

단일전자 다중접합 트랩의 대전에너지와 문턱전압

문 성 왕* · 강 동 식** · 강 영 봉**

Threshold Voltage and Charging Energy of Single Electron Multi-Junction Trap

Seong Wang Moon, Dong Shik Kang and Young Bong Kang

Abstract

Based on the analytic solution to the electrostatic problem of the multi-junction trap with equal N -junction capacitances C and a well capacitance C_w , we obtain explicit expressions for the charging energy, the Gibbs free energy, the energy barrier height and the threshold voltage. In particular, when an electron is already trapped in the store island, we analyze the effect of the well capacitance and the number of junction for single electron multi-junction trap. In the $C_w/C > 3/N$ case, an electron can be trapped in the store island. The barrier height depends on the number of junction, the value of barrier height is $Ne^2/8C$ for $C_w/C > 1$. Thus, when N is large and C_w/C is large, it is favor of trapping electron in the store island. We find that multi-junction trap with small well capacitance is not suitable for studying the single electron trap. The threshold voltage is proportioned to the bias voltage U and the number of junction N .

I. 서 론

최근의 나노크기 소자 제작기술의 발달은 미세회로에서 전하흐름을 통제할 수 있는 스위치 역할을 하는 미세터널 접합체인 단일전자 장치를 고안할 수 있게 하였다. 이 미세터널 접합체의 기본적인 작동원리가 쿨롱봉쇄(Coulomb Blockade) 효과이다.^{1), 2)} 단일 전자의 대전에너지 $e^2/2C$ 가 열적 요동효과에 의한 에너지 $k_B T$

보다 큰 값을 만족하는 전기용량 C 와 터널저항 R_T 가 $R_T > R_k = h/e^2$ 조건을 만족하는 단일 미세터널 접합계에서 단일전자 터널링을 억제하는 쿨롱봉쇄는 전압 $V < e/2C$ 에서 극적으로 전류를 감소시킨다.¹⁾ 터널링의 쿨롱봉쇄는 거시적으로 관측이 가능한 현상으로 바이어스 전압 혹은 게이트 전압과 같은 거시적 물리량에 의해 제어할 수 있다.

이런 미세터널 접합소자들 중의 하나가 논문에서 다루고자 하는 1차원 접합배열의 끝에 한

* 제주시교육청 파견교사

** 제주대학교 사범대학 과학교육과 교수

이 논문은 1998년도 제주대학교 발전기금 학술연구비에 의해 연구되었다.

개의 우물 전기용량(Well Capacitance)과 연결된 단일전자 트랩(Trap)이다.³⁻⁵⁾ 이 트랩소자는 기억소자로 활용도가 높으며 최근에는 두 개의 단일전자 트랩이 결합전기용량에 의해 연결된 이중접합(Dual-Junction) 단일전자 트랩⁶⁾에 대한 연구가 되고 있다. 트랩에서 중요한 문제는 우물전기용량의 역할로써 이에 대한 연구가 많이 이루어 졌다.^{1, 3, 4, 7, 8)} 특히 Hu 등⁵⁾은 게이트 전기 용량이 있는 경우 단일전자 트랩에 대한 정전기적 문제를 해석적으로 구하였으나, N 번째 섬(store island))에 이미 전자가 하나가 있었을 경우의 문제는 다루지 않았다.

본 논문에서는 보다 다양한 조건에서의 이중접합 트랩에 대한 이론적 계산을 위하여 이미 한 개의 전자가 오른쪽 끝 접합(N 번째 접합)과 우물측전기사이의 섬, 즉 store섬에 있는 경우와 없는 경우에 우물 전기용량이 대전에너지와 장벽높이에 미치는 영향을 각각 구하고 비교·분석하며 단일 전자가 이중접합 트랩으로부터 탈출할 때와 들어올 때의 문턱전압 등을 구하고자 한다. 그리고 게이트 전기용량이 있는 경우는 Hu 등⁵⁾이 이미 계산을 하였기 때문에 본 논문에서는 게이트 전기용량은 고려하지 않았다. II 장에서는 이중접합 트랩에서 각 섬이 퍼텐셜과 과잉전자 사이의 관계식을 Hu의 방법⁵⁾을 이용

하여 구하고 III장에서는 Gibbs 자유에너지를 구하고 이를 이용하여 store섬에 전자가 이미 한 개 있는 경우와 없는 경우에 대전에너지와 장벽높이에 대한 우물 전기용량의 효과를 각각 구하고 비교·분석하며, 장벽높이의 경우는 접합수의 영향도 다룬다. IV장에서는 store섬에 이미 전자가 하나 있는 경우에 전하 수송에 따른 Gibbs 자유에너지 변화를 구하고 이로부터 문턱 전압을 유도하여 문턱전압에 대한 우물 전기용량과 접합수의 영향을 다루며 마지막으로 V장에서는 본 논문의 계산 결과 등을 요약하려 한다.

II. 이론적 배경

본 논문에서 다루고자 하는 계는 단일전자 트랩으로써 그림1과 같이 N 개의 미세하고 동일한 접합전기용량 C 를 갖고 배열의 오른쪽 끝에 우물전기용량 C_w 가 연결되어 있는 이중접합 트랩이다. 그리고 계의 왼쪽 끝머리와 오른쪽 끝머리에는 각각 바이어스 전압 $\phi_0 = V$ 와 $\phi_{N+1} = U$ 를 걸어 주었다.

