

УДК 539.62:621.891(43.3)

КП

№ держреєстрації 0111U009623

Інв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Сумський державний університет (СумДУ)

40007, м. Суми, вул. Р.-Корсакова, 2: тел. (0542) 33-41-08,

факс (0542) 33-40-49

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи

доктор фіз.-мат. наук, проф.

_____ А.М. Черноус

ЗВІТ

ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

**"РЕОЛОГІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТРИБОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ В
РЕЖИМІ МЕЖОВОГО ТЕРТЯ"**

(заключний)

Начальник НДЧ

к.ф.-м.н., с.н.с.

Керівник НДР

к.ф.-м.н., доцент

Д.І. Курбатов

Я.О. Ляшенко

2016

Рукопис закінчено 20 жовтня 2016 р.

Результати цієї роботи розглянуто на засіданні наукової ради СумДУ,

протокол від 2016.11.24 №3

СПИСОК АВТОРІВ

Асистент к.ф.-м.н.	(2016.10.20)	А. М. Заскока (розд. 1, 2)
Старший викладач к.ф.-м.н.	(2016.10.20)	У. С. Швець (розд. 1)
Старший викладач к.ф.-м.н.	(2016.10.20)	В. М. Борисюк (розд. 1)
Асистент к.ф.-м.н.	(2016.10.20)	Н. М. Манько (розд. 2)
Аспірант	(2016.10.20)	Д. С. Трощенко (розд. 2)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 64 с., 22 рис., 83 джерела.

Об'єктом дослідження є процеси зсувного плавлення, що спостерігаються при терті атомарно-гладких твердих поверхонь.

Предмет дослідження — фазові переходи в ультратонкому шарі мастила, затиснутому між двома атомарно-гладкими твердими поверхнями, і тертя цих поверхонь.

Метою проекту є розробка теоретичних моделей для опису процесів, що відбуваються в трибологічних системах, які працюють в режимі межового тертя та дослідження реологічних характеристик змащувальних матеріалів на основі цих моделей.

Методи дослідження. В роботі використовувались методи теорії пружності, обчислювальної математики, математичного моделювання, методики дослідження фазових переходів. Системи диференціальних рівнянь розв'язувались за допомогою методів Рунге-Кутта 4-го порядку точності та Ойлера. Також використовувались рівняння Ланжевена та Ландау-Халатнікова для дослідження кінетики трибологічної системи.

ТЕРТЯ, ПРУЖНІ ТА В'ЯЗКІ НАПРУЖЕННЯ, ДЕФОРМАЦІЯ, ТРИБОЛОГІЧНА СИСТЕМА, ПЕРЕРИВЧАСТИЙ РУХ, ПЛАВЛЕННЯ, ФАЗОВИЙ ПЕРЕХІД.

ЗМІСТ

ВСТУП	6
1 ТЕРМОДИНАМІЧНА МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕННЯ УЛЬТРАТОНКОЇ ПЛІВКИ МАСТИЛА	8
1.1 Опис трибологічної системи	8
1.2 Фазовий перехід другого роду	11
1.3 Сила тертя	16
1.4 Кінетика плавлення та переривчастий режим	18
1.5 Аналіз впливу зміни керуючих параметрів	22
1.6 Фазовий перехід першого роду	24
1.7 Переривчастий режим при підвищенні температури та швидкості зсуву	28
1.8 Гістерезисна поведінка	32
Висновки до розділу 1	37
2 ВРАХУВАННЯ УНІВЕРСАЛЬНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ В'ЯЗКОСТІ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ТА ГРАДІЄНТА ШВИДКОСТІ	39
2.1 Температурна залежність в'язкості і сила тертя	39
2.2 Зсув поверхонь тертя в одну сторону	43
2.3 Ковзання після довготривалої зупинки зовнішнього приводу	44

2.4 Вплив довжини молекул на характер режиму тертя	48
Висновки до розділу 2.....	51
ВИСНОВКИ.....	53
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	55

ВСТУП

Коли молекули рідини затиснуті у сильно обмеженому просторі, їхні динамічні властивості повністю відрізняються від властивостей об'ємних мастил [1–7]. Наприклад, молекули рідини затиснуті між двома атомарно-гладкими твердими поверхнями можуть утворювати квазі-дискретні шари, чії властивості залежать від кількості шарів, і такі ультратонкі мастила часто поведуть себе більше як тверде тіло або рідкий кристал, ніж звичайна рідина: протистоять повному здавлюванню і зсувним напруженням. Сили взаємодії між поверхнями стають дуже складними, коли вони наближаються на відстань ближче 5-10 молекулярних діаметрів. У такому режимі класична теорія не здатна описати взаємодію між поверхнями і частинками рідини, такий режим отримав назву межового [1]. У межовому режимі часто спостерігається переривчастий (stick-slip) рух поверхонь, що зсуваються. Він проявляє себе у багатьох випадках у повсякденному житті: скрип дверей, автомобільних гальмів, скреготіння зубів, землетруси, звук, що створюється ковзанням смичка по струнам скрипки. В усіх цих випадках просте прикладення сталої сили або швидкості зсуву приводить до широкого спектру stick-slip рухів або звуку [8].

В останні роки з'являється велика кількість теоретичних та експериментальних робіт з вивчення межового тертя. Експериментальні дослідження часто проводяться на базі апарата поверхневих сил (SFA – surface force apparatus) [1, 9–12]. Зокрема, за допомогою цього апарату вивчається режим "резонансного тертя" при швидкості зсуву від 5 до 25 м/с [13] та проводяться дослідження трибологічних властивостей біологічних об'єктів [14–17]. Іншим експериментальним пристроєм слугує віброметр [18], при використанні якого встановлена подібність землетрусів з нестабільністю stick-slip переходів [19, 20]. Також для дослідження нанотрибологічних систем широко використовуються методи молекулярної динаміки [21–28] та різноманітні фено-

менологічні моделі [18, 29–37].

Стрімкий розвиток електроніки та мініатюризація деталей ставить перед інженерами проблему забезпечення стійкої роботи розроблюваних механізмів. Часто деталі, що труться настільки малі, що мастило між ними або відсутнє взагалі, або являє собою ультратонкий шар, властивості якого суттєво відрізняються від властивостей об'ємних мастил [1, 38, 39]. У таких механізмах можлива реалізація переривчастого stick-slip руху, який є основною причиною завчасного зношування поверхонь тертя. З метою забезпечення стійкої роботи механізмів проводяться численні експерименти з вивчення переривчастого режиму [1, 8, 9, 40] з використанням атомно-силової мікроскопії (AFM) [41–47] і апарату поверхневих сил [9], а також застосовують різні методики для вдосконалення точності наносканувань [48–53]. Разом з експериментальними дослідженнями існує багато робіт, де поведінку межових мастил вивчають з використанням методів молекулярної динаміки [21, 23] і на основі феноменологічних моделей [29, 30, 54]. Не дивлячись на те, що на сьогоднішній день існує величезна кількість як експериментальних, так і теоретичних робіт, досі не існує універсального підходу, який здатен охопити усю складність процесу, тому продовжуються дослідження межового мастила на основі феноменологічних моделей для визначення фізичних закономірностей, що лежать в основі експериментальних результатів. Таким чином, на сьогодні існує безсумнівна необхідність в теоретичному описі процесів тертя на нанорівні.

1 ТЕРМОДИНАМІЧНА МОДЕЛЬ ПЛАВЛЕННЯ УЛЬТРАТОНКОЇ ПЛІВКИ МАСТИЛА

1.1 Опис трибологічної системи

Розглянемо процеси межового тертя на прикладі поведінки механічного аналога трибологічної системи [8, 9, 34], що показаний на рис. 1.1. Система

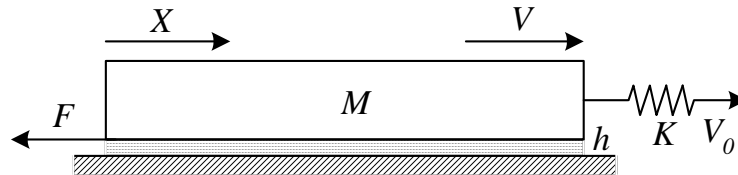


Рисунок 1.1 – Схема трибологічної системи.

складається з двох блоків з атомарно-гладкими поверхнями. Причому нижній блок зафіксований, а верхній ковзає по ньому. Між блоками знаходиться ультратонкий шар мастила товщиною h . До верхнього блоку, маса якого M , кріпиться пружина з жорсткістю K , вільний кінець якої рухається з фіксованою швидкістю V_0 . Під час руху вільного кінця пружини в рух приводиться і сам блок, але його швидкість V відрізняється від швидкості V_0 за рахунок того, що руху блока перешкоджає сила тертя F , яка виникає між поверхнями.

Позначимо координату блока X , тоді відповідне рівняння руху приймає вигляд [8, 9, 30, 34]:

$$M\ddot{X} = K\Delta X - F. \quad (1.1)$$

В останньому рівнянні ΔX – розтягнення пружини, яке визначається за формулою

$$\Delta X = \int_0^t V_0 dt' - X, \quad (1.2)$$

де t – час руху вільного кінця пружини, а t' – змінна інтегрування.

Силу тертя визначимо стандартним чином:

$$F = \sigma A, \quad (1.3)$$

де σ – зсувне напруження, що виникає в мастилі,

A – площа контакту тертьових поверхонь.

Варто зазначити, що в даній роботі розглядаються атомарно-гладкі поверхні, що розділені шаром мастила фіксованої товщини h . У такому випадку площа контакту A прямує до реальної загальної площі тертьових поверхонь. В системах, що зазвичай використовуються в промисловості (шосткі поверхні) при контакті поверхні не дотикаються повністю, а лише через шорскості та нерівності, тому відношення реальної площі до видимої $A_{real}/A_{visible}$ складає $\sim 10^{-5}$, оскільки на поверхні реалізується $10^3 - 10^5$ мікроконтактів [38, 55, 56]. У таких системах при прикладенні зовнішнього навантаження відбувається видавлювання мастила з-під шорсткостей, що приводить до зчеплення виступів і тертя окремих ділянок без мастила [57, 58]. При цьому зі збільшенням навантаження зростає і сила тертя. Ми розглядаємо атомарно-гладкі поверхні, тому зовнішнє навантаження в даній моделі в явному вигляді не враховується, оскільки коефіцієнт тертя в цьому випадку втрачає сенс.

У режимі межового тертя в шарі мастила виникають пружні σ_{el} і в'язкі (дисипативні) σ_v напруження [30, 59, 60]. Як правило, з плавленням пружна компонента напружень зменшується, а в'язка росте за рахунок збільшення відносної швидкості зсуву тертьових поверхонь [60]. Отже, повне напруження визначається сумою вказаних компонент:

$$\sigma = \sigma_{el} + \sigma_v. \quad (1.4)$$

В'язкі напруження в шарі мастила визначатимемо за емпіричною формулою [61, 62]

$$\sigma_v = \frac{\eta_{eff} V}{h}, \quad (1.5)$$

де введено в розгляд ефективну в'язкість мастила η_{eff} , яка залежить від багатьох факторів та знаходиться експериментально, а також відносну швид-

кість руху поверхонь V .

Зазвичай при межовому терті в ролі мастил використовуються полімерні розчини або розплави. Необхідність цього викликана тим, що поверхні тертя мають малий розмір і шар мастила не повинен видавлюватися з-під них під дією великих трибологічних навантажень. Такі мастила являють собою неньютонівські рідини, в'язкість яких залежить не лише від температури, а також від градієнта швидкості. Однак використання апарату поверхневих сил дозволяє досліджувати поведінку широкого класу мастил в режимі межового тертя, оскільки в цих експериментах тертьові поверхні повністю занурені в ємність з досліджуваною рідиною, і її видавлювання з-під поверхонь під час руху не відбувається [1]. Але зазначимо, що навіть звичайна вода в режимі межового змащування часто поводить себе як неньютонівська рідина, оскільки в процесі руху за рахунок взаємодії з поверхнями створює просторові впорядковані структури [63]. Неньютонівські рідини поділяють на псевдопластичні рідини, в'язкість яких з ростом швидкості деформації $\dot{\epsilon}$ зменшується (приклад — полімерні розчини і розплави) і ділатантні рідини, в'язкість яких з ростом $\dot{\epsilon}$ збільшується (приклад — суспензії твердих частинок). Для врахування обох ситуацій використаємо просту степеневу апроксимацію [61, 62]:

$$\eta_{eff} = k(\dot{\epsilon})^\gamma. \quad (1.6)$$

Тут введено коефіцієнт пропорційності k [Па·с $^{\gamma+1}$] і безрозмірний показник γ (для псевдопластичних рідин $\gamma < 0$, ділатантні характеризуються показником $\gamma > 0$, і у випадку ньютонівських рідин $\gamma = 0$).

Швидкість деформації визначається через відносну швидкість руху V і товщину мастила h [61]:

$$\dot{\epsilon} = \frac{V}{h}. \quad (1.7)$$

З урахуванням (1.6), (1.7) вираз для в'язких напружень (1.5) записується у

вигляді [64]

$$\sigma_v = k \left(\frac{V}{h} \right)^{\gamma+1}. \quad (1.8)$$

Зазначимо, що згідно з (1.8) в'язкі напруження присутні як в рідиноподібному, так і в твердоподібному станах мастила. Про наявність в'язких (дисипативних) напружень в обох фазах було вказано в експериментальній роботі [60]. Проте в твердоподібному стані мастила в'язкі напруження набувають малого значення, оскільки згідно з (1.8) вони пропорційні відносній швидкості зсуву V , яка при цьому мала.

1.2 Фазовий перехід другого роду

Для ультратонкого шару мастила в однорідному випадку можна записати густину вільної енергії у вигляді [29, 30, 65]:

$$f = \alpha(T - T_c)\varphi^2 + \frac{a}{2}\varphi^2\varepsilon_{el}^2 + \frac{b}{4}\varphi^4, \quad (1.9)$$

де T – температура мастила,

T_c – критична температура,

ε_{el} – зсувна компонента пружної деформації,

α, a, b – додатні сталі,

φ – параметр порядку, що представляє амплітуду періодичної складової мікроскопічної функції густини середовища [30].

Параметр φ рівний нулю, коли мастило перебуває в рідиноподібному стані, та приймає ненульові значення коли мастило твердоподібне.

