

# 단일전자 터스타일의 대전에너지와 쿨롱봉쇄

강 영 봉 \*

## I. 서 론

최근 나노기술의 진전으로 단일전자 터널링이 억제되는 현상인 쿨롱봉쇄 효과가 나타나는 소자 제작이 가능하게 되었다[1,2]. 이러한 소자들은 직류의 표준 같은 계측학, 그리고 디지털 소자 등에 이용할 수 있으며 가장 대표적인 소자가 단일전자 터스타일[3]과 단일전자 펌프[4]이다. 단일전자 터스타일은 한 개의 rf신호에 의해 제어되는 한 게이트 전극이 게이트 전기용량과 함께 1차원 배열의 중심에 결합되어 있는 소자이고 단일전자 펌프는 두 개의 rf신호에 의해 제어되는 두 개의 게이트 전극이 전기용량과 함께 1차원 배열 안에 있는 전극에 결합되어 있는 소자이다. 이런 소자에서 게이트 전압을 조정하여 단일전자가 왼쪽 접합으로부터 섬에 터널링해서 들어가게 하고, 임의의 시간동안 그 섬에 있게 하였다가, 오른쪽 접합으로 전자를 탈출하게 할 수 있다. Averin 등[5]은 바이어스 전압과 게이트 전압 평면에서 터스타일 작동을 설명하는 그림을 통하여 터스타일에서 단일전자 터널링의 동역학을 분석하였다. 그리고 전하요동은 이런 소자를 통한 제어된 직류 전류에 약간의 편차를 일으키는데, 이런 요동은 외부에서 가해진 쿨롱에너지 장벽을 통해 원치 않는 전자 전이를 일으키게 하기 때문이다. 따라서 이러한 소자들을 계측학에 이용하기 위해서는 오 동작 비율을 알아내야 하는데, 이 비율은 전자 전달이 얼마나 자주, 어떤 과정으로 쿨롱장벽 상황하에서 일어나는가에 따라 달라진다.

장벽 제한을 조사하기 위해서, 많은 학자들이[5-11] 구조적으로 터스타일이 나 펌프와 비슷한 소자인 단일전자 트랩에 대해서 연구해 왔다. 이 소자는 우

\* 제주대학교 과학교육과 교수

물 전기용량이 배열의 한 쪽 끝에 연결되어 있어 턴스타일[12]과 펌프[5,12]와는 다르다.

본 논문에서는 Hu등[12]이 사용한 방법을 이용하여 1차원적 배열에서의  $2N$ -턴스타일의 정전기 문제에 대한 정확한 해석적 해를 구하고 대전에너지, 장벽높이, Gibbs 자유에너지, 문턱전압 그리고 쿨롱봉쇄 영역을 구하고 분석하고자 한다. II장에서는 역 행렬 방법을 이용하여 퍼텐셜과 과잉전자 사이의 관계식을 구하고 III장에서는  $2N$ -턴스타일의 Gibbs 자유에너지를 구하고 이로부터 대전에너지와  $N$ 번째 섬에서 전자에 대한 장벽높이를 계산한다. IV장에서는 Gibbs 자유에너지 변화를 계산하여 이로부터 전압평면에서 쿨롱봉쇄 안정영역을 조사하고 문턱전압을 계산, 분석하고자 한다. 마지막으로 V장에서는 앞장에서 논의되었던 내용을 요약하여 결론을 내린다.

## II. 이론적 배경

$2N$  개의 접합 전기용량  $C_1, C_2, \dots, C_{2N}$  이 1차원적으로 배열되어 있고, 왼쪽과 오른쪽 가장자리의 바이어스 전압은 각각  $\phi_0 = V/2$ ,  $\phi_{2N} = -V/2$  이며, 게이트 전압  $V_g$ 는 게이트 전기용량  $C_0$ 과 연결되어 배열의 중앙에 놓여있는 있는 그림 1과 같은  $2N$ -턴스타일계를 고려하자. 그러면, 배열 내 접합들 사이에 있는  $2N-1$  개의 섬에 있는 과잉전자 수와 퍼텐셜은

$$\bar{\phi} = \{\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N, \dots, \phi_{2N-1}\}^T \quad (1)$$

$$\bar{n} = \{n_1 - v/2, n_2, \dots, n_N - cu, n_{N+1}, \dots, n_{2N-1} + v'/2\}^T \quad (2)$$

와 같이 세로줄 벡터로 각각 표현할 수 있다. 여기서  $v = C_1 V/e$ ,  $v' = C_{2N-1} V/e$ ,  $u = C_N V_g/e$  그리고  $c = C_0/C_N$  이다.

