

摩擦の物理



研究ノート

松川 宏*

Physics of Friction

Key Words : 摩擦, トライボロジー, オープリー転移, インコメンシュレート

1. はじめに

“摩擦”は我々に最も身近な物理現象の一つである。しかし、中学高校や大学教養課程程度の物理の講義では決まって取り上げられるものの、それより上のレベルで物理の問題として考えられることは少なかった。これには摩擦は、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原因の1つとして考えられよう。しかし、摩擦は我々が生活していくうえで常にお世話になっている物理現象であり、工学上も極めて重要であり、古くから多様な研究が進んでいる¹⁻²⁾。そして最近の様々な科学技術や物理の進歩に促され、物理としての摩擦の研究にも大きな発展が起こりつつある³⁻⁶⁾。その発展の流れを大別すると、出来るだけ単純な条件下での摩擦から調べていこう、というものと、複雑な摩擦現象を複雑系の物理の1つとして調べよう、というものに分けられるようである。具体的には(1)原子間力顕微鏡や摩擦力顕微鏡に代表される、原子レベルの摩擦から調べようという流れ、

(2) 2つの界面に挟まれた潤滑剤の振る舞いを制限された空間内の相転移現象と見る研究、(3) 複雑な問題として物理では敬遠される事の多い、紙などの普通の物質間の摩擦を、条件を良くコントロールして研究し物理の問題としてみていこうという流れ、(4) 最も単純な場合として原子的なスケールで乱れのない表面間の摩擦を調べようという流れ、などがある。(1)、(4)が単純化の方向、(2)、(3)が複雑系の見方、と捉えられよう。このような発展のなかで、我々は摩擦の物理の理論的研究を行っている。最終目標は現実の2つの物質間の摩擦力を計算し、それをもとに摩擦の物理を理解する事である。上記の発展を概観するとともに、今のところ(4)に属する我々の研究を紹介したい。

2. 摩擦の3法則と、最近の発展

通常の乾燥摩擦に対しては“摩擦の3法則”(アモンソン-クーロンの法則)が経験的に成り立つ事が古くから知られている。最近の発展を見る前に、この3法則とその原因についてちょっと調べてみよう^{1,2)}。摩擦の3法則は古くはレオナルドダヴィンチによりその一部が明らかにされ、現在のような形には18世紀フランスのアモンソンやクーロンがまとめたもので、(i) 摩擦力は見かけ上の接触面積に依存しない、(ii) 摩擦力は垂直抗力に比例する、(iii) 動摩擦力は静摩擦力より小さく、速度に依存しない、というものである¹⁾。つまり摩擦力を F 、垂直抗力を N とすると $F = \mu N$ と表すことが出来て、 μ は見掛け上の接触面積にも速度にも依らない

*Hiroshi MATSUKAWA
1958年5月31日生
1987年北海道大学大学院理学研究科博士課程修了
現在、大阪大学大学院理学研究科、物理学専攻、助教授、理学博士、物性理論
TEL 06-850-5735
FAX 06-850-5764
E-Mail hiro@phys.wani.osaka-u.ac.jp



というものである。この μ を摩擦係数と呼ぶ。この摩擦の振る舞いの説明として以下のような凝着説がある。表面の凹凸のため、本当に接触している部分(真実接触点)の面積(真実接触面積)； A_r は見掛け上の接触面積よりも極めて小さい。そのため、真実接触点では弾性限界を超え塑性流動領域に達し、圧力は塑性流動圧力 P_m となっている。そのとき垂直抗力 N と A_r 、 P_m の間には、 $N = A_r P_m$ の関係が成り立っている。真実接触点では凝着が起こっているので、2つの物質のずれの力を加えて滑り運動を起こすにはその凝着を切らねばならず、単位面積当たりの凝着を切るのに必要な力である剪断強さを τ_i を用いて最大静摩擦力 F_m は $\tau_i A_r$ で与えられる。最大静摩擦係数 $\mu_m = F_m/N$ は τ_i/P_m となり、垂直抗力にも見かけ上の接触面積にもよらない摩擦係数が得られたのであるから、3法則のうち静摩擦力に関するものは説明されたことになる。この凝着説は現在では様々な手段によりその正しさが確認されている^{1,2)}。

