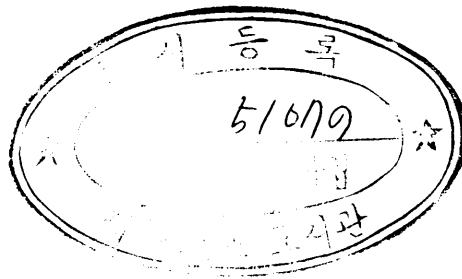


M
02.11.21
ZS>DS

碩士學位請求論文

Stray 전기용량을 갖는 3N-뎀프에서
단일 전자 터널링

指導教授 : 姜 永 奉
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY



濟州大學校 教育大學院

物理教育專攻

鄭 洪 章

1999年 2月

Stray 전기용량을 갖는 3N-펌프에서 단일 전자 터널링

指導教授：姜 永 奉

이 論文을 教育學 碩士學位 論文으로 提出함.

1998年 12月 日

濟州大學校 教育大學院 物理教育專攻

提出者：鄭 洪 章

鄭洪章의 教育學 碩士學位 論文으로 認准함.

1999年 1月 日

審査委員長：_____ 印

審査委員：_____ 印

審査委員：_____ 印

<초록>

Stray 전기용량을 갖는 3N-펌프에서 단일 전자 터널링

鄭 洪 章

濟州大學校 教育大學院 物理教育專攻

指導教授 姜 永 奉

본 연구는 동일한 접합 전기용량 C , 동일한 stray 전기용량 그리고 두 개의 게이트 전기용량 $C_g^{(N)}$ 과 $C_g^{(2N)}$ 을 갖는 3N-펌프의 정전기 문제의 해석적인 해를 기초로 하여 Gibbs 자유 에너지, 대전 에너지, 장벽 높이 등을 얻었다. 특히 우리는 3N-펌프에서 stray 전기용량의 효과를 분석하였는데, $C_g^{(N)}/C = C_g^{(2N)}/C = 0.5$ 일 때 대전 에너지는 C_0/C 값이 클수록 작아진다. 장벽 높이는 역시 C_0/C 값의 증가함에 따라 감소하며, 그리고 접합의 수가 증가할수록 급속히 감소함을 알았다. 특정한 C_0/C 값 이상에서 장벽 높이는 음의 값을 갖는데 이때 소자는 펌프의 역할을 하지 않는다. 마지막으로 바이어스 전압 $V=0$ 과 절대 영도에서 3N-펌프의 쿨롱 봉쇄 영역을 터널 접합 소자의 수와 $C_g^{(N)}/C$, $C_g^{(2N)}/C$ 그리고 C_0/C 의 함수로 분석하였는데 그 결과는 게이트 전압 - 게이트 전압 평면에서 국소 안정 영역은 $C_g^{(N)}/C$, $C_g^{(2N)}/C$, C_0/C 그리고 N 에 따라 다양한 형태를 보였다. C_0/C 값이 클수록 삼중점의 위치는 선형적으로 증가한다. 즉 C_0/C 값의 증가함에 따라 접합을 통하여 전자가 수송될 때 더 큰 값의 게이트 전압을 요구한다. 그래서 C_0/C 값은 3N-펌프 소자의 작동을 결정하는 중요한 역할을 한다.

목 차

<초록>	i
I. 서론	1
II. 3N-펌프에 대한 이론적 배경	3
III. 3N-펌프의 Gibbs 자유 에너지와 대전 에너지	7
IV. 3N-펌프에서의 쿨롱 봉쇄	19
V. 결론	25
<참고문헌>	27
<ABSTRACT>	29

I. 서론

최근에 나노 크기 제작 기술의 발달로, 미세 회로에서 전하 흐름을 통제할 수 있는 스위치 역할을 하는 미세 터널 접합체인 단일 전자 장치(Single Electron Devices)를 제작하는 것이 가능하게 되었다. 이러한 미세 터널 접합체의 기본적인 작동 원리는 쿨롱 봉쇄(Coulomb blockade)효과에 근거를 두고 있다.^{1,2)} 단일 전자의 대전 에너지 $e^2/2C$ 가 열적 요동 효과에 의한 에너지 $k_B T$ 보다 큰 값을 만족하는 전기용량 C 와 터널저항 R_T 가 $R_T \gg R_k = h/e^2$ 조건을 만족하는 단일 미세 터널 접합계에서 단일 전자 터널링을 억제하는 쿨롱 봉쇄로 말미암아 전압이 $V < e/2C$ 일 때에는 전류가 감소하게 된다.¹⁾ 단일 미세 터널 접합계에서의 미시적 터널링 현상은 바이어스 전압 혹은 게이트 전압과 같은 거시적 물리량과 밀접하게 관련되고 이것에 의해 제어된다. 최근 활발히 논의되고 있는 대표적인 예들은 미세 터널 접합 소자들이 근접하게 1차원적으로 배열한 장치들로서,³⁻⁷⁾ 1차원 배열의 끝에 한 개의 우물 전기용량과 연결된 단일 전자 트랩,⁸⁻¹⁰⁾ 한 개의 rf 신호에 의해 제어되는 한 게이트 전극이 전기용량과 함께 1차원 배열의 중심 전극에 결합된 단일 전자 턴스타일,^{11,13)} 그리고 두 개의 rf 신호에 의해 제어되는 두 개의 게이트 전극이 전기용량과 함께 1차원 배열 안에 있는 전극에 결합된 단일 전자 펌프 등^{11,14)}이다. 그리고 2차원 미세 터널 접합^{15,16)}에 대한 연구도 진행 중이다. 또한 복잡한 미세 터널 접합소자들이 개발되고 있는데, 그 중에는 1차원 미세 터널 접합계가 전기용량에 의해 결합된 Straight coupling계와 Slanted coupling계,¹⁷⁾ 그리고 두 개의 단일 전자 트랩이 결합 전기용량에 의해 연결된 Dual-Junction Array 단일 전자 트랩¹⁸⁾ 등이 대표적인 소자들이다. 이런 단일 전자학 분야의 연구는 전류 표준, 초 집적 디지털 전자학, 온도 측정학 같은 혁신적인 기술학상 응용을 내재하고 있다. 이 소자들 중에서도 표준 전류를 만드는데 유용하다고 알려진 소자가 단일 전자 턴스타일과 단일 전자 펌프이다. 이 두 소자 중에서도 단일 전자 펌프가 더 좋은 표준 전류를 만들 수 있다. 단일 전자 펌

프는 두 개의 rf 신호에 의해 제어되는 두 개의 게이트 전극이 게이트 전기용량과 함께 1차원 배열 3N 접합 사이의 N번째 섬과 2N번째 섬에 각각 연결되어 있다. 두 개의 게이트 전압 U_N 과 U_{2N} 에 의해 한 전자를 왼쪽 접합으로부터 섬으로 들어오게 하고 임의의 시간 동안 그 섬에 전자들이 머물러 있다가 오른쪽 접합을 통하여 전자를 이동시킨다. 이와 같이 각 섬에의 과잉 전자의 전하 상태는 게이트 전압에 의해 조작이 가능하다. 그래서 단일 전자 펌프에의 게이트 전압 공간에서 전하 상태의 안정 영역에 대한 연구가 활발히 진행되어 왔다.^{11,14)} 그렇지만 그들의 연구는 stray 전기용량이 없는 펌프에 제한되었다. 반면에 실제적인 실험계¹⁸⁾에서는 stray 전기용량을 포함하고 있다.

이 논문에서는 1차원 배열에서의 3N-펌프의 정전기적 문제에 대한 정확한 해석적 해를 구하고, 대전 에너지, 장벽 높이, Gibbs 자유 에너지를 분석하고, 특히 stray 전기용량에 의한 단일 전자 펌프의 작동에 미치는 효과를 분석하려 한다. 본 논문에서는 II장에서 3N-펌프에 대한 이론적 배경과 stray 전기용량을 갖는 3N개의 터널 소자를 갖는 단일 전자 펌프에서의 정전 문제에 나타나는 (3N-1) 선형방정식을 Hu와 O'Connell이 사용하였던 방법을 사용하여 푼다.⁶⁾ III장에서는 3N-펌프의 Gibbs 자유 에너지와 대전 에너지 그리고 터널 접합의 가장자리와 N번째, 2N번째 섬에서 전자에 대한 장벽 높이를 계산한다. IV장에서는 3N-펌프에서의 쿨롱 봉쇄 현상을 분석하고 Gibbs 자유 에너지를 이용하여 게이트 전압 공간에서의 안정 영역을 조사한다. 특히 stray 전기용량의 효과에 관심을 갖는다. 마지막으로 V장에서는 앞장에서 논의되었던 내용을 요약하여 결론을 내린다.

