

Сучасні уявлення про механізми тертя



*Фестиваль науки 2012
18 квітня 2012 р.*

О.М. Браун

Інститут фізики НАНУ (Київ)

<http://www.iop.kiev.ua/~obraun>

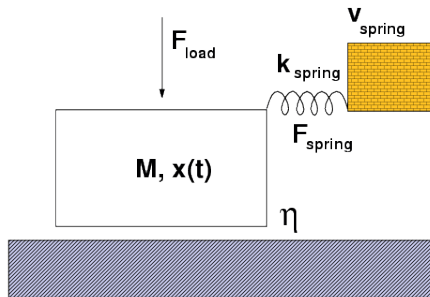


Outline

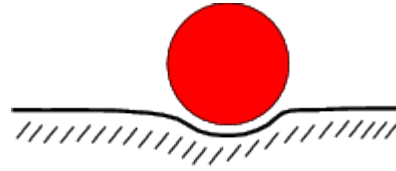
- I. Definitions**
- II. History**
- III. Experiment**
- IV. Solid lubricant**
- V. Liquid lubricant**
- VI. Inhomogeneous interface**
- VII. Interaction between contacts**
- VIII. Self-healing crack**
- IX. Onset of sliding: Precursors**
- X. Real earthquakes**
- XI. Conclusion**

I. Definitions

Sliding friction

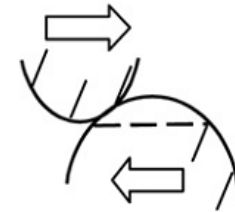


Rolling friction



$$\mu_{\text{rolling}} / \mu_{\text{sliding}} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$$

Wearing (тертя зносу)



Kinetic friction — to keep the slider moving smoothly

$Fv = \text{power} \rightarrow \text{heating of atmosphere (20\% in car engine)}$

(у США тертя забирає ~ 6% валового національного продукту
~700 мільярдів \$ /year)

Static friction — to start motion

allows us to walk & drive; кріплення (болти і т.п.); clothes

При зупинці або початку руху, (майже) завжди відбувається режим

приграничного змазування (lubricant solidifies)

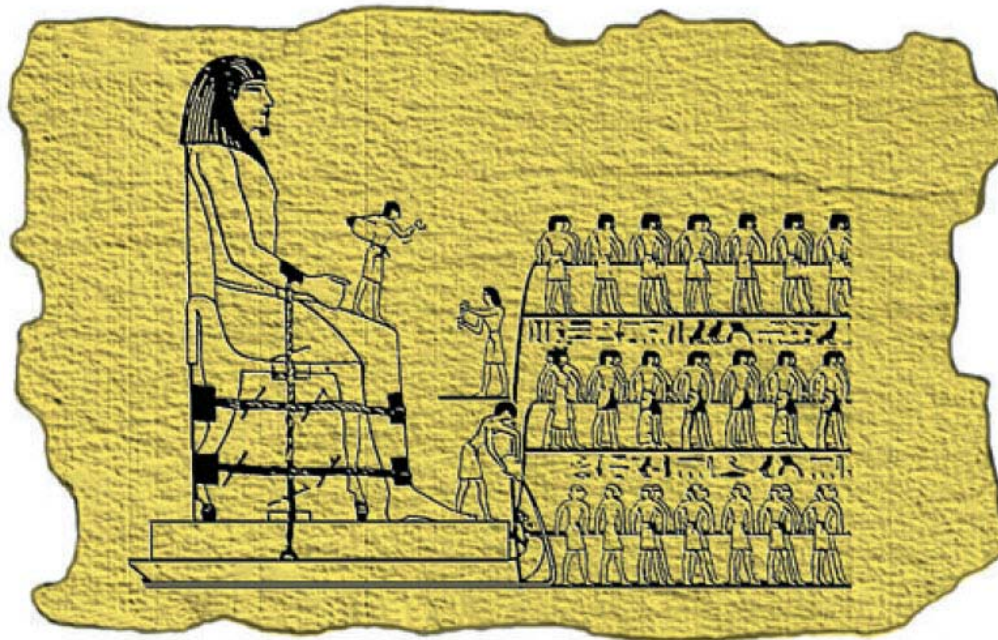
трибологія: Greek “*tribos*” = терти

II.1. History

античний період (200,000 до н.е.)

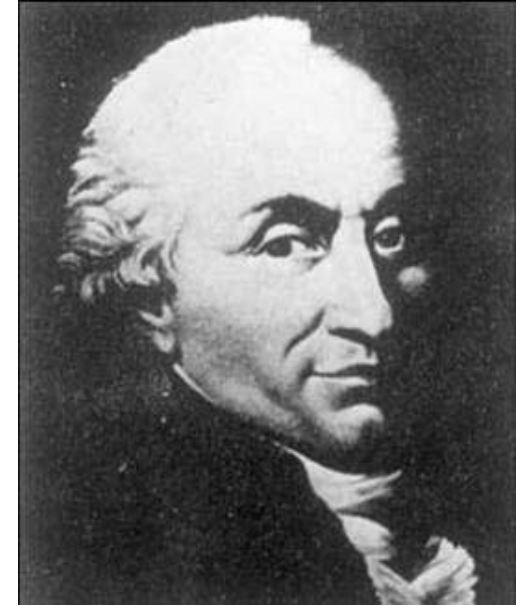
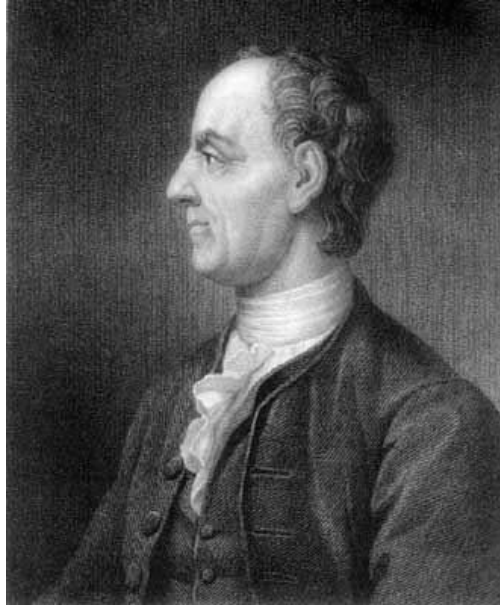
— добування вогню за допомогою тертя дерева по дереву
єгиптяни (2,400 до н.е.)

— використовували воду*, щоб змазувати сани,
коли перевозили кам'яні плити при побудові пірамід



*note: nature uses water as a lubricant in body joints

II.2. History: да Вінчі, Амонтонс, Ейлер, Кулон



Leonardo da Vinci (1452-1519): friction is independent on the area of contact

Guillaume Amontons (1663-1705): friction is proportional to the normal force (load)

Leonard Euler (1707-1783): distinguish between the static and kinetic friction

Charles Coulomb (1736-1806): friction is independent on the velocity

(1) $\mu = F_{\text{friction}}/F_{\text{load}} \approx \text{constant} < 1$

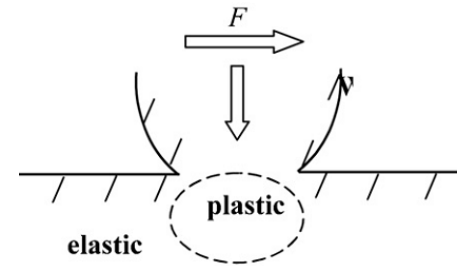
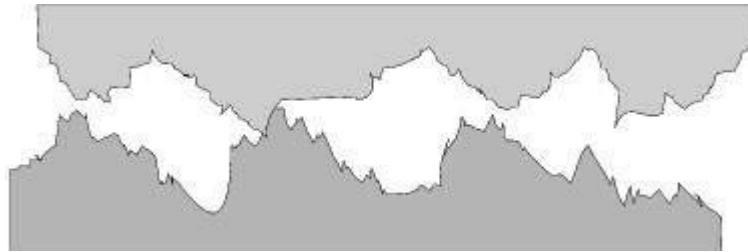
(2) $\mu_{\text{kinetic}} < \text{або} \ll \mu_{\text{static}}$, і μ_{kinetic} є незалежним від v

note: these **empirical** laws enter to nowday textbooks ...

II.3. History: Bowden and Tabor 1950

Пояснення закону $\mu = F_{\text{friction}}/F_{\text{load}} \approx \text{constant} < 1$ (phenomenology)

Even a surface which appears to be flat on a millimeter scale may contain micrometer-scale asperities, i.e., **the surface is rough**



Справжня (фактична) область контакту є $A_{\text{real}} \sim F_{\text{load}}$, тому що справжні поверхні грубі, і A_{real} зростає доки зовнішня сила навантаження не буде урівноважена контактним тиском, інтегрованим по A_{real} .

Нехай $P_{\text{real load}} = P_{\text{load}} A / A_{\text{real}}$ є справжнім тиском в контакті. Тоді:

при низькому $P_{\text{real load}} < P_{\text{yield}}$ (еластичний режим) **число контактів зростає** з F_{load}

при високому $P_{\text{real load}} > P_{\text{yield}}$ (пластичний режим) **площа одного контакту зростає**

(Майже) завжди є **мастило** між твердими тілами (“треті тіла”):
чи (спеціально вибрана) змащувальна плівка або жир (масло),
або пил, або уламки, вироблені завдяки ковзанню, або вода,
або тонкий шар вуглеводню і т.п. що адсорбуються з повітря.

**Тому сила тертя майже повністю визначається силою,
що вимагається, щоб зсунути змащувальну плівку.**

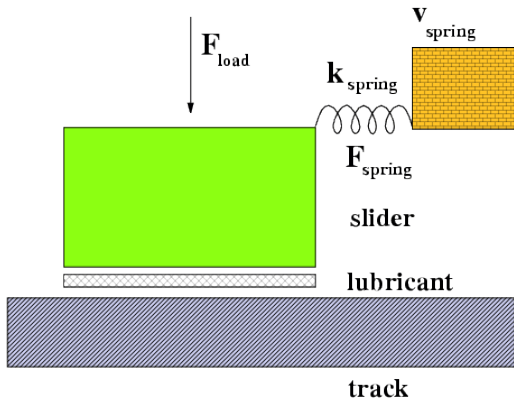
III.1. Experiment

macro (pin-on-ball)

виміряють: силу пружини, коефіцієнт тертя $\mu = F_{\text{friction}} / F_{\text{load}}$

контрольні параметри:

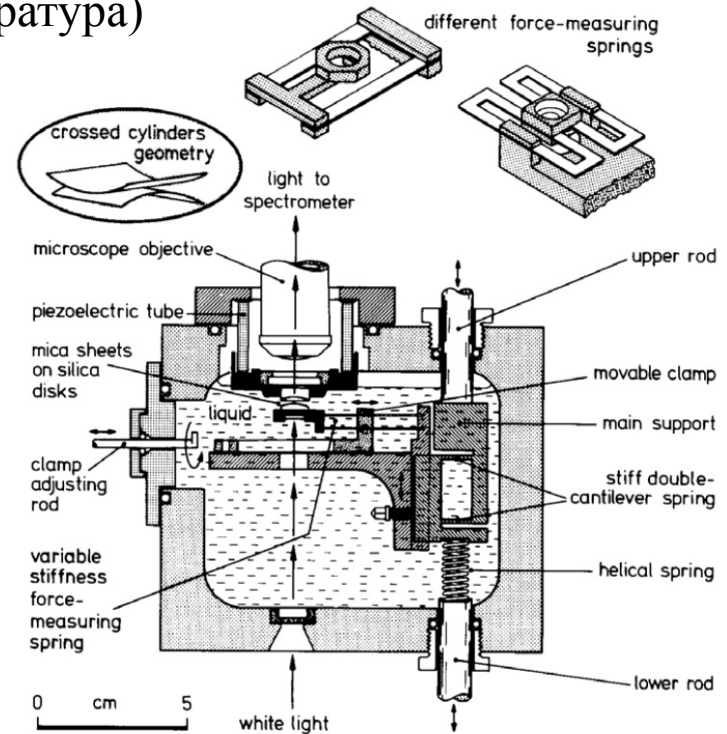
- v_{spring} (швидкість, з якою тягнуть)
- k_{spring} (машинна жорсткість)
- F_{load} (маса навантаження)
- T (температура)



nano: Surface Force Apparatus (SFA)