1차원으로 배열된 접합들 사이의 N 개의 섬들에서의 퍼텐셜과 과잉전자를 세로줄 벡터로 다음과 같이 표기한다.

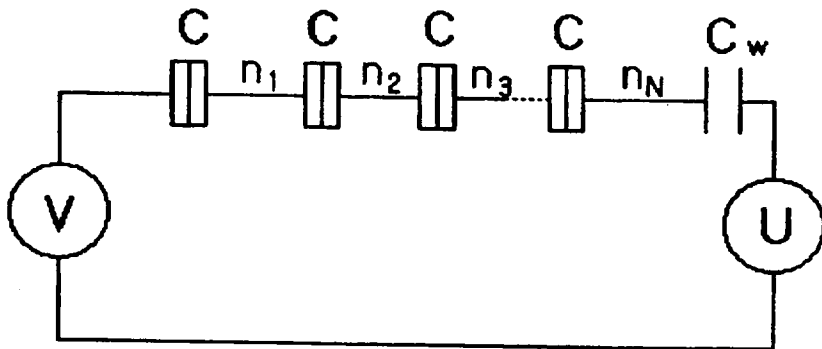


그림 . N 개의 동일한 접합전기용량 C 를 갖고 배열의 오른쪽 끝에 우물 전기용량 C_w 가 연결되어 있는 단일전자 이중접합 트랩

$$\bar{\phi} = (\phi_1, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_{N-1}, \phi_N)^T \text{ 과}$$

$$\bar{n} = (n_1 - CV/e, n_2, n_3, \dots, n_{N-1}, n_N - C_w U/e)$$

각 섬에서의 퍼텐셜 ϕ 와 과잉전자 n 사이의 관계는 전하보존법칙을 사용하면 N 개의 선형방정식으로 유도할 수 있다

$$\phi_{i-1} - 2\phi_i + \phi_{i+1} = \frac{e}{C} n_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots, N-1) \dots\dots\dots(1)$$

$$\phi_{N-1} - (1 + C_w/C)\phi_N = \frac{e}{C}(n_N - \frac{C_w U}{e}) \dots\dots\dots(2)$$

식 (1)과 (2)는 다음과 같이 간단한 형태의 행렬로 고쳐 쓸 수 있다.

$$\bar{M} \bar{\phi} = \bar{n}e/C \dots\dots\dots(3)$$

여기서 \bar{M} 은 부분행렬 \bar{S} 를 갖는 $N \times N$ 대칭행렬로써 다음과 같다.

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} \bar{S} & \bar{1} \\ \bar{1}^T & D \end{pmatrix} \dots\dots\dots(4)$$

그리고 \bar{S} 는 다음과 같은 대각선 요소 2와 비대각선 요소 1을 갖는 $(N-1) \times (N-1)$ 대칭삼중 대각선화 행렬이다.

$$\bar{S} = \begin{pmatrix} -2 & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 1 & -2 & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -2 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -2 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 1 & -2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & -2 \end{pmatrix} \dots\dots\dots(5)$$

세로줄 벡터 $\bar{1}$ 는 $(0, 0, \dots, 1)^T$ 이며 모두 $N-1$ 개의 요소를 갖는다. 그리고 $D = -(1 + C_w/C)$ 이다. 식 (3)에서 $\bar{\phi}$ 에 대한 해는 Hu가 사용한 방법을 이용하면 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$\bar{\phi} = \bar{M}^{-1} \bar{n}e/C = -\bar{R} \bar{n}e/C \dots\dots\dots(6)$$

여기서 \bar{M} 의 역행렬로부터 구한 대칭행렬의 요소는

$$R_{ij} = i(1 - j \frac{C_w}{C + NC_w}) \dots\dots\dots(7)$$

로 주어진다. 단, $i \leq j$, 그리고 $i, j < N$ 이다. 그리고 식 (6)에서 대칭행렬 \bar{R} 은 계의 대칭적 성질에 의해 $R_{ij} = R_{ji}$ 의 관계를 갖는다. 식 (7)을 식 (6)에 대입함으로써 퍼텐셜 ϕ 는 과잉전자 n 에 의해 표현되며 식 (7)을 (6)에 대입함으로써 다중접합 트랩에 대한 자유에너지를 해석적으로 구할 수 있으며, 자유에너지는 미세접합에서 터널링을 결정하는 실마리가 되는 양이며, 이를 이용하면 본 논문에서 다루고자하는 물리량들을 유도할 수 있다.

