

탄소나노튜브의 전자적 물성



김 동 호
(영남대학교 물리학과 부교수)

탄소나노튜브(carbon nanotube: CNT)는 새로운 형태의 탄소로서 특이한 전기적, 기계적 성질을 보인다. 여기에서는 수송현상의 특이성을 중심으로 논의하려고 한다. 수송현상을 이해하기 위하여 먼저 CNT의 구조에 대하여 간단히 설명하고 수송특성과 직접적으로 관련된 이론들을 소개한다. 대표적인 실험 결과들을 중점적으로 기술하였다. 연이어서 나노튜브의 기타 물성과 응용소재 분야에 대하여 검토한다. 다음 결론을 맺는다.

1. 탄소나노튜브의 수송현상에 대한 이론적 배경

1.1 탄소나노튜브의 구조

탄소나노튜브(carbon nanotube: CNT)는 2차원 흑연판을 원통형으로 말은 형태로 단일벽 나노튜브(single-wall carbon nanotube: SWNT)와 여러겹의 단일벽나노튜브가 겹쳐진 다중벽 탄소나노튜브(multi-wall carbon nanotube: MWNT) 및 탄소튜브 두름(rope) 등으로 구분된다. 여기서는 구조가 가장 간단한 SWNT인 경우를 중심으로 설명하겠다. SWNT는 반경이 10 nm 이하인 경우가 대부분으로 이들은 탄소육각형의 방향과 나노튜브의 축간의 상대방향에 따라 armchair, zigzag, chiral 나노튜브 등으로 나누어진다. SWNT의 구조 특성은 chiral vector Ch 로 표현할 수 있는데 그림 1에서 처럼 나노튜브를 펼쳤을 때 OA, OB를 양

변으로 하는 단위포에서 원주방향의 vector OA가 chiral vector에 해당된다. 이 chiral vector는 2차원 흑연판의 단위 벡터인 a_1, a_2 로 표현할 수 있다. 즉 $C_n = n a_1 + m a_2 \equiv (n, m)$. 여기서 n, m 은 정수이다. Armchair 형은 (n, m) 에 해당하고 zigzag는 $(n, 0)$ 으로, 일반적인 chiral은 (n, n) 에 해당한다. 그림 1의 나노튜브는 $(4, 2)$ 로 표현된다. 이론부분에서 상세히 설명되었듯이 에너지 띠의 구조를 계산해보면 armchair인 경우와 zigzag에서 n 이나 chiral에서 $(n-m)$ 이 3의 배수인 경우에는 금속성을 띠고 그렇지 않은 경우는 반도체의 특성을 나타낸다. n 과 m 값이 균일하

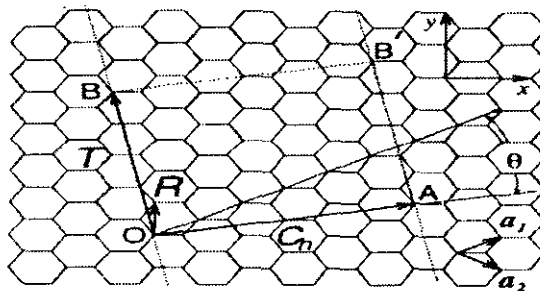


그림 1. Chiral 나노튜브 (4,2)를 펼쳐놓은 모양. OA vector는 chiral vector에 해당한다
Fig. 1. The unrolled lattice of a chiral nanotube, (4,2). Vector OA defines the chiral vector

게 분포되었다면 임의의 나노튜브가 금속성을 띠 확률은 약 1/3이 된다.^[1]

1.2. 수송현상의 이론적 배경

거시적인 도체에서는 비저항 ρ 나 전기전도도 σ 는 시료의 길이 L 이나 시료 양단의 전위차에 무관한 시료의 진성물성이다. 그러나 도체의 크기가 점점 작아져서 단면적이 수 nm^2 정도가 되면 길이 방향과 수직인 원주방향으로의 주기적인 경계조건에 의하여 운동량이 양자화 되는 현상이 중요하게 된다. 즉 원주나 나노튜브의 길이가 파장의 정수배가 되는 전자파동함수의 경우만 존재한다. 이러한 양자효과에 의하여 ρ 와 σ 는 길이 L 에 의존하게 되며, 이와 같이 양자현상이 나타나는 영역에서는 전자들이 파동처럼 행동하게 됨으로 간섭 효과 등이 나타난다. SWNT의 경우 반경은 10 nm 내외의 길이는 수 μm 정도이므로 여기서 측정되는 수송현상을 이해하기 위하여는 양자현상을 고려해야만 한다.

나노튜브 같은 중시계 (mesoscopic system)에서는 3가지 고유 길이가 존재한다. 평균자유행로에 해당하는 L_m , 페르미 준위의 전자들의 de Broglie 파장에 해당하는 페르미 파장 $\lambda_f = 2\pi/k_f$, 그리고 전자의 위상 간섭거리인 L_ϕ 가 있다. 전자가 격자진동과 탄성충돌을 하는 경우 위상의 간섭성은 유지됨으로 탄성충돌은 L_m 에만 영향을 미치는 한편, 비탄성충돌은 L_m 과 L_ϕ 모두에 영향을 미친다. 전자간의 충돌은 L_ϕ 에는 영향을 미치지지만 L_m 에는 영향을 미치지 않는다. 따라서 전자-전자 충돌에 의해 L_ϕ 는 감소하게 된다. 또한, 시료의 길이 L 과 L_ϕ , L_m 간의 상대적인 크기에 따라 수송현상의 영역을 세 가지로 구분할 수 있다. $L \ll L_m$, L_ϕ 인 경우에는 탄성전도 (ballistic conduction)가 일어나고, $L_m \ll L_\phi \ll L$ 인 경우에는 국소화 현상 (localization)이 나타나며, $L_\phi \ll L_m \ll L$ 인 경우는 고전적인 수송현상으로 설명할 수 있다.

탄성전도에 대한 개략도를 그림 2에 나타내었다. 탄성전도란 이상적인 전도상태로 $L \ll L_m$, L_ϕ 이므로 전자가 전혀 산란되지 않고 수송되는 현상을 말한다. 만약 전극 1과 2사이에 전위차, 즉 전자화학포텐셜 (페르미 준위)의 차 $(\mu_1 - \mu_2) > 0$ 이면 에너지 폭 안에 들어 있는 전자의 상태들은 전도에 기여하게 된다. 그림 2에서 가로방향의 점선은 양자화된 전자의 에너지 준위 중에서 전기전도에 기여하는 준위만을 나타낸 것이다. 탄성전도의 경우 두 전극 사이의 저항은 이론에 의하면 양자저항 $R_0 = h/e^2 = 26 \text{ k}\Omega$ 이 된다. 그런데 시료의 폭과 두께가 길이 L 보다 아주 작은 경우, 원주 방향으로의 전자상태가 양자화 되므로 전류방향의 한 운동량에 대하여도 여러 개의 에너지 subband가 존재하게 된다. 따라서 각 subband를 통한 전도를 고려해야 한다. 만약 주어진 전위차 $(\mu_1 - \mu_2)$ 에서 전도에 기여하는 sub-

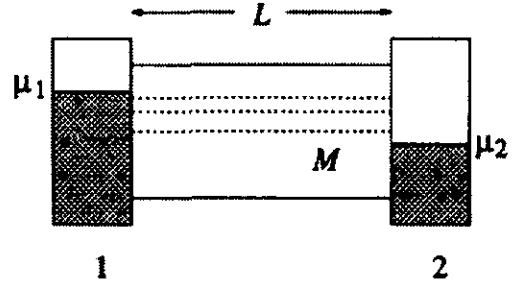


그림 2. 길이가 L 인 나노튜브가 화학포텐셜이 μ_1 , μ_2 인 두 전극 사이에 연결되어 있을 때의 에너지 개략도이다. 가로방향의 점선은 전기전도에 기여하는 준위이며 M 은 경로 수를 나타낸다.

