

特別寄稿

摩擦の研究*

".....model after model....."

F. Crickの自伝"What Mad Pursuit"(Basic Books, New York, 1988)より

(Watsonと共にDNAの二重螺旋構造を発見)

新上和正(ATR光電波通信研究所)^(a)

平野元久(NTT電子応用研究所)^(b)

(1991年1月24日受理)

摩擦の研究の歴史

西暦年		
1400		
	イタリアのレオナルド・ダ・ビンチ(Leonardo da Vinci, 1442-1519)	摩擦の凹凸説(最初の科学的研究)
1600		
	アモントン(Guillaume Amontons, 1633-1705)	摩擦の実験的研究
1700	デザギュリエ(J. T. Desaguliers, 1683-1744)	産業革命 摩擦の分子説/凝着説
	オイラー(Leonhard Euler, 1707-1783)	動摩擦係数の理論
	クーロン(Charles Augustin de Coulomb, 1736-1806)	摩擦法則の集大成
1800		
		(凹凸説の実験的否定)
1900	ハーディ卿(W. Hardy, 1864-1934)	分子説/凝着説の実験的確認
	エーイング(J. A. Ewing, 1855-1935)	分子説に拠る摩擦の起源の提案
	トムリンソン(G. A. Tomlinson)	その理論化
2000		

* 本稿は、編集部の方から特にお願ひして執筆していただいた記事である。

0. 【内容の構成】 この寄稿は摩擦に対する新しい起源を説明する。本文中で述べる内容は、機械工学や摩擦学("tribophysics"と呼んでいる)、力学系や統計力学(エネルギー-散逸, カス, エルゴード問題を含めた)、また、CDW(charge density wave)や(普通は一次元系だが特に高次元系の-誰も研究した人はいないと思う-) Aubry転移の物理の領域と関連する。

内容の構成は：

1. 摩擦の事始め：凹凸説と分子説/凝着説。

2. 導入部。

(2.A) 分子説(トリスツ)の描像：先ず、トリスツの機構の物理的本質を与え、

(2.B) トリスツの機構が起こる条件にトリスツ的な記述を与える。そして、トリスツの描像が正しくないという理論的結果を述べる。

3. 新しい描像。

(3.A) 摩擦の力学系、

(3.B) 静摩擦： 静摩擦の起源は凹凸説の機械的噛み合いの機構に似ている、

(3.C) 動摩擦： 動摩擦に於けるエネルギー-の散逸がどうして起こるかを説明する。動摩擦の起源は与えられた並進運動エネルギー-がどの様に内部運動に散逸して行くかという問題として定式化する。並進運動と内部運動を位相空間を合わせた体積が並進運動エネルギー-が内部運動のエネルギー-に行くことで増大することからエネルギー-の散逸は並進運動から内部運動に非可逆的に起こると結論する。

(4) 新しい描像の三つ根拠。

(4.A) トリスツの機構が起こる判定条件を調べることによって実際に起こり難いという結論、

(4.B) 静摩擦力： 新しい機構に基づき計算した静摩擦力の大きさと実験測定値とを比べた結果は我々の描像の正しさを示めす、

(4.C) 超潤滑状態： 二つの固体が全く抵抗もなくスルスル滑る超潤滑状態(superlubric state)の存在。その実験的確認。その工学的意義。

(5) 終わりに。

1. 摩擦の事始め

【はじめに】 車がうまく走るためにはタイヤが地面を滑らないことが必要である。スキーで速く滑るにはスキー板と雪の摩擦が小さい方がよい。また、綱引きに勝つには靴と地面の摩擦が大きい方がよい。他に摩擦を巧く利用している例は沢山ある。私達は摩擦を巧く利用して生活している。私達は経験を通して摩擦をよく知っているにも関わらず、摩擦がどうして現れるのかを知っている人はいない。

【摩擦の法則】 摩擦力は二つの固体を接触させ一方を他方に対して動かそうとするときその動きに抗する力である。摩擦力は二つの固体が静止しているか動いているかによって静摩擦力を動摩擦力に分類される。以下、簡単のため静摩擦及び動摩擦を一括して摩擦と呼ぶことにする。混乱の恐れがあるときのみ静摩擦または動摩擦と区別することにする。摩擦について三つの法則(アモントンの三法則と呼ばれる)が知られている。(教科書として文献1), 2), 3)がある)

摩擦の三法則(注1):

- (I) 静摩擦力は摩擦面に働く垂直力に比例する。(見かけの接触面積の大小に関係しない)
- (II) 動摩擦力は滑り速度の大小に関係しない。
- (III) 静摩擦力は動摩擦力より大きい。

(注1) (III)は当然のようで当然でない。滑りが原因で滑り面の焼付けが起こる場合がある。アモントンの摩擦法則は私達の日常生活するレベルでは良く成り立っているように見える(滑り速度が1mm-1cm/秒以下のように小さくなると成り立たなくなる)。一方、現在の工業技術では非常に微細な領域での摩擦が重要となっている。例えば、計算機のフロッピー・ディスクと(数十から数千ボルトの電圧のサイズ)のものが考えられている)磁気ヘッド間の摩擦がある。更に、AFM(atomic force microscope)は原子レベルの摩擦力を測定する。このような微細な領域でアモントンの摩擦法則は必ずしも成立しない。一体、摩擦法則をどの様に考えればよいのであろう?この問いは随分筆者達を悩ませた。摩擦は、研究者の興味がどこにあるかに応じて見え方が変わる、従来のスコットとした割り切り方では処しようのない曼陀羅のような対象であると思うことにしている。

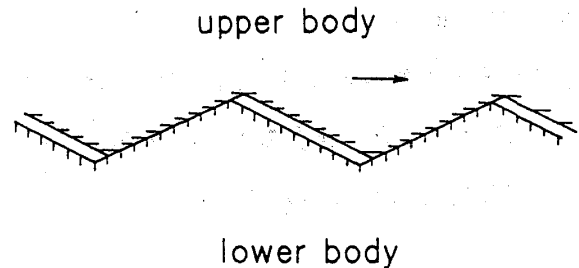
摩擦の最初の科学的な研究を行なったのはイタリアのルネサンス期のレオナルド・ダ・ヴィンチである。(摩擦の歴史に触れた文献は4), 5), 6)) 彼は日常で手に触れる石や木を対象に精緻な摩擦研究を行ない“摩擦係数”の概念を導入した。その後十七世紀から十八世紀前半にかけて摩擦研究が一気に咲いた。十八世紀のイギリスに起こった産業革命はフランスに渡り工作機械の性能向上・耐久性向上といった機械技術の信頼性を確保する目的で摩擦研究を促した。フランス科学アカデミーは摩擦の論文の懸賞募集を行い、今日静電気学で良く知られているクーロンの摩擦の法則を纏めた。

【摩擦の起源】 アモントンの摩擦法則は^{5), 6)}十八世紀中葉迄にほぼ確立された。摩擦法則の成

立の原理について当時の研究者はどう考えていたろう？ 二つの説があった。一つは凹凸説でありもう一つは分子説または凝着説と呼ばれるものである。

図1

凹凸説: ヴォルト・ダ・ビンチを含め殆ど人々が摩擦抵抗の発生する理由として考えていた説である。これはケ-ルの言葉からも知ることが出来る。「互いに滑り合う二つの面の摩擦抵抗の物理的要因は表面凹凸の引っかかりによる以外に考えられない。そこでは凹凸部に曲げも破壊も凸部の乗り越えも、また、接触部が接近するために潰れる事もあるだろう。(図1) とにかく



これらの引っかかりを克服せねばならない。これらの内何物が起源であるかこれを決定するのは実験である」。この様に表面の凹凸の引っかかりが摩擦力の発生する基本原理であると考えた。十七世紀の終わりから十八世紀の中頃迄論議が重ねられ、凹凸説は次第に固まって行った。

分子説または凝着説: 分子説は、凹凸説が支配的な十八世紀中頃は極めて過激的で、寧ろ、異端であった。この説は個人的な経験から現われた。物理学者デザギュリエは、⁷⁾鉛の球から直径四分の一インチ程の破片(セグメント)を切取り同じように切りとったもう一つの鉛の球に手で少し捻りながら強く押しつけたら二つの球はくっついてしまった。その付着力が予想外に強く7-20キログラムで引っ張ってようやく離すことが出来た。この事実から凹凸説に不信を抱いた。「表面が平で滑らかなほど摩擦面は互いに接近し表面の分子力の干渉は増す。摩擦力の起源を分子の干渉である」と信じた。そして、「平面をどこまでもなめらかに磨いて行けばいずれは摩擦は増大する筈だ」と予言した(分子説)。この考えはその後、接触部に於て凝着を生じその部分のせん断の力が摩擦力の本質的なものだとする(凝着説と呼ばれる)考えに引き継がれた。この説は接触部で凝着現象が起こることが一つの前提になっている。

二つの説の反駁する予言:

(1)滑らかな表面:凹凸説に基づき当時の多くの実験者は滑らかな面は粗い面より摩擦が小さいと言っている。反対に、分子説/凝着説は滑らかな面同士の接触は凝着面積が大きくなり強くせん断力を生じて摩擦力も大きいと結論する。

