

【特集】

単層カーボンナノチューブの熱伝導 Heat Conduction of Single-Walled Carbon Nanotubes

丸山茂夫*
Shigeo Maruyama

ナノテク新素材として知られる単層カーボンナノチューブの熱伝導率は、ダイヤモンドを超えると期待され、マイクロスケールのヒートシンク、複合材料やナノフルイドの添加剤としての応用が期待される。実験的には、配向ナノチューブ膜やMEMS技術による特殊な測定系での測定が試みられているが、直径 1nm の材料 1 本の熱伝導率の測定は極めて困難であり、分子動力学法などの分子シミュレーションでの計算に期待が集まる。分子動力学法で計算される熱伝導率は計算に用いられるナノチューブの長さに依存し、現実的なナノチューブの長さにおいても一定値に収束しない。擬一次元物質の興味深い物性であるのか、常温においてもバレスティックなフォノン伝導と考えられるのかなどの議論を紹介する。

Thermal conductivity of single-walled carbon nanotubes (SWNTs) is expected to exceed that of diamond. Their applications as micro-heat spreader and addition in composite materials or in nano-fluid are expected. Aligned SWNTs or individual MWNTs with MEMS measurement system are employed for experimental measurement of thermal conductivity. However, the measurement of a single nanotube with 1 nm diameter is quite challenging. Hence, the molecular simulations are very much anticipated. Thermal conductivity calculated from a finite length nanotube does not converge with length even as long as 0.4 μm . This feature may be discussed as the exciting quasi-one dimensional physics or the appearance of ballistic nature of heat conduction at room temperature.

[Keywords: carbon nanotubes, thermal conductivity, molecular dynamics method, phonon]

1. はじめに

単層カーボンナノチューブ (Single-Walled Carbon Nanotubes, SWNTs) [1]は、炭素原子が筒状に配列した直径約 0.7~3 nm、長さは数 μm から数百 μm 以上となる炭素材料である。SWNTsは、その直径と巻き方によって金属や半導体になるなどの電気的特性、非線形光学特性や、極めて強靱な機械的特性、ダイヤモンドを超える熱伝導特性などが期待され[2,3]、ナノテクノロジーの代表的な新素材として注目を浴びている。現在のSWNTに関する研究は、合成法、電子輸送物性や光学物性の実験的・理論的研究が中心で、ダイヤモンド以上の熱伝導率を持つといわれているが、熱輸送に関する研究はまれである。ダイヤモンドを越えて物質の中で最大の熱伝導率を示すか否かという興味もあるが、

それ程ではなくとも、ナノスケールにおいて安定な構造のナノチューブをナノスケールの熱デバイスとして用いれば、金属やシリコンなどの材料における表面劣化など、ナノスケールまでスケールダウンした場合に危惧される深刻な問題を解決できる。また、ナノチューブのチューブ軸方向には極めて高い熱伝導率が期待されるが、これと垂直方向に関しては Van der Waals 力による結合による極めて低い熱伝導率となり、容易に指向性のある様々な熱デバイスの設計が可能となると考えられる。複合材料としての応用やナノフルイド(nanofluid)と呼ばれる液体の熱伝導率向上のための添加物としての期待も大きい。ただし、直径約 1 nm の SWNT の熱伝導率の実験的な測定は極めて困難であると同時に直径、欠陥、純度のそろったナノチューブサンプルを準備するどころかこれらを評価することも極めて困難である。さらに、擬 1 次元物質の特異な熱物性が予想されることから、熱伝導率を定義できるのか、熱コンダクタンスで表現すべきかでさえ議論がある。このような状況で、計算による熱物性の予測が極めて重要な鍵を握ることになる。本報では、カーボンナノチューブの構造に関する概要、熱物性に関する

* 東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻、〒113-8656 文京区東京 7-3-1. Dept. of Mechanical Engineering, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656. FAX: 03-5800-6983 E-mail: maruyama@photon.t.u-tokyo.ac.jp

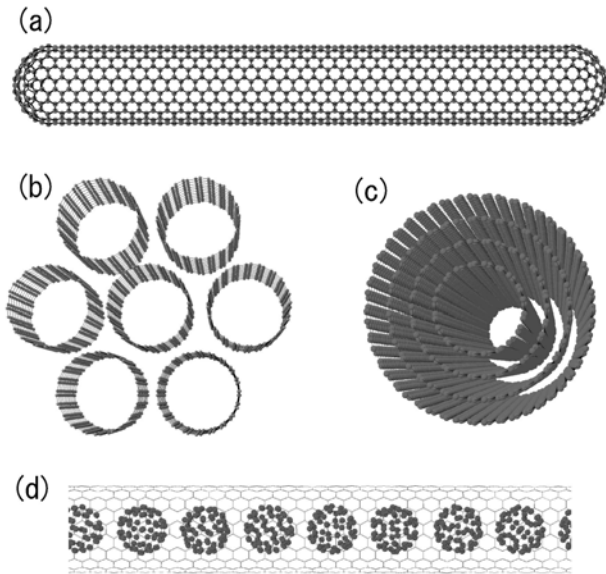


Fig. 1 Structure of carbon nanotubes. (a) Single-walled carbon nanotubes (SWNTs), (b) Bundle of SWNTs, (c) Multi-walled carbon nanotubes (MWNTs), (d) Peapod.