II. 3N-웜프에 대한 이론적 배경

3N개의 동일한 접합 전기용량 C 가 1차원으로 배열되어 있고, (3N-3)개의 동일한 stray 전기용량 C_0 가 터널 접합들 사이의 섬에 연결되어 있으며, 게이트 전압 U_N 과 U_{3N} 은 각각 게이트 전기용량 $C_g^{(N)}$, $C_g^{(2N)}$ 과 같이 N번째와 2N번째 섬에 연결되어 있는 그림 1과 같은 계를 고려해 보자. 여기서 이 계의 왼쪽 끝머리와 오른쪽 끝머리의 각각에 바이어스 전압 $\Phi_0 = V/2$ 와 $\Phi_{3N} = -V/2$ 를 걸어 주었다. 1차원으로 배열된 접합들 사이의 (3N-1)개의 섬들에 있는 퍼텐셜과 과잉 전자를 세로줄 벡터 $\bar{\Phi} = \{\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_N, \dots, \Phi_{2N}, \dots, \Phi_{3N-1}\}^T$ 와 $\{\bar{n}\} = \{n_1 - CV/2e, n_2, \dots, (n_N - C_g^{(N)} U_N / e), \dots, n_{2N} - C_g^{(2N)} U_{2N} / e, \dots, n_{3N} + CV/2e\}^T$ 로 각각 표기한다.

퍼텐셜 $\{\Phi_i\}$ 와 섬 내에 있는 과잉 전자의 수 $\{n_i\}$ 사이의 관계는 전하 보존 법칙을 사용하여

$$\Phi_{i-1} + D\Phi_i + \Phi_{i+1} = n_i e / C$$

$$(\text{단, } i=1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots, 3N-1) \quad (1)$$

$$\Phi_{N-1} + D' \Phi_N + \Phi_{N+1} = (n_N - C_g^{(N)} U_N) e / C \quad (2)$$

$$\Phi_{2N-1} + D'' \Phi_{2N} + \Phi_{2N+1} = (n_{2N} - C_g^{(2N)} U_{2N}) e / C \quad (3)$$

와 같이 나타낼 수 있다. 여기서 $D = -2 - \gamma$, $D' = -2 - \alpha$, $D'' = -2 - \beta$ 이다. 이때 $\alpha = C_g^{(N)} / C$, $\beta = C_g^{(2N)} / C$, $\gamma = C_0 / C$ 이다.

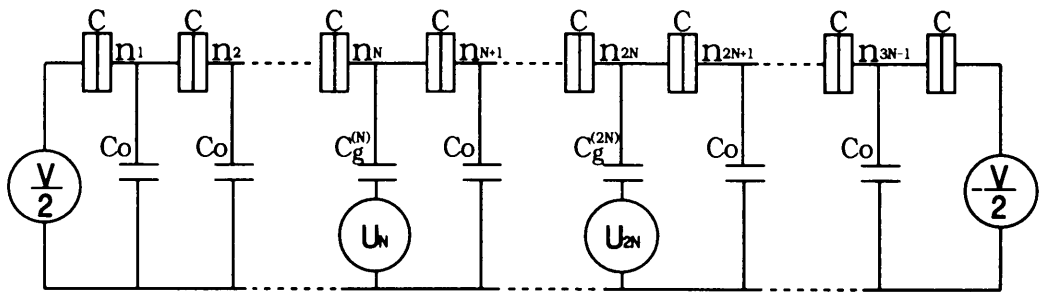


그림 1. 3N 미세 터널 접합을 갖는 3N-펌프의 그림. 여기서 터널 접합의 전기용량은 동일한 값 C 를 가지며, 동일한 stray 전기용량 C_0 가 각 섬에 연결되어 있다. 그리고 N 번째와 $2N$ 번째 섬에 연결된 게이트 전기용량 $C_g^{(N)}$ 과 전기용량 $C_g^{(2N)}$ 은 각각 게이트 전압 U_N , U_{2N} 과 연결되어 있다. 왼쪽과 오른쪽 끝머리의 바이어스 전압은 각각 $V/2$ 와 $-V/2$ 이다.

식 (1)~식 (3)을 보다 간단한 행렬 형태로 고쳐 쓰면

$$\mathbf{M} \bar{\phi} = \bar{n} e / C \quad (4)$$

으로 표현할 수 있다. 여기서 \mathbf{M} 은

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{S} & \bar{\mathbf{1}} & \mathbf{0} & \bar{\mathbf{0}} & \mathbf{0} \\ \bar{\mathbf{1}}^T & \mathbf{D}' & \bar{\mathbf{1}}'^T & \mathbf{0} & \bar{\mathbf{0}}'^T \\ \bar{\mathbf{0}} & \bar{\mathbf{1}}' & \mathbf{S} & \bar{\mathbf{1}} & \mathbf{0} \\ \bar{\mathbf{0}}^T & \mathbf{0} & \bar{\mathbf{1}}^T & \mathbf{D}'' & \bar{\mathbf{1}}'^T \\ \mathbf{0} & \bar{\mathbf{0}} & \mathbf{0} & \bar{\mathbf{1}}' & \mathbf{S} \end{pmatrix} \quad (5)$$

으로 부분행렬 \mathbf{S} 를 갖는 $(3N-1) \times (3N-1)$ 대칭행렬이다. \mathbf{S} 는 같은 대각선 요소 $-2-\gamma$ 와 비대각선 요소 1을 갖는 $(N-1) \times (N-1)$ 대칭 삼중 대각선화 행렬이고 세로줄 벡터 $\bar{\mathbf{1}} = \{0, 0, 0, \dots, 1\}^T$ 와 $\bar{\mathbf{1}}' = \{0, 0, 0, \dots, 0\}$ 는 모두 $(N-1)$ 개의 요소들을 갖는다. 그리고 $\mathbf{0}$ 는 $(N-1) \times (N-1)$ 영행렬이다. 참고 문헌⁷⁾에서 사용한 방법을 이용하면, 대칭행렬 \mathbf{M} 에 대한 역행렬은 식 (4)으로부터

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

과 같이 얻을 수 있다.

여기서 대칭행렬 R 의 요소는

$$R_{ij} = \begin{cases} \sinh i\lambda [\sinh (3N-j)\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \alpha) \sinh 2N\lambda \sinh (N-j)\lambda \\ \quad \theta (N-j) - (\gamma - \beta) \sinh N\lambda \sinh (2N-j)\lambda \theta (2N-j) \\ \quad + (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta) \sinh^2 N\lambda \sinh (N-j)\lambda \theta (N-j) / \sinh \lambda] / A \\ \text{for } 1 < i \leq N, i \leq j, j \leq 3N-1 \\ \\ [\sinh (3N-j)\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \beta) \sinh N\lambda \sinh (2N-j)\lambda \theta (2N-j)] \\ [\sinh i\lambda - (\gamma - \alpha) \sinh N\lambda \sinh (i-N)\lambda / \sinh \lambda] / A \\ \text{for } N < i \leq 2N, i \leq j, j \leq 3N-1 \\ \\ \sinh (3N-j)\lambda [\sinh i\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \alpha) \sinh N\lambda \sinh (i-N)\lambda \\ \quad - (\gamma - \beta) \sinh 2N\lambda \sinh (i-2N)\lambda \\ \quad + (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta) \sinh^2 N\lambda \sinh (i-2N)\lambda / \sinh \lambda] / A \\ \text{for } 2N < i \leq 3N-1, i \leq j, j \leq 3N-1 \end{cases} \quad (7)$$

로 주어진다. 여기서

$$A = \sinh 3N\lambda \sinh^2 \lambda - (2\gamma - \alpha - \beta) \sinh 2N\lambda \sinh N\lambda \sinh \lambda + (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta) \sinh^3 N\lambda$$

이다. 이때 λ 는 $-2 \cosh \lambda = D$ 로 정의되며, Heaviside step 함수 $\theta(x)$ 는 $x > 0$ 일 때 1이며, $x \leq 0$ 일 때 0이다. 식 (6)에서 대칭행렬 R 은 계의 대칭적 성질에 의해 $R_{ij} = R_{ji}$ 의 관계를 갖는다. 식 (7)을 식 (6)에 대입함으로써 퍼텐셜 $\{\phi_i\}$ 를 과잉 전자 $\{n_i\}$ 에 의해 표현되며, 식 (6)을 이용하면 본 논문에서 다루고자 하는 물리량들을 유도할 수 있다.