На рис. 1.2 зображена густина вільної енергії (1.9) для трьох значень температури. Оскільки параметр φ є амплітудою періодичної складової мікроскопічної функції густини середовища, розглядаємо далі лише фізичну область значень $\varphi \geq 0$. Згідно з рисунком, при температурі $T < T_{c0}$ (крива 1) мастило

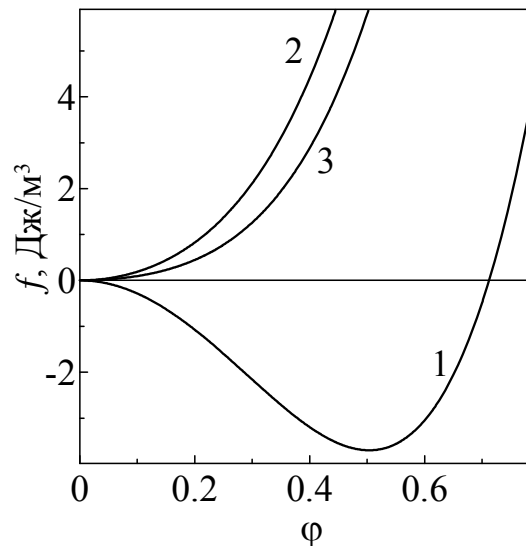


Рисунок 1.2 – Залежність густини вільної енергії f (1.9) від параметра порядку φ при $\alpha = 0.95 \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1}/\text{м}^3$, $T_c = 290 \text{ К}$, $a = 4 \cdot 10^{12} \text{ Па}$, $b = 230 \text{ Дж}/\text{м}^3$ та пружних деформаціях $\varepsilon_{el} = 2.1 \cdot 10^{-6}$. Криві 1 і 2 відповідають температурам $T = 250 \text{ К}$ і 300 К . Крива 3 відповідає температурі $T = T_{c0}$ (1.11).

твердопібне, оскільки реалізується ненульове стаціонарне значення параметра порядку $\varphi_0 \neq 0$. Якщо температура вище за критичне значення $T > T_{c0}$ (крива 2), мастило рідиноподібне, оскільки встановлюється нульове стаціонарне значення параметра $\varphi_0 = 0$. Критичне значення температури T_{c0} легко знаходиться з виразу (1.9), для цього знайдемо похідну $\partial f / \partial \varphi$:

$$f' = 2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 + b\varphi^3, \quad (1.10)$$

прирівнюємо похідну (1.10) до нуля, переносимо значення температури в ліву частину рівняння, а решту виразу в праву і отримуємо вираз для критичної температури [65]:

$$T_{c0} = T_c - \frac{a\varepsilon_{el}^2}{2\alpha}. \quad (1.11)$$

Крива 3 на рис. 1.2 відповідає значенню $T = T_{c0}$, при якому на залежності $f(\varphi)$ з'являється плато.

Пружні напруження визначимо з (1.9) як $\sigma_{el} = \partial f / \partial \varepsilon_{el}$ [30]:

$$\sigma_{el} = a\varphi^2\varepsilon_{el} = \mu\varepsilon_{el}, \quad (1.12)$$

де модуль зсуву визначається як

$$\mu = a\varphi^2. \quad (1.13)$$

Зазначимо, що в режимі межового тертя модуль зсуву може бути на декілька порядків більший, ніж у гідродинамічному режимі для того самого мастила [9]. Зазвичай у процесі тертя при перевищенні критичних значень температури T , або пружних зсувних напружень σ_{el} , мастило плавиться не повністю, а створюється доменна структура з областями рідинного і сухого тертя.

Визначимо ненульові значення модуля зсуву, які він набуває в твердо-подібному стані, з умови $\partial f/\partial \varphi = 0$ [30]:

$$\mu = \frac{a}{b} (2\alpha(T_c - T) - a\varepsilon_{el}^2). \quad (1.14)$$

З (1.14) знайдемо критичне значення деформації [30]

$$\varepsilon_{el,c} = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}, \quad (1.15)$$

при перевищенні якого мастило плавиться. Таким чином, залежність напру-

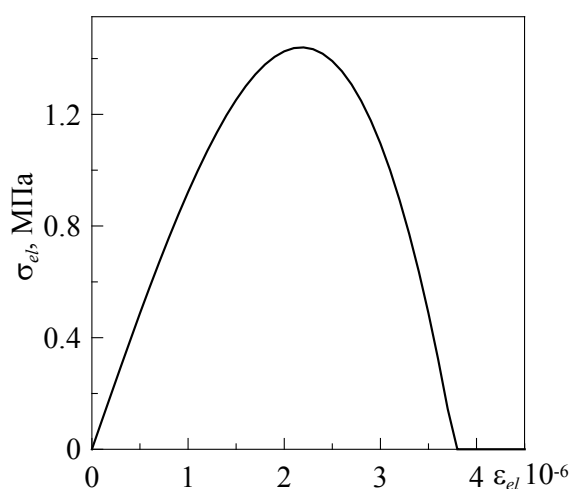


Рисунок 1.3 – Залежність зсувних напружень σ_{el} від деформацій ε_{el} при параметрах рис. 1.2 та температурі мастила $T = 260$ К.

жень від деформацій приймає вигляд [30] (див. рис. 1.3):

$$\sigma_{el} = \begin{cases} \frac{a [2\alpha(T_c - T) - a\varepsilon_{el}^2]}{b} \varepsilon_{el}, & \varepsilon_{el} < \varepsilon_{el,c}, \\ 0, & \varepsilon_{el} > \varepsilon_{el,c}. \end{cases} \quad (1.16)$$

Останній вираз свідчить про те, що пружні напруження приймають ненульові значення лише в твердоподібній фазі. Згідно з цим в роботах [66, 67], в яких розробляється синергетична концепція межового тертя, напруження обираються як параметр порядку.

Зазвичай в експериментах фіксується не зсувна компонента деформації ε_{el} , а відносна швидкість зсуву поверхонь тертя [8,9]. Тому для подальшого дослідження необхідно отримати зв'язок між цими двома величинами. Використаємо дебаївське наближення, згідно з яким пружна компонента деформації ε_{el} виникає в шарі мастила при пластичній течії зі швидкістю $\dot{\varepsilon}_{pl}$ [30]:

$$\dot{\varepsilon}_{pl} = \frac{\varepsilon_{el}}{\tau_\varepsilon}, \quad (1.17)$$

де τ_ε – максвеллівський час релаксації внутрішніх напружень.

Повна деформація в шарі визначається сумою пружної ε_{el} та пластичної ε_{pl} компонент [30]

$$\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl}. \quad (1.18)$$

Комбінуючи співвідношення (1.7), (1.17) і (1.18), отримаємо кінетичне рівняння для еволюції пружної компоненти деформації зсуву [34, 59, 68, 69]:

$$\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}_{el} = -\varepsilon_{el} + \frac{V\tau_\varepsilon}{h}. \quad (1.19)$$

Експерименти з дослідження межового тертя вказують на те, що час релаксації пружної деформації зазвичай дуже малий. Його можна оцінити зі співвідношення $\tau_\varepsilon \approx a/c \sim 10^{-12}$ с, де $a \sim 1$ нм – стала ґратки або міжмолекулярна

відстань, $c \sim 10^3$ м/с – швидкість звуку [67]. Однак в межовому режимі час τ_ε може відрізнятись на декілька порядків [8,9]. Зважаючи на те, що час релаксації деформації τ_ε малий, далі будемо використовувати адіабатичне наближення $\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}_{el} \approx 0$ [70], яке дозволяє замість (1.19) для визначення деформації використовувати її стаціонарне значення

$$\varepsilon_{el}^0 = \frac{V\tau_\varepsilon}{h}. \quad (1.20)$$

У загальному випадку вільна енергія (1.9) залежить від товщини мастила h [29]. Зазначимо, що в рамках нашого представлення другий доданок у виразі (1.9) пропорційний квадрату пружної деформації ε_{el}^2 . Згідно зі співвідношенням (1.20) стаціонарна пружна деформація збільшується зі зменшенням товщини мастила h . Тому для граничного випадку дуже тонкого шару $h \rightarrow 0$ деформація $\varepsilon_{el} \rightarrow \infty$. При цьому в розкладанні (1.9) визначальним стає другий доданок, а стаціонарне значення параметра порядку дорівнює нулю, отже мастило рідиноподібне, як і в роботі [29]. Детальне вивчення впливу товщини мастила на режими тертя проводилось в роботах [71, 72].

Використовуючи (1.15) і (1.20), визначимо критичну швидкість зсуву, при якій мастило плавиться:

$$V_{c0} = \frac{h}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}. \quad (1.21)$$

Останній вираз може бути переписаний як

$$T_{c0} = T_c - \frac{a}{2\alpha} \left(\frac{\tau_\varepsilon V}{h} \right)^2, \quad (1.22)$$

де T_{c0} – температура плавлення мастила, яка також знаходиться за формулою (1.11).

1.3 Сила тертя

Підставивши (1.4) і (1.8) в (1.3), отримаємо остаточний вираз для сили тертя [34, 68, 69, 73]:

$$F = \left[\sigma_{el} + k \operatorname{sgn}(V) \left(\frac{|V|}{h} \right)^{\gamma+1} \right] A, \quad (1.23)$$

де для врахування напрямку дії сили введено знакову функцію, яку визначимо наступним чином:

$$\operatorname{sgn}(V) = \begin{cases} 1, & V \geq 0, \\ -1, & V < 0. \end{cases} \quad (1.24)$$

Перший доданок в (1.23) подає пружну компоненту сили тертя, другий — в'язку, яка зростає зі швидкістю. Таким чином, сила тертя залежить від швидкості руху блока V і пружних напружень σ_{el} , які виникають в мастилі.

Дослідимо більш детально пружну складову напружень. З умови $\partial\sigma_{el}/\partial\varepsilon_{el} = 0$ визначимо швидкість, при якій вона досягає максимального значення [30]:

$$V^* = \frac{h}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{3a}}. \quad (1.25)$$

При цьому відповідне максимальне значення σ_{el} дорівнює [30]

$$\sigma_{el}^* = \frac{2\sqrt{a}}{b} \left(\frac{2}{3}\alpha(T_c - T) \right)^{3/2}. \quad (1.26)$$

Отже, напруження σ_{el} зі зростанням швидкості V збільшуються, досягають максимального значення (1.26) в точці V^* , а далі зменшуються і при перевищенні критичного значення V_{c0} дорівнюють нулю. З подальшим зростанням швидкості зсуву відмінною від нуля лишається лише в'язка складова напружень σ_v .

Залежність повної сили тертя F (1.23) від температури мастила T та швидкості зсуву V представлена на рис. 1.4. Штрихові криві відповідають рідиноподібній структурі мастила, суцільні — твердоподібній.

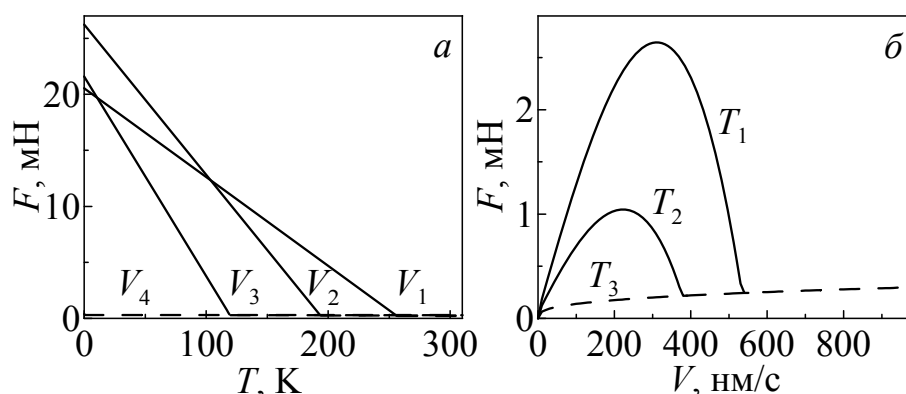


Рисунок 1.4 — Залежність сили тертя F (1.23) від температури мастила T і швидкості зсуву V при параметрах рис. 1.2 і $\gamma = -2/3$, $A = 0.6 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$, $k = 5 \cdot 10^4 \text{ Па}\cdot\text{с}^{1/3}$, $\tau_\epsilon = 10^{-8} \text{ с}$, $h = 10^{-9} \text{ м}$: *a* — криві V_{1-4} відповідають сталим швидкостям зсуву 400, 677, 900, 1200 нм/с; *б* — криві T_{1-3} відповідають фіксованим значенням температури 230, 260, 300 К, відповідно.

При фіксованому значенні V (рис. 1.4, *a*), оскільки температура T входить до (1.16) в першому степені, маємо лінійну залежність сили тертя від температури. Як можна бачити з кривої 1, що побудована при значенні V_1 , сила тертя зменшується з ростом температури і при перевищенні критичного значення T_{c0} (1.22) мастило плавиться, а пружна складова напружень стає рівною нулю. Далі сила тертя має лише в'язку складову (другий доданок у дужках у формулі (1.23)). Крива 2 на рис. 1.4, *a* побудована при швидкості $V_2 \approx V^*|_{T=0}$. Тут ми бачимо максимальне значення сили F при $T = 0$ щодо інших наведених кривих. З рисунка видно, що зі збільшенням швидкості зсуву мастило плавиться при менших температурах T , що впливає з виразу (1.22). Четверта крива на рис. 1.4 побудована при швидкості $V_4 > V_{c0}|_{T=0}$, коли мастило при будь-якій температурі має рідиноподібну структуру. З подальшим зростанням V сила тертя не залежить від T , оскільки в рамках цієї моделі враховується залежність ефективної в'язкості лише від швидкості зсуву.

На рис. 1.4, *б* зображено залежність сили тертя від швидкості при фіксованій температурі T . Тут, відповідно до (1.23), на початковому етапі сила F

збільшується за рахунок зростання пружної та в'язкої компонент напружень. При перевищенні швидкістю значення V^* (1.25) пружна компонента напружень σ_{el} спадає, а σ_v продовжує зростати. При швидкості $V > V_{c0}$ мастило рідиноподібне, тому подальше збільшення сили F здійснюється лише за рахунок зростання в'язких напружень (другий доданок у формулі (1.23)). При вищій температурі мастила (крива 2) відповідно до (1.26) зменшується максимальне значення сили тертя. Якщо температура $T > T_c$, змащувальний матеріал рідиноподібний при будь-яких швидкостях V , і сила тертя має лише в'язку компоненту. Зазначимо, що після плавлення значення сили тертя для всіх температур збігаються, оскільки у цьому випадку F не залежить від T . У більш загальному випадку необхідно враховувати залежність ефективної в'язкості мастила не лише від швидкості, а й від температури [62], тоді ці криві після плавлення не збігатимуться. Таке дослідження проведене в наступному розділі дисертації.