さて、3法則のうち静摩擦力に関しては、上記のような説明があるが、3番目の動摩擦力の振る舞いに関する説明はあまりないようである。又、経験則としても、その成り立つ範囲は静摩擦に関する法則より狭い。特に2つに物質間の相対速度が小さい場合、どうなるのかは、これまで余り明らかではなかった。我々は日常生活で、そのような場合、しばしば、運動が定常的にならずに、引っかけりと滑り運動を繰り返すのを経験する。これはステックスリップ運動と呼ばれるが、これは低速度の場合、普遍的現象なのであるか？ そのような問題に着目した実験が最近、10cm四方程度の厚紙を試料としてHeslotらにより行われた⁵⁾。彼らは、様々な試料を試し、その中で最も再現性、耐久性が良いとの理由で、厚紙を選んだそうである。実験装置は厚紙Aの上においた厚紙Bを一定速度 v で運動するバネ(バネ定数 k)で押すようになっている。速度-バネ定数平面で得た相図の概略を図1に示す。実線の下はステックスリップ運動の領域、上は定常的な運動が観測される領域である。バネがある数値以上強ければ、低速度でもステックスリップ運動は起こらない事が

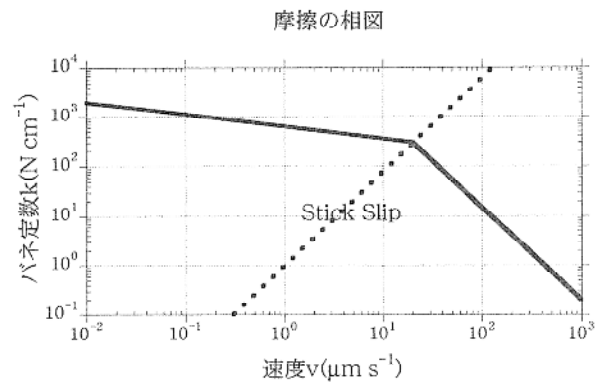


図1 バネ定数 k と滑り速度 v の平面の相図。実線より下の領域はステックスリップ運動、上は定常的な運動の領域。破線の左側では、熱雑音の助けを借りた運動(クリープ運動)がみられる。

わかる。さらに彼らは、定常的な運動領域での動摩擦係数 μ_d の速度依存性を調べ、低速度の領域では摩擦係数は速度の増加により減少し、その関数形はlog的であることを見いだした(高速度の領域では速度とともに摩擦係数は増加する)。彼らは最大静摩擦力 μ_s も測定しているが、これがその状態に厚紙をおいてからの時間 t とともに増大し、その関数形もlog的である事も見いだした。そして、低速度領域での動摩擦係数の速度依存性と最大静摩擦係数の時間依存性が完全にスケールされる、つまり $\mu_d(v) = \mu_s(t = D_0/v)$ と表される、という報告をしている。この時間にlog的に依存する緩和現象はガラス転移など、多くの準安定状態が関与する現象で広く見られるものである。これらの実験結果はどれも極めて興味深い。荷重や温度、物質など様々な条件を変えて、これらの現象の普遍性や摩擦の3法則との関係を明らかにする実験がその後も進められている。

3. 原子レベルでの摩擦力

通常摩擦現象はいうまでもなくマクロなスケールの現象であり、そこで、摩擦の3法則が成り立つ。では、原子的なスケールでは、摩擦力はどのように振る舞うのだろうか？ このような方向の研究は原子レベルで機械を作ろうというマイクロマシンの考えにも影響され現在、活発に研究されており、ナノトライボロジーと呼ばれている。(トライボロジーとは摩擦、磨