実験的研究のレビューに続いて、分子動力学法などの計算機シミュレーションによる熱伝導の予測について紹介する。

2. 単層カーボンナノチューブ

2.1 幾何学構造と電子物性

1993 年に NEC の飯島ら[1]によって発見された単層カーボンナノチューブ (Single-Walled Carbon Nanotubes, SWNTs) は、Fig. 1(a) のように炭素原子が筒状に配列した直径約 1nm 長さは数 μm から数十 μm 以上の炭素材料である。一方、Fig. 1(c) に示すようにナノチューブが入れ子状となった多層構造を多層カーボンナノチューブ (MWNTs) と呼ぶ。MWNTs は、従来から工業材料として用いられてきた炭素繊維の究極の形であり、数十 nm 程度から数十 nm までの直径の材料が生成されている。Fig. 1(b) は SWNTs がファンデルワールス力によってバンドル (束) となった構造、Fig. 1(d) は、SWNT の内部にフラーレン C_{60} がつまったピーポッドとよばれる構造である。

SWNT の幾何学構造は、Fig. 2 に示すようにグラファイト層 (グラフェン) の一部を切り出して丸めることで作ることができる。ここで、六方格子の基本格子ベクトル $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ を用いて定義されるカイラルベクトル

$$\mathbf{C}_h = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2$$

あるいは、カイラル指数 (n, m) を決めれば、SWNT の幾

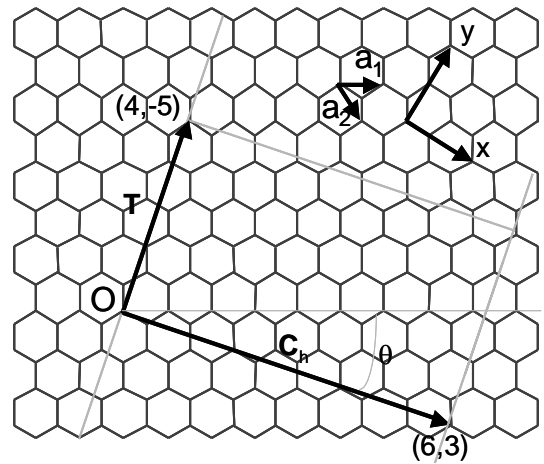


Fig. 2 Chirality of single-walled carbon nanotube

何学構造がユニークに決定できる。ここで、カイラルベクトルの長さ

$$C_h = \sqrt{3}a_{c-c}\sqrt{n^2 + nm + m^2}$$

がチューブ円周の長さとなり、チューブ直径 d_t は、

$$d_t = \frac{C_h}{\pi} = \frac{\sqrt{3}a_{c-c}}{\pi}\sqrt{n^2 + nm + m^2}$$

で表される。ここで、 a_{c-c} は炭素原子間距離 (0.144 nm) である。

カイラル指数のとりかたは対称性から n, m とともに正として $n \geq m$ の場合を考えれば十分で、様々な (n, m) に対応する幾何学構造の SWNT が考えられる[2,3]。

SWNT の電子状態密度関数 (eDOS) は、グラフェンの 2 次元分散関係

$$E_{g2D} = \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos \frac{\sqrt{3}k_x a}{2} \cos \frac{k_y a}{2} + 4 \cos^2 \frac{k_y a}{2}}$$

(重なり積分を無視して π バンドと π^* バンドが対称となる線形近似をしたもの、 γ_0 : 最近接炭素の相互作用、

$a = \sqrt{3}a_{c-c}$: 格子定数、 k_x, k_y : 波数ベクトルの x, y 方向成

分) を基礎として、SWNT の幾何学構造となるための周方向の周期境界条件と軸方向の周期性を考えることで見積もられ、周方向の周期境界条件に起因する van Hove 特異点と呼ばれる鋭いピーク (発散) が現れる。ここで、カイラル指数 (n, m) の $(n-m)/3$ が整数であると金属で、それ以外は半導体となることが良く知られている。正確にはアームチェア ($n=m$) だけが金属で、 $(n-m)/3$ が整数かつ $n \neq m$ の場合はゼロバンドギャップ半導体となる。