Криві, зображені на рис. 1.4, не здатні відобразити повну картину тертя, оскільки вони є лише зрізом тривимірної поверхні площинами $V = \text{const}$ та $T = \text{const}$. На рис. 1.5 додатково наведено тривимірну залежність $F(V, T)$ від обох керуючих параметрів. Ця залежність підтверджує зроблені раніше висновки.

1.4 Кінетика плавлення та переривчастий режим

Зміни температури мастила T і деформації ε_{el} спричиняють зміну параметра порядку φ , який задає вільну енергію f (1.9) згідно зі степеневим розкладанням в ряд [74]. Час встановлення нового стаціонарного значення φ_0 , визначається узагальненою термодинамічною силою $-\partial f/\partial \varphi$. Якщо $\varphi \approx \varphi_+$, ця сила мала і процес релаксації описується лінійним кінетичним рівнянням

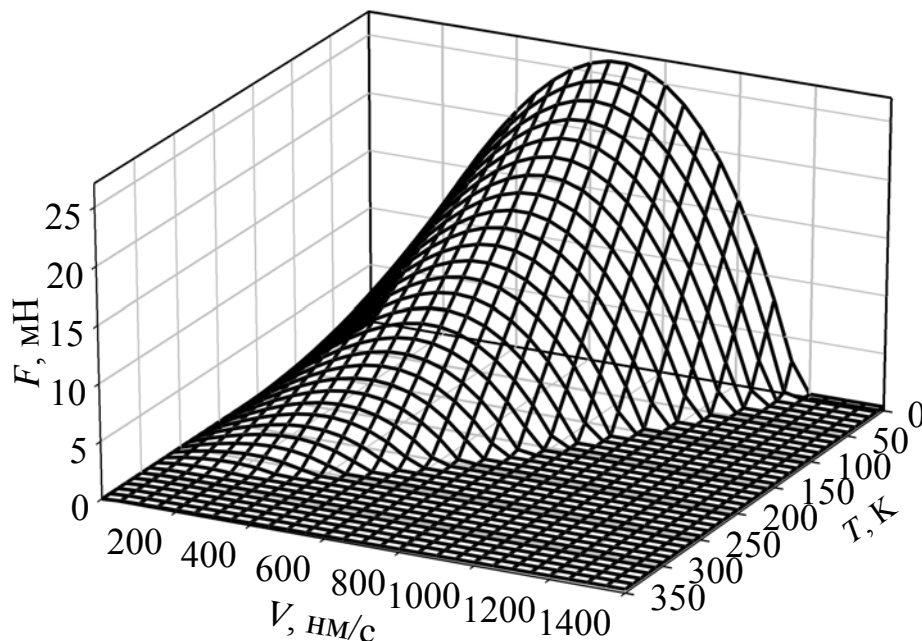


Рисунок 1.5 – Тривимірна залежність сили тертя $F(V, T)$ (1.23) при параметрах рис. 1.4.

Ландау-Халатнікова [75]:

$$\dot{\varphi} = -\delta \frac{\partial f}{\partial \varphi}, \quad (1.27)$$

де δ – кінетичний коефіцієнт, який характеризує інерційні властивості системи.

Підставляючи в (1.27) енергію (1.9), отримаємо рівняння у явному вигляді

$$\dot{\varphi} = -\delta (2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 + b\varphi^3) + \xi(t). \quad (1.28)$$

У рівнянні (1.28) враховано доданок, що подає малі адитивні флуктуації типу білого шуму з моментами

$$\langle \xi(t) \rangle = 0; \quad \langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2D\delta(t - t'), \quad (1.29)$$

де D – інтенсивність стохастичного джерела.

Інтенсивність флуктуацій обирається настільки малою, що вони не впливають на детерміністичну поведінку системи, але їх введення є необхідним, оскільки при подальшому числовому розрахунку корінь рівняння (1.28) $\varphi_0 = 0$, відповідаючий максимуму потенціалу $f(\varphi)$, тобто нестійкому стаціо-

нарному стану, згідно зі структурою рівняння є стійким. З введенням $\xi(t)$ в описаній ситуації система з нестійкого стану перейде в стійкий, який відповідає мінімуму енергії. Таким чином, флуктуації враховуються через особливості подальшого числового розрахунку. Використання метода Ойлера-Кромера для числового розв'язання рівняння дає ітераційну процедуру вигляду [68, 69]:

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \delta (2\alpha (T - T_c) \varphi_1 + a\varphi_1 \varepsilon_{el}^2 + b\varphi_1^3) \Delta t + \sqrt{\Delta t} W_n, \quad (1.30)$$

де Δt – крок інтегрування за часом,

W_n – випадкова сила, яка визначається функцією Бокса-Мюллера [76]:

$$W_n = \sqrt{2D} \sqrt{-2 \ln r_1} \cos(2\pi r_2), \quad r_i \in (0, 1], \quad (1.31)$$

де r_1, r_2 – псевдовипадкові числа з рівномірним розподілом.

Далі інтенсивність флуктуацій обирається рівною $D = 10^{-25} \text{ с}^{-1}$.

Динамічні характеристики будь-якої трибологічної системи визначаються її властивостями в цілому. Наприклад, в ситуації, що показана на рис. 1.1, поведінка системи суттєво залежить від коефіцієнта жорсткості пружини K і маси блока M . На відміну від руху зі сталими пружними деформаціями, у такій трибологічній системі в процесі тертя можлива реалізація переривчастого (stick-slip) режиму руху [8, 9, 54, 77]. Вказаний режим встановлюється за рахунок того, що мастило в процесі руху періодично плавиться і твердне, що призводить до осцилюючого характеру сили тертя F .

Для отримання часових залежностей параметрів системи необхідно розв'язувати спільно рівняння (1.1), (1.28), враховуючи зв'язок $\dot{X} = V$. При цьому натягнення пружини ΔX визначається з (1.2), сила тертя F – з (1.23), а пружні напруження σ_{el} – з (1.12), (1.20). Для чисельного розв'язання обираємо крок інтегрування за часом $\Delta t = 10^{-8} \text{ с}$, початкове значення параметра порядку $\varphi_0 = 0.5$ та інтенсивність стохастичного джерела $D = 10^{-25} \text{ с}^{-1}$.

Результат розрахунків представлений на рис. 1.6. При обраних парамет-

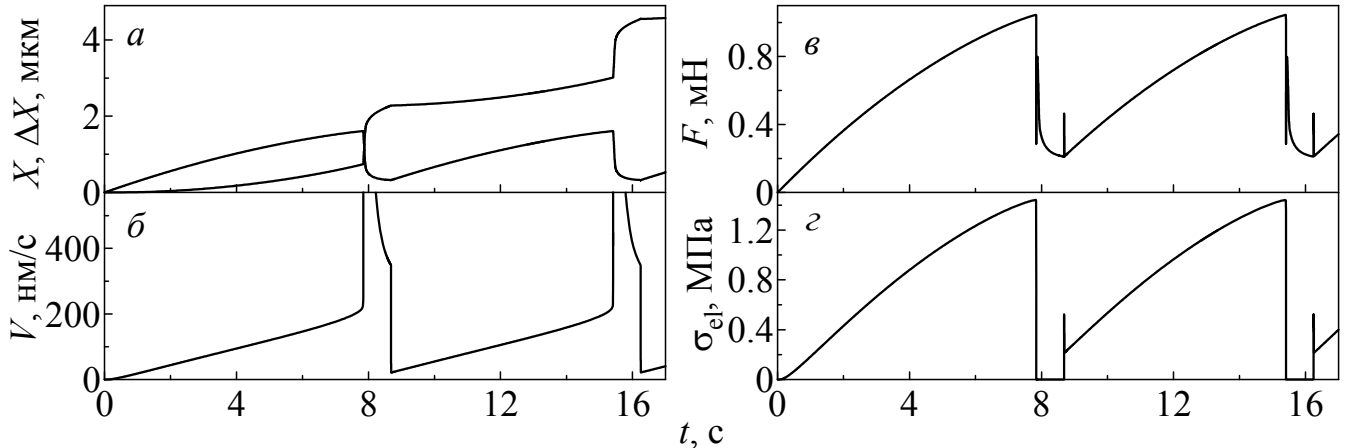


Рисунок 1.6 – Залежності повної сили тертя F (1.23), швидкості руху V , координати верхнього блока X , довжини розтягнення пружини ΔX та пружних напружень σ_{el} від часу t при параметрах рис. 1.4 і $M = 0.4$ кг, $K = 650$ Н/м, $\delta = 100$ Дж $^{-1}$ ·м 3 /с, $T = 260$ К, $V_0 = 300$ нм/с.

рах у стані спокою матило твердоподібне, оскільки при $\varepsilon_{el} = 0$ виконується умова $T < T_{c0}$. У момент часу $t = 0$ правий кінець пружини починає рух зі сталою швидкістю V_0 , при цьому сам блок також приводиться в рух, але його швидкість менша за швидкість зовнішнього приводу $V < V_0$, оскільки пружина розтягується. Між поверхнями виникає сила тертя F , яка збільшується за рахунок зростання обох складових напружень. Згідно з рисунком натягнення пружини монотонно збільшується, а швидкість V зростає. При виконанні умови $V > V_{c0}$ мастило плавиться, пружні напруження стають рівними нулю $\sigma_{el} = 0$, за рахунок чого F різко зменшується. При цьому пружина стискується, а швидкість блоку стрімко збільшується. Відповідно, збільшуються в'язкі напруження, тому відбувається подальше зростання сили тертя (рис. 1.7, в). Певний час виконується умова $V > V_0$ (рис. 1.7, б та вставка до нього), тому натягнення пружини ΔX продовжує зменшуватись, що є причиною зменшення швидкості блоку V . І згодом настає момент $V < V_{c0}$, а мастило при цьому твердне. Відтак відбувається пікоподібне збільшення сили тертя F (див. вставку до рис. 1.7, в), оскільки пружні напруження різко приймають ненульові значення (рис. 1.7, з). При цьому на залежності $V(t)$ проглядається різке зменшення швидкості блоку. Оскільки тепер мастило твердоподібне, а зна-

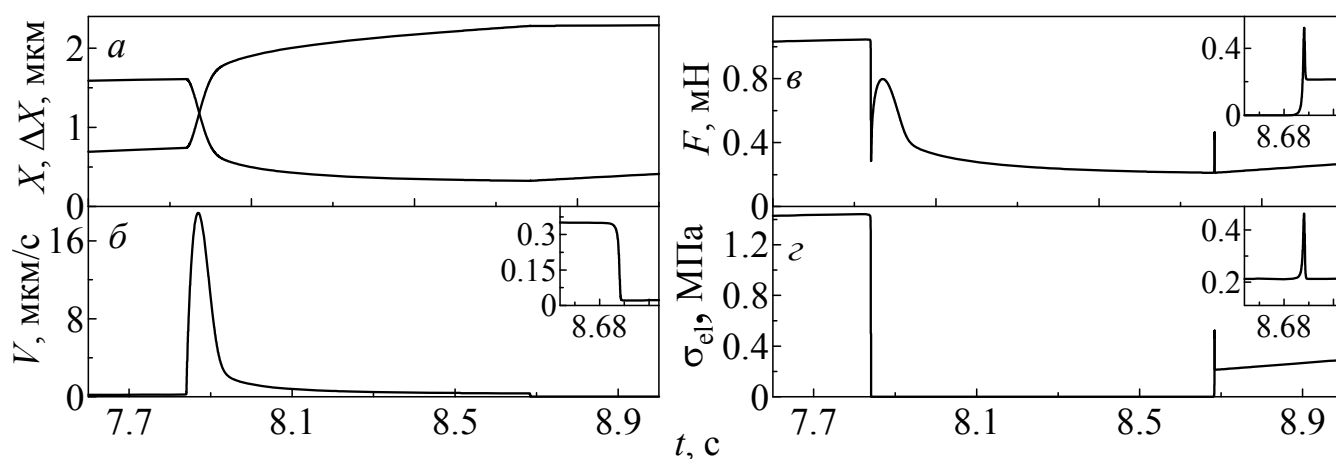


Рисунок 1.7 – Збільшені фрагменти залежностей, зображених на рис. 1.6. На вставках до рисунків зображені збільшені області відповідних залежностей.

чення V мале, пружина знову розтягується. Такий періодичний режим часто спостерігається в експериментах з межового тертя [9, 60, 78] і отримав назву stick-slip режим [1].

1.5 Аналіз впливу зміни керуючих параметрів

Зазначимо, що при малих швидкостях зсуву V та низьких температурах реалізується режим сухого тертя, оскільки структура мастила завжди твердо-подібна. З перевищенням швидкістю (або температурою) критичного значення V_{c0} (T_{c0}) мастило плавиться і встановлюється режим рідинного тертя. Наявність пружини між зовнішнім приводом та блоком суттєво змінює таку картину тертя, оскільки V_0 не задає однозначно значення V . Реалізація різних режимів показана на рис. 1.8. На рис. 1.8, *a* при швидкості зсуву $V_{01} = 250$ нм/с в системі встановлюється режим сухого тертя, коли сила F досягає певного значення, яке потім не змінюється. Це значення можна визначити з рис. 1.5, оскільки в такому стаціонарному режимі швидкість блока $V = \text{const}$. Зі збільшенням швидкості до значення V_{02} установлюється переривчастий рух, при якому значення сили тертя періодично змінюються. З подальшим збільшенням швидкості до значення V_{03} мастило приймає рідиноподібну структуру (SF

режим).