III. Gibbs 자유에너지와 대전에너지

Gibbs 자유에너지 F 는 정전기 에너지 E_s 와 접합들 사이의 섬에 있는 과잉전자 (\bar{n})의 변화에 해당하는 전하의 재 분포로 인한 한 일 W 를 합한 것이다.

$$F = E_s + W \dots\dots\dots(8)$$

여기서 정전기 에너지 E_s 는 다음과 같이 정의된다.

$$E_s = \frac{C}{2} \sum_{i=1}^N (\phi_{i-1} - \phi_i)^2 + \frac{C_w}{2} (\phi_N - \phi_{N+1})^2 - e \sum_{i=0}^{N+1} n_i \phi_i \dots\dots\dots(9)$$

여기서 식 (9)의 오른쪽 첫 번째 항은 접합들에 대한 전체 대전에너지이고, 두 번째 항은 우물 전기용량에 대한 대전에너지이고, 그리고 마지막 항은 배열에 연결된 두 개의 가장 가깝게 이웃하는 접합들 사이의 섬에 있는 과잉전자의 정

전기에너지이다.

전하의 재 분포로 인한 한 일 W 는

$$W = - \sum_{i=1}^N V_i Q_i - (\phi_N - \phi_{N+1}) Q^w \dots\dots\dots(10)$$

로 주어진다. 여기서

$$V_i = \phi_{i-1} - \phi_i$$

$$Q_i = C(\phi_{i-1} - \phi_i) \dots\dots\dots(11)$$

$$Q^w = C_w(\phi_N - \phi_{N+1})$$

이다. 여기에 Q_i 과 Q^w 는 각각 i 번째 접합과 우물 축전기의 전하이다. 식 (10)을 고쳐 써서 식 (9)와 함께 식 (8)에 대입하여 정리하면 Gibbs 자유에너지는

$$F = E_c - VQ_1 - UQ_{N+1} \dots\dots\dots(12)$$

로 명확히 표현할 수 있다.

여기서

$$E_c = E_0 + \frac{e^2}{2C} \sum_{i,j=1}^N n_i R_{ij} n_j \dots\dots\dots(13)$$

$$E_0 = \frac{1}{2} CV^2(1 - R_{11}) + \frac{1}{2} C_w U^2(1 - cR_{NN}) - C_w VUR_{1N} \dots\dots\dots(14)$$

$$Q_0 = en_0 + C(V + \phi_1) \dots\dots\dots(15)$$

$$Q_{N+1} = en_{N+1} + C_w(U - \phi_N) \dots\dots\dots(16)$$

이다. 식 (12)는 바이어스전압 $\{\phi_0, \phi_{N+1}\}$, 각 섬에 있는 전하 $\{n_i\}$ 와 퍼텐셜 $\{\phi_i\}$ 을 갖는 다중접합 트랩에 대한 Gibbs에너지의 일반적인 표현이다.

다음으로 k 번째 섬에 한 개의 과잉전자가 있는 경우 대전에너지 $E_c(k)$ 를 계산한다. 이 경우 $n_i = \delta_{ik}$ 이며, 식 (13)으로부터 대전에너지는

$$E_c(k) = E_0 + (e^2/2C)R_{kk} \dots\dots\dots(17)$$

과 같이 쓸 수 있다. 여기서 E_0 는 식 (14)과 같으며 전하 $\{n_i\}$ 와 무관한 양이다. 식(7)을 식 (17)에 대입하면 대전에너지는

$$E_c(k) = \frac{e^2}{2C} \left\{ \frac{1}{1 + Nc} [(v-u)^2 - k^2] + k \right\} \dots\dots\dots(18)$$

로 고쳐 쓸 수 있다. 여기서 $c = C_w/C$, $v = CV/e$ 이다, 그리고 $u = CU/e$ 이다.

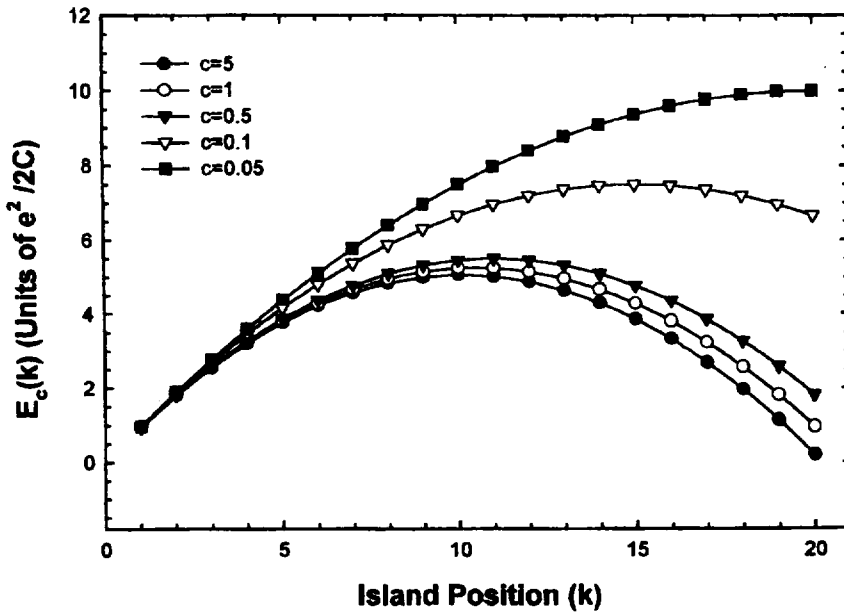


그림 2. k 번째 섬에 과잉전자를 갖는 단일전자트랩에 대한 대전에너지. 여기서 $c = C_w/C$ 이다.