Fig. 2. A nanotube with length L is connected to two electrodes whose chemical potentials are μ_1 and μ_2 . Dotted horizontal lines denote the energy levels which contribute to the electrical current and M denotes the number of channels.

band의 수를 M 이라 하면, 탄성전도의 경우 저항은 (양자저항/ M)으로 표현된다. 즉 전도도는 양자저항 역수의 정수배가 된다. 결합이 없고 길이가 짧은 SWNT의 경우 초저온 ($< 1 \text{ K}$)에서의 저항은 종종 양자저항의 $1/M$ 배로 나타난다.

국소화 현상 (localization)은 L 이 L_ϕ 보다 많이 크지 않고 thermal length가 어느 정도 큰 저온영역에서 관측된다. 국소화란 그림 2에서 1번 전극에서 출발한 전자가 모두 2번 전극으로 흐르지 않고 일부가 반사되어 되돌아오고 (backscattering) 이 전자들 중 일부는 다시 반사되어 2번 전극으로 향하는 현상이 계속 반복되는 다중반사 (multiple reflection)가 일어나면서 전자의 파동함수가 서로 간섭하는 경우 시료의 길이가 증가함에 따라 저항이 지수적으로 발산하는 현상이다. 이때 국소화 길이 L_c 를 정의할 수 있으며, 특히 $L_c > L_\phi$ 인 경우를 약국소화 (weak localization: WL)라 하고, 대부분의 SWNT는 물론 MWNT도 이 경우에 해당한다.

WL의 경우 흥미로운 두가지 양자 간섭효과, 즉 universal conductance fluctuation (UCF)과 음의 magnetoresistance (MR) 값이 관측된다. UCF는 L_ϕ 가 L 과 거의 같은 크기일 때 자주 관측되는 현상으로서, 여러 개의 길이가 똑 같은 시료를 제작하여 전기 전도도를 측정하더라도 전기 전도도의 요동이 M 이나 재료선택에 무관하게 양자전도도 ($G_0 = 2e^2/h$) 크기를 나타내는 현상을 말한다. 그 원인은 시료들간의 산란중심들의 불균일 분포에 의한 것으로, 산란중심에서 산란되어 반사되는 파동함수가 원래 파동함수와 간섭하는 현상이 시료마다 다르기 때문이다. 한편, 음의 MR 값이 나타나는 현상은 자기장이 인가된 경우 전자의 Landau 궤도의 크기가 L_ϕ 보다 작게 되면 자기장이 전자 파동

합수의 위상을 교란하게 되어 backscattering에 의한 효과가 줄어들게 되고 자기장이 증가함에 따라 Landau 궤도의 크기가 감소하여 위상교란 현상이 증가하게 되므로서 MR이 감소하는 데에 그 원인이 있다.

2. 나노튜브와 전극간 접점형성

나노튜브는 2차원 육각형구조의 흑연판이 원통형으로 말린 형태를 하고 있으며 이론 계산에 의하면 에너지 띠 구조나 전기전도도, 전자적 물성 등은 직경, helicity, 동축원통의 수 등의 구조변수에 의하여 많은 영향을 받는다. 즉 구조변수에 따라 금속, 준금속, 절연체의 성질을 띠게 된다. 또한 페르미 준위 근처의 띠 구조는 자기장에 매우 민감하다고 알려져 있다. 이러한 이론적 결과를 검증하고 보완하기 위하여 개별 CNT에 대한 수송특성 연구가 필요하다. 이러한 수송현상연구에 있어서 가장 중요한 기술적인 문제점의 하나는 어떻게 신뢰성 높은 접점을 형성하고 이를 외부와 연결하는 것이다. 따라서, 본 절에서는 지금까지 발표된 대표적인 접점 형성법을 살펴보았다.

2.1 2단자법

2.1.1 STM lithography를 이용한 접점 형성

Langer 등은^[2] 개별 탄소나노튜브의 전기전도도 특성을 최초로 보고하였다. Langer 등은 이를 위하여 STM lithography를 개발하였는데 그 방법은 다음과 같다. 먼저 여러 개의 큰 Au 전극들을 형성한 Si/SiO₂ 기판 위에 나노튜브를 분산시킨 다음 이의 상부에 매우 얇은 Au 박막을 증착한다. 그 위에 전자에 민감한 감광제 (*m*-tricosenoic acid)를 바르고 STM으로 나노튜브를 찾아 앞서 형성한 Au 전극까지 전자를 조사한 후, 에탄올에 담그어 조사되지 않은 부분의 감광제는 용해시켜낸다. 그 다음 Ar 이온 milling을 이용하여 조사되지 않은 부분에 있던 나중에 덧입힌 Au 박막을 제거함으로써 나노튜브와 큰 Au 전극까지 연결이 되는 선을 구성하였다. 이렇게 준비된 전극을 이용하여 Ohmic 접합을 만들고 MWNT로 이루어진 microbundle의 수송특성을 연구하였다.

2.1.2 기존 lithography와 atomic force microscope를 이용한 접점형성

Dai 등이^[3] 사용한 방법으로 나노튜브의 한 쪽 끝을 기존 lithography를 이용하여 금속전극과 연결한 후 금속전극 밖으로 튀어나온 부분의 구조 및 저항을 atomic force microscope (AFM)을 이용하여 측정하였다. 이를 위하여 절연기판 위에 나노튜브가 포함된 현탁액 (suspension)을 뿌린 다음 그 위에 Au를 증착하고 종래의 litho 방법을 사용하여

전극을 형성하였다. 이때 나노튜브의 일부는 금속전극 밖으로 노출이 되는데 AFM의 cantilever 끝에 장착한 금속탐침을 이용하면 Au 전극부터 탐침까지의 축 방향 저항 측정이 가능하다. 탐침으로는 상용 Si₃N₄ cantilever에 NbN를 증착하여 사용하였는데, NbN는 강도가 높을 뿐 아니라 전도성도 우수하여 강도가 약한 Au나 강도는 높으나 전도성이 나쁜 Si보다 적합하다. 이 방법은 AFM 탐침을 사용하여 나노튜브의 축 방향을 따라가며 저항을 측정할 수 있어 결함이 존재하는 경우 이들에 의한 효과를 명확히 규명할 수 있는 장점이 있다.

de Pablo 등은^[4] MWNT에서 간단하면서도 재현성 있게 접점을 만드는 방법을 발표하였다. 먼저 AFM을 사용하여 MWNT들과 AFM의 Pt 탐침 사이에 전위차를 걸어주면 나노튜브가 달라붙게 되는데, 이 나노튜브를 유리 기판 위에 올려놓는다. 이때 유리판과 MWNT 사이의 표면력에 의하여 MWNT는 유리판으로 옮겨진다. 그 다음 MWNT와 평행하게 약간 떨어진 위치에 4.3 μm 직경의 텅스텐 선을 고정한다. 이 와 수직방향으로 새로운 텅스텐 선을 설치하고 한 쪽 끝은 고정한다. 이때 먼저 부착한 선은 지지대가 되며, 수직방향 선의 다른 쪽 끝으로 미세조정을 할 때 MWNT를 상하게 하지 않는다. 수직방향의 선이 MWNT의 가운데 오도록 정렬한 다음 에폭시로 선을 고정시키고 금속박막을 증착한다. 그 후 텅스텐 선들을 떼어내면 접점과 전극이 형성된다.