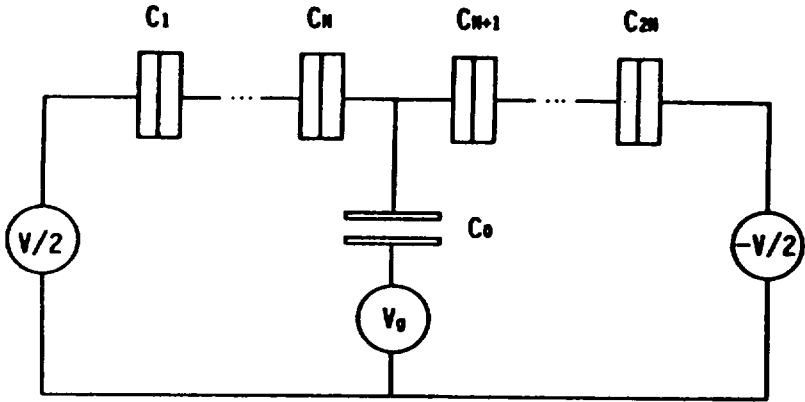


그림 1.  $2N$  개의 접합 전기용량  $C_1, C_2, \dots, C_{2N}$ 이 1차원으로 연결되어 있고 왼쪽과 오른쪽 가장자리의 바이어스 전압은 각각  $V/2$  와  $-V/2$ 이고 게이트 전압  $V_g$  이 게이트 전기용량  $C_0$  을 통하여 배열의 중심에 연결되어진  $2N$ -터스타일.

섬 퍼텐셜( $\phi_i$ )과 섬 내의 과잉전자 수( $n_i$ )사이의 관계는 전하보존법칙으로부터 유도되어지며, 동일한 전기용량, 즉  $C_1 = C_2 = \dots = C_{2N} = C$ 을 갖는 미세 터널접합의 1차원 배열을 고려하면, 관계식은

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

$$(i = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1),$$

$$\phi_{N-1} - (2+c)\phi_N + \phi_{N+1} = (n_N - cu)e/C \quad (4)$$

와 같이  $2N-1$  선형방정식으로 표현할 수 있다. 이 방정식을 보다 간편한 행렬형태로 나타내면

$$\overline{\overline{M}} \overline{\Phi} = \overline{ne}/C \quad (5)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 여기서  $\overline{\overline{M}}$  은

$$\overline{\overline{M}} = \begin{pmatrix} \overline{\overline{S}} & \overline{\overline{1}} & 0 \\ \overline{\overline{1}}^T & D & \overline{\overline{1}}' \\ 0 & \overline{\overline{1}}'^T & \overline{\overline{S}} \end{pmatrix} \quad (6)$$

과 같은  $(2N-1) \times (2N-1)$ 인 대칭행렬이다. 이때  $\overline{\overline{S}}$ 는 대각 요소  $-2$ 와 비대각 요소  $1$ 을 갖는  $(N-1) \times (N-1)$ 의 대칭 삼중 대각 행렬이고, 열 벡터  $\overline{\overline{1}} = \{0, 0, \dots, 1\}^T$ 와  $\overline{\overline{1}}' = \{1, 0, \dots, 0\}$ 는 모두  $N-1$  요소를 갖고 있으며  $\overline{\overline{0}}$ 는  $(N-1) \times (N-1)$ 의 영 행렬을 나타내고  $D = -2 - c$  이다. Hu 등[12]이 사용한 방법을 이용하면 대칭 행렬  $\overline{\overline{M}}$ 에 대한 역 행렬은 식 (5)으로부터

$$\overline{\overline{\Phi}} = \overline{\overline{M}}^{-1} \overline{\overline{n}} e / C = - \overline{\overline{R}} \overline{\overline{n}} e / C \quad (7)$$

과 같이 얻을 수 있다. 여기서 대칭 행렬  $\overline{\overline{R}}$ 의 요소들은

$$R_{ij} = \frac{i}{N(2+cN)} [(2N-j) + cN(N-j)\theta(N-j)], \quad (8)$$

for  $i \leq j, \quad i \leq N \quad \text{and} \quad j \leq 2N-1$

로 주어진다. 이때  $\theta(x)$ 에서  $x > 0$  이면  $1$ 이 되고  $x \leq 0$  이면  $0$ 으로 주어지는 계단함수이다. 식 (7)의 대칭 행렬  $\overline{\overline{R}}$ 은

$$R_{ji} = R_{ij}, \quad R_{2N-i, 2N-j} = R_{ij} \quad (9)$$

와 같은 대칭적인 성질을 갖는다. 이는 동일한 접합 전기용량을 갖는 턴스타일의 대칭적 구조 때문이다. 만약 전하( $n_i$ )가 주어진다면 퍼텐셜( $\Phi_i$ )는 식 (7)에 의해 결정되므로 식 (7)을 이용하면 본 논문에서 다루고자 하는 여러 물리량들을 유도할 수 있다.

