

カーボンナノチューブの電気伝導 – 新種の量子細線の特異な物性 –

Electrical Conduction in Carbon Nanotubes – Unique Properties of New Quantum Wire –

中西 毅, 安藤 恒也¹

Delft University of Technology

Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft, The Netherlands

¹ 東京大学 物性研究所

〒 277-8581 千葉県 柏市 柏の葉 5-1-5

カーボンナノチューブは新種の量子細線であり, その電気伝導は独特である. 特殊性は円筒形であること及び線形の分散関係の特徴とする電子状態に起因する. 本解説では巻き方により金属, 半導体となるバンド構造から初め, 不純物散乱がない理想的な導線であること, 欠陥と量子化伝導度, 一次元の Schottky 障壁, 交差したナノチューブ, ナノチューブ接合系, ダイオードなどデバイス応用, 朝永-Luttinger 流体との関連を概説する.

1 はじめに

カーボンナノチューブは新種の量子細線である. 飯島澄男先生による発見 [1] 以来その電気伝導特性が理論的, 実験的に調べられカーボンナノチューブは大変特異な伝導特性を持つことが分かってきた. また, 新しいナノスケールデバイスの材料となる可能性も議論されている. そこで本稿では最近の電気伝導に関する研究を概説する.

まず第一にナノチューブの特徴はそのサイズにある. 円筒の直径はおおむね 7 から 300 Å であり, 長さは 1 μm 以上になる. 半導体ヘテロ構造などで人工的に作られ, 従来提案され研究が進められてきた量子細線やデバイスよりずっと細長い. 二次元グラファイト面を円筒状に丸めてナノチューブを作ると, 円周方向の波数が量子化され, 量子化された一次元バンド

の間隔は円周に反比例し, 直径 7 ~ 300 Å のナノチューブに対して 1.85 ~ 0.044 eV である. これは, 室温よりも大きなエネルギー間隔であり, 電子の運動がナノチューブの軸方向だけに制限され, 一次元量子細線と見なすことができる. また従来の量子細線が人工的な閉じこめポテンシャルによって電子が細線に閉じこめられるのに対し, ナノチューブでは周期境界条件により閉じこめられているので, 細線境界の乱れがなく, 比較的綺麗な量子細線といえる.

本稿では, 次にあげる興味深いナノチューブの電気伝導特性を概説する. ナノチューブの電子状態は非常に特殊であり, グラファイト面の巻き方の違いにより金属的であったり半導体的であったりする. 最も興味深い理論的予言は後方散乱の消失である. 格子定数のスケールよりゆっくり変化する不純物ポテンシャルが

2 金属的ナノチューブと半導体的ナノチューブ

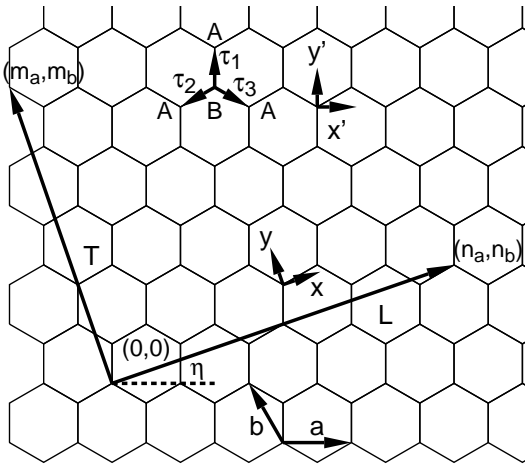


図 1: (a) 2次元グラファイトの蜂の巣格子. 円周を与えるベクトル L の始点と終点が重なるように丸めることによりナノチューブが作られる. (x', y') はグラファイト面に固定した座標系であり, (x, y) は x 軸が L に平行になるようにとる. x 軸と x' 軸のなす角をカイラル角とよび η であらわす. 特に, $\eta = 0$ をジグザグ構造ナノチューブ, $\eta = \pi/6$ を肘掛椅子構造ナノチューブとよぶ.

あっても, 電子の後方散乱がないので抵抗のない理想的な導線となる. 一方格子欠陥は後方散乱の原因となりうるが, その場合も特異な量子化伝導度の規則がある.

