은 영향을 준다.

본 연구에서는 호핑모델에 의한 數値解析法을 TSC특성과 雙極子分極에 대한 TSC특성은 차이가 있었다.

실험과 대응시켜 可動이온에 관한 物性定數의 평가를 하였다. 호핑모델에 의해서 不飽和 TSC와 I-V특성의 數値計算을 하였다.

ABSTRACT

The behavior of charged particle in dielectrics have a many effects on characteristics of the insulating materials.

In this paper, numerical analysis method by hopping model was investigated by application of TSC.

As The result, there was a difference characteristics of TSC by ion space charge epolarization between characteristics of TSC by dipole polization.

Phisical constant of movable ion corresponding to the esperimental result was evaluated and numerical calculation of unsaturated TSC and I-V charateristics were also carried out by Hop-ping model.

* 전북산업대학 전자공학과

** 조선대학교 전기공학과

1. 서 론

절연체중에 있는 荷電粒子的 舉動은 절연 저항 절연 파괴강도등 절연재료 특성에 큰 영향을 미친다. 즉 超高電壓케이블에의 실용화에 수반하여 絶緣耐力 향상등의 성능개선이 요구된다. 이 문제의 해결은 절연체를 물성적 관점에서 파악하는 것이 중요하다.¹⁾ 특히 절연재료중의 荷電粒子的 舉動機構를 파악하는 것은 절연특성이나 유전특성 등 재료의 전기적 특성을 평가하는데 중요하다. 따라서 이온과 같이 시료중을 거시적으로 이동하는 것에 관해서는 poisson式으로 空間電荷電界를 고려하며 확산과 drift전류로 된 電流連續式에 의해서 취급해야 한다. 이 경우 電導現象을 記述하는 방정식은 반도체중의 電子나 正孔운동을 나타내는 식과 기본적으로 일치하고 있다.

본 논문에서는 이런 관점에서 절연체중의 空間電荷를 형성하는 荷電粒이에 의하여 확산과 drift되는 電導現象을 호핑數値解析法²⁾으로 고찰하여 空間電荷 電界下에서의 하전입자의 거동을 물성적 및 공학적 입장에서 연구하여 熱刺戟電流解析에 응용시켜 熱刺戟電流(Thermally stimulated current : TSC)의 여러 성질을 규명하였으며 실험결과와 대응시며 가동이온에 대한 物性定數의 평가법을 표시하였다. 이어서 MOS(Al-SiO₂-Si)구조소자의 SiO₂절연막중에 포함되어 있는 Na⁺이온에 의한 TSC실험결과에 이해석법을 적용시켜³⁾ TSC측정때 인가하는 Collecting전압의 크기에 따라 TSC피크 발생온도가 변화하는 공간전하분극 TSC의 특징적인 현상해명을 시도하였다. 또 SiO₂막중의 이온거동에 의해서 金屬-絶緣體 및

絶緣體-半導體界面 부근에 트랩이 있다고 가정하여 여러가지 현상해명을 시도하였다.⁴⁾

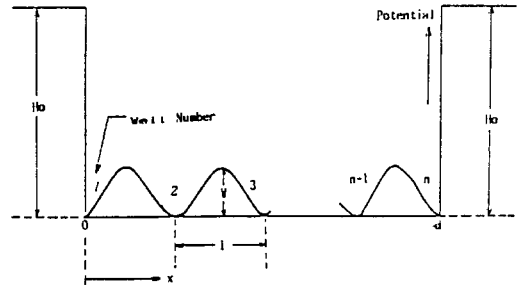


그림 1. 호핑 모델
Fig.1. Hopping Model

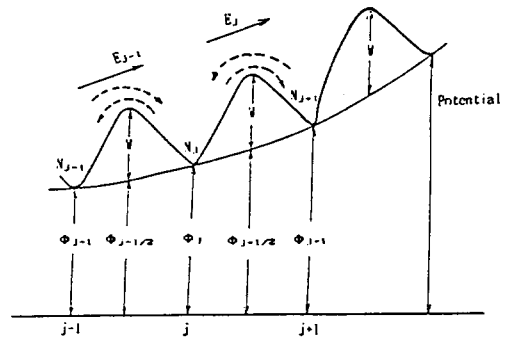


그림 2. 호핑모델의 개요도
Fig.2. Schematic diagram of Hopping Model.

2. 호핑모델에 의한 수치분석

2-1 定常狀態의 이온空間電荷分極

그림 1에서 시료중에 n개의 같은 포텐셜의 Wall이 있어 가동이온이 포텐셜 Wall사이를 천이라고 한다. 시료내에 과잉 正이온 또는 負이온이 있을 때 공간전하전계가 형성되어 이온은 Wall내에서 공간전하전계

의 영향을 받아 이동한다. 이때 Wall에 있는 이온입자농도를 생각하므로 천이과정중에 drift와 농도차에 의한 확산효과가 첨가된다. 여기서 單一過剩이온이 정상상태일 때 공간전하분포의 해석이 가능하다.

