

# 物性物理学による摩擦現象への新しいアプローチ

松川 宏

青山学院大学理工学部物理学科

〒229-8558 神奈川県相模原市淵野辺 5-10-1

## 1、はじめに

‘摩擦’を物理の立場からみた場合、もっとも興味をひかれる点のひとつは、クーロン-アモントンの法則という高校の物理の教科書にも登場する経験則が広い範囲で成り立つことであろう(1~3)。これについては、よく知られるように多数の真実接触点での分子間力による凝着に基づく説明があるわけであるが、実は未だに諸説あり議論が続いている。このように摩擦の基本的な機構について現在まで未解決の問題が残されている理由としては、よく言われることであるが、摩擦は物質、形状、表面状態、潤滑剤の有無等により、実に多様な様相を示す複雑な現象である事が考えられる。そのような複雑な現象を扱う場合の常套手段のひとつは、まずはもっとも単純な場合を調べ、それから徐々に複雑さの増した場合を扱っていくというやり方であろう。では摩擦現象でもっとも単純な場合とはなんだろうか？それは乱れのない表面と原子スケールで尖った探針の間でできる単一の真実接触点での間の摩擦のない摩擦であろう。これは、現状ではともかく原理的には、摩擦力顕微鏡を使った実験により調べられる問題である。もう一つ考えられるのは、乱れがなく、ある程度大きく端の効果が無視できる清浄表面間の摩擦のない摩擦である。現実のマクロな摩擦系の中の一つの真実接触点は原子スケールで尖ってもいなければ、端の効果も乱れもあるであろう。またマクロな摩擦現象では多数の真実接触点が存在し、その間の相関も大きな効果をもたらそう。単純な場合の摩擦が理解できたからといって、そのような摩擦現象の理解に結びつくわけではない。トライボロジストの多くは、極めて単純化された系の研究には、おもちゃを扱っているような違和感を覚えるかもしれない。しかし、複雑な現象を複雑なままで理解する有効な手段はいまだ無いのではないだろうか？遠回りに見えても、やはり単純な場合から始めるのが、結局は最後のゴール、“摩擦現象の基礎的機構の解明”に至る道(の少なくともひとつ)ではないであろうか。また、そのような単純な場合の摩擦現象も、通常のマクロな摩擦や工学上の問題と、密接な関係をもっているのである。ある場合の清浄表面間の摩擦が無くなるという“超潤滑”という概念が平野らによって提案されている(4)。最近強く主張されているマクロ摩擦の生じる機構についての新しい理論はその“超潤滑”と密接な関係がある(5)。さらに、固体潤滑剤間の摩擦は、清浄表面の摩擦に近いと考えられる。

この解説では、まず単純な場合の摩擦として清浄表面間の摩擦の研究について議論する。話題の一つは清浄なグラファイト間の摩擦である。もう一つの話題は超潤滑と、それと関連する新しいマクロ摩擦発生の機構についてである。次に、清浄表面を用いて動摩擦の機構に迫ろうという実験の現状を紹介する。摩擦が起

こっている滑り面をその場で観察できれば、それは摩擦の研究に大きな進歩をもたらすだろう。そのような試みを概観した後、物性物理的観点からみて興味深い他の研究についてふれる。

## 2、清浄グラファイト間の摩擦

清浄表面の摩擦を調べる対象として、理論的数値的にも扱いやすくかつ実験との比較が可能で興味深い系として、グラファイトがある。いうまでもなくグラファイトはもっともよく使われる固体潤滑剤の一つである。固体潤滑剤としてのグラファイトはフレーク状になっていると考えられる。そして、そのようなフレークの表面は、まずは原子的なスケールで清浄だとみなせよう。清浄グラファイト間の摩擦の研究はそのような固体潤滑剤としてのグラファイトの基礎を明らかにするものとしても興味深い。また、グラファイトの摩擦力顕微鏡実験においては、基盤のグラファイトから剥離したフレークが探針の先に張り付き、実はグラファイトフレークとグラファイト基盤間の摩擦を測定しているのではないかとの指摘がある(6)。清浄グラファイト間の摩擦の研究はそのような摩擦力顕微鏡実験の解釈についても新しい光を当てることができよう。さらに最近では意図的にグラファイトフレークを探針とグラファイト基盤間に介在させた摩擦力顕微鏡実験も行われている(7)。また計算するという立場からみた場合、グラファイトの面間の相互作用はファンデルワールス力であり、これは金属結合などに比べればはるかに扱いやすい。

我々はこれらの理由から、清浄グラファイト基盤とグラファイトフレーク間の摩擦の計算機実験を行った(8)。計算に用いたモデルを図1に示す。フレークは単層でその原子数は110であり、ここではバネとして扱うカンチレバーによって駆動される。フレーク内の炭素原子間の相互作用は線形バネで近似している。基盤のグラファイトも単層であり、その中の炭素原子は固定されている。基盤とフレークの炭素間の相互作用はよく用いられるレナードジョーンズポテンシャルを使っている。初期状態としては図2に示すように最もエネルギーの低い配置、すなわち、基盤上のフレークがバルクグラファイトの積層配置を再現する配置に荷重を加えている。図3に  $x$  および  $y$  方向にカンチレバーを走査した場合の摩擦力をカンチレバーの根本の座標の関数として示す。グラファイトの摩擦力顕微鏡実験で観測されるのと同様の明確な原子スケールの周期的なスティックスリップ運動がみられる。最もスティック時間の長い配置では、フレークは基盤とバルクグラファイトの AB 積層構造を再現している。図4に  $x$  および  $y$  方向に走査した場合の静および動摩擦力の荷重依存性を示す。ここで、静摩擦力はスティックスリップ運動における最大の摩擦力、動摩擦力は時間平均の摩擦力として定義している。図に示されるように、摩擦力は荷重に線形に依存している。今、フレークは基盤と全面接触しており、真実接触面積は荷重によらない。にもかかわらず摩擦力が荷重に線形に依存する理由は、系が低荷重領域にあるためと考えられる。そしてその摩擦係数は  $y$  方向に走査した場合、0.0055 であり  $x$  方向に走査した場合は 0.013 である。これは Mate らがグラファイトの摩擦力顕微鏡実験によって得た摩擦係数 0.012 と極めて近い値である(6)。彼らは実験ではフレークが介在している可能性を指摘しているが、そうだとすれば我々のシミュレーションは実験で得られた低い摩擦係数を定量的に再現していることになる。