Ⅲ. 3N-펌프의 Gibbs 자유 에너지와 대전 에너지

먼저 3N-펌프의 Gibbs 자유 에너지를 계산한다. 이 에너지는 미세 접합을 통한 터널링의 비율을 결정하는 실마리가 되는 물리량이다. 3N-펌프의 자유 에너지 F 는 정전기 에너지 E_s 와 섬에 있는 전하 $\{\bar{n}\}$ 의 변화와 관계되는 전하의 재분포로 인한 한 일 W 를 합한 것

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

으로 표현된다. 여기서 정전기 에너지 E_s 는

$$E_s = \frac{C}{2} \left[\sum_{i=1}^{3N} (\phi_{i-1} - \phi_i)^2 + \gamma \left(\sum_{i=1}^{N-1} \phi_i^2 + \sum_{i=N+1}^{2N-1} \phi_i^2 + \sum_{i=2N+1}^{3N-1} \phi_i^2 \right) + \alpha (U_N - \phi_N)^2 + \beta (U_{2N} - \phi_{2N}) \right] - e \sum_{i=0}^{3N} n_i \phi_i \quad (9)$$

와 같이 정의된다. 여기서 식 (9)의 오른쪽 첫 번째 항은 접합들에 대한 전체 대전 에너지이고 두 번째 항은 stray 축전기에 대한 대전 에너지, 세 번째와 네 번째 항은 각각 N번째 있는 게이트 축전기의 대전 에너지 그리고 마지막 항은 배열에 연결된 두 개의 가장 가깝게 이웃하는 접합 사이의 섬에 있는 과잉 전자의 정전기 에너지이다. 전하의 재분포로 인한 한 일은

$$W = - \sum_{i=1}^{3N} V_i Q_i + \sum_{i=1}^{N-1} \phi_i Q_i^s + \sum_{i=N+1}^{2N-1} \phi_i Q_i^s + \sum_{i=2N+1}^{3N-1} \phi_i Q_i^s - (U_{2N} - \phi_{2N}) Q_i^s - (U_N - \phi_N) Q_i^s \quad (10)$$

로 주어진다. 여기서 식 (10)의 오른쪽의 첫 번째와 두 번째 항은 각각 3N 접합과 stray 축전기에 의한 한 일이며, 세 번째와 마지막 항은 각각 N번째와 2N번째에 있는 게이트 축전기에 의한 한 일이다. 그리고 $V_i = \phi_{i-1} - \phi_i$, $Q_i = C(\phi_{i-1} - \phi_i)$, $Q_i^s = -C_0 \phi_i$ 이며 Q_i , Q_i^s , Q_N^s 그리고 Q_{2N}^s 는 각각 i 번째 접합, i 번째 stray 축전기, N번째 게이트 축전기 그리고 2N번째 게이트 축전기의 전하이다.

식 (9)와 식 (10)에서 보는 바와 같이 식 (8)의 Gibbs 자유 에너지는 퍼텐셜 $\{\Phi_i\}$ 와 전하 $\{\bar{n}\}$ 에 의하여 표현된다. 식 (6)과 식 (7)을 이용하면 Gibbs 자유 에너지를

$$F = E_c - V(Q_0 - Q_{3N})/2 - U_N Q_N^g - U_{2N} Q_{2N}^g \quad (11)$$

과 같이 명확히 표현할 수 있다. 여기서

$$E_c = E_0 + \frac{e^2}{2C} \sum_{i,j=1}^{3N-1} n_i R_{ij} n_j \quad (12)$$

$$\begin{aligned} E_0 = & (e^2/2C)[(CV/e)^2(2 - R_{1,1} + 2R_{1,3N-1} - R_{3N-1,3N-1})/4 \\ & + \alpha(CU_N/e)^2(1 - \alpha R_{N,N}) + \beta(CU_{2N}/e)^2(1 - \beta R_{2N,2N}) \\ & + \alpha(CV/e)(CU_N/e)(R_{1,N} - R_{2N,3N-1})], \end{aligned} \quad (13)$$

$$Q_0 = en_0 + C(\Phi_0 - \Phi_1), \quad (14)$$

$$Q_{3N} = en_{3N} + C(\Phi_{3N} - \Phi_{3N-1}), \quad (15)$$

$$Q_N^g = C_g^{(N)}(U_N - \Phi_N), \quad (16)$$

$$Q_{2N}^g = C_g^{(2N)}(U_{2N} - \Phi_{2N}). \quad (17)$$

이다. 식 (11)은 바이어스 전압 $\{\Phi_0, \Phi_{3N}\}$ 섬에 있는 전하 $\{\bar{n}\}$ 와 퍼텐셜 $\{\bar{\Phi}\}$ 을 갖는 3N-펌프의 Gibbs 자유 에너지에 대한 일반적인 표현이다.

다음으로 k 번째 섬에 한 개의 과잉 전자가 있는 경우 대전 에너지 E_c 를 계산한다. 이 경우 $n_i = \delta_{ik}$ 이며 식 (12)에서 대전 에너지는

$$E_c(k) = E_0 + (e^2/2C)R_{kk} \quad (18)$$

과 같이 유도된다. 여기서 E_0 는 식 (13)에서 주어진 양이고 전하 $\{\bar{n}\}$ 와 무관하다.

식 (7)을 사용하면 대전 에너지는

$$E_c(k) = \begin{cases} E_0 + (e^2/2C) \sinh k\lambda [\sinh(3N-k)\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \alpha) \sinh 2N\lambda \\ \quad \sinh(N-k)\lambda - (\gamma - \beta) \sinh N\lambda \sinh(2N-k)\lambda \\ \quad + (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta) \sinh^2 N\lambda \sinh(N-k)\lambda / \sinh \lambda] / A \\ \text{for } 0 < k \leq N \\ \\ E_0 + (e^2/2C) [\sinh(3N-k)\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \beta) \sinh N\lambda \sinh(2N-k)\lambda] \\ \quad [\sinh k\lambda - (\gamma - \alpha) \sinh N\lambda \sinh(k-N)\lambda / \sinh \lambda] / A \\ \text{for } N < k \leq 2N \\ \\ E_0 + (e^2/2C) \sinh(3N-k)\lambda [\sinh k\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \beta) \sinh 2N\lambda \\ \quad \sinh(2N-k)\lambda - (\gamma - \alpha) \sinh N\lambda \sinh(k-N)\lambda \\ \quad + (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta) \sinh^2 N\lambda \sinh(k-2N)\lambda / \sinh \lambda] / A \\ \text{for } 2N < k \leq 3N-1 \end{cases} \quad (19)$$

로 고쳐 쓸 수 있다.

그림 2와 그림 3은 식 (19)의 수치적인 계산 결과로 섬의 위치 k 에 따른 대전 에너지 $E_c(k)$ 의 값을 나타낸 그림이다.

그림 2에서는 일정한 $\gamma=0.05$ 에 대하여 $\alpha=\beta=0.5$ 일 경우 접합 배열의 중앙($k=3$)에서 $\alpha=0.5$, $\beta=0$ 에서는 배열의 왼쪽 1/3($k=2$) 지점에서 최대값을 $\alpha=0$, $\beta=0.5$ 일 때는 배열의 왼쪽 2/3($k=4$)에서 최대값을 가짐을 알 수 있다. 이는 α , β 의 값 중에서 상대적으로 큰 값을 갖는 게이트 전기용량에 보다 많은 과잉 전자가 존재함을 보여 주고 있다. 그리고 $\gamma \ll 1$ 이면서 $\alpha=\beta=0$ 인 경우는 단순한 1차원 접합 배열 효과를 보여 주고 있으며, 이 때 펌프의 기능이 상실됨을 알 수 있다.