電極とナノチューブの接合は重要な問題である. Schottky 障壁のポテンシャルが対数関数で表され系全体のオーダーの長さになるような非常に長いものとなり, これは全く新しいデバイスデザインを必要とすると共に, 新しい可能性がある. ダイオードなどデバイスの応用も数々提案されている. 単純な交差したナノチューブや, 少数の5,7員環を含み異なる直径のナノチューブをつないだ構造を持つ接合系は, 電子状態の違うナノチューブをつないだ構造を提供する. 金属的ナノチューブでは Fermi 面で交差する直線の分散関係が特徴である. したがって一次元で重要となる電子間相互作用を考えると朝永-Luttinger 流体の方法に可能性がある. 実際, 朝永-Luttinger 流体としてトンネル伝導度の理解が進んでいる.

ナノチューブの構造は図 1 (a) に示すように, グラファイトを丸めたときに重なる格子点をむすぶカイラルベクトル $L = n_a a + n_b b$ により決まる. ここで, a と b は2次元グラファイトの格子ベクトル, n_a と n_b は整数である. $n_a + n_b$ が3の倍数の時 Fermi 面で交差する直線の分散関係をもち金属的であり, それ以外は半導体的である. つまりグラファイト面の巻き方の違いにより3分の1は金属的, 3分の2は半導体的となる. この変化は非常に激しく, カイラルベクトルを, 格子ベクトル変化させるだけで, 金属から eV 程度のバンドギャップを持つ半導体へと電子状態が変わる. これらは最初格子モデルの数値計算によって予言され,[2]-[4] 有効質量近似でも説明された.[5] すなわち, 図 1 (b) に示すように Fermi 点 (K 点と K' 点) がブリルアン域の中心ではないために, 周期境界条件を課すため円周を一周したときに, ブロッセ関数の余分な位相が付き, 包絡関数に対する境界条件は巻き方に依るのである. 詳細は既刊の書籍, 解説記事を参照いただきたい.[8]-[11] 最近では STM を使った観察により実験的にも確認されている.[6],[7] 磁場をナノチューブの軸に平行にかけると周期境界条件に余分の位相が付き, バンドギャップの大きさが振動する, すなわち Aharonov-Bohm 効果があらわれる.[5],[13]

Peierls によって予言されたように, 一次元金属は安定でなく, 格子ひずみと電荷密度波を生じてギャップが開く. しかし, ナノチューブは例外である. 電子の運動は一次元的であるが, ナノチューブが円筒であるために格子ひずみを生ずるエネルギーが大きすぎ, エネルギー的に不利だからである.[14],[16] また理論的には非常に細いナノチューブの場合, 曲率により π 軌道間の結合が異方的となるため, 小さいギャップが予言されているが, 普通の太さのナノチューブではほとんど問題とならない.[2],[17]

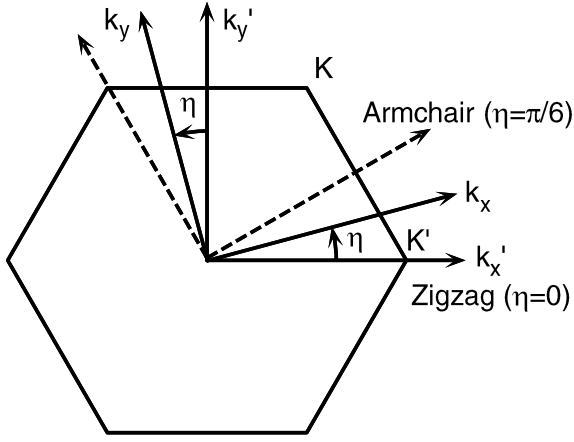


図 1: (b) グラファイト面の第一ブリルアン域. π バンドは K 点と K' 点で Fermi エネルギーを横切る.

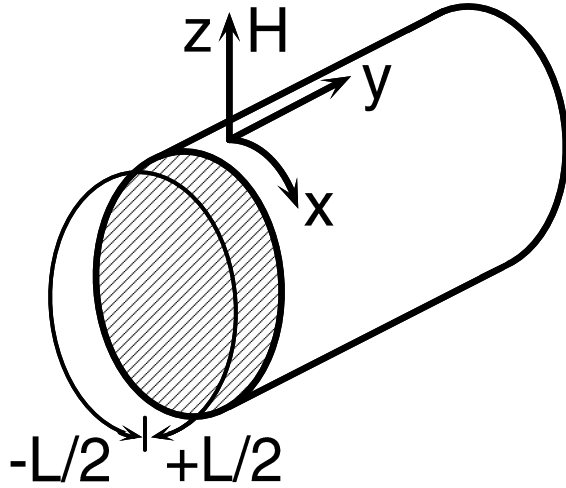


図 1: (c) ナノチューブの円周方向に x 軸, 軸方向に y 軸をとる. 磁場 H は軸に垂直にかける.