2.1.3 나노튜브 증착과 접점형성의 일괄공정

나노튜브를 다른 전자회로와 연결하여 집적회로를 구성하려면 나노튜브의 직경이나 chirality와 같은 구조적 제어 뿐만 아니라 길이, 위치, 방향 등도 자유롭게 제어하여야 한다. 또한 견고하면서도 낮은 저항의 접점을 형성하는 작업을 일괄적으로 수행하는 공정이 필요하다. Soh 등은^[5] 나노튜브제작 공정과 microfabrication 기술을 함께 사용하여 필요한 길이의 나노튜브들을 원하는 위치에 선택적으로 성장시키고 동시에 손쉽게 외부전극과 연결하는 기술을 개발하였다. 이 방법은 나노튜브가 촉매를 중심으로 성장하는 현상에 기초한다.

먼저 나노튜브가 성장하면서 서로 연결될 촉매들로 이루어진 섬의 간격이 원하는 크기가 되도록 마스크를 제작한다. Si/SiO₂ 기판위에 PMMA를 바르고 lithography 공정을 거치면 원하는 위치의 PMMA만 제거된다. 여기에 나노튜브를 성장하는데 필요한 촉매가 담긴 용액을 떨어뜨린 후 건조하고 남아있던 PMMA를 제거하면 촉매들이 기판 위의 원하는 장소에만 위치하게 된다. 그 다음 CVD 법으로 나노튜브를 합성하게 되면 나노튜브는 촉매를 팔판으로 성장하게 되어 인접한 촉매섬 사이를 가로 지르면서 나노튜브가 연결된다. 촉매 섬 사이의 거리는 한 두 개의 나노튜브로 연결될 정도이어서 하므로 이에 맞도록 성장조건이 최적화 되어야 한다.

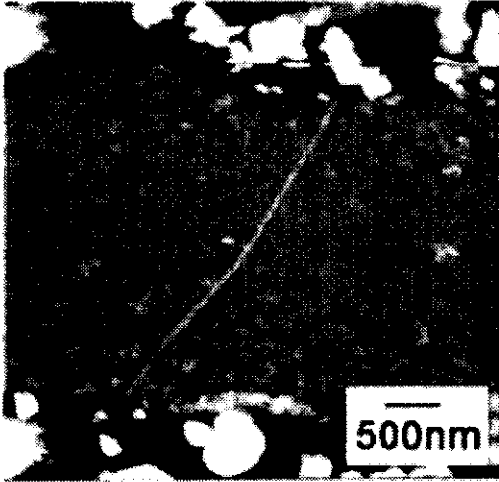


그림 3. 두 촉매섬 사이에 나노튜브가 연결되어 있는 모습. ^[5]
Fig. 3. A nanotube is connected to two catalyst islands. ^[5]

보통 촉매 섬의 크기는 $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$, 촉매 섬 사이의 간격은 약 $0.3 \mu\text{m}$ 이다. 그 후 전극을 증착 할 때 촉매 섬들을 포함하게 하면 특별한 미세 공정을 할 필요 없이 나노튜브들과의 접점을 형성할 수 있다. 그림 3은 두 촉매섬 사이를 연결하는 나노튜브를 보여준다. 그림의 위와 아래 부분이 촉매섬에 해당한다.

2.2 4단자법

이상에 소개한 방법들은 2 단자법으로서 시료와의 접점이 좋지 않을 때에는 측정결과와 신뢰성이 저하될 수 있다. 이를 극복하기 위해서는 접점저항의 영향을 배제할 수 있는 4단자법을 이용하여 측정해야 한다. 일반적으로 나노튜브의 길이가 수 μm 정도이므로 이 길이에 4개의 전극을 구성하는 일은 고도의 기술이 요구된다. 먼저 Ebbesen 등이^[6] 사용한 방법을 살펴보기로 한다. Au 전극이 미리 증착된 Si/SiO₂ 기판 위에 나노튜브를 산개한 다음 focused ion beam 장치를 이용하여 나노튜브의 위치를 확인하였다. 이 때 ion beam에 의한 손상을 막기 위하여 낮은 ion beam 전류로 조사하였다. 그 다음 텅스텐을 증착하고 위치가 확인된 나노튜브와 Au 전극이 연결되게 pattern을 제작하였다. 그림 4는 이렇게 구성된 4단자와 나노튜브를 나타낸 것이다. 여기서 접점간의 간격은 0.3에서 $1.0 \mu\text{m}$ 사이이다. 금속성의 나노튜브와 텅스텐간의 접점저항은 약 $5 \text{k}\Omega$ 로 작으나 전도도가 낮은 나노튜브와의 접점에서는 Schottky 장벽이 형성되었다.

한편, Bachtold 등은^[7] 전자 beam 조사를 이용하여 접점저항을 줄일 수 있는 방법을 발표하였다. 먼저 Si 기판위에 e-beam lithography를 사용하여 두께가 25 nm인 Au 전

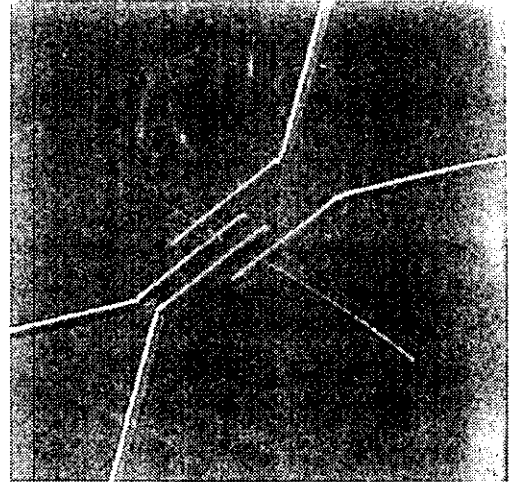


그림 4. Ebbesen 등에^[6] 의한 4단자 접점. 나노튜브가 폭이 80 nm인 4개의 텅스텐 선에 연결되어있다.
Fig. 4. A four-probe contact fabricated by Ebbesen et al.^[6]. A nanotube is connected to four 80-nm wide tungsten wires.

극을 형성한 다음 클로로포름 용액에 섞은 나노튜브를 전극 위에 수방을 떨어뜨려 놓고 용액이 증발한 뒤에 주사현미경 (SEM)으로 나노튜브의 위치를 확인한 다음, Au 전극과 접촉되는 지점을 SEM을 사용하여 20 KeV의 전자 beam으로 조사하였다. 이 경우 조사량에 따라 접촉저항이 상온에서 $0.35\text{-}2.6 \text{k}\Omega$ 로 감소함을 관측하였다.