그림 3은 일정한 $\alpha=\beta=0.5$ 일 경우 γ 의 변화에 따른 대전 에너지의 값에 미치는 효과를 나타낸 그림이다. γ 가 클수록 대전 에너지 값이 작아짐을 보이고 있으며, $\alpha=\beta=\gamma$ 인 경우는 1차원 접합 배열의 결과와 일치한다. 특히 α 와 β 가

γ 보다 큰 경우와는 달리 배열의 중심에서의 대전 에너지 값이 배열이 1/3 위치와 2/3 위치에서의 대전 에너지 값보다 작은 값을 보여 주고 있는 γ 가 α 와 β 보다 큰 값을 가질 경우는 접합 배열은 펌프의 기능이 상실되면서 중심에 과잉 전자가 가두어져서 양자점으로 역할을 함을 보여주고 있다.



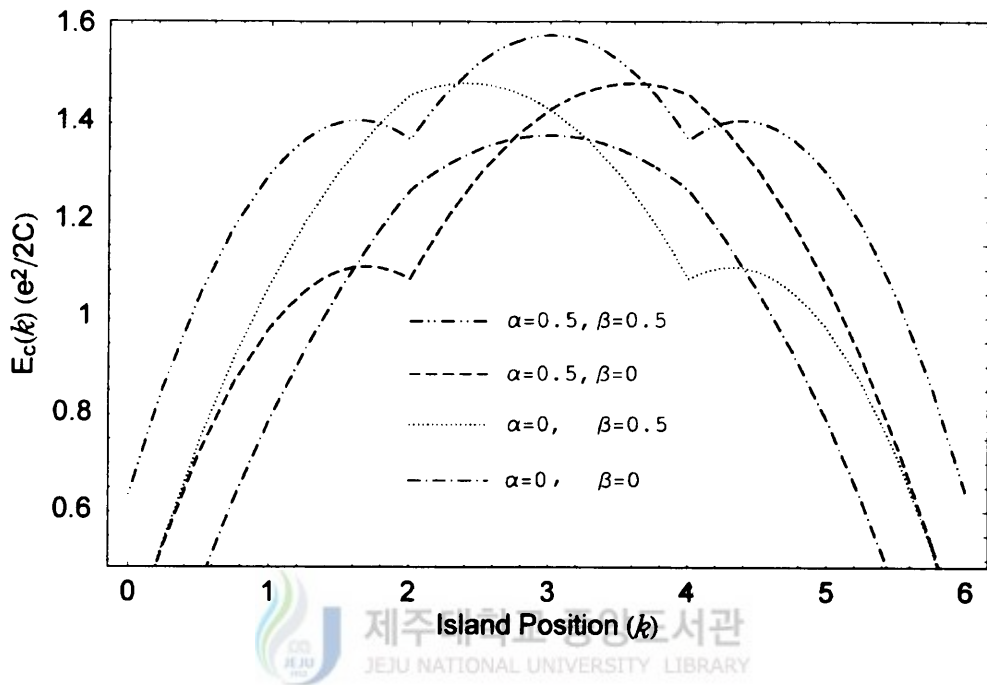


그림 2. α , β 값의 변화에 대한 k 번째 섬에 있는 과잉 전자의 대전 에너지 그림. 여기서 $\alpha = C_g^{(N)}/C$, $\beta = C_g^{(2N)}/C$, $\gamma = C_0/C$ 이고 $N=2$, $\gamma=0.05$, $V=0$, $CU_N/e=1$, $CU_{2N}/e=1$ 이다.

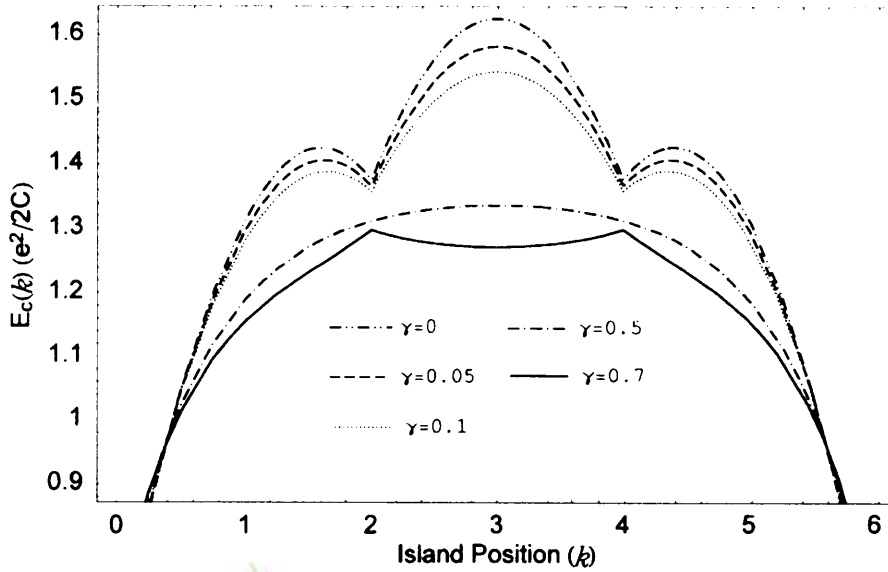


그림 3. γ 값의 변화에 대한 k 번째 섬에 있는 과잉 전자의 대전 에너지 그림.
 여기서 $\alpha = C_g^{(N)}/C$, $\beta = C_g^{(2N)}/C$, $\gamma = C_0/C$ 이고 $N=2$, $\gamma=0.05$, $\alpha=\beta=0.5$,
 $V=0$, $CU_N/e=1$, $CU_{2N}/e=1$ 이다.

섬에 잡힌 전자의 장벽 높이의 최대값에 대응하는 위치 k_m 은 식 (19)을 사용하면 식 (20)을 유도할 수 있다.

$$k_m = \begin{cases} \frac{3N}{2} - \frac{1}{4\lambda} \ln \left\{ \begin{array}{l} [\sinh^2 \lambda + (\gamma - \alpha) \sinh \lambda (1 - e^{4N\lambda})/2 + (\gamma - \beta) \sinh \lambda \\ (1 - e^{2N\lambda})/2 - (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)(2e^{2N\lambda} - e^{4N\lambda} - 1)/4] / \\ [\sinh^2 \lambda + (\gamma - \alpha) \sinh \lambda (e^{-4N\lambda} - 1)/2 + (\gamma - \beta) \sinh \lambda \\ (e^{-2N\lambda} - 1)/2 - (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)(2e^{-2N\lambda} - e^{-4N\lambda} - 1)/4] \end{array} \right. \\ \text{for } 0 < k \leq N \\ \\ \frac{3N}{2} - \frac{1}{4\lambda} \ln \left\{ \begin{array}{l} [\sinh^2 \lambda + (\gamma - \alpha) \sinh \lambda (e^{-2N\lambda} - 1)/2 + (\gamma - \beta) \sinh \lambda \\ (1 - e^{2N\lambda})/2 - (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)(2 - e^{-2N\lambda} - e^{2N\lambda})/4] / \\ [\sinh^2 \lambda + (\gamma - \alpha) \sinh \lambda (1 - e^{2N\lambda})/2 + (\gamma - \beta) \sinh \lambda \\ (e^{-2N\lambda} - 1)/2 - (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)(2 - e^{-2N\lambda} - e^{2N\lambda})/4] \end{array} \right. \\ \text{for } N < k \leq 2N \\ \\ \frac{3N}{2} - \frac{1}{4\lambda} \ln \left\{ \begin{array}{l} [\sinh^2 \lambda + (\gamma - \alpha) \sinh \lambda (e^{-2N\lambda} - 1)/2 + (\gamma - \beta) \sinh \lambda \\ (e^{-4N\lambda} - 1)/2 - (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)(2e^{-2N\lambda} - e^{-4N\lambda} - 1)/4] / \\ [\sinh^2 \lambda + (\gamma - \alpha) \sinh \lambda (1 - e^{2N\lambda})/2 + (\gamma - \beta) \sinh \lambda \\ (1 - e^{4N\lambda})/2 - (\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)(2e^{-2N\lambda} - e^{4N\lambda} - 1)/4] \end{array} \right. \\ \text{for } 2N < k \leq 3N - 1 \end{cases} \quad (20)$$