그림 2는 실제 試料에 호핑모델을 적용시킨 경우인데 N_j 는 j 번째 Wall에 있는 이온수 ϕ_j 는 j 번째 Wall의 전위 $\phi_{j+1/2}$, $\phi_{j-1/2}$ 은 Wall간의 전위이고 E_j 는 전기이다. j 번째 Wall에서 $j-1$, $j-1$ 번째 Wall로의 천이 확률을 각각 $W_{j,j-1}$, $W_{j,j+1}$ 이하면

$$W_{j,j-1} = \nu \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \text{EXP}\left\{\frac{q}{kT}\left(\phi_j + \frac{1}{2} - \phi_j\right)\right\}$$

$$W_{j,j+1} = \nu \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \text{EXP}\left\{\frac{q}{kT}\left(\phi_j - \frac{1}{2} - \phi_j\right)\right\}$$

..... (1)

로 된다.⁹⁾ 여기서 ν 는 주파수인자 q 는 이온 전하 k 는 Boltzmann정수 T 는 절대온도이다. 각 Wall에서 이온수의 시간적 변화는 다음과 같이 표시된다.

$$\frac{dN_j}{dt} = W_{j,j-1} N_{j-1} - (W_{j,j-1} + W_{j,j+1}) N_{j-1} N_{j+1}$$

..... (2)

(j=1,2,3.....n)

전극계면에서 이온이 블로킹 되었다면 $W_{0,1}$, $W_{n,n-1}$, $W_{n-1,n}$, N_0 , N_{n-1} 은 모두 영(Zero)이다. 그러므로 식 (2)는 정상상태에서 $dN_j/dt=0$ 이다. V_b 가 0에 가까울 때 균등분포이고 커지는 경우 N_j/N_i 는 지수함수로 되는 것이 예상되므로 $N_j/N_i = a \cdot r^j$ 로 놓고 a 와 r 를 구하면 다음과 같다.

$$r = \exp\left\{-\frac{qV_b}{(n-1)kT}\right\}$$

$$a + \frac{1}{r} \dots \dots \dots (3)$$

이 방법으로 전하분포를 구하여 계산하였다. 시료의 두께는 $1000(\text{\AA})$ 호핑거리는 $20(\text{\AA})$ 으로 하였으며 $q=1.6 \times 10^{-19}(C)$, $\epsilon_0=8.35 \times 10^{-12}(F/m)$, $k=8.625 \times 10^{-5}(eV/k)$, SiO_2 의 비유전율은 3.9로 하였다. 그 결과를 그림 3에 표시하였다. 실선과 같이 $V_b=0$ 에서 이온이 계면근처에 거의 집중하는 데 이것은 공간전하전계 때문에 이온이 양쪽계면에 몰아쳐져 확산과 어울려 평상상태로 되는 것이다. MOS시료에서는 Si계면 근처에서 Na^+ 이온이 있기 때문에 空位는 有限이라고 생각한다. 점선은 T_b 를 파라미터로 한 경우인데 온도가 높을수록 확산의 영향이 크다. 호핑모델에 의하면 j 번째 Wall에서 포텐셜의 Wall을 넘어서 $j+1$ 번째 Wall에 흐르는 局部電流는

$$J = W_{j,j-1} qN_j - W_{j,j+1} qN_{j+1} \dots \dots \dots (4)$$

로 되지만 호핑거리 ℓ 이 작은 국한에서는

$$J = \frac{q}{kT} \nu \ell^2 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) E \rho$$

$$- \nu \ell^2 \text{EXP}\left(\frac{W}{kT}\right) \frac{d\rho}{dx} \dots \dots \dots (5)$$

으로 된다.

$$\mu = \nu \ell^2 \frac{q}{kT} \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) D = \nu \ell^2 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$$

라 하면

$$J = \mu E \rho - D \frac{d\rho}{dx} \dots \dots \dots (6)$$

으로 되어 連續모델의 電流 基本式과 일치한다.

이상과 같이 호핑모델을 이용하면 공간전하전계에 의한 drift와 확산으로 이루어지는 傳導現象을 취급할 수 있다.

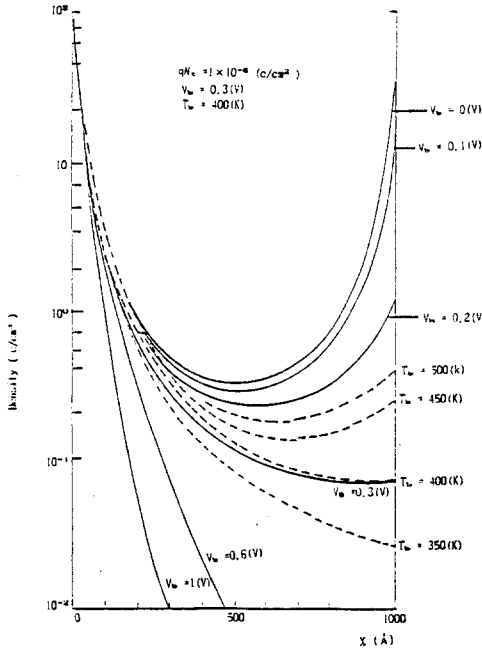


그림 3. V₀ 및 T_m를 Parameter로 한 경우의 전하분포 계산
Fig.3. Computed charge distribution by parameter V₀ and T_m.

2-2. 이온空間電荷分極에 의한 TSC

절연체 중에서 이온공간전하의 거동이 공간전하전계에 의한 drift와 확산에 의해서 결정되는 경우 그림 1, 2의 모델에 의해서 생각할 수 있다. 즉 이온 粒子는 호핑거리

ℓ 만큼 떨어진 인접 Wall사이에서 전하가 만드는 공간전하전계의 영향을 받으면서 포텐셜 Wall을 넘어서 천이하므로 호핑모델을 이용하면 이온전하공간 분극 TSC의 수치계산을 쉽게 할 수 있다.¹⁰⁾

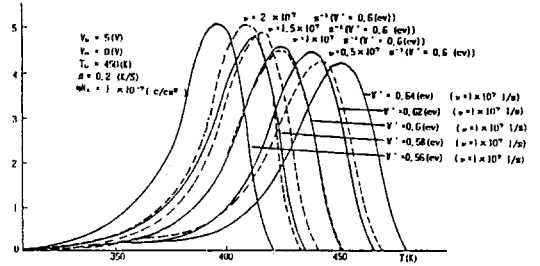


그림 4. a) V 및 ν에 의한 TSC 변화
Fig.4. a) Variation of TSC according to V and ν.