3. 탄소나노튜브의 전기수송특성

3.1 MWNT microbundle의 수송현상

Langer 등은^[2] STM lithography를 이용하여 MWNT로 이루어진 microbundle에 접점을 형성하고 이들의 수송특성을 연구하였다. 그림 5는 온도에 따른 전기전도도의 변화를 측정한 결과이다. 전도도는 InT 의존성을 보이다가 저온에서 평평해진다. 그리고 자기장에 따라 전도도가 증가하는 양의 magnetoconductance (MC), 즉 음의 값의 magnetoresistance (MR)를 보여준다. 관측된 전도도의 InT 의존성은 2차원 계에서의 weak localization (WL)이나 결합에 의해서 증가하는 전자간의 상호작용, 혹은 자기 불순물이 있는 경우의 Kondo 효과 등에 해당된다. MWNT의 경우는 SWNT와 달리 2차원 계로 취급할 수 있다. 그러나 흑연물질에서는 자기불순물이 어느 정도 있다고 하여도 Kondo 효과가 거의 측정되지 않음으로 미루어 일단 이 효과에 의한 것은 아닌 것으로 보여진다. 그림 5의 결과는 자기장에 따라 전도도가 증가함을 보여주는데 일반적으로 결

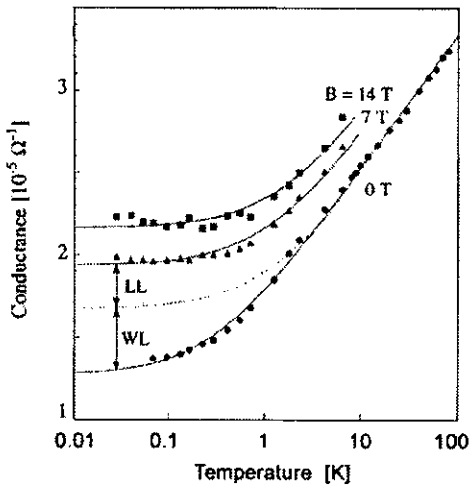


그림 5. MWNT microbundle의 전기전도의 온도 의존성. 실선은 2차원 WL 이론으로 계산한 값.
 Fig. 5. Temperature dependence of electrical conductance of a MWNT microbundle. The solid lines are fit to the 2D WL theory.

함에 의해 증가하는 전자-전자간의 상호작용이 존재하는 경우에는 그 반대 현상이 일어나야 하므로 결국 전도도의 $\ln T$ 의존성은 weak localization에 의한 현상으로 여겨진다. WL 현상은 앞 절에서 설명했듯이 전자파동함수의 일부분이 반사되어 time reversed 경로를 따라 되돌아 와서 원래 파동함수와 보강간섭을 하게 되면서 전자의 backscattering 확률이 높아지게 되어 일어나는 현상이다. 보강간섭은 비탄성 산란에 의해 줄어들게 되므로 phonon 효과가 적은 낮은 온도에서 잘 관측된다. 또한, WL은 수직인 자기장의 인가 하에서 양의 MC 값을 잘 설명해준다. 즉, 자기장이 걸린 경우 전자의 Landau 궤도의 크기가 위상 coherence length보다 작게 되면 전자파동함수의 위상을 교란하게 되므로 backscattering에 의한 효과가 줄어들게 되어 MC가 증가한다.

한편 WL 이론에 따르면 온도가 어떤 특정 온도 (약 0.3 K) 보다 매우 높은 온도 영역에서는 전도도가 자기장에 무관해야 한다. 그러나 그림 5에서는 높은 온도의 MC에 또 다른 성분이 있음을 보여준다. Ajiki와 Ando의 이론적 모사결과^[6]에 의하면 자기장이 나노튜브의 축 방향으로 걸린 경우 Landau 상태(LL)가 존재하고, 이들 Landau 준위는 conduction band와 valence band가 서로 교차되는 곳에 형성되므로 페르미 준위의 상태밀도가 증가하게 되고 그 결과 전도도가 증가하게 된다고 예측하고 있다. 이러한 LL에 의한 증가분과 WL에 의한 증가분이 그림 5에 각각 나타나 있다.

3.2 MWNT의 수송현상

Ebbesen 등은^[6] 2.2절에 소개된 4단자법을 이용하여 (그림 4) 개별 MWNT의 저항-온도 특성을 조사하였는데 그 결과는 그림 6과 같다. 나노튜브 시료에 따라 저항의 온도의 의존성이 금속성에서 비금속성 특성까지 광범위하게 나타남을 볼 수 있다. 이 뿐만 아니라 비저항도 시료에 따라 많은 차이를 보였다. 이와 같은 결과는 chirality에 따라 수송특성이 금속성에서 비금속성으로 나타난다는 이론과 잘 일치하며 시료의 구조, 즉 다중벽 간의 상호작용 변화에 따라 전자수송 현상도 변화함을 의미한다.

Fujiwara 등은^[9] MWNT에 금속성과 비금속성 나노튜브가 공존한다는 사실을 실험적으로 확인하였다. 즉, 자기장이 축 방향으로 걸려있을 때 MWNT의 MR이 자기장에 따라 주

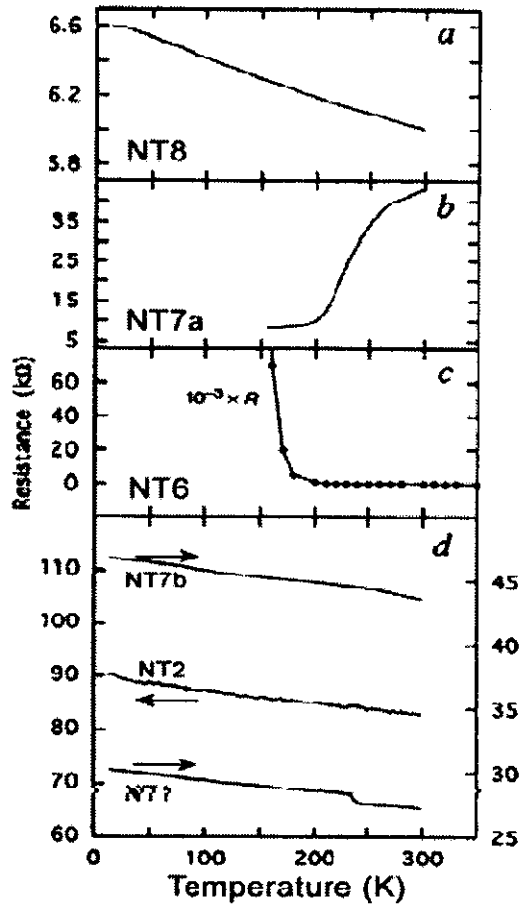


그림 6. 여러 가지 나노튜브에서 측정된 저항의 온도 의존성. a-c는 4단자법, d는 2단자법으로 측정된 결과이다.
 Fig. 6. Temperature dependence of the resistance of different nanotubes. a-c are four-probe measurements and d shows two-probe results.

