

## ミクロのすべりと摩擦

## Microscopic sliding and friction

松川 宏/青山学院大学工学部物理数理学科

Hiroshi MATSUKAWA/Fac. of Sci. and Eng., Aoyama Gakuin University

キーワード：摩擦，潤滑，真実接触点，アモントン・クーロンの法則，ナノトライボロジー，地震

Key words : friction, lubrication, actual contact point, Amonton-Coulomb's law, nanotribology, earthquake

## 1. はじめに

固体表面間のすべり摩擦はもっとも身近な物理現象の一つであり、古代から多くの研究が成されてきた。そして、次のクーロン-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があきらかになっている<sup>1-3)</sup>。i) 摩擦力は見かけの接触面積によらない、ii) 摩擦力は荷重に比例する、iii) 動摩擦力は静摩擦力より小さく速度に依存しない。これについてはよく知られるように、真実接触面積は見かけ上の接触面積に比べ極めて小さく、そのため真実接触点での圧力は降伏応力という一定値に達しているため真実接触面積は荷重に比例する、真実接触点では分子間力による凝着がおこりこれを切るために必要な力が摩擦力である、といういわゆる凝着説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。しかし摩擦顕微鏡など近年の様々な実験手法および計算機の発達によって、これまで調べられなかったミクロスケールの摩擦など制御された環境下での摩擦の振る舞いが研究されている。摩擦顕微鏡とは十分鋭い探針の先端で試料表面を走査し、探針の位置における探針-試料間の摩擦力を測定するもので、原子スケールの解像度が得られている。図-1に測定例を示す。そしてこれらのミクロスケールの摩擦研究の成果は、マクロ系の研究にも活かされようとしている。

ここでは、ミクロスケールの研究の例として、乱れない清浄なグラファイト基盤とグラファイトフレーク間の摩擦を紹介する<sup>3,5)</sup>。もう一つの話は超潤滑<sup>6-9)</sup>と、それと関連する新しいマクロ摩擦発生の機構<sup>10)</sup>についてである。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さだろう。そのような試み<sup>11-13)</sup>を概観したあと、真実接触点の振る舞いとそれに関連する摩擦の待機時間、速度依存性<sup>14-18)</sup>について紹介する。

## 2. グラファイト基盤とグラファイトフレーク間の摩擦

近年の実験技術、計算機の進歩によって制御された環境下での様々な摩擦が調べられるようになった。そのような研究の例として乱れの無い、あるいはその効果が弱い、清浄表面間の摩擦がある。これは、ある意味、もっとも単純な系の摩擦である。その対象として、典型的な層状物質であり実験が比較的容易で、理論的数値的にも扱いやすいグラファイトが用いられることが多い。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もある。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顕微鏡実験においては、図-1(a)のMoS<sub>2</sub>と同様に、グラファイトの表面結晶構造を反映した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観測されているが、それにもかかわらずアモントン-クーロンの法則と同じく摩擦力は荷重に比例する<sup>19)</sup>。また、この場合の摩擦力の“地図”も図-1(b)と同様に得られており、そのパターン自体<sup>20)</sup>は摩擦顕微鏡の探針を単原子としたモデルに基づく計算機シミュレーションで良く再現されるが、そのときのシミュレーションでの荷重の大きさは実験でのそれの1/100程度である<sup>21)</sup>。これらのことから、グラファイトの摩擦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指摘がある。清浄グラファイト間の摩擦の研究はそのような摩擦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顕微鏡実験も行われている<sup>22)</sup>。

松下ら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<sup>3,5)</sup>。フレークは100原子程度であり摩擦顕微鏡の探針で駆