(2)材質依存性:凹凸説では表面の凹凸のみに摩擦力は関係するので摩擦力はあまり材質に依ら

ないと結論するが、反対に分子説/凝着説は分子力または凝着力は分子種に依るので材質に強く依存すると結論する。

ケロウの時代には誰もが凹凸説を信じながら其の根拠には積極的なものが欠けていた。デザギュリエの分子説は予言的な性格を持っていたが積極的支持は少なかった。デザギュリエの後百年の間彼の見解に味方したのは物理学者ビンズ(S. Vince, 1749-1821)ぐらいである。摩擦力は荷重に比例するのに大して付着力は面積に比例する。だから分子説に基づく付着力は摩擦力とは無縁の力であると考えられていた。二十世紀以前では、凝着による物性的性質から、また、凹凸の形状からそれぞれ摩擦係数を数式化し、その計算値を比べても数字だけからは二者択一の結論は得られなかった。また「表面の凸凹を小さくして行けば何れ二面の表面分子は互いの分子間力の引力圏内に入り両者の間に強い凝着が起こり其れが摩擦力だ」とデザギュリエは予言しながら実証出来なかった。

しかし、ようやく期は熟す。十九世紀は摩擦の論争は摩擦法則の確立のために行なわれたのに対して二十世紀は摩擦法則の解釈を巡って行なわれようとしていた。この予言は二十世紀になってハーディ卿に依って証明される。レナルトからアモントンまで凹凸説の道のりは二百年、その完成期ケロウの時代まで三百年を要した。デザギュリエの分子説もまた、次の分子論者(明治期外人雇われ教師で日本に来たこともある)エーイング(J. A. Ewing, 1855-1935)、ハーディ卿(W. Hardy, 1864-1934)まで百五十年、その発展的変身である凝着説の完成したと見られる現在まで二百年を要している。それは技術上の理由があった。表面の仕上げ技術と他方は固体表面の清浄化技術。電子工学管による真空技術、清浄環境を作る技術も一応の段階に達していた。表面の仕上げ技術・接触測定技術の進歩が両者の決着の準備した。(最近の宇宙技術の中には其の機械の可動部分が高い真空(10^{-13} mmHg以上)にさらされるものがありこうした真空中の摩擦の研究は新しい応用技術の分野ともなっている)

凹凸説に実験的否定:

・ハーディの実験⁸⁾: デザギュリエに発想された摩擦の分子説に山ほどの実験的データで揺るぎない基盤を与えたのは細胞学者ハーディである。1919年、1920年の論文でハーディは十分に洗浄したガラス面の摩擦実験から重要な発言をした。綺麗に磨いたレンズと粗く磨いたレンズでは綺麗なレンズの方が摩擦力が大きくなることを実験で見い出した。この実験は摩擦は凹凸に拠るとする説を否定した。

・他の凹凸説を否定する実験:

(i)わずかな汚れでも摩擦係数に大きな変化がある。凹凸の形に全く影響しない分子膜程度の汚れが摩擦力に大きく影響するという事実は凝着説の強い支えとなっている。

(ii)凹凸説では、接触する面は凹凸を持ちこれらが機械的に噛み合う。動かすためには上下の固体の凹凸を解くために上の固体を持ち上げるために力が必要となる。これが摩擦力の発生源理であると説明する。凹凸説は静摩擦力の起源を主張することは出来る。しかし、凹凸説の最大の弱点はそれが動摩擦に於けるエネルギーの散逸(注2)を説明出来ないことである。何故なら上の固体を持ち上げる力(重力)は保存力であるからである。⁹⁾ストロングは実際1949年に摩擦中の固体の上下運動を測って上下運動の仕事と摩擦の全体の仕事調べると、その比は3-7パーセント程度で上下運動からの仕事の損失は殆ど無視出来ることが分かった。この結果は凹凸説に如何なる修正を加えようとも摩擦の発生原因に成らないことを意味する。

一方、凝着説に於ける問題は面に垂直な凝着力そのものが実際に出現するかどうか問題である。二面を押しつけたときもしも接触面に凝着という分子間力・分子間力による付着現象が生じ其の結果として横に引いたときその部分のせん断抵抗として摩擦力が現われるものだとなれば押しつけた二面を再び垂直に離しても当然摩擦力に相当する力、凝着力が現われる筈である。しかし、日常の常識であるように横にすべらせれば万物なんらかの摩擦力を示すのに上に持ち上げるときにはものが離れないで居ると言うことにはないのである。これは凝着説の開祖であるハーディ自身が早くから取り上げている難問であった。同時に凹凸説論者から反撃されている論拠でもあった。この凝着力の存在はその後実験的に確認された。

(注2) 摩擦の起源：静摩擦力は動かすのに必要な力である。一方、動摩擦力は一定の速度で動かし続けるのに外から加える力である。従って、この動摩擦力は仕事をする。動摩擦は絶えずエネルギーを放出(散逸)する過程である。ケロイは、実験的で動摩擦力は滑り速度にあまり依存しないことを知った。摩擦の起源はそのエネルギーが何が原因で/どの様に散逸するかが核心問題である。静摩擦のほうは何とかなる。

分子説による摩擦力の起源：凝着力の重要性に初めて気づいたのは英国の物理学者デザギュリエ(Desaguliers)である。しかし、二つの面間で働く凝着力と面間に沿って現われる摩擦力とは違っている。分子説にせよ凝着説にせよ摩擦仕事が必要になるには摩擦方向に出現する力がなくては

ならない。摩擦力と凝着力はどの様に関係しているのであろう？此の問いに対してユーイングは初めて摩擦によるエネルギー損失は凹凸の上下ではなく固体表面の分子の場の相互干渉に拠るものだと説明し、後にトムリソン(G. A. Tomlinson)が¹⁰⁾定式化した。トムリソンは摩擦力の現れを分子・原子の引力の場に於けるそれらの相対的運動の中に現われる力の中に求めた。彼は個々の原子の非断熱的運動を仮定した。非断熱的運動に依って個々の原子の弾性エネルギーが振動エネルギーに変化する。振動エネルギーは周囲の原子を振動し自分のエネルギーを失って行く。つまり、熱としてエネルギーが拡散する。(後で詳しく説明する)トムリソンは、エネルギーの散逸が起こるためにはこの様な機構が必要である主張している。一口で言えば原子の運動方向の変位に合理的に非可逆過程を持ち込んだ。しかし、彼はそのような機構が起こるかどうかについて尋ねなかった。

一方、著者達は^{11), 12)}清浄で平滑な(理想的な)固体表面間の摩擦を研究した。構成原子がモース(Morse)またはジョンソン(Johnson)・ステツェルで相互作用する多粒子系を考えた。これらの相互作用ステツェルを選択した理由は実際のものを十分にシミュレートしており、得られた結果が現実のものに対して意味を持つようにしたかったからである。そうして、トムリソンの機構が起こる条件を導いた。此の条件式を色々な摩擦系に適用した結果トムリソンの機構は実際の系では起こり難いという結論を得た。

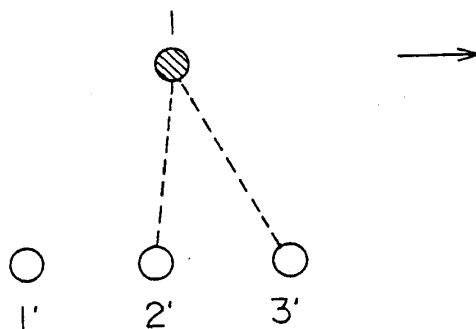
2. 導入部

A. 【トムリソンの描像】

・物理的本質：トムリソンは¹⁰⁾動摩擦のエネルギー散逸の原子論的な機構を与えた。以下、彼の機構の物理的な本質を述べる。相互作用している四つの原子からなる(それらは1, 1', 2', 3'と番号を打つ)摩擦系を考えよう。原子1は上の固体の一部を構成している。1', 2', 3'は下の固体を形成している。

図2

(図2)上の固体が(固定した)下の固体を滑るとき原子1の振舞いに注目する。原子1が原子2'の上にあるとき原子1は原子2'から強い引力を受けている(と思う)。滑りで、原子1は右方向に動く。動く距離が小さいと此の運動は原子1が弾性エネルギーを蓄積する。原子1がある距離以上に動くと原子3'からの引力が原子2'からの引力と競



合し打ち勝つ。もはや、原子1は原子3'の上が好ましい位置となる。トマリツツは、原子1が非断熱的に(急に)その位置を変化させると仮定した。急な位置変化はそれまで蓄えていた弾性エネルギーを原子1の振動または運動エネルギーに変換する。原子1の運動エネルギーが更に周りの原子の運動エネルギーに散逸して行くであろう。此の描像はエネルギー散逸の非可逆過程を自然に説明している。反対に、原子1がゆっくりとその位置を変化させる場合には原子1の弾性エネルギーが振動エネルギーに変化することはない。これは断熱定理(注3)からの結論される。

(注3) 摩擦系を特徴づけるタイムスケールを挙げて置く。滑り速度は秒速1mm-1m程度であろう。原子の振動数は一秒当り 10^{14} 回程度。原子一回の振動時間で上の固体は 10^{-17} - 10^{-14} m滑る。この距離は原子間隔 10^{-10} mに比べ非常に小さい。従って、滑りによって生じる原子の感じるポテンシャルの変化(変化率は 10^{-7} - $10^{-4} \ll 1$)は非常に小さい。このことは原子1が(急にその位置を変えるような機構がなければ)滑りでもたらされるポテンシャルの変化を十分にフォロー出来ることを示している(断熱定理)。その時、弾性エネルギーが振動・運動エネルギーに変換する過程は起こらない。