耗、潤滑等を研究する学問である。)このような方向の究極は1つの原子と1つの原子の間に働く力を測ることだろう。それを目的とする装置を原子間力顕微鏡(Atomic Force Microscopy, AFM)や、摩擦力顕微鏡(Frictional Force Microscopy, FFM)と呼び、最初、走査型トンネル顕微鏡(Scanning Tunneling Microscope, STM)の研究でノーベル賞をもらったIBMのビニツヒ達⁶⁾により提案された。力を測るにはバネ定数のわかっているバネに力を加え、そのときのバネの変位を測れば良い。しかし、原子間力のような微小な力を測るには極めて微小な変位を測定しなければならない。彼らは、バネとして使うチップの先の1原子と固体表面の1原子の間に働く力により生じたチップの僅かな変位をSTMを利用して検出し、原子間力を計ることができると言い出した。彼らの予備的な実験ではまだ一原子のスケールで変化する力を検出するところまでいかなかったが、その後、STMを利用する方法はもちろん、チップの微小な変位を干渉効果を使って光学的に増幅する方法などにより、この原子間力顕微鏡は実用化されている⁷⁾。そして、表面の結晶構造に対応した場所に依存する摩擦力が観測されている。このとき、そのようなマイクロな構造がみえるにも関わらず平均の摩擦力は荷重に比例し、摩擦の3法則の1つが成り立っていることもわかった。また、森田らは、チップの先端の原子が試料表面の1つ1つの原子と凝着を繰り返しながら動いていく事によるステックスリップ運動の様子も観察している。このようなAFMによる研究はチップと試料の間に高分子の潤滑剤を入れたときにも行われている⁸⁾。チップを試料に近づけそのあと離すとき、チップ内の原子との相互作用により試料表面上の原子が動いていく様子などは、分子動力学法を用いた計算機実験により見事に示されている⁹⁾。

4. 分子レベルでの潤滑剤の振る舞い

機械の摩擦を減らすために良く用いられる方法は、潤滑剤を入れることである。機械の精度をあげるには潤滑剤はできるだけすくない方がよい。では、どの程度の潤滑剤があれば、役に

立つのであろうか？ 2つの面間の距離をオングストロームスケールで調節し、間の潤滑剤の振る舞いを調べる実験がイスラエルアチヴィリらによって行われていた¹⁰⁾。これは、2つの面の存在によって制限された空間内での液体の問題であり、空間が狭まったときバルクとしての液体の性質はどうなるのかという統計物理学的にも興味深い問題である。実験は極めて平らな雲母の間にチクロヘキサン等の有機液体を入れて行われた。結果を紹介しよう。2つの面の間隔が液体分子の直径の10倍程度以上離れている場合は、液体はバルクの場合と同じ性質を示す。面間隔がそれ以下になると、面は液体分子の直径の整数倍の間隔をとろうとする。これは液体分子が層状に並んでいる事を示している。そして、粘性率の5桁程の増大、有限の最大静摩擦力、ステックスリップ運動等の固体的振る舞いを示す。分子動力学法等を用いた計算機実験によれば、面間距離が短いとき、液体分子は面を構成する結晶から受ける周期ポテンシャルのため、層内でも秩序を持つ固体状態になり、2つの面をずらそうとすると最初は動かないが、ずれ応力がある臨界値を越えたところで固体が解け液体状態なりスリップがおり、そして応力が緩和し再び固体化し、ステック状態になり止まるということを繰り返す¹¹⁾。液体分子が高分子の場合、ガラス化が起り、その前駆現象としての緩和時間の増大や、そこで粘性率がずれ速度の $-2/3$ 乗に比例する振る舞いも実験、計算機実験両方で観測されている。

5. 原子的なスケールで乱れない表面間の摩擦

2節で見たように、摩擦の3法則が成立するには表面の凹凸の存在が重要である。では、原子的なスケールで乱れの無い表面間では摩擦力はどのような振る舞いをするのだろうか？ 常識的に考えれば、このとき表面の全原子間に原子間力が働くので、極めて大きな摩擦力が働く事が予想される。しかし、以下に見るような場合には最大静摩擦力が0になることがわかる。