3 不純物散乱

3.1 抵抗のない導線

最初に電気伝導の最も簡単な問題として, 単層ナノチューブ上の散乱ポテンシャルによる電子散乱を有効質量近似で取り扱う.[18],[19] 理論の詳細は比較的詳しい解説が文献 [11], [12] にあるので, ここでは結果だけ簡単に紹介する. 有効質量近似では, 電子の波動関数はブロッホ

に従う包絡関数の積で与えられる.[5] ここで, $\hat{\mathbf{k}} = (\hat{k}_x, \hat{k}_y) = -i\nabla$ は波数演算子, $\gamma = (\sqrt{3}/2)a\gamma_0$ はバンドパラメーターであり, $F_A^K(\mathbf{r})$, $F_A^{K'}(\mathbf{r})$ と $F_B^K(\mathbf{r})$, $F_B^{K'}(\mathbf{r})$ はそれぞれ A と B 副格子の包絡関数であり, 格子定数 $a = |a|$ のスケールでゆっくり変化する. ここで, 2次元グラファイトの単位格子は 2 個の炭素原子からなり, それらを図 1 (a) に示すように A と B とする. (1) 式は, 質量 0 の電子に対するディラック方程式と, K または K' について 2 行 2 列の部分はニュートリノに対する 2 行 2 列の Weyl 方程式とそれぞれ形式的に同じである.

まず最初に, 散乱ポテンシャルが格子定数 ($a = 2.46\text{\AA}$) の範囲ではゆっくり変化するような長距離型ポテンシャルを考える. 有効ポテンシャルは対角行列となりその成分は全て等しい. ここで後方散乱確率をボルン近似の範囲で計算すると 0 になる. これは次のように理解できる. Fermi 面で交差する 2 つの分散直線はそれぞれ左向きと右向きに動く電子に対応する. その波動関数は分子の結合状態と反結合状態に対応しており, 隣り合う原子のスケールでこれらの波動関数すなわち ($F_A^K(\mathbf{r})$, $F_B^K(\mathbf{r})$) は直交している. このとき対角型の有効ポテンシャルにより電子の運動方向を変えることはできない.

さらに散乱の T 行列を無限次まで計算しても, 後方散乱確率は厳密に 0 となる. 上述のボルン近似はその最低次に相当する. そこでは, 波数空間での多重散乱に対応する一つの項と, それと時間反転対称な項がうち消しあってい

$$\begin{pmatrix} KA & KB & K'A & K'B \\ 0 & \gamma(\hat{k}_x - i\hat{k}_y) & 0 & 0 \\ \gamma(\hat{k}_x + i\hat{k}_y) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \gamma(\hat{k}_x + i\hat{k}_y) \\ 0 & 0 & \gamma(\hat{k}_x - i\hat{k}_y) & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} F_A^K(\mathbf{r}) \\ F_B^K(\mathbf{r}) \\ F_A^{K'}(\mathbf{r}) \\ F_B^{K'}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} F_A^K(\mathbf{r}) \\ F_B^K(\mathbf{r}) \\ F_A^{K'}(\mathbf{r}) \\ F_B^{K'}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \quad (1)$$

る。これはニュートリノに似ている。ニュートリノのスピンは常にその運動方向を向いている。この2成分の波動関数 ($F_A^K(r), F_B^K(r)$) を疑スピンとみなすと、ナノチューブ上の電子も同じ有効方程式1に従うので、当然同じ性質を持つ。この波動関数を波数空間の原点の周りで反時計回りにゆっくり一周すると、ベリーの位相を付けなければならない。[20] なぜなら原点はエネルギー縮退があるため幾何学的特異点となっているからである。ベリーの位相はちょうど π であり、これが上述の打ち消し合いを言い換えたことになっている。ところでナノチューブの軸に垂直な磁場をかけると、不純物散乱が生じ正の磁気抵抗が期待される。[18]

最近、後方散乱に関する単層ナノチューブを用いた実験が幾つか報告されている。[21]-[23] 初期の実験では低温で接触抵抗が巨大なためクーロン振動を示した。一つの傍証として、その共鳴ピークが温度を下げると高くなり量子化伝導度の程度に近づく。[21] このとき平均自由行程はナノチューブの長さ $8\mu\text{m}$ となる。[22] より直接的には、両端に電極を付けたナノチューブの上に置いたAFMチップを電圧端子として用いた実験が報告されている。[23] 単層ナノチューブではナノチューブの軸に沿って電圧降下がないが、多層ナノチューブではほぼ一樣にある。