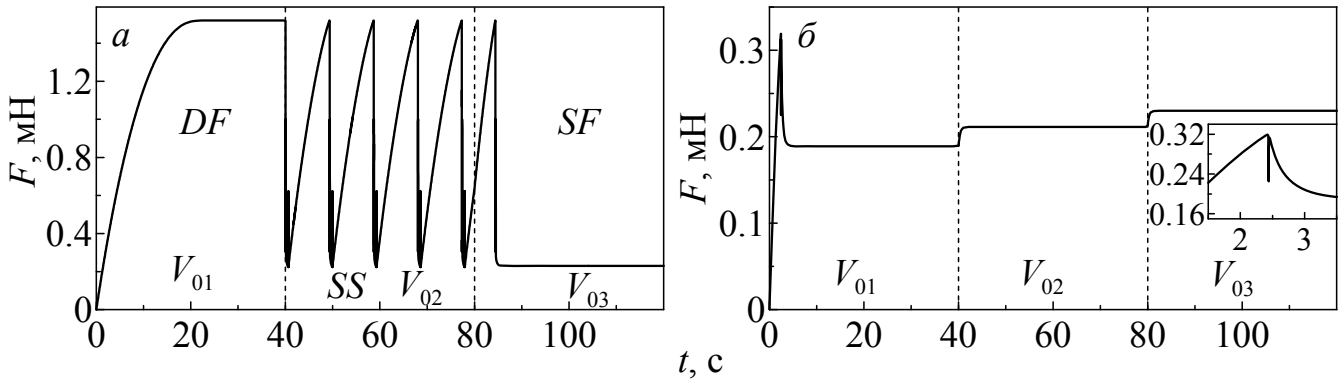


Рисунок 1.8 – Залежність сили тертя F (1.23) від часу t при параметрах рис. 1.6 і швидкостях $V_{01} = 250$, $V_{02} = 350$, $V_{03} = 450$ нм/с: a – відповідає температурі мастила $T_1 = 250$ К, b – $T_2 = 280$ К.

Підвищення температури в системі також критичним чином впливає на режими тертя. Рис. 1.8, b побудований при вищій температурі, але при тих самих швидкостях V_0 . З рисунка видно, що після плавлення мастило вже не твердне, хоча при меншій температурі цій швидкості відповідає режим сухого тертя DF (рис. 1.8, a). Із подальшим підвищенням швидкості мастило залишається рідиноподібним. Зазначимо, що подібна залежність сили тертя від часу при різних значеннях температури спостерігалась і для плавлення мастила при фазовому переході першого роду [79].

На рис. 1.9 зображені залежності максимальних значень сили тертя F , а також пружних σ_{el} та в'язких σ_v напружень від швидкості руху вільного кінця пружини. У режимах сухого DF, переривчастого SS і рідинного SF тертя залежність $F(t)$ (1.23) подібна до відповідних залежностей, зображених на рис. 1.8. При обраній температурі й малих швидкостях руху зовнішнього приводу в системі реалізується режим сухого тертя DF. Зі збільшенням швидкості V_0 зростає величина натягу пружини ΔX і настає момент, коли поведінка системи стає подібною до тієї, яка зображена на рис. 1.6 та рис. 1.7. Ця ситуація відповідає реалізації в системі переривчастого (stick-slip) режиму руху. Оскільки при цьому відбувається періодичне плавлення/тверднення мастила, швидкість блока під час руху змінюється на кілька порядків, і максимальне

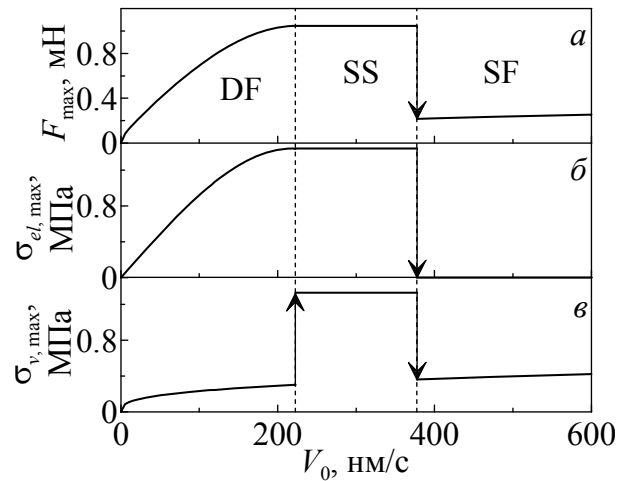


Рисунок 1.9 – Залежності максимальних значень сили тертя F (1.23), пружних $\sigma_{el,max}$ і в'язких $\sigma_{v,max}$ напружень від швидкості зсуву V_0 при параметрах рис. 1.6, у тому числі і при температурі $T = 260$ К.

значення в'язкої компоненти напружень зростає (рис. 1.9, в) у порівнянні із сухим тертям DF.

Пружні напруження зі збільшенням V_0 досягають своїх максимальних значень σ_{el}^* (1.26). Із подальшим зростанням V_0 настає момент, коли мінімальна швидкість $V_{min} > V_{c0}$ і мастило вже не твердне. Ця ситуація відповідає режиму рідиноподібного тертя SF . Зазначимо, що подібна картина спостерігається і для залежності сили тертя за підвищення температури мастила T при фіксованій швидкості зсуву.

1.6 Фазовий перехід першого роду

Густина вільної енергії для ультратонкого шару мастила в однорідному випадку при фазовому переході першого роду записується у вигляді [29, 30, 68, 69]:

$$f = \alpha(T - T_c)\varphi^2 + \frac{a}{2}\varphi^2\varepsilon_{el}^2 - \frac{b}{3}\varphi^3 + \frac{c}{4}\varphi^4. \quad (1.32)$$

Цей вираз у порівнянні з (1.9) містить доданок третього степеня. Параметр φ як і в п. 2.2 дорівнює нулю в рідиноподібній фазі і набуває ненульових значень

в твердоподібній.

Згідно з принципом мінімуму енергії система при будь-яких початкових умовах прагне зайняти стаціонарний стан, що відповідає мінімуму вільної енергії $f(\varphi)$ (1.32). Введемо функцію

$$B(\varepsilon_{el}, T) = a\varepsilon_{el}^2 + 2\alpha(T - T_c). \quad (1.33)$$

Аналіз виразу для вільної енергії (1.32) дозволяє виділити такі ситуації. При

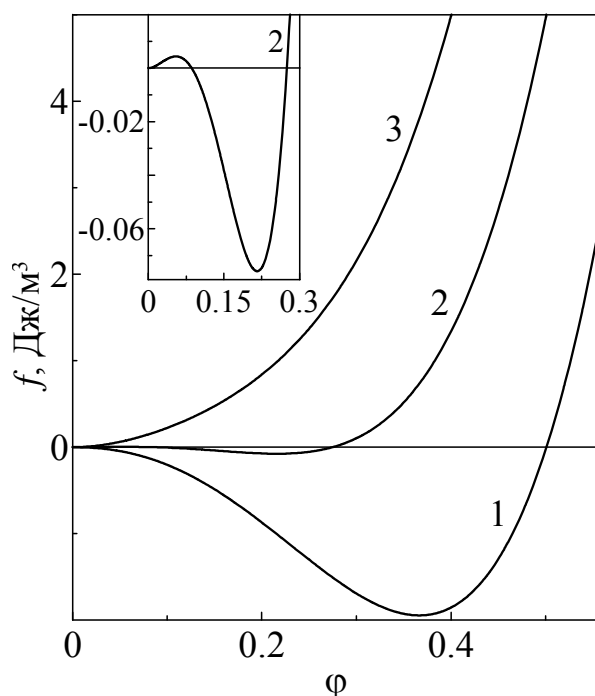


Рисунок 1.10 – Залежність густини вільної енергії f (1.32) від параметра порядку φ при $\alpha = 0.95 \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} / \text{м}^3$, $T_c = 290 \text{ К}$, $a = 4 \cdot 10^{12} \text{ Па}$, $b = -230 \text{ Дж/м}^3$, $c = 850 \text{ Дж/м}^3$. Криві 1 – 3 відповідають температурам $T = 265, 286, 310 \text{ К}$ і деформації зсуву $\varepsilon_{el} = 2.1 \cdot 10^{-6}$.

виконанні умови $B(\varepsilon_{el}, T) \leq 0$ реалізується нульовий максимум потенціалу (1.32) і його ненульовий мінімум при $\varphi > 0$ (крива 1 на рис. 1.10). У цьому випадку мастило твердоподібне, оскільки модуль зсуву $\mu > 0$. В проміжному діапазоні значень $0 < B(\varepsilon_{el}, T) < b^2/(4c)$ нульовий максимум потенціалу перетворюється на мінімум і додатково з'являється максимум, який розділяє нульовий і ненульовий мінімуми (крива 2 на рис. 1.10, також показана у збільшеному вигляді на вставці). У цьому випадку стан мастила залежить від початкових умов і воно може перебувати як у твердоподібному, так і в ріди-

ноподібному стані. В останньому випадку $B(\varepsilon_{el}, T) \geq b^2/(4c)$, що показаний кривою 3 на рис. 1.10, реалізується єдиний мінімум потенціалу при $\varphi = 0$, що згідно з (1.13) відповідає нульовому значенню модуля зсуву мастила і його рідиноподібній структурі.

Стационарні значення параметра порядку φ визначаються коренями рівняння $\partial f/\partial \varphi = 0$ [68, 69]:

$$\varphi_{\mp} = \frac{b}{2c} \mp \sqrt{\left(\frac{b}{2c}\right)^2 - \left(\frac{a}{c}\varepsilon_{el}^2 + \frac{2\alpha(T - T_c)}{c}\right)}, \quad (1.34)$$

де φ_- описує нестійкий стаціонарний стан, оскільки відповідає максимуму потенціалу (1.32);

φ_+ – описує стійкий стан, що відповідає мінімуму потенціалу.

Додатково до умови (1.34) завжди існує стаціонарний розв'язок $\varphi_0 = 0$, який відповідає екстремуму потенціалу (1.32) при нульовому значенні параметра порядку, причому це може бути як максимум, так і мінімум потенціалу. Згідно з (1.34) плавлення мастила може здійснюватися як за рахунок підвищення температури T , так і при зростанні зсувної компоненти пружної деформації ε_{el} .

Як вже зазначалося вище, при малих значеннях температури T і деформації ε_{el} , коли функція $B(\varepsilon_{el}, T) \leq 0$, мастило твердоподібне, оскільки згідно з (1.34) реалізується відмінне від нуля стаціонарне значення параметра φ , і згідно з (1.13) модуль зсуву μ також не дорівнює нулю. У цьому випадку потенціал має єдиний мінімум при $\varphi > 0$. При перевищенні температурою T критичної величини

$$T_{c0} = T_c - \frac{a}{2\alpha}\varepsilon_{el}^2 + \frac{b^2}{8\alpha c} \quad (1.35)$$

параметр порядку стрибкоподібно змінюється до нульового значення з переходом мастила в рідиноподібний стан, у якому потенціал $f(\varphi)$ має єдиний нульовий мінімум [68, 69]. Якщо після вказаного переходу знижувати T , масти-

ло твердне за механізмом фазового перетворення першого роду при меншому значенні температури

$$T_c^0 = T_c - \frac{a}{2\alpha} \varepsilon_{el}^2 \quad (1.36)$$

і параметр φ знову стає ненульовим. У проміжній області температур $T_c^0 < T < T_{c0}$ потенціал характеризується двома мінімумами при додатних φ . Таким чином, залежність $\varphi(T)$ має гістерезисний характер [68, 69] і відповідає фазовому переходу першого роду. Вираз (1.36) подає фізичний зміст критичної температури T_c – це температура тверднення мастила при нульових деформаціях, коли в системі наявний лише механізм термодинамічного плавлення.

Співвідношення (1.35) та (1.36) із урахуванням виразу (1.20) можна переписати в залежності від відносної швидкості руху блока V , а не від деформації ε_{el} . Вони набувають вигляду:

$$T_{c0} = T_c - \frac{a}{2\alpha} \left(\frac{\tau_\varepsilon V}{h} \right)^2 + \frac{b^2}{8\alpha c}, \quad (1.37)$$

$$T_c^0 = T_c - \frac{a}{2\alpha} \left(\frac{\tau_\varepsilon V}{h} \right)^2. \quad (1.38)$$

З виразів (1.37) і (1.38) легко визначити ширину гістерезису за температурою

$$\Delta T = T_{c0} - T_c^0 = \frac{b^2}{8\alpha c}, \quad (1.39)$$

яка залежить тільки від сталих розвинення (1.32).

Із виразу (1.35) слідує, що мастило плавиться не лише з підвищенням температури, а також при зовнішній механічній дії, коли пружна компонента зсувної деформації перевищує критичне значення

$$\varepsilon_{el,c0} = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a} + \frac{b^2}{4ac}}. \quad (1.40)$$

З формули (1.36) визначимо пружну деформацію ε_{el} , при якій мастило твердне:

$$\varepsilon_{el,c}^0 = \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}. \quad (1.41)$$

Зазначимо, що згідно зі співвідношенням (1.40) плавлення може відбуватися навіть при нульовій температурі $T = 0$, якщо деформація перевищує критичне значення. При нульовій деформації $\varepsilon_{el} = 0$ мастило плавиться, коли його температура перевищує критичне значення T_{c0} (1.37).

Аналогічним чином можна записати вирази для критичних швидкостей зсуву: при перевищенні швидкістю величини

$$V_{c0} = \frac{h}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a} + \frac{b^2}{4ac}} \quad (1.42)$$

відбувається плавлення мастила, а твердне воно, коли V стає менше значення

$$V_c^0 = \frac{h}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}. \quad (1.43)$$

Відмінність від (1.39) тут полягає в тому, що ширина гістерезису за швидкістю $\Delta V = V_{c0} - V_c^0$ з ростом температури збільшується. Швидкість і температура по-різному впливають на ширину гістерезису, оскільки температура T входить в потенціал (1.32) в першому степені, а зсувна пружна деформація ε_{el} (відповідно і швидкість V) – в другому.

1.7 Переривчастий режим при підвищенні температури та швидкості зсуву

Для подальшого дослідження кінетики системи скористаємось релаксаційним рівнянням Ландау-Халатнікова (1.27). Як і у випадку для фазового переходу другого роду підставимо енергію (1.32) в рівняння (1.27), тоді воно

набуває явного вигляду (пор. з (1.28)):

$$\dot{\varphi} = -\delta (2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 - b\varphi^2 + c\varphi^3) + \xi(t). \quad (1.44)$$

А ітераційна процедура запишеться у формі (пор. з (1.30)):

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \delta (2\alpha(T - T_c)\varphi_1 + a\varphi_1\varepsilon_{el}^2 - b\varphi_1^2 + c\varphi_1^3) \Delta t + \sqrt{\Delta t}W_n, \quad (1.45)$$

де W_n – функція Бокса-Мюллера (1.31).