Tabor and Winterton (1969); Israelaschvili

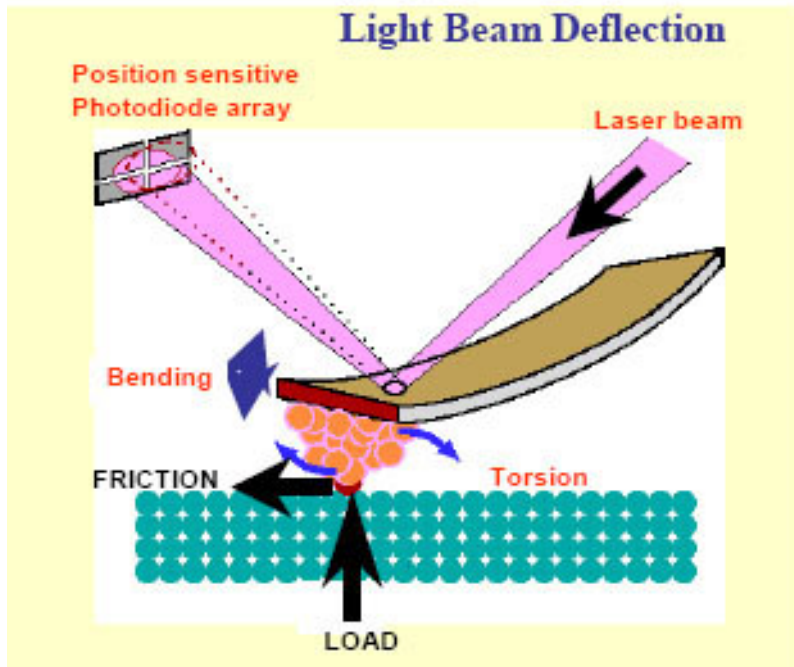
- атомно-плоскі слюдяні пластинки
- товщина шару контролюється (за допомогою оптичної інтерференції з точністю $\sim 1 \text{ \AA}$)



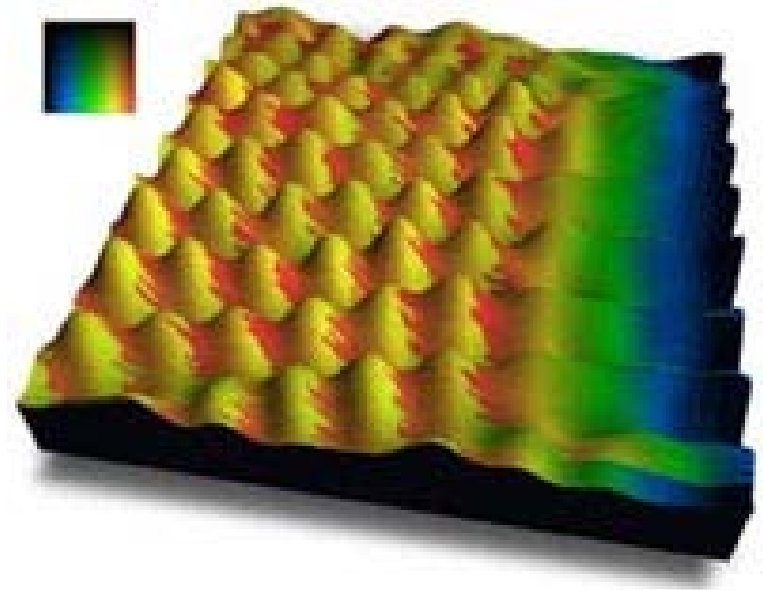
The main problem: what occurs in the interface ?

III.2. atomic-scale: Friction Force Microscope

- STM: скануючий тунельний мікроскоп для металічних поверхонь
- AFM: мікроскоп атомної сили для діелектричних поверхонь
- FFM: мікроскоп тертя-сила (вимірює поперечні сили)



- Top-down motion of the cantilever gives information on the topography of the sample
- In the friction measurement mode the torsion of the cantilever is recorded
- In a real situation both forces are recorded simultaneously



- може бути надвисокий вакуум
- типовий радіус $\epsilon 10 \div 100 \text{ nm}$
- типова сила $F_{\text{load}} \sim 10 \div 150 \text{ nN}$
- виміряє сили тертя $F < 10^{-11} \text{ N}$
- низькі швидкості ($1 \text{ nm/s} \div 1 \mu\text{m/s}$)

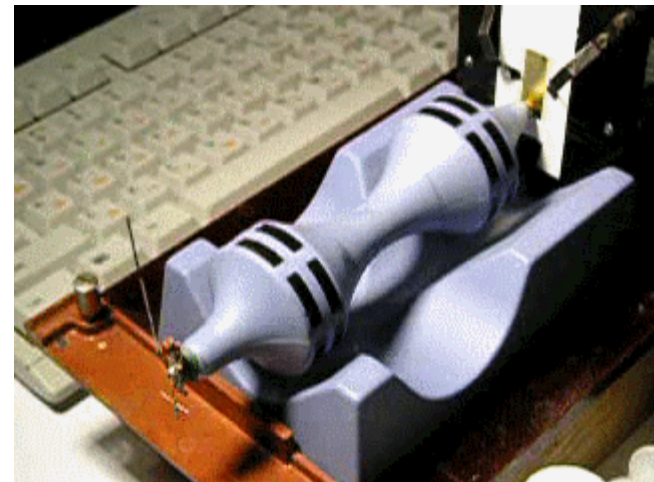
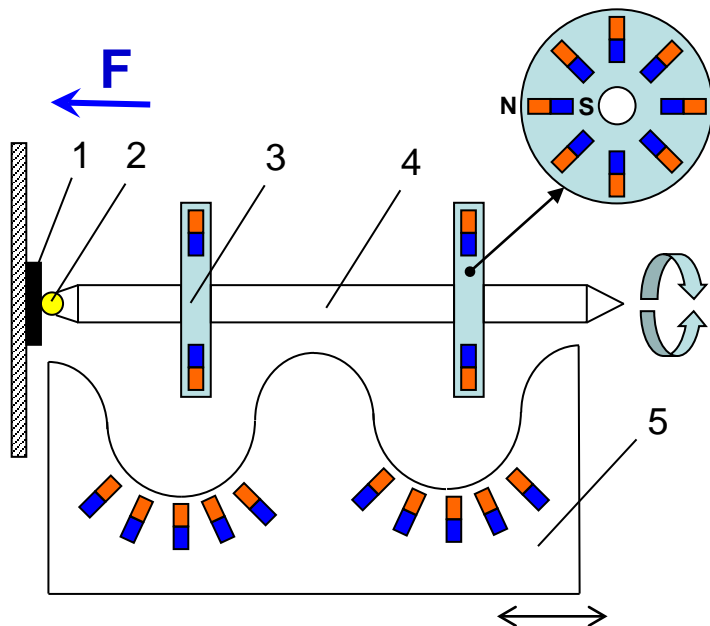
III.3. QCM; levitation

Кристалічний кварцовий мікробаланс атоми газу (Kr, Xe, Ar) конденсують на поверхню кристалічного кварцового осцилятора, що покритий (111)-орієнтованою плівкою благородного металу як, наприклад, Au або Ag. Додана маса адсорбата і загасання при *ковзанні* здвигає і розширює пік резонансу

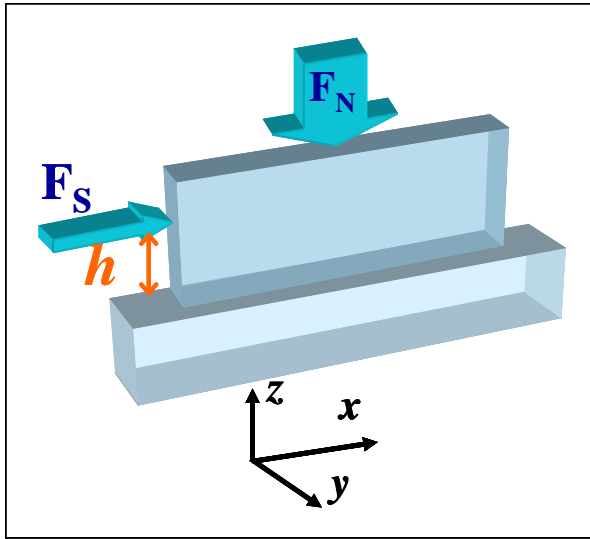
- може бути надвисокий вакуум
- звичайно один чи два адсорбовані шари мастила

Метод фізичного маятника, підвішеного в магнітному полі

О.А. Марченко, В.С. Кулик, Д.В. Стрижеус (ІФ НАНУ)



III.4. Experiments of Fineberg et al



III.4. Experiment: some results

Контакти:

- область справжнього атомного контакту мала
- контакти розповсюджені випадково
- типовий розмір контакту є $1\div 10\ \mu\text{m}$ (може бути вимірювано оптично)

Приклад (Bo Persson): для сталевого куба $10\times 10\times 10\ \text{cm}^3$ на сталевій стелі,

$A_{\text{visible}} = 100\ \text{cm}^2$; $P_{\text{real load}} \sim P_{\text{yield}} \sim 10^9\ \text{N/m}^2$, одержуємо $A_{\text{real}} \sim 0.1\ \text{mm}^2$
 $\sim 10^3 \div 10^5$ з'єднань в інтерфейсі (STM/AFM/FFM вивчає тільки єдиний контакт)

Сили мають значення атомного масштабу — близько до порогу пластичності:

- сила на атом $f \sim 1\ \text{eV} / 1\ \text{\AA} = 10^{-19}\ \text{J} / 10^{-10}\ \text{m} = 10^{-9}\ \text{N}$
- STM / AFM / FFM: $A \sim 3\ \text{\AA}^2$; $P_{\text{yield}} \approx 0.2\ \text{GPa}$ (золото) – $100\ \text{GPa}$ (алмаз), одержуємо $F \sim P_{\text{yield}} A \sim 6 \cdot 10^{-12} - 3 \cdot 10^{-9}\ \text{N}$
- тому (майже) завжди в контактах відбувається (еластична та/або пластична) деформація (це також пояснює закон Амонтонса)

Тонка плівка (менш ніж 10 молекулярних діаметрів) майже **завжди організована у шари**, тому що підкладки індукують кристалічний порядок у плівці (затвердіння / замерзання мастила, Thompson et al 1995).

Коли товщина є менш ніж близько три шара, більшість плівок поводить себе подібно твердому тілу

III.5. Summary (90th)

All laws are approximate, all theories are phenomenological

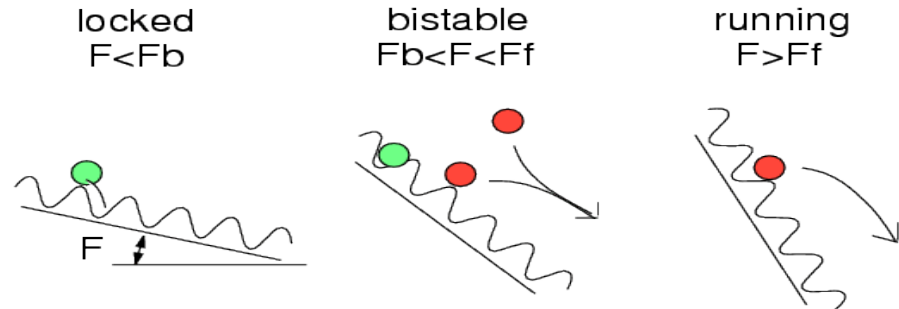
The simplest model: one atom in a periodic potential:

сила прикладається

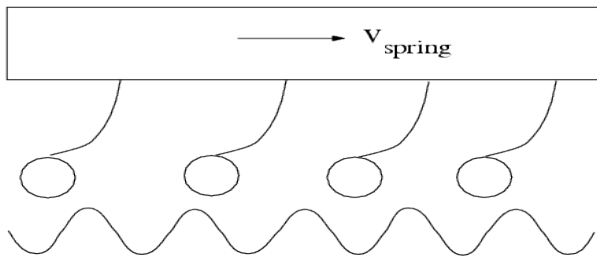
безпосередньо до атома

рівняння руху Ланжевена

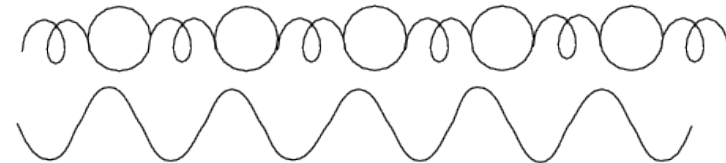
зовнішнє тертя є низьким



1D моделі: Модель Томлінсона



Модель Френкеля-Конторової



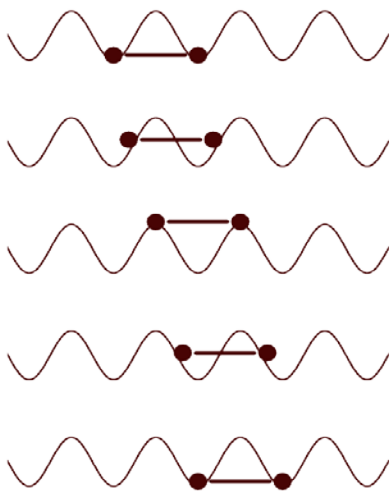
Molecular Dynamics (MD; the MD model must be three-dimensional !)