식 (20)의 계산에서 k_m 은 연속적 변수로 취급하였지만 그것은 정수이다. 그래서 위치 k_m 은 식 (20)에서 주어진 값에 가장 가까운 정수를 택한다. 그리고 $r \ll 1$ 의 극한에서 식 (20)은

$$k_m = \begin{cases} \frac{N}{2} \left(1 + \frac{2 + \beta N}{1 + 2\alpha N + \beta N + \alpha \beta N^2} \right), & \text{for } 0 < k \leq N \\ \frac{N}{2} \left(3 + \frac{(\alpha - \beta)N}{1 + \alpha N + \beta N + \alpha \beta N^2} \right), & \text{for } N < k \leq 2N \\ \frac{N}{2} \left(5 - \frac{2 + \alpha N}{1 + \alpha N + 2\beta N + \alpha \beta N^2} \right), & \text{for } 2N < k \leq 3N - 1 \end{cases} \quad (21)$$

과 같이 간단한 형태로 표현된다. 여기서 $\alpha = \beta = 0$ 인 경우 $k_m = 3N/2$ 이 되어 배열 중심에서 장벽 높이가 최대가 됨을 알 수 있다. 그리고 $\alpha = \beta \neq 0$ 인 경우 두 번째 장벽 높이가 0과 N 사이 그리고 2N과 3N-1 사이에 나타나는데 그 높이는 α 와 β 값의 크기에 의해 결정된다. 식 (20)에서 k_m 이 결정되었을 때 접합의 끝머리와 N번째 그리고 2N번째 섬에 있는 한 전자에 대한 장벽 높이의 값 ΔE 는

$$\Delta E^{(1)} = (e^2/2C)(R_{k_m k_m} - R_{11}) \quad (22)$$

$$\Delta E^{(N)} = (e^2/2C)(R_{k_m k_m} - R_{NN}) \quad (23)$$

$$\Delta E^{(2N)} = (e^2/2C)(R_{k_m k_m} - R_{2N2N}) \quad (24)$$

과 같이 얻을 수 있다. 여기서

$$R_{k_m k_m} = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\tanh k_m \lambda}{\sinh \lambda}, & \text{for } 0 < k_m \leq N \\ \frac{[\sinh(3N - k_m)\lambda \sinh \lambda - (\gamma - \alpha) \sinh N \lambda \sinh(2N - k_m)\lambda]}{[\sinh k_m \lambda - (\gamma - \alpha) \sinh N \lambda \sinh(k_m - N)\lambda / \sinh \lambda]} / A \\ & \text{for } N < k_m \leq 2N \\ \frac{1}{2} \frac{\tanh(3N - k_m)\lambda}{\sinh \lambda}, & \text{for } 2N < k_m \leq 3N - 1 \end{cases} \quad (25)$$

$$R_{11} = \sinh \lambda [\sinh (3N-1)\lambda \sinh \lambda - (\gamma-\alpha) \sinh 2N\lambda \sinh (N-1)\lambda - (\gamma-\beta) \sinh 2N\lambda \sinh (2N-1)\lambda + (\gamma-\alpha)(\gamma-\beta) \sinh^2 2N\lambda \sinh (N-1)\lambda / \sinh \lambda] / A , \quad (26)$$

$$R_{N,N} = [\sinh \lambda \sinh N\lambda \sinh 2N\lambda - (\gamma-\beta) \sinh^3 N\lambda] / A , \quad (27)$$

$$R_{2N,2N} = [\sinh \lambda \sinh N\lambda \sinh 2N\lambda - (\gamma-\alpha) \sinh^3 N\lambda] / A \quad (28)$$

이다.

그림 4는 첫 번째 섬과 N번째 섬에서의 장벽 높이 $\Delta E^{(1)}$ 과 $\Delta E^{(N)}$ 이 stray 전기용량의 변화에 어떤 영향을 받는지를 식 (22)과 (23)를 사용하여 그린 것이다. 두 그림 모두 γ 의 증가에 따라 장벽 높이가 급속히 감소함을 알 수 있다. 첫 번째 섬에서의 장벽 높이는 그림 4a에서 알 수 있듯이 N값이 증가하더라도 양의 값을 가지는 반면 N번째 섬에서의 장벽 높이는 그림 4b에서처럼 특정한 γ 값 이상에서 음의 값을 가짐을 알 수 있으며, 이때 접합 배열은 펌프의 기능을 상실하여 양자점으로서 역할을 하며, α 와 β 값에 따라 특정한 값이 결정된다. 이 그림에서는 $\alpha = \beta = 0.5$ 인 경우이다. 그림 4b는 N이 클수록 더 작은 γ 값에서 장벽 높이가 음의 값을 가짐을 보이고 있다. 그리고 $\alpha = \beta$ 인 경우 장벽 높이의 최대 값에 대응하는 섬의 위치 k_m 는 $3N/2$ 인 접합 배열의 중심임을 다시 한번 확인하여 주고 있다. 또한 $\alpha = \beta$ 인 경우 대전 에너지는 대칭적인 값을 가지므로 첫 번째와 N번째 섬에서의 장벽 높이는 각각 $3N-1$ 번째와 $2N$ 번째 섬에서의 장벽 높이와 같은 결과를 준다.

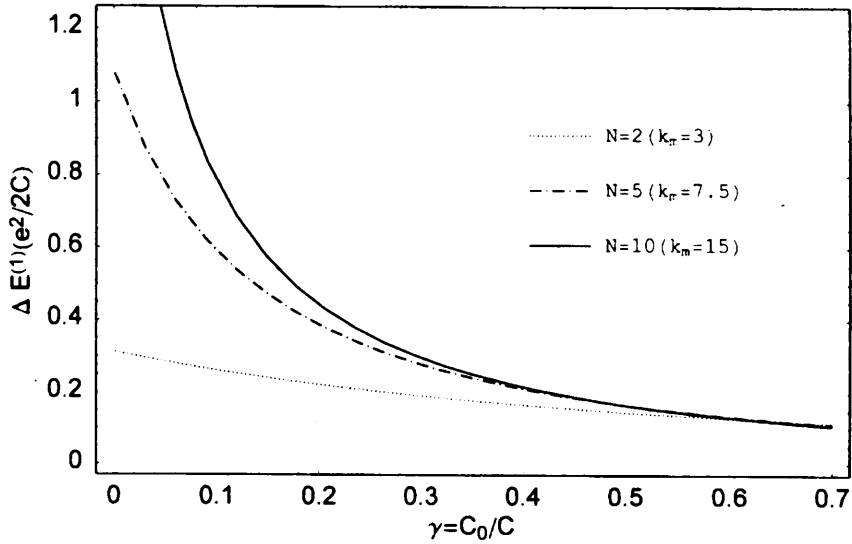


그림 4a. $N=2, 5, 10$ 에 대한 $\gamma=C_0/C$ 함수로서의 첫 번째 섬에서 장벽 높이 ΔE 의 그림. 여기서 $\alpha = C_g^{(N)}/C = 0.5$, $\beta = C_g^{(2N)}/C = 0.5$, $CU_N/e = 1$, $CU_{2N}/e = 1$, $V=0$ 이다.

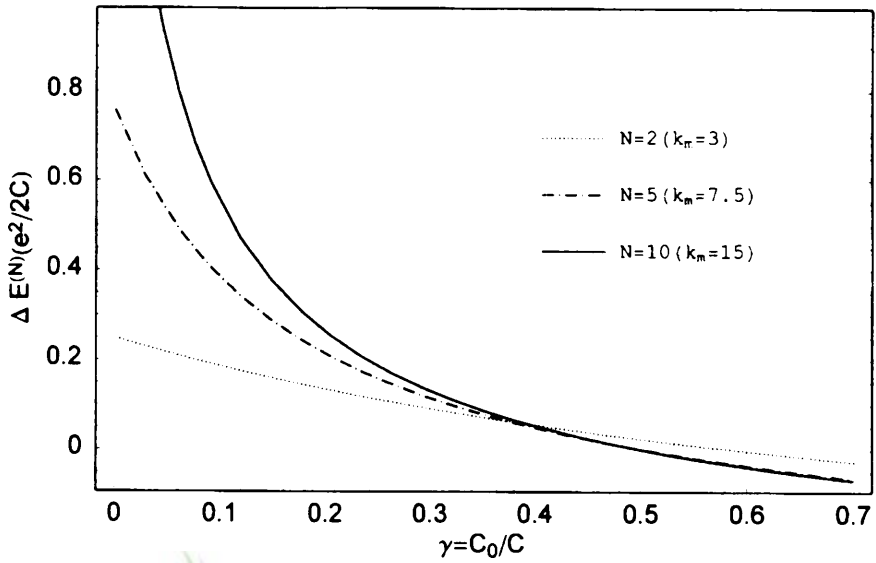


그림 4b. $N=2, 5, 10$ 에 대한 $\gamma = C_0/C$ 함수로서의 N 번째 섬에서 장벽 높이 ΔE 의 그림. 여기서 $\alpha = C_g^{(N)}/C = 0.5$, $\beta = C_g^{(2N)}/C = 0.5$, $V=0$, $CU_N/e = 1$, $CU_{2N}/e = 1$ 이다.