さてこれまで、グラファイトのよい潤滑特性（低い摩擦係数）はグラファイトの層状構造と、弱い面間相互作用によると考えられてきた。これは本当であろうか？もしそうなら、フレイクではなく炭素単原子を、1原子当たりの荷重をフレイクの場合と同じにしてグラファイト基盤上を滑らしても、一原子当たりの摩擦力でみた場合、フレイクの場合と同じ程度の小さなものとなるはずである。なぜなら、このとき単炭素原子と基盤間の距離はフレイクと基盤間の距離と同程度であり、炭素単原子が基盤から受ける力はフレイク中の単原子が基盤から受ける力と同程度になるはずだからである。しかし、そうはならない。単原子を滑らせた場合、摩擦係数はフレイクの10倍程度の大きさになってしまう。つまり、グラファイトの低い摩擦係数は弱い面間相互作用によるものではないのである。では何が原因なのだろうか？それはグラファイトの結晶構造だったのである。図2からわかるように、フレイク内の炭素原子位置にはA、Bの2種類がある。図5にフレイクがこの初期状態からx方向に駆動されて動くときの、フレイクが感じる単原子当たりの基盤ポテンシャルエネルギー、およびA、Bの位置の炭素原子が感じるポテンシャルエネルギーを示す。フレイクが基盤上を動くとき、この2種類の位置にある炭素原子の基盤からのポテンシャルエネルギーは振動するが、その振動の位相が180度ずれるのである。その結果、フレイク全体が感じる基盤ポテンシャルエネルギーは変化しなくなる。ポテンシャルエネルギー一定で動くのなら力は受けない。これはフレイク、基盤、カンチレバーの変形などを無視した話で、実際にはそれらの効果により有限の摩擦力が生じる。しかし、それでもその摩擦力は十分小さい。こうしてグラファイト間の摩擦係数は極めて低い値となるのである。これが、グラファイトがよい固体潤滑剤となる微視的機構と考えられる。

さて、超高真空中ではグラファイトは固体潤滑剤としては働かなくなることはよく知られている。次にこの理由を考えてみたい。フレイクの端の炭素原子はダングリングボンドを持つ。通常的环境下ではこのダングリングボンドは環境中の水素などによって終端化されているであろう。我々のシミュレーションではダングリングボンドの効果を無視しているので、それが終端化されている状況に対応している。従って我々がシミュレーションで得た低い摩擦係数は通常的环境下でのグラファイトフレイクの潤滑特性を説明していると考えられる。しかし、超高真空中ではフレイクの端の炭素原子のダングリングボンドを終端化するものは存在しない。そこではダングリングボンドの存在によりフレイク間の相互作用が極めて強いものとなり、よい潤滑特性が失われるのではないかと考えている(9)。

### 3, 超潤滑とマクロな摩擦の機構

さて、前章で述べた清浄グラファイト間の摩擦では、フレイクと基盤のグラファイトが、最もエネルギーの低い状態であるバルクの積層構造を再現する状態から出発した。この状態は極めて安定であり、フレイクの回転に対して大きなエネルギー障壁が存在する。そのため、駆動中にもフレイクは回転することなく、結晶軸に沿って駆動した場合、周期的に元と同じ配置にもどる。しかし、一般には清浄表面間の運動でも、周期的に元と同じ配置に戻るとは限らない。というより、戻らない場合のほうが圧倒的に多い。2つの清浄表面の相対運動を考えたとき、その両者の格子定数は一般には異なりその比は無理数となる。そうなれば、運動

に伴って最初と同じ状態に戻ることはない。また同じ物質の同じ表面で格子定数が同じとなっても、二つの結晶軸がずれていれば一般には運動に伴って最初と同じ状態に戻ることはない。このとき全体としては元に戻ることはないのであるが、しかし部分部分をみていると、運動前の原子配列と限りなく同じに近い原子配列が運動後の別のどこかで生じている。これは運動した距離によらない。従って全体としてのポテンシャルエネルギーは運動しても変わらない。この機構を模式的に示したのが図6 (a)である。各原子の動きをみると、一方の表面を構成する原子のうち、ある原子は運動とともに他方の表面から受けるポテンシャルの山を転げ落ちるが、逆にポテンシャルの山に登らなければならない原子もある。その結果、全体としてはポテンシャルエネルギーの損得は差し引き0となり、変化しない。従って運動しても力を受けず、摩擦力は消えてしまう。これが平野らによって提案された“超潤滑”の機構である。二つの表面の格子定数の比が無理数の場合をインコメンシュレート、その比が有理数の場合をコメンシュートという。もちろん有理数、無理数というのは数学的概念で、厳密には無限に大きな表面間でのみ意味がある。しかし、実際には比が有理数でも簡単なものでなければ無理数の場合とほとんど同じ振る舞いをし、有限な大きさの表面間でもある程度大きければ無限系と変わらない。ここで議論している摩擦力とは静摩擦力であり、動きがある限りエネルギーの散逸は存在し、動摩擦力は働く。しかし、その大きさは速度の低下とともに十分、小さくなる(10)。平野らは2枚のマイカ間の摩擦を測定し高真空環境下で結晶軸をそろえたコメンシュレートな場合には大きな摩擦力が現れるものの、結晶軸をずらしインコメンシュレートにした場合、極めて摩擦力が小さくなることを示した(11)。同様の結論は、最近、Niの(100)面間でも得られている(12)。さらに平野らはSi基盤と先の平らなWの針の間の摩擦を高真空中で測定し、摩擦力が消えることを実験精度の範囲内で確認している(13)。