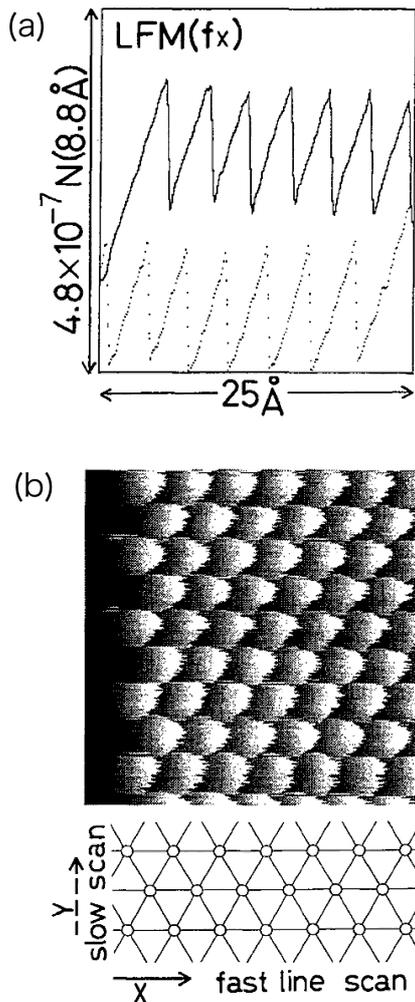


図-1 (a) 摩擦顕微鏡を使って得られたMoS<sub>2</sub>の(0001)表面とSi<sub>3</sub>N<sub>4</sub>でできた探針先端間の摩擦力。横軸は探針の位置。(b)の下に示したX方向に走査している。点線は逆方向に走査したときの摩擦力。周期的なこのぎり型の形がみえる。のこぎりの歯を上っていく間は探針先端は試料表面のある位置にスティックしており、そのため摩擦力は探針位置とともに増加する。そして、“最大静摩擦力”に達したところでスリップし、摩擦力は急激に減少する。スティックスリップの周期はMoS<sub>2</sub>の(0001)表面の滑り方向の格子定数に一致する  
(b) (a)の走査をゆっくりy軸方向にずらして行い、得られた摩擦力の“地図”。摩擦力の大きさを明暗で示す(文献4)より転載)

動されている。グラファイト基盤とフレークの配置の例を図-2に示す。図-3にはx方向に探針を走査した場合の得られた摩擦力を探針の位置の関数として示す。摩擦顕微鏡実験で観測されるのと同様のグラファイトの表面結晶構造を反映した周期的な原子スケールの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、フレークは基盤と図-2に示したバルクグラファイトのA B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