### III. Gibbs 자유에너지와 대전에너지

먼저  $2N$ -턴스타일의 Gibbs 자유에너지를 계산한다. 이 에너지는 미세 접합을 통한 터널링의 비율을 결정하는 실마리가 되는 물리량이다.  $2N$ -턴스타

일의 Gibbs 자유에너지는

$$F = E_S + W \tag{10}$$

와 같이 정전기 에너지  $E_S$ 와 섬에 있는 전하( $\bar{n}$ )의 변화와 관계되는 전하 재 분포로 인한 일  $W$ 를 합한 것이다. 여기서 정전기 에너지  $E_S$ 는

$$E_S = \frac{C}{2} \left[ \sum_{i=1}^{2N} (\phi_i - \phi_{i-1})^2 + \alpha (V_g - \phi_N)^2 \right] - e \sum_{i=0}^{2N} n_i \phi_i - n_g^g V_g \tag{11}$$

와 같이 주어진다. 식 (11)의 오른쪽 첫째 항은 접합의 총 대전 에너지이고 두 번째 항은 결합 전기용량의 대전에너지이며 세 번째 항은 두 이웃하는 접합 사이의 섬에서 과잉전자의 정전기 에너지이다. 또한, 네 번째 항은 게이트 전압과 게이트 전기용량에 있는 과잉전자  $n_g^g$ 의 정전기 에너지이다. 전하의 재 분포로 인해 한 일은

$$W = - \sum_{i=1}^{2N} V_i Q_i - (V_g - \phi_N) Q^g \tag{12}$$

으로 나타낼 수 있다. 식 (12)의 우변 첫 번째와 두 번째 항은 각각  $2N$  접합과 결합 축전기에 의해 한 일을 나타낸다. 그리고,  $V_i = \phi_{i-1} - \phi_i$ ,  $\phi_0 = V/2$ ,  $\phi_{2N} = -V/2$ 이고  $Q_i$ 와  $Q^g$ 는 각각  $i$ 번째 접합과 게이트 전기용량의 전하를 의미한다. 식 (11)과 식(12)에서 보는 바와 같이 식 (10)의 Gibbs 자유에너지는 퍼텐셜  $\{\phi\}$ 과 전하  $\{\bar{n}\}$ 로 나타낼 수 있다. 식 (7), (8), 그리고 (9)를 이용하면 Gibbs 자유에너지는

$$F = E_c(i, j) - \frac{V}{2} (Q_0 - Q_{2N}) - V_g Q^g \tag{13}$$

과 같이 명확히 얻을 수 있게 된다. 여기서

$$E_c(i, j) = E_0 + \frac{e^2}{2C} \sum_{i,j}^{2N-1} n_i R_{ij} n_j, \tag{14}$$

$$E_0 = \frac{1}{4} C V^2 (1 - R_{11} + R_{1,2N-1}) + \frac{1}{2} C_0 V_g^2 (1 - c R_{NN}), \tag{15}$$

$$Q_0 = n_0 e + C(\phi_0 - \phi_1), \tag{16}$$

$$Q_{2N} = n_{2N}e + C(\Phi_{2N} - \Phi_{2N-1}), \quad (17)$$

$$Q_{N}^g = n_{N}^g e + C_0(V_g - \Phi_N) \quad (18)$$

이다. 식 (13)은 바이어스 전압( $\Phi_0, \Phi_{2N}$ ), 전하( $\bar{n}$ ), 그리고 퍼텐셜( $\bar{\Phi}$ )을 가지고 있는  $2N$ -턴스타일의 Gibbs 자유에너지의 일반적인 표현이다.

다음으로  $k$ 번째 섬에 한 개의 과잉전자가 있는 경우 대전에너지  $E_c(i, j)$ 를 계산하기로 한다. 이 경우에는  $n_i = \delta_{ik}$  과  $n_j = \delta_{jk}$  으로 주어지며 식 (14)의 대전 에너지 항은

$$E_c(k) = E_0 + \frac{e^2}{2C} R_{kk} \quad (19)$$

로 표현된다. 여기서  $E_0$ 는 식 (15)와 같고 전하( $\bar{n}$ )와는 무관한 식 (8)을 사용하면 대전에너지는

$$E_c(k) = \begin{cases} \frac{e^2}{2C} \left[ -\frac{1+cN}{N(2+cN)} k^2 + k + \frac{v^2}{2N} + \frac{2c u^2}{2+cN} \right], & \text{for } 0 < k \leq N \\ \frac{e^2}{2C} \left[ -\frac{1+cN}{N(2+cN)} (2N-k)^2 + 2N-k + \frac{v^2}{2N} + \frac{2c u^2}{2+cN} \right], & \text{for } 0 < k \leq N \end{cases} \quad (20)$$