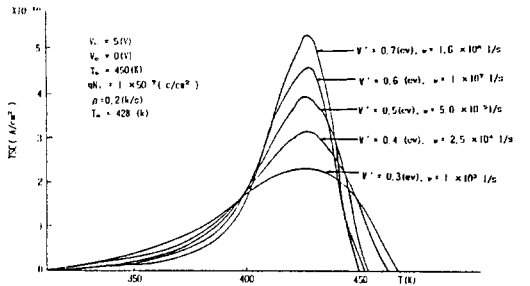


그림 4. b) T_m이 정수가 되도록 W와 ν를 변화시킨 경우의 계산 TSC
Fig.4. b) Computed TSC with constant T_m by varying V and ν.

그림 4. W 및 ν에 의한 계산 TSC와 T_m이 정수가 되도록 W 및 ν를 변화시킨 경우의 TSC

Fig.4. Computed TSC by V ν and TSC with constant T_m by varying V ν.

외부회로에 흐르는 전류는 分極量 P의 시간변화이므로

$$TSC = \beta \frac{dD}{dT} = \beta \frac{q \ell N_t}{d} \sum_{j=1}^n (j-1) \frac{d}{dt} \left(\frac{N_j}{N_t} \right) \dots (7)$$

로 된다. 이 계산은 Runge-Kutta Gill法으로 하였고 이때 포텐셜 Wall W나 주파수인자 ν 값을 계산치와 실험치와 비교하여 결정한다. W와 ν 를 파라미터로 하여 이온공간전하분극 TSC의 수치해석 결과를 그림 4(a)에 표시하였다.

여기서 W와 ν 는 MOS구조의 SiO₂에서 이온공간전하분극에 의한 TSC의 Wall이 400~500(°K)에서 나타났다.¹⁰⁾

파이크온도 T_m와 W, ν 관계를 알아보기 위하여 W와 ν 를 조합한 결과를 그림 4(b)에 표시하였다.

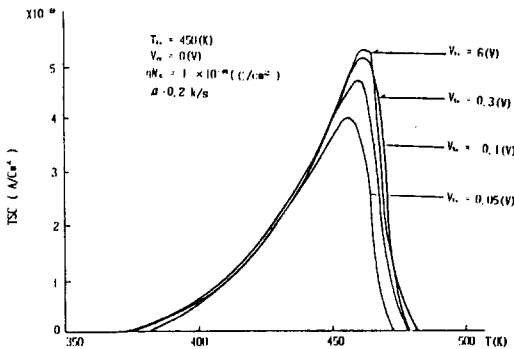


그림 5. a) 바이어스 전압을 Parameter로 한 경우의 계산 TSC

Fig.5. a) Computed TSC with Parameter bias voltage.

이상에서 TSC 피이크는 W와 ν 에 의해서 크게 변화하며 규칙성이 있었다.

실험전에 대체적인 경향을 보기 위하여 W=0.6(ev) $\nu=1 \times 10^7$ (1/s)로 한 경우 V_b와 qNt를 파라미터로 하여 계산한 결과가 그림 5인데 V_b=3(V) 이상에서 TSC가 포화되고 거의 대칭형으로 되었다.

3. 試料와 實驗方法

3-1. 試料 및 測定方法

n형 Si基板을 熱酸化하여 양면을 SiO₂막으로 만들어 한쪽면의 산화막을 제거하고 금속전극을 진공증착하여 Al-SiO₂-Si의 MOS 구조로 만들었다. 두께는 약 0.3(μm) 비저항은 6.5~9.5(Ω) 酸化法은 950(°C)에서 45분이고 상부전극면적(Al)은 약 1.5(mm²)이다. SiO₂막층의 이온전하량 효과를 알아보기 위하여 동일기판에 금속전극을 여러개 만들었다. TSC는 10⁻⁵(torr) 정도에서 바이어스온도를 일정하게 하고 바이어스전압을 t_b시간 인가하여 급냉시킨후 승온시키면서 측정하였으며 온도측정은 동-Constantan 열전대로 하였다.

3-2. 實驗結果

3-2-1. 바이어스 전압의 TSC특성

TSC Wall이 큰 것을 시료1, 작은 것을 시료2로 하였다. 그림 6은 V_b에 의한 TSC인데 쌍극자모델 관계에서 30초 때 TSC가 잘 측정되지만⁸⁾ 본 연구에서는 계산값과 비교하기 위하여 初期分布를 평형상태로 할 필요가 있어 전하분포가 포화되었다고 보는 바이어스시간을 30분으로 하였다.

V_b가 커짐에 따라서 피이크 온도는 고온측으로 옮겨지며 전류가 커졌고 5(V) 이상

에서 포화되는 경향이 있었다.