・モデルに拠る説明： 上記の過程を簡単なモデルを使って説明する。原子1は、上の固体の一部を成すが他の原子(簡単にその位置をQで表わす)と相互作用し、且つ、下の固体と相互作用する。原子1の平衡位置に注目する。平衡位置はポテンシャル

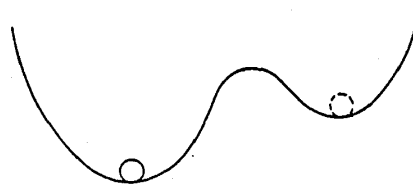
$$v(r, Q) = v_1(r-Q) + v_2(r) \quad (2.1)$$

の極小点で与えられる。 $v_1(r-Q)$ は原子1と座標Qとの相互作用、 $v_2(r)$ は原子1と下の固体との相互作用である。Qは固定した下の固体に対する上の固体の滑り距離を与える。原子1の平衡位置はQの関数である。以下で、このこと陽に表わすために $r(Q)$, $\bar{r}_i(Q)$, $r_i(Q)$ のような記号を使用する。

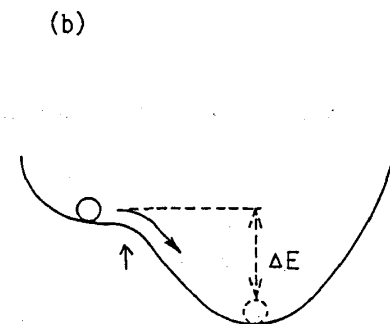
トマリツツの描像はポテンシャルの変化で現わすことが出来る。ポテンシャル $v(r, Q)$ の形はQに依存する。適当な条件下でポテンシャルは色々な形を取る。図3(a)で左の極小点は図1で原子1が原子2'の上にある平衡位置を表わし、右の極小点は原子3'の上にある平衡位置を表わす。原子1が右に変位すると左の極小点は上昇し右の極小点は下がる。これは原子1の好ましい平衡位置は原子2'の上から原子3'の上に移ってきていることを意味する。原子1のある値以上の変位では原子1の平衡位置は原子3'の

上に移る. 図3(b)ではエネルギー差 ΔE が, 原子1の平衡位置を非断熱的(急激)に左の極小点から右の極小点に移す変化を通して, 原子1の運動エネルギーに変換する. 運

動エネルギーは更に周りの原子の振動を励起することに消費される, つまり, 熱エネルギーに変換される.(最後の過程はそうのように想像するのである) トムソンの機構のイテンスは原子の平衡位置変化に現われる不連続性である. 同じ機構が他の人々(阪大の森ら,¹³⁾ 米国のソコフ(J. B. Sokoloff)¹⁴⁾ に依って提案されている.



トムソンは可能な機構を提案したが実際に現われるかどうかについて疑問を持っていなかった. 以下で, その現われる条件を実際に導き, トムソンの機構は現実の系では現われにくいと結論する



B. 【判定条件】

・ はじめに : 原子の平衡位置の不連続性の現れは原子が任意の平衡位置を取れないことを意味する. これは $v(r, Q)$ の r に関して2回微分が負となる条件と等価である. 例えば $d^2v_2(r)/dr^2$ の最も大きな負値を取る場所で(その位置は図3(b)に矢印で示してある). トムソンの現われる条件は

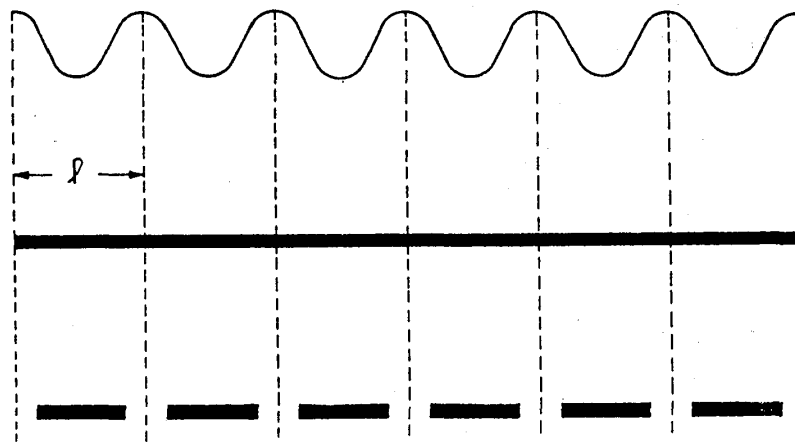
$$d^2v(r, Q)/dr^2 = d^2v_1(r-Q)/dr^2 + d^2v_2(r)/dr^2 < 0 \quad \text{for a certain } Q. \quad (2.2)$$

ここで, トムソンの機構が現れない場合があることに気づく. 例えば, $v_1(r-Q) = k_1(Q-r-\ell)^2$ (k_1 : 弾性定数; ℓ : Q と r の平均距離) と $v_2(r) = k_2 \sin(r)$ を仮定して(2.2)に代入すれば, 条件 $k_1 < k_2$ を得る. $k_1 = 1, k_2 < 1$ で, トムソンの機構は現われない. つまり, トムソンの機構は上下の固体が(パラメータ k_2 で指定される)結合が強いときのみ現われることを示唆する. この示唆は, 一般的に正しい. 何故ならば結合が弱いときには上の固体の原子位置は下の固体原子から影響をほんの少ししか受けないからである.

・ トムの加な記述 : トムを使う理由は判定条件の直感理解を助けるからである.¹¹⁾ 且つ, 判定条件の高次元化に指針を与えるからである. 平衡位置 $r(Q)$ はポテンシャル面 $v(Q, r)$ の r に関する極小点に対応する. Q が色々な値を取るとき $r(Q)$ の集合 D を定義する. トムソンの機構が起こるか起こ

らないかの問題は集合Dのトポロジカルな性質から以下のように理解出来る。 $v_2(r)$ が結晶のような周

図4



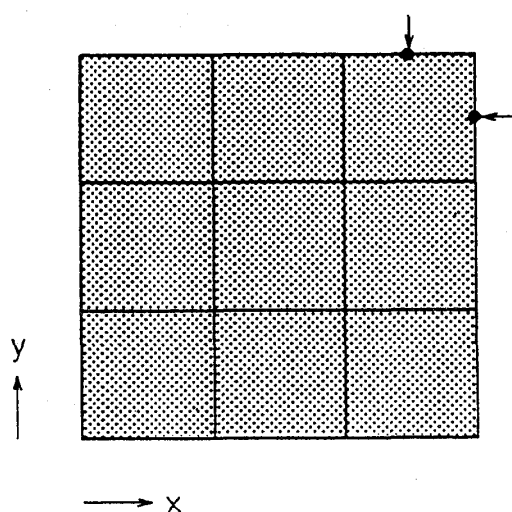
期性を持つとする。この時、 $0 \leq r(Q) < l$ (l : 結晶の周期長)内の単位領域Dを繰り返して敷き詰めることで全体のDは得られる。集合Dのトポロジカルな性質が、トリスソンの機構が生じるかどうか否かに応じて、どのように変化するか図4に示してある。 $v_2(r)$ は細い曲線で示してあ

る。トリスソンの機構が生じないときの領域は連結した太線で、また生じるときは途切れ途切れになった(非連結な)太線になる。図4の中段では)滑りによって、原子は連続的にその位置を変えながら動くことが可能である。他方、(図4の下段では)原子は二つの非連結な単位領域をジャンプして(つまり非連続的に)動けるのみである。こうように、トリスソンの機構が生じるかどうかは領域Dのトポロジカルな性質を深く関わっている(注4)。同様の議論は、上下の固体の接触するような接触面が2次元になる実際の摩擦系に適用出来る。

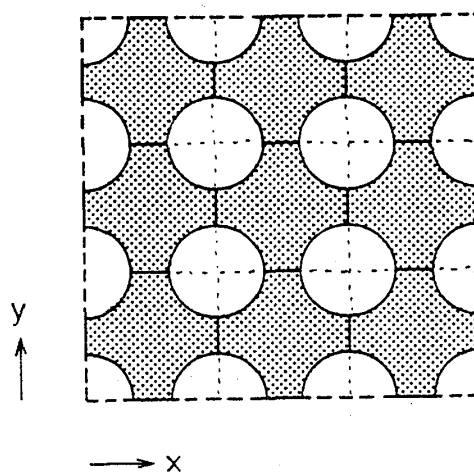
(注4)ここで、Aubry転移との関係話を。Aubryは^{15), 16)}ハミルトンで最近接原子間が相互作用し、且つ、下から三角関数で与えられるポテンシャル(その周期長を1, また、その強さがパラメータ k_2 で与えられる)を持つ一次元多粒子系(Frenkel-Kontrova(FK)モデル)¹⁷⁾の基底及び準安定な粒子配置を求めた。特に、粒子間の平均距離 l が無理数値である時、基底の配置は k_2 の小さい場合には、 $k_2=0$ の配置、つまり、粒子が等間隔 l に並んだ配置を連続的に変形させて得られる。更に、 k_2 を少しずつ大きくさせると、基底の配置は $k_2=0$ の配置を非連続的に変形させて得られる配置になる。連続性から非連続性への転移をAubry転移または解析性の破れと呼んでいる。数学的に表現すると、 i 番目の粒子位置は $r_i = i \cdot l + \phi + f(i \cdot l + \phi)$ (ϕ : 任意の位相)で一般に与えられる。 f は被覆関数(hull function)と呼ぶ。 $f(x+1) = f(x)$ の周期関数である。この f は k_2 に依存し、 k_2 が小さいとき f は連続関数、 k_2 がある値を越えると非連続関数になる。連続関数から非連続関数への転移はトポロジカル変化として捉えられる。