과 같이 고쳐 쓸 수 있다. 그림 2는 섬의 위치  $k$ 에 따른 대전에너지  $E_c(k)$ 의 값을 나타낸 그림이다. 그림에서 보는 바와 같이  $E_c(k)$ 는 중앙 섬( $k=10$ )에 의해 정확히 대칭적 형태를 가지고 있다.  $c \ll 1$ 에 대해서  $E_c(k)$ 은 중앙 섬( $N$ )에서 최고 값을 가지며 이 경우 중앙 섬의 대전에너지와 최대 대전에너지 사이의 차를 의미하는 전자의 장벽 높이는 0이다. 따라서 어떤 전자는 중앙 섬에 가두어 둘 수 없게된다.  $c$  값이 증가함에 따라  $E_c(k)$ 의 최대 값 위치는 중앙 섬으로부터 ( $N/2$ )번째 섬과 ( $3N/2$ )번째 섬으로 이동한다.  $c \gg 1$ 일 때 중앙 섬에서  $E_c(k)$ 는 최소 값으로 근접하게 된다. 그래서  $c$ 가 증가함에 따라 장벽 높이가 증가하여 중앙 섬에서 전자가 쉽게 갈리게 된다.

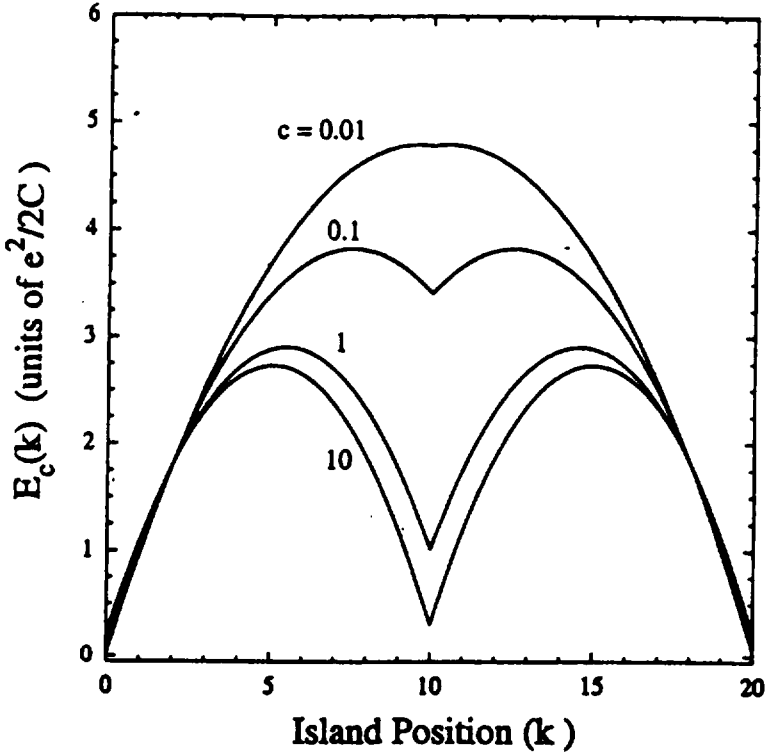


그림 2  $c$  값의 변화에 대한  $k$ 번째 섬에 있는 과잉전자의 대전에너지 그림. 여기서  $c = C_0/C, N = 10, u = 1$  그리고  $v = 0.5$ 이다.

따라서  $c$  값이 중앙 섬의 장벽 높이에 중요한 영향을 미친다는 것을 알 수 있다.

중앙 섬에서 갇힌 전자의 장벽 높이를 명확하게 표현하기 위해서 우리는 식 (20)으로부터 장벽 높이의 최대 값을 갖는 위치  $k_m$

$$k_m = \begin{cases} N\{1/2 + 1/2(1 + cN)\}, & \text{for } 0 < k \leq N \\ N\{3/2 - 1/2(1 + cN)\}, & \text{for } N \leq k < 2N \end{cases}$$

(21)

을 얻는다. 위의 공식에서  $k_m$ 은 연속적인 변수이나 정수이어야 하므로 위치

$k_m$ 를 얻기 위해서는 식 (21)에 의해 주어진 가장 가까운 정수를 택한다. 그림 2에서 보는 바와 같이 매우 작은  $c$ 값에 대해 식 (21)의  $k_m$ 은 중앙 섬의 위치가  $N$ 이 되는 반면에  $c \gg 1$ 인 극한에서  $k_m$ 은  $0 < k \leq N$  일 때는  $N/2$ 에 가깝고  $N \leq k < 2N$ 일 때는  $3N/2$ 에 가까워짐을 알 수 있다. 또한, 식 (20)과 식 (21)을 이용해서 중앙 섬에 갇힌 전자의 장벽 높이  $\Delta E$ 의 값을