簡単のため上下の物質とも原子が1次元的に

並んでいて、それぞれの原子も1次元にのみ動けるとしよう。さらに下の物質を構成する原子は固定してしまう。そうすると上の物質を構成する1つの原子が下の物質から受ける力は下の物質の格子間隔を周期とする周期関数となる。ここで上の物質を構成する原子の間の力を線形のパネで近似してしまえば、これは転位の研究等で良く知られたフレンケル-コントローヴァ・モデルである。そして下の物質が作る周期ポテンシャルの周期と上の物質の平均格子間隔の比が無理数(インコメンシュレート)*のとき、このモデルでは周期ポテンシャルの強さを変えることにより、基底状態に次のような一種の相転移が起こることが知られている¹²⁾。周期ポテンシャルの一周期に折り畳んで考えた、上の原子の分布関数の様子を見てみる(図2)。まず、周期ポテンシャルの振幅が0の場合を考えよう。このとき上の原子は下のポテンシャルとインコメンシュレートな間隔で、完全に周期的に並んでいる。このため、この分布関数の大きさは完全に一樣になる。少し周期ポテンシャルの振幅を大きくすると、上の原子はポテンシャルエネルギーを得るように少し動き、分布関数はポテンシャルの山の部分では小さく、谷の部分では大きくなる。さらにポテンシャルの振幅を大きくしていくと、ある臨界値でついに山上の分布関数の大きさが0となり、これ以上振幅が大きくと原子の分布関数はギャップ(分布関数の大きさが0の部分)を持つ。これは一種の相転移であるが、解析性の破れの転移またはオープン転移と呼ばれる。この相転移と摩擦力の関係を見るため、上の物質の重心座標をある値に指定した配置を考え、その指定した値を微小量変化させたとき系全体のエネルギーがどう変わるか考えてみる(図3)。いまポテンシャルの振幅が臨界値以下では粒子分布が連続のため、重心の座標を少し変えたときの全ての原子の位置の変化も微小である。そして、それぞれの粒子はポテンシャルエネルギーを得るものもあれ

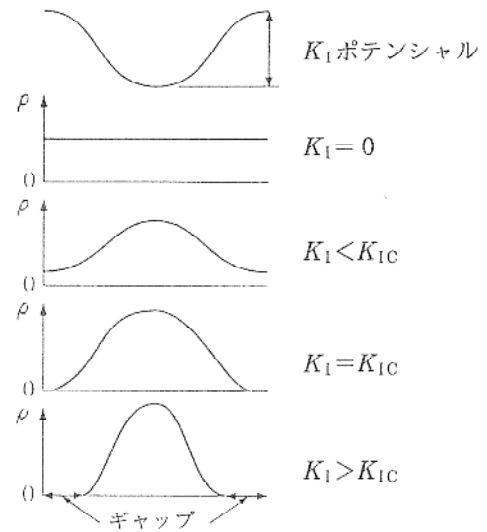


図2 ポテンシャルの振幅 K_1 を変えたときの原子の分布関数 ρ の変化。 K_1 が臨界の大きさ K_{1c} と等しくなったところで ρ にギャップが生じる。

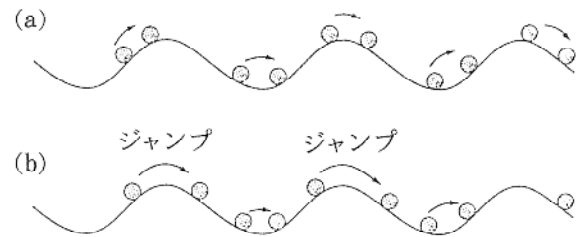


図3 フレンケル-コントローヴァ・モデルで重心の座標を少し変えたときの各原子の位置の変化。オープン転移する前(a)だと原子の分布関数が至る所、有限なため原子はどこでも存在することができるので、重心の変化と共に各原子も少しずつ移動する。しかし転移した後(b)だと分布関数がギャップを持つため、ギャップの直前にいた原子は、微小の重心の移動によりギャップの直後にまでジャンプしなければならない。