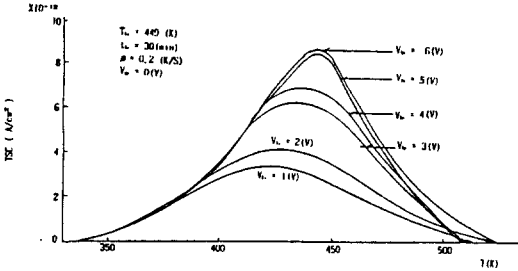


그림 6. V_c 를 Parameter로 하였을 때의 TSC
Fig.6. Measured TSC with Parameter V_c .

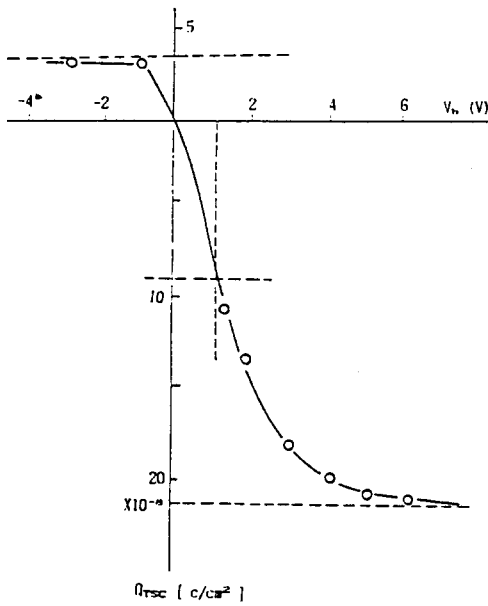


그림 7. $Q_{sc} \cdot V_b$ 특성
Fig.7. Characteristics of $Q_{sc} \cdot V_b$

TSC의 Wall면적으로 전하량 Q_{sc} 를 구하여 $V_b \cdot Q_{sc}$ 특성을 그림 7에 표시하였다. 이것은 비대칭인데 SiO_2 내에서 금속과 반도체의 일함수 차이등¹¹⁾에 의한 전위차가 생기기 때문이다. Al界面과 Si界面의 전위차를

V_{ms} 라 하여 $V_b \cdot Q_{sc}$ 곡선이 대칭으로 되는 V_b 를 구하면 약 1(V) 즉 $V_{ms} = 1(V)$ 로 된다. 따라서 수치계산에서는 短格TSC에서도 콜렉팅전압 $V_c = -1(V)$ 가 되는 것이다. 수치계산때의 콜렉팅 전압 V_c 는

$$V_c = V_c - V_{ms}$$

로 된다. 수치계산에서 필요한 충전하량은 正방향의 飽和 Q_{sc} 와 負방향의 飽和 Q_{sc} 의 화이며 시료1은 약 $2.5 \times 10^{-7}(C/cm^2)$ 이었고 시료2는 약 $1 \times 10^{-7}(C/cm^2)$ 이었다.

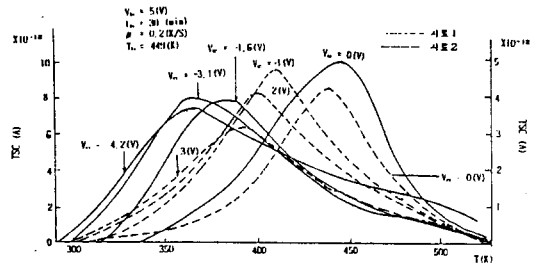


그림 8. V_c 를 Parameter로 한 경우의 TSC

3-2-2. V_c 를 파라미터로 한 때의 TSC

시료내를 포화상태 분포로 형성시키고 V_c 를 변화시켜 TSC를 측정된 결과를 그림 8에 표시하였는데 V_c 가 작을수록 피이크값은 증가하면서 피이크온도는 저온측으로 옮겨져 계산값과 달라지는 경향이 있는데 이것은 전계가 커지면 이온이 시료내를 이동할 뿐만 아니라 界面에 도달할 때 중성화 등 특수 현상이 일어나기 때문이다.¹¹⁾

3-3. 實驗値와 計算値의 比較

그림 9는 시료1, 2의 W-V특성인데 $W = 0.55(eV)$, $\nu = 9 \times 10^{-6}(1/s)$ 이다. 이 경우의 TSC계산치와 실험치를 그림 10에 표시하였

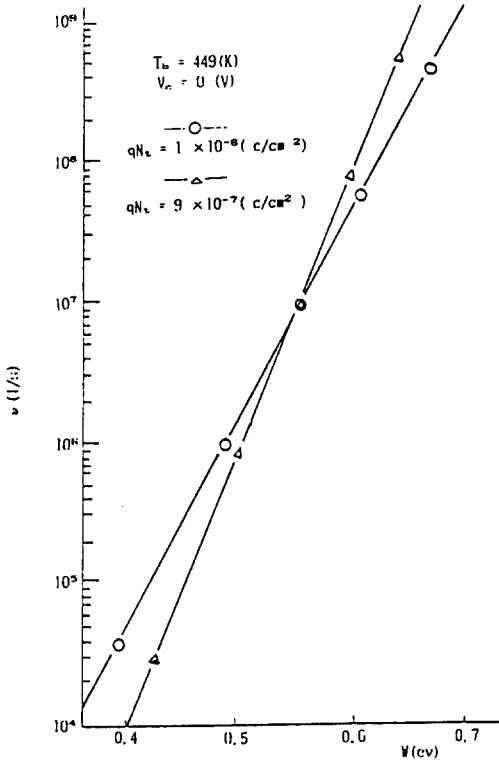


그림 9. W- ν 측정
Fig.9. Characteristics of W- ν .