しかし二つの表面の原子配列がインコメンシュレートなら常に静摩擦力が消えるとはいえない。二つの表面の原子間相互作用が強くなれば、図6 (b)に示したように、それを得するようにある種の表面再構成が起こってしまう。一方の表面を構成する原子は他方の表面原子が作るポテンシャルの谷底に落ちてしまうのである。そこでは、一方の物質を動かそうとする場合、必ず、ポテンシャルの山に登らねばならず、つまり得していた原子間相互作用を切らねばならず、有限の静摩擦力が生じる。二つの表面の原子間相互作用を徐々に強くしていった場合、それがある臨界値に達したところで、静摩擦力が0の状態から有限の状態へ一種の相転移をすることが理論的数値的にわかっている(10)。二つの表面の原子間相互作用の強さは荷重とともに変わるから、この二つの状態間は荷重を制御することにより移り変わる。ただし、この相転移は未だ実験では確認されていない。

さて、ここで話しをマクロな系の摩擦に移す。摩擦の凝着説では、真実接触点での分子間力による凝着が摩擦の原因と考えている。しかし、これに対して、最近、懐疑が高まり、そしてその凝着を仮定しない全く新しいクーロン-アモントンの法則の説明まで現れた(5)。そしてその懐疑は超潤滑に関連しているのである。まず簡単のため、各真実接触点表面は原子的なレベルで平らであり、乱れは無いとしよう。接する2つの真実接触点表面が同じ物質でできており、結晶方位もそろっていれば問題は無い。しかし、一般にはそうはならず、2つの表面の原

子配列はインコメンシュレートとなる。問題はそのときの二つの表面の原子間相互作用の強さである。そして幾つかの計算では、現実的なパラメーター領域では、2つの表面の構造は再構成を起さずインコメンシュレート構造のままであると主張されている(4, 5)。つまり、静摩擦力は消えてしまうのである。

では乱れがあるとどうなるのか？この場合も運動に伴って2つの表面の原子間相互作用を得する原子もあれば損する原子もあることに変わりはない。しかし、この場合は少しでも乱れがあれば必ず有限の静摩擦力を生じることが理論的数値的にわかっている(14, 15)。ただし、その大きさは揺らぎのオーダー、つまり相互作用する原子対の総数の平方根のオーダーにしかならず、真実接触面積に比例した凝着力を与えることはできないという主張がなされている(5)。

では、何故この世界では、荷重に比例したマクロな摩擦力が現れるのだろうか？M. H. Musser, M. Robbins らのグループは2つの真実接触点の間の動ける介在分子が重要な役割を果たしているとして主張している(5)。通常の摩擦実験では、大気中の炭化水素、超高真空中でも不純物や摩耗によって生じた分子クラスターがその介在分子となっていると考えられる。これらの介在分子は動けることが重要であり、そのためエネルギーを得する配置をとり、2つの真実接触点間にはこの介在分子を介した、常に得する相互作用が生じる。2つの表面間に滑りを生じさせるためには、この介在分子をよりエネルギーの高い状態に移さねばならず、摩擦力が生じる。この摩擦力は荷重に比例することがモデル計算で示されている。

以上は M. H. Musser, M. Robbins らの主張である。平野らのマイカ間の摩擦実験では、超高真空中で温度が高温環境下では、接する2つのマイカの結晶軸をそろえ表面間がコメンシュレートな条件にすると大きな摩擦力を生じるものの、一方のマイカを回転させ結晶軸の方向をずらしインコメンシュレートな条件にすると摩擦力は小さくなる、しかし大気圧で常温環境下ではインコメンシュレートな条件でも、摩擦力は大きくなるのである(11)。これは超高真空、高温環境下ではマイカ表面の介在分子が飛んでしまい、インコメンシュレートな清浄表面の条件が実現されていたのが、大気圧、常温環境下では介在分子が存在するのだと考えれば、M. H. Musser, M. Robbins らの主張と矛盾しない。マイカと同様の振る舞いは最近、Ni(100)面間の実験でも見つかっている(12)。

しかし、彼らの主張には幾つかの問題点があると考えられる。介在物がなく清浄な表面の場合に、表面原子が再構成せず、インコメンシュレートな条件が実現されていることが彼らの理論の前提である。先に述べたようにこれを支持するモデル計算は幾つかあるが、それらの多くはある種の一体近似あるいは平均場近似といったものに基づいており、表面の再構成が起こった場合に損する同じ物質内の変形エネルギーを不当に大きく評価している可能性がある。同様な近似は、介在分子がある場合に摩擦力が荷重に比例することを示しているモデル計算にも使われている。また、特に金属の場合、それらの計算に使われた2体原子間ポテンシャルの妥当性も検証が必要であろう。しかし、我々の日常生活にも常に現れる摩擦の生じる機構にも未だにコンセンサスを得た確立した説明は無いということはいえるであろう。

#### 4、動摩擦のエネルギーはどこに逃げるか？

動摩擦というものは本質的にエネルギー散逸を伴う非平衡現象であり、静摩擦

とは質的に違った側面を持っている。ではその動摩擦の際の散逸するエネルギーはどこにいくのであろうか？金属間の摩擦の場合、その行く先は伝導電子とフォノンが考えられる。ではどちらにどれだけ逃げていくのであろうか？これに答えを与えようとする実験が Krim らによって行われ(16)、その後、活発な議論が交わされている。

原子的なスケールで清浄な界面の摩擦を調べる方法として、乱れない基板上に原子や分子を吸着させ人工的に原子数層からなるもう一つの物質を作り、そうしてできた試料全体を振動させ、そのときの機械的応答から基板とその上の物質間の摩擦力を求めるという方法がある。基盤として水晶振動子上に凝着させた金属膜を使うので、これは QCM (Quartz Crystal Microbalance) 実験と呼ばれている。この方法は Krim らによって開発され、その後も、このグループによる独占的な状況が続いた。そして Krim らは、この方法によって鉛基板と窒素膜の間の摩擦力を測定し、動摩擦力が鉛の超伝導転移温度以下で、突然、約半分になってしまうという非常に興味深い結果を得た(16)。この結果によれば、常伝導状態では伝導電子とフォノンはそれぞれ同程度、動摩擦力によるエネルギー散逸に寄与していることになる。その後、この現象に関する理論も幾つか提案され、活発に議論されていた(17)。さらに同じグループによるより詳細な報告も行われた(18)。しかし、最近の他のグループによる追試では、そのような超伝導転移に伴う動摩擦力の変化は全くみられないと報告されている(19)。現在、この問題の決着がどうつくのかは予断を許さないが、複数のグループによってこのような実験が行われるようになったことは、この分野の大きな進歩であろう。