ば損するものもあり、全体としてのエネルギー変化は無い。エネルギー変化なしに重心の位置を変えられるのだから、力は働かず最大静摩擦力は0ということになる。一方ポテンシャルの振幅が臨界値以上の時は、原子の分布関数はギャップを持っている。そしてギャップの直前にいた粒子は、重心位置のどんな微小変化によってもギャップを飛び越えねばならない。そしてこのジャンプの途中ではエネルギーの高い状態を通らねばならない。このため有限の最大静摩擦力を生じることになる。この有限の最大静摩擦力

*このインコメンシュレートという仮定は決して非現実的ではない。異なる物質間や同じ物質でも異なる面間、同じ面でも結晶軸の方向が違えば、格子間隔の比は一般に無理数である。

の状態では原子の配位をみると、局所的に上下の格子間隔の比が有理数(コメンシュレート)の部分をつくり、それがあつた種の転位によりつながっていることがわかる。このような構造をディスクコメンシュレート構造と呼ぶ。このコメンシュレートな部分が有限の最大静摩擦力をもたらす。このようにオープン転位は最大静摩擦力が0の状態と有限の状態の間の相転移でもある。そしてポテンシャルの振幅がこれ以下だと、原子的なスケールで乱れがないにも関わらず最大静摩擦力は0となってしまう。

現実の3次元系でも、このような事は起こるのだろうか？ 平野らは、フレンケル-コント

ローヴァ・モデルと同様の下の結晶の原子を固定したモデルの解析から現実の物質の不整合な清浄表面の間、例えば α -鉄の(110)面と(001)面間、では最大静摩擦力は0となってしまうと主張している¹³⁾。彼らは雲母を使った実験も行い、上下の物質の滑り方向の格子間隔の比が無理数の場合、摩擦係数が小さくなることを報告している¹⁴⁾。しかし、0にはなっていない。

筆者らは、摩擦現象の統一的理解をめざし、動摩擦力も含めた摩擦力の一般的計算法を提案したが、この方法を、1次元の清浄表面の摩擦のモデルに適用し、下の原子が動けるとした現実的なモデルで、上で述べた摩擦力の相転移や動摩擦力の速度依存性をコンピューターシミュレーションにより調べた¹⁵⁻¹⁷⁾。図4に上下の原子間相互作用の強さ(フレンケル-コントローヴァ・モデルでのポテンシャルの強さにあたる)を変えた時の摩擦力を速度の関数として示す。

(a)でわかるように、このモデルでも最大静摩擦力が0の状態は存在する。そのときでも動摩擦力は常に有限であり、大きな速度依存性をもつ。しかし、(b, c)からわかるように、上下の原子間相互作用の強さが大きくなり、それと共に最大静摩擦力も増大すると共に、この速度依存性は小さくなり、摩擦の3法則に述べられている振る舞いに近づく。また、最大静摩擦力が0の領域は下の原子が動きやすいほど狭まることわかった。この事から、一方の原子を固定したモデルでの結論は、考慮を要すると考えられる。さらに物質パラメーターの広い領域を調べることにより、復元力と摩擦力の異常な振る舞いを見つけた¹⁶⁾。図5にある(準)安定状態から上の物質をちょっとずらしたときの復元力(a)と最大静摩擦力(b)を下の物質の弾性定数 K_b に対して示した。ちょうど上下の物質の弾性定数が同じ程度となる K_b の中間の領域では復元力に至るところ谷構造が現れ、それに対応して最大静摩擦力も複雑な構造を示す。横軸をより詳細なスケールでみればこの谷構造はより複雑になりフラクタル的な様相を示す。このような複雑な振る舞いは以下のようにして生じることがわかった。谷には含まれた一つの領域ではある一つのディスクコメンシュレート構造が安