IV.1. Solid lubricant

Несумірність (Aubry)

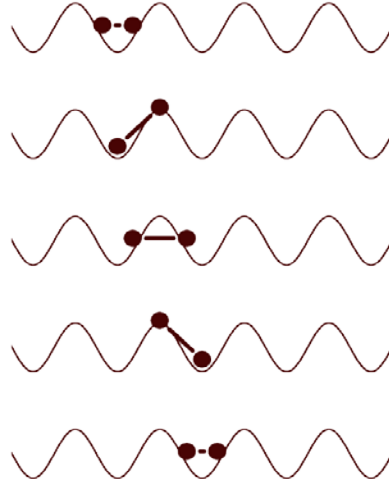
$$a = 2\pi$$



$$\sin(x) + \sin(x+2\pi) = 2 \sin(x)$$

$$E = 2$$

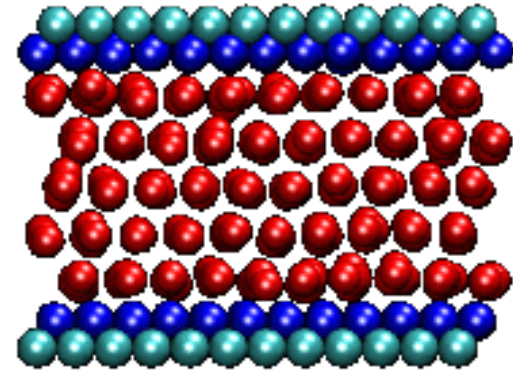
$$a = \pi$$



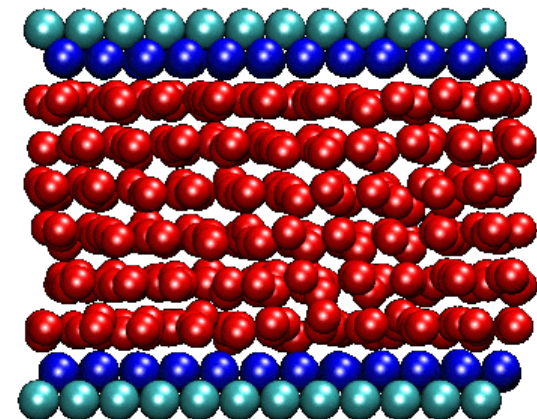
$$\sin(x) + \sin(x+\pi) = 0$$

$$E = 0$$

Perfect sliding = “superlubricity”
(hard lubricant, $T=0$, $\mu \ll 0.1$)



“Amorphous” lubricant structure
(hard lubricant, $T=0.3$, $\mu=0.08$)

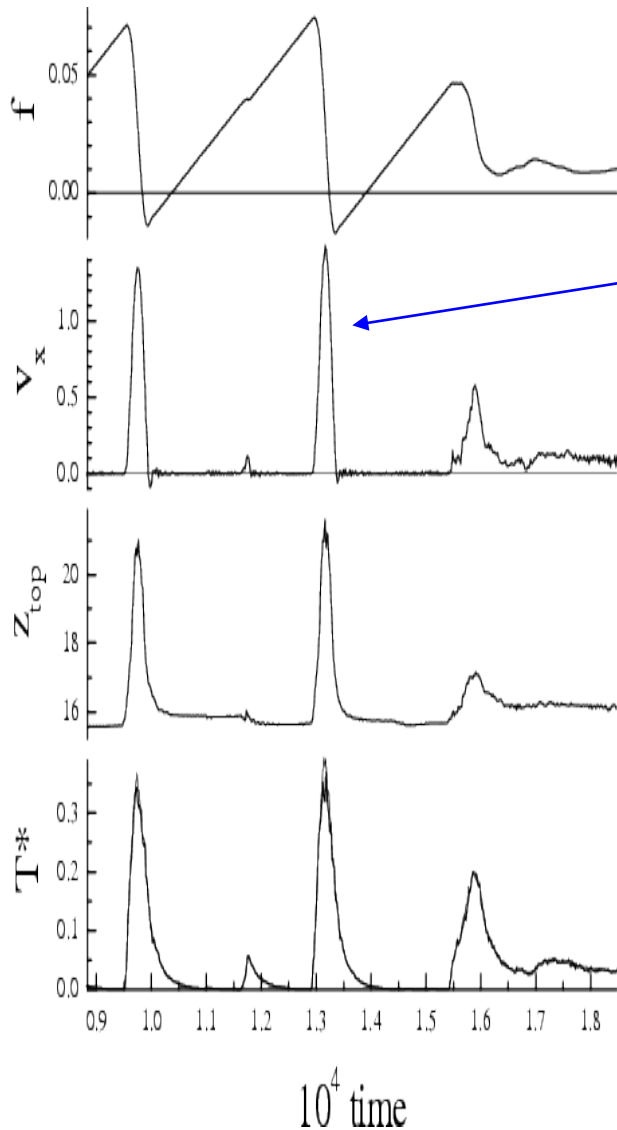


MD: жорстке мастило ($V_{\parallel} \gg V_{sl}$)

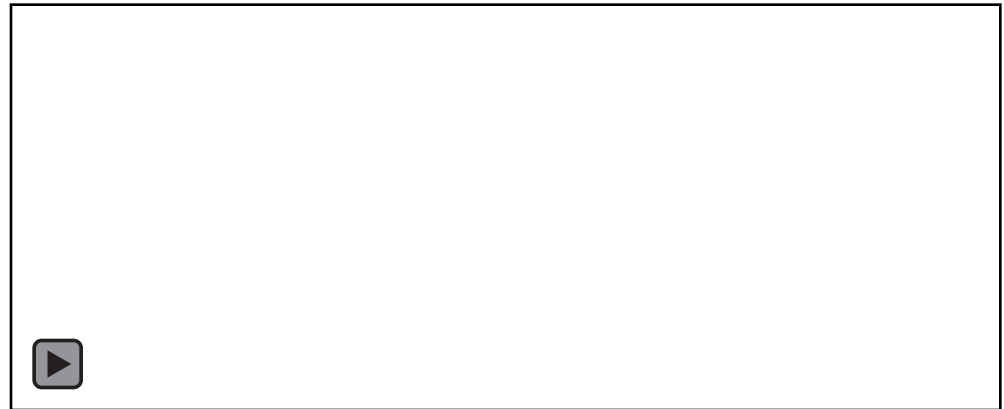
- змащувальна плівка залишається в твердому стані
- ковзання – в інтерфейсі мастило/підкладка
- **ідеальна кристалічна структура** → **доскональне ковзання**

IV.2. Самовпорядкування мастила

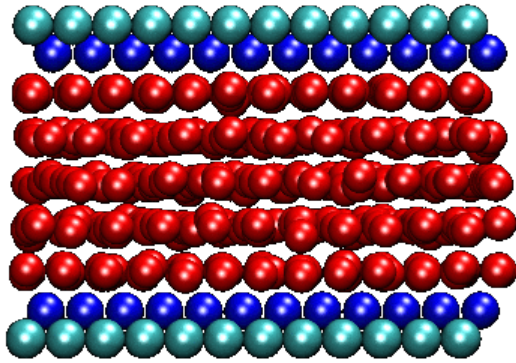
Ідея: чи могла б змащувальна плівка
впорядкуватися завдяки вимушеному
нагріванню при ковзанні ?



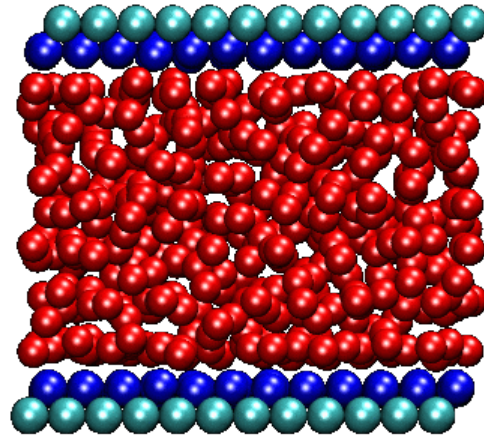
$$V_{II}=0.5 \quad (V_{II}/V_{sl} = 1.5), \quad \nu=0.1$$



V.1. Liquid lubricant



LoLS



LS

$$f_{\text{static}} = 0, \mu \sim 0.1$$

heating \rightarrow phonons

$$f_{\text{kinetic}} \sim \text{viscosity}$$

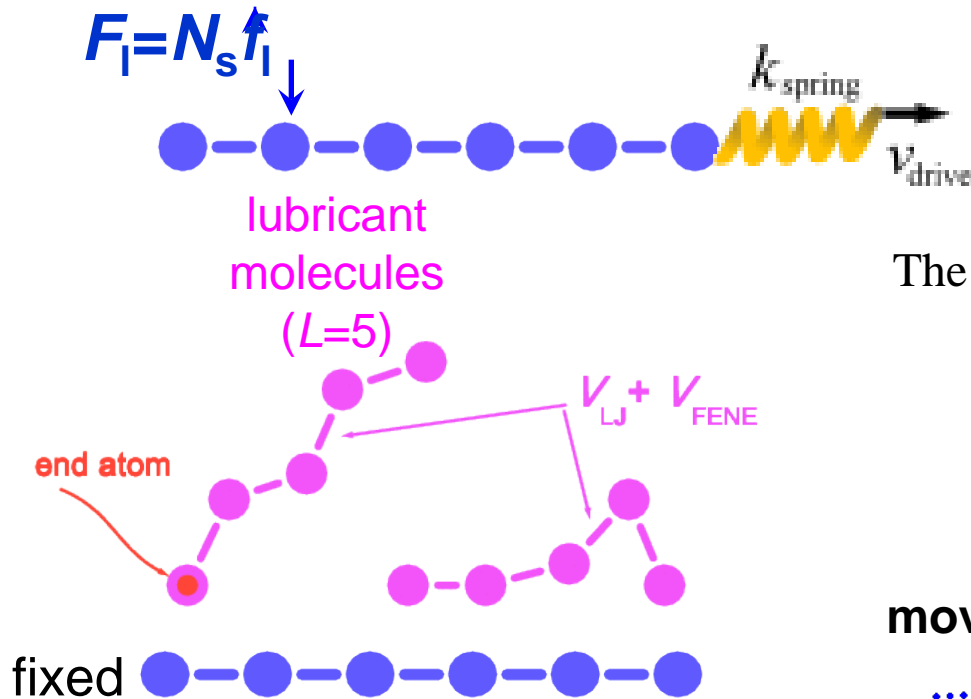
vacuum ($f_k > 0$ even at $T=0$)

air (HDD)

water (Egyptians, sliding over ice, nature – joints)

But! squeezing \rightarrow oil

V.2. Liquid lubricant: Chain lubricant molecules



The atoms within molecule are coupled, additionally to the LJ potential, by the “FENE” potential

$$V_{CH}(r) = -C \ln [1 - (r/R_{CH})^2].$$

movies for $L=5$, $v_s=0.25$, $\Delta t=1$

totally glued; exactly two layers ($M=20$)

head-glued; exactly two layers ($M=58$)

totally glued; 10% < than 2 layers ($M=18$)

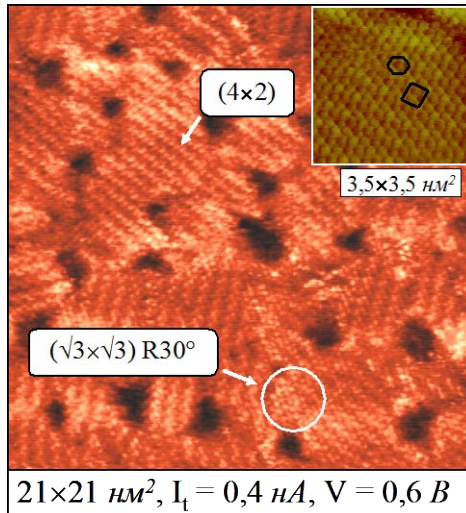
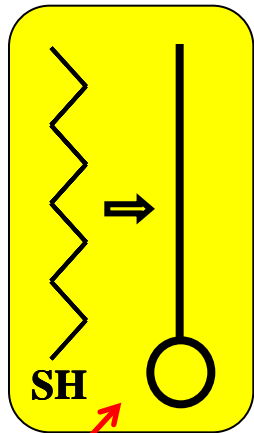
head-glued; 22% less than 2 layers ($M=45$)