단일전자 다중접합 트랩의 대전에너지와 문턱전압

그림 2는 식 (18)의 수치적인 계산 결과로 섬의 위치 k 에 따른 대전에너지 $E_c(k)$ 의 값을 나타낸다. 그림에서 알 수 있듯이 c 의 값이 클수록 중간 섬($k=10$)에서 $E_c(k)$ 는 최대 값을 가지며 전자는 store섬($k=20$)에 잡혀질 수 있다. 즉 c 의 값이 증가할수록 store섬에 잡힌 전자의 장벽높이가 증가하며 store섬에 전자가 잘 잡혀 있게 된다. 반면에 c 가 작은 경우(그림에서 $c=0.05$ 의 경우) $E_c(k)$ 는 k 의 증가와 함께 증가하며 전자는 store섬에 잡혀 있을 수가 없다.

식 (17)을 이용하면 잡혀진 전자의 장벽높이를 해석적으로 구할 수가 있는데, 이를 구하기 위하여 대전에너지 $E_c(k)$ 가 최대 값을 갖는 섬의 위치 k_m 를 구하여야 한다. 식 (17)을 k 에 대하여 미분하고 k 를 k_m 으로 대치하여 구한 결과는 $k_m = \frac{1}{2}(N + \frac{1}{c})$(19)이다. 식 (19)의 계산에서 k_m 은 연속적 변수로 취급하였지만 그 값은 식 (19)에서 주어진 값

에 가장 가까운 정수를 택한다. $k_m \leq N$ 이므로 $c \geq 1/N$ 이어야 하며, $c \gg 1$ 극한에서 $k_m = N/2$ 이다.

그리고 $1 \gg c > 1/N$ 의 경우, 즉 $c \approx 0$ 극한에서 $k_m = N$ 이 되며, 이때 store섬에 전자는 잡혀있지 않는다. 이는 그림 2와 일치하는 계산 결과이다.

식 (19)과 같이 k_m 이 결정되었을 때 store섬에 있는 전자에 대한 장벽높이는 식 (7)과 식 (17)을 이용하여 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{e^2}{2C} R_{k_m, k_m} - R_{N,N} \\ &= \frac{e^2}{2C} \frac{1}{1+Nc} (N - k_m)(k_m c - 1) \end{aligned} \quad \dots(20)$$

여기서 $1/N < c \approx 0$ 일 때 $\Delta E \approx 0$ 값을 가지며 이때 전자는 store섬에 잡혀있지 않는다. 한편 $c > 1$ 극한에서 $\Delta E \approx Ne^2/8C$ 값을 가지며 N 의 증가에 따라 ΔE 가 선형적으로 증가할 수 있다. 이때 전자는 store섬에 잡혀 있게된다.

그림 3은 c 에 따른 ΔE 의 그래프로서 식 (20)의 수치적 계산결과이며 접합의 수가 1, 2, 10

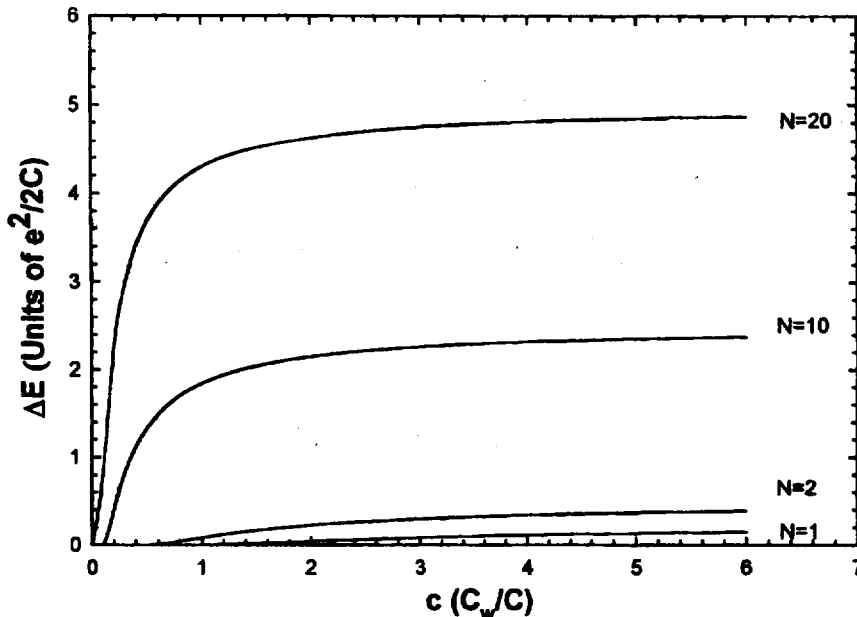


그림 3. 단일전자 트랩에서 잡힌 전자를 c 의 함수로 나타낸 장벽높이. 여기서 N 은 접합의 수이다.

그리고 20인 경우의 계산결과 그림이다. 그림에서 알 수 있듯이 장벽높이는 N 이 큰 경우 ($N=10, 20$) c 가 0에서 1사이에서 급격히 증가하여 $c > 1$ 인 경우 거의 선형적으로 ΔE 가 증가한다. 그리고 접합의 수가 적은 경우 ($N=1, 2$) 전자를 store섬에 잡혀있게 하기 위해서는 ($N=10, 20$) 경우일 때의 c 값보다 더 큰 c 값을 요구한다.