다음으로 전하 수송으로 인한 Gibbs 자유 에너지 변화 ΔF 를 계산한다. 간단히 하기 위해 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. 이와같은 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. 특히 단일 전자 수송 $n_i = \delta_{ik}, n_{i'} = \delta_{ik'}$ 의 경우 Gibbs 자유 에너지 변화는 식 (29)로 주어진다. 펌프에서 k 번째 섬으로부터 k' 번째 섬으로의 전하 터널링은 Gibbs 자유 에너지 변화 $\Delta F^Q(k, k')$ 가

$$\begin{aligned} \Delta F^e(k, k') &= F^e(k') - F^e(k) \\ &= (e^2/2C)[(R_{k',k'} - R_{k,k}) - (CV/e)(\delta_{0k'} - \delta_{0k} + \delta_{3N,k} - \delta_{3N,k'}) \\ &\quad + R_{1,k'} - R_{1,k} - R_{k,3N-1} - R_{k',3N-1}] - 2(C_g^{(N)}U_N/e \pm \delta_{1,n_N}) \\ &\quad (R_{k',N} - R_{k,N}) - 2(C_g^{(2N)}U_{2N}/e \pm \delta_{1,n_{2N}})(R_{k',2N} - R_{k,2N}) \end{aligned} \quad (29)$$

0보다 적을 때 일어난다. 이러한 조건과 식 (29)을 사용하여 펌프의 작동 조건을 구할 수 있다. 그래서 k 번째 섬으로부터 k' 번째 섬으로의 전하 터널링에 대한 문턱 전압 V_i 는 식 (20)에서 $\Delta F^e(k, k')|_{V=V_i} = 0$ 을 계산함으로써

$$\begin{aligned} V_i &= (e/C)[(R_{k',k'} - R_{k,k}) - 2(C_g^{(N)}U_N/e \pm \delta_{1,n_N})(R_{k',N} - R_{k,N}) \\ &\quad - 2(C_g^{(2N)}U_{2N}/e \pm \delta_{1,n_{2N}})(R_{k',2N} - R_{k,2N})] / [\delta_{0k'} - \delta_{0k} \\ &\quad + \delta_{3N,k} - \delta_{3N,k'} + R_{1,k'} - R_{1,k} - R_{k,3N-1} - R_{k',3N-1}] \end{aligned} \quad (30)$$

와 같이 얻을 수 있다.

IV. 3N-핌프에서의 쿨롱 봉쇄

이 장에서는 T=0에서 3N-핌프에서의 쿨롱 봉쇄 현상을 분석하려 한다. V=0에서 식 (29)을 사용하면 터널소자를 통한 전자의 터널링에 관계된 섬의 전하 상태(n_N, n_{2N})에 대한 안정적인 영역을

$$\Delta F^e(0, 1; n_N = \pm 1, n_{2N} = \pm 1) = 0, \quad (31)$$

$$\Delta F^e(N-1, N; n_N = \pm 1, n_{2N} = \pm 1) = 0, \quad (32)$$

$$\Delta F^e(N, N+1; n_N = \pm 1, n_{2N} = \pm 1) = 0, \quad (33)$$

$$\Delta F^e(2N-1, 2N; n_N = \pm 1, n_{2N} = \pm 1) = 0, \quad (34)$$

$$\Delta F^e(2N, 2N+1; n_N = \pm 1, n_{2N} = \pm 1) = 0, \quad (35)$$

$$\Delta F^e(3N-1, 3N; n_N = \pm 1, n_{2N} = \pm 1) = 0 \quad (36)$$

와 같은 조건에서 얻을 수 있다. 식 (7)과 식 (29)을 사용하면 식 (31)-식 (36)은

$$\left(\frac{C_g^{(2N)} U_{2N}}{e} \pm n_{2N} \right) = - \left(\frac{C_g^{(N)} U_N}{e} \pm n_N \right) \left(\frac{R_{1,N}}{R_{1,2N}} \right) \pm \left(\frac{R_{11}}{2R_{1,2N}} \right), \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{C_g^{(2N)} U_{2N}}{e} \pm n_{2N} \right) &= - \left(\frac{C_g^{(N)} U_N}{e} \pm n_N \right) \left(\frac{R_{N,N} - R_{N-1,N}}{R_{N,2N} - R_{N-1,2N}} \right) \\ &\pm \left(\frac{R_{N,N} - R_{N-1,N}}{2(R_{N,2N} - R_{N-1,2N})} \right), \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{C_g^{(2N)} U_{2N}}{e} \pm n_{2N} \right) &= - \left(\frac{C_g^{(N)} U_N}{e} \pm n_N \right) \left(\frac{R_{N,N+1} - R_{N,N}}{R_{N+1,2N} - R_{N,2N}} \right) \\ &\pm \left(\frac{R_{N+1,N+1} - R_{N,N}}{2(R_{N+1,2N} - R_{N,2N})} \right), \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{C_g^{(2N)} U_{2N}}{e} \pm n_{2N} \right) &= - \left(\frac{C_g^{(N)} U_N}{e} \pm n_N \right) \left(\frac{R_{N,2N} - R_{N,2N-1}}{R_{2N,2N} - R_{2N-1,2N}} \right) \\ &\pm \left(\frac{R_{2N,2N} - R_{2N-1,2N-1}}{2(R_{2N,2N} - R_{2N-1,2N})} \right), \end{aligned} \quad (40)$$

$$\left(\frac{C_g^{(2N)} U_{2N}}{e} \pm n_{2N} \right) = - \left(\frac{C_g^{(N)} U_N}{e} \pm n_N \right) \left(\frac{R_{N,2N+1} - R_{N,2N}}{R_{2N,2N+1} - R_{2N,2N}} \right) \pm \left(\frac{R_{2N+1,2N+1} - R_{2N,2N}}{2(R_{2N,2N+1} - R_{2N,2N})} \right), \quad (41)$$

$$\left(\frac{C_g^{(2N)} U_{2N}}{e} \pm n_{2N} \right) = - \left(\frac{C_g^{(N)} U_N}{e} \pm n_N \right) \left(\frac{R_{N,3N-1}}{R_{2N,3N-1}} \right) \pm \left(\frac{R_{3N-1,3N-1}}{2R_{2N,3N-1}} \right) \quad (42)$$

와 같이 다시 쓸 수 있다. 위의 식 (37)-식 (42)을 이용하면 (U_N, U_{2N}) 평면에서의 과잉전하 상태 (n_N, n_{2N}) 안정 영역을 나타낼 수 있다.

그림 5는 $N=1$ 이면서 $\alpha = \beta = 0.5$ 인 경우 (U_N, U_{2N}) 평면에서 (n_N, n_{2N}) 에 대한 전하 상태의 안정 영역을 그린 것이다. 여기서 $(0, 0)$, $(1, 0)$ 그리고 $(0, 1)$ 이 만나는 삼중점에서 시계 방향의 원은 펌프에서 전자의 수송 현상을 보여 주고 있다. 즉 게이트 전압 U_N 과 U_{2N} 의 적절한 조작에 의해 초기 상태 $(0, 0)$ 로부터 왼쪽 접합을 통하여 한 개의 전자를 수송하면 전자의 배열 상태는 $(1, 0)$ 이 되며 다시 한번 중심에 있는 접합을 전자가 통과하면 그 배열 상태는 $(0, 1)$ 이 된다. 최종적으로 오른쪽 끝에 있는 접합을 통하여 전자 한 개가 수송되면 초기 상태인 $(0, 0)$ 이 되어 삼중점에서 한번의 순환 과정 동안 한 개의 전자는 왼쪽으로부터 오른쪽으로 수송된다.

그림 6은 (U_N, U_{2N}) 공간에서 전하 상태 $(0, 0)$ 의 안정 영역을 N 의 변화에 따라 그린 그림이다. 여기서 N 의 증가에 따라 안정 영역은 점점 커짐을 보이고 있다. 즉 N 이 커짐에 따라 전자를 접합을 통하여 수송하기 위해서는 더 큰 게이트 전압을 요구하고 있음을 알 수 있다. 그리고 N 의 증가에 따라 삼중점 (U_N, U_{2N}) 공간에서 선형적으로 증가함을 보여 주고 있다.