V.3b. Chain molecules: Experiment

СТМ-зображення плівок на реконструйованій поверхні Au(111)

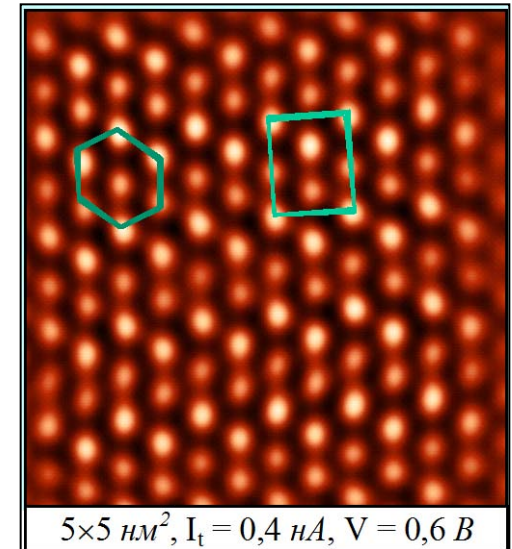
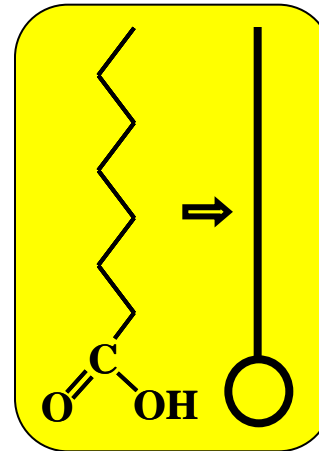
n-октантіол ($C_8H_{16}SH$)

n-октанова кислота ($C_8H_{16}O_2$)



stronger
bond

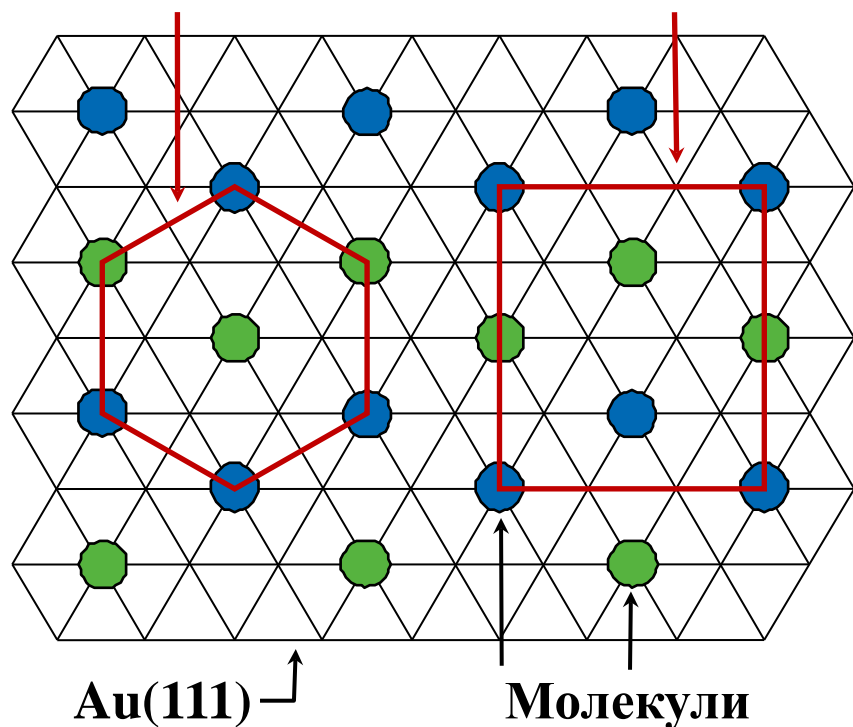
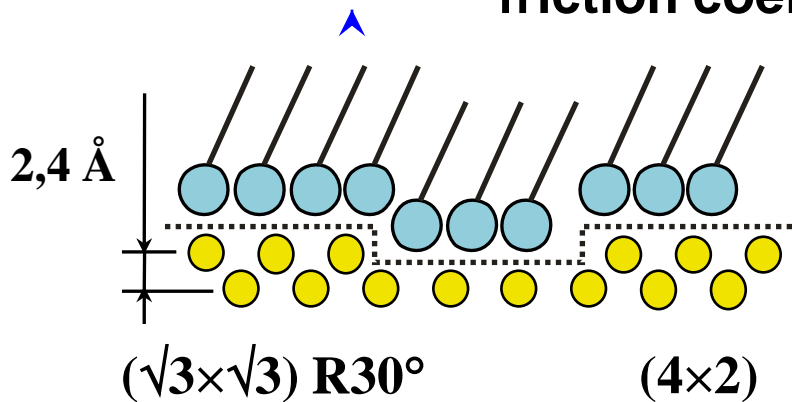
$$\mu = 0.08$$



$$\mu = 0.24$$

V.3a. Chain molecules: Experiment

friction coefficient (levitation method)

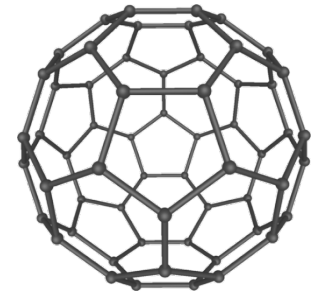


Молекули *n*-октантіолу і *n*-октанової кислоти на Au(111) формують **подібні щіткоподібні структури** $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$, промодульовані надструктурою (4×2)

Незважаючи на співпадіння структур, **коефіцієнти тертя** для моношарів *n*-октантіолу і *n*-октанової кислоти **відрізняються в ~3 рази**

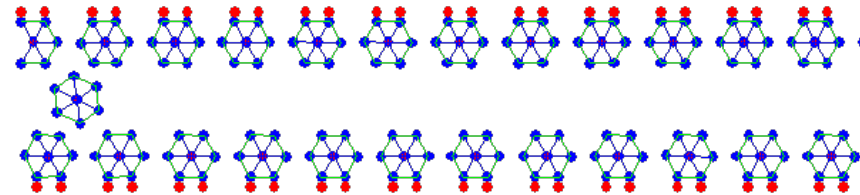
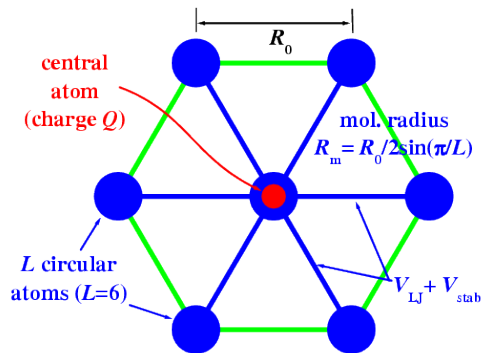
Значна відмінність коефіцієнтів тертя пояснюється більш сильною взаємодією SH-груп з поверхнею Au(111), що забезпечує цілісність моношарів *n*-октантіолу в процесі ковзання

V.4. Liquid lubricant: Fullerenes



$$\mu_{\text{rolling}} / \mu_{\text{sliding}} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$$

Question: may a rolling friction work at a microscopic scale? i.e., may a ball-shape molecules (C_{60} — fullerenes) work as a “molecular bearing”?



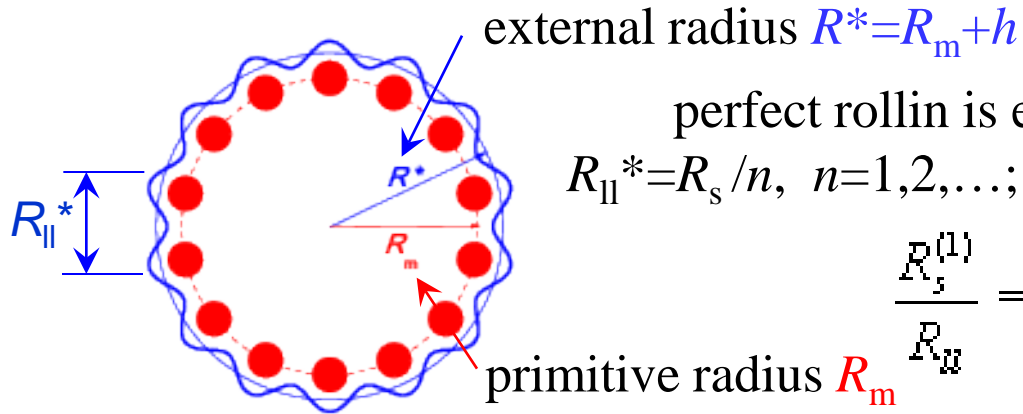
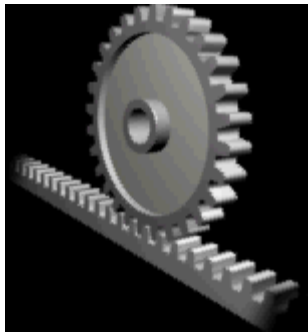
$$\mu > 0.15$$

$v_{\text{drive}} = 1$: stick-slip; **stick due to jamming**



V.5. Micro rolling – cogwheel model

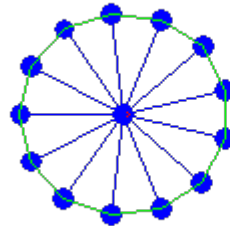
the chord distance
between the cogs
 $R_{II}^* = 2R^* \sin(\pi/L)$



perfect rollin is expected at
 $R_{II}^* = R_s / n, n=1,2,\dots$; assume: $h = \beta R_{s1}$

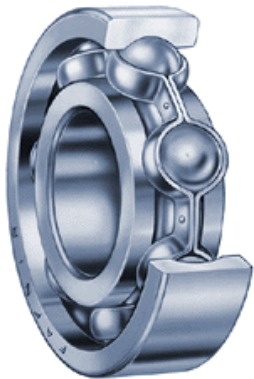
$$\frac{R_s^{(1)}}{R_{II}} = 1 + \frac{2h}{R_{II}} \sin\left(\frac{\pi}{L}\right)$$

$L=13, R_s/R_{II}=1.37, \nu_s=0.0003, \mu=2.3 \cdot 10^{-5}$: perfect rolling



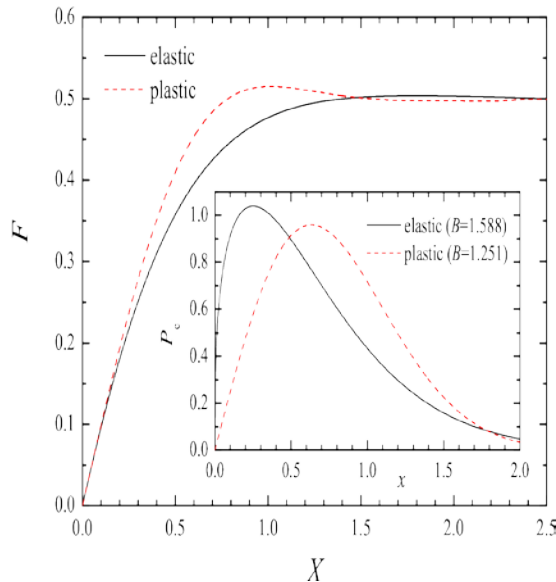
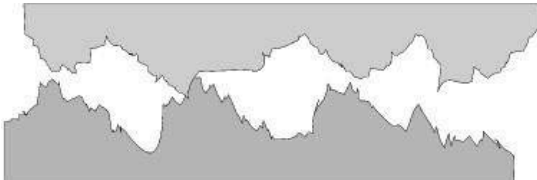
Rolling friction of spherical lubricant molecules **may be effective**
($\mu=0.01$ or even 0.0001) if:

- cogwheel ingraining between fullerene and substrate
- the substrates are rigid (to reduce deformation losses)
- there are no jams (concentration $\theta < 0.3$)