・ 高次元化：領域Dが図5に上下の面の結合が増大するするときの様子が与えてある。下の固体の接触面は長方形になる場合である。一次元の場合と違った点は原子が連続的にその位置を変えて行ける経路が滑り方向に依存することである。例えば、図5を考える。原子は図5(a)-(b)では任意の方向に滑ることときトマリソソの機構が現われない。図5(c)では原子はx方向ではトマリソソの機構が現われるがy方向には滑るときはトマリソソの機構が現われる。図5(d)では 任意の方向に滑るときトマリソソの機構が現われる(注5)。

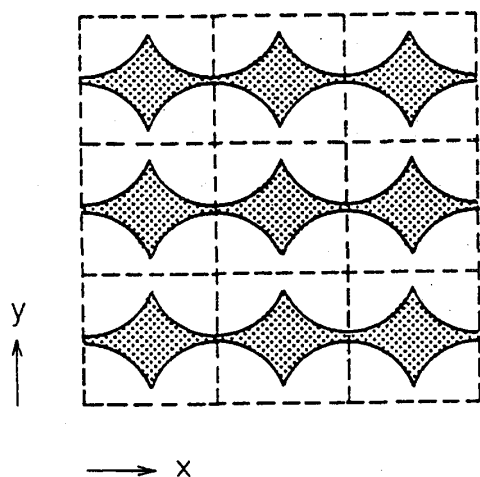
図5(a)



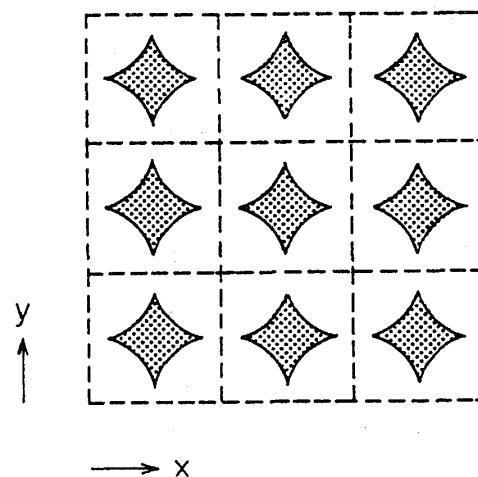
(b)



(c)



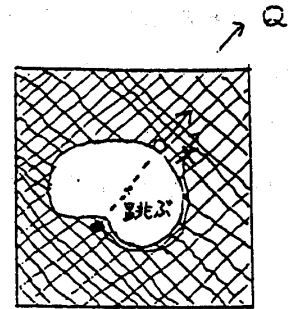
(d)



(注5) 摩擦系では固体の接触面は二次元である。一次元系でのAubry転移に類似した現象が二次元系でも起こる。領域Dのトマリソソが変化するときに対応している。この時、摩擦がゼロから有限にな

るので“摩擦転移”と我々は呼んだ。¹¹⁾ 摩擦転移は滑り方向依存性を持つ。また、摩擦転移は二次元あるいはより高次元では非常に起こり難い現象である。何故なら、高次元であればあるほど領域Dは非連結領域に分割され難くなる。

さて、慧眼なる読者は次の疑問に気づく。図6のような形の領域の場合には、上のように簡単にいかないだろう。図6の x^* 付近の原子は領域の境界を通過して連続的に位置は変化しない。この場合は、原子の運動は滑り方向に依存して多種多様である。幸い、金属結合のような二体の相互作用では、この形の領域になる場合は(計算機シミュレーションの結果)ない。二次元以上で完全な理論を展開するのは大変である。



・ 判定条件の色々な摩擦系への応用： 相互作用する多粒系からなる三次元摩擦系を考察した。摩擦系は

$$v(\{r_i(Q)\}, Q) = 1/2 \sum_i \{ \sum_j v_1(r_i(Q) - r_j(Q)) + v_2(r_i(Q)) \}. \quad (2.3)$$

Q は上の固体の重心座標を与えるベクトルで

$$Q = \sum_i^{N^u} r_i(Q) / N^u \quad (2.4)$$

で与えられる。 $r_i(Q)$ は上の固体の i 番目の原子の平衡位置座標であり N^u は上の固体の原子の総数である。領域Dはある点(臨界点と呼ぶ)、つまり、下の固体表面隣あった二つの原子を結ぶ稜線の中点で連結するか否かである。(図5(a)の矢印の点) 判定条件はポテンシャルエネルギーがその臨界点で稜線に垂直な方向で上に凸になる条件で与えられる。此の方向を $s = (s_x, s_y)$ で与えると、

$$v^{cc} = v^{xx} s_x^2 + 2v^{xy} s_x s_y + v^{yy} s_y^2 < 0, \quad (2.5)$$

$$v^{\alpha\beta} = \sum_j^{N^u} v_1^{\alpha\beta}(s - r_j(Q)) + v_2^{\alpha\beta}(s). \quad (2.6)$$

$v_1^{\alpha\beta}(s-r_j(Q))$ と $v_2^{\alpha\beta}(s)$ は各々 α, β に関する2回の微分である.

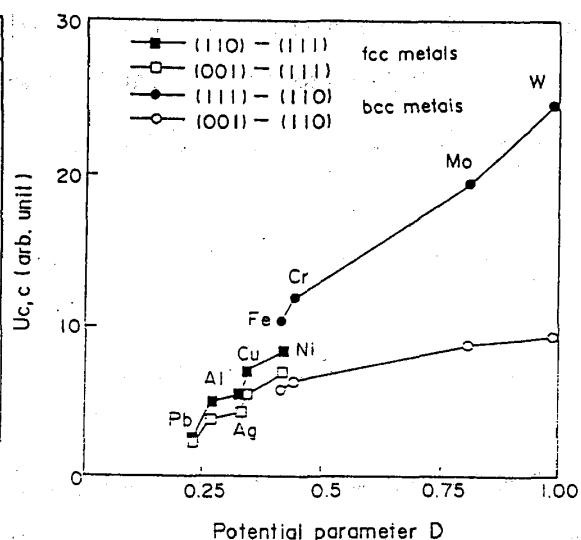
トリスの性質をfccやbcc金属からなる摩擦系で調べた. 原子間ポテンシャルは $v_1(r), v_2(r)$ はモース(Morse)ポテンシャル $v(r)=D \{ \exp(-2\alpha[r-r_0]) - 2\exp(-\alpha[r-r_0]) \}$ によって与えた. これらのパラメータはTable Iに挙げてある.¹⁸⁾ 上の固体の原子はその位置を緩和するが下の固体の原子は固定してある. 此の仮定は最密原子表面を下側の固体表面に取ることで満たされる. fcc金属では(111)面でありbcc金属では(110)面である.

計算では上の固体の原子が三次元的に緩和させている. 図7はモースポテンシャルのパラメータDの関数とし

Table I Morse potential constants.

metal	r_0 (Å)	D (eV)
Pb	3.733	0.2348
Ag	3.115	0.3323
Ni	2.780	0.4205
Cu	2.866	0.3429
Al	3.253	0.2703
Mo	2.976	0.8032
W	3.032	0.9906
Cr	2.754	0.4414
Fe	2.845	0.4174

図7



て $v^{\circ\circ}$ を示してある. $v^{\circ\circ}$ は調べた全金属に対して正の値を取る. このことはトリスの機構は現われにくいことを示す. $v^{\circ\circ}$ の符号は負の v_1 と正の v_2 の競合で決まる. これらの値を調べると臨界点で特に v_1 が小さな負値となるためである. このことはトリスの機構が何故起こり難いかを示す. トリスの機構は金属結合の様に強い相互作用でも起こらない. 弱い相互作用の時は既に議論されている.²⁷⁾ こうして, 我々の結論は色々な強さの凝着力の場合も成立する.