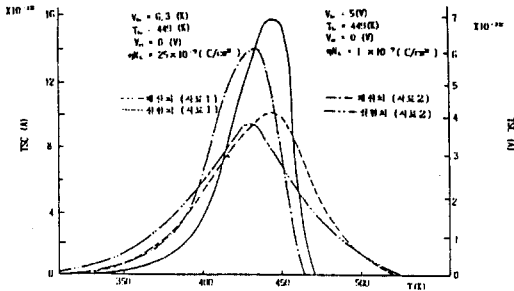


그림 10. TSC의 계산치와 실험치
Fig.10. Computed value and measured of TSC.

는데 V_b 를 변화시킨 경우의 계산곡선은 $V_b = 1 \sim 6(V)$ 에서 거의 일치하지만 실험에서

는 4(V) 이하에서 차이가 생긴다. 이것은 V_b 가 낮은 경우 충분히 포화되지 않고 TSC 初期分布가 정상상태로 되지 않기 때문이라 생각된다. V_c-T_m 특성을 그림 11에 표시하였는데 시료2는 실험치와 계산치가 잘 일치되는데 비해 시료1은 V_c 의 증가에 따라 피크 온도가 커지고 저온측에서 차이가 생기며 飽和되어짐에 따라 점차 실험결과와 같아진다.

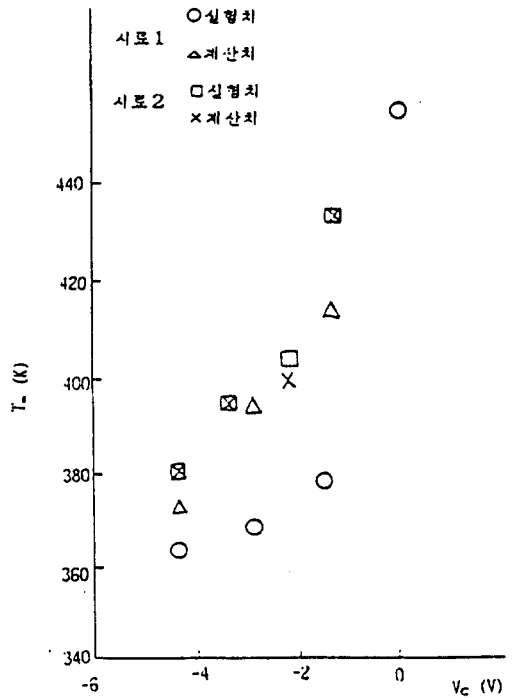


그림 11. 크랙팅전압-피크온도 특성
Fig.11. Collecting voltage-peak temperature.

4. 檢 討

4-1. 이온의 移動

그림 12는 계산한 전하분포의 舉動이고 그림 13은 각 위치의 농도 변화인데 바이어

스 전압에 의해서 Si界面에 크게 몰아쳐진 전하는 승온됨에 따라 Al界面측에 전체적으로 이동하고 있지만, 400(°K) 부근에서 피이크온도 448(°K) 근처까지는 시료내부의 100~900(Å)간의 전하분포는 그다지 변화되지 않는다. 이것은 Al界面的 전하증가로 Si방향에 확산이 가해져 drift와 균형을 이루기 때문이다. 이때 TSC의 대부분은 Si界面的 전하감소와 Al界面的 전하증가로 생긴다고 생각되며 흡사 電荷가 Si界面的 트랩에서 Al界面的 트랩에 이동하는 것처럼 보인다. 트랩모델을 이용한 TSC 해석이 보고되었는데¹²⁾ 공간전하전계와 확산을 고려하면 트랩이 아니라도 현상이 설명될 것

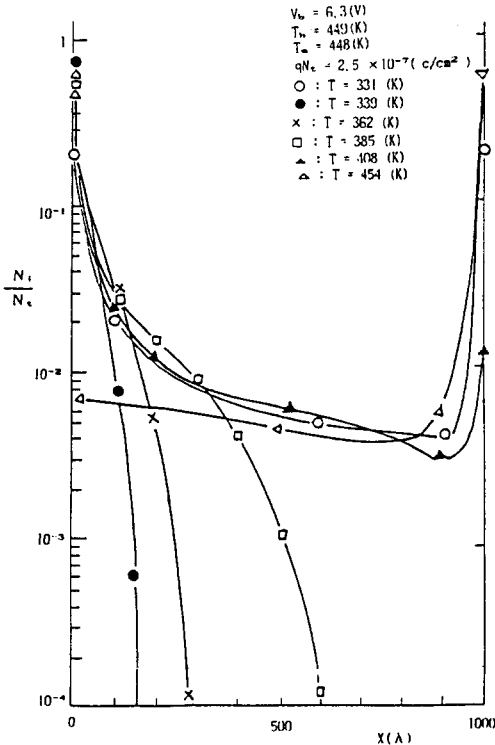


그림 12. 전하분포의 거동
Fig.12. Behavior of charge distributions.

이다. TSC 계산결과가 1~6(V)에서 거의 변화가 없는 것은 전하의 이동에 의해서 설명된다. $V_b=1(V)$ 일 때의 전하이동을 그림 13의 破線으로 표시하였는데 初期分布가 달라도 400(°K) 부근에서 모두 같은 分布로 되어 TSC 변화가 나타나지 않는다.