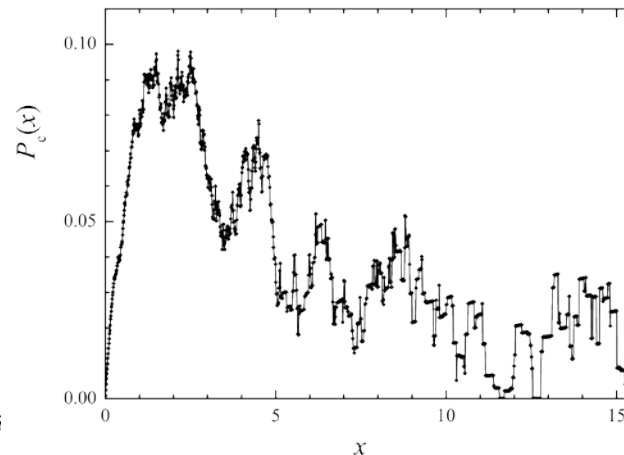
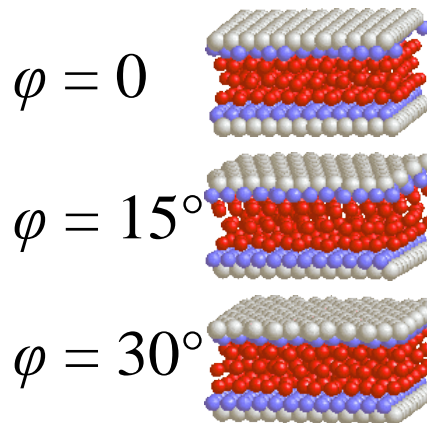


VI.1. Nonhomogeneous frictional interface: $P_c(x)$

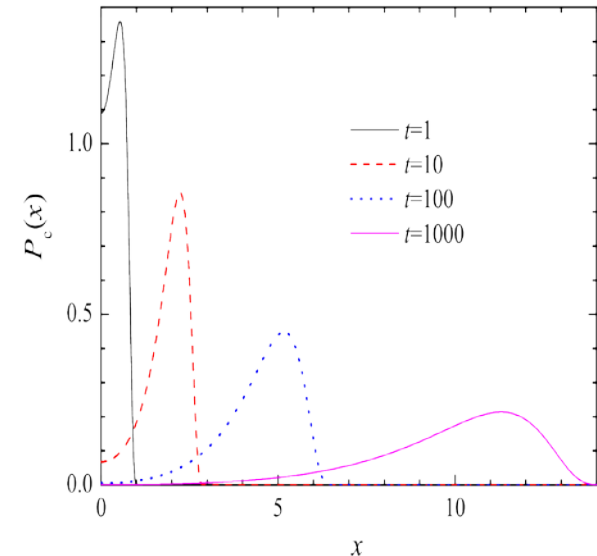
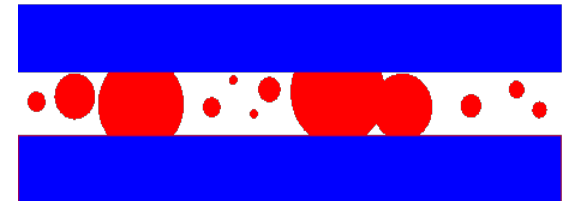
dry friction: contact of rough surfaces (fractal – self-affine)



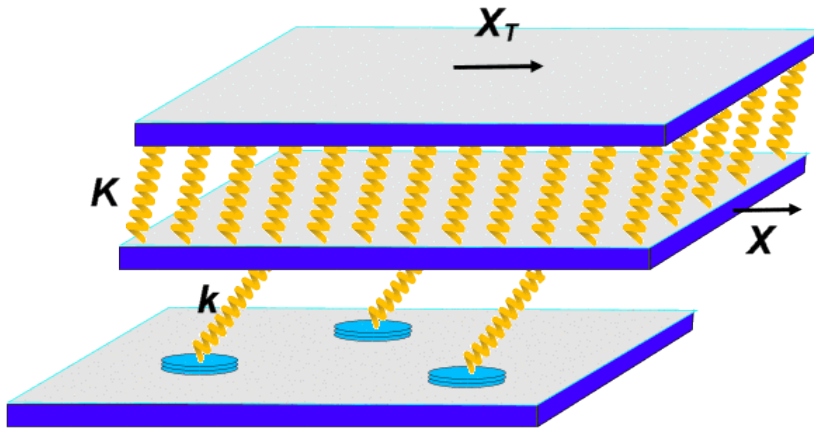
dry or lubricated friction: contact of polycrystalline substrates



lubricated friction: Lifshitz-Slözov coalescence



VI.2. The earthquakelike (EQ) model



$P_c(x_s)$ – probability distribution of the thresholds $x_{si} = f_{si}/k_i$ at which the contacts break

$Q(x;X)$ – distribution of the stretchings x_i when the top substrate is at a position X

As the top stage moves, the surface stress at any junction increases, $f_i(t) = k_i x_i(t)$, where $x_i(t)$ is the shift of the i -th junction from its unstressed position.

A single junction is pinned whilst $f_i(t) < f_{si}$, where f_{si} is the static friction threshold for it. When the force reaches f_{si} , a rapid local slip takes place, during which the local stress drops. Then the junction is pinned again, and the whole process repeats itself.

Numerics: cellular automaton algorithm

VI.3. The master equation (ME) approach

$Q(x;X)$ - the distribution of the stretchings x_i when the bottom of the slider is at X .

$P_c(x_s)$ - probability distribution of values of the thresholds x_{si} at which contacts break.

$R(x)$ - probability distribution of values of the displacements x for “newborn” contacts.

Consider a small displacement $\Delta X > 0$ of the bottom of the solid block.

It induces a variation of the stretching x_i of the asperities which has the same value ΔX .

The displacement X leads to three kinds of changes in the distribution $Q(x;X)$:

$$Q(x; X + \Delta X) = Q(x - \Delta X; X) - \Delta Q_-(x; X) + \Delta Q_+(x; X)$$

(1) the first term is just the shift due to the global increase of the stretching;

(2) some contacts break because the stretching exceeds the maximum that they can stand:

$$\Delta Q_-(x; X) = P(x) \Delta X Q(x; X), \quad P(x) = \frac{P_c(x)}{\int_x^\infty d\xi P_c(\xi)}$$

(3) those broken contacts form again after a slip:

$$\Delta Q_+(x; X) = R(x) \int_{-\infty}^\infty d\xi \Delta Q_-(\xi; X)$$

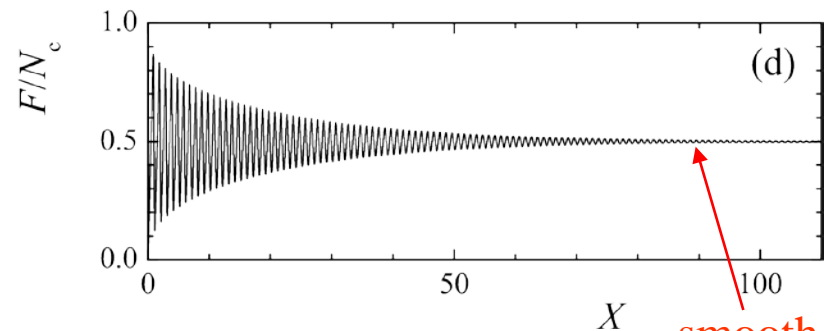
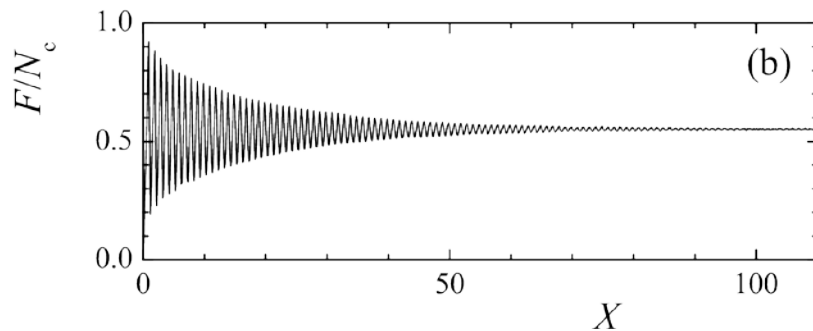
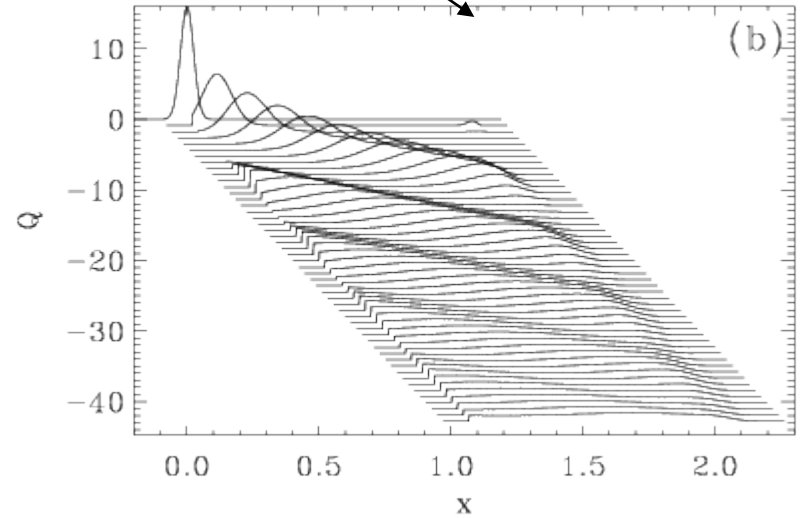
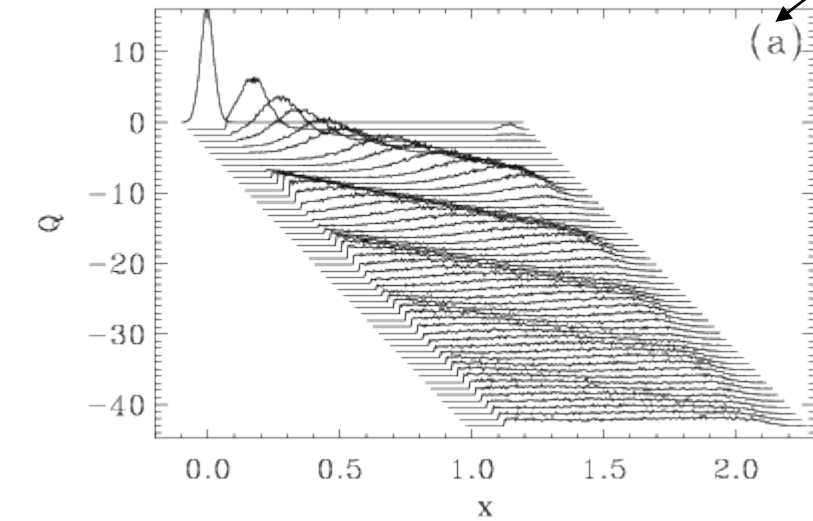
the number of contacts
to be broken $= N_c P_c(x) \Delta X$

the number of still
unbroken contacts $(/N_c)$

Finally, with $\Delta X \rightarrow 0$ we get the integro-differential equation:

$$\frac{\partial Q(x;X)}{\partial x} + \frac{\partial Q(x;X)}{\partial X} + P(x) Q(x; X) = R(x) \int_{-\infty}^\infty d\xi P(\xi) Q(\xi; X)$$

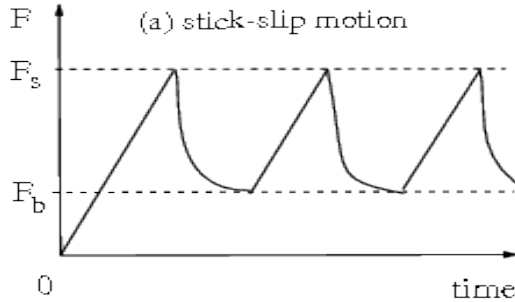
VI.4. Solution: EQ \leftrightarrow ME



- Steady-state: analytical solution
- Aging of the contacts + nonrigid substrates: stick-slip to smooth sliding transition
- Temperature effects; dependence on the sliding velocity