기적으로 변하고, 그 주기가 양자자속 $\phi_0 = h/e$ 의 1/3이 되는 Aharonov-Bohm 현상을 발견하였다. 특히 MR의 각도 의존성을 측정한 결과 자기장의 축 방향 성분, 즉 CNT의 단면을 투과하는 자속 ϕ 만이 주기현상에 영향을 미침을 발견하였다. 금속성 나노튜브에서는 $\phi = 0$ 일 때 에너지 간격이 0이 되고 자속이 증가함에 따라 증가하며 $\phi = h/2e$ 에서 최대가 되고 $\phi = h/e$ 에서 다시 0으로 된다. 비금속성 나노튜브에서는 ϕ 에 대한 에너지 간격의 주기가 금속성의 경우와 같으나 위상이 서로 다르다. 즉 에너지 간격이 0이 되는 자기장 값이 chirality에 따라 $h/3e$ 나 $2h/3e$ 만큼 이동한다. 따라서 MR의 주기가 $h/3e$ 인 결과로부터 MWNT에 금속성과 비금속성 나노튜브가 공존함을 알 수 있다.

3.3 SWNT의 수송현상

초창기의 수송현상에 대한 실험은 대부분 MWNT에서 이루어졌는데 튜브들 간의 구조나 결합분포 등의 차이로 인한 시료간 전자적 물성의 변화가 심하여 일관성 있는 결과를 기대하기 어려웠다. 한편 SWNT는 구조적 단순성과 대칭성 때문에 이론적으로 에너지 띠 등 전자적 물성을 정확하게 계산할 수 있어 실험결과와 직접 비교할 수 있는 장점이 있다. SWNT가 성공적으로 제작됨에 따라 이를 이용한 수송특성 연구가 활발하게 이루어지고 있다. 1.2 절에서 소개했듯이 탄소나노튜브의 원주방향의 운동량은 주기적인 경계조건에 의하여 양자화된다. 축 방향으로의 길이가 유한한 경우에도 에너지가 양자화되며 나노튜브의 길이에 따라 양자화된 에너지 준위의 간격은 변하게 된다. 예를 들어 금속성을 띠는 길이 3 μm 인 armchair 나노튜브에서의 에너지 준위 간격은 약 0.6 meV가 된다.

3.3.1 금속성 SWNT

Tans 등은⁽¹⁰⁾ laser 증착법을 이용하여 백금 전극이 미리 제작된 Si/SiO₂ 기판위에 SWNT를 증착하였다. Ni/Co와 탄소가 혼합된 시료를 사용하였고 전극사이의 폭은 140 nm 였다. 탄소나노튜브와 백금 전극사이의 접촉저항은 상온에서 0.3 - 1 M Ω 으로 나타났다. 2단자법과 4단자법 모두를 사용하였으나 여기서는 2단자 측정 결과를 중심으로 기술하기로 한다.

그림 7은 AFM을 이용하여 관측한 탄소나노튜브와 전극의 모습이다. 그림에서 대각선 방향으로 지름이 약 1 nm 정도인 나노튜브가 놓인 모습을 확인할 수 있다. 나노튜브와 접촉하고 있는 두 전극을 이용하여 전압 bias(V_{bias})를 걸고 좌상단의 전극을 이용하여 gate 전압(V_{gate})을 걸어준 뒤 gate 전압의 변화에 따른 전류-전압 특성을 조사하였다. Tans 등이 저온에서 측정한 대표적인 결과를 그림 8a에 나타내었다. V_{bias} 가 0 근처에서 전류가 0이 되는 전압 gap이



그림 7. SWNT가 두 백금전극과 연결되어 있는 모습. 좌 상단의 전극은 gate로 사용됨.
Fig. 7. A SWNT is connected to two Pt electrodes. The upper-left electrode is used as a gate.

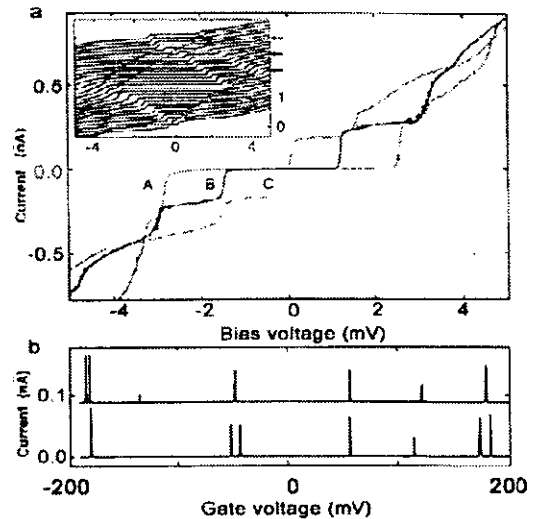


그림 8. a. 저온에서 측정한 SWNT의 전류-전압 특성. 그림에서 A, B, C는 각각 gate 전압이 88.2, 104.1, 120 mV에 해당한다. 8b는 bias 전압이 30 mV일 때의 전류-gate 전압 특성.
Fig. 8 a. Current-voltage curves of a SWNT measured at low temperatures. A, B, C correspond to a gate voltage of 88.2, 104.1, and 120 mV, respectively. b. Current-gate voltage curves at a bias voltage of 30 mV.

나타나고 전압이 증가함에 따라 전류가 계단식으로 증가한다. 전압 gap이 나타나는 이유는 나노튜브의 에너지 상태에서 전하수송에 관련되는 에너지 준위에 전하가 차게 되면 Coulomb charging 때문에 더 이상의 전하가 못 들어오게 되어 전자가 다른 전극으로 수송되지 못하기 때문이다. Coulomb charging 현상은 접촉저항이 양자저항 ($R_0 = h/e^2 \sim 26 \text{ k}\Omega$)보다 크고 대상물체의 정전용량 C

가 아주 작아서 전자 하나를 더하는데 필요한 충전에너지 $E_c = e^2/2C$ 가 충분할 때 나타난다. 저온에서는 열에너지가 충전에너지보다 작으므로 전류가 그냥 흐르지 못하고 bias 전압이 $e^2/2C$ 보다 클 때에만 흐를 수 있다. 즉 V_{bias} 가 증가함에 따라 bias 범위 내로 들어오게 되는 나노튜브의 빈 에너지 상태가 증가하게 됨으로 전하 수송이 가능하게 되어 전류가 계단식으로 증가한다. 그리고 V_{gate} 가 변함에 따라 전압 gap의 크기가 변함을 볼 수 있다. V_{gate} 에 의하여 나노튜브의 포텐셜이 변하게 되는데 나노튜브의 에너지 준위가 포텐셜의 영향으로 bias 범위 내로 들어올 수 있게 되는 V_{bias} 크기가 변하기 때문에 전압 gap의 크기가 변한다.

그림 8b는 그림 8a와 같은 현상을 V_{gate} 에 따른 전류의 변화로 측정된 것으로 V_{bias} 가 30 μV 인 경우의 결과를 나타낸 것이다. 거의 주기적으로 나타나는 전류 peak는 전압 gap이 사라지는 V_{gate} 에서 나타난다. 즉 나노튜브의 에너지 준위를 전극의 페르미 준위들과 거의 일치하게 V_{gate} 를 조절하면 resonant tunneling에 의하여 zero-bias 근방에서도 전류가 흐를 수 있다. 따라서 그림 8b에서처럼 전류 peak가 나타나게 된다. 이러한 특성을 이용하면 transistor를 구현 할 수 있다. (5.1-2 절 참조)

이들은 V_{bias} 가 높은 경우 ($> 0.4 V$)의 전류 peak를 V_{gate} 의 함수로 측정하였는데, 이 결과로부터 에너지 준위사이의 간격이 약 0.4 meV임을 알 수 있었다.⁽¹⁰⁾ 이는 양자역학 계산에서 얻어진 0.6 meV의 간격과 잘 일치한다. 따라서 SWNT는 양자선 (quantum wire)으로 볼 수 있다.