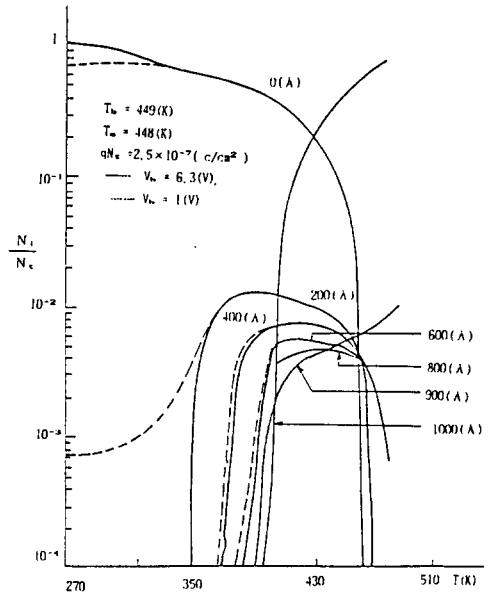


그림 13. Potential Wall의 이온농도 특성
Fig.13. Characteristics of ionic density in Potential Walls.

4-2 物性定數의 平價

3장에서 구한 ν 와 W 값으로 이온의 移動度를 평가한다. 호핑모델의 기본식은 식(2)이고 그림 2에서 j 번째 Wall로부터 포텐셜의 Wall을 넘어 $j+1$ 에 흐르는 實 電流는 식(4)에서

$$J = \nu \exp\left\{-\frac{q}{KT}(\phi_{j+\frac{1}{2}} - \phi_j)\right\} \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) qN_j - \nu \exp\left\{-\frac{q}{KT}(\phi_{j+\frac{1}{2}} - \phi_{j+1})\right\} \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) qN_{j+1} \dots (9)$$

으로 된다. 포텐셜의 數n이 많고 $q(\phi_{j+1/2} - \phi_j)/KT$ 가 작으며, 指數正數의 第1近似가 이용된다하고 또 $\phi_{j+1/2} - \phi_j = -(\phi_{j+1/2} - \phi_{j+1})$ 라 하면

$$J_j = \nu \ell^2 \frac{q}{KT} \frac{\phi_j - \phi_{j+1}}{\ell} \exp\left(-\frac{q}{KT}\right) \frac{qN_j}{\ell} - \nu \ell^2 \left\{1 - \frac{q}{KT} (\phi_{j+1/2} - \phi_{j+1})\right\} \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) \left(\frac{qN_{j+1}}{\ell} - \frac{qN_j}{\ell}\right) \frac{1}{\ell} \dots (10)$$

로 된다. 여기서 $\ell = dx$, $qN_j/\ell = o_{(x)}$, $qN_{j+1}/\ell - qN_j/\ell = \phi_{,x}$, $\phi_{j+1}/\ell = E_{(x)}$, $q = (\phi_{j+1/2} - \phi_{j+1})/KT \ll 1$ 로 놓을 수 있으므로 전류는 식(4)와 같이 된다. U와 D간에 Einstein관계가 성립하므로 그림 9의 W와 ν 값을 식(5)에 대입한 계산결과는 $U = 1.4 \times 10^{-12}$ (cm/V. Sec.) $D = 5.6 \times 10^{-14}$ (cm/Sec)로 된다. 이것은 J. P. Stagg의 보고¹³⁾와 近似하다.

4-3 雙極子分極에 의한 TSC와 比較

수치해석을 한 TSC특징을 보면 쌍극자분극에서의 하전입자는 微視的 변화를 하는데 이온공간전하분극에서는 거시적으로 이동한다. 이 차이는 TSC에서도 생기므로 쌍극자분극에 의한 TSC를 계산하여 두 모델을 비교 검토한다.

그림 14는 雙極子 모델이다. TSC는 포텐셜 Wall 1과 2사이에서 전하가 微視的으로 변위되어 생긴다. 이것은 Eb에 의해서 2개의 포텐셜이 $\pm qaE_b$ 만큼 변화되어 粒子가 변위한다. 이때 TSC는¹⁴⁾

$$I_1 = N \frac{\mu_p^2 E_b}{3KT_p \tau_o} \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) \left\{ -\frac{1}{\beta \tau_o} \int_{T_b}^T \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) dT \right. \\ \left. - \left(-\frac{W}{KT}\right) \right\} dT \dots (11)$$

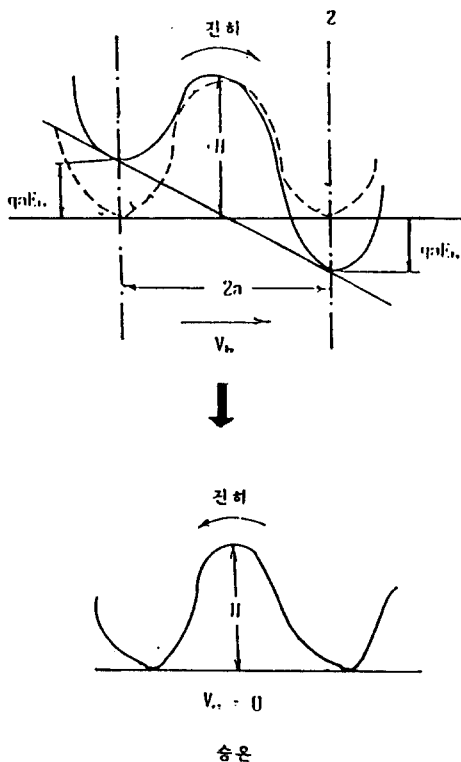


그림 14. 쌍극자 모델
Fig.14. Dipole Model.