2.2 単層カーボンナノチューブの合成と評価

SWNT の合成法は、従来のレーザーオープン法やアーク放電法から、炭化水素、一酸化炭素やアルコールを炭素原料とした触媒 CVD 法 (Catalytic chemical vapor deposition, CCVD) による大量かつ安価な合成が主流となりつつある。従来は困難であった SWNT の CVD 合成は、アルミナ、シリカやゼオライトなどの多孔質の粉末に Co, Fe, Ni, Fe/Co, Fe/Mo, Co/Mo などの金属微粒子を担持することで可能となった。炭素源としてはメタンやアセチレンなどの炭化水素を用いるのが一般的であったが、一酸化炭素の不均質化反応 (Disproportional Reaction) を利用した HiPco (High Pressure CO) 法 [4] やアルコールを炭素源に用いた ACCVD (Alcohol CCVD) 法 [5] のように有酸素分子を炭素源に用いるとアモルファスをほとんど含まない高純度の SWNT の生成が可能である。最近では、ACCVD 法とデップコート法による触媒ナノ粒子の平滑基板への担持とを組み合わせることで [6], Fig. 3 に示すような基板から垂直に配向した高純度 SWNT 膜の合成も可能となっている。このように、金属微粒子、多層ナノチューブ、アモルファスカーボンなどを含まない高純度 SWNT 膜を用いれば、熱伝導の評価なども飛躍的に進むことが期待される。

3. ナノチューブの熱伝導への期待

常温近傍においてダイヤモンドが最も高い熱伝導率を示すことはよく知られている。同様にグラファイトの面方向の熱伝導率は極めて高く、それを巻いた構造であるナノチューブも高い熱伝導率が期待される。熱伝導率 λ のフォノンによる寄与分を λ_{ph} 、自由電子による寄与分を λ_{el} とすると、 $\lambda = \lambda_{ph} + \lambda_{el}$ で表せる。絶縁体であるダイヤモンドは当然として、ゼロバンドギャップ半導体であるグラファイトでも熱伝導率への自由電子の寄与は極めて小さいことが知られておりナノチューブの熱伝導についても、格子振動 (フォノン伝導) が重要であることが予想される。実際、SWNT マットサンプルについて実測された熱伝導率と電気伝導率から計算したローレンツ数 L がほとんど温度によらず、常温では、 $L = \lambda / (\sigma T) = 5 \times 10^{-6} \text{ V}^2 / \text{K}^2$ 程度になり、Wiedemann-Franz 則の $L_0 = 2.45 \times 10^{-8} \text{ V}^2 / \text{K}^2$ と比較して十分に大きいことから、電子による寄与は小さいと考えられている [7]。ただし、SWNT の場合には、カイラリティに依存して平均的

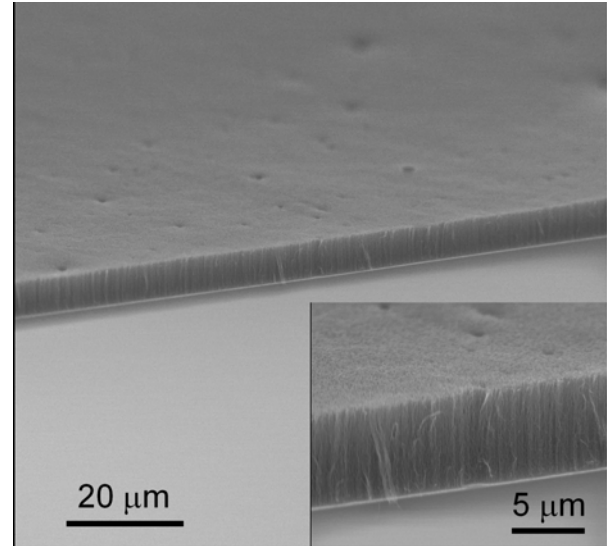


Fig. 3 FE-SEM image of vertically aligned SWNTs on a quartz substrate.

には 1/3 が金属、2/3 が半導体であり、半導体の SWNT については、フォノン伝導であるとしても、金属 SWNT については、電子の寄与が無視できるか否かは自明ではない。理論的には、低温極限において $\lambda_{el} = \lambda_{ph}$ となり、温度上昇とともに λ_{el} の寄与は単調に減少するが、300K においても λ_{ph} の 10% 以上の寄与があるとの予測もある [8]。

フォノン伝導による熱伝導率 λ_{ph} は、下記のように表せる。

$$\lambda_{ph} = \sum C v^2 \tau$$

ここで、 C , v , τ はフォノンの比熱、群速度と緩和時間であり、総和はフォノンのモードについてとる。炭素の sp^2 結合によって、ナノチューブの場合の群速度は sp^3 のダイヤモンドよりも大きくなることが期待され、欠陥のない SWNT では、フォノンの境界散乱が存在しないことと、一次元的であるが故に Umklapp 散乱 (フォノン同士の散乱) も少なくなり緩和時間 τ が大きくなると期待される。