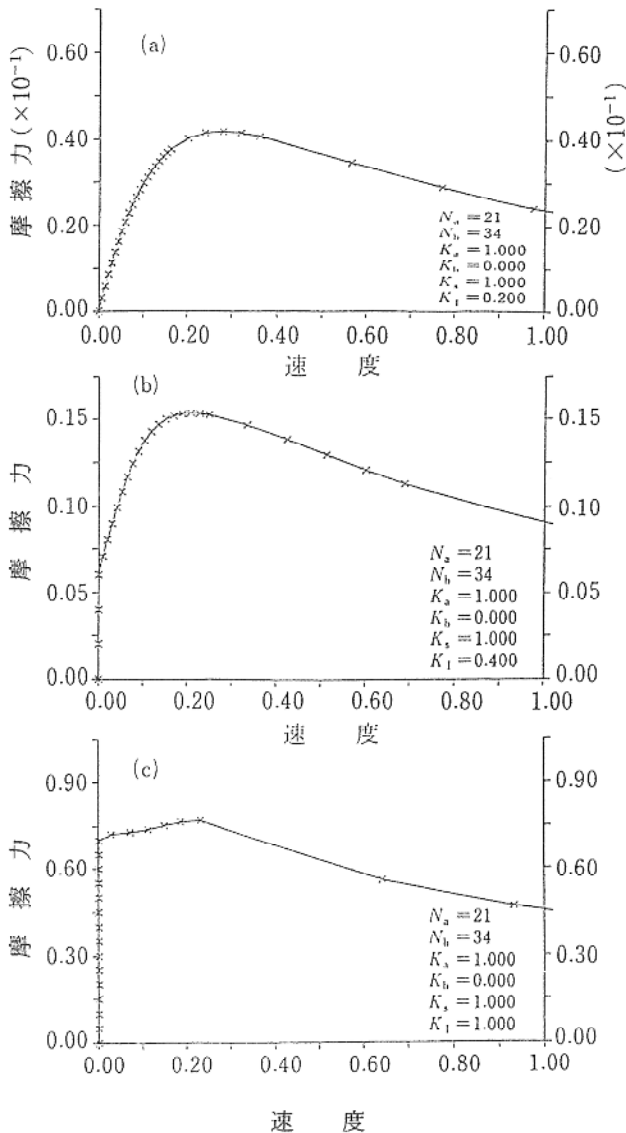


図4 摩擦力の速度依存性。(a), (b), (c)の順に、上下の原子間相互作用の強さが大きい。

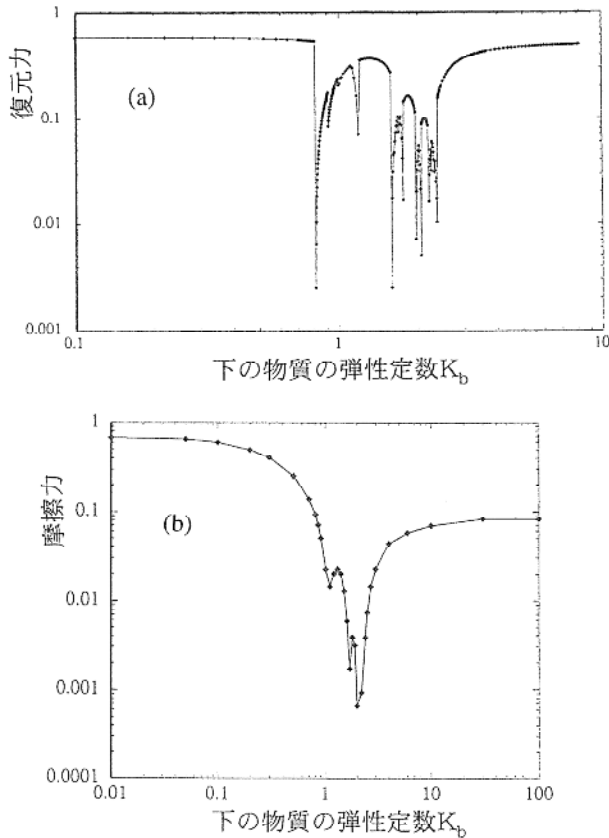


図5 ある(準)安定状態から上の物質をちょっとずらしたときの復元力(a)と最大静摩擦力(b)の下の物質の弾性定数 K_b に対する依存性. ちょうど上下の物質の弾性定数が同じ程度となる K_b の中間の領域では復元力に至るところに谷構造が現れ, それに対応して最大静摩擦力も複雑な構造を示す.

定である. K_b を変化させるとあるところでその構造が不安定となり, 復元力が0となる. さらに K_b を変化させると他のディスクメッシュ構造が安定となり, 復元力が回復する. ディスクメッシュ構造は無限にありえるので, ある領域では K_b の微小な変化で構造が変わり, 復元力に複雑な構造が現れる. また上の物質の物質定数を変えてみると, ある場合には K_b のある有限な領域内で最大静摩擦力が0になる場合も見つかった. このような, 最大静摩擦力が0の領域や複雑な構造は乱れて対して不安定だが, 後者の効果が十分小さいときには観測可能だと考えられる. また, 最大静摩擦力が小さい場合の動摩擦力の速度依存性や乱れによって生じた静摩擦力の大きさは, 解析的に評価することができる¹⁷⁾.

6. ま と め

摩擦の研究の最近の幾つかをみてきたが, 摩擦の分野は極めて広く, 紹介出来なかったことの方が多い. それらについては参考文献を見ていただきたい^{3,4)}.

この摩擦の問題は, 物理の他の問題, 例えば電荷密度波, スピン密度波, 第2種超伝導体中での磁束格子, 結晶中の転位, 地殻中の断層等の運動と密接な関係がある. また, より広く, 自然科学工学の様々な分野とも関係しよう. 読者からもそのような関係をご教示いただければ幸いである.

最後となったが共同研究者である島根大学教育学部川口高明氏, 東京大学理学系研究科福山秀敏氏に感謝したい.

参 考 文 献

- 1) 曾田範宗, 摩擦のはなし, 岩波新書; 角田和雄, 摩擦の世界, 岩波新書.