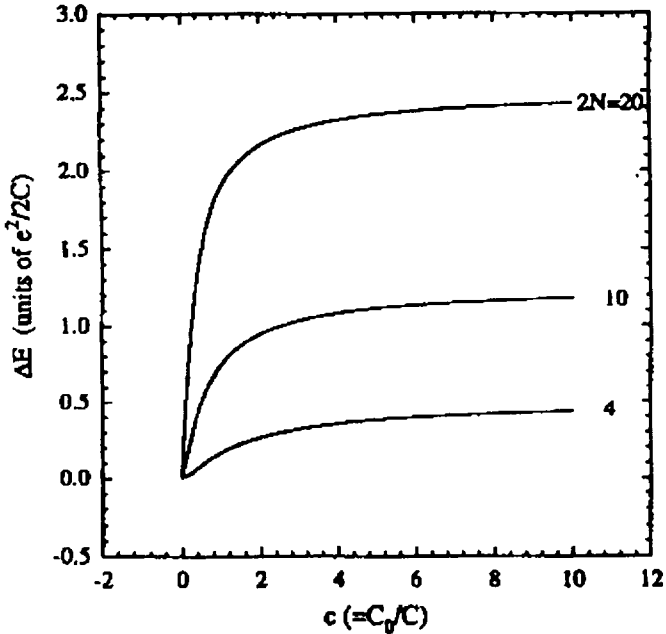


그림 3.  $N=2, 5, 10$ 일 때  $c = C_0/C$ 의 함수로 주어지는  $2N$ -턴스타일의 장벽높이  $\Delta E$ .

$$\Delta E \equiv (e^2/2C)\{R_{k_m k_m} - R_{NN}\}$$

$$= \begin{cases} \frac{e^2}{2C}(1 - k_m/N)\{k_m - (k_m + N)/(2 + cN)\}, & \text{for } 0 < k_m \leq N \\ \frac{e^2}{2C}(k_m/N - 1)\{2N - k_m - (3N - k_m)/(2 + cN)\} & \text{for } N \leq k_m < 2N \end{cases}$$

(22)



와 같이 얻을 수 있다. 그림 3은 중앙 섬에서의 장벽 높이  $\Delta E$ 를  $N=2, 5, N=10$  일 때,  $c$  값의 함수로 나타낸 것이다. 그림 3에서 보는 바와 같이 접합 소자 수  $N$ , 접합 전기용량과 게이트 전기용량의 비율인  $c$ 가 증가할 때  $\Delta E$ 도 증가함을 알 수 있다. 만약  $c$  값이 아주 작으면 장벽높이  $\Delta E$ 는 0이 된다. 따라서 중앙 섬에서는 전자가 갇히게 않게 된다. 그러나  $c$  값이 매우 커지면 장벽높이는  $Ne^2/8C$ 에 가깝게 되며 이는 중앙 섬에서 장벽높이의 최대 값이고 그 최대 값은 접합의 수에 의존한다는 것을 알 수 있다.

#### IV. 쿨롱봉쇄와 문턱전압

다음으로 전하수송으로 인한 Gibbs 자유에너지 변화  $\Delta F$ 를 계산하기로 한다. 편의상, 섬  $k$ 와  $k'$  사이에 일어나는 전하수송만 고려하고 다른 섬에서의 전하 변화는 없도록 유지한다. 전하수송 전과 후의 두 섬에 있는 전하를 각각  $\{n_k, n_{k'}\}$ 과  $\{n'_k, n'_{k'}\}$ 으로 나타내고 수송된 순 전하는  $Q$ 로 나타낸다. 이와 같은 조건하에서  $\{n_k, n_{k'}\}$ 로부터  $\{n'_k, n'_{k'}\}$ 로의 전하수송으로 인한 Gibbs 자유에너지 변화  $\Delta F^Q(k, k')$ 를 식 (13)로부터 유도할 수 있다. 특히, 단일 전자 수송, 말하자면  $n_i = \delta_{ik}, n'_i = \delta_{i,k'}$  경우에 대한 Gibbs 자유에너지 변화는

$$\begin{aligned} \Delta F^e(k, k') &= \frac{e^2}{2C} [(R_{kk'} - R_{kk}) \\ &\quad - u(\delta_{0,k} - \delta_{0,k'} + \delta_{2N,k} - \delta_{2N,k'} + R_{1,k} - R_{1,k'} + R_{2N-1,k} - R_{2N-1,k'}) \\ &\quad - 2u(\delta_{N',k} - \delta_{N',k'} + cR_{Nk} - cR_{Nk'})] \end{aligned} \tag{23}$$

으로 주어진다. 터스타일에서  $k$ 번째 섬에서  $k'$ 번째 섬으로의 전하 터널링은 Gibbs 자유에너지 변화  $\Delta F^Q(k, k')$ 가 0보다 작을 때 일어난다. 이 조건식 (23)을 사용하여 작동조건을 유도한다. 단일전자가 왼쪽에서 터스타일 안으로 터널링하기 위해서는  $\Delta F^e(0, 1) < 0$ 와  $\Delta F^e(2N, 2N-1) > 0$ 의 조건