그림 7은 (U_N, U_{2N}) 공간에서 $N=5$ 이면서 $\alpha = \beta = 0.5$ 인 경우 γ 값의 크기에 따른 전하 상태 $(0, 0)$ 의 안정 영역 변화를 보여 주고 있다. γ 값이 클수록 일사분면에 있는 삼중점의 위치는 (U_N, U_{2N}) 공간의 점 $(-1.5, 1)$ 과 $(1.5, 1)$ 를 축으로 회전하면서 그림 6에서와 마찬가지로 선형적으로 증감함을 보여 주고 있다. 즉 γ 값의 증가에 따라 접합을 통하여 전자가 수송될 때, 더 큰 값의 U_N 과

U_{2N} 을 요구하고 있다. 그리고 특이할 사항은 $\gamma \ll 1$ 인 경우에는 안정 영역이 육각형을 이루지만 γ 값이 α 와 β 값에 접근할 때 안정 영역은 사각형을 이룬다. 앞으로 이에 대한 연구가 필요하다.



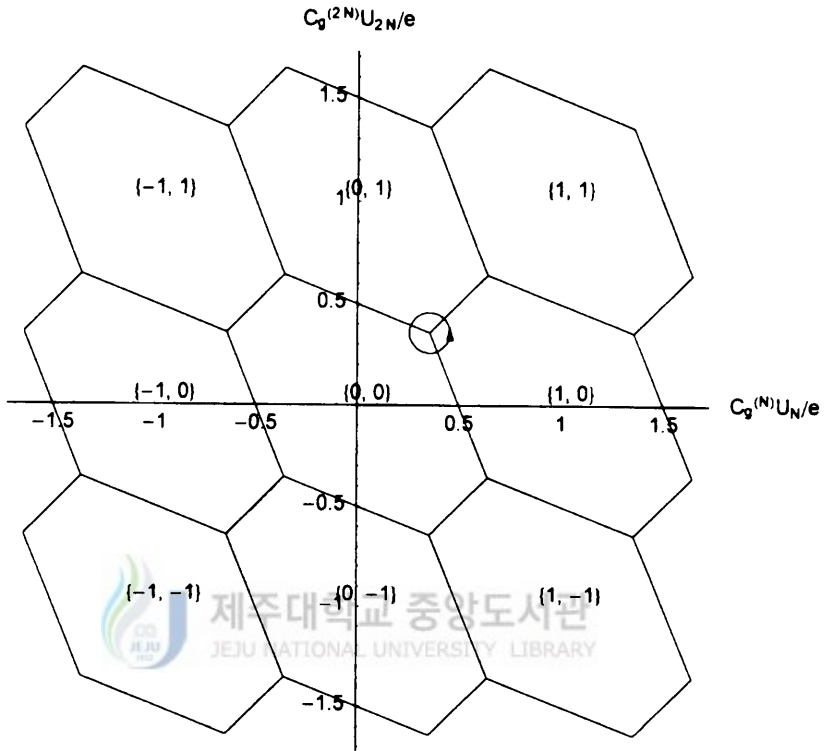


그림 5. (U_N, U_{2N}) 평면에서 (n_N, n_{2N}) 의 안정 영역의 그림. 여기서 n_N 과 n_{2N} 은 N번째 2N번째 섬의 과잉 전자 수이고 $\alpha = \beta = 0.5$, $\gamma = 0$, $V = 0$, $N = 1$ 이다. 이때 $\alpha = C_g^{(N)}/C$, $\beta = C_g^{(2N)}/C$ 그리고 $\gamma = C_0/C$ 이다.

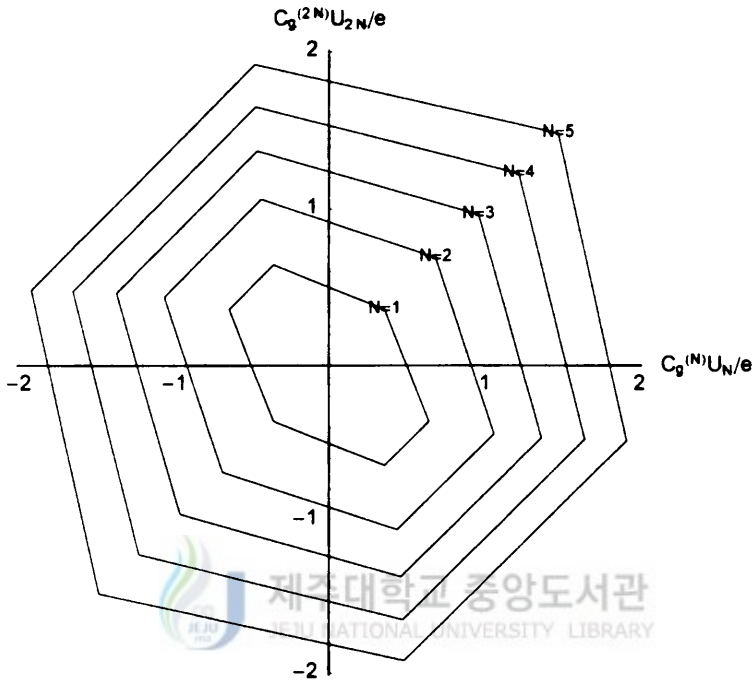


그림 6. (U_N, U_{2N}) 평면에서 접합의 수 N 에 따른 전하 상태 안정 영역 $(n_N=0, n_{2N}=0)$ 을 나타낸 그림. 여기서 n_N 과 n_{2N} 은 N 번째 $2N$ 번째 섬의 과잉 전자 수이고 $\alpha = \beta = 0.5$, $\gamma = 0$, $V = 0$, $N = 1$ 이다. 이때 $\alpha = C_g^{(N)}/C$, $\beta = C_g^{(2N)}/C$ 그리고 $\gamma = C_0/C$ 이다.

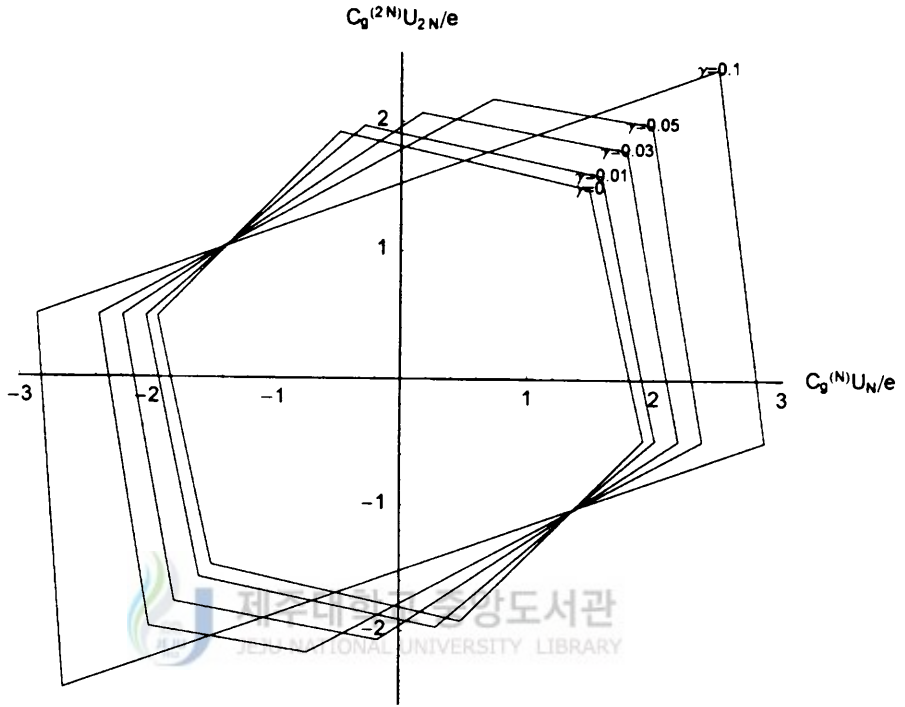


그림 7. (U_N, U_{2N}) 평면에서 $\gamma = C_0/C$ 에 따른 전하 상태 안정 영역 ($n_N=0, n_{2N}=0$)을 나타낸 그림. 여기서 n_N 과 n_{2N} 은 N 번째와 $2N$ 번째 섬의 과잉 전자 수이고 $\alpha = \beta = 0.5, \gamma = 0, V = 0, N = 5$ 이다. 이때 $\alpha = C_g^{(N)}/C, \beta = C_g^{(2N)}/C$ 이다.