Результат розрахунків часової еволюції параметрів системи представлений на рис. 1.11. Ці залежності отримані з чисельного розв'язку системи рівнянь (1.1), (1.44), з урахуванням зв'язку $\dot{X} = V$. Як і для фазового переходу другого роду, натягнення пружини ΔX визначається з (1.2), сила тертя F – з (1.23), а пружні напруження σ_{el} – з (1.12), (1.20).

У цілому поведінка системи подібна до зображеної на рис. 1.6. Але варто відмітити, що при обраних параметрах натягнення пружини ΔX приймає настільки великі значення, що після плавлення мастила блок проковзує на значну відстань. Це приводить до стискання пружини $\Delta X < 0$ [9, 80], після чого блок рухається в протилежному напрямку – пружина випрямляється. З підвищенням температури такий ефект спостерігається до значення $T \approx 224$ К. З перевищенням цієї величини поведінка системи така сама як і на рис. 1.6.

Дослідимо вплив температури T та швидкості V на перервчастий режим руху. На рис. 1.11, а зображено залежність сили тертя F від часу t при збільшенні температури T для фіксованої швидкості зсуву $V = 600$ нм/с. На першій ділянці температура $T_c^0 < T < T_{c0}$ відповідає ситуації, зображеній на рис. 1.11, тут спостерігається stick-slip режим. На наступній ділянці температура підвищується до значення $T_2 = 240$ К і стає більше температури плавлення $T_{c0} \approx 222,4$ К. Але повного плавлення мастила не спостерігається, оскільки після проковзування швидкість блока знижується менше критичного значення.

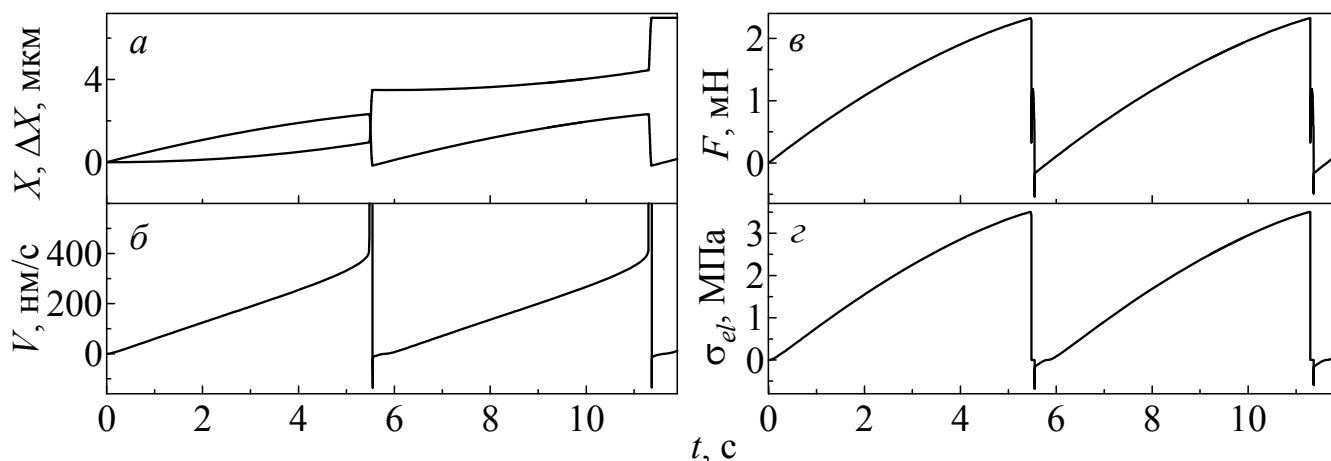


Рисунок 1.11 – Залежності координати блока X , довжини розтягнення пружини ΔX , швидкості блока V , повної сили тертя F (1.23), пружних σ_{el} від часу t для параметрів рис. 1.10 і $h = 10^{-9}$ м, $\tau_e = 10^{-8}$ с, $\gamma = -2/3$, $A = 0.6 \cdot 10^{-9}$ м², $k = 5 \cdot 10^4$ Па·с^{1/3}, $\delta = 100$ Дж⁻¹·м³/с, $M = 0.4$ кг, $K = 1000$ Н/м, $T = 215$ К, $V_0 = 600$ нм/с.

ня тверднення V_c^0 (детально див. опис до рис. 1.14). Відмітимо, що підвищення температури T приводить до зростання частоти фазових переходів [9]. З подальшим підвищенням температури до $T_3 = 260$ К мастило після плавлення має рідиноподібну структуру і в системі встановлюється режим рідинного тертя SF.

Вплив зростання швидкості зсуву V при сталій температурі $T = 260$ К зображено на рис. 1.12, б. При швидкості зсуву $V_{01} = 300$ нм/с $< V_c^0$ ($V_c^0(T = 260) \approx 377.5$ нм/с) спостерігається stick-slip режим, при збільшенні швидкості до значення $V_c^0 < V_2 < V_{c0}$ після плавлення в системі встановлюється режим рідинного тертя SF, оскільки $\sigma_{el} = 0$. З подальшим підвищен-

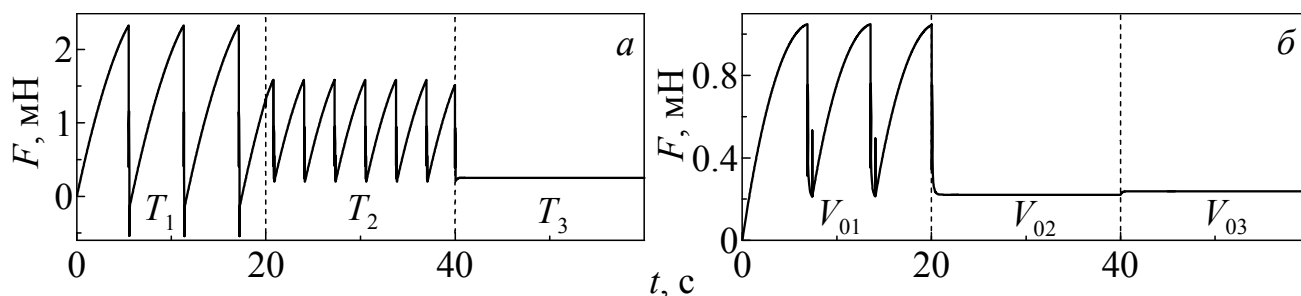


Рисунок 1.12 – Залежності сили тертя F (1.23) від часу t при збільшенні температури T (а) та швидкості зсуву V (б) при параметрах рис. 1.11: а відповідає значенням $V_0 = 600$ нм/с, $T_1 = 215$, $T_2 = 240$, $T_3 = 260$ К, б – $T = 260$ К, $V_{01} = 300$, $V_{02} = 400$, $V_{03} = 500$ нм/с.

ням швидкості до $V_3 = 500$ нм/с блок продовжує рівномірне ковзання, але значення F зростає за рахунок збільшення в'язких напружень σ_v . Детально причини такої поведінки описані далі. Варто відмітити, що за реалізації переривчастого режиму тертя при $V < V_c^0$ в системі спостерігається підвищення частоти фазових переходів та зменшення максимального значення сили тертя F при збільшенні швидкості V_0 , цей факт підтверджують ряд експериментальних робіт [8, 9, 40].

Дослідимо поведінку системи при неперервному збільшенні швидкості зовнішнього приводу V_0 із фіксованим прискоренням a_{ac} . На рис. 1.13 суцільною лінією зображена залежність швидкості верхнього блока V від часу при температурі $T = 220$ К. Штриховою лінією на рисунку показана часова залежність швидкості зовнішнього приводу $V_0(t) = a_{ac}t$. Зі збільшенням швид-

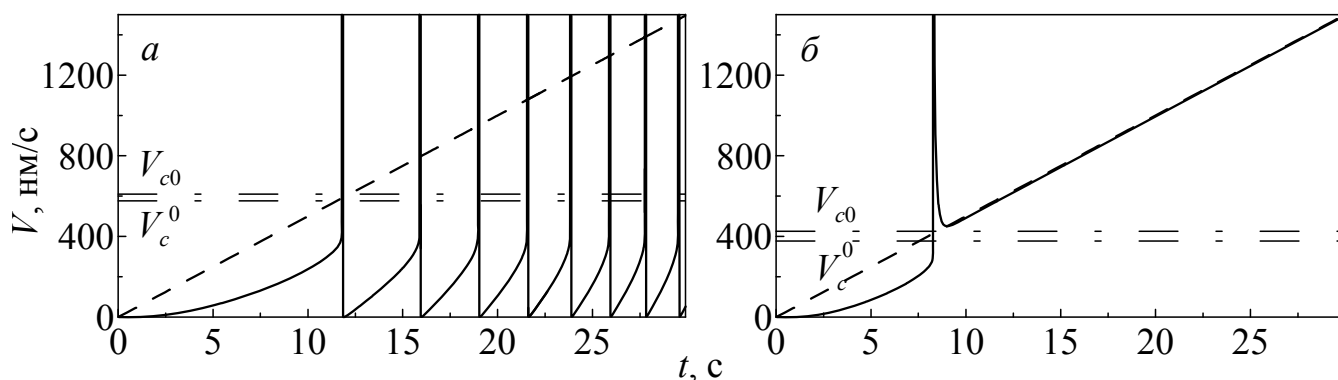


Рисунок 1.13 – Залежність швидкості руху блока V при параметрах рис. 1.11 і прискоренні $a_{ac} = 50$ нм/с². Верхня панель відповідає температурі $T = 220$ К, нижня – температурі $T = 260$ К. Суцільною лінією зображено швидкість блока V , штриховою – швидкість зовнішнього приводу V_0 .

кості V_0 збільшується і швидкість V , але повільніше, оскільки зі збільшенням V зростає сила тертя F , і пружина розтягується (збільшується ΔX). При досягненні блоком швидкості V_{c0} мастило починає плавитися, за рахунок чого швидкість блока V стрімко зростає. При цьому зменшується величина розтягнення пружини ΔX , а швидкість V стає менше значення V_c^0 і мастило твердне. При обраних параметрах такий процес повторюється у часі, але оскільки росте швидкість V_0 , збільшується частота фазових переходів [34, 69]. Відмітимо,

що в такому режимі існує критичне значення швидкості V_0 , при перевищенні якого переривчастий режим руху переходить в кінетичний режим ковзання зі стаціонарною швидкістю $V = V_0$.

Критичним чином на поведінку системи впливає зміна температури T . Нижня панель рисунка побудована при більшому значенні температури $T = 260$ К. При такій температурі, оскільки вона менша за значення T_c^0 (1.38), у стані спокою мастило, як і на верхній панелі рисунка, є твердоподібним. За цієї обставини поведінка системи при параметрах нижньої панелі рис. 1.13 на початковому етапі (до плавлення) якісно збігається з поведінкою, яку демонструє верхня панель рисунка. Але у випадку $T = 260$ К після плавлення швидкість блока після різкого збільшення і наступної релаксації не стає менше значення швидкості V_c^0 , а виконання такої умови потрібно для тверднення мастила. Завдяки цьому мастило залишається рідиноподібним, а в системі встановлюється режим рідинного тертя. Оскільки швидкість V_0 після плавлення продовжує монотонно зростати, і в системі наявна сила тертя F (1.23), яка зростає зі швидкістю V , далі під час руху виконується умова $V < V_0$.

1.8 Гістерезисна поведінка

Якщо верхній блок зсувати зі сталою швидкістю V , ширина гістерезису за температурою визначається за формулою (1.39). У випадку функціонування системи, яка зображена на рис. 1.1, при фіксованій швидкості вільного кінця пружини V_0 швидкість блока V суттєво залежить від жорсткості пружини K і маси блока M . Наприклад, у випадку, показаному на рис. 1.11, можлива реалізація переривчастого (stick-slip) руху [8, 9, 34], який неможливий при $V = \text{const}$.

На рис. 1.14 показані залежності максимальних значень сили тертя F , пружних σ_{el} і в'язких напружень σ_v при поступовому збільшенні температури

ри мастила T . Згідно з рисунком при малих значеннях температури T реалізується переривчастий режим руху, у якому часова залежність сили тертя $F(t)$ має пилкоподібну форму (див. вставку А до рисунку). У цьому випадку відбуваються періодичні фазові переходи між рідиноподібною і твердоподібною структурами мастила. При збільшенні температури в переривчастому режимі

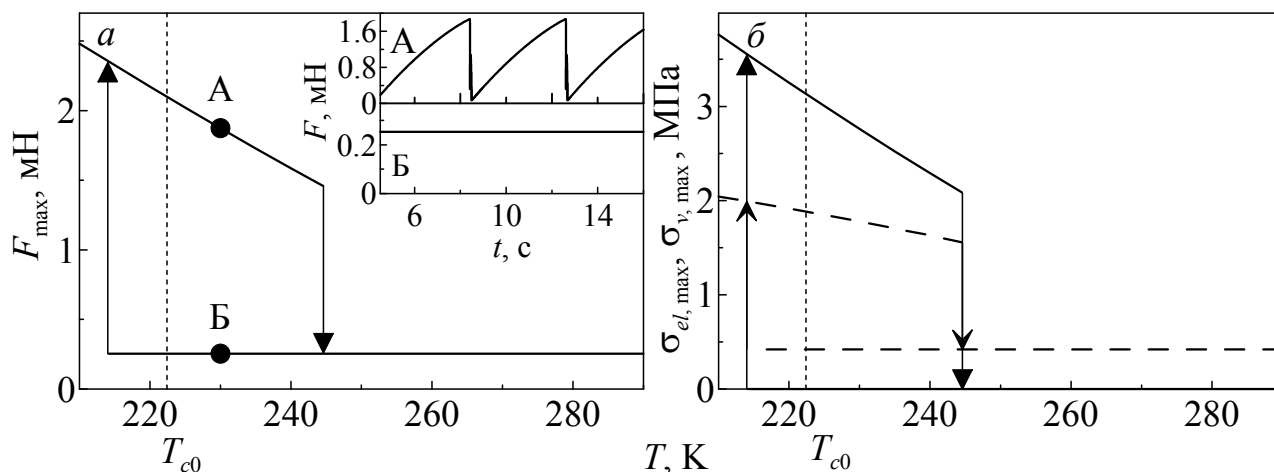


Рисунок 1.14 – Залежності максимальних значень сили тертя F_{\max} , пружних σ_{el} і в'язких σ_v напружень від температури мастила T при параметрах рис. 1.11. На панелі б суцільною лінією зображені пружні напруження σ_{el} , штриховою – в'язкі σ_v . На вставці до панелі а показані часові залежності $F(t)$, що відповідають точкам А і Б.