로 터널링하기 위해서는  $\Delta F^e(0, 1) < 0$ 와  $\Delta F^e(2N, 2N-1) > 0$ 의 조건을 만족해야 한다. 이것은

$$u + \frac{v}{A} > B, \quad (24)$$

$$u - \frac{v}{A} < B. \quad (25)$$

와 같은 부등식을 준다. 여기서

$$u = N(2C_c V_g / e - 1), \quad v = (2 + cN)CV / e, \quad (26)$$

$$A = \frac{(2 + Nc)R_{1N} / N}{1 - R_{11} + R_{1,2N-1}} = 1, \quad (27)$$

$$B = N(R_{11} - R_{1N}) / R_{1N} = 1 \quad (28)$$

이다. 그리고 단일전자가 턴스타일의 중심 섬에 가두어 두기 위해서는

$$u + \frac{v}{A} < B + 2N, \quad (29)$$

$$\frac{v}{A'} - u < B' \quad (30)$$

과 같은 조건이 만족되어야 한다. 여기서

$$A' = \frac{(2 + Nc)(R_{NN} - R_{N,N+1}) / N}{R_{1,N-1} - R_{1,N+1}} = 1, \quad (31)$$

$$B' = N(R_{N+1,N+1} - R_{N,N+1}) / (R_{NN} - R_{N,N+1}) = 1 \quad (32)$$

이다. 비슷한 방법으로 식 (23)을 사용하여 중심전극에 갇혀 있는 전자가 턴스타일의 오른쪽으로 터널링하기 위한 조건을

$$\frac{v}{A'} - u > B', \quad (33)$$

$$-\frac{v}{A'} - u < B', \quad (34)$$

$$\frac{v}{A} - u < B + 2N, \quad (35)$$

$$\frac{v}{A} + u < B. \quad (36)$$

과 같이 얻을 수 있다. 식 (24), (25), (29), (30) 그리고 (33)~(36)을 사용하면 매개변수 평면  $(v, u)$ 에서 단일전자가 터널링해 들어오고 탈출하는 영역을 나

타낼 수 있다.

그림 4는 단일전자가 터널링해 들어오는 조건 식 (24), (25), (29), (30)과 탈출해 나가는 조건 식 (33)~(36)을 사용하여 평면  $(v, u)$ 에 쿨롱봉쇄 영역을 나타낸 것이다. 위의 결과는 Averin 등[5]의 결과와 일치한다. 그림에서 보는 바와 같이, 이들 조건 식은 평면  $(v, u)$ 에서 두 개의 사각형 영역을 형성하게 된다. 여기서 위쪽 빗금친 영역은 전자가 터널링해 들어오고, 아래쪽 영역은 탈출해 나가는 것을 나타낸다. 이 두 영역은 터스타일을 통하여 전류가 흐르지 않는 정사각형 모양의 쿨롱봉쇄에 의하여 분리된다. 따라서 그림의 화살표에서 보는 바와 같이, 일정한 바이어스 전압하에서 게이트 전압  $V_g$  (또는  $U$ )를 변화시킴으로써, 단일전자를 하나씩 이동을 시킬 수 있게 된다.

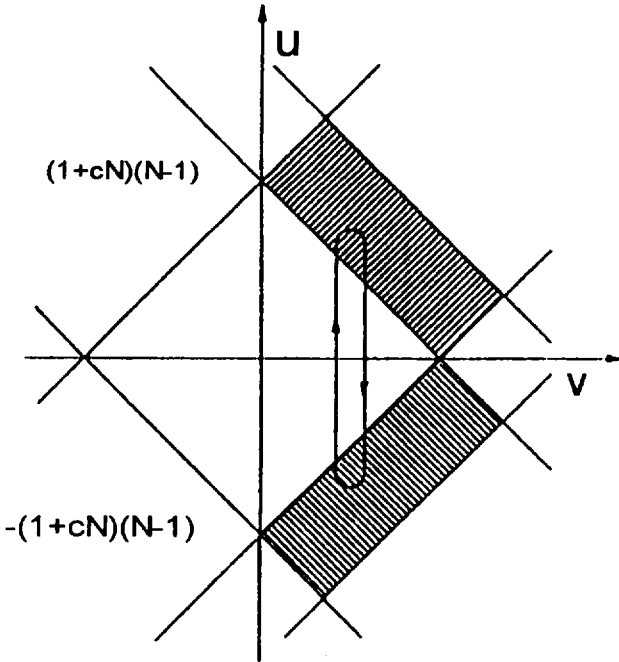


그림 4. 바이어스 전압-게이트 전압 평면에서  $2N$ -터스타일의 쿨롱봉쇄 영역. 여기서 중심 사각형 부분이 쿨롱봉쇄를 나타낸다. 빗금친 위의 부분에서

전자는 터스타일로 터널링해 들어가고, 아래 부분에서는 탈출해 나온다. 이때,  $u = N(2C_0 V_g / e - 1)$ ,  $v = (2 + cN)CV / e$  이다.