炭素繊維に関しての熱伝導率の測定結果は、合成法や後処理法によって 2 桁近くばらつくことが知られているが、高温での黒鉛化処理されたものでは、150 K 近傍で熱伝導率の最大値およそ 3000 W/mK を示し、常温でも 2000 W/mK 程度となる [9]。

4. 熱伝導率の実験的測定

単層ナノチューブの懸濁液から沈殿させる方法でナノチューブマットや Bucky paper と呼ばれる厚さ数 μm の薄

い紙状に成形した材料に対して熱伝導率の温度依存性が測定され[7]、電気伝導度との比較から熱伝導に対する電子の寄与はほとんどないことが明らかとなった。さらに、強力な超電導磁石の中で沈殿させることによって単層ナノチューブの方向がある程度そろった厚さ 5 μm 程度のマットでの測定において[10]、熱伝導率は 10K 程度から 400K 程度まで単調に増加するとともに、300K 程度で 200W/mK 程度の値となることが報告された。また、低温においては、40K 程度まで熱伝導率が温度に比例することが報告されている[11]。

このような配向膜による測定によって、比熱や熱伝導率の温度依存性などの興味深い結果が得られているが、個々の SWNT は測定部全体に渡るわけではなく、SWNT 同士の界面熱抵抗を含む測定であることと、その結合状態、密度の見積もりが容易でないため、熱伝導率の絶対値の測定は困難である。

一本の多層ナノチューブ (MWNT) については、MEMS 技術で作成した窒化シリコンの梁で支えた微小白金加熱体と白金センサーの間にナノチューブをのせることで熱伝導率の測定が実現している[12]。直径 12nm、長さ 2.5 μm の MWNT の熱伝導率は 7K から 320K まで単調に増加し最大で 3000 W/mK となり、より高温では Umklapp 散乱によって低下している。また、MWNT のバンドルを用いるとこれより相当に低い熱伝導率となる[12]。微小ヒータおよびセンサーとナノチューブとの接触熱抵抗の見積もりが大きな誤差要因になるが、これに関しては、AFM 型の走査型温度プローブによるナノチューブ温度測定の結果を参照している[13]。その後の、SWNT のバンドル (束の直径が 10nm 程度) の熱伝導率の測定結果は、常温近傍で 200 W/mK 程度と低めの値であり、400 K 近傍まで熱伝導率が単調増加しており、Umklapp 散乱の寄与が常温であっても小さく、バリスティックな熱伝導であると議論されている[14]。さらに、単独の SWNT での測定によって、最大の熱伝導率は 4000 W/mK を超える[15]とのことであるが、絶対値に関しては実験誤差を抑える必要がある。

一方、MEMS 技術によるデバイスで外径が 45nm 程度の MWNT の 3- ω 法による測定も実現しており、常温での熱伝導率は、650-830 W/mK と報告されている[16]。最近、Fujii ら[17]は白金のナノフィルムセンサーとヒートシンクの間 T 型にナノチューブを配置することで、高信頼性の熱伝導率測定を実現している。常温における熱伝導率は MWNT の直径が小さくなるほど増加することや直

径 4.9 nm の MWNT の熱伝導率が 100K から 300K まで単調に増加し最大で 2000 W/mK となると報告している[17]。この方法での単独の SWNT や SWNT のバンドルの測定結果が待たれる。

5. 熱伝導率の分子動力学法による計算

ナノチューブの熱伝導に対する電子の寄与が小さいとなると、分子動力学法による直接的な計算が極めて有効になると考えられる。Tomanek ら[18]は、Brenner のポテンシャル[19]を用いた古典分子動力学法で、Evans の非平衡分子動力学法によって(10,10)ナノチューブの熱伝導率を予測し、300 K において 6600 W/mK にもなることを報告している。その後、分子動力学法によって熱伝導を求めるべく計算が次々に試みられ[20-21]、直接温度分布をつける場合、Green-Kubo の公式を用いた平衡分子動力学、Evans の非平衡分子動力学などが全て試されているが、それぞれの結果は大きくばらつき、定量的な測定になっているとは考えられない。ほとんどの計算で Brenner ポテンシャルが用いられているから、これらの計算の差異は、本質的な問題を示唆する。いずれの場合にも、長さ方向に周期境界条件を用いており、フォノンの平均自由行程が 1 μm 程度であると予想されることから、計算領域の長さが 5 nm~20 nm 程度であると、周期境界を越えて同一のフォノンが何度も通過することになる。さらに、計算領域の長さ以上の長波長フォノンは無視していることになる。最近では、これらの影響を考慮した計算方法も検討されており[22]、(10,10)ナノチューブの 300K での熱伝導率が 2000 W/mK 程度と報告されている。計算手法による結果の違いの早期の収束が期待される。