V. 결론

본 논문에서는 stray 전기용량을 갖는 $3N$ 개의 터널 접합 소자로 이루어진 단일 전자 펌프에서 정전기 문제를 Hu 등⁶⁾이 사용한 방법을 이용하여 퍼텐셜(Φ_i)을 과잉 전자(n_i) 함수로 나타내었고, 이로부터 Gibbs 자유 에너지, 대전 에너지 그리고 터널 접합의 끝머리와 N 번째와 $2N$ 번째 섬에서 과잉 전자에 대한 장벽 높이를 계산하였다. 그리고 마지막으로 Gibbs 자유 에너지를 이용하여 (U_N, U_{2N}) 전압 공간에서 전하 상태의 안정 영역을 조사하였다.

먼저 섬의 위치 k 에 따른 대전 에너지 $E_C(k)$ 를 살펴보면 그림 2와 그림 3에서 $\gamma \ll 1$ 조건에서 $\alpha = \beta$ 일 때는 접합 배열의 중앙에서 대전 에너지는 최대값을 가지며 $\alpha \neq \beta$ 일 때 $\alpha > \beta$ 인 경우는 N 번째 섬에서, $\alpha < \beta$ 인 경우는 $2N$ 번째 섬에서 대전 에너지 최대값을 가짐을 보았다. 그리고 $\alpha = \beta = 0$ 인 경우 단순한 1차원 접합 배열을 효과만 있으며 이때 펌프의 기능이 상실된다. 일정한 $\alpha = \beta = 0.5$ 인 경우 γ 값이 클수록 대전 에너지는 값이 작아지며 $\alpha = \beta = \gamma$ 인 경우는 1차원 접합 배열의 효과와 일치한다. 그리고 γ 가 α 와 β 보다 큰 값을 가질 경우는 그림 3에서 보는 바와 같이 중심에서의 대전 에너지 값이 N 번째와 $2N$ 번째 섬에서의 대전 에너지 값보다 작아져서 소자는 펌프의 기능을 할 수 없으며 양자점으로 작용한다.

다음으로 그림 4a에서 알 수 있듯이 첫 번째 섬과 N 번째 섬에서의 장벽 높이 $\Delta E^{(1)}$ 과 $\Delta E^{(N)}$ 은 γ 값의 증가에 따라 감소하며 그리고 동시에 접합의 수가 증가함에 따라 급속히 감소함을 보이고 있다. 그리고 그림 4b에서 보는 바와 같이 특정한 γ 값 이상에서 장벽 높이는 음의 값을 갖는데 이때 소자는 펌프의 역할을 하지 않는다. 그리고 특정한 γ 값은 α 와 β 값에 의존하여 접합 수가 많을수록 더 작은 γ 값에서 장벽 높이가 음이 된다. 그리고 $\alpha = \beta$ 인 경우 펌프 소자의 대칭적인 특성에 의해 첫 번째 섬과 N 번째 섬에서의 장벽 높이는 각각 마지막 번

째 섬과 2N번째 섬에서의 장벽 높이는 같다.

마지막으로 (U_N, U_{2N}) 전압 평면에서 전하 상태 (n_N, n_{2N}) 의 안정 영역을 조사하였는데 그림 5에서 보듯이 N=1인 경우 기존의 결과¹⁾와 일치하였다. 그리고 (U_N, U_{2N}) 공간에서 전하 상태(0, 0)의 안정 영역은 N의 증가에 따라 점점 커지며 삼중점은 선형적으로 증가됨을 보았다. 그리고 일정한 α, β 값에 대하여 γ 값이 클수록 안정 영역은 특정한 축을 중심으로 회전하며 삼중점 위치는 선형적으로 증가함을 그림 7에서 알 수 있었다. 즉 γ 값의 증가에 따라 접합을 통하여 전자가 수송될 때 더 큰 값의 게이트 전압을 요구한다. 특이한 현상은 $\gamma \ll 1$ 인 경우에 안정 영역이 육각형을 이루었지만 γ 값이 α 와 β 값에 가까울 때 안정 영역은 사각형을 이루며, 앞으로 이에 대한 연구가 필요하다.



<참고문헌>

- [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, 317468 (1991).
- [3] N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, K. K. Likharev, and S. I. Serdyukova, Sov. Phys. JETP 68, 581 (1989).
- [4] P. Delsing, K. K. Likharev, L. S. Kuzmin, and T. Claeson, Phys. Rev. Lett. 63, 1180 (1989)
- [5] E. Ben-Jacob, K. Mullen, and M. Amman, Phys. Lett. A135, 390 (1989).
- [6] G. Y. Hu and R. F. O'Connell, Phys. Rev. B49, 16773 (1994).
- [7] G. Y. Hu and R. F. O'Connell, Y. B. Kang, and J. Y. Ryu, Int. J. Mod. Phys. B10(20), 2441 (1996)
- [8] P. D. Dresselhaus, L. Ji, Siyuan Han, J. E. Lukens, and K. K. Likharev, Phys. Rev. Lett. 72, 3226 (1994).
- [9] J. M. Martinis, M. Nahuim, and H. D. Jensen, Phys. Rev. Lett. 72, 904 (1994).
- [10] G. Y. Hu and R. F. O'Connell. Phys. Rev. Lett. 75, 1839 (1995).
- [11] D. Esteve, in Ref.1, p109.
- [12] Y. B. Kang, J. Y. Ryu, G. Y. Hu and R. F. O'Connell, J. Appl. Phys. 80, 1526 (1996)
- [13] Y. B. Kang, J. Y. Ryu, Y. J. Cho, and S. C. Lee, J. Kor. Phys. Soc. 29, 129 (1996).
- [14] G. Y. Hu and R. F. O'Connell, J. Phys. 5, 7259 (1993).
- [15] J. E. Mooij and L. J. Geerligs, Physica B169, 32 (1991).
- [16] A. A. Middleton and N. S. Wingreen, Phys. Rev. Lett. 71, 3198 (1993).

- [17] P. Delsing, J. Pettersson, P. Wahlgren, D. B. Haviland, N. Rosman, H. Zirath, P. Davidsson and T. Claeson, in Proc, 1st Int. Symp. on Advanced Physics Field (Tsukuba, Japan, 1996)
- [18] H. Dalsgaard Jesen and J. M. Martins, Phys. Rev. B46, 20, 13407 (1992).



<ABSTRACT>

Single Electron Tunneling in 3N-Pump with Stray Capacitances

Chung, Hong-jang

Physics Education Major

Graduate School of Education, Cheju National University

Cheju, Korea

Supervised by Professor Kang, Young Bong

Based on the analytic solution to the electrostatic problem of the 3N-pump with equal junction capacitances C , equal stray capacitances C_0 , and two gate capacitances $C_g^{(N)}$ and $C_g^{(2N)}$, we obtain explicit expressions for the Gibbs total free energy, charging energy barrier height and the stable domain for the coulomb blockade of 3N-pump with two gate voltages at zero temperature. In particular, we analyse the effect of the stray capacitances on the pump operation. For $C_g^{(N)}/C = C_g^{(2N)}/C = 0.5$, the charging energy decreases with increasing the value of C_0/C , the barrier height also decreases. In addition, the barrier height rapidly decreases with increasing the number of junctions.

· A thesis submitted to the Committee of the Graduate School of Education, Cheju National University in partial fulfillment of the requirements for the degree of master of Education in February, 1999.

When C_0/C is more than special value the barrier height is the negative value, then the system can not play a role of the pump device. Finally we analyse the stable domain for the coulomb blockade of $3N$ -pump at the zero temperature and zero bias voltage as a function of the number of tunnel junction N and capacitances. Our results show that the local stability domains in the “gate voltage - gate voltage plane” . Form various shaped regions depending on the value of N , C_0/C , $C_g^{(N)}/C$ and $C_g^{(2N)}/C$. The positions of triple points linearly increase with increasing the value of C_0/C . That is, when a electron transfer through the tunnel junction, with increasing of the value C_0/C . The gate voltage demands lager value thus the value of C_0/C play an important role in determining the operation of $3N$ -pump.