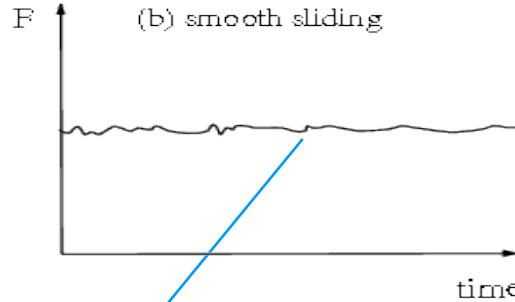
VI.6. Stick-slip vs smooth sliding

low velocity &/or soft system

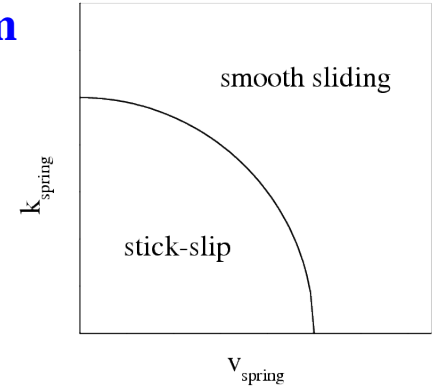


$K < K^*$: stick-slip

high velocity &/or stiff system



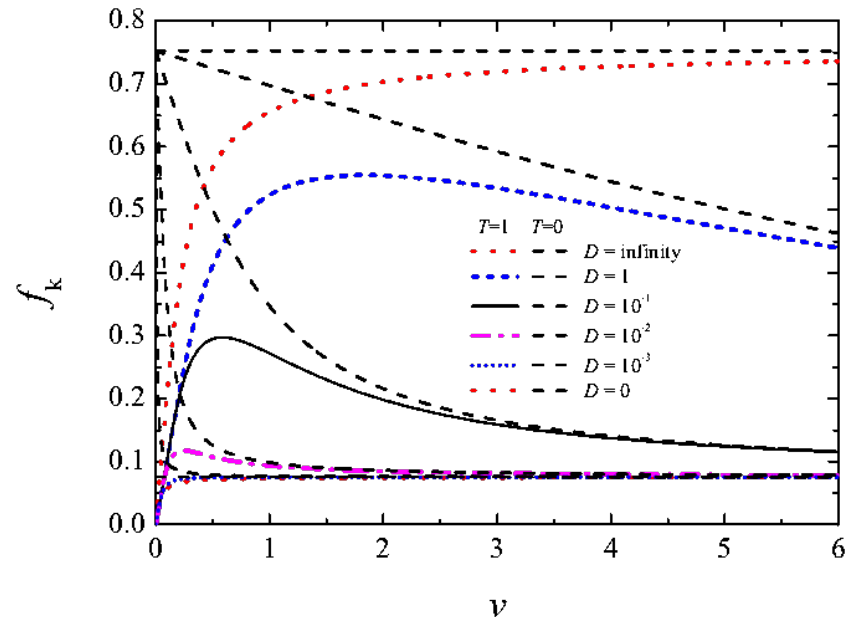
$K > K^*$: smooth sliding



smooth sliding:

$f_k(v)$ increases at small v
due to temperature

$f_k(v)$ decreases at large v
due to aging



VI.5. Elastic instability

The force at the substrate/lubricant interface $F = K(X_d - X)$ (*) must be equal to the force $F(X)$ from friction contacts. When X_d and X increase, the substrate remains stationary as long as $dX_d/dX > 0$.

$dX_d/dX = 0$, or $F'(X) \equiv dF(X)/dX = -K$ (**) just defines the maximal displacement X_m which the contacts can sustain; a larger displacement will brake all the contacts simultaneously, and at this moment all contacts will reform.

OR:

The total potential energy of the sliding interface plus the elastic substrate is

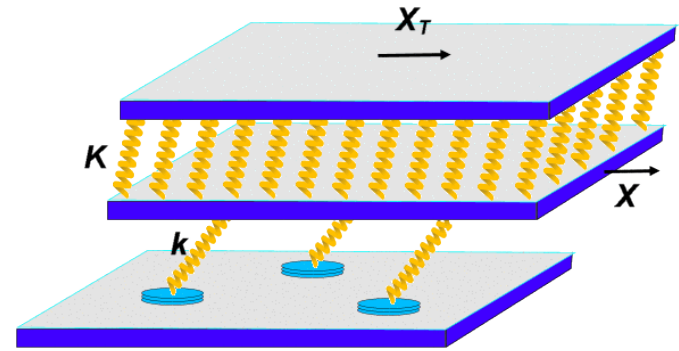
$$V(X) = \int_0^X dX' F(X') + \frac{1}{2}K(X - X_d)^2;$$

then Eq.(*) $\leftrightarrow V'(X) = 0$;

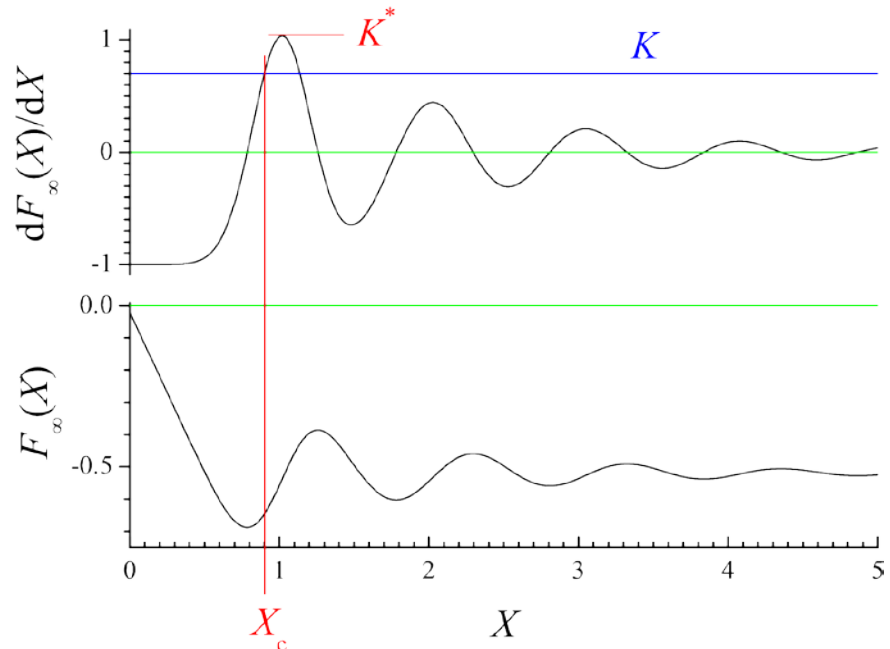
it is stable if $V''(X) > 0$, so that

the unstable displacement is defined by

$$V''(X) = 0 \leftrightarrow \text{Eq. (**)}$$

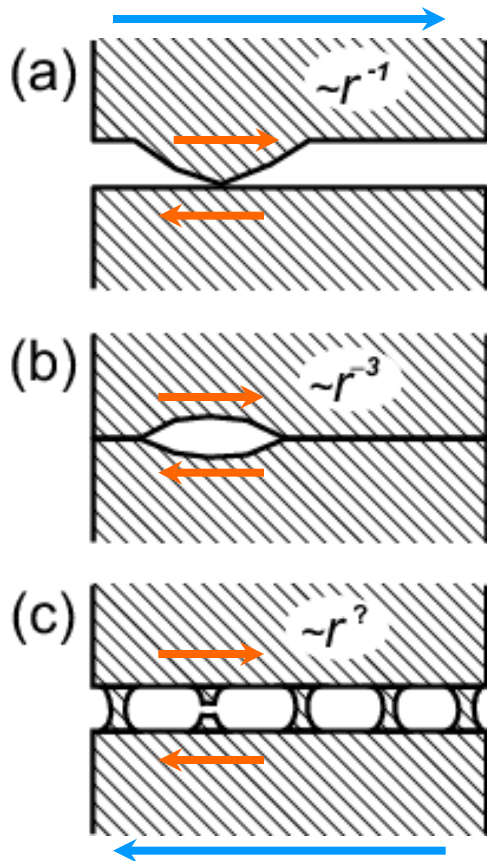


$$K^* = -\max F'(X) \approx Nk(f_s - f_b) / \Delta f_s$$

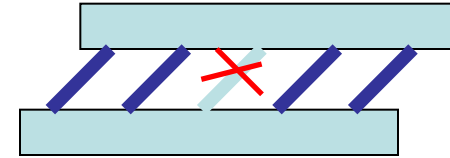


VII.1. Interaction between contacts

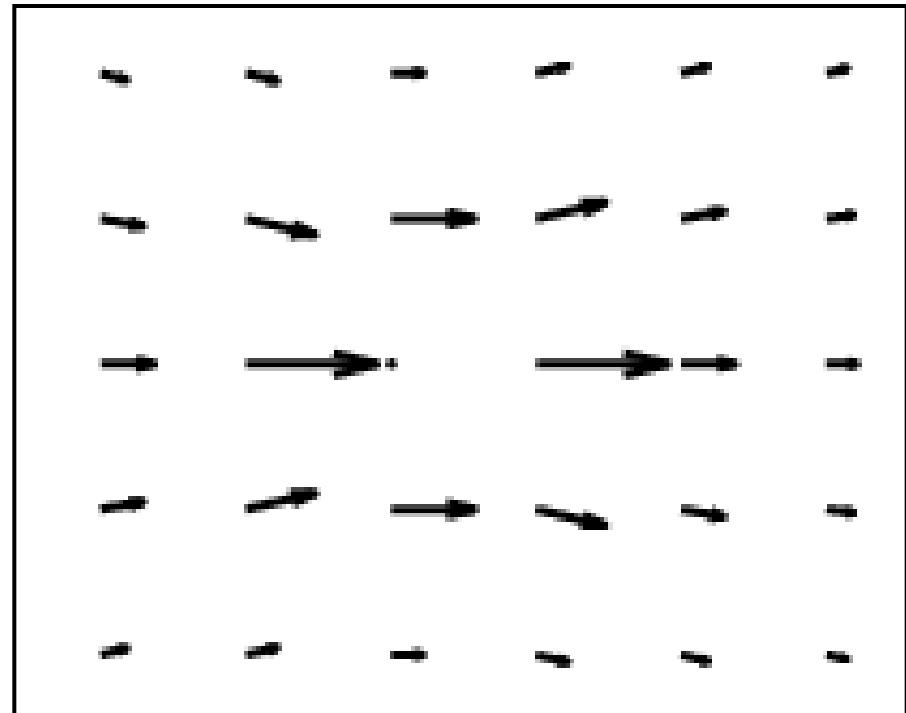
The law of interaction



Руйнування області зсуву на поверхні розділу



Зміна напруження на контактах при руйнуванні центрального стрижня



VII.2. Interaction: Method

Модельну систему в матричному вигляді можна описати за допомогою рівняння:

$$\delta \mathbf{F} = \mathbf{B} \delta \mathbf{K} (1 - \mathbf{G} \mathbf{B} \mathbf{K}) \mathbf{U}_0$$

де $\mathbf{B} = (1 + \mathbf{K} \mathbf{G})^{-1}$,

$\delta \mathbf{F}$ – зміна сили;

\mathbf{K} – діагональна матриця зсув,

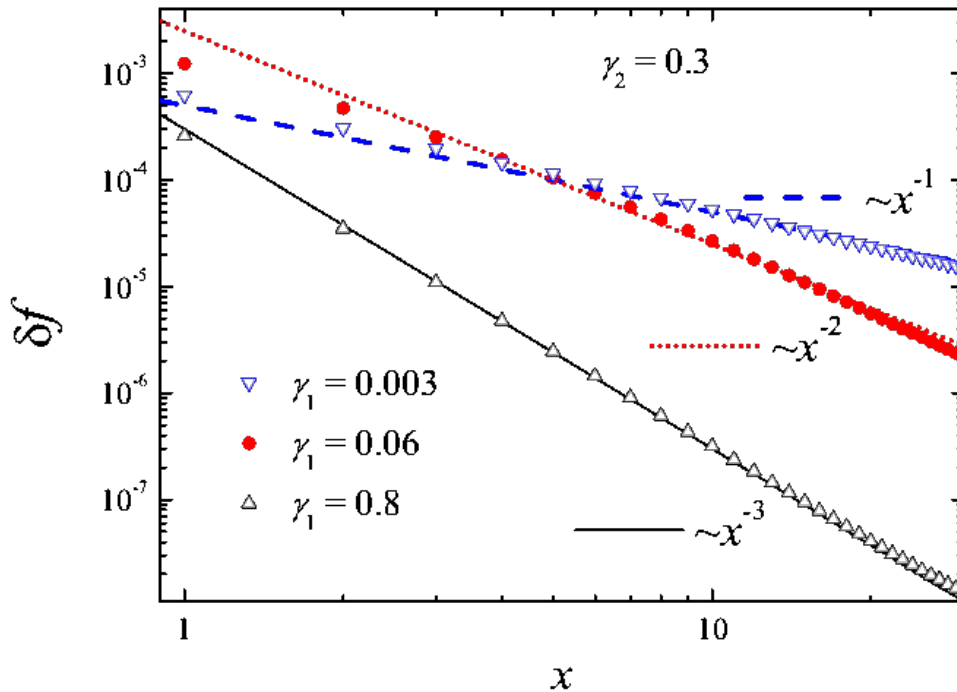
$\delta \mathbf{K}$ – зміна матриці зсуву;

\mathbf{U}_0 – визначає напруження в початковому стані

\mathbf{G} – пружний тензор Гріна для напівнескінченної ізотропної підкладки.