6. 熱伝導率の長さ依存性

著者らは、SWNT の長さの影響を陽的にかつ物理的に意味のある方法で検討するために、両端に周期境界条件を用いずにファントム分子を用いた温度制御[23]によって様々な長さの SWNT のを加えた分子動力学法シミュレーションを試みた[24-26]。これらの結果から Fig. 4 に長さ 202 nm、直径が約 7.0 Å の(5,5)ナノチューブ(16000 原子)の温度分布を示す[25, 26]。両端の phantom 分子の設定温度はそれぞれ 290K と 310K とし、速度スケールリングによる温度補償の後に phantom 分子のみによる熱授受を行い、

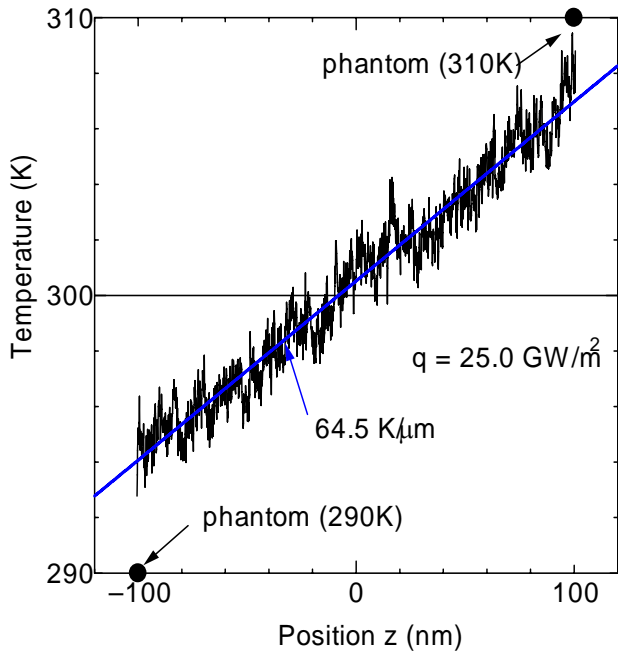


Fig. 4 Temperature distribution along a (5,5) nanotube

結果的に得られた軸方向温度分布である。phantom 分子への制御量から熱流束は比較的早期に収束するが、温度分布が安定するまでに 1ns の計算と平均温度分布を求めるために 1ns の積算平均を行った。短時間の平均によっては、温度勾配が逆転することも珍しくなく、計算の困難さが現れている。定性的な観測であるが、片端から伝導するフォノンがほとんど散乱を受けずに反対の端に到達することも多く、長時間の観察で十分な回数のフォノンの Umklapp 散乱を観察できて、初めて直線的な温度分布になっている。さて、熱流束と温度勾配よりフーリエの式により熱伝導率 λ が求まる。ここで、断面積としては、直径まわりの幅 3.4\AA の環状領域とした。

Fig. 5 にこのように求めた熱伝導率のナノチューブ長さ依存性を示す[25,26]。直径の異なる 3 通りのナノチューブともに L^{α} の長さ依存性が現れた。十分に長いナノチューブとすれば、長さに依存しなくなり、物性値としての熱伝導率はその収束値を用いるべきとは考えられるが、Fig. 5 の最長のナノチューブはすでに $0.4\mu\text{m}$ であり、現実的なデバイスで用いられると予想されるナノチューブの長さを遙かに超えている。この熱伝導率の発散は、1次元系のモデル計算で熱伝導率が長さの 3.5 乗や 2/5 乗に比例して発散すると議論されているもの[27, 28]と類似で、ナノチューブの 1次元性が現れているものとも解釈できる。1次元の熱問題の研究の歴史は古く、現実の材料がこのような性質を持つとの予測は理論的にもインパクトのあるものである[28]。その後、分子動力学法による長さ依存性