으로 된다 $U_p = qa$ 는 쌍극자모멘트 β 는昇溫速度 식(11)에서 $di/dt = 0$ 로 놓으면 TSC가 최대가 되는 온도 T_m 은

$$\frac{\beta W}{KT_m^2} = \frac{1}{\tau} \exp\left(\frac{W}{KT_m}\right) \dots (12)$$

으로 된다. 따라서

$$\ell n I = \text{const} - \frac{W}{KT} - \frac{1}{\beta \tau_o} \int_{T_b}^T \exp\left(-\frac{W}{KT}\right) dT \dots (13)$$

으로 되며 TSC의 Initial rise를 취하면 적분

항을 뺀으로 보아

$$\ell nI = \text{const} - \frac{W}{KT}$$

인 관계가 된다. $\ell nI - (1/T)$ 특성에서 경사 W/K 가 직선이 되며 活性化에너지를 구할 수가 있다. 즉 그림 10의 실측값에서 ℓnI^{-1} 특성은 그림 15로 되며 $W=0.48(\text{ev})$ 또 식(12)에서 $\nu = (1/Z_0) = 1380(1/\text{s})$ 이다. 이들 값은 호핑모델값 $W=0.55(\text{ev})$ $\nu=9 \times 10^6(1/\text{s})$ 와 다르다 또 쌍극자 모델로 TSC 계산결과를 그림 16에 표시하였는데 TSC Wall이 다르며 공간전하 효과는 크다. 또 V_0 인가 TSC에서도 공간전하의 영향이 크고 피이크온도가 크게 엇갈리는데 쌍극자 모델에서는 V_0 에 의해서 피이크온도가 그다지 엇갈리지 않는 차이가 있다.

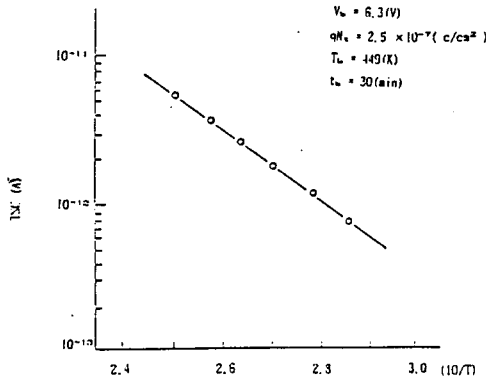


그림 15. TSC의 초기상승
Fig.15. Initial rise of TSC.

4-4 不飽和 TSC의 數値計算

본 절에서는 4-3절의 W 와 ν 값으로 호핑 모델을 이용하여 不飽和 初期狀態 TSC수치 계산을 하였다. MCS試料는 일 函數差로 전

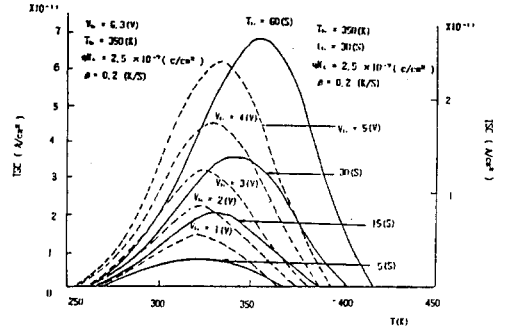


그림 16. 쌍극자분극에 의한 TSC와 이온공간 전하분극에 의한 TSC

Fig.16. TSC due dipolar polarization and ionic space charge polarization.

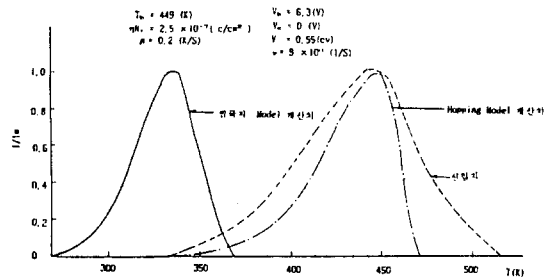


그림 17. 바이어스 시간과 바이어스 전압에 의한 계산 TSC특성

Fig.17. Characteristics of computed TSC by bias and times.

위차가 있기 때문에 이온은 金屬전극측에 치우쳐 있다. 그래서 그림 7에서 전위차 $V_{MS}=1(\text{V})$ 이용하여 定常狀態의 분포를 정하고 TSC는 2-2절의 방법으로 계산하였다.

t_b 를 파라미터로 한 TSC를 그림 17(실선)에 표시하였는데 t_b 가 증가함에 따라서 피이크온도가 높아지고 피이크전류도 증가한다. 또 $t_b \cdot Q_{sc}$ 특성을 그림 18에 표시하였는데 $T_b=350(\text{K})$ $t_b=1$ 분 근처에서 포화하며

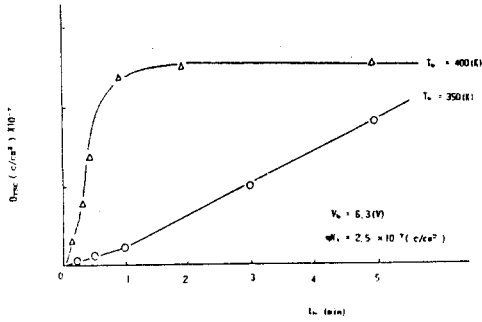


그림 18. TSC전하-바이어스시간 특징
Fig.18. Characteristics of bias time-TSC charge.

T_b 가 높을수록 빠르게 포화되는 것을 알 수 있다. 또 V_b 가 커짐에 따라 TSC가 증가하고 피이크온도는 그다지 엇갈리지 않고 t_b 변화에 의한 TSC와는 다른 경향이 있다.