- 2) バウデン, ティバー, 固体の摩擦と潤滑, 丸善株式会社.
- 3) MRS BULLETIN 18 (1993) No.5.
- 4) 松川宏, パリティ 1994年8月号 p.18, 日本物理学会誌 51(1996)584.
- 5) F. Heslot et. al., Phys. Rev. E49(1994) 4973.
- 6) G. Binning et. al., Phys. Rev. Lett. E56 (1986) 930.
- 7) C. M. Mate et. al., Phys. Rev. Lett. E59 (1987) 1942.
- 8) 森田清三, 菅原康弘, パリティ 1994年10月号 p.20; Fujisawa et. al., Jpn. J. Appl. Phys. 33 (1994) 3752.
- 9) U. Landman et. al., Science 248 (1990) 454.
- 10) M. L. Gee et. al., J. Chem. Phys. 39 (1990) 1985.
- 11) P. A. Thompson et. al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3448.
- 12) M. Peyrard and S. Aubry: J. Phys. C16 (1983), 1593.

- 13) M. Hirano and K. Shinjo : Phys. Rev. B41 17 (1990) 11837.
- 14) M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 2642 ; 78 (1997) 1448.
- 15) 松川宏, 福山秀敏, 固体物理 28 10 (1993) 686 ; H. Matsukawa and H. Fukuyama : Phys. Rev. B49 (1994) 17286.
- 16) T. Kawaguchi and H. Matsukawa : preprint.
- 17) T. Kawaguchi and H. Matsukawa : Phys. Rev. B56 (1997) 4261, 13932.