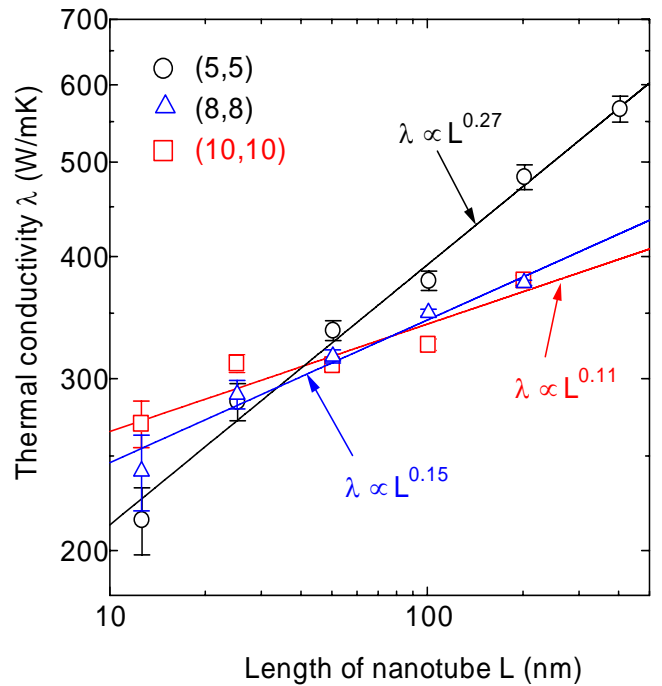


Fig. 5 Dependence of thermal conductivity on length of nanotubes for 300K.

の再現が様々なグループから報告されるとともに SWNT の内部に炭素のナノワイヤを挿入した系での分子動力学計算なども試みられている[29]。

一方、熱伝導率の長さ依存性は、フォノンのバレスティックな伝導と拡散的伝導が共存した状態を考えることで理解できるとの異なる解釈も提案されている[30]。すなわち、温度が低くナノチューブの長さが短い場合にはバレスティック伝導支配であり、熱伝導率が長さに比例し、一定の長さを超えると拡散支配となって一定の熱伝導率に収束するとの理論である。線形化された Boltzmann-Peierls フォノン伝導方程式の結果[30]によると、100 K で $10\mu\text{m}$ 、316 K で $1\mu\text{m}$ 程度までの長さのナノチューブがバレスティック支配と予測されている。

7. バレスティックな熱伝導

バレスティックなフォノン伝導が極低温でのみで有効であれば、“低温の専門家”と“統計物理の専門家”に任せておけばよいのだが、ダイヤモンドやグラファイトと同様に Debye 温度が 2000K 程度の高温と考えられ、常温での現実的な長さのナノチューブの熱伝導においてバレスティックな伝導が無視できない可能性がある。3次元固体では、低温においては低エネルギーのフォノンのみが励起のために、比熱が T^3 に比例すること

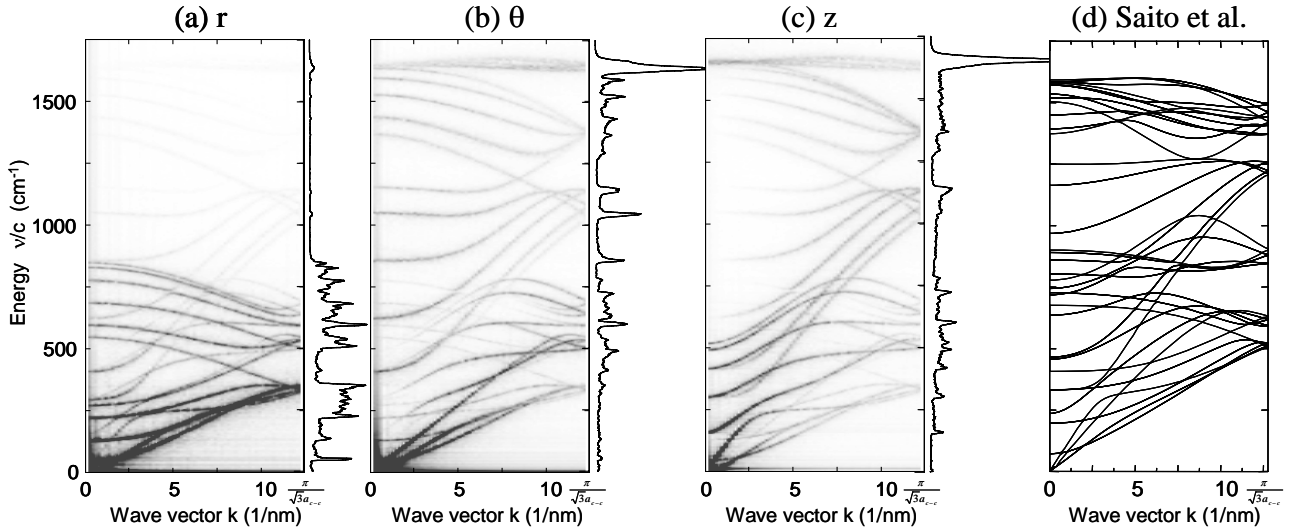


Fig. 6 Phonon dispersion relation and photon density of states for 101 nm long (5, 5) SWNT. Dispersion relations from r, θ and z components of displacement are shown in (a), (b) and (c) respectively. The phonon density of states calculated as power spectra of v_r , v_θ , v_z are shown as the right hand side of dispersion relations. (d) The dispersion relations solved from the dynamical matrix using the force-constant tensor scaled from those for 2D graphite [32].