## 5、滑り面、滑り面間を見る

摩擦の基礎的機構はまだまだ解明されていない。これについてはいろいろ理由があろうが、実験の立場から見た場合、摩擦を起こしている正にその現場を見ることができない、ということが大きなネックの一つになっていると考えられる。通常表面科学の問題であれば、表面は真空中なり、ある雰囲気中に露出しており、様々な実験手段を用いて、その表面の構造を調べることが可能である。しかし乾燥摩擦の場合、固体表面はもう一つの固体表面と接しており、その正に接しているところで摩擦は起きている。そして、接しているが故に、その場所の構造を見ることが困難である。2つの固体表面間に潤滑剤が存在する場合、その潤滑剤の構造、振る舞いが大きな問題となるが、これも直接、観測することはこれまで困難であった。しかし最近、これらの問題にも発展が起りつつある。

Israelachivili らによって開発された表面力測定装置による極めて薄い潤滑剤の実験はよく知られている(20)。この装置では、2枚の半円筒上のマイカを軸を直交させ凸面同士を近づける。マイカ間には様々な”潤滑剤”を配置し、このマイカを互いに滑らせることにより、摩擦実験を行う。2枚のマイカ間の間隔は光学的な干渉効果を利用することにより精密に測定することができる。この装置を用いた実験により、潤滑剤が十分子層以下になると層の厚さが”量子化”されること、さらに薄くなると低速度で駆動されたとき系はスティックスリップ運動を示すこと、等の現象が報告されている(20)。そしてこれらの現象は、対応する計算機実験の結果をも用いて、十分子層以下で潤滑剤が層状構造を作り、さらに薄くなると潤滑剤がバルクのガラス転移温度や融点より高温でも、ガラス化、固

化を起し最大静摩擦力が現れスティックし、ここに応力が加わると解けてスリップを起こすためである、と考えられている。最近このような数分子層の潤滑剤を閉じ込めた系で潤滑剤の構造を放射光X線を用いて測定するという実験が行われた(21)。実験では OMCTS (Octamethylcyclotetrasiloxane) という球状の高分子を平らなシリコン基板間にはさみ、確かにこれまで言われてきたような層状構造を観測した。この実験では実際に応力を加えて滑らせてはいない。一方、Israelachvili らは表面力測定装置と通常のX線散乱実験装置を組み合わせ、液晶をマイカ間にはさみ、応力を掛け滑らせることにより液晶の構造が変化することを観測した(22)。彼らはそこで用いた装置をX線表面力測定装置と呼んでいるが、ここではX線の散乱強度を稼ぐため、液晶の層厚は 800nm 程度と厚くしており、この装置の適用はそのような厚さでも現れる現象に限られるようである。一方、Granick らは表面力測定装置のマイカ間にはさんだ数分子層の OMCTS の拡散をレーザー光を用いて、空間分解能サブミクロンスケールで測定し、拡散係数が端から中央部に向けて指数関数的に減少することを報告した(23)。表面力測定装置はその構造上、圧力が場所に依って違うが、それについてまじめに議論されたことは無かった。Granick らの実験はその効果を一部明らかにしたもので、これまでの表面力測定装置を用いた実験の解釈にも再考を促すものである。これらの実験はどれも、滑り面間の潤滑剤の振る舞いを直接、観測することを目指すもので、興味深い。今後の発展が期待される。

マクロな系の乾燥摩擦でも、滑り面の振る舞いを直接見ようと言う努力がなされてきた。摩擦を生じる個々の真実接触点を見る試みは、過去に、河野ら(24)、Dieterich ら(25)によって行われ、真実接触面積の待機時間依存性などが明かにされてきた。しかし、そのような研究は多くはない。最近、このようなマクロ系の摩擦での真実接触点の振る舞いについて興味深い報告が Baumberger らによって行われた(26)。彼らはガラス上でゲルを滑らせ、その滑り面をガラス側から光学的に同時観測するとともに、ゲルに横方向から光を当て、光弾性効果を用いて、ゲル内の応力分布までを可視化して示した。この系では、駆動速度が遅い場合、系全体としてスティックスリップ運動を示す。彼らはこのスリップが滑り面全体で一様に起こるのではなく、試料の一部の真実接触点（ゲルの場合、通常の実験接触点とはちょっと違うが）が滑り、これがスリップパルスとなって伝わることにより、系全体がスリップする、スリップした領域はその後、近傍の応力が緩和し再びガラスと接触するという現象を発見している。これは、通常の固体での塑性変形が転位線の伝搬によって起こるのと極めて似ている。この現象がゲルに特有のものなのか、より広い範囲で現れるものなのか、興味は尽きない。

## 6, 最後に

これまで紹介した以外にも、最近、物性科学、物性物理の観点からも興味深い多くの摩擦の研究がある。ここで、摩擦力顕微鏡の針を駆動装置として用いた最近の三浦らの清浄表面間の摩擦の実験について紹介しよう。彼らはグラファイトや MoS<sub>2</sub> 等の層状物質の mm スケールのフレークを同じ物質の基板上に置き、フレークを摩擦力顕微鏡の針で駆動することにより、清浄なグラファイト間、MoS<sub>2</sub> 間の摩擦を測定することに成功した(7, 27)。実際に滑りがフレーク-基板間で

起きていることは摩擦力像の解析から確認されている。この実験は先に述べたグラファイト基盤上のグラファイトフレークの摩擦の計算機実験と同じ状況である。しかし、三浦らの実験では摩擦力の荷重依存性は極めて弱い。これについては実験で用いられたフレークがマクロな大きさのため、摩擦力顕微鏡の針で押しつけた場合、フレークおよび基盤の変形が重要な効果を与えているためと考えられている。より詳細な計算と実験の比較が必要であろう。また三浦らは、フレーク-基板間に C60 分子層を置きフレークを摩擦力顕微鏡で駆動する実験により、一層の C60 は極めて良い分子ベアリングとなることも示している (27)。