$k$ 번째 섬에서  $k'$ 번째 섬으로의 전하 터널링에 대한 문턱전압  $V_i$ 는 식 (23)에서  $\Delta F^Q(k, k')|_{v=v_i} = 0$ 을 계산함으로써

$$V_i(k, k') = \frac{e}{C} \frac{(R_{kk} - R_{kk'}) - 2u(\delta_{N^*,k} - \delta_{N^*,k'} + cR_{Nk} - cR_{Nk'})}{\delta_{0,k} - \delta_{0,k'} + \delta_{2N,k} - \delta_{2N,k'} + R_{1k} - R_{1k'} + R_{2N-1,k} - R_{2N-1,k'}} \quad (37)$$

과 같이 얻을 수 있다. 식 (37)에서 cotunneling이 일어나지 않고, 단지 단일 터널링이 일어나는 경우를 고려하면, 식 (37)은

$$\begin{aligned} V_i(0, 1) &= -V_i(2N-1, 2N), \\ &= -e\{(1 + cN)(N-1) - N(2cu-1)\} / (2 + cN)C, \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} V_i(N-1, N) &= -V_i(N, N+1), \\ &= e\{(1 + cN)(N-1) + N(2cu-1)\} / (2 + cN)C \end{aligned} \quad (39)$$

와 같이 얻을 수 있다. 식 (38)의  $V_i(0, 1)$ 과  $V_i(N, N+1)$ 은 음의 값으로 주어지고 전자가 가장자리에서 중앙 섬으로 터널링해 들어갈 때의 문턱전압과 중앙 섬에서 탈출해 나갈 때의 문턱전압을 의미하고,  $V_i(2N-1, 2N)$ 과  $V_i(N-1, N)$ 은 양의 값으로 전자가 가장자리로 터널링해 들어가는 문턱전압과 중앙 섬에서 탈출해 나가는 문턱전압을 의미한다. 접합의 중앙 섬으로 터널링해 들어가는 문턱전압과 중앙 섬에서 탈출해 나가는 문턱전압은  $c$  값과 접합의 수  $N$ 에 의존한다는 것을 주목하여야 한다.

식 (38)을 이용하여  $N=10$ 과  $u=1$ 일 때  $c$  값에 따른 문턱전압의 의존성을 그림 5에 나타내었다. 삼입 그림은  $c=1$ 이고  $u=1$ 일 때 접합의 수에 따른 문턱전압을 보여준다. 그림에서 보는 바와 같이 문턱전압의 절대값은 접합수의 증가에 따라 선형적으로 증가한다는 것을 알 수 있다. 따라서, 많은 수의 접합으로 이루어진  $2N$ -터스타일에서는 높은 문턱전압 때문에 단일전자는 터

널링해 들어가거나 탈출해 나올 수 없다. 매우 작은  $c$  값에 대하여 접합이 양 쪽 가장자리에서 중앙 점으로 터널링해 들어가는 문턱전압  $V_t(0, 1)$ 과  $V_t(2N-1, 2N)$ 의 절대값이 가장 크고 이 경우에 중앙 섬에서의 탈출해 나가는 문턱전압  $V_t(N-1, N)$ 과  $V_t(N, N+1)$ 는 0에 가깝게 된다. 즉, 중앙 섬에는 전자가 갇힐 수 없다는 것을 알 수 있다. 그러나  $c$ 값이 증가하면 중앙 섬에서 전자가 탈출해 나가는 문턱전압의 절대값  $V_t(N-1, N)$ 과  $V_t(N, N+1)$ 는 가장 크게 된다. 따라서  $c$  값이 증가할수록 중앙 섬에 잘 갇히게 된다는 것을 알 수 있다.

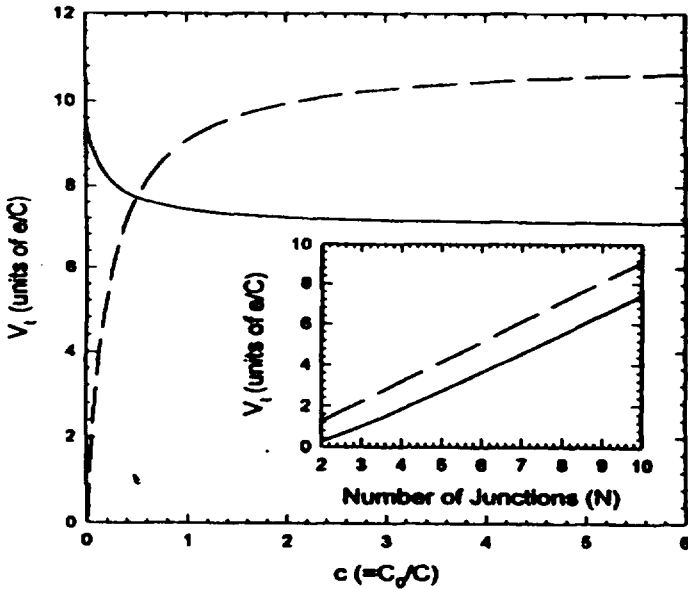


그림 5.  $2N$  터스타일에서  $c (= C_0/C)$ 에 따른 문턱전압의 절대값. 실선은  $k=1$ 과  $2N+1$ 인 경우(터스타일의 가장자리), 점선은  $k=N$ 과  $N+1$ 인 경우(터스타일의 중앙 섬)에 대한 것이다.