다음으로 N 번째 섬에 이미 한 개의 전자가 잡혀있는 계를 고려하자. 이때 k 번째 섬에 한 개의 과잉전자가 있는 경우 대전에너지 $E_c(k, N)$ 는 앞에서와 같이 식 (13)으로부터 유도할 수 있다. 식 (13)에서 n_i 를 $n_i^{(0)} + n_i$ 로 대치하면 원하는 결과를 유도할 수 있다. 여기서 $n_i^{(0)}$ 는 초기에 i 번째 섬에 있는 과잉전자의 수이다. 이

경우 $n_i = \delta_{ik}, n_j = \delta_{jk}$ 이며, N 번째 섬에 이미 한 개의 전자가 잡혀있는 경우이므로 $n_i^{(0)} = \delta_{iN} = \delta_{iN}$ 이다. 식 (13)은 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$E_c(i, j) = E_0 + \frac{e^2}{2C} \sum_{i, j=1}^N (n_i^{(0)} + n_i) \quad (21)$$

store섬에 이미 한 개의 전자가 있고 k 번째 섬에 한 개의 과잉전자가 있는 경우 대전에너지는 (21)식에 의하여

$$E_c(k; N) = E_0 + \frac{e^2}{2C} (R_{kk} + 2R_{kN} + R_{NN}) \quad (22)$$

와 같이 유도된다. 여기서 E_0 는 식 (13)과 같으며 전하 $\langle \bar{n} \rangle$ 와 무관하다. 식 (7)을 식 (22)에 대입하여 고쳐 쓰면

$$E_c(k; N) = \frac{e^2}{2C} \frac{1}{1 + Nc} \{ [(v-u)^2 + k(N-k)] \quad (23)$$

과 같다.

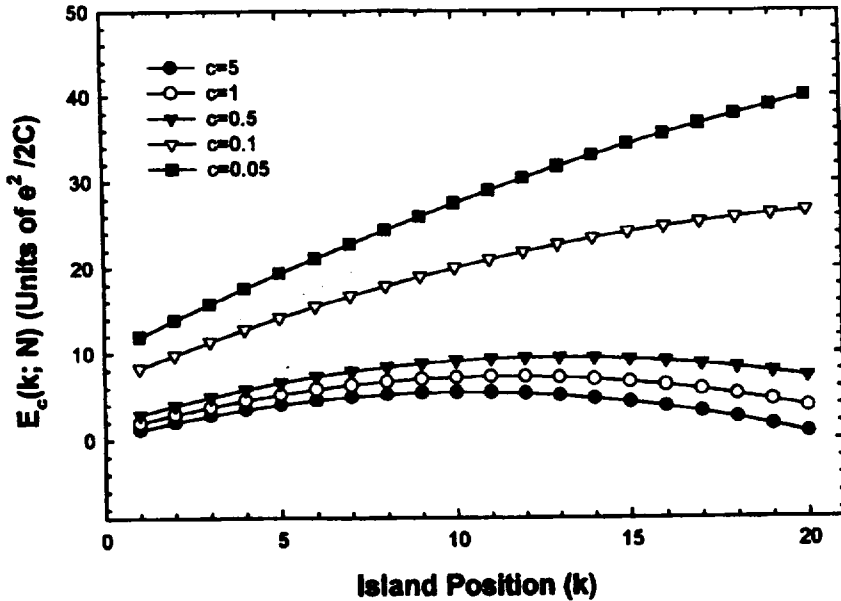


그림 4. store섬에 전자가 하나 있고 k 번째 섬에 과잉전자를 갖는 단일전자 트랩에 대한 대전에너지

그림 4는 식 (23)의 수치적인 계산 결과로써 접합 수 $N=20$ 개를 갖는 트랩의 경우 섬의 위

치 k 에 따른 대전에너지 $E_c(k; N)$ 의 값을 나타낸 그림이다. 그림에서 보듯이 $c > 1$ 의 경우 대전

에너지는 접합들의 중간($k=10$)에서 최대 값을 갖는다. 그리고 $c=0.5$ 이상의 값에서 대전에너지는 $N/2 \leq k < N$ 에서 최대 값을 가짐을 알 수 있다. 이 경우 전자는 store섬에 잡혀있게 되지만 $c=0.1$ 이하의 값에서는 대전에너지의 최대 값은 $k=20$ (store섬)위치에 있다. 이 경우 전자는 store섬에 잡혀 있을 수가 없다. 그리고 $c=0.1$ 의 경우 그림 2와 그림 4의 결과를 비교해보면 그림 2의 경우에는 대전에너지의 최대 값이 $N/2$ 과 N 사이에 있어서 $k=20$ 인 store섬에 위치하여 store섬에 전자를 가두어 둘 수 없게 된다. 즉 이미 전자 한 개가 store 섬에 있을 때에 다시 다른 한 개의 전자를 갇혀 있게 하기 위해서는 store섬에 전자가 없을 때보다 더 큰 값의 c 가 필요하다.