3.3.2 반도체성 SWNT

반도체성 SWNT를 측정된 결과에 의하면⁽¹¹⁾ 25-300 K 영역에서 저항이 열적활성화 (thermal activation) 현상을 보인다. 한편 4 K 이하에서 $|V_{bias}| < \sim 10 mV$ 에서는 절연체이나 그 이상에서는 전기전도도가 일어나고 V_{gate} 가 변함에 따라 절연체가 되는 $|V_{bias}|$ 범위가 변한다. $V_{gate} < 0$ 이면 V_{bias} 의 gap이 감소하고 $V_{gate} > 0$ 이면 V_{bias} 의 gap이 증가한다. 이는 첫째 반도체성의 나노튜브가 정공으로 doping되어 있음을 의미하고, 둘째 전극과의 접점 사이에 접합이 형성되고 이 접합 장벽의 높이는 나노튜브의 페르미 준위와 valence band의 에너지 차이만큼이 됨을 의미한다. 이러한 접합의 형성으로 인하여 저항의 온도의존성이 열적활성화 현상을 나타내고 이때 측정되는 활성화 에너지 ($\sim 4.6 meV$)는 접합 장벽의 높이에 해당한다. 4 K에서는 열적활성화가 사라지므로 $V_{bias}=0$ 에서 절연체가 된다. 그러나 $|V_{bias}| > 10 mV$ 에서 전기전도도가 일어나는 것은 tunneling에 의한 결과로 보여진다.

3.4 탄소나노튜브 박막

Si/SiO₂ 기판 위에 Co, Ni 등의 촉매 층을 입힌 다음 탄소

나노튜브를 성장하면 성장조건에 따라 기판에 수직이나 수평 방향으로 잘 정렬되게 자란 나노튜브 박막이 된다. 이러한 박막의 수송특성은 측정이 용이하고 결과의 재현성은 높으나 수송측정결과를 해석할 때 나노튜브와 나노튜브 사이의 전도 특성을 반드시 고려하여야 한다. 그러나 이러한 박막은 우수한 전자방출소자로 응용될 수 있어 이에 대한 많은 물성연구가 진행되어왔다. Baumgartner 등의⁽¹²⁾ 결과에 의하면 저항의 온도의존성으로부터 튜브와 튜브사이에 작은 에너지 장벽 ($\sim 10 meV$)이 존재하며 전기전도는 이들 장벽을 tunneling 하는 현상으로서 잘 설명되어진다. 저항의 자기장 의존성에서는 개별 나노튜브와 마찬가지로 음 값의 MR이 관측되었으며 Hall 효과 측정에서는 모든 온도에서 Hall 계수가 양의 값으로 나타났다.

Gáál 등은⁽¹³⁾ 나노튜브 박막에 2 GPa의 압력을 가하면서 저항의 압력의존성을 측정하였다. 압력이 증가하면서 1.7 GPa 까지는 저항이 감소하였으나 그 이상의 압력에서는 저항이 급격히 증가하였다. 그 이유는 고압력 하에서 탄소의 육각형 구조가 찌그러지기 때문이라 추측된다. 한편 고압력 하에서도 저항의 온도 의존성은 거의 변하지 않았다.

4. 탄소나노튜브의 열적 특성

저온에서의 비열, 열전도도, 열기전력 등은 전기전도도와 밀접한 관계가 있다. 본 절에서는 나노튜브의 열적 특성을 측정된 결과를 간단히 소개하겠다.

4.1 비열

Yi 등이⁽¹⁴⁾ MWNT에서 비열을 측정된 결과 10-300 K 영역에서 흑연과는 다른 선형적인 온도 의존성을 가짐을 관측하였다. 이 결과는 나노튜브 사이의 상호작용이 흑연의 경우보다 약함을 의미하므로 MWNT는 수 개의 decoupled된 단일벽튜브가 모여있는 2차원 계로 볼 수 있다고 주장하였다. Mizel 등은⁽¹⁵⁾ 1-200 K 영역에서 MWNT와 SWNT rope의 비열을 측정하였다. MWNT에서는 Yi 등과 달리 나노튜브의 비열이 흑연의 경우와 비슷함을 관측하였고 온도 의존성도 선형이 아님을 발견하였다. 한편 SWNT rope의 경우 저온에서의 비열이 흑연이나 MWNT에 비해 아주 크게 나타남을 관측하였는데 이는 전자에 의한 기여분 외에 긴파장 phonon도 비열에 큰 영향을 미침을 의미한다.

4.2 열전도도

Hone 등은⁽¹⁶⁾ 8-350 K 사이에서 SWNT rope의 열전도도를 측정하였다. 열전도도는 온도 감소에 따라 감소하였으며 30 K 이하에서는 온도에 선형적인 의존성을 보였다. 전기전도도와 비교한 결과 열전도도의 온도의존성은 대부분

phonon의 영향이라고 제시하였다. 한편 Yi 등은⁽¹⁴⁾ 저온에서 MWNT의 열전도도가 Hone 등의 결과와는 달리 온도의 제곱에 비례하는 현상을 보고하였다. 그리고 열전도도가 이론적인 계산 보다 작은 것으로 미루어 사용한 시료에 결함이 많이 존재할 것이라 추측하였다.

4.3 열기전력

열기전력은 시료 양단의 온도차에 의하여 유도되는 전위차를 의미한다. 나노튜브에서의 열기전력 측정은 주로 시료 제작과정에서 사용되는 촉매금속이 미치는 영향에 주안점을 두어왔다. Grigorian 등은⁽¹⁷⁾ 촉매의 종류에 따른 열기전력과 전기저항을 10-400 K 구간에서 측정하였다. 촉매가 자성체인 경우 80-100 K 구간에서 열기전력의 peak가 측정되었으며 이는 촉매의 자기모멘트와 π 전자간의 상호작용(Kondo 현상)에 의한 것으로 설명되었다. 열기전력이 최대가 되는 온도에서 저항이 증가하는 현상이 함께 관측되었는데 Kondo 산란에 의해서도 저항이 증가할 수 있다. 그러나 Langer 등의⁽²⁾ 실험에서는 Kondo 효과가 관측되지 않았다. (3.1. 절 참조)

5. 수송특성과 관련된 응용분야

나노튜브는 1차원 도체의 특성을 지니므로 이를 이용한 나노소자의 개발은 기본적인 물성연구 측면은 물론 응용적 측면에서도 매우 흥미있는 물질이다. 본 장에서는 대표적인 연구 4가지를 소개하겠다.