3. 新しい描像

A. 【摩擦の力学系】

原子は連続的に平衡位置を変えて滑ることが出来る。こうしてエネルギーの散逸はトリソソの機構で起らない。それでは、エネルギーの散逸、摩擦の起源をどの様に考えたらよいであろう？ 次の式で与えられる摩擦系を考えよう。

$$H(\{p_i\}, \{r_i\}) = \sum_i p_i^2/2 + 1/2 \sum_i \{ \sum_j v_1(r_i - r_j) + v_2(r_i) \}. \quad (3.1)$$

これは(2.3)に与えたモデルに各原子の運動エネルギーを加えて得られた。右辺の初項、第二項、第三項は*i*原子の運動エネルギー、上の固体の原子間の相互作用、上の原子が下の固体の原子から感じる凝着エネルギーである。 $v_2(r) = \sum_j v_a(r - r_j)$ ($v_a(r)$: 上下の原子間の相互作用である)。

摩擦する過程では、並進の自由度、つまり、上の固体の重心座標と内部運動を記述する残りの自由度を区別するのが便利である。次の記号を導入する。 $(P, Q = \sum_i r_i/N^u)$ と $(\bar{p}_i = p_i - P, \bar{r}_i = r_i - Q)$ 、此处で*P*と*Q*は各々並進運動を与える運動量と座標である、また $\bar{p}_i$ と $\bar{r}_i$ は各々内部運動を与える運動量と座標である。これらの記号を使うと、摩擦系は

$$H(\{\bar{p}_i\}, \{\bar{r}_i\}, P, Q) = N^u P^2/2 + \sum_i v_2(\bar{r}_i + Q) + H_0(\{\bar{p}_i\}, \{\bar{r}_i\}), \quad (3.2. a)$$

$$H_0(\{\bar{p}_i\}, \{\bar{r}_i\}) = \sum_i \bar{p}_i^2/2 + 1/2 \sum_i \sum_j v_1(\bar{r}_i - \bar{r}_j). \quad (3.2. b)$$

上の固体の内部運動のみの自由度からなる $H_0(\{\bar{p}_i\}, \{\bar{r}_i\})$ は第二項つまり凝着項を通して並進運動と結合(相互作用)する。重心の運動方程式は(3.2. a)から

$$dP/dt = F(\{\bar{r}_i\}, Q), \quad dQ/dt = P, \quad (3.3. a)$$

$F(\{\bar{r}_i\}, Q)$ は重心に働く力であり

$$F(\{\bar{r}_i\}, Q) = -(1/N^u) \sum_i \partial v_2(\bar{r}_i + Q) / \partial Q, \quad (3.3. b)$$

で定義される。

B. 【静摩擦】

簡単のため一次元摩擦系で静摩擦の描像を述べよう。上の固体は簡単に鎖で現わされている。原

子が下の固体の原子から相互作用する.

ここで、一次元鎖に外力を加えて右方向に動かそう想像しよう. 各原子は相互作用のポテンシャルを登だろう. その時原子間の距離は適時変化して最適の距離を保とうとする. 抵抗力が摩擦力でありこれは全ポテンシャル・エネルギーを求めこれを Q で微分することで得ることが出来る. あるいは摩擦力は各原子が下の固体の原子から感じる力の $-x$ 方向に沿った力の総和である. 上の固体の原子間の力は摩擦力には寄与しない. 何故ならばこれらは内力であり総和は正確にゼロになるからである. 摩擦力として

$$F_s(Q) = \sum_i \partial v_2(\bar{r}_i(Q)+Q) / \partial Q, \quad (3.4.a)$$

(3.3.b)を使って

$$=-N^u P(\{\bar{r}_i(Q)\}, Q). \quad (3.4.b)$$

この $F_s(Q)$ の正部分が静摩擦力を与える. 正部分をとる理由は抵抗する力が摩擦力に対応するからである. この描像は簡単であり凹凸説による機械的噛み合いの機構と似ている. 凹凸 $\leftrightarrow$ 平でないポテンシャル $v_2(r)$ と重力 $\leftrightarrow$ 凝着力の対応がつく. この描像は簡単であるのでこれ以上深い入りしない.

C. 【動摩擦】

・エネルギー-散逸: 次に動摩擦の起源を考えよう. エネルギー-散逸をどの様に考えたら良いのであろうか? トムソンの機構では原子は非断熱的な過程を通じて弾性エネルギーを運動(振動)エネルギーに変えていた

上の固体を初速度 $P(0)=一定$, 且つ, $p_i(0)=0$ で押したと想像しよう. 並進運動量 $P(t)$ が滑ると共に減少して行くなれば一定速度にするため外から力を加えてやる必要がある. この加えた力が動摩擦力である. こうして動摩擦の起源の問題は並進運動エネルギーがどうして減少してゆくかの問題として考えることが出来る. 時間 t でのエネルギー-散逸率 $R(t)$ は並進運動エネルギーの減少率と等しい, つまり

$$R(t) = -N^u dP(t)^2 / dt$$

$$=-N^0 P(t) * F(\{\bar{r}_i\}, Q), \quad (3.5.a)$$

(3.3.b) から

$$R(t)=P(t) * \sum_i \partial v_2(\bar{r}_i+Q) / \partial Q, \quad (3.5.b)$$

記号*は二つのベクトルの内積である。動摩擦力 $F_d(t)$ は $R(t)=F_d(t)*P(t)$ の関係式から

$$F_d(t)=\sum_i \partial v_2(\bar{r}_i+Q) / \partial Q, \quad (3.6)$$

を得る。これは下の原子から上の原子に働く力の総和である。

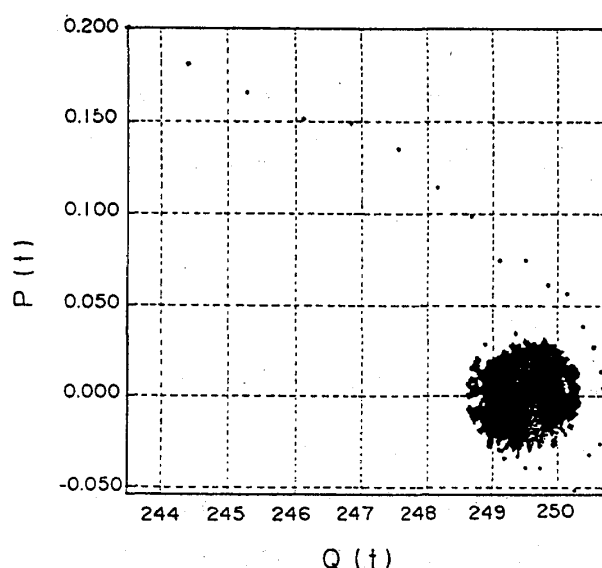
もし $\sum v_2(\bar{r}_i+Q)$ が Q 依存性を持つとき、つまり、 $F(\{\bar{r}_i\}, Q) \neq 0$ ならば、並進運動 I_{ext} は内部運動の運動 I_{int} に変換される。ここで、動摩擦では $\bar{r}_i \neq \bar{r}_i(Q)$ と必ずしも粒子は平衡位置を取らないことに注意せよ。更にその変換された運動 I_{ext} が再び並進運動 I_{ext} に帰ることがなければ、 I_{ext} 変換は非可逆的に起こる。この非可逆性が起こる確率を調べる為に、利用される位相空間の体積を比較する。まず、並進運動に関する位相空間の体積は $\int dP_x dP_y dQ_x dQ_y \delta(\epsilon - P^2/2) \sim \int dQ_x dQ_y \sim N^0 * a^2$ (ϵ : 粒子一個の並進運動の平均 $I_{\text{ext}} - P^2/2$; a : 粒子の平均距離) に比例する。位相空間の体積は並進運動 $I_{\text{ext}} - N^0 \epsilon$ に依存しない。一方、残りの $I_{\text{ext}} - (N^0 \epsilon_0 - N^0 \epsilon)$ (ϵ_0 : 初期に持っていた一粒子当りの平均並進運動 I_{ext}) が内部運動にある。(つまり、粒子一個当りの平均 I_{ext} は $(\epsilon_0 - \epsilon)$ である)。この I_{ext} が内部の相対運動に分配される仕方はいろいろである。これは自由度のいろいろな組合せ方法と同様に内部自由度の指数関数で増大する。つまり、内部の運動の位相空間の体積は $\exp[\gamma(\epsilon_0 - \epsilon)(N^0 - 1)]$ の依存性を持つ。指数関数の中の $\gamma(\epsilon)$ (>0) は内部の運動を規定する $H_0(\{p_i\}, \{r_i\})$ の ϵ に依存するが、一般的に個々の自由度の $I_{\text{ext}} - \epsilon$ が単調増加関数である。例えば、独立な振動子の $H_0(\{p_i\}, \{r_i\})$ では $\gamma(\epsilon) = 3 \ln(\epsilon/v)$ (v : 振動子の振動数) である。全体の位相空間の体積は並進運動と内部運動のものの積で与えられ $N^0 * a^2 * \exp[\gamma(\epsilon_0 - \epsilon)(N^0 - 1)]$ となる。全体の位相空間の体積は指数関数部の $\gamma(\epsilon_0 - \epsilon)$ の引き数 $(\epsilon_0 - \epsilon)$ の増加関数となるために、 $\epsilon_0 - \epsilon$ は増加する方が位相空間の体積が増大する。換言すれば、並進運動 $I_{\text{ext}} - N^0 \epsilon$ が減少する方向に運動は進む。特に、 N^0 が非常に大きいとき(つまり系の size が大きいとき)はこの位相空間の増大は急である。よって、並進運動 I_{ext} から内部運動 I_{int} への I_{ext} 遷移は非可逆的に起こると結論される。今考えている摩擦系は全 I_{ext} を保存する力学系である。非可逆的 I_{ext} 散逸は内部運動状態が励起されている。このことは内部運動に関して断