앞에서와 마찬가지로 장벽높이를 구하기 위해서는 대전에너지의 최대 값이 되는 섬의 위치 k_m 을 알아야 한다. k_m 은 식 (23)을 이용하여 다음과 같이 계산된다.

$$k_m = \frac{1}{2}(N + \frac{3}{c}) \dots\dots\dots(24)$$

식 (24)의 계산에서 k_m 은 연속적 변수로 취급하였지만 그것은 정수이다. 그래서 위치 k_m 은 식 (24)에서 주어진 값에 가장 가까운 정수를 택한다. $k_m \leq N$ 이므로 $c \geq 3/N$ 이어야 하며 $c \gg 1$ 극한에서 $k_m \approx 1/2N$ 이며, $3/N \leq c \ll 1$ 극한에서 $k_m \approx N$ 이다. 이는 그림 4와 일치하는 계산 결과이다. 식 (24)에서 k_m 이 결정되었을 때 접합의 끝머리와 N 번째 있는 한 전자에 대한 장벽 높이의 값 ΔE 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta E(k;N) &= \frac{e^2}{2C} (R_{k,k} - R_{NN}) \\ &= \frac{e^2}{2C} \frac{1}{1+Nc} (N - k_m)(k_m c - 3) \end{aligned} \quad (25)$$

그림 5는 식 (25)의 수치적인 계산 결과로 c 에 따른 ΔE 의 값을 나타낸 그림으로써 c 가 클수록 ΔE 가 증가함을 보이고 있으며 특히 N 이 클수록 c 가 0과 1사이에서 급속하게 증가함을 보이고 있다.

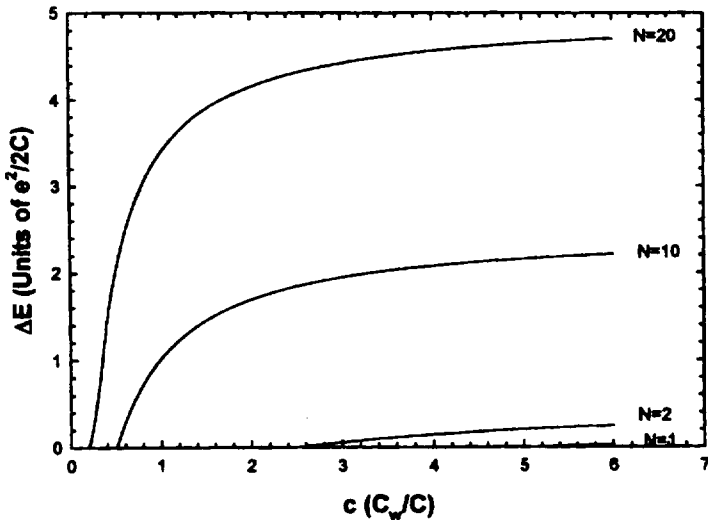


그림 5. 단일전자 트랩에서 전자가 하나 있으면서 잡힌 전자를 c 의 함수로 나타낸 장벽높이. 여기서 N 은 접합의 수이다.

그리고 식 (25)에서 $N=k_m$ 이거나 $k_m=3/c$ 이면 $\Delta E=0$ 이며, $c \ll 1$ 이면 $\Delta E \approx 0$ 이다. 이때 전자는 store섬에 잡혀 있을 수 없게 된다. 그리고 $c \gg 1$ 일 때, 즉 $k_m \approx 1/2N$ 일 때 $\Delta E \approx Ne^2/8C$ 이며, 전자는 store섬에 잡히게 된다. 같은 수의 접합으로 구성된 트랩일지라도, 그림 3과 5에서 보듯이 그림 5의 경우가 그림 3의 경우보다 더 큰 c 값에서 ΔE 가 0이 됨을 알 수 있다. 즉 store섬에 이미 전자가 하나 있으면서 다른 전자를 같이 하려면 store섬에 전자가 없는 경우보다 더 큰 값의 c 가 필요하다.

IV. 문턱전압

전하 수송으로 인한 Gibbs 자유에너지 변화 ΔF 를 계산하고 이를 응용하여 문턱전압을 계산하고자 한다. 간단히 하기 위해 이미 N 번째 섬에 전자가 잡혀 있고 섬 k 와 k' 사이에 일어나는 전하 수송만 고려하고 다른 섬에서의 전하 변화는 없도록 유지한다. 전하 수송 전과 후의 두 섬에 있는 전하를 각각 $(n_k, n_{k'})$ 과 $(n_{k'}, n_k)$ 으로 표시한다. 그리고 순 수송된 전하는 Q 로 나타낸다. 이와 같은 조건하에서 $(n_k, n_{k'})$ 로부터 $(n_{k'}, n_k)$ 로 전하 수송으로 인한 Gibbs 자유 에너지의 변화 $\Delta F^Q(k, k')$ 는 식 (8)에 의해 유도할 수 있다. 이미 전자가 store섬에 있는 경우 식(12)는 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$F(i; j) = E_0 + \frac{e^2}{2C} \sum_{i'} (n_i^{(0)} + n_i) R_{ij} (n_{i'}^{(0)} + n_{i'}) - VQ_0 - UQ_{N+1} \dots \dots \dots (26)$$