максимальні значення сили тертя F_{\max} , пружних $\sigma_{el, \max}$ і в'язких $\sigma_{v, \max}$ напружень зменшуються. Рисунок 1.14 побудований при швидкості вільного кінця пружини $V_0 = 600$ нм/с. Якщо фіксувати швидкість блока V , то при значенні $V = 600$ нм/с кінетичний режим ковзання, якому відповідає рідиноподібна структура мастила, згідно з (1.37) настає при температурі $T > T_{c0} \approx 222.4$ К. На рис. 1.14 цю температуру позначено вертикальною штрих-пунктирною лінією. Але, оскільки блок і зовнішній привід з'єднані пружиною з жорсткістю K , при перевищенні температурою значення T_{c0} в системі продовжується реалізація переривчастого режиму тертя, який характеризується пилкоподібною (saw-like) часовою залежністю сили тертя $F(t)$, як це показано на вставці на верхній панелі рис. 1.14 для точки А, побудованої при температурі $T = 230$ К.

Розглянемо детально поведінку, яка показана на вставці А до рис. 1.14.

На початку руху мастило твердоподібне, а вільний кінець пружини починає рухатися зі швидкістю $V_0 = 600$ нм/с. Оскільки під час руху виникає сила тертя F (1.23), пружина розтягується, і швидкість блока V зростає повільно. При перевищенні швидкістю блока критичного значення V_{c0} , яке згідно з (1.42) при температурі $T = 230$ К складає приблизно 569.1 нм/с, відбувається плавлення мастила. При цьому швидкість V продовжує зростати до максимального значення $V_{\max} \approx 45$ мкм/с. Завдяки цьому блок проковзує на значну відстань, а величина розтягнення пружини ΔX швидко зменшується. Зі зменшенням ΔX зменшується пружна сила $K\Delta X$, яка є причиною руху блока, тому знижується і швидкість V . При її зниженні менше критичного значення $V_c^0(T = 230) \approx 533.9$ нм/с відбувається тверднення мастила за механізмом фазового перетворення першого роду. Швидкість при цьому продовжує знижуватися до мінімальної величини $V_{\min} \approx 4$ нм/с. Відмітимо, що при збільшенні температури мастила T максимальна швидкість блока V_{\max} зменшується, а мінімальна V_{\min} збільшується. Також з ростом температури збільшується частота піків на залежності $F(t)$ [69]. Зокрема, при температурі $T = 242$ К максимальна швидкість блоку досягає величини $V_{\max} \approx 32.69$ мкм/с, а мінімальна $V_{\min} \approx 23$ нм/с. Зменшення максимальної швидкості руху блока пояснює зниження максимальних значень в'язкої компоненти напружень σ_v (другий доданок в дужках у формулі (1.23)), що показані штриховою лінією на рис. 1.14, б. Зазначимо, що на рис. 1.14 зображені не амплітуди сили тертя і напружень, а максимальні значення, що спостерігаються в додатній області. Таким чином, встановлено, що при збільшенні температури мастила T зменшується максимальна величина розтягнення пружини ΔX і збільшується мінімальна швидкість руху блока. При цьому при досягненні температурою значення $T \approx 244.6$ К (стрілка вниз на рис. 1.14, а) мінімальна швидкість руху блока V_{\min} стає більше критичної величини V_c^0 (1.43) і мастило вже не твердне. З подальшим збільшенням температури мастило завжди має рідиноподібну струк-

туру.

Якщо після повного плавлення мастила і встановлення стаціонарного кінетичного режиму ковзання, у якому $V = V_0$, знижувати температуру, мастило затвердне при значенні температури T (стрілка вгору на рис. 1.14, *a*), яке значно менше за температуру, при якій відбувається повне плавлення (стрілка вниз). На вставці для точки Б до рис. 1.14, яка побудована при тій самій температурі, що й точка А, спостерігається відсутність переривчастого режиму. Причиною цього є те, що швидкість руху блока V збігається із швидкістю вільного кінця пружини V_0 , яка, у свою чергу, перевищує значення V_c^0 , що необхідне для тверднення мастила. Зі зниженням температури T менше критичної величини $T_c^0 \approx 214.2$ К, мастило твердне. У цьому випадку ширина гістерезису за температурою складає $\Delta T \approx 30.4$ К.

Тепер розглянемо випадок, коли ми поступово збільшуємо не температуру мастила, а швидкість вільного кінця пружини V_0 (див. рис. 1.15). У ви-

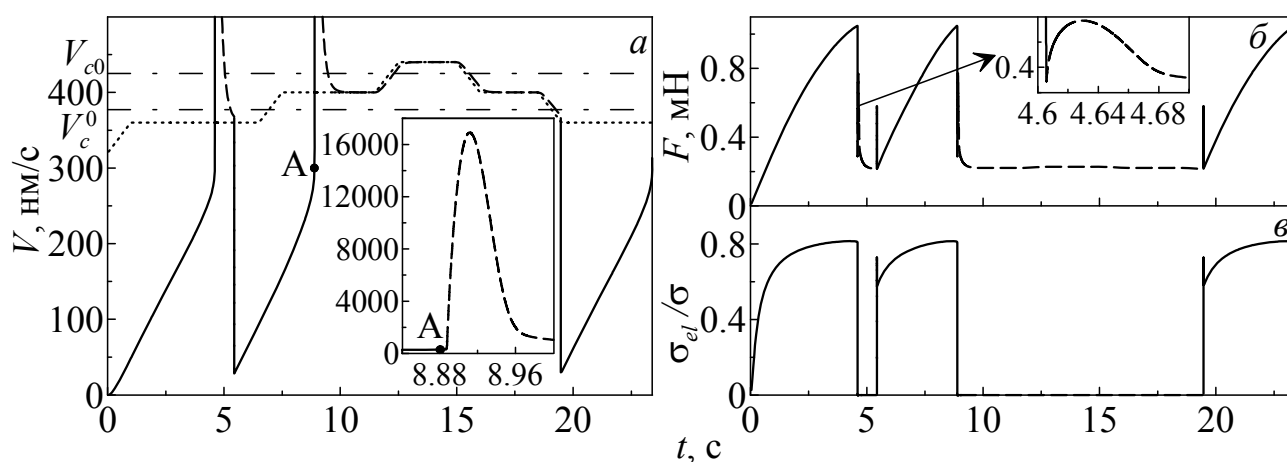


Рисунок 1.15 – Залежність швидкості руху блока V , сили тертя F і відношення пружних напружень до повних σ_{el}/σ при параметрах рис. 1.14 і температурі $T = 260$ К. Швидкість вільного кінця пружини V_0 на верхній панелі змінюється і позначена пунктиром, суцільної лінією зображено швидкість руху блока при твердоподібному стані мастила, штриховою – при рідиноподібному, штрих-пунктиром зображені критичні швидкості плавлення V_{c0} і тверднення V_c^0 .

падку жорсткого зчеплення із зовнішнім приводом ($V = V_0$) мастило плавиться при перевищенні швидкістю критичного значення $V_{c0} \approx 425.9$ нм/с, а

твердне при швидкості $V_c^0 \approx 377.5$ нм/с. Ці швидкості показані на рис. 1.15, *a*. Розглянемо детально цей рисунок. У початковий момент часу $t = 0$ верхній блок перебуває у стані спокою $V = 0$. В момент часу $t > 0$ вільний кінець пружини приводиться в рух зі швидкістю $V_0 = 320$ нм/с та прискоренням $a_{ac} = 40$ нм/с². Протягом часу $t = 1$ с швидкість V_0 збільшується до величини 360 нм/с, яка менше критичного значення V_c^0 . При цьому швидкість руху верхнього блока монотонно зростає, але за рахунок наявності пружини його швидкість на цьому етапі значно менше V_0 . Далі вільний кінець пружини деякий час рухається зі сталою швидкістю $V_0 = 360$ нм/с (горизонтальна ділянка пунктирної залежності), а швидкість блока V зростає. Хоча V_0 менша за швидкість V_{c0} , яка необхідна для плавлення, мастило з часом плавиться, оскільки за рахунок наявності пружини в системі настає ситуація $V > V_{c0}$. При зростанні швидкості V значення параметра порядку φ зменшується. Для повного плавлення мастила ($\varphi = 0$) при перевищенні критичної швидкості V_{c0} потрібен деякий час, оскільки система володіє інерційними властивостями, які задаються параметром δ у рівнянні Ландау-Халатнікова (1.44). Але ми розглядаємо рідиноподібний стан, у якому модуль зсуву не завжди нульовий [8,9,34,81]. Тому будемо умовно вважати, що при досягненні блоком швидкості $V \approx 890$ нм/с мастило поводить себе рідиноподібним чином, оскільки параметр $\varphi < 0.01$, а відношення пружних напружень σ_{el} (перший доданок в дужках у формулі (1.23)), до повних напружень σ (сума обох доданків у дужках у (1.23)) складає менше 0.7%. При цьому загальна сила тертя F стрибкоподібно зменшується (середня панель та вставка до цієї панелі на рис. 1.15), а потім починає зростати за рахунок збільшення в'язкої компоненти напружень σ_v , оскільки швидкість руху блока V після плавлення мастила стрімко збільшується (див. вставку до верхньої панелі на рис. 1.15). При цьому пружина за рахунок виконання умови $V > V_0$ стискається. З часом швидкість блока V зменшується до величини менше критичної V_c^0 (1.43) і мастило твердне. Таким чином, встанов-

люється стаціонарний режим переривчастого руху.

Далі також протягом однієї секунди збільшуємо швидкість вільного кінця пружини до значення $V_0 = 400$ нм/с (тепер вона вже більша за величину V_c^0 , як це можна бачити на рисунку). З рисунка слідує, що при цьому знову відбувається плавлення мастила зі збільшенням швидкості до значення $V > 16$ мкм/с (див. вставку до рис. 1.15, *a*). Після відповідного стискання пружини швидкість блока V знижується до величини V_0 , але оскільки тепер $V_0 < V_c^0$, тверднення мастила не спостерігається. З подальшим підвищенням швидкості вільного кінця пружини V_0 в системі реалізується кінетичний режим рідинного тертя. Якщо тепер знижувати швидкість V_0 , мастило твердне при виконанні умови $V < V_c^0$. Оскільки в режимі рідинного тертя в стаціонарному випадку реалізується ситуація $V = V_0$, при дуже повільному зменшенні швидкості V_0 мастило фактично твердне, коли $V_0 < V_c^0$. Таким чином, через наявність пружини при обраних параметрах гістерезис за швидкістю відсутній, оскільки при переривчастому режимі тертя швидкість блока може змінюватися на кілька порядків. При цьому при перевищенні швидкістю зовнішнього приводу критичного значення V_c^0 швидкість блока стає більше V_{c0} з подальшим плавленням мастила. На описані особливості поведінки критичним чином впливає значення прискорення a_{ac} . Слід очікувати, що при $a_{ac} \rightarrow 0$ при збільшенні швидкості від нуля гістерезис за швидкістю ΔV буде спостерігатись, оскільки в такому випадку в твердоподібному стані мастила в кожен момент часу можна вважати, що швидкість вільного кінця пружини V_0 збігається зі значенням швидкості блока V , що еквівалентно з'єднанню верхнього блока із рушійним пристроєм за допомогою жорсткого зчеплення [82].

Висновки до розділу 1

1. На основі теорії фазових переходів Ландау першого роду проведено подальшу модифікацію термодинамічної моделі плавлення ультратонкої плівки мастила, що затиснута між двома атомарно-гладкими твердими поверхнями. Досліджено кінетику системи на основі механічних аналогів простих трибологічних систем.

2. Показано, що в широкому діапазоні параметрів окрім двох кінетичних режимів рідиноподібного (SF) та твердоподібного (DF) стану мастила стає можлива реалізація переривчастого (stick-slip) режиму руху, при якому мастило періодично плавиться і затвердіває. Показано, що при збільшенні швидкості зсуву в системі збільшується частота фазових переходів між рідиноподібним і твердоподібним станами. З'ясовано, що з перевищенням температурою мастила або швидкістю зсуву критичних значень плавлення переривчастий режим зникає і встановлюється кінетичний режим ковзання зі сталою швидкістю.

3. Показано, що за наявності пружини в трибологічній системі гістерезис за температурою і швидкістю мають різні властивості. Наприклад, гістерезис за швидкістю при обраних параметрах системи можливий лише при дуже повільному збільшенні швидкості вільного кінця пружини, коли швидкість блока в твердоподібному стані мастила буде встигати релаксувати до значення швидкості вільного кінця пружини. В інших випадках гістерезис за швидкістю не спостерігається. Таким чином, наявність пружини (пружних властивостей системи) суттєво змінює характер її поведінки.

2 ВРАХУВАННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ В'ЯЗКОСТІ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ТА ГРАДІЄНТА ШВИДКОСТІ

2.1 Температурна залежність в'язкості і сила тертя

У роботі [62] методом молекулярної динаміки досліджена залежність ефективної в'язкості η_{eff} від температури T і швидкості дфеормації $\dot{\epsilon}$ шарів, що складаються з полімерних ланцюгових молекул вуглеводнів. Експерименти проводились з використанням мастил, що складаються з лінійних алканів C_nH_{2n+2} (при $n = 20, 100$ і 1400) у діапазоні температур $T = 0 \div 900$ К і товщині мастила не більше 3 нм. У результаті дослідження була отримана залежність ефективної в'язкості від температури і швидкості деформації у вигляді [62]:

$$\eta_{eff} = 10^C (\dot{\epsilon})^{-n}, \quad (2.1)$$

де параметри $C(n)$ і n залежать від температури.

Експериментально виявлено, що значення n змінюється від 1 (твердо-подібний стан) при низьких температурах до $n = 0$ (рідиноподібний стан) при високих температурах, що відповідає поведінці мастила як ньютонівської рідини. Для врахування цієї особливості автори [62] пропонують співвідношення між T і n у вигляді

$$n = \frac{1}{1 + (T/T_k)^\beta}, \quad (2.2)$$

де сталі T_k і β залежать від полімеру, що використовується, і визначаються експериментально. Зокрема, для ейкозану $C_{20}H_{42}$ ці параметри складають $T_k = 353$ К, $\beta = 4.09$ [62].