Розрахункова система:	кластер ІФ НАН
Решітка:	89×89
Розмір розрахункових матриць:	8,559×8,559
Об'єм операційної пам'яті:	15 Гб
Час одного розрахунку:	91,890 сек = 26 годин

VII.3. Interaction: Results



$$\gamma_1 = k / (Ea)$$

$$\gamma_2 = r_c / a$$

Elastic correlation length: $\lambda_c = a (Ea / k)$

$r < \lambda_c: \delta f(r) \sim r^{-1}$
 rigid slider
 MF

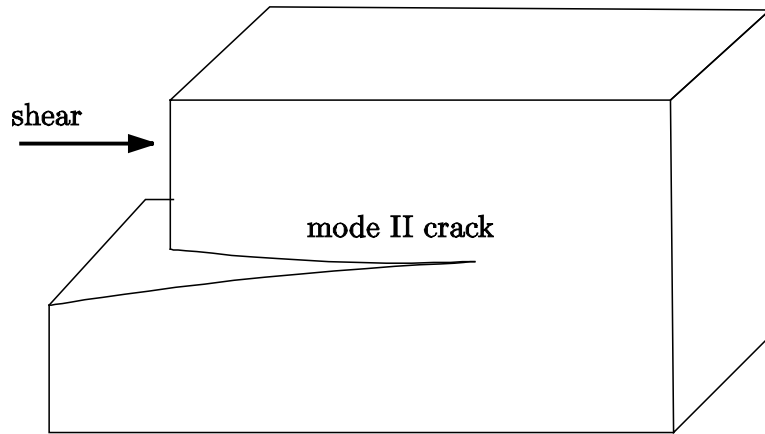
$r > \lambda_c: \delta f(r) \sim r^{-3}$
 deformable slider
 solitonic wave

C. Caroli & Ph. Nozieres, *Eur. Phys. J. B* **4** (1998) 233

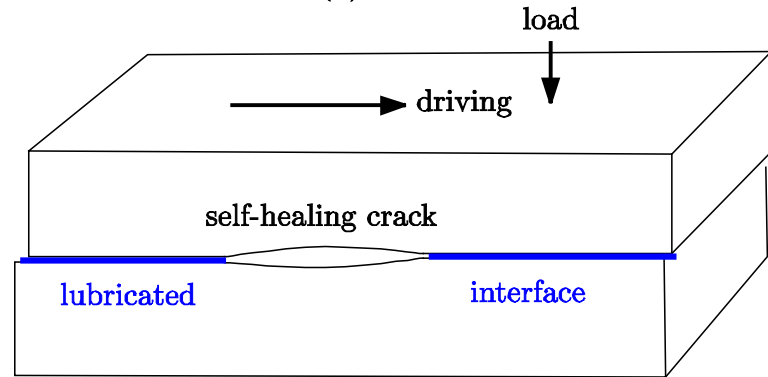
O.M. Braun, M. Peyrard, D.V. Stryzheus, E. Tosatti, *Tribology Letters* (2012)

VIII.1. Self-healing crack

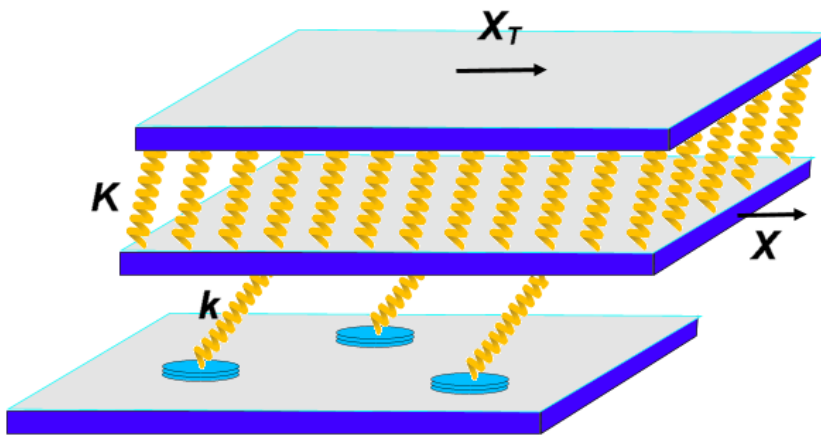
(a) Fracture



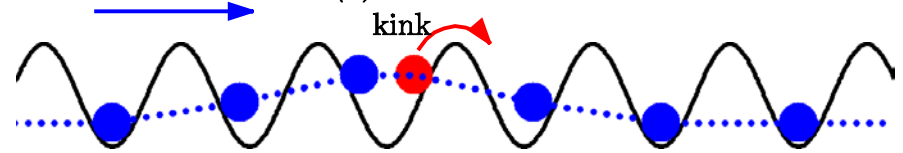
(b) Friction



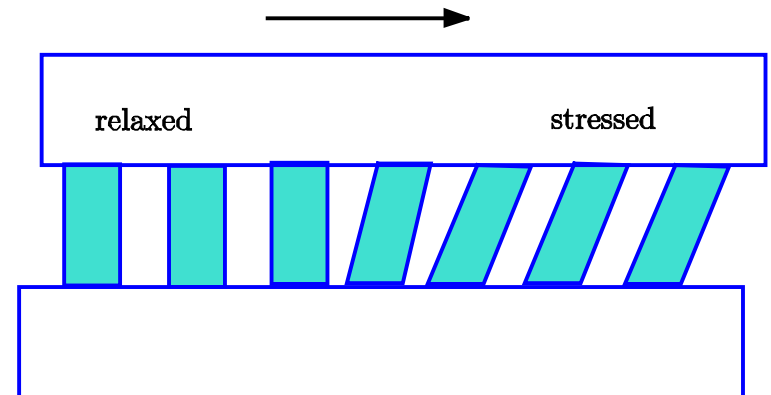
(c) EQ model



(d) FK model

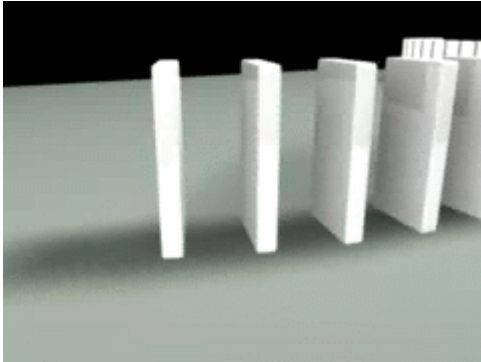


(e) The model

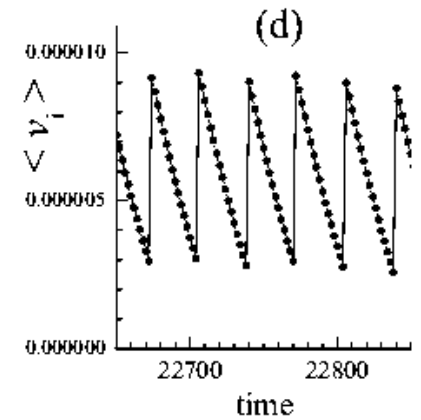
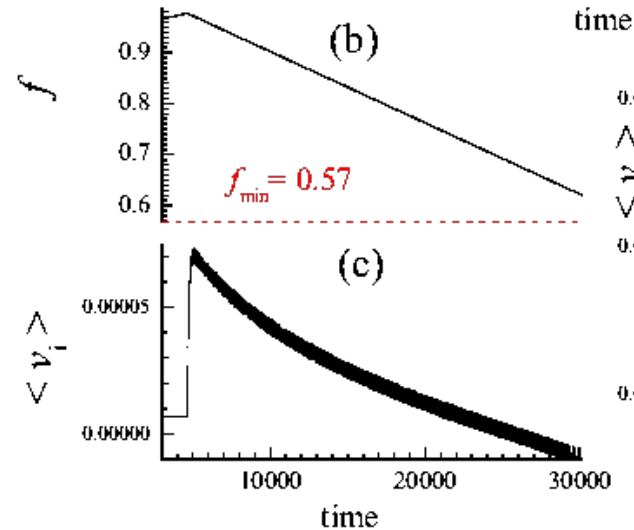
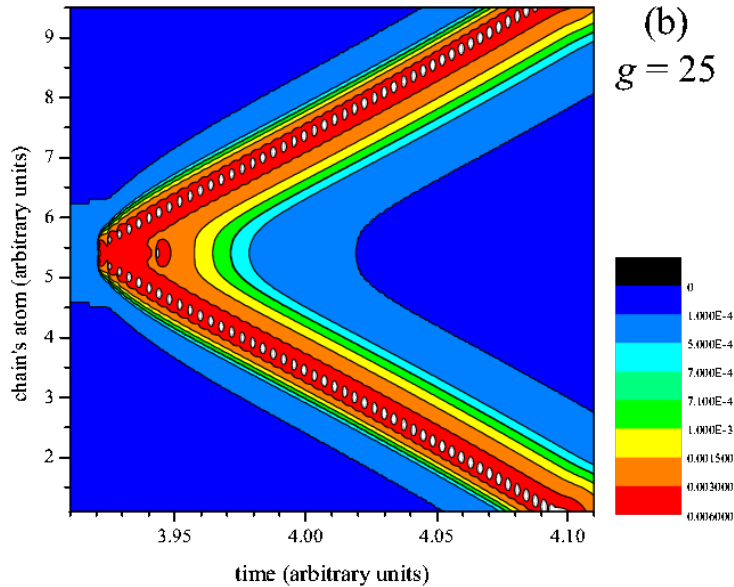
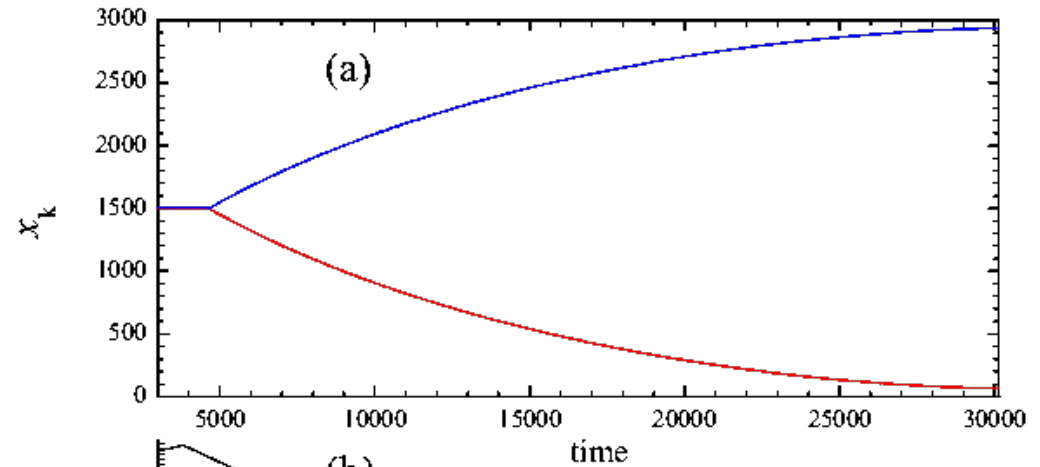


VIII.2. Self-healing crack: solitary wave

Idea: domino effect



1D model: sawtooth interaction



VIII.3. Self-healing crack: FK

$$m\ddot{u}_i + m\eta\dot{u}_i - g(u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i) + F_s(u_i) + Ku_i = f(t) = Kvd_t$$

Define the function $\mathcal{F}(u) = F_s(u) + Ku - f$

Boundary conditions: right part is unrelaxed, $u_R = f/(k + K)$

left is relaxed, $u_L = (f + ku_c)/(k + K)$

Continuum approximation ($i \rightarrow x = ia$):

$$m\eta u_t - a^2 g u_{xx} + \mathcal{F}(u) = 0, \quad \mathcal{F}(u)|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0$$