さて、固体界面での滑り摩擦に類似の現象は固体内でも起こる (1, 2)。塑性変形とそれに伴う転位の運動もそのような固体内摩擦現象の一つであるが、そのような力学的な現象の他にも、電荷、スピン密度波や超伝導体中の磁束格子など電子系が作るある種の秩序構造のピン止めと運動などがその例である。これらは固体界面での滑り摩擦に比べ、試料の制御が簡単であり測定手段も多様である。先に滑り摩擦では滑り面を観察するのが容易ではないと述べたが、電子系の関与する固体内摩擦現象では運動しているときの摩擦を起こしているその構造をその場で観測できるのである。そして、駆動速度により構造の秩序が変わることが観測されている。計算機実験によると、同様の現象は固体界面の滑り摩擦でも起こると期待される (15)。このような固体内摩擦現象との関連に注目することも、滑り摩擦の研究に新たな刺激を与えるものとなるだろう。



## 参考文献

- (1) B. N. J. Persson: "Sliding Friction-Physical Principles and Applications- , 2nd Editon" (Springer, 2000).
- (2) 松川宏、川端和重 : 固体物理 2000 年 6 月号
- (3) 松川宏、川端和重 : 日本表面科学会誌 24 (2003) 328.
- (4) M. Hirano and K. Shinjo: Phys. Rev. B 47(1990) 11837 ; 平野元久 : 日本表面科学会誌 24 (2003) 334.
- (5) G. He, M. H. Musser and M. O. Robbins: Science 284 (1999) 50; M. H. Musser , L. Wenning and M. O. Robbins: Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1295.
- (6) C. M. Mate, G. M. McClelland, R. Enlandsson and S. Chiang: Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1942.
- (7) K. Miura and S. Kamiya: Europhys. Lett., 58 (2002) 610.
- (8) 松下勝義 : 大阪大学大学院理学研究科 2003 年博士論文 ; K. Matsushita, H. Matsukawa and N. Sasaki: cond-mat/0307474.
- (9) H. Matsukawa and K. Matsushita: in preparation.
- (10) H. Matsukawa and H. Fukuyama: Phys. Rev. B49 (1994) 17286; T. Kawaguchi and H. Matsukawa: Phys. Rev. B56 (1997) 13932, B58 (1998) 15866.
- (11) M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata, Phys. Rev. Lett. 67 (1992) 2642.
- (12) J. S. Ko and A. J. Gellman: Langmuir 16 (2000) 8343.
- (13) M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1448.
- (14) T. Kawaguchi and H. Matsukawa: Phys. Rev. B56 (1997) 4261.
- (15) T. Kawaguchi and H. Matsukawa: Phys. Rev. B61 (2000) R16366 ; H. Matsukawa and T. Kawaguchi: Tribology Letters 9 (2000) 105.
- (16) A. Dayo, W. Alnasrallah and J. Krim: Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 1690.
- (17) V. L. Popov: JETP Lett. 69 (1999) 559; T. Novotny and B. Velicky: Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4112; J. B. Sokoloff, M. S. Tomassone and A. Widom: Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 515; B. N. J. Persson: Solid State Commun. 115 (2000) 145.
- (18) B. L. Mason, S. M. Winder and J. Krim: Tribology Letters 10 (2001) 59.
- (19) R. L. Renner, P. Taborek and J. E. Rutledge: Phys. Rev. B63 (2001) 233405.
- (20) J. N. Israelachvili: Surf. Sci. Rpt., 14 (1992) 109; H. Yoshizawa, J. N. Israelachvili: J. Phys. Chem. 97 (1993) 11300.
- (21) O. H. Seeck, H. Kim, D. R. Lee, D. H. Shu, I. D. Kaendler, J. K. Basu and S. K. Sinha: Europhys. Lett., 60 (2002) 376 .
- (22) Y. Golan, A. Martin-Herranz, Y. Li, C. R. Safinya and J. Israelachvili: Phys. Rev. Lett., 86 (2001) 1263.
- (23) A. Mukhopadhyay, J. Zhao, S. C. Bae and S. Granick: Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 136103.
- (24) 河野彰夫、日本物理学会誌 43 (1988) 579.
- (25) J. H. Dieterich and B. D. Kilgore: Pure and Applied Geophysics 143 (1994) 283.

(26) T. Baumberger, C. Caroli and O. Ronsin: Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 075509.

(27) K. Miura, S. Kamiya, and N. Sasaki: Phys. Rev. Lett., 90 (2003) 055509.

## 図の説明

図 1、グラファイト基盤上のグラファイトフレークの摩擦のモデル。[出典：文献 8]

図 2、初期状態でのグラファイト基盤上のグラファイトフレークの配置。破線は基盤の格子を、実線はフレークの格子を表す。[出典：文献 8]

図 3、グラファイト基盤上のグラファイトフレークの摩擦力。横軸はカンチレバーの根元の座標。(a), (b) はそれぞれ  $x$ ,  $y$  方向に駆動した場合。[出典：文献 8]

図 4、グラファイト基盤上のグラファイトフレークの静( $F_s$ )および動( $F_k$ )摩擦力の荷重依存性。 $x$  および  $y$  方向に駆動した場合。[出典：文献 8]

図 5、フレークが初期状態から  $x$  方向に駆動されて動くときの、フレークが感じる単原子当たりの基盤ポテンシャルエネルギー  $V_{\text{sub}}/N_f$ 、および A、B の位置の炭素原子が感じるポテンシャルエネルギー、 $V_{\text{Asub}}$ 、 $V_{\text{Bsub}}$  を示す。[出典：文献 8]

図 6、(a) インコメンシュレートな二つの清浄表面の模式図。一方の表面はそれが作る周期ポテンシャルで表している。上の原子列を少しずらしても、ポテンシャルエネルギーを得する原子もあれば損する原子もあり、全体では損得は 0 となる。従って静摩擦力は働かない。