## V. 결 론

본 논문에서는  $2N$ 의 터널 접합으로 이루어진 턴스타일의 정전기문제를 Hu 등[12]이 사용한 방법을 이용하여 정전위 퍼텐셜( $\Phi_i$ )을 과잉전자 ( $n_i$ )함수로 얻고, 이로부터 Gibbs 자유에너지, 대전에너지 그리고 터널 접합의 가장자리와  $N$ 번째 섬의 과잉전자에 대한 장벽 높이를 계산하였다. 그리고 마지막으로 Gibbs 자유에너지를 이용하여 ( $u$ ,  $v$ ) 전압공간에서 전하상태의 쿨롱붕쇄 안정영역과 문턱전압을 조사하였다. 대전에너지, 장벽높이, 문턱전압은  $c$  값과 접합의 수에 극히 민감함을 보였다. 그리고 매우 작은  $c$  값에 대하여 대전에너지는 중앙 섬에서 최대 값을 가지므로 장벽 높이와 문턱전압은 중앙 섬에서 0이다, 이는 중앙 섬에 갇힌 전자가 있을 수 없음을 의미한다. 이때 전자가 양 가장자리에서 터널링해 들어가는 문턱전압  $V_t(0, 1)$ 과  $V_t(2N-1, 2N)$ 이다. 그러나  $c$ 값이 증가함에 따라서 대전에너지의 최대 값 위치는 중앙 섬( $N$ )에서  $N/2$ 번째와  $3N/2$ 번째 섬으로 이동한다. 중앙 섬에서 대전에너지가 감소하므로 해서 점차적으로 중앙 섬에서의 장벽높이와 문턱전압은 증가한다.  $c$  값이 큰 경우에 중앙 섬에서 대전에너지는 최소 값을 가지며 장벽 높이와 문턱전압은 최대가 된다. 이 경우에 전자는 중앙 섬에 갇힐 수가 있고 이때의 탈출 문턱전압은  $V_t(N, N+1)$ 과  $V_t(N-1, N)$ 이 된다. 유한한  $c$ 값에 대하여 장벽 높이와 문턱전압은 접합 수의 증가에 따라 증가한다는 것을 알 수 있다. 또한, Gibbs 자유에너지 변화로부터 전압평면 ( $v$ ,  $u$ )에 대한 쿨롱붕쇄 안정영역을 구하였는데, 그 결과는 Averin 등[5]의 결과와 일치함을 알 수 있다.

### 참 고 문 헌

- [1] Esteve D, in Single Charge Tunneling, edited by Grabert H and Devoret M H, NATO ASI, Ser. B (Plenum Press, New York, 1992), Chap. 3.
- [2] Averin D V and Likharev K K, in Single Charge Tunneling, edited by Grabert H and Devoret M H, NATO ASI, Ser. B (Plenum press, New York, 1992), Chap. 9.
- [3] Geerligs L J, Anderegg V F, Holweg P A M, Mooij J E, Pothier H, Esteve D, Urbina C, and Devoret M. H, Phys. Rev. Lett. 64, 2691.
- [4] Pothier H, Lafarge P, Orfila P F, Urbina C, Esteve D, and Devoret M H, 1991 Physica B 169, 573; 1992 Europhys. Lett. 17, 249.
- [5] Averin D V, Odintsov A A, and Vyshenskii S V, 1993 J. Appl. Phys. 73, 1297.
- [6] Dresselhaus P D, Siyuan Han L Ji, Lukens J E, and Likharev K K, 1994 Phys. Rev. Lett. 72, 3226.
- [7] Fulton T A, Gammel P L, and Dunkleberger L N, 1991 Phys. Rev. Lett. 67, 3148.
- [8] Jensen H D and Martinis J M, 1992 Phys. Rev. B 46, 13407.
- [9] Bauernschmitt R and Nazarov Y V, 1993 Phys. Rev. B 47, 9997.
- [10] Martinis J M and Nahuim M, 1993 Phys. Rev B 48, 18316.
- [11] Martinis J M, Nahuim M, and Jensen H D, 1994 Phys. Rev. Lett. 72, 904.
- [12] Hu G Y and O'Connell R F, 1994 Phys. Rev. B 49, 16773; 1995 Phys. Rev. Lett. 74, 1839.