Залежність $C(n)$ для усіх видів мастил може бути приблизно виражена рівністю [62]:

$$C = 10.9n - 3.8. \quad (2.3)$$

Комбінуючи вирази (1.3), (1.4), (2.1) - (2.3), отримуємо розрахункову

формулу для визначення повної сили тертя:

$$F = \left[\sigma_{el} + \operatorname{sgn}(V) 10^{10.9n-3.8} \left(\frac{|V|}{h} \right)^{1-n} \right] A. \quad (2.4)$$

В останній формулі перший доданок представляє пружні напруження (1.12) і дорівнює нулю, коли мастило рідиноподібне. Другий доданок чисельно дорівнює в'язким напруженням σ_v (1.5), які на відміну від представлених у розділі 1 залежать не лише від швидкості деформації, а і від температури.

Як показано в розділі 1.3 напруження σ_{el} при фазовому переході другого роду зі зростанням швидкості V збільшуються, досягають свого максимального значення (1.26) в точці V^* , а далі зменшуються, і при перевищенні критичного значення V_{c0} приймають нульові значення. З подальшим зростанням швидкості зсуву відмінною від нуля залишаються лише в'язка складова напружень σ_v .

На рис. 2.1, а представлена тривимірна залежність сили тертя F від температури T і швидкості зсуву V . На зрізах поверхні площинами $T = \text{const}$ при

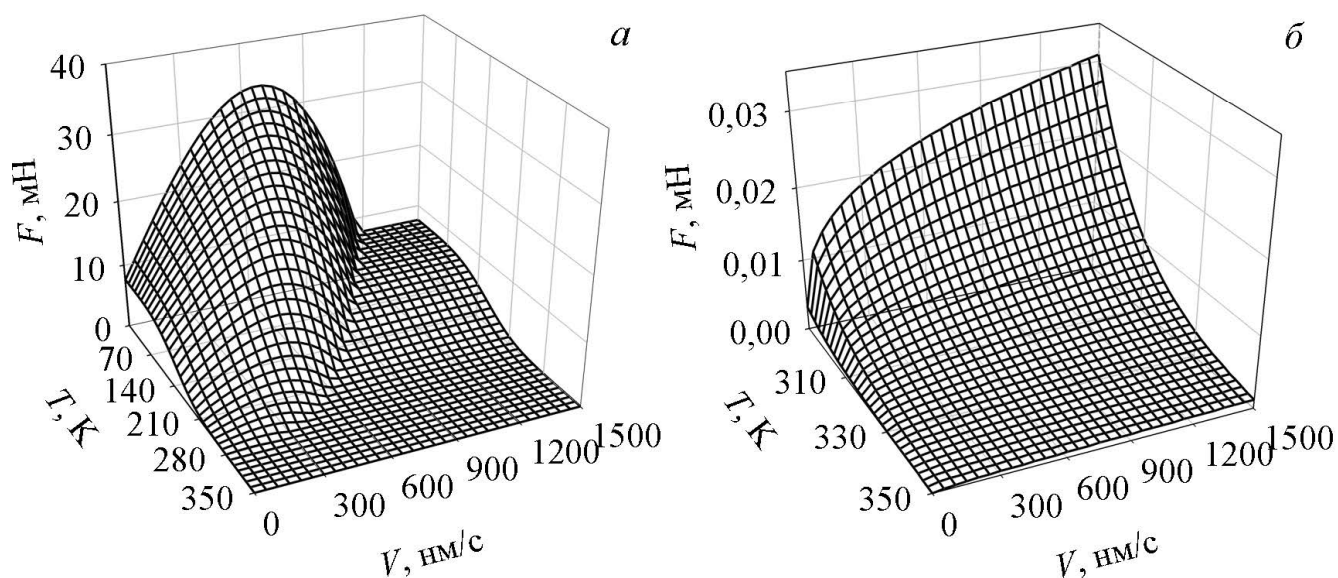


Рисунок 2.1 – Тривимірна залежність сили тертя $F(T, V)$ при параметрах рис. 1.4 і $T_k = 353$ К, $\beta = 4.09$, $A = 5 \cdot 10^{-9}$ м².

малих температурах на початковому етапі бачимо зростання сили F за раху-

нок збільшення обох компонент напружень. При досягненні швидкістю V величини V^* (1.25) пружна компонента напружень досягає своїх максимальних значень σ_{el}^* (1.26) і сила тертя F при цьому також максимальна¹. Подальше зростання V приводить до зменшення σ_{el} і збільшення σ_v , але, оскільки σ_{el} спадає більш стрімко (σ_{el} пропорційні V), ніж зростає σ_v (пропорційні V^{1-n} , $0 < n < 1$), то загальна сила тертя в системі зменшується. При перевищенні швидкістю критичного значення $V > V_{c0}$ мастило плавиться ($\mu = 0$) і подальше зростання F відбувається лише за рахунок зростання другого доданку у формулі (2.4). Ця залежність проглядається на рис. 2.1, б, яка являється збільшеним фрагментом рис. 2.1, а в діапазоні температур $T = 290 \div 350$ К, коли мастило має лише рідиноподібну структуру. На рис. 2.1 видно, що при низьких температурах реалізується статична компонента сили тертя F при швидкості $V = 0$.

На рис. 2.2, а представлена залежність сили тертя F від відносної швидкості зсуву поверхонь V в подвійних логарифмічних координатах. Із співвідношення (2.4) випливає, що при виконанні умов $V \rightarrow 0, T \neq 0$ значення сили тертя $F \rightarrow 0$. На рисунку показані залежності $F(V)$ для трьох фіксованих значень температури T для широкого діапазону швидкостей зсуву $V = 10^{-300} \div 10^8$ м/с.

Причому значення температури зростає від 1 до 3 кривої. Вигляд кривих говорить про те, що при криотемпературах сила тертя має суттєво відмінне від нуля значення при практично нульових швидкостях зсуву $V = 10^{-300}$ м/с. Описувана ситуація аналогічна до наявності в системі сил статичного тертя, коли при $V = 0$ сила тертя $F \neq 0$. Проте, в нашому випадку відповідно до виразу (2.4) при $V = 0$ сила тертя $F = 0$.

Тому називатимемо кінцеву силу тертя $F \neq 0$ нм/с при $V \ll 1$ нм/с ква-

¹При дуже великій швидкості зсуву сила тертя може перевищувати значення $F(T, V^*)$ за рахунок в'язкої складової.

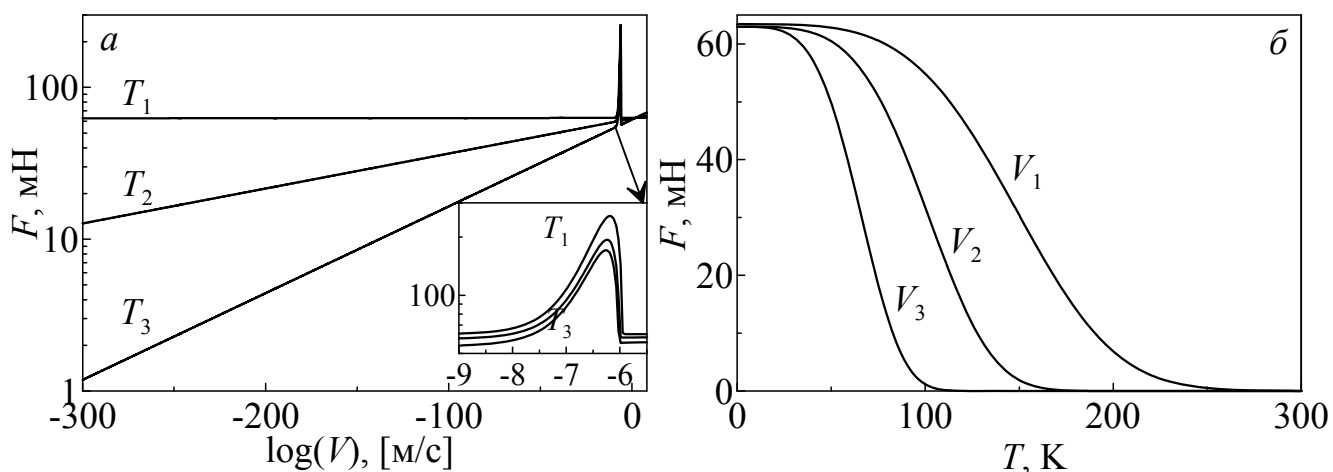


Рисунок 2.2 – Залежність сили тертя F від температури T і швидкості зсуву V при параметрах рис. 2.1: а) – $T_{1-3} = 20, 80, 100$ К; б) – $V_{1-3} = 10^{-9}, 10^{-50}, 10^{-300}$ м/с.

зістатичною. Така ситуація дозволяє описати ефекти пам'яті, коли після довготривалої зупинки поверхонь тертя і подальшого відновлення їх руху продовжується реалізація режиму тертя, що встановився до цього, оминаючи початковий перехідний режим. Ефект спостерігається за рахунок того, що під час зупинки системи напруження в шарі мастила не релаксують, оскільки молекули мастильного матеріалу залишаються щільно затиснутими проміж рельєфами поверхонь тертя у тому стані, у якому вони були до зупинки. У діапазоні швидкостей $V = 10^{-9} \div 10^{-6}$ м/с на всіх кривих на рис. 2.2, а проглядаються піки, як це добре видно на збільшеному фрагменті рисунка. Більш детально така поведінка представлена на тривимірному рис. 2.1, де меншому значенню температури відповідає більше значення F . У цьому діапазоні (до плавлення) суттєвий вклад у силу тертя вносять пружні напруження σ_{el} . При $V > 10^{-6}$ м/с ($V > V_{c0}$) мастило рідиноподібне і напруження $\sigma_{el} = 0$. При $V < 10^{-9}$ м/с вклад σ_{el} нівелюється, оскільки згідно з (1.12) і (1.20) $\sigma_{el} \propto V$. Зниження сили тертя при швидкостях $V < 1$ нм/с відбувається настільки стрімко, що на рис. 2.1 залежність $F(V)$ в цьому діапазоні візуально виглядає як вертикальна поверхня.

На рис. 2.2, б представлена залежність $F(T)$ при малих швидкостях зсу-

ву. Із рисунка видно, що зменшення швидкості приводить до зменшення сили тертя, однак при нульовій температурі $T = 0$ сила тертя F при будь-яких швидкостях $V < 1$ нм/с приймає одне і теж фіксоване значення. Аналіз виразу (2.4) дозволяє встановити наступну залежність:

$$\lim_{V \rightarrow 0; T \rightarrow 0} F(V, T) = 10^{7.1} A, \quad (2.5)$$

звідки слідує, що при наднизьких температурах і швидкостях зсуву залежність $F(V, T)$ подібна до δ -функції, яка в нулі набуває кінцевого значення, що визначається виразом (2.5), а в околі нульових температур і швидкостей $F(V, T) = 0$.

2.2 Зсув поверхонь тертя в одну сторону

Результат розрахунку часової еволюції параметрів системи, зображеної на рис. 1.1 представлений на рис. 2.3. У початковий момент часу $t = 0$ мастило твердоподібне і реалізується відмінне від нуля значення параметра порядку φ , оскільки $\varepsilon_{el} = 0$ і $T < T_{c0}$. У цей момент вільний кінець пружини приводиться в рух зі сталою швидкістю $V_0 = 300$ нм/с. При цьому блок починає рух, проте його швидкість V суттєво менша за V_0 , оскільки пересуванню перешкоджає сила тертя F , що виникає між поверхнями. При цьому натягнення пружини ΔX монотонно зростає, збільшується швидкість блока V , зростає сила тертя F і пружні напруження σ_{el} . З перевищенням швидкістю V критичного значення V_{c0} мастило плавиться, пружні напруження набувають нульових значень, а сила тертя F різко зменшується. Це сприяє стрімкому зростанню швидкості V (див. вставку на рис. 2.3, *в*). При цьому за рахунок зростання в'язкої складової напружень σ_v збільшується також і сила тертя F (пружні напруження $\sigma_{el} = 0$, оскільки мастило рідиноподібне). Унаслідок швидкого руху блока величина натягнення пружини ΔX зменшується. Зазнає зменшення і швидкість

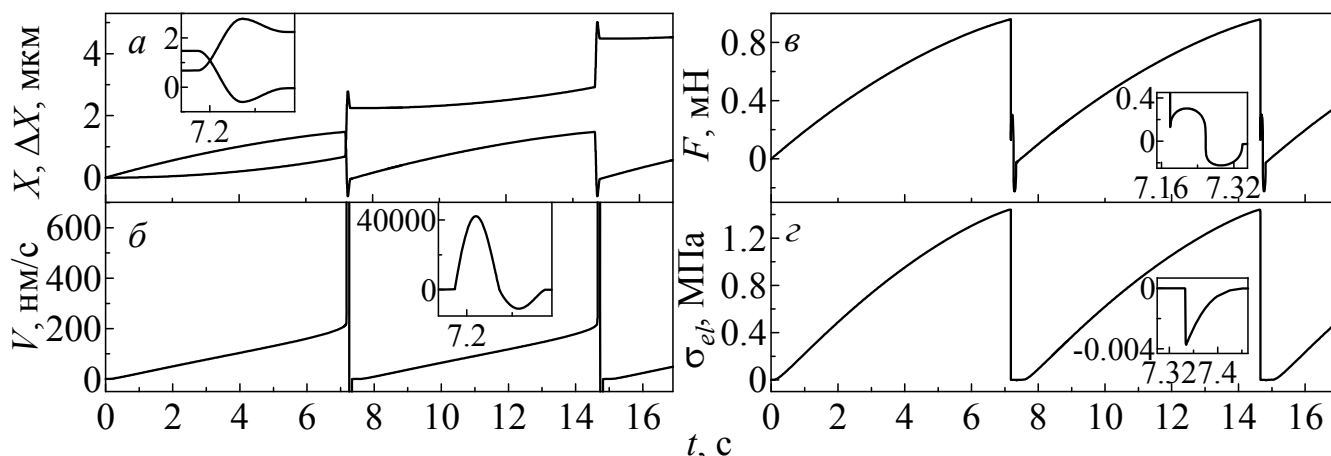


Рисунок 2.3 – Залежності повної сили тертя F , швидкості руху V , координати блока X , довжини натягнення пружини ΔX і пружних напружень σ_{el} від часу t при параметрах рис. 2.2 і $A = 0.6 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2$, $M = 0.4 \text{ кг}$, $K = 650 \text{ Н/м}$, $\delta = 100 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{м}^3/\text{с}$, $T = 260 \text{ К}$, $V_0 = 300 \text{ нм/с}$.