一方、多層ナノチューブでは量子化伝導度を報告した一つの例外 [24] を除いて、弱局在やAAS振動が報告されている。[25] これは、不純物散乱があることを意味しており、多層ナノチューブに上記の理論を適応できないようである。単層ナノチューブと多層ナノチューブの違いについてははっきりした結論には到達していないが、実験では電極または化学的ドーピングにより Fermi 準位が中性のものからずれ、比較的太くサブバンド間隔の狭い多層ナノチューブは一次元的でなくなっている可能性、面間の相互作用について [26]、格子欠陥や格子ひずみの大小など色々議論がある。また、軸平行方向の磁場での振動がバンドギャップに対する Aharonov-Bohm 効果で説明できるとの報告

もある。[27]

3.2 格子欠陥と量子化伝導度

次に短距離型ポテンシャル、例えば格子欠陥を考えよう。このときの有効ポテンシャルには K 点から K' 点へ散乱する要素つまり有効ポテンシャルの非対角項があり、また一般に A, B サイトで等しくない。ナノチューブの一箇所に欠陥を作り、それは N_A 個の A サイトと N_B 個の B サイトからなる場合を考える。伝導度を、格子モデルを用いた数値計算と有効質量の方法により調べた結果、特異な量子化規則を見いだした。[28],[29] Fermi レベルでの伝導度 G は差 $|N_A - N_B|$ だけに依存し、差が2以上の場合完全反射、差が1の場合半分透過 $G = e^2/\pi\hbar$ 、差が0の場合ほぼ完全透過 $G \sim 2e^2/\pi\hbar$ となる。また、Fermi エネルギーを変えると伝導度は増加し次のサブバンド端のエネルギーで必ず完全透過になる。このとき欠陥の有効ポテンシャルは繰り返されて0になるのである。短距離ポテンシャルに関連し、窒素やボロンで炭素を置換しドーピングした場合が、第一原理計算により調べられており、似た結果が予言されている。[30] さらにナノチューブの軸に垂直に磁場をかけると、伝導度の磁場依存性は複雑であるが、おおむね正の磁気抵抗を示す。[31]

最近磁場がないときの Fermi エネルギー依存性に関する実験が報告された。[32],[33] ナノチューブは、化学気相成長法で作成された。これは今までのところ比較的格子欠陥を導入しやすいとされるサンプル作成法である。格子欠陥をトンネル障壁とするドットのために、クーロン振動が観測されるが、あるゲート電圧では、クーロン振動が消滅する。[32] このとき格子欠陥によるトンネル障壁の有効ポテンシャルが小さくなり消滅したと考えられる。[28],[29] クーロン振動が観測されない別の実験では、ゲート電圧が小さいとき電気伝導度は小さくゲート電圧の関数として激しく振動し、局在効果を示す。[33] ところが、ゲート電圧が大きくなると振動しながら量子化伝導度に近づく。振動は

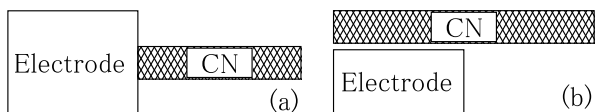


図 2: 典型的な電極とナノチューブ接合のモデル. 金属電極に網掛けで示したナノチューブが (a) 終端接合と (b) 側面接合している.

2種類あり, 細かい振動はナノチューブの一電子レベル間隔から, 大きな振動は干渉効果から説明できる.

4 金属電極とナノチューブの接合

ナノチューブの電気伝導特性にはこの様に変興味深い性質が理論的に予言されているが, それらを実験的に証明するために金属電極とナノチューブの接合の問題が重要となる. 実際ナノチューブや他の一次元分子を用いたナノデバイスでは接合が中心的な役割を果たすと考えられる.[34],[36] なぜならば, 全体の長さが接合からナノメートルの程度であること, また一次元性ゆえに障壁ポテンシャルは対数関数型にゆっくりと変化するからである.[35] また, 後で述べるようにデバイスを考える上でも接合は大変重要となる.[36]

これまでの実験で試みられた接合は, 図 2 の 2つのタイプにモデル化できる. 一つは金属的又は共有結合的に強く結合した終端接合 (図 2(a)), もうひとつは van der Waals 力で弱く結合した側面接合 (図 2(b)) である. 電極に半導体的ナノチューブを接合した場合を考えてみよう. 一般に金属と半導体の接合部に Schottky 型障壁が形成されうる. 3次元の従来のデバイスでは, Fermi レベルが半導体のバンド中にピン止めされるため, 障壁の高さの調節が困難であった. ところが半導体的ナノチューブを終端接合すると, 強くピン止めされた場合でさえ, 障壁の高さはピン止めがない時のものとなる.[36] これは表面状態が従来のデバイスでは接合面内で広がっているのに対し, ナノチュー