熱性は成り立たないことを意味する。

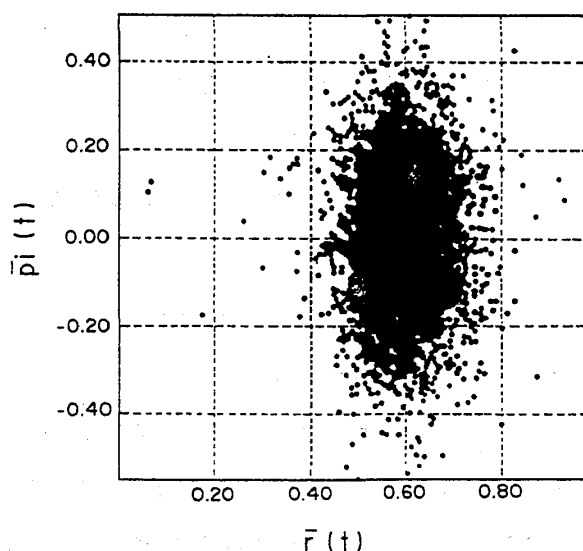
上で述べたアイデアが巧く機能するには、 $H_0(\{\bar{p}_i\}, \{\bar{r}_i\})$ で与えた系がエネルギーを吸収する吸収体(ホスト・システム)としての役割を演じることが必要である。他の言葉で言えば、上で考えた摩擦系はergodicな性質を持つ必要がある。系のエネルギーが十分低いとき系の位相空間はKolmogorov-Arnol'd-Moser-(KAM)の安定性を持つ非エルゴード的な軌道で満たされる。¹⁹⁾⁻²³⁾ エネルギーが増大すると系はエルゴード性を回復する。多くの計算機による研究はこの様な描像を示唆している。エネルギー面がKAM軌道で満たされているとき系はある一部に与えたエネルギーは全系に広がらずに減少したり増大したりの再帰(recurrence)現象を示す。²¹⁾ このときエネルギーの拡散は起こらない。多くの研究は系が非エルゴード的からエルゴード的になる境界エネルギーを与えるために行なわれた。

我々の行なったシミュレーションの結果では、¹²⁾ エネルギーが十分弱い上下の固体の凝着がある時でさえ多くの自由度に分配されていることを示している。Frenkel-Kontorova(FK)モデルに運動エネルギーの項を加えた摩擦系の研究を行なった。上の固体の原子間相互作用(スプリング)の強さ k_1 と凝着の強さ k_2 が各々 $k_1=1$ で $k_2=0.1$ の場合が図8に与えてある。 $P(0)$ を与えて時間とともにどのような $P(t)$ と $Q(t)$ を取るかが図8(a)に与えてある。また内部の運動を与える $\bar{p}_i(t)$ と $\bar{r}_i(t)$ を図8(b)に与えてある。図8(a)は初期の $P(0)$ が次第に減少していること、つまり、エネルギーの散逸が起きていること、また図8(b)は各原子の内部運動の部分はエルゴード的に運動していることが分かる。そしてホスト・システムは良いエネルギー吸収体として役目を果たしていることが分かる。図8(b)から、動摩擦では $\bar{r}_i \neq \bar{r}_j$ (Q)と必ずしも粒子は平衡位置を取っていないことが分かる。

図8(a)



(b)



上述の機構を前で述べた一次元の摩擦系に適用する。外力を与えて上の固体をゆっくりと滑るすと想像しよう。つまり重心の位置はゆっくりとポテンシャルの山を登り始める、山の頂上に登る。Qが更に右に滑ると重心運動は位置エネルギーを低め運動エネルギーを増大させる。これは並進運動エネルギーを増大させる過程である。この過剰な運動エネルギーは上述の機構を通して内部運動に散逸する。

・ エネルギー散逸率： 弱い凝着に対して、エネルギー散逸率 $R(t)$ を計算することが出来る。その散逸率は内部の運動のエネルギー増加率でもある。内部運動の運動方程式は(3.2. a)から

$$d\bar{p}_i/dt + \sum_j \partial v_1(\bar{r}_i - \bar{r}_j) / \partial \bar{r}_i = f_i(\bar{r}_i + Q(t)), \quad (3.7)$$

$$d\bar{r}_i/dt = \bar{p}_i,$$

$f_i(\bar{r}_i + Q(t))$ は内部運動に働く力であり、 $f_i(\bar{r}_i + Q(t)) = -\partial v_2(\bar{r}_i + Q(t)) / \partial \bar{r}_i$ で定義される。Qの時間依存性を記号Q(t)で陽に表わした。次の仮定を設けると $R(t)$ を閉じた形で計算できる。(3.7)で $f_i(\bar{r}_i + Q(t))$ の $\bar{r}_i$ の平衡位置からのずれを無視する、つまり $\bar{r}_i$ を上の方の格子位置を仮定する。これを $\bar{r}_i^0$ で表わす。通常の方法を使って、(ある時間に渡って平均化した)散逸率 $\langle R(t) \rangle$ は

$$\begin{aligned} \langle R(t) \rangle &= -(1/t) \int_0^t dt_1 R(t_1), \\ &= -(1/t) \sum_{ij} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 f_i(\bar{r}_i^0 + Q(t)) * G(\bar{r}_i^0 - \bar{r}_j^0, t_1 - t_2) f_j(\bar{r}_j^0 + Q(t)). \end{aligned} \quad (3.8)$$

$G(\bar{r}_i^0 - \bar{r}_j^0, t_1 - t_2)$ は(3.7)のGreen関数。関係するエネルギーが低いときGreen関数を独立した調和振動子のGreen関数で近似し、独立振動子にDebyeのモデルを仮定し、更に $v_2(r) = k_2 \sin(r)$ と置くと、 $R(t) \propto P(0)^d / 2$ (d: Debyeモデルの次元性)。この式は電荷密度波(CDW)の不純物による散乱で失うエネルギー散逸と同じである(注6)。式は並進運動量P(t)はあまり大きく減少しないとき正しい。

(注6) 電荷密度波(charge density wave)は、いくつかの物質中に形成されることが知られている。実験では、CDWはある有限な外力(電界)以上で動く。SokoloffらはAubry転移(この用語を使っていないが)の発生で系内に外力に抗する機構が自発的に生じているとする説を提案している。換言すれば、 $f_i(\bar{r}_i + Q(t))$ の $\bar{r}_i$ の平衡位置からのずれをちゃんと考慮する。計算機シミュレーションをおこな

っている。彼のシミュレーションは、一見すると二次元系だが、一方向のみ三角関数のポテンシャルが入っている。一次元系に近い。CDWは一つの波数ベクトルで指定でき本質的に一次元系である。一次元系ではCDWは外部ポテンシャル(impurity)があるとそのポテンシャルと直接に相互作用する。この為に、CDWはimpurityに容易に捕まる。

摩擦系では接触面は二次元である。接触面にimpurityがあっても原子は直接相互作用するのを避けimpurityの横を通り抜ける自由度を持つ。実際、トリスツの記述で述べたように、トリスツの機構は(Aubry転移に相当する)が起こり難いのはこの事情があるからである。後で述べるのだが「impurityの存在の下でも二つの固体が何の抵抗なくツルツル滑る超潤滑状態(CDWの高次元版に相当する)が安定に存在するか?、つまり、そう簡単にimpurityに捕まらないか?」は将来の問題である。著者の感触は“yes”である。

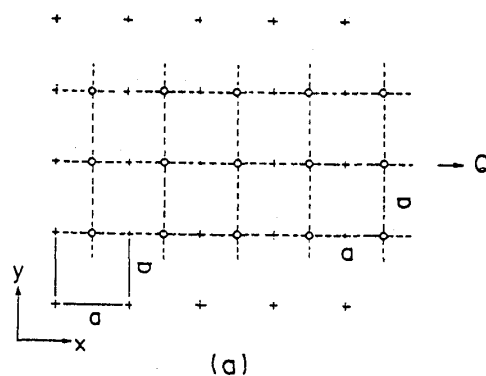
4. 三つの根拠

上記の摩擦の起源に対する新しい考えは三つの根拠/主張を持つ。順に述べる。

図9

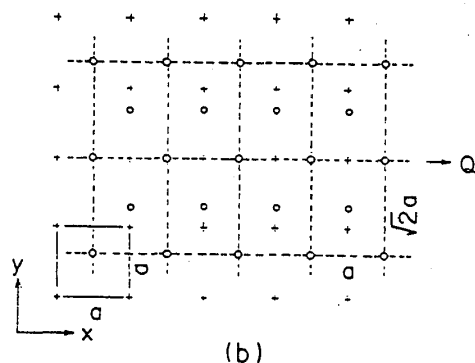
A. 【根拠1】

弾性エネルギーが急激に振動エネルギーに変化する過程が起こる条件式を導いた。トリスツは非可逆過程の現われる描像を与えただけでその条件を導出していない。この条件を色々な系で計算機シミュレーションで調べ、非可逆過程は現実的には極めて起こりにくいという結果を得た。このことは2章で述べたので以下省略する。



B. 【根拠2】

新しい説に従って、摩擦力を計算すると実験で得られた摩擦力の大きさと同じ程度であるという結論を得る。二つの清浄表面を持つ金属固体を用意する。同種の金属同士の(異なる)表面を接触させる。その上で、



上の固体を固定した下の固体に対して滑らせる。この滑りの変位を Q とする。静摩擦力は全相互作用

用エネルギーを計算し、 Q で微分することで得られる。静摩擦力は鉄、タングステン、鉛に対して計算する。二つの場合の接触を考えた。(a) (001)-(001)と(b) (110)-(001) (図9)で x 方向に滑る。