Look for a solution in the form of a wave of stationary profile

(the solitary wave) $u(x, t) = u(x - vt)$

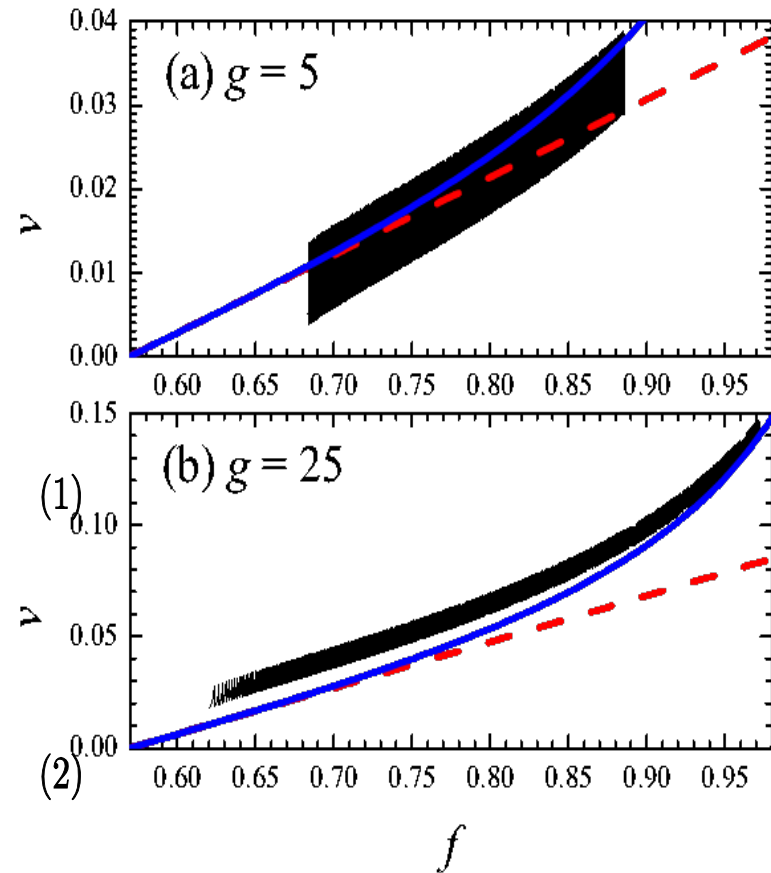
$$\text{Solution: } f_{\min} = \left(\frac{1}{2}k + K\right) u_c, \quad f_{\max} = (k + K) u_c$$

Kink velocity as a function of the driving force: at low velocities

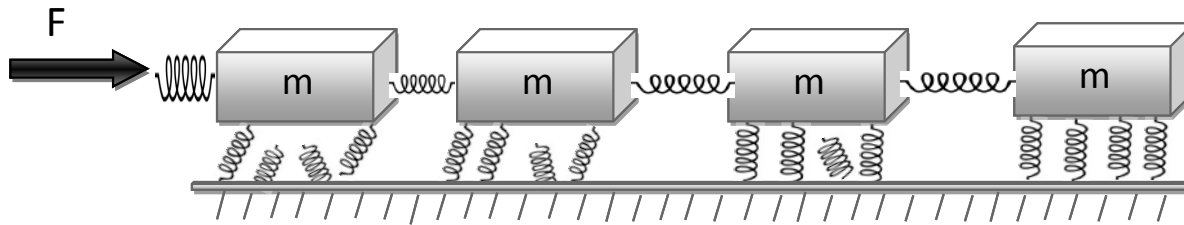
$$v \approx (f - f_{\min})/m_k\eta, \quad m_k = m \left/ \frac{4a}{u_c} \sqrt{\frac{g}{k} \left(1 + \frac{K}{k}\right)} \right.$$

at high velocities

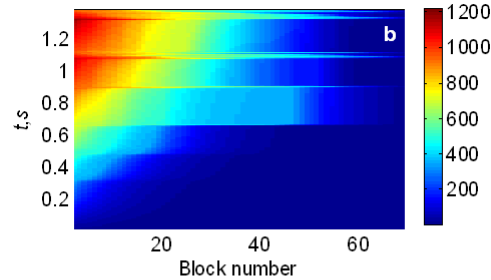
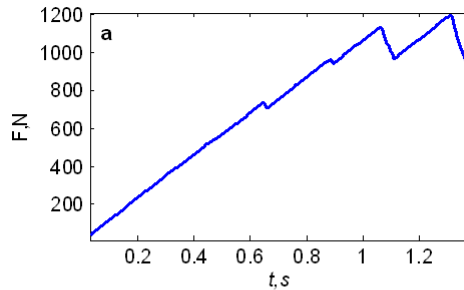
$$v \approx c_0 \left/ \sqrt{1 + \frac{m\eta^2(f_{\max} - f)}{k(k + K)u_c}} \right.$$



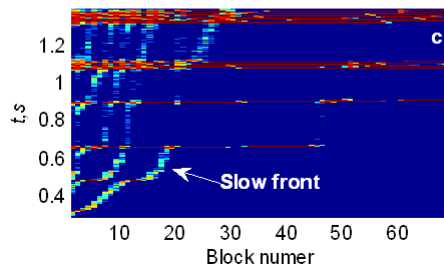
IX. Onset of sliding: Precursors



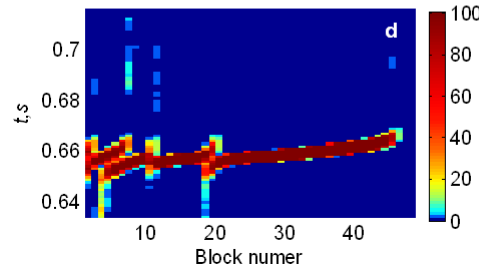
(a) loading curve $F(t)$



(c) distribution of fraction of attached contacts as a function of the block number j and time t .



The regions with attached contacts = blue color, detached = red color.



Bars set up a correspondence between the colors and the force in Newton (b) and the fraction of detached contacts in % (c, d).

(b) distribution of elastic forces in the slider as a function of the block number j and time t . The unstressed and stressed regions are displayed by blue and red colors.

(d) enlarged view of the fast detachment front from (c) showing an excitation of a secondary Rayleigh front by the slow fronts

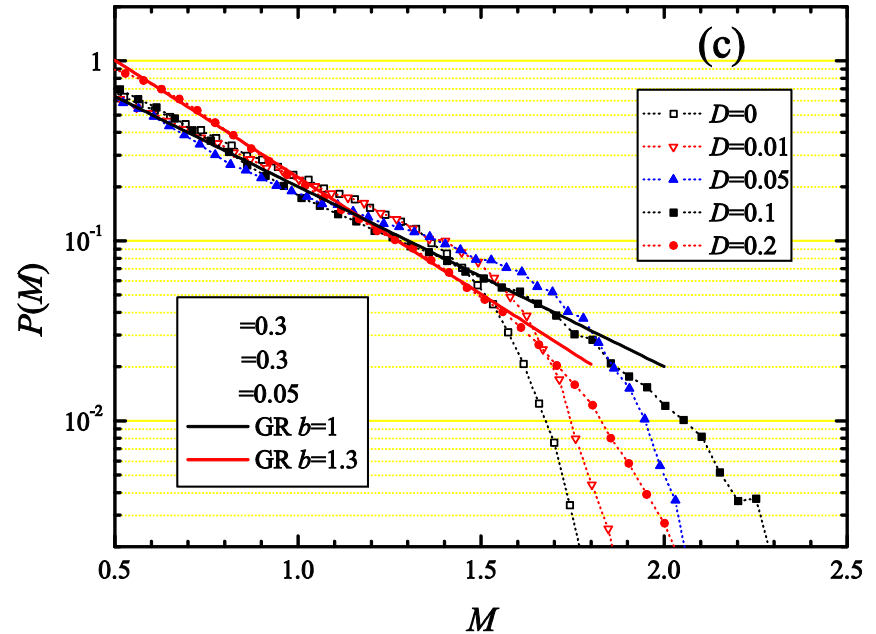
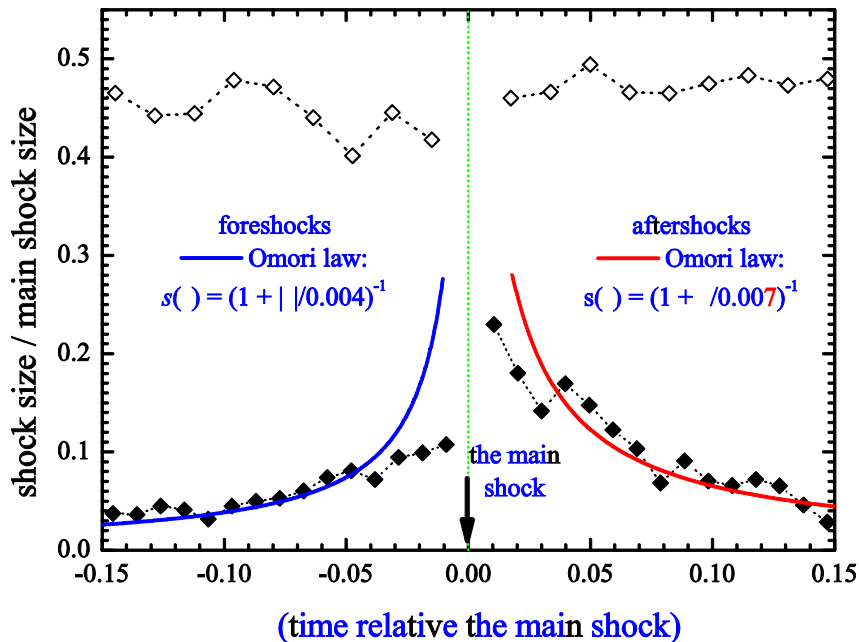
X. Real earthquakes

empirical laws

Gutenberg-Richter:

$$N(M) \sim 10^{-bM}$$

Omori: $n(t) = K / (c + t)^p$



foreshocks:

- silence (if top driven)
- precursors (if pushed)

aftershocks: Omori law

Conclusion

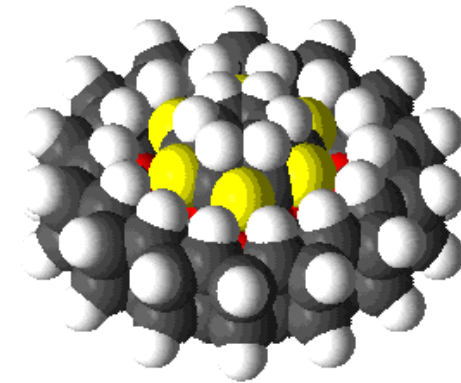
- MD model: Langevin equation with $\eta(r, v)$
- MD results: V_{II} – soft vs hard lubricant
 - soft (traditional) – LoLS, may be melting/freezing
 - hard – remain in the solid state during slips
- MD results:
 - crystalline lubricant – perfect sliding (superlubricity)
 - “amorphous” lubricant structure – high friction
 - liquid lubricant – intermediate friction ($\mu \sim 0.1$)
- Optimal parameters – self-ordering of the lubricant (superlubricity)
- Role of lubricant molecule shape (linear / spherical; additives)
- Microscopic stick-slip to smooth sliding – high $v_c \sim 10$ m/s
- Macroscopic stick-slip to smooth sliding – EQ model
- Friction on a mesoscale: the master equation approach

Summary

1. The complex problem of behavior of the tribological system is split into two independent subproblems: (I) dynamics of the friction contact, if the distribution of static thresholds $P_c(x)$ is known, and (II) to find this distribution for a given system (a separate problem for MD)
2. Interaction: elastic correlation length $\lambda_c = a^2 E / k$
3. Far zone – collective modes (solitary waves)

Problems & perspectives

- **Control/modify friction:**
 - chemical methods (additives)
 - artificial (meta)-materials
 - **external vibrations**
- Water-based lubricants
- Nanomanipulations at interfaces
- Molecular bearings



more info: <http://www.iop.kiev.ua/~obraun>

Співавтори & подяки

Alan Bishop & Joanna Röder (Theoretical Division, LANL, Los Alamos, USA)

Michel Peyrard & Thierry Dauxois (Lab.de Physique, ENS de Lyon, France)

Maxim Paliy (Dept. of Chemistry, University of Western Ontario, Canada)

Erio Tosatti (ICTP & SISSA, Trieste, Italy)

Nicola Manini (Universita degli Studi di Milano, Italy)

Virginio Bortolani & Andrea Vanossi (Universita di Modena, Italy)

Bo Persson (Juelich, Germany)

Michael Urbakh (Tel-Aviv University, Israel)

Martin Muser (UWO, Canada)

...