4-5. I-V特性的 數値計算

호핑모델에 의하면 不平衡狀態에서도 I-V特性的 數値計算은 된다. 이것은 TSC때와 거의 같지만 온도를 일정하게 하고 V_c 를 시간의 함수로 하면 된다.

그림 19(a)는 계산곡선이고 그림 19(b)는 측정곡선이다. 측정에서 피이크가 2개 있는데 피이크 1은 電氣化學的 平衡에서 이온의 이동때문에 생긴 것이며 피이크 2는 電極界面에서 트랩때문에 생긴 것이다.¹⁵⁾

그러나 피이크 1에서 실체는 이온의 緩和영향이 있어 피이크 형상이 비대칭이 되며 平衡모델에서는 충분한 해석이 되지 않는다. 호핑모델에서는 그림 19(a)에서 알 수 있는 바와 같이 피이크형상이 비대칭이지만 호핑모델을 이용한 數値計算에서 전류가 피이크로 되는 근처에서는 이온 舉動이 트랩모델의 경우와 近似하기 때문에 피이크

의 해석이 가능하다고 생각된다.

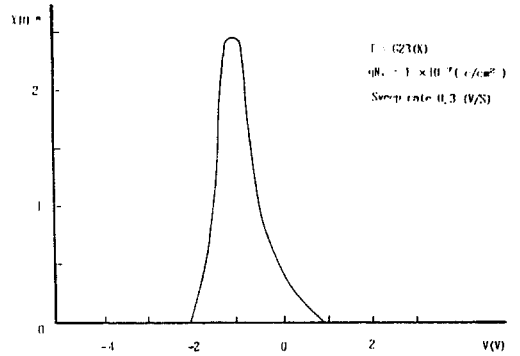


그림 19. a) 호핑모델에 의한 계산 I-V 특성
Fig.19. a) Computed I-V Characteristics by hopping model.

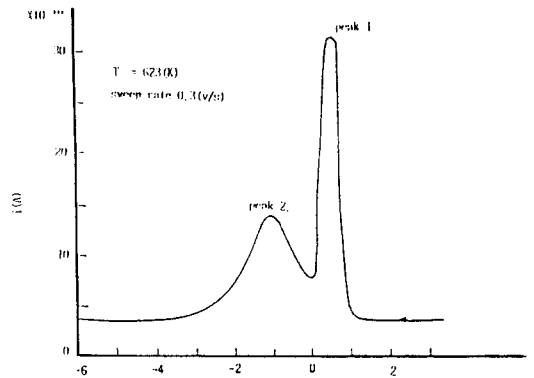


그림 19. b) 측정 I-V characteristics.
Fig.19. b) Measired I-V characteristics.

그림19. 호핑모델에 의한 계산 I-V 특성과 측정 I-V특성
Fig.19. Measured I-V characteristics and computed I-V charracteristics by hopping model.

5. 결 론

본 논문은 誘電體로서 공간전하를 형성하는 荷電粒子的 舉動에 대해서 Hopping 數値計算法으로 物理的 입장과 工學的 응용입장에서 TSC에 응용시켜 연구한 것으로 다음과 같은 결론을 얻었다.

- 1) 호핑모델을 이용하여 이온空間電荷分極에 의한 TSC의 數値計算으로 이온舉動을 명확히 하였다.
- 2) MOS素子の TSC측정에 적용하여 可動 이온의 移動度 등 시료의 物性定數를平價하였다.
- 3) 雙極子에 의한 TSC와 이온공간전하 분극에 의한 TSC는 TSC peak온도가 다르며 공간전하효과가 크다는 차이가 있었다.
- 4) 호핑모델에 의해서 不飽和 TSC나 I-V 특성의 數値計算이 되는 것을 확인하였다.

電導現象을 解析하는데 基本的 方法이라 생각되며 界面現象이나 이온의 中性化와 再이온化 등도 함께 계산할 수 있다고 생각된다.

참 고 문 헌

- 1) 安藤, 遠藤, 沼尻; 日立評論, **54**, 899, (1979).
- 2) 深川, 坂本, 他; 電力中央研究報告, 177010.
- 3) 今城, 坂本, 他; 電力中央研究報告, 177086.
- 4) 小彬, 大皇, 他; 古川電工時報, 641, (1978).
- 5) 岩本, 日野; (日)電氣學論誌. **100**(3), 213, (1980).
- 6) 岩本, 日野; (日)電氣學論誌. **100-A**, 219, (1980).
- 7) 山下, 日野; (日)電氣學論誌. **97-A**(7), 339, (1977).
- 8) T. W. Hickmott; *J. Appl. Phys.*, **46**, 2533. (1975).
- 9) N. F. mott & R. W. Gurney; 『Electronic Processes in Ionic Crystals』 Dover Publications Inc. New York, (1971).
- 10) 山下, 日野; (日)電氣學論誌, **97-1**(10), 537, (1977).
- 11) D. Debye; polar Molecules; Reinhold publishing Corporation, New York, (1929).
- 12) E. H. Snow et.al; *J. Appl. Phys.* **36**, 1664, (1965).
- 13) J. P. Stagg; *Appl. Phys.* **36**, (1977).
- 14) C. Bucci, R. Fieschi & G. Guidi; *Phys. Rev.*, 148, (1966).
- 15) A. G. Tangna. U. F. de Rooij & J. Middel Hoek; *J. Appl. Phys.*, **49**, (1978).

(1990년 8월 31일 접수)