同種の金属の接触を考えた理由は、異種原子では適当な相互作用ポテンシャルの形を決めた例が見えないからである。相互作用は鉄については、ジョンソン(Johnson)・ポテンシャル²⁴⁾を使い、タングステン、鉛はモース・ポテンシャルを使った。モース・ポテンシャルのパラメータはTable 1で既に与えられている。相互作用ポテンシャルは金属の凝集エネルギーや欠陥を作る生成エネルギーを再現するように決めてある。

計算された静摩擦力は、

鉄の場合	(a), 7.6 GPa,
	(b), 3.6 GPa,
タングステンの場合	(a), 21.8 GPa,
鉛の場合	(a), 3.9 GPa,

である。

最近の実験では非常に精度良く(10^{-7} - 10^{-6} Newtonの)摩擦力を測定できる技術が発達している。^{25), 26)} 多結晶グラファイトまたはスパターで得られた炭素膜とダイヤモンド/タングステンの針を擦るときの摩擦力が測定されている。接触面はHertzの弾性接触(注7)を仮定し、単位接触面で規格化した値は0.1から数Paである。この値は直接比較しうるデータでないにしても(物が違う)、摩擦力のオーダーは上の理論値と同じである。この比較は新しい摩擦の描像の正しさを示唆する。

(注7)Hertzの弾性接触: Hertzは物理で出て来るあのHertzである。彼は表面と球の接触面積を計算した。表面と球は弾性的に接触すると仮定した。つまり、表面に球を押しつける力を無くせば接触面もゼロに戻るような塑性を伴わない接触である。接触面積 S は球の重さを W とすると $S \propto W^{2/3}$ になる。平均垂直荷重圧 p は $pS=W$ の関係から $p \propto W^{1/3}$ となる。5章で言及する凝着説では $S \propto W$ を仮定し摩擦法則(I)の「静摩擦力 F_s は摩擦面に働く垂直力に比例する、つまり、摩擦係数($=F_s/Wg$)は見かけの接触面積によらない」を導く。弾性接触での S の W 依存性は摩擦法則(I)に反する結果を与える。

C. 【根拠3】

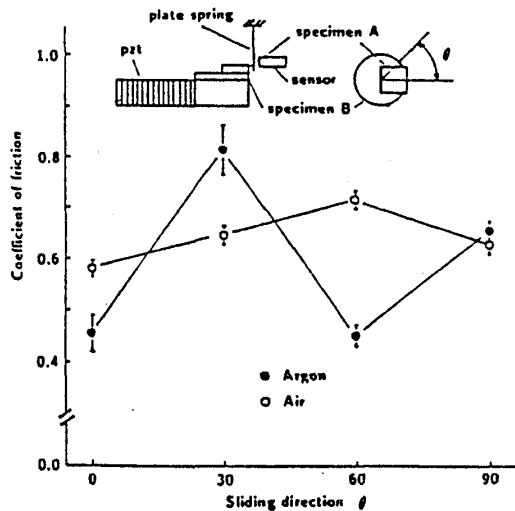
新しい説に拠ると超潤滑性を予言する。超潤滑とは二つの固体が何の抵抗もなくツルツル滑る状態を言う。上下の固体が接触して相対運動するときに個々の原子の凝着力の変化が全原子に渡って打ち消し合う様になると超潤滑状態が現われる。

トマリソンの機構では、原子はその位置を非断熱的に変える。非断熱性は弾性エネルギーを運動エネルギーに変化させる。トマリソンの描像では摩擦は常にエネルギーを散逸し動摩擦力は有限である。これ迄、トマリソンの機構は現実には起こらないことを述べた。この理論的結果を基に、摩擦の新しい描像を与えた。この描像は、しかし、 $\sum v_2(\vec{r}_i + Q)$ がQ依存性を持つこと、つまり、 $F(\{\vec{r}_i\}, Q) \neq 0$ が条件であった。

他方、 $\sum v_2(\vec{r}_i + Q)$ がQ依存性を持たないとき、つまり、 $F(\{\vec{r}_i\}, Q) = 0$ ならば、並進運動は内部運動は独立になる。重心運動エネルギーは運動の定数であり、もはやエネルギーの散逸は起こらない。この状態を超潤滑状態という。我々は、(1)各原子がほぼ平衡位置にあり(2)二つの固体の面がincommensurateに接触する条件の下に超潤滑状態が現われることを証明することが出来る。¹¹⁾ CDWとの類推で、超潤滑状態は他の人達によって弱い凝着の場合、^{14), 27)}例えば、van der Waals力で相互作用する二つの固体接触で議論された。第2章の結論は、金属結合の強い相互作用(弱い相互作用を含む)の場合でも超潤滑状態が現われることを示す。エネルギー散逸を伴わない超潤滑状態の概念はトマリソンの描像と最も矛盾する点である。一次元のCDWと違い、超潤滑状態はimpurityに捕まりにくいし、恐らく、滑り速度が固体の音速(鉄で秒速数千メートル)程度まで安定に存在すると思われる。後者は、二つの固体が相対速度が秒速数千メートルになるまで何等抵抗もなくツルツル滑る状態が現われることを意味する。これは計算機シミュレーションからの感触である。何故滑り速度が超潤滑状態と関係するかと言うと、あまり滑り速度が速いと各原子は常に平衡位置にいるとは限らないからである。

・超潤滑状態の実験的確認^{28), 29)}：超潤滑性が現われるか摩擦力が現われるかの条件は上の面の原子間隔aと下の面の原子間隔bの比率a/bが無理数か有理数かである。理論によると上下の固体が接触して相対運動するときに個々の原子のエネルギー変動が全系に渡って打ち消し合う様になると超潤滑状態が現われる。清浄かつ平坦な結晶表面を用いて無理数的な接触面を作れば摩擦力は小さくなり、逆に有理数的な接触界面では摩擦力は大きくなることが予想される。このような接触界面の(無理数か有理数かの)比率と摩擦力との関係を検証するために、白雲母(muscovite mica)の壁界面の摩擦力の滑り方向依存性を測定した。(図10)

図10



摩擦係数のすべり方向依存性

まずmicaの試験片A及びBを接触させ、次に試験片A及びBを圧電素子に拠って駆動する。駆動方向には板バネが上の試験片Aだけに接触するように設置してある。引き続く駆動に依って試験片Aに与えられるバネ力が試験片AとBの摩擦力に打ち勝つようになると試験片は滑る。この時のバネの変位置量(バネ力)から摩擦力を求める。摩擦係数 μ の実験結果を図に示す。通常の雰囲気中(温度:室温, 露点:15C(60%R. H.))では, μ は滑り方向 θ に依存しない。これは通常の雰囲気中では表面に水の層(10nm)が存在することに拠ると考えている。これに対して, Ar雰囲気中(温度:100C, 露点:25C(水分濃度:600ppm), 酸素濃度:100ppm)では, μ は滑り方向に対して60度の周期で変

動する。この周期はmicaの壁界面の対称性(60度)に一致する。超微小軽荷重表面粗さ計に依ると壁界面の表面の粗さは2nm以下でありかつ10 μ mの測定範囲では表面の粗さ方向性は認められなかった。以上の結果から滑り方向が30度と90度で摩擦力が大きいのは有理数的な接触に拠るもので0度と60度で摩擦力が小さいのは無理数的な接触に拠るものと考えられる。今後、無理数的な接触面を用いて表面を更に清浄化すれば摩擦力がさらに小さくなる超潤滑状態への傾向を観測出来るものと考えている。実験結果(接触表面や測定信頼性)のより詳細な情報は文献29)に載っている。

・ 超潤滑状態の工学的意義： どのような工学的意義を持つだろう？

(1) H. Peter Jost, 工業局トライボロジー委員会委員長(1966-1974), 国際トライボロジー協議会会長の言葉:「トライボロジー(摩擦学)を除外して, 換言すれば, 互いに転がり, 滑り, 擦り合う等の相対運動をする相互に作用し合う表面なしでは, 我々の生活は不可能であろう。この自明の理は, 重機械, 精密機械, ブレーキ, ロケット, 機械の継ぎ手や人間の関節について全て同様に当てはまる。トライボロジーの主要な要素である摩擦と摩耗は, 太古の昔から人類とともにあり, 摩擦を制御し摩耗を減らすことに人類は努力してきた。しかし, 英国においてこれがトライボロジーという新しい学際的概念として認められたのは, ほんの9年前であり, それ以来, 産業界に野火のように広がって進歩してきた。この発展の理由の主なるものは, 一方ではトライボロジー設計理論と実用面との, また他方ではその経済的な効

用との密接な関係についての認識であって、これはまた本書が重要である所以でもある。単一の専門技術による設計や、試行錯誤的設計の時代は過ぎ去った。現代の製品は、その設計段階で、摩擦を巧く制御し、摩耗を防止するための全ての措置を取り入れなければならない。……」

摩擦力は現れる場合も消失する場合もある。物理条件を変えることに依って摩擦力を最大に大きくする事も出来るし全く無くする事もできる。(トリツツの説では摩擦は必ず存在する) 言い替えると、「摩擦が制御可能/設計可能な対象となった」ことである。

(II) 超潤滑状態は電気工学での電気抵抗がゼロとなる超伝導状態と同じく機械工学に於ける第二種永久機関と言えるものであり応用上の効果は大きい。工学的効果は一般的には、

- ・省エネルギー(摩擦に依って消費されるエネルギーを無くする),
- ・環境問題(省エネルギー故にエネルギー消費による環境汚染を低減できる),
- ・信頼性(軸受けの焼付け等によって起こる機械のカスタロミックな故障を防止する),
- ・安全性(摩擦帯電による放電を防ぐ。例えばガスタックの爆発の防止),