ブの擬一次元性により接合点に局在しており, 双曲子によるポテンシャルが $1/y^2$ で減衰するためである. ここで y は図 1 (c) に示すように, ナノチューブの軸に沿った接合から距離である. その効果は, 接合から 2nm 程度であり, バンド曲がりによらず影響は限定的である.[36] 金属電極の仕事関数を選ぶことによって障壁の高さを調節できることを意味しており, 新しいデバイスデザインの可能性を開く.

一方側面接合の場合, 電荷移動の結果 Fermi 準位がピン止めされ, 従来のデバイスと似る.[37] ところで金属的ナノチューブでは, Fermi 面付近の 4 チャンネルに完全に電子を供給するためには十分弱い接合と十分長い接合領域が必要となるので側面接合に可能性がある.[38]

常伝導電極以外を用いた実験も報告されている.[39],[40] 多層ナノチューブと強磁性電極の接合によるスピンバルブの提案がある.[39] 超伝導体電極と単層ナノチューブの接合では, ゲート電極による近接効果の変化が示された.[40],[41] 一次元常伝導体界面での Andreev 反射として, また朝永-Luttinger 流体と超伝導の接合として興味深い.

5 交差したナノチューブの電気伝導

ナノチューブは巻き方によって, 異なる電子状態を取る所以他们を組み合わせたときが面白い. まず最初に図 3 のような交差した金属的ナノチューブで, 例えば端子 1,4 間の電流を考える. ナノチューブの変形を考えないモデル計算によると, 波動関数の重なりは指数関数的に減少するのでトンネル確率は小さい.[42] 角度 θ を変えると, 交差点付近の格子が整合的に重なった角度で伝導度が極大値をとる. ここでは波数ベクトルの保存が重要となる. 一つの実験では, $0.03e^2/\pi\hbar$ 程度のトンネル伝導度が報告されている.[43] この実験では伝導度の温度や電圧依存性に, 後述する朝永 Luttinger 流

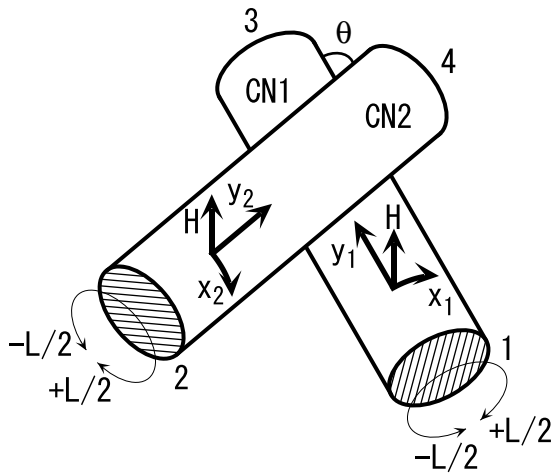


図 3: 交差したナノチューブのモデル. θ は 2 つのナノチューブ CN1, CN2 のなす角である. CN1 は端子 1 と 3, CN2 は端子 2 と 4 につながる.

体で説明される振る舞いが観測されている.

別の実験では, $0.1e^2/\pi h$ 程度の大きな伝導度が報告されている.[44] 第一原理計算によると, この大きな電流を理解するには交差点でのナノチューブの変形が重要となる.[45] また半導体と金属的ナノチューブが交差したとき, ダイオード特性が示された.

もっと直接的には, 一本のナノチューブの一部をカリウムで化学的にドーピングした pn 接合で江崎ダイオードが観測された.[46] 同様に pnp 接合では, 量子ドットも形成される. アミノ基を用いて部分的にドーピングすると NH_3 , NO_2 などの気体の有無により電荷供給が変化するので, 化学センサーとなる.[47]

6 カーボンナノチューブ接合系

ナノチューブ接合系とは異なる円周のナノチューブが連続的につながった系である. このような構造を持つ系は, アーク放電等によるナノチューブの生成時に混在する. 図 4 の黒丸で示した位置に, 一つの 5 員環 (R_5) と 7 員環 (R_7) が配置したと考えると, ダングリングボ