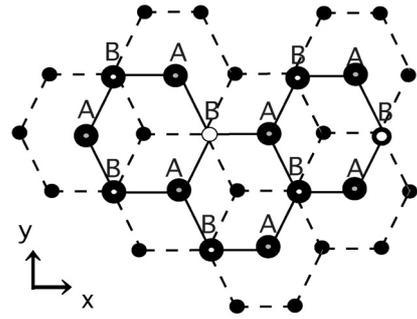


図-2 グラファイト基盤上のグラファイトフレークの配置の例。破線は基盤の格子を、実線はフレークの格子を表す

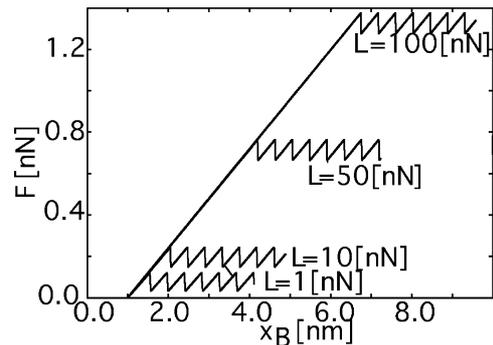


図-3 グラファイト基盤上のグラファイトフレークの摩擦力。横軸は探針の座標

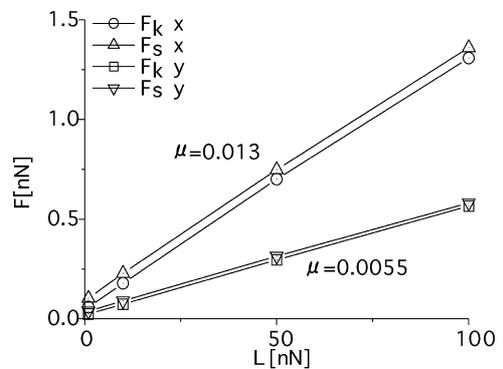


図-4 グラファイト基盤上のグラファイトフレークの静( $F_s$ )および動( $F_k$ )摩擦力の荷重依存性。xおよびy方向に駆動した場合

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。しかし、荷重0でも摩擦力は0にならず、有限の凝着項が存在し、摩擦力=凝着項+摩擦係数×荷重、という式で表される。これはクーロンの破壊基準と同じ形である。このような有限の凝着項はマクロ系の摩擦でも現れることがあるが、今のようなマイクロ系の摩擦では荷重自体が小さいため顕著になることが多い。しかし、今の場合にはそれほど大きくはない。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。それ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。摩擦力 ( $F$ ) の荷重 ( $L$ ) 依存性は一般には  $F = a + \mu L + bL^2 + \dots$  と  $L$  のべき関数によって表すことができるであろう。ここで  $a$  は凝着項であり  $\mu$  は摩擦係数、 $b$  は適当な定数である。低荷重では  $L^2$  以降の項は十分小さく無視でき摩擦力の荷重依存性は線形になるのである。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<sup>19)</sup>。彼らはフレークが介在している可能性を指摘しているが、こ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おり、その主張を裏付けるものとなっている。

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ものと考えられてきた。これは本当であろうか？もしそうなら、フレークではなく炭素単原子を、1 原子当たりの荷重をフレー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、1 原子当たりの摩擦力のみた場合、フレー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ー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ー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、摩擦係数はフレークの場合の 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？それは結晶構造なのである。図-2 からわかるように、フレーク内の炭素原子位置には A, B の 2 種類がある。図-5 にフレークが  $x$  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、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、 $V_{sub}^A$ ,  $V_{sub}^B$  を示す。フレー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

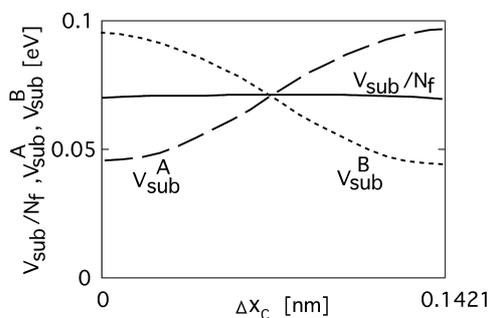


図-5 フレークが初期状態から  $x$  方向に駆動されて動くときの、フレークが感じる単原子当たりの基盤ポテンシャルエネルギー  $V_{sub}/N_f$ 、および A, B の位置の炭素原子が感じるポテンシャルエネルギー、 $V_{sub}^A$ ,  $V_{sub}^B$  を示す

れるのである。その結果、フレー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。これはフレーク、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、それは小さい。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。

### 3. 超潤滑とマクロな摩擦の機構

さて、前節で述べた清浄グラファイト表面間の摩擦では、フレー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 AB 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、フレー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、駆動中にもフレー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 1, 2 の相対運動を考え、その滑り方向の両者の格子定数  $a_1$ ,  $a_2$  の比  $a_1/a_2$  に注目する。これが有理数で  $n/m$  ( $n$ ,  $m$  は互いに素な整数) と表すことができれば、1 または 2 の結晶全体を長さ  $ma_1 = na_2$  だけずらせば、1 と 2 の表面のお互いの関係はずらす前と同じである。したがって、1 の結晶をだんだんとずらしていくと、移動距離  $ma_1 = na_2$  ごとに周期的に元と同じ配置に戻る。しかし、 $a_1/a_2$  が無理数ならどれだけずらしても最初と同じ状態に戻ることはない。このようなとき、2 つの結晶格子はインコメンシュレイトであるという。そして、違う結晶の表面間ではもちろんのこと、同じ結晶でもその表面の面が違えば、またさらにそれも同じでも結晶軸をずらしてやれば、一般に滑り方向の 2 つの表面の格子定数の比は無理数となる。このとき、並進の移動によって最初と同じ状態に戻ることはない。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、移動前のある領域の原子配置と限りなく同じに近い原子配置が移動後はどこか別の領域で必ず生じている。まず各原子に注目する。図-6 (a) はインコメンシュレイトな 2 つの表面の配置の模式図である。簡単のため結晶は 1 次元系とし、2 つの結晶の一方の表面は十分固いとして変形を無視し、完全に周期的に並んでいるとする。するとこの結晶表面と他方の結晶中の原子の相互作用エネルギーは図のような周期ポテンシャルで表すことができる。他方の結晶はバネでつながった原子列で表す。バネは結晶内の原子間相互作用を表す。実線の  $\circ$  が並進移動前の原子配列、破線の  $\circ$  が移動後の原子配列である。移動後の原子 1 の周期ポテンシャル上の位置は移動前の原子 6 とほとんど同じ、移動後の 8 の位置は移動前の 2 とほとんど同じというように、移動前の各原子と限りなく同じ配置を、移動後の