がよく知られている．ところが，1 次元物体に特異な van Hove 特異点をもつフォノンの状態密度を考えると SWNT の低温での比熱は温度 T に比例すると考えられ，配向した SWNT マットでの測定結果[11]もこの予想と一致する．また，低温での熱伝導率も温度 T に比例する．すなわち，理論的には，コンダクタンスが量子化することが予想される．ここでは，Yamamoto ら[8]の理論的検討の概略を紹介する．

低温においては，フォノンの散乱は考えずにバレスティックな伝導が実現すると考えると，フォノンによる熱輸送は，ランダウ(Landauer)の式によって，以下のように表せる．

$$\dot{Q}_{ph} = \sum_m \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi} \hbar \omega_m(k) v_m(k) \times [\eta(\omega_m(k), T_{hot}) - \eta(\omega_m(k), T_{cold})] \zeta_m(k)$$

ここで，m はフォノンのモード， $\hbar \omega_m(k)$ は波長 k のエネルギー分散， $v_m(k)$ はフォノンの群速度， $\eta(\omega_m, T_{hot}) = \frac{1}{e^{\hbar \omega_m / k_B T_{hot}} - 1}$ は，高温側の熱浴における Bose-Einstein 分布，同様に $\eta(\omega_m, T_{cold})$ は低温側である．また， $\zeta_m(k)$ は熱浴とナノチューブとの通過確率である．ここで，熱浴の温度差を ΔT とすると，熱コンダクタンス $\kappa_{ph} = \dot{Q}_{ph} / \Delta T$ と表せる．低温の場合には SWNT の音響フォノン [縦モード(LA), 2重縮退した横モード(TA), ねじりモード (Twisting)] が励起されて光学フォノン

の寄与が無視できる．この結果，少なくとも 5~10K では， κ_{ph} が量子化し，フォノンの量子単位 $\kappa_0 = \pi^2 k_B^2 T / 3h$ あるいは $\kappa_0 / T = 9.5 \times 10^{-13} W / K$ を用いて[31]， $\kappa_{ph}(T) = 4\kappa_0$ となると予測される[8]．

8. フォノンの分散関係と状態密度

理論的にフォノン熱伝導を検討する場合に，最初に分散関係と状態密度を見積もっておく必要がある．SWNT のフォノンに関しては，文献[9]に詳しく紹介されている．ここでは，通常のダイナミカルマトリクスを解く方法とは別の，分子動力学シミュレーションからの計算方法について紹介する[26]．

分子動力学による振動計算の結果があれば，速度のパワースペクトルからフォノンの状態密度が求まる．

$$D_\alpha(\omega) = \int dt \exp(-i\omega t) \langle v_\alpha(t) v_\alpha(0) \rangle$$

分散関係は，各原子の平均位置 r からのずれ r' を実空間 z 方向の座標と時間の関数として，以下のように 2次元時空間 Fourier 変換を求めればよい．

$$R'(k, \omega) = \int dt r'(z, t) \exp(ikz - i\omega t)$$

Fig. 6 に(5,5) SWNT について長さ 101nm の場合の結果を示す．フォノンの分散関係は Tight binding 法などを用いた理論的な結果[32]とほぼ一致し，群論より決まる 36 本の分散を示している．半径方向の変位より求めた

分散関係に卓越して現れる比較的波数の振動モードはチューブ直径の伸縮などのモードと対応するとともに、横波の音響モードが k および ω の小さいところで一定の群速度 $v = d\omega/dk = 7\text{km/s}$ 程度で観察される。また、 z 方向及び θ 方向の分散には、 1600cm^{-1} 程度の面内振動の光学モードが強く観察されるとともに、低波数部分にはそれぞれ縦波の音響モード (17km/s 程度) とナノチューブに特有のねじれ振動モード (10km/s 程度) が観察される。これらの群速度も従来の見積もり [32] とおおよそ一致する。

最近、フォノンによる熱伝導の基礎となる音響フォノンに関しては、従来、横波の音響モード (TA) と考えられてきた分散が、 k の小さいところで $\omega \propto k^2$ の関係となり、マクロな細線で古典的に知られているたわみモード (Flexure mode) と考えるべきであることが指摘されている [33]。Fig. 6(c) の分子動力学による結果を詳細に検討すると $\omega \propto k^2$ の関係が確認できる。一方、Fig. 6(d) の結果を含め、従来の力学モデルの多くは、この関係を適切に表現できないことが指摘されている [33]。