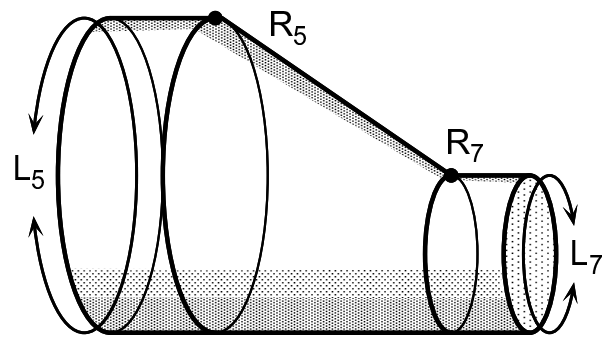


図 4: ナノチューブ接合系の模式図. R_5 で示した位置に一つの 5 員環, R_7 で示した位置に一つの 7 員環を持ち, 太い方のナノチューブの周長が L_5 , 細い方が L_7 である.

ンドや大きな格子定数のひずみを導入せずに円周やカイラリティの違うナノチューブを連続的につなぐ構造を取れる. 一組の 5 員環と 7 員環の組は蜂の巣格子中の -60 度の回位となる. したがって, この種の欠陥は, 多角形欠陥, トポロジカルな欠陥と呼ばれる.[48] この欠陥はナノチューブに独特な欠陥といえる.

トポロジカルな欠陥は不純物欠陥と違ってその効果がスカラーポテンシャルとして表せないが, 電子散乱の原因になり得る. この系の輸送現象についての最初の理論的取り組みとして, 接合部のトンネル伝導度の計算がある.[49] また, 金属-半導体-金属接合を考えるとトンネル電流が流れるのでナノスケールのデバイスとしての可能性が提案されている.[50]

格子模型にランダウアー公式を用いた数値計算や有効質量近似を用いた計算により, 伝導度は接合の詳細にほとんどよらないことが明らかになった.[51],[52] Fermi レベル ($\epsilon = 0$) の伝導度は両端のナノチューブの円周の比 L_5/L_7 だけにより決まりナノチューブのカイラル角や円周の長さ自身には依らない. ここで, L_5 は太いナノチューブの円周, L_7 は細いナノチューブの円周であり, 接合部の長さは $(L_5 - L_7)\sqrt{3}/2$ である. 有効質量近似で長さのスケールを考えると, $\epsilon = 0$ で Fermi 波長が無限大であるため, この接合系の場合 L_5, L_7 の 2 つしか存在しないので, $\epsilon = 0$ での伝導度が円周の比でス

ケールされるのは自然である。また十分長い、つまり円周の比が小さい接合系では伝導度は接合の長さの3乗に反比例して減少する。

しかしながら、ナノチューブの軸に垂直に磁場をかけるともう一つの長さの単位として磁気長が加わるので、少し複雑になる。ナノチューブの軸に垂直な磁場をかけた場合について、ランダウアー公式を用いた数値計算によると短い接合の場合は正の磁気抵抗が、長い接合の場合は負の磁気抵抗が現れる。[53] しかしいずれの場合も、伝導度の大きさは磁場の5員環7員環方向の成分だけの関数で決まる。一方、最近の有効質量近似による計算は接合系のコンダクタンスが磁場によってほとんど変化しないことを示している。[54] この違いの原因は不明である。

7 朝永-Luttinger 流体

以上の議論では、電子間相互作用は無視できる場合を取り扱った。電子間相互作用のある一次元電子系は朝永-Luttinger 流体の方法で、分散曲線を Fermi 面近傍で線形化する近似の後、ボゾン化の手法でその他の近似のない解が得られる。金属的ナノチューブの Fermi 面付近の分散は直線であり、朝永-Luttinger 流体のほぼ理想的な系である。ただし、有効的なクーロン相互作用の大きさとサブバンド間エネルギーギャップがともに直径の逆数でスケールされる疑一次元系であることや、[55] Fermi 点が K と K' 点に2個あることについては、注意深く考察しなければならない。

トンネル伝導度についての理論は、電子間相互作用が重要となる場合トンネル確率が抑制されることを示している。[56]-[59] 大雑把に言う多体の波動関数は協調してトンネルしなければならずトンネル確率が減少するのである。理論によると、トンネル伝導度 G は温度 T 、電圧 V の関数として、 $G \propto T^\alpha, dI/dV \propto V^\alpha$ である。 α と相互作用パラメーター g の関係は、トンネル接合の種類によって異なるが、例えば、図 2 (a) の終端接合の場合 $\alpha = (g^{-1} - 1)/4$, (b)