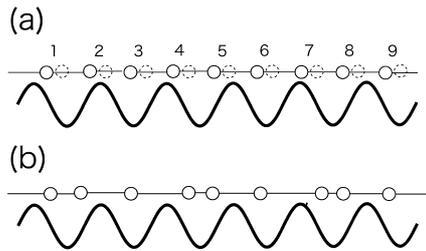


図-6 (a) インコメンシュレートな二つの清浄表面の模式図。一方の結晶表面はそれが作る周期ポテンシャルで、他方の結晶はバネでつながった原子列で表している。並進移動前の原子配列が実線の○、移動後のそれが破線の○である。移動によって全エネルギーは変わらず一定となる。従って静摩擦力は働かない (b) 二つの表面の原子間相互作用が強く一種の表面再構成を起こした状態。上の原子はポテンシャルの谷に落ち込んでしまっているため、上の原子列をずらすとすると全体のポテンシャルエネルギーが上ってしまう。そのため有限の静摩擦力が働く

別の原子がしめる。よって移動によって周期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、エネルギーの増減が打ち消しあい、系全体の表面間の原子間ポテンシャルエネルギーは変わらない。ではバネで表される同じ結晶内の原子間相互作用エネルギーはどうであろうか？ これをみるためには原子列に注目する必要がある。原子列でも、図-6(a)で移動後の1, 2, 3の原子列の配置は移動前の6, 7, 8の原子列とほとんど同じである。同様に移動前の1~9の原子列配置に限りなく近い配置が移動後の別の領域で起こっている。このように原子列でも移動前と限りなく近い配置が移動後のどこかで起こっている。よって同じ結晶内の原子間相互作用も変わらない。周期的ポテンシャルで表される表面間の原子間相互作用と、同じ結晶内の原子間相互作用が移動の前後で変わらないのだから、全エネルギーは変わらない。これは運動した距離によらない。全エネルギーが並進移動によって変わらないのだから、並進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<sup>6)</sup>。ここで重要な有理数か無理数かというのはもちろん数学的概念で、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2つの格子定数の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<sup>23)</sup>。平野らは2枚の雲母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<sup>7)</sup>。同様の結論は、最近、Niの(100)面間でも得られている<sup>9)</sup>。さらに平野らはSi

基盤と先の平らなWの針の間の摩擦を超高真空中で測定し、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<sup>8)</sup>。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。2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、ポテンシャルの山を登らねばならず、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<sup>2,3,6,23)</sup>。2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2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<sup>10)</sup>。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つの表面の原子配置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こ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<sup>6,10)</sup>。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<sup>24)</sup>。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<sup>10)</sup>。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主張している<sup>10)</sup>。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擦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、そのため全ての介在分子はエネルギーを得

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相互作用の利得が生じる。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。平野らの雲母間の摩擦実験ではインコメンシュレートな条件でも大気圧で常温環境下では、摩擦力は大きくなる<sup>7)</sup>。これは超高真空、高温環境下では雲母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。雲母と同様の振る舞いは最近、Ni(100)面間の実験でも見つかった<sup>9)</sup>。しかし、彼らの議論には幾つかの問題点があり、未だに論争が続いている。また最後に紹介する、これまで真実接触点との関連で議論されてきた摩擦力の待機時間依存性、速度依存性をどのように説明するのかも現時点では不明である。しかし、我々の日常生活に常に現れる摩擦の生じる機構にも未だに確立した説明は無いということはいえるであろう。

#### 4. 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るだろうが、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。通常の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。イスラエルアチピリ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<sup>11)</sup>。この装置では、2枚の半円筒上の雲母を軸を直交させ凸面同士を近づける。雲母間には様々な“潤滑剤”を配置し、この雲母を互いに滑らせることにより、摩擦実験を行う。2枚の雲母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、つまりある一定値の整数倍の値だけをとるようになること、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<sup>11)</sup>。そしてこれらの現象は、対応する計算機実験の結果を用いて、10

分子層以下で潤滑剤が層状構造を作り、さらに薄くなると狭い領域に閉じこめられていることによりバルクのガラス転移温度や融点より高温でも、ガラス化、固化を起こ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線を用いて直接測定するという実験が行われた<sup>12)</sup>。そして、上記の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、イスラエルアチピリ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、液晶を雲母間にはさみ、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<sup>13)</sup>。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800 $\mu\text{m}$ 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。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。