그리고 식(26)에서 단일전자 수송의 경우 $n_i = \delta_{ik}, n_{i'} = \delta_{i'k}$ 이며, 그리고 이미 store섬에 단일전자가 있으므로 $n_i^{(0)} = \delta_{iN}, n_{i'}^{(0)} = \delta_{i'N}$ 이다. 그래서 식(26)은

$$F(k, N) = \frac{e^2}{2C} \left\{ \frac{-c}{1+Nc} \left[(N-k)k + \frac{3k}{c} \right] - 2u \left[\delta_{0k} + 1 - \frac{kc}{1+Nc} \right] - 2uc \left[\delta_{N+1,k} + \frac{kc}{1+Nc} \right] \right. \\ \left. + \frac{e^2}{2C} \left\{ \frac{-c}{1+Nc} (v-u)^2 + \frac{1}{1+c} (N-2v-2uNc) \right\} \right. \quad (27)$$

로 다시 쓸 수 있으며 k 번째 섬에서 k' 번째 섬으로 단일전자가 수송될 때 자유에너지 변화는

$$\Delta F^Q(k, k'; N) = F^Q(k'; N) - F^Q(k; N) \\ = \frac{e^2}{2C} \{ (R_{k'k} - R_{kk} + 2R_{k'N} - 2R_{kN}) - 2u(\delta_{0k'} - \delta_{0k} + R_{1k'} - R_{1k}) \\ - 2u(\delta_{N+1,k'} - \delta_{N+1,k}) + (R_{k'N} - cR_{kN}) \} \quad (28)$$

로 주어진다. 만약 $\delta_{0,k'} = \delta_{0k} = \delta_{N+1,k'} = \delta_{N+1,k} = 0$ 이면 식(28)은

$$\Delta F(k, k'; N) = \frac{e^2}{2C} \frac{(k' - k)c}{(k_m c - 1)} \left[k_m (v - u) - \frac{1}{2}(k' + k) \right] \dots \dots \dots (29)$$

로 고쳐 쓸 수 있다. 계에서 k 번째 섬으로부터 k' 번째 섬으로의 전하 터널링은 자유에너지의 변화 ΔF 가 0보다 작을 때 일어난다.

그리고 가장 가깝게 이웃하는 k 번째 섬에서 $k-1$ 번째 섬으로의 전하 터널링할 때 자유에너지 변화 $\Delta F^Q(k-1, k; N)$ 은

$$\Delta F^Q(k-1, k; N) = \frac{e^2}{2C} \left(\frac{2c}{1+Nc} \right) \left(k_m - k + v - u + \frac{1}{2} \right) \dots \dots \dots (30)$$

이 되며, 0번째 섬에서 1번째 섬으로 전하가 터널링할 때 자유에너지 변화는 식 (30)에 의해

$$\Delta F^Q(0, 1; N) = \frac{e^2}{2C} \frac{2c}{1+Nc} \left(k_m + v - u - \frac{1}{2} \right) \dots \dots \dots (31)$$

로 주어지며 $N-1$ 번째 섬에서 N 번째 섬으로 터널링할 때 자유에너지 변화는 식 (29)에 의해

$$\Delta F^Q(N-1, N; N) = \frac{e^2}{2C} \frac{2c}{1+Nc} \left(k_m + v - u - N + \frac{1}{2} \right) \dots \dots \dots (32)$$

이 된다. 식 (30)~식(32)과 터널링 조건 $\Delta F < 0$ 를 사용하면 쿨롱봉쇄 영역을 구할 수 있다. k 번째

섬으로부터 k' 번째 섬으로의 전하 터널링에 대한 문턱전압 v_i 는 식 (28)에서 $\Delta F^*(k, k', N)_{v=v_i} = 0$ 을 계산함으로써

$$v_i(k, k'; N) = \frac{R_{kk} - R_{kk'} + 2R_{kN} - 2R_{k'N} - 2u(cR_{kN} - cR_{k'N} + \delta_{0k} - \delta_{0k'})}{2(R_{1k} - R_{1k'} + \delta_{0k} - \delta_{0k'})} \dots (33)$$

와 같이 얻을 수 있다. 여기서 $v_i = CV_i/e$ 로 주어진다. 식 (7)과 (19)식을 사용하면 0번째 섬에서 1번째 섬으로 전하 터널링할 때 즉 트랩으로 전자가 터널링할 때, 그리고 $N-1$ 번째 섬에서 N 번째 섬으로 전하가 터널링할 때 즉 트랩으로부터 전자가 탈출할 때 문턱전압은 각각

$$v_i(0, 1; N) = u - k_m + \frac{1}{2}, \dots (34)$$

$$v_i(N-1, N; N) = u - k_m + N + \frac{1}{2}, \dots (35)$$

로 주어진다. 식 (34)와 식(35)에서 알 수 있듯이 문턱전압 V_i 는 U 에 비례한다. 식 (24)에서 k_m 은 N 에 비례하므로 0번째 섬에서 1번째 섬으로 혹은 터널링할 때 문턱전압은 N 에 선형적으로 비례함을 알 수 있다. 즉 $c > 1$ 극한에서 많은 수의 접합으로 구성된 단일전자 트랩으로부터 전자를 탈출시키거나 터널하기는 어렵다.