側面接合の場合 $\alpha = (g^{-1} + g - 2)/8$ の関係がある。ここで、 g は斥力的な相互作用の場合、強相関極限 $g = 0$ から、相互作用のないとき $g = 1$ の間の値を取る。

実験的に色々なトンネル接合を用いて、トンネル伝導度が測られた。[43],[60]-[62] 最初の実験は電極とナノチューブの接触抵抗が巨大なため、そこにトンネル障壁がある場合であり、これは終端接合に相当する。[60] その後、トンネル障壁をより明確にするため上述のナノチューブ接合系 [61]、交差したナノチューブ [43] および AFM で人工的に折り曲げたナノチューブ [62] で、トンネル伝導度の温度や電圧依存性が測定され、全ての場合にほぼ $g = 0.2 \sim 0.3$ が得られた。

8 おわりに

新しく発見された天然の量子細線であるナノチューブの輸送現象に関して理論的側面を中心に最近の実験の一部も含めて解説した。金属的ナノチューブは独特な線形の分散を持ち、不純物ポテンシャルによって電子は散乱されないという特別な性質を持つ。これは、物理的にはベリー位相の一例として理解された。ナノチューブは非常に大きな伝導率または平均自由行程を持つ。

ナノチューブと電極の接合はその一次元性を反映して特殊である。2種類のナノチューブを組み合わせた系として、交差したナノチューブ、ナノチューブ接合系を紹介し、デバイスの応用を議論した。最後に、電子間相互作用が重要となる場合について朝永-Luttinger 流体との関連を紹介した。

ここ数年ナノチューブの電気伝導に関する実験的研究が進み、10年前のナノチューブ発見直後から理論的に予言されてきた物性の幾つかが確かめられ始めている。本解説で紹介したように様々なナノデバイスへの応用が実験的に示され、この方面への発展も期待される。

最後に、共同研究者である安食博志氏、世利拓司氏、松村啓氏、齋藤理一郎氏、伊神正貫氏、

鈴木秀勝氏, Dr. Adrian Bachtold, Professor Cees Dekker に深く感謝致します。本稿で解説した著者らの研究は, 文部省科学研究費補助金の援助を受けて行われているものである。また, 中西は学術振興会海外特別研究員制度の援助を感謝致します。

参考文献

- [1] S. Iijima: Nature (London) **354** (1991) 56.
- [2] N. Hamada, S. Sawada, and A. Oshiyama: Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1579.
- [3] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus: Appl. Phys. Lett. **60** (1992) 2204.
- [4] K. Tanaka, K. Okahara, M. Okada, and T. Yamabe: Chem. Phys. Lett. **191** (1992) 469.
- [5] H. Ajiki and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **62** (1993) 1255.
- [6] J. W. G. Wildöer, L. C. Venema, A. G. Rinzler, R. E. Smalley, and C. Dekker: Nature **391** (1998) 59.
- [7] T. W. Odom, J.-L. Huang, P. Kim, and C. M. Lieber: Nature **391** (1998) 62.
- [8] R. Saito, G. Dresselhaus and M. S. Dresselhaus: *Physical Properties of Carbon Nanotubes*, (Imperial College Press 1998).
- [9] C. Dekker: Physics Today **May** (1999) 22.
- [10] 安藤恒也, 固体物理 **34**, 399 (1999).
- [11] 中西 毅, 安藤 恒也: 日本物理学会誌 **54** (1999) 621.
- [12] T. Ando, Semicond. Sci. Technol. **15** (2000) R13.
- [13] H. Ajiki and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 505.
- [14] J. W. Mintmire, B. I. Dunlap, and C. T. White, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 631.
- [15] H. Ajiki and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 260.
- [16] H. Suzuura and T. Ando, *Proceedings of 25th International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by N. Miura and T. Ando (Springer, Berlin, 2001), p. 1525.
- [17] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **69** (2000) 1757.
- [18] T. Ando and T. Nakanishi, J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1704.
- [19] T. Nakanishi and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **68** (1999) 561.
- [20] T. Ando, T. Nakanishi, and R. Saito: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 2857.
- [21] M. Bockrath, D. H. Cobden, P. L. McEuen, N. G. Chopra, A. Zettl, A. Thess, and R. E. Smalley: Science **275** (1997) 1922.
- [22] P. L. McEuen, M. Bockrath, D. H. Cobden, Y.-G. Yoon, and S. G. Louie: Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 5098.
- [23] A. Bachtold, M. S. Fuhrer, S. Plyasunov, M. Forero, E. H. Anderson, A. Zettl, and P. L. McEuen: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 6082.
- [24] S. Frank, P. Poncharal, Z. L. Wang, and W. A. de Heer: Science **280** (1998) 1744.
- [25] A. Bachtold, C. Strunk, J.-P. Salvetat, J.-M. Bonard, L. Forro, T. Nussbaumer, and C. Schönenberger: Nature **397** (1999) 673.