#### 5. 真実接触点とマクロ系の摩擦

前節ではマイクロ系の滑り面間の直接観測の試みについて紹介したが、マクロ系の乾燥摩擦でも、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<sup>14)</sup>、ダイエトリッヒら<sup>15)</sup>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、後述する静摩擦力の待機時間依存性、動摩擦力の速度依存性の機構との関連が議論されてきた。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バウムバーガーらによって行われた<sup>16)</sup>。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、通常の実験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。

さて、紙や金属、岩石やゲルなど多くの系で、静摩擦力が荷重を加えてから駆動力を加えて摩擦力を測定するまでの時間(以降、待機時間と呼ぶ)に依存することや、動摩擦力が速度に依存することが明らかにされている。

そして、その待機時間依存性や速度依存性が対数関数で表される場合が多い<sup>17,18)</sup>。まず、紙の場合についてみよう<sup>17)</sup>。このとき、最大静摩擦力は $\log$  (待機時間) に比例する。一方、動摩擦力の速度依存性も低速 (0.1 mm/sec程度以下) の場合は、 $-\log$  (速度) に比例する。そして両者の振る舞いは完全にスケールされてしまうのである。つまり速度の関数としての動摩擦力を動摩擦力 (速度)、待機時間の関数としての最大静摩擦力を最大静摩擦力 (待機時間) と表すと、最大静摩擦力 (待機時間) = 動摩擦力 (速度 = ある長さ/待機時間) という関係が成り立つのである。これは、動摩擦力の速度依存性と静摩擦力の待機時間依存性を決める機構は同一であることを示している。ではその機構とは何か? 上記のようにこれまで数は多くないものの、摩擦面の真実接触点を直接観察した実験が幾つか行われている。それらの研究では透明な基盤ともう一方の試料の間の摩擦面を、透明基盤側から光をあて、摩擦面での反射光<sup>14)</sup>、もう一方の試料が透明な場合には透過光<sup>15)</sup>を用いて観測し、真実接触面積が評価されている。その結果、静止時の真実接触面積は待機時間の対数に比例することがわかっている。これが最大静摩擦力の待機時間依存性の原因であると考えられる。一方、運動状態での真実接触面積の測定は無いものの、各真実接触点は速度に反比例した平均寿命を持ち、運動に伴い、真実接触点の組み替えが起り、寿命がリセットされると考えられる。そうすれば、運動時の真実接触点の“待機時間”は速度に反比例することになり、実験で観測されている最大静摩擦力と動摩擦力の関係は説明できる<sup>17)</sup>。岩石間の摩擦の場合には、最大静摩擦力の待機時間依存性は紙の場合と同じであるが、動摩擦力の速度依存性は、紙の場合と同じように速度とともに対数関数的に減少する場合もあれば、逆に増加する場合もある。両者の振る舞いは圧力、温度などにより変わる。速度とともに動摩擦力が減少する場合は系は動的に不安定になり、スティックスリップ運動を起こすことになる。断層のスティックスリップ運動は地震に他ならない。地震の起こる深さには通常、ある限界値があり、それより浅い場所でしか震源となり得ないが、それはこの岩石の摩擦の速度依存性が圧力、温度によって変化することにより説明されている<sup>18)</sup>。では、この速度とともに対数関数的に増大する振る舞いの原因はなんであろうか? それは熱揺らぎであると考えられている。最大静摩擦力よりも小さい駆動力下でも、系は熱揺らぎによりわずかず動いている (クリープ運動)。この熱揺らぎの効果により低速で駆動した場合、摩擦力は小さくてすむ。一つ一つの真実接触点をみた場合、運動による真実接触点の変形により生じる復元力とその真実接触点の降伏応力に達する前に、熱揺らぎで結合が切れることが可能になるのである。しかし、そのためには熱揺らぎで結合が切れるまで十分長い時間待たねばならない。そのため高速で駆動したときは、熱揺らぎの効果はほとんど効かず、摩

擦力は増大するのである。このとき摩擦力は $\log$  (速度) に比例することが理論的にわかっている<sup>17)</sup>。そして、この効果と先に述べた真実接触面積の変化の効果のどちらが支配的かによって、速度とともに動摩擦力は増大するか、減少するかが決まり、岩石の場合は、それが温度、圧力により変わるのである。