(b) 二つの表面の原子間相互作用が強く一種の表面再構成を起こした状態。上の原子はポテンシャルの谷に落ち込んでしまっているため、上の原子列をずらそうとすると全体のポテンシャルエネルギーが上がってしまう。そのため有限の静摩擦力が働く。

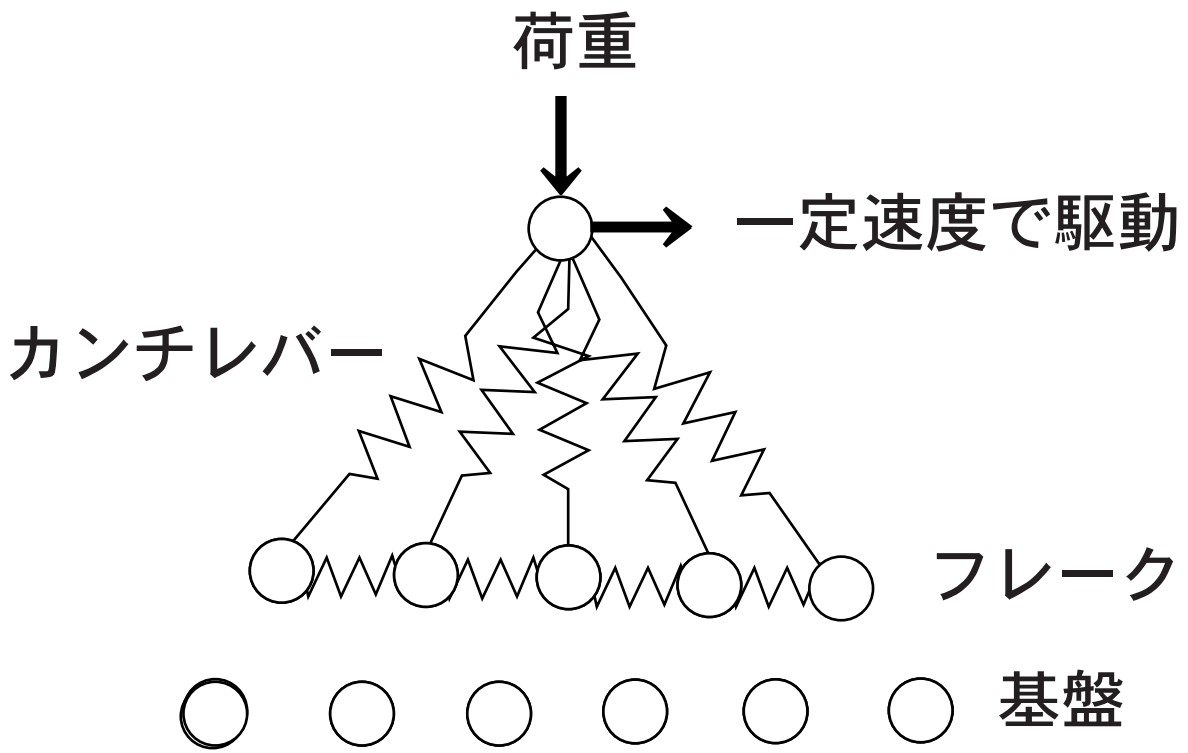


図 1

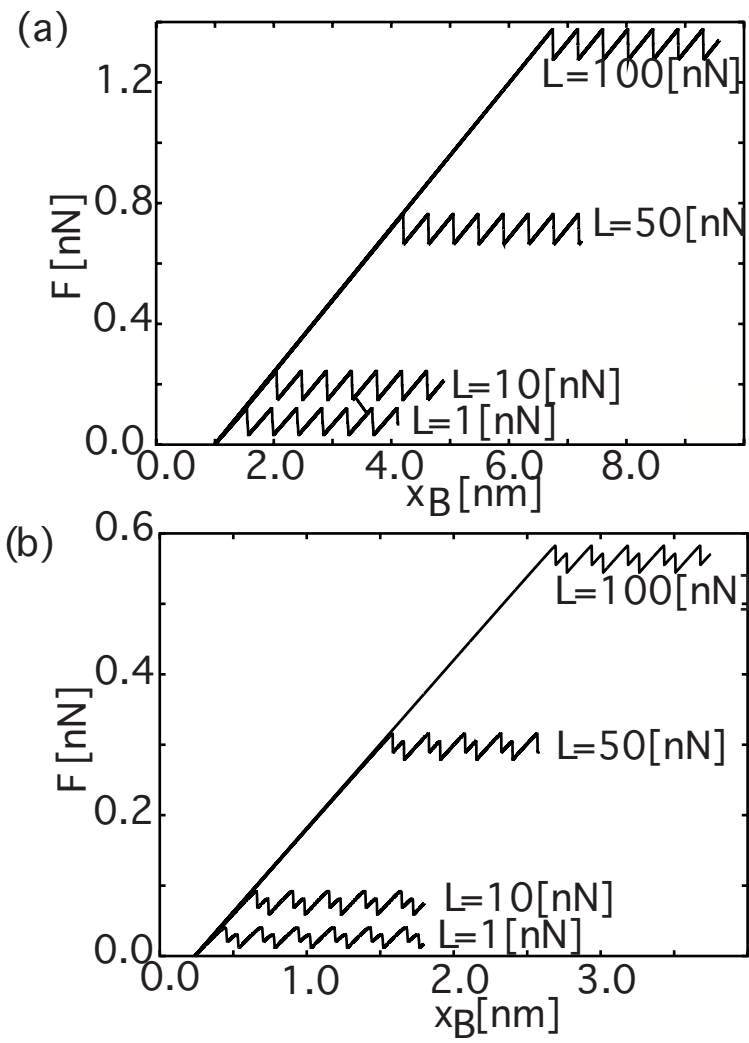


図 2

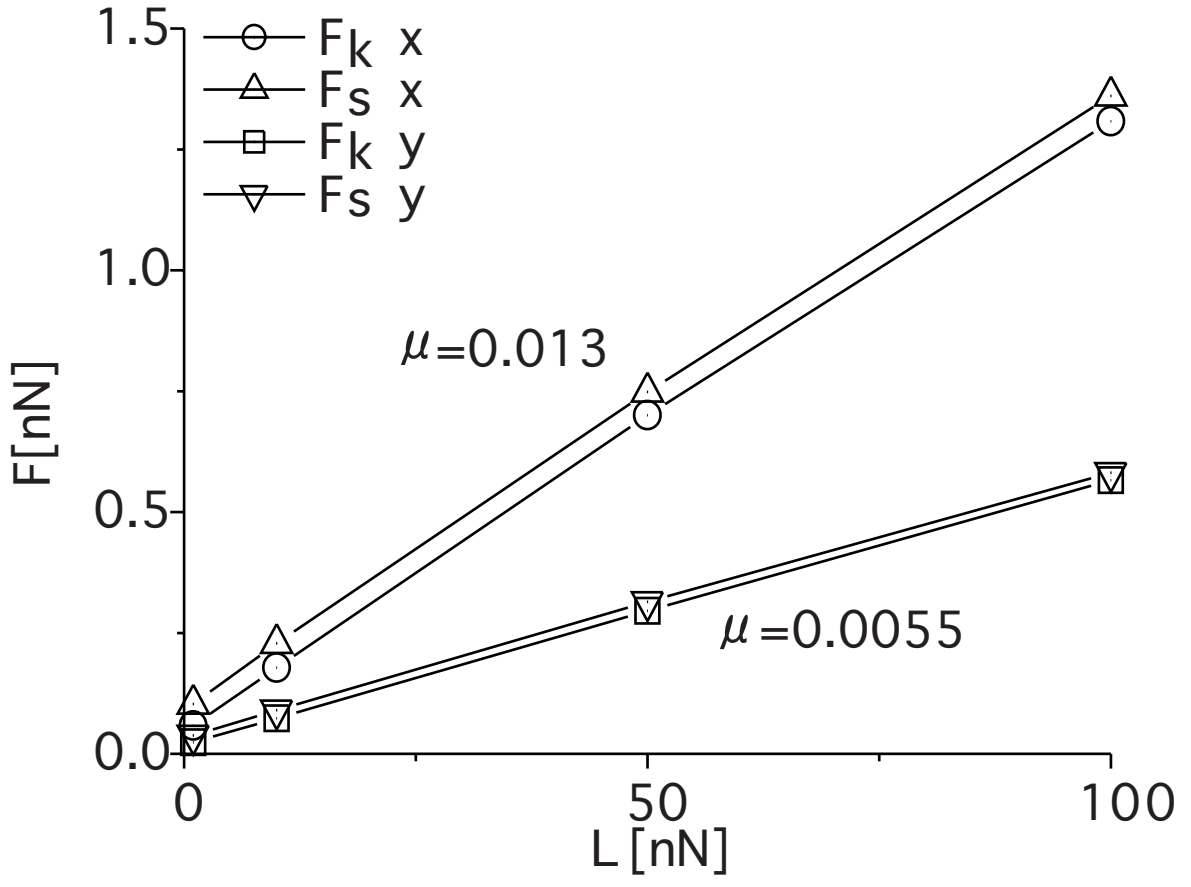


図 3