- [26] S. Roche, F. Triozon, A. Rubio, and D. Mayou: *Physics Letters A* **285** (2001) 94.
- [27] A. Fujiwara, K. Tomiyama, H. Suematsu, M. Yumura, K. Uchida: *Phys. Rev. B* **60** (1999) 13492.
- [28] M. Igami, T. Nakanishi and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** (1999) 716; *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** (1999) 3146.
- [29] T. Ando, T. Nakanishi and M. Igami: *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** (1999) 3994.
- [30] H. J. Choi and J. Ihm: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 2917.
- [31] M. Igami, T. Nakanishi and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** (2001) 481.
- [32] M. Bockrath, W. Liang, D. Bozovic, J. H. Hafner, C. M. Lieber, M. Tinkham, H. Park: *Science* **291** (2001) 283.
- [33] J. Kong, E. Yenilmez, T. W. Tomblar, W. Kim, H. Dai, R. B. Laughlin, L. Liu, C. S. Jayathi, and S. Y. Wu: *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 6801.
- [34] F. Léonard and J. Tersoff: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 5174.
- [35] A. A. Odintsov: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 150.
- [36] F. Léonard and J. Tersoff: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 4693.
- [37] Y. Xue and S. Datta: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4844.
- [38] T. Nakanishi and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** (2000) 2175.
- [39] K. Tsukagoshi, B. W. Alphenaar, and H. Ago: *Nature* **401** (1999) 572.
- [40] A. F. Morpurgo, J. Kong, C. M. Marcus, and H. Dai: *Science* **286** (1999) 263.
- [41] Y. Wei, J. Wang, H. Guo, H. Mehrez, and C. Roland: *Phys. Rev. B* **63** (2001) 195412.
- [42] T. Nakanishi and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** (2001) 1647.
- [43] H. W. Ch. Postma, M. de Jonge, Z. Yao, and C. Dekker: *Phys. Rev. B* **62** (2000) R10653.
- [44] M. S. Fuhrer, J. Nygard, L. Shih, M. Forero, Y.-G. Yoon, M. S. C. Mazzoni, H. J. Choi, J. Ihm, S. G. Louie, A. Zettl, and P. L. McEuen: *Science* **288** (2000) 494.
- [45] Y. -G. Yoon, M. S. C. Mazzoni, H. J. Choi, J. Ihm, and S. G. Louie: *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 688.
- [46] C. Zhou, J. Kong, E. Yenilmez, and H. Dai: *Nature* **290** (2000) 1552.
- [47] J. Kong, N. R. Franklin, C. Zhou, M. G. Chapline, S. Peng, K. Cho, and H. Dai: *Science* **287** (2000) 622.
- [48] 塚田 捷, 田村 了, 赤木 和人, 伊藤 智, 井原 茂男: *固体物理* **31** (1996) 87.
- [49] R. Saito, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhaus: *Phys. Rev. B* **53** (1996) 2044.
- [50] 末永 和知: *日本物理学会誌* **53** (1998) 850.
- [51] R. Tamura and M. Tsukada: *Phys. Rev. B* **55** (1997) 4991.
- [52] H. Matsumura and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** (1998) 3542.
- [53] T. Nakanishi and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** (1997) 2973.

- [54] H. Matsumura and T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 2401.
- [55] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1066.
- [56] R. Egger and A. O. Gogolin: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 5082.
- [57] C. Kane, L. Balents, and M. P. A. Fisher: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 5086.
- [58] A. Furusaki: Phys. Rev. B **57** (1998) 7141.
- [59] H. Yoshioka and A. A. Odintsov: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 374.
- [60] M. Bockrath, D. H. Cobden, J. Lu, A. G. Rinzler, R. E. Smalley, L. Balents, and P. L. McEuen: Nature **397** (1999) 598.
- [61] Z. Yao, H. W. Ch. Postma-, L. Balents, and C. Dekker: Nature **402** (1999) 273.
- [62] H. W. Ch. Postma, T. Teepen, Y. Zhen, M. Grifoni, and C. Dekker: Science **293** (2001) 76.