この小論が最近の摩擦の基礎的研究にも興味を持って頂くきっかけになれば幸いである。

## 参考文献

- 1) B. N. J. Persson (2000): "Sliding Friction - Physical Principles and Applications - ,2nd Edition" (Springer).
- 2) 松川宏 (2003): 日本表面科学会誌, Vol. 24, p. 328.
- 3) 松川宏 (2004): トライボロジスト, Vol. 49, No. 1, p. 9.
- 4) S. Fujisawa, E. Kishi, Y. Sugawara and S. Morita (1994): Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 33, p. 3752.
- 5) 松下勝義 (2003): 大阪大学大学院理学研究科博士論文; K. Matsushita, H. Matsukawa and N. Sasaki (2003): cond-mat/0307474.
- 6) M. Hirano and K. Shinjo (1990): Phys. Rev. B, Vol. 47 p. 11837; 平野元久: 日本表面科学会誌, Vol. 24, p. 334.
- 7) M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata (1992): Phys. Rev. Lett., Vol. 67, 2642.
- 8) M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko and Y. Murata (1997): Phys. Rev. Lett., Vol. 78, 1448.
- 9) J. S. Ko and A. J. Gellman (2000): Langmuir, Vol. 16, 8343.
- 10) G. He, M. H. Musser and M. O. Robbins (1999): Science, Vol. 284, p. 50; M. H. Musser, L. Wenning and M. O. Robbins (2001): Phys. Rev. Lett., Vol. 86, p. 1295.
- 11) J. N. Israelachvili (1992): Surf. Sci. Rpt. Vol. 14, p. 109; H. Yoshizawa, J. N. Israelachvili (1993): J. Phys. Chem., Vol. 97, p. 11300.
- 12) O. H. Seeck, H. Kim, D. R. Lee, D. H. Shu, I. D. Kaendler, J. K. Basu and S. K. Sinha (2002): Europhys. Lett., Vol. 60, p. 376.
- 13) Y. Golan, A. Martin-Herranz, Y. Li, C. R. Safinya and J. Israelachvili (2001): Phys. Rev. Lett., Vol. 86, p. 1263.
- 14) 河野彰夫 (1988): 日本物理学会誌, Vol. 43, p. 579.
- 15) J. H. Dieterich and B. D. Kilgore (1994): Pure and Applied Geophysics, Vol. 143, p. 283.
- 16) T. Baumberger, C. Caroli and O. Ronsin (2002): Phys. Rev. Lett., Vol. 88, p. 075509.
- 17) F. Heslot, T. Baumberger, B. Perrin, B. Caroli and C. Caroli (1994): Phys. Rev. E, Vol. 49, p. 4973; T. Baumberger (1997): Solid State Commun., Vol. 102, p. 175.
- 18) C. C. Scholz (1990): "The Mechanics of Earthquake and Faulting", (Cambridge Univ Press 1990) (邦訳 "地震と断層の力学" (古今書院1993)).
- 19) C. M. Mate, G. M. McClelland, R. Enlandsson and S. Chiang (1987): Phys. Rev. Lett., Vol. 59, p. 1942.
- 20) S. Fujisawa, K. Yokoyama, Y. Sugawara and S. Morita (1998): Phys. Rev. B, Vol. 58, p. 4909.
- 21) N. Sasaki, M. Tsukada, S. Fujisawa, Y. Sugawara, S. Morita and K. Kobayashi (1997, 1998): J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 15, p. 1479, Phys. Rev. B Vol. 57, p. 3785.
- 22) K. Miura and S. Kamiya (2002): Europhys. Lett., Vol. 58, p. 610.
- 23) H. Matsukawa and H. Fukuyama (1994): Phys. Rev. B, Vol. 49, p. 17286; T. Kawaguchi and H. Matsukawa (1997, 1998): Phys. Rev. B Vol. 56, p. 13932, Vol. 58, p. 15866.
- 24) T. Kawaguchi and H. Matsukawa (1997, 2000, 2000): Phys. Rev. B, Vol. 56, p. 4261, Vol. 61, p. R16366, Tribology Letters Vol. 9, p. 105.

(原稿受付2005年1月13日, 原稿受理2005年2月26日)