参考文献

- [1] S. Iijima, T. Ichihashi; *Nature*, 363 (1993), 603-605.
- [2] R. Saito, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus; *Physical Properties of Carbon Nanotubes*, Imperial College Press, London, 1998.
- [3] 齋藤理一郎・篠原久典編; *カーボンナノチューブの基礎と応用*, 培風館, 2004.
- [4] P. Nikolaev, M. J. Bronikowski, R. K. Bradley, F. Rohmund, D. T. Colbert, K. A. Smith, R. E. Smalley; *Chem. Phys. Lett.*, 313 (1999), 91.
- [5] S. Maruyama, R. Kojima, Y. Miyauchi, S. Chiashi, M. Kohno; *Chem. Phys. Lett.*, 360 (2002), 229.
- [6] Y. Murakami, S. Chiashi, Y. Miyauchi, M. Hu, M. Ogura, T. Okubo, S. Maruyama; *Chem. Phys. Lett.*, 385 (2004), 298.
- [7] J. Hone, M. Whitney, C. Piskoti, A. Zettl; *Phys. Rev. B*, 59 (1999), R2514-R2516.
- [8] T. Yamamoto, S. Watanabe, K. Watanabe; *Phys. Rev. Lett.*, 92 (2004), 75502.
- [9] M.S. Dresselhaus, P.C. Eklund; *Adv. Phys.*, 49 (2000), 705-814.
- [10] J. Hone, M.C. Llaguno, N.M. Nemes, A.T. Johnson, J.E. Fischer, D.A. Walters, M.J. Casavant, J. Schmidt, R.E. Smalley; *Appl. Phys. Lett.*, 77 (2000), 666-668.
- [11] J. Hone, M.C. Llaguno, M.J. Biercuk, A.T. Johnson, B. Batlogg, Z. Benes, J.E. Fischer; *Appl. Phys. A*, 74 (2002), 339-343.
- [12] P. Kim, L. Shi, A. Majumdar, P. L. McEuen; *Phys. Rev. Lett.*, 82 (2001), 215502.
- [13] L. Shi, S. Plyasunov, A. Bachtold, P. L. McEuen, A. Majumdar; *Appl. Phys. Lett.*, 77 (2000), 4295-4297.
- [14] L. Shi, D. Li, C. Yu, W. Jang, D. Kim, Z. Yao, P. Kim, A. Majumdar; *J. Heat Transfer*, 125 (2003), 881-888.
- [15] A. Majumdar; private communication.
- [16] T. Y. Choi, D. Poulikakos, J. Tharian, U. Sennhauser; *Appl. Phys. Lett.*, 87 (2005), 013108.
- [17] M. Fujii, X. Zhang, H. Xie, H. Ago, K. Takahashi, T. Ikuta, H. Abe, T. Shimizu; *Phys. Rev. Lett.*, 95 (2005), 065502.
- [18] S. Berber, Y.-K. Kwon, D. Tomanek; *Phys. Rev. Lett.*, 84-20 (2000), 4613-4616.
- [19] D. W. Brenner; *Phys. Rev. B*, 42-15 (1990), 9458-9471.
- [20] J. Che, T. Cagin, W. A. Goddard III; *Nanotechnology*, 11 (2000), 65-69.
- [21] M.A. Osman, D. Srivastava; *Nanotechnology*, 12-1 (2001), 21-24.
- [22] M. Grujcic, G. Cao, W. N. Roy; *J. Mater. Sci.*, 40 (2005), 1943-1952.
- [23] S. Maruyama; *Adv. Numer. Heat Transfer*, 2 (2000), 189-226.
- [24] 丸山茂夫・崔淳豪; *Therm. Sci. Eng.*, 9 (2001), 17-24.
- [25] S. Maruyama; *Physica B*, 323 (2002), 193-195.
- [26] S. Maruyama; *Micro. Thermophys. Eng.*, 7 (2003), 41-50.
- [27] S. Lepri; *Eur. Phys. J. B*, 18 (2000), 441-446.
- [28] R. Livi, S. Lipri; *Nature*, 412 (2003), 327.
- [29] G. Wu, J. Dong; *Phys. Rev. B*, 71 (2005), 115410.
- [30] N. Mingo, D. A. Broido; *Nano Lett.*, 5 (2005), 1221-1225.
- [31] K. Schwab, E.A. Henriksen, J.M. Worlock, M.L. Roukes; *Nature*, 404 (2000), 974-977.
- [32] R. Saito, T. Takeya, T. Kimura, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus; *Phys. Rev. B*, 57 (1998), 4145-4153.
- [33] G. D. Mahan, G. S. Jeon; *Phys. Rev. B*, 70 (2004), 075405.