5.1 Field-effect transistor

탄소나노튜브를 이용한 field-effect transistor (FET)의 단면도를 그림 9에 나타내었다. 여기서 Si 기판을 gate로 사용한다. Tans 등과⁽¹⁸⁾ Martel 등의⁽¹⁹⁾ 측정에 의하면 $V_{gate} < 0$ 인 경우 전류-전압 특성 곡선이 거의 변하지 않았으나 $V_{gate} > 0$ 에서는 많이 변함을 볼 수 있었다. 따라서 나노튜브를 이용한 FET 제작이 가능하다. 그림 10은 Martel 등이⁽¹⁹⁾ 상온에서 측정한 결과로 SWNT를 사용한 경우에 해당한다. $V_{gate} > 0$ 일 때 수송전류가 감소하는 것으로 미루어 나노튜브에서는 정공에 의한 전도가 일어남을 알 수 있고, (3.3.2. 절 참조) $V_{gate} = 6$ V에서 나노튜브의 전하나트캐가 거의 사라지는 것으로 미루어 정공의 밀도는 약 $9 \times 10^6/cm$ 로 추산된다. 이는 흑연의 경우 보다 매우 크다. 정공의 mobility는 약 $20 \text{ cm}^2/Vs$ 로 흑연인 경우보다 작게 나타났는데 이는 나노튜브가 전극과 기판과 접촉하면서 그림 9에서처럼 구부러지게 되어 그 부분에서 전자들이 산란되는 효과에 의한 것으로 추측된다. MWNT를 사용한 FET의 경우에는 V_{gate} 에 의하여 튜브가 납작해지는 현상도 관측되었다.⁽¹⁸⁾

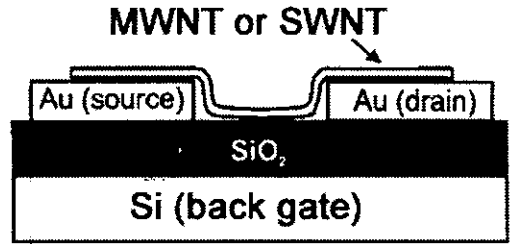


그림 9. 나노튜브를 이용한 FET 소자의 단면도.
Fig. 9. Schematic cross section of the FET device with a nanotube.

5.2 Single-electron transistor

3.3.1 절에서 소개한 Tans 등의⁽¹⁰⁾ 결과에서 그림 8b에 V_{gate} 에 따라 거의 주기적으로 나타나는 전류 peak는 Coulomb charging에 의한 것으로 설명하였다. Coulomb charging 현상은 접촉저항이 양자저항 ($R_0 = h/e^2 \sim 26 \text{ k}\Omega$)보다 크고 대상물체의 정전용량 C가 아주 작아서 전자 하나를 더하는데 필요한 충전에너지 $E_c = e^2/2C$ 가 충분히 클 때 나타난다. 이러한 현상은 열에너지가 충전에너지보다 작은 저온에서만 관측된다. 만약 어떤 V_{gate} 에서 전류 peak가 측정되었다는 것은 나노튜브의 전자가 비어있는 상태에서 가장 낮은 에너지 준위와 전극의 화학포텐셜(페르미 준

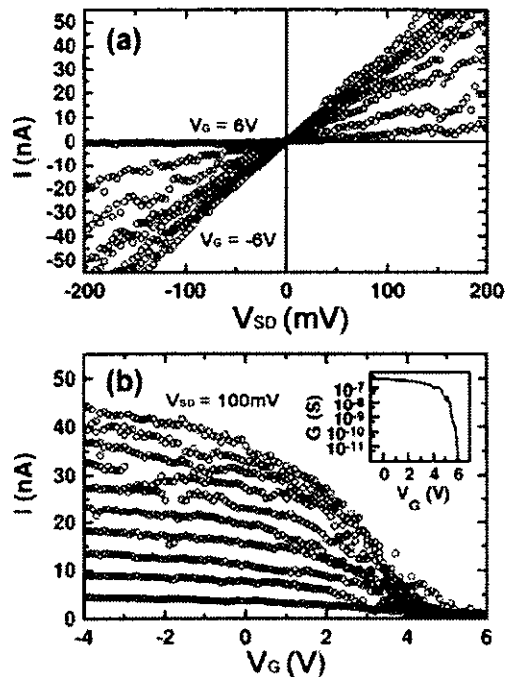


그림 10. SWNT-FET의 출력특성.
Fig. 10. Output and transfer characteristics of a SWNT-FET.

위)이 일치하는 경우에 해당하고 단전자들이 자유롭게 전극 사이를 resonant tunneling 하게 됨을 의미한다. 만약 V_{gate} 가 전류 peak 사이에 위치하면 단전자 충전에너지 때문에 tunneling이 감소하게 된다. 여기서 V_{bias} 를 증가하여 한 쪽 전극의 화학퍼텐셜이 나노튜브의 전자가 꽉 찬 상태의 준위보다 낮아지게 되면 전자가 다시 tunneling 하게 된다. 이렇게 V_{gate} 에 따라 전기전도도가 변화하는 현상을 이용하면 single electron transistor(SET)를 구성할 수 있다. Bockrath는^[20] 그림 9와 같은 형의 소자를 제작하여 10 K 이하에서 SET로의 작동 가능성을 보고하였다.

5.3 Magnetic tunnel junctions

FET나 SET 같은 일반적인 전자 소자는 전기전도 특성을 이용한다. 그러나 일반금속 전극 대신 강자성체를 사용하면 스핀상태가 편극되어 있는 전자가 나노튜브로 주입되므로 이를 이용한 새로운 개념의 소자를 구상할 수 있다. Tsukagoshi 등은^[21] 강자성 전극에서 MWNT로 전자가 tunneling으로 주입되어 움직일 때 스핀 상태도 결맞게 유지하는 현상을 관측하였다. Mehrez 등은^[22] 위의 결과를 spin valve 효과로 설명하였다. 나노튜브와 접촉하는 두 전극이 비록 같은 강자성체라 하여도 나노튜브와 직접 닿는 부분의 자기모멘트 방향은 서로 다를 수 있다. 그 이유는 강자성체는 domain을 형성하는데 비록 평균 자기모멘트 방향은 두 전극에서 같다고 하여도 domain에 따라서 자기모멘트 방향이 변하기 때문이다. 이러한 경우 전기전도는 양쪽 전극 자기모멘트의 상대적인 방향에 의존하게 된다. 이 방향은 외부 자기장을 걸어줌으로 조절이 가능하므로 spin valve 현상을 이용한 소자의 개발이 가능하게 된다.

5.4 Proximity 효과를 이용하는 소자

일반금속이 초전도체와 접하고 있는 경우 일반금속에 초전도성이 유도되는데 이를 proximity 효과라고 한다. 초전도체를 나노튜브의 전극으로 사용하면 proximity 효과에 의해 나노튜브에 초전도성이 유도된다. 이러한 구조는 초전도-일반금속-초전도 (SNS) 접합의 일종으로 초전도 전자소자의 기본요소로 사용될 수 있다. Kasumov 등은^[23] 초전도 전극으로 Re/Au와 Ta/Au를 사용하고 나노튜브를 금속부분으로 하는 SNS 접합을 제작하였다. 이 접합의 온도-저항 특성을 측정한 결과 Re이나 Ta가 초전도가 되는 온도 아래에서 나노튜브의 저항이 영이 됨을 관측하였다. MR을 측정한 결과 일반 탄소나노튜브에서 처럼 음의 MR이 측정되지 않고, 초전도체에서 일반적으로 관측되는 양의 MR이 나타났다. 이로써 나노튜브에 proximity 효과에 의한 초전도성이 유도됨을 알 수 있었다. 또한, 나노튜브의 임계전류가 전극의 임계전류보다 크게 나타나는 등의 결과는 나노튜브에도 원래

superconducting fluctuations이 존재하고 있을 가능성도 있음을 암시한다고 제안하였다.