V. 결 론

본 논문에서는 N 개의 미세하고 동일한 접합 전기용량 C 를 갖고 배열의 오른쪽 끝에 우물 전기용량 C_w 가 연결되어 있는 다중 접합 트랩에 대하여 퍼텐셜 $\bar{\phi}$ 를 과잉 전자 $\{n\}$ 함수로 풀었으며 이로부터 Gibbs 자유 에너지에 대한 일반적인 표현 k 번째 섬에 과잉 전자가 있는 경우의 대전에너지 그리고 store 섬에 있는 전자에 대한 장벽높이가 k 번째 섬으로부터 k' 번째 섬으로의 전하 터널링에 대한 문턱전압들을 구하였다.

먼저 k 번째 섬에 한 개의 과잉전자가 있는 경우와 store섬에 이미 한 개의 전자가 잡혀 있는 경우에 k 번째 섬에 한 개의 과잉전자가 있는 경우의 대전 에너지에 대한 결과는 전자의 경우 c 의 값이 클수록 중간 섬에서 $E_c(k)$ 는 최대값을 가지며 store섬에 잡힌 전자의 장벽 높이가 증가하여 store섬에 전자가 잘 잡혀 있게 된다. c 가 0에 가까운 경우 $E_c(k)$ 는 k 의 증가와 함께 증가하며 전자는 store섬에 잡혀 있을 수가 없다. 후자의 경우 역시 $c > 1$ 일 때 대전에너지는 중간 섬에서 최대 값을 가지며 전자는 store섬에 잡혀 있게 된다. 그림 4에서 알 수 있듯이 $c=0.1$ 이하의 값에서는 대전 에너지의 최대 값은 $k=20$ (store섬)위치에 있어서 전자는 store섬에 잡혀 있을 수가 없다. 전자와 후자의 경우를 비교하여 볼 때 이미 한 개의 전자가 store섬에 다시 다른 전자를 잡혀 있게 하기 위해서는 store섬에 전자가 없을 때 보다 더 큰 값의 c 가 필요함을 알 수 있다.

다음으로 store섬에 전자가 없는 경우와 store섬에 이미 전자가 하나 있을 경우에 store섬에 있는 전자의 장벽높이에 대한 결과는 전자의 경우에 $c \approx 0$ 일 때 $\Delta E=0$ 값을 가지며 이때 전자는 store섬에 잡혀 있지 않은 반면에 $c \approx 1$ 일 때 $\Delta E = Ne^2/8C$ 값을 가지며 N 의 증가에 따라 ΔE 는 선형적으로 증가하며 전자는 store섬에 잡혀 있게 된다. 그리고 장벽높이는 접합의 수에 관계되는데 접합 수 N 이 적은 경우보다 큰 경우일 때가 store섬에 전자를 잡혀 있게 하기 위해서는 c 의 값의 크기가 더 커야 한다. 그리고 전자가 잡혀있게 할 수 있는 조건은 $c > 1/N$ 이다. 후자의 경우에는 전자가 잡혀 있게 할 수 있는 조건이 $c > 3/N$ 이며 전자의 경우와 마찬가지로 $c > 1$ 일 때 장벽높이는 $Ne^2/8C$ 이며, 이때 전하는 store섬에 잡혀 있게 된다. c 가 작은 경우 store섬에 전하를 잡혀있게 하기

위해서는 후자의 경우가 전자의 경우보다 더 큰 값의 c 가 필요하다.

마지막으로 store섬에 이미 전자가 하나 있는 경우 전자 수송으로 인한 Gibbs 자유 에너지변화를 유도하였으며, 이를 이용하여 문턱전압을 계산하였다. 문턱전압은 바이어스 전압 U 에 비례하며 N 에 선형적으로 비례함을 알 수 있다. 즉 $c > 1$ 이면서 많은 수의 접합으로 구성된 단일 전자 트랩으로부터 전자를 탈출시키기는 어렵다.

참 고 문 헌

- [1] "Single Charge Tunneling", edited by H. Grabert and M. H. Devoret, NATO ASI. Ser. B(Plenum Press, New York, 1992)
- [2] "Special Issue on Single Charge Tunneling", Z. Phys. B85, 317-468 (1991)
- [3] P. D. Dresselhaus, L. Ji, Siyuan, J. E. Lukens, and K. K. Likharev, Phys. Rev. Lett. 72, 3226(1994)
- [4] J. M. Martinis, M. Nahuim, and H. D. Jensen, Phys. Rev. Lett. Vol. 72, 904 (1994)
- [5] G. Y. Hu and R. F. O'Connell, Phys. Rev. Lett. 75, 1839(1995)
- [6] H. Dalsgaard Jesen and J. M. Martins, Phys. Rev. B46, 20, 13407(1992)
- [7] T. A. Fulton, P. L. Gammel, and L. N. Dunkleberger, Phys. Rev. Lett. 67, 3148 (1991)
- [8] J. M. Martinis and M. Nahuim, Phys. Rev. B48, 18316(1993)