潤滑がkeyになっているテクノロジー、

- ・精密位置決め機構(摩擦による不正確さを少なくする),
 - ・人工臓器、人工関節の潤滑部分(心臓の弁、肘の関節),
 - ・真空機器、宇宙開発での潤滑(潤滑材の使用は真空状態を劣化させる、または潤滑材は高真空では真空中に飛散し潤滑材の役目をしない),
 - ・大容量磁気記録密度の集積化(現在の磁気ヘッドの小型化を行なうと記録密度が上がる。小型化磁気ヘッドとdiskの距離が狭くなって、いま使用している(磁気ヘッドとdiskの摩擦接触を和らげる)潤滑材は用を足さなくなって来る)
- などが考えられる。

5. 終わりに

摩擦がどうして発生するかを説明した。静摩擦の発生機構は凹凸説の表面の凸凹の機械的な噛み合いの機構に似ていた。また、動摩擦の問題は与えられた並進運動エネルギーが内部運動にどの散逸して行くかの問題として定式化した。並進運動の位相空間の体積が内部運動の位相空間の体積に比べ十分小さくなることからエネルギーの散逸は並進運動から内部運動に非可逆的に起こると結論する。そのとき、散逸の起こる過程でのガスが重要な役割を果たすことを議論した。この描像に基

づいて計算した静摩擦力大きさは実験的に測定された値とほぼ合うことは上の描像の正しさを示唆する。更に、理論的には二つの固体が全く何等抵抗もなくツルツル滑る超潤滑状態(superlubric's state)を予言する。この状態の実験的確認を述べた。

最後に、次の二点についてコメントしたい。

摩擦学(tribophysics, ちなみに"tribos"は「擦る」という意味のギリシア語)には、削る・引っかく・掘起こすといった(摩擦を含めて)現象も取り扱う。更に、普通に"凝着説"というときは次の中身を意味する。「二つの固体が接触するとき真に接触している部分は(見かけの)接触面積全体ではなく極めて一部分(1000分の1程度であったり100,000分の1程度の場合がある)である。これを見かけの接触面と区別して真実接触面という。真実接触面では上の固体全体の荷重を支えなければならない。このため、真実接触面では非常に大きい圧力が作用する結果、二つの固体はこの部分で塑性変形を起こし"凝着"する。摩擦力は固体を横に引いたときのせん断抵抗である」これから出発して摩擦法則の現象論を展開出来る。この説のkey wordは"塑性変形"である。しかし、塑性変形を伴わない摩擦が実際に存在する。(微細な領域の摩擦で確認されている) また、摩擦の発生に掘起こしや摩擦が直接の原因となっている場合も容易に想像できる。摩擦は塑性を伴う場合も塑性を伴わない場合もある。(注1)で、「摩擦は、研究者の興味がどこにあるかに応じて見え方が変わり従来のスカットとした割り切り方では処しようのない曼陀羅のような対象である」と言った。このような側面を持つ摩擦に、筆者達は悩み且つ魅力を感じたところでもある。この寄稿の摩擦は弾性接触している場合の話である。

二番目は、断熱定理についてである。(注3)で、摩擦系を特徴づけるタイム・スケールを挙げた。断熱定理から、原子は滑りに拠ってもたらされるポテンシャルの変化を十分にフォロー出来る。その時、弾性エネルギーが振動・運動エネルギーに変換する過程は起こらないことを述べた。断熱定理はゆっくりと変化する外場に対して注目する系が十分にフォローすることを意味するが、注目する系自身のエネルギーの絶対値は増大・減少してよい。このエネルギーはどこに行ったんだろう？そして、断熱定理は(古典、量子)力学で習いながら、全エネルギーが運動の定数となる力学系の枠にない(当然の)ことに初めて気がついた。「断熱定理で忘れ去られた(或は、仮定された)ゆっくりと変化する外場とは何を表わしているんだろう？外場を自分自身で内包する力学系では断熱定理はどのような物理的実体を内在しているのか？」という疑問、単純に言えば「力学系の枠で断熱定理はどのようになるか？」という疑問に興味をわく。

謝辞

筆者(K.S.)と刺激的な討論を頂きました佐々田友平氏(湘南工科大学)と池田研介氏(京都大学)に、また、ニヤニヤと遠くから励ましを送って下さる中村勝弘氏(福岡工業大学)に感謝致します。また、もう一人の筆者(M.H.)に有益な御討論、御教示を頂きました金子礼三氏(NTT電子応用研究所金別室)に感謝致します。最後になりましたが、筆者らの“摩擦の研究”に多大の興味と“超潤滑状態”の実験に惜しめない御教示と御助言を頂いた村田好正氏(東大物性研究所)に深く感謝致します。

(a) 電子メール: shinjo@atr-rd.atr.co.jp

(b) 電子メール: hirano@aela.ntt.jp

参考文献

1. F. P. Bowden and D. Tabor, Friction and Lubrication of Solids, Vol. II (Clarendon Press, Oxford, 1964).; 日本語訳, 曾田範宗, 固体の摩擦と潤滑 (丸善, 1964).
2. 木村好次, 岡部平八郎, トライボロジー-概論 (養賢堂, 1982).
3. J. Halling, Principles of Tribology (MacMillan Press Ltd, England, 1975); 日本語訳, トライボロジー-松永正久監訳 (近代科学社, 1984).
4. 摩擦学(tribology)の歴史に関する解説として, 例えば, 曾田範宗, 摩擦のはなし(岩波書店, 1971).; D. Dowson, J. Lub. Technol., Trans. ASME 99, 383 (1978).
5. C. A. Coulomb, Memories de Mathematique et de Physics de l'Academie Royale, 161 (1785). 解説として, 例えば, D. Tabor, J. Lub. Technol., Trans. ASME 103, 169 (1981).; D. Dowson, J. Lub. Technol., Trans. ASME 100, 148 (1978).
6. G. Amontons, M'emories de l'Academie Royale A, 275 (1699). 解説として, 例えば, D. Dowson, J. Lub. Technol., Trans. ASME 100, 2 (1978).
7. J. T. Desaguliers, A Course of Experimental Philosophy Vols. 2; J. T. Desaguliers, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) 33, 345 (1725).; D. Dowson, J. Lub. Technol., Trans. ASME 100, 3 (1978).
8. W. B. Hardy, Collected works (Cambridge University Press, 1936).; W. B. Hardy, Phil. Mag., 40, 236(1920).
9. J. Leslie, An experimental inquiry into the nature and propagation of heat, print

- ed by J. Newman, No., 22, Paultry, London, 1804).; D. Dowson, J. Lub. Technol., Trans. ASME 100, 3 (1978).
10. G. A. Tomlinson, Phil. Mag., 7, 905(1929).
11. M. Hirano and K. Shinjo, Phys. Rev., B41, 11837(1990).
12. K. Shinjo and M. Hirano, Phys. Rev. (投稿)
13. Y. Mori, K. Endo, K. Yamamoto, Hui Wang, and T. Ide, J. Japan Soc. Precision Eng i. (in Janapese), 56, 679(1990).
14. J. B. Sokoloff, Surf. Sci., 144, 267(1984).; J. B. Sokoloff, Phys. Rev., B31, 22 70(1985).; J. B. Sokoloff, Phys. Rev., B42, 760(1990).
15. S. Aubry, J. Phys. (Paris), 44, 147(1983).
16. S. N. Coopersmith, Phys. Rev., B30, 410(1984).
17. Y. I. Frenkel and T. Kontorova, Zh. Eksp. Teor. Fiz., 8, 1340(1938).; F. C. Fran k and J. H. van der Merwe, Proc. R. Soc., 198, 205, 216(1949).
18. L. A. Girifalco and V. G. Wezer, Phys. Rev., 114, 687 (1959).
19. See, e.g., V. I. Arnold and A. Avez, Probl'emes Ergodiques de a M'ecanique Class ique (Ganthier-Villas, Paris, 1967).; C. L. Siegel and J. K. Moser, Lectures on Celestial Mechanics (Springer Verlag, Berlin, 1971).
20. J. L. Tuck, Adv. Math., 5, 11(173).
21. E. Fermi, J. Pasta, and S. Ulam, Lect. Appl. Math., 15, 143(1974).
22. G. Benettin, Proc. Inter. School Phys. -Enrico Fermi Course XCVII, ed. G. Ciccot ti and W. Hoover, 15(1988).
23. F. M. Izrailev and V. B. Chirikov, Sov. Phys. Dokl., 11, 30(1966).
24. R. A. Johnson, Phys. Rev., 134, 1329 (1964).
25. C. M. Mate, G. M. McClelland, R. Erlandsson, and S. Chiang, Phys. Rev. Lett., 59, 1942 (1987).
26. R. Kaneko, K. Nonaka and K. Yasuda, J. Vac. Sci. Technol., A6, 291 (1988).
27. G. M. Mclelland, Adhesion and Friction, M. Grunge and H. J. Kreuger, eds. Spring er Series in Surface 17 (Springer Verlag, Berlin, 1990), p.1.
28. 平野元久, 新上和正, 金子礼三, 1990年度秋期応用物理学会講演.
29. M. Hirano, K. Shinjo, R. Kaneko, and Y. Murata, (準備中).