Morpurgo 등은^[24] Nb 전극을 사용하는 SNS 접합을 제작하였다. 그러나 Nb의 임계온도가 참고문헌 [23]의 경우 보다 더 높음에도 불구하고 나노튜브의 저항이 영이 되는 현상은 관측되지 않았다. 미분저항(dV/dI)에서도 zero-bias를 중심으로 특별한 현상이 관측되지 않았으나 V_{gate} 를 변화한 결과 특정 값에서 dV/dI 곡선에 dip이 나타났다. 이러한 dip은 일반 SN 접합이나 에너지 간격이 다른 이중 초전도간의 접합에서 관측되는 현상으로 Andreev 반사로 볼 수 있다. Andreev 반사는 일반금속에서 초전도체로 전자가 주입될 때 이 전자가 초전도체 내에서 다른 준입자와 결합하여 Cooper 쌍이 되고 전하와 운동량 보존에 의하여 그 대신 정공이 일반금속으로 반사되는 현상을 말한다. 정공이 SN 경계면으로 부터 반사되는 것은 일반금속내의 전류가 증가하는 현상과 같으므로 전도도가 증가하게 된다. 그러나 일반 SN 접합에서 Andreev 반사가 일어날 때 관측되는 다중반사에 의한 subharmonic gap 구조나 초전류가 나타나지 않고 온도가 낮아짐에 따라 zero-bias에서 dV/dI의 peak가 새로 형성되는 등 설명이 잘 되지 않는 결과들이 나타났다. 앞으로 이러한 계에 대하여 보다 체계적인 연구가 필요하다고 생각된다.

6. 맺음말

나노튜브가 합성된 이후 수송현상에 대한 많은 연구가 수행 되어왔으며, 본고에서는 대표적인 수송현상에 대한 실험 결과를 중심으로 살펴보았다. 여기서 흥미로운 사실은 보고된 실험들에서 서로 공통되는 결과도 있으나 실험마다 다소 상이한 결과도 많이 나타난다는 점이다. 그 주된 이유는 탄소 나노튜브 제작방법에 따라 그 구조와 특성이 서로 다르기 때문이기도 하거나와 전극 접점에서 장벽형성의 유무 등도 수송현상의 결과에 큰 영향을 미치기 때문이라 여겨진다. 특히 나노튜브는 1차원 구조이기 때문에 2차원이나 3차원 물질과는 달리 결합이 수송특성에 미치는 영향도 매우 크다. 따라서 향후에는 보다 체계적인 나노튜브 수송특성의 이해를 위하여 재현성 있는 시료의 제작과 전극 형성 등이 우선적으로 연구되어야 할 것이다.

참고 문헌

- [1] R. Saito, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus, Physical Properties of Carbon Nanotubes, Imperial College Press, (1998).
- [2] L. Langer, V. Bayot, E. Grivei, J.-P. Issi,

- J.P. Heremans, C.H. Olk, L. Stockman, Van Haesendonck, Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. Lett.* 76, 479 (1996).
- [3] H. Dai, E.W. Wong, C.M. Lieber, *Science*, 272, 523 (1996).
- [4] P.J. de Pablo, E. Graugnard, B. Walsh, R.P. Andres, S. Datta, R. Reifengerger, *Appl. Phys. Lett.* 74, 323 (1999).
- [5] H.T. Soh, C.F. Quate, A.F. Morpurgo, C.M. Marcus, J. Kong, H. Dai, *Appl. Phys. Lett.* 75, 627 (1999).
- [6] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H. Hiura, J.W. Bennett, H.F. Ghaemi, T. Thio, *Nature*, 382, 54 (1996).
- [7] A. Bachtold, M. Henny, C. Terrier, C. Strunk, C. Sch nenberger, J.-P. Salvetat, J.-M. Bonard, L. Forr , *Appl. Phys. Lett.* 73, 274 (1998).
- [8] H. Ajiki, T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* 62, 1255 (1993).
- [9] A. Fujiwara, K. Tomiyama, H. Suematsu, M. Yumura, K. Uchida, *Phys. Rev. B* 60, 13492 (1999).
- [10] S.J. Tans, M.H. Devoret, H. Dai, A. Thess, R.E. Smalley, L.J. Geerligs, C. Dekker, *Nature*, 386, 474 (1997).
- [11] C. Zhou, J. Kong, H. Dai, *Appl. Phys. Lett.* 76, 1597 (2000).
- [12] G. Baumgartner, M. Carrard, L. Zuppiroli, W. Basca, W.A. de Heer, L. Forr , *Phys. Rev. B* 55, 6704, (1997).
- [13] R. Gaál, J.-P. Salvetat, L. Forr , *Phys. Rev. B* 61, 7320, (2000).
- [14] W. Yi, L. Lu, D. Zhang, Z.W. Pan, S.S. Xie, *Phys. Rev. B* 59, R9015, (1999).
- [15] A. Mizel, L. Benedict, M.L. Cohen, S.G. Louie, A. Zettl, N.K. Budraa, W.P. Beyermann, *Phys. Rev. B* 60, 3264, (1999).
- [16] J. Hone, M. Whitney, C. Piskoti, A. Zettl, *Phys. Rev. B* 59, R2514 (1999).
- [17] L. Grigorian, G.U. Sumanasekera, A.L. Loper, S.L. Fang, J.L. Allen, P.C. Eklund, *Phys. Rev. B* 60, R11309 (1999).
- [18] S.J. Tans, A.R.M. Verschueren, C. Dekker, *Nature*, 393, 49 (1998).
- [19] R. Martel, T. Schmidt, H.R. Shea, T. Hertel, Ph. Avouris, *Appl. Phys. Lett.* 73, 2447 (1998).
- [20] M. Bockrath, D.H. Cobden, P.L. McEuen, N.G. Chopra, A. Zettl, A. Thess, R.E. Smalley, *Science*, 275, 1922 (1997).
- [21] K. Tsukagoshi, B.W. Alphenaar, H. Ago, *Nature*, 401, 572 (1999).
- [22] H. Mehrez, J. Taylor, H. Guo, J. Wang, C. Roland, *Phys. Rev. Lett.* 84, 2682 (2000).
- [23] A.Yu. Kasumov, R. Deblock, M. Kociak, B. Reulet, H. Bouchiat, I.I. Khodos, Yu.B. Gorbatov, V.T. Volkov, C. Journet, M. Burghard, *Science*, 284, 1508 (1999).
- [24] A.F. Morpurgo, J. Kong, C.M. Marcus, H. Dai, *Science*, 286, 263 (1999).

저 자 약 령

성명 : 김 동 호

❖ 학 령

1979년 서울대학교 물리학과
 1981년 한국과학기술원(석사)
 1989년 University of Minnesota(박사)

❖ 경 령

Argonne National Laboratory 연구원, 한국과학기술연구원 선임연구원, 현 영남대학교 물리학과 부교수

❖ 주 관심 분야

Vortex dynamics, electroluminescence display
 carbon nanotube

✉ E-mail: dhkim@ynuucc.yeungnam.ac.kr