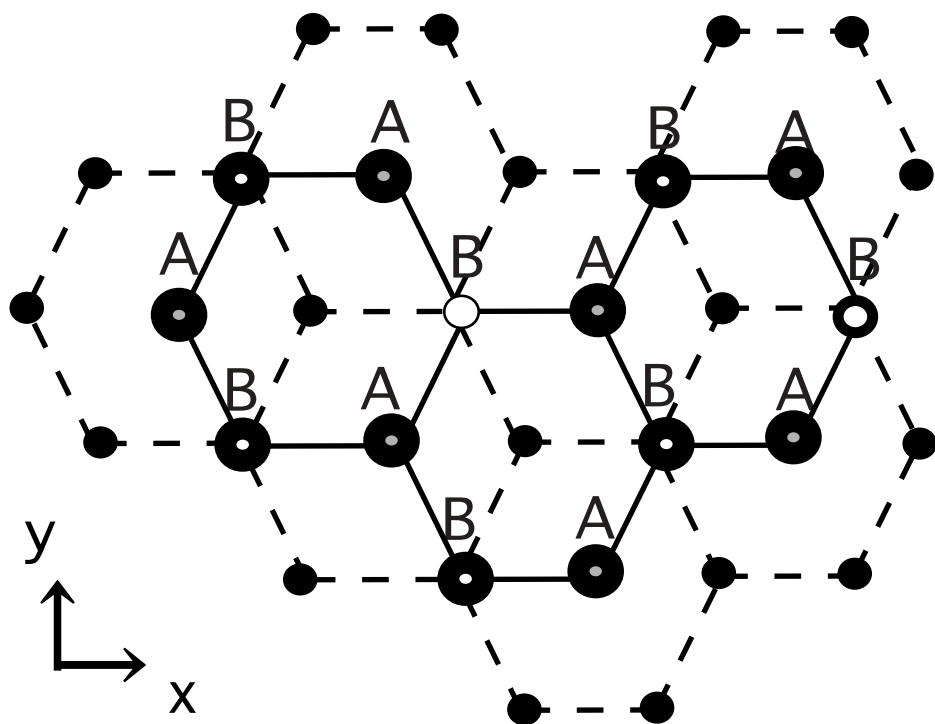


图 4

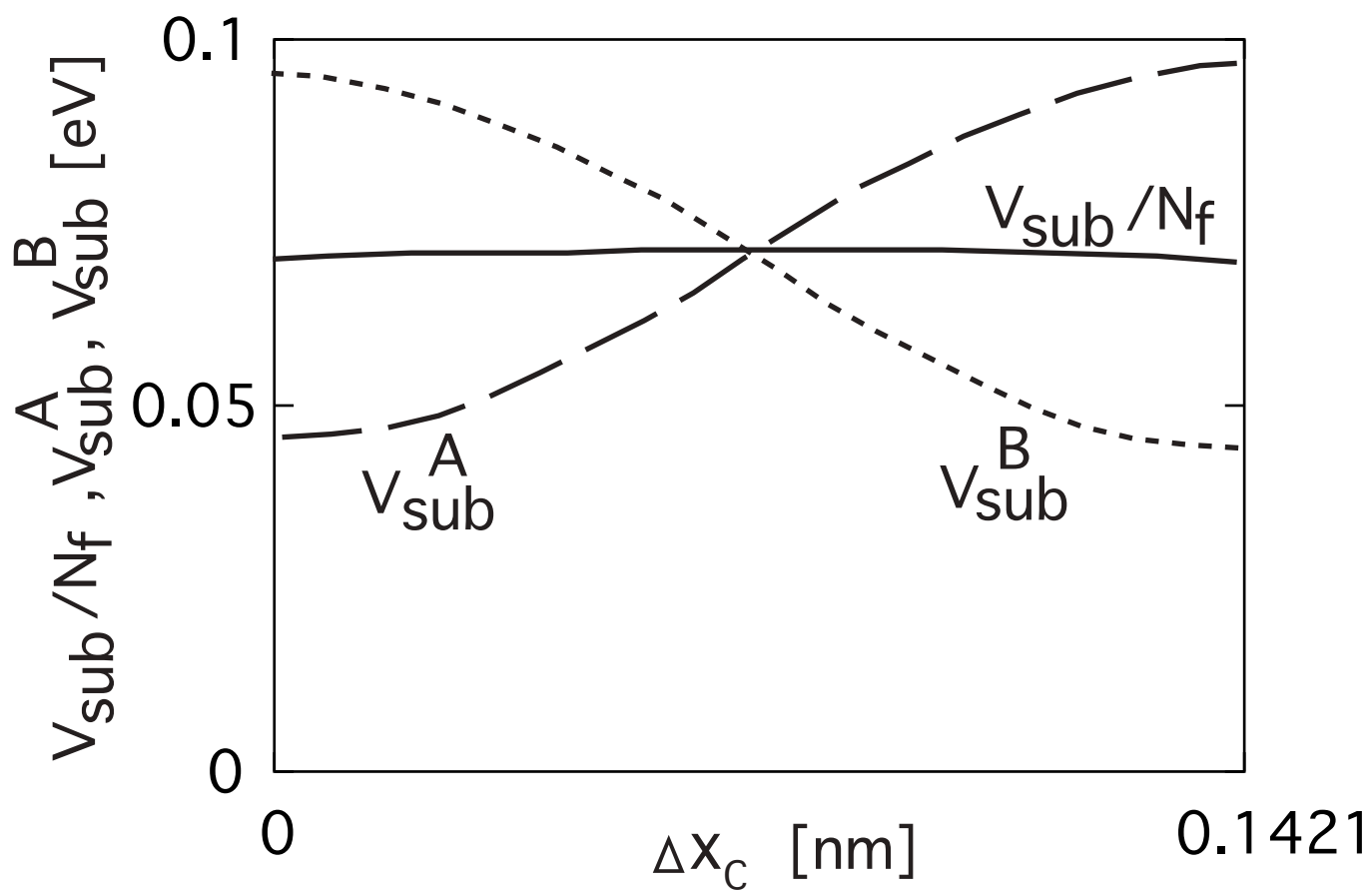
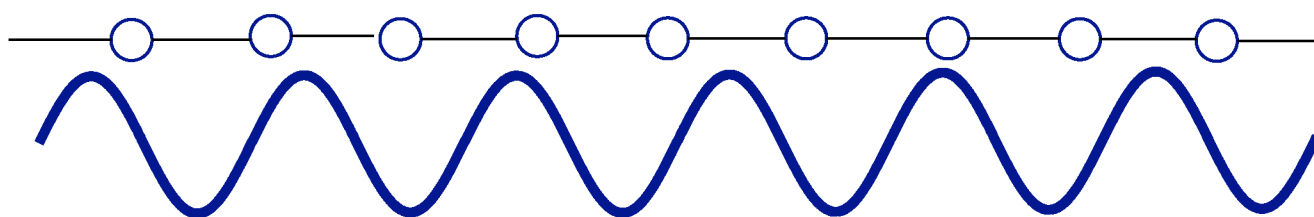


図 5



(a)



(b)

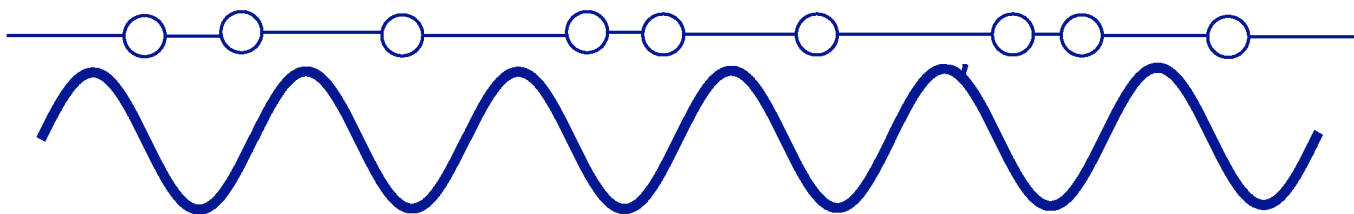


图 6

著者プロフィール

松川宏

1958 年生まれ。東京理科大学理学部卒業、北海道大学大学院理学研究科博士課程修了、その後、東京大学物性研究所、奈良女子大学理学部、大阪大学大学院理学研究科などを経て 2003 年 4 月より青山学院大学工学部教授、理学博士。専門は物性理論、特に広義の“摩擦”の物理の理論的数値的研究。日本物理学会、日本トライボロジー学会、American Physical Society, Material Research Society に所属。本記事を読まれてのご感想、ご意見等お伺いできれば幸いです。

e-mail [hm@phys.aoyama.ac.jp](mailto:hm@phys.aoyama.ac.jp).

homepage <http://www.phys.aoyama.ac.jp/~w3-matsu/>