руху блока V . Після досягнення значення $\Delta X = 0$ блок не зупиняється, а продовжує рух, за рахунок чого пружина стискається ($\Delta X < 0$). Як видно із вставки на рис. 2.3, *a*, після цього пружина починає випрямлятися і певний час блок ковзає у зворотному напрямку. У цей момент мастило твердне, оскільки швидкість руху блока зменшується менше критичної $|V| < V_{c0}$, що приводить до різкої зміни пружних напружень (див. вставку до панелі рис. 2.3, *г*) і ненульовим значенням параметра порядку φ . Далі натягнення пружини ΔX знову стає рівним нулю. Описаний процес періодичний у часі.

2.3 Ковзання після довготривалої зупинки зовнішнього приводу

У роботах [9, 83] проводиться експериментальне вивчення поведінки системи, показаної на рис. 1.1, коли після установлення стаціонарного режиму руху зовнішній привід зупиняється на фіксований час, а потім рух продовжується знову. Установлено, що в залежності від швидкості руху, температури мастила, а також прикладеного зовнішнього навантаження можлива реалізація різних режимів роботи після зупинки і подальшого відновлення руху. Наприклад, в [9] після зупинки приводу спостерігався перехід від переривчастого режиму (SS) до режиму ковзання (SF). У роботі показано, що після зупинки

тривалістю $t_s \sim 60$ с і подальшого руху в системі устанавлюється переривчастий режим, до того ж перший пік на залежності сили тертя $F(t)$ “stiction spike” має більшу висоту, ніж аналогічні піки в стаціонарному режимі [9, 83]. При швидкості зсуву вище критичної V_c , яка необхідна для плавлення, після увімкнення приводу спостерігається єдиний пік, після чого система продовжує функціонувати в SF режимі [83]. З’ясовано, що висота цього піка залежить від часу зупинки t_s [83]. Подібна поведінка отримана і в рамках розглядуваної моделі [69], але без урахування температурної залежності в’язкості і квазістатичної сили тертя. Зокрема, в [69] показано, що після зупинки зовнішнього приводу в режимі SF системі необхідний час, щоб мастило перейшло в твердоподібний стан, при переході в який реалізується пік на залежності $\sigma_{el}(t)$, причому пік на залежності $F(t)$ відсутній.

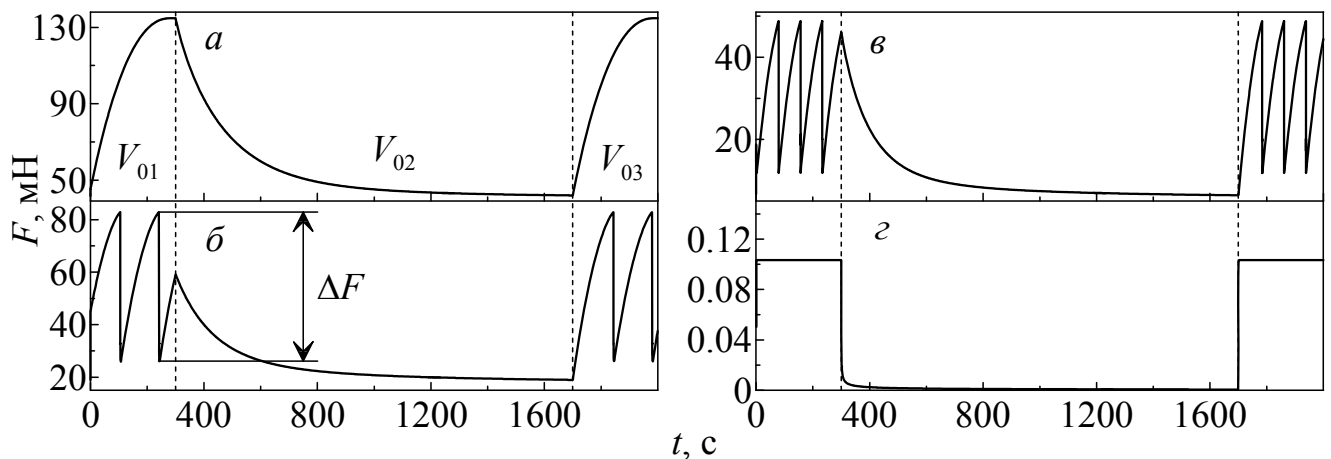


Рисунок 2.4 – Залежність сили тертя F від часу t при параметрах рис. 2.1 і $\delta = 100$ Дж $^{-1}$ ·м 3 /с, $M = 0.4$ кг, $K = 3000$ Н/м і $V_{01} = 500$ нм/с, $V_{02} = 0$ нм/с, $V_{03} = 500$ нм/с. $T_{1-4} = 130, 170, 200, 300$ К.

На рис. 2.4 показана залежність сили тертя $F(t)$ при різних значеннях температури мастила T . Тут на початковій ділянці часу $t < 300$ с зовнішній привід рухається зі швидкістю $V_0 = 500$ нм/с, наступні $t_s = 1400$ с вільний кінець пружини нерухомий, після чого знову приводиться в рух зі швидкістю $V_0 = 500$ нм/с. Для усіх залежностей на рисунку обрані початкові умови $X_0 = 0$ мкм, $\Delta X_0 = 15$ мкм, $V_0 = 1$ нм/с, $\varphi_0 = 0.4$. Залежність $F(t)$ на

рис. 2.4, *a* побудована при температурі $T_1 = 130$ К. У даному випадку в системі устанавлюється режим сухого тертя DF. При $t > 0$ зовнішній привід починає рух, натягнення пружини ΔX зростає, збільшується швидкість V , відповідно зростають як пружні σ_{el} , так і в'язкі σ_v напруження, система виходить на стаціонарний режим і сила тертя F набуває сталого значення. Через час $t = 300$ с зовнішній привід зупиняється, проте верхній тертьовий блок (див. рис. 1.1) продовжує рух за рахунок розтягнутої пружини $\Delta X > 0$. З часом ΔX зменшується, при цьому спостерігається релаксація сили тертя F , а швидкість блока V знижується, але залишається ненульовою за рахунок розтягнутої пружини. Оскільки температура $T > 0$, як це показано вище, сила тертя $F \rightarrow 0$ при $V \rightarrow 0$, але швидкість релаксує достатньо повільно. При цьому час t , для якого сила тертя $F = 0$, перевищує всі можливості експериментального спостереження. Проте варто розуміти, що в розглядуваному випадку при $t \rightarrow \infty$ сила тертя $F = 0$. Таким чином, релаксація напружень в затиснутому при зупинці мастильному шарі все ж відбувається до нульового значення, але повільність процесу дозволяє спостерігати особливості stop-start експериментів [9, 83]. Іншими словами, отриманий нами результат пропонує механізм опису особливостей нанотрибологічних систем, який не вкладається в рамках класичних представлень трибологічної науки.

Рис. 2.4, *б* побудований при більшому значенні температури $T_2 = 170$ К. Тут спостерігається стаціонарний переривчастий режим руху stick-slip. Після зупинки зовнішнього приводу мастильний шар твердне, тому сила тертя F містить вклади від в'язкий і пружних напружень, які повільно релаксують як і у випадку, описаному вище. Але, мінімальне значення сили тертя тут менше, ніж на рис. 2.4, *a*, оскільки рис. 2.4, *б* побудований при більшому значенні температури $T_2 > T_1$. Після увімкнення зовнішнього приводу в системі знову устанавлюється stick-slip режим руху, як і до зупинки блока. Рис. 2.4, *в* побудований при температурі $T_3 = 200$ К. Поведінка системи тут аналогічна по-

казаній на рис. 2.4, б, але більше значення температури T сприяє збільшенню частоти фазових переходів і зменшенню ΔF [69]. Подальше зростання температури до значення $T_4 = 300$ К (рис. 2.4, г) приводить до устанавлення режиму рідинного тертя SF. Тут на початку руху при $t < 300$ с мастило рідиноподібне, оскільки $T_4 > T_{c0}$ (1.22), тому сила тертя F має лише в'язку складову. Після зупинки зовнішнього привода при $t > 300$ с сила тертя зменшується практично до нульового значення, оскільки до зупинки пружина майже не була натягнутою, так як реалізувався режим ковзання SF. Після увімкнення зовнішнього привода сила тертя знову збільшується до стаціонарного значення, що відповідає заданій швидкості і температурі мастила. Зазначимо, що на рис. 2.4 у випадках, коли реалізується переривчастий і сухий режими (панелі а, б, в), усі ситуації мають одну загальну рису. На початку руху мастило твердоподібне і, як це описано раніше, при таких температурах реалізується квазістатична сила тертя F . Тому вже на початку руху при $V > 0$, як видно із рисунка, для усіх розглядуваних температур реалізується квазістатична сила $F \approx 15 \div 45$ мН, яка залежить від температури.

Як відмічалось вище, ми розглядаємо атомарно-гладкі поверхні, тому вважається, що вони повністю дотикаються через мастило і зовнішнє навантаження у явному вигляді не враховується. Якщо в реальних умовах прикладати зовнішнє навантаження L , то поверхні зближується, оскільки відбувається видавлювання мастила і площа прямого контакту все ж збільшується. Поведінка системи при зростанні площі контакту A і незмінних решті параметрах, що можна умовно вважати як збільшення зовнішнього навантаження L , показано на рис. 2.5.

Панелі а – г цього рисунка побудовані при поступовому збільшенню площі контакту A . Як показано в експериментальних роботах [9], зростання навантаження L приводить до зменшення частоти фазових переходів і збільшенню максимального значення сили тертя F . При цьому збільшується і ам-

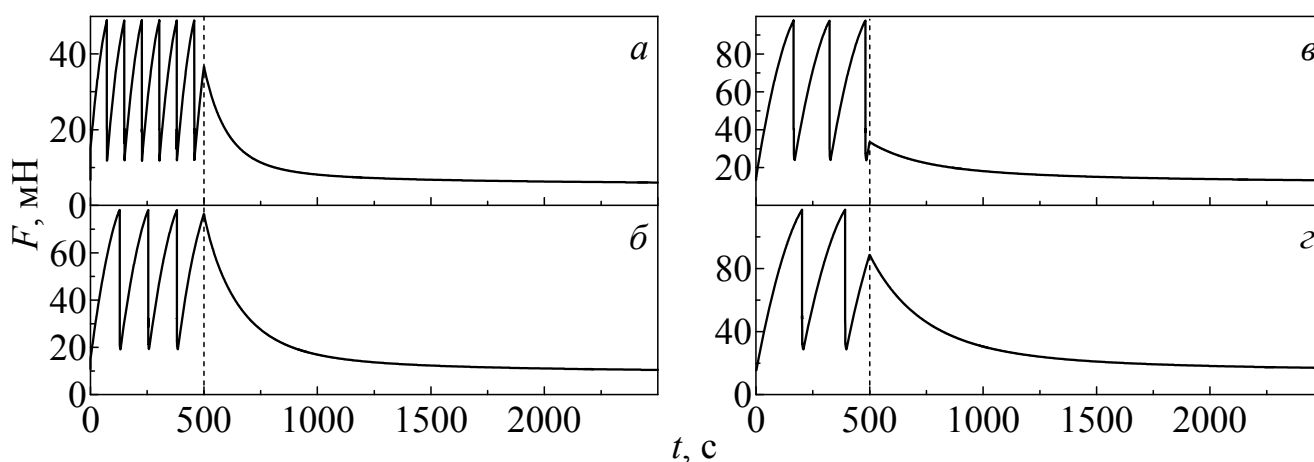


Рисунок 2.5 – Залежність сили тертя F від часу t при різних площах контакту A при параметрах рис. 2.4 і $T = 200$ К. До штрихової лінії $V_0 = 500$ нм/с, після – $V_0 = 0$ нм/с. Панелі $a - c$ відповідають площам контакту $A = 5 \cdot 10^{-9}, 8 \cdot 10^{-9}, 10 \cdot 10^{-9}, 12 \cdot 10^{-9}$ м².

плітуда ΔF .

Після зупинки зовнішнього привода в системі спостерігається релаксація сили тертя F до стаціонарного значення. При цьому для великих значень зовнішнього навантаження L спостерігається більше значення сили тертя F [9, 61], оскільки воно пропорційне площі контакту A . Вказані особливості реалізуються і в рамках нашої моделі (рис. 2.5). Для усіх залежностей на рисунку обрані початкові умови $X_0 = 0$ мкм, $\Delta X_0 = 5$ мкм, $V_0 = 1$ нм/с, $\varphi_0 = 0.4$.

2.4 Вплив довжини молекул на характер режиму тертя

Розглянемо умови переходу від переривчастого руху до режиму неперервного ковзання для різних вуглеводнів C_nH_{2n+2} при поступовому збільшенні температури мастила T . У роботі [62] показано, що в'язкість для нанометрових плівок високомолекулярних алканів C_nH_{2n+2} описується рівняннями (2.1) – (2.3), причому для кожного конкретного полімеру існують свої значення T_k і β . Для $C_{20}H_{42}$ ці значення становлять $T_k = 353$ К, $\beta = 4.09$, для $C_{100}H_{202}$ – $T_k = 642$ К, $\beta = 3.68$, та для $C_{1400}H_{2802}$ – $T_k = 840$ К, $\beta = 2.79$.

На рис. 2.6 представлені часові залежності $F(t)$ для трьох полімерів.

Атомна маса мастила поступово збільшується від рис. 2.6, *a* до рис. 2.6, *в*. Часовий інтервал розбитий на три ділянки, для кожного з яких збільшується температура T . Для всіх залежностей обрані початкові умови $\Delta X_0 = 10$ мкм, $V_0 = 1$ нм/с, $\varphi_0 = 0.6$. Протягом часу $t < 200$ с відбувається зсув зовнішнього приводу зі швидкістю $V_0 = 500$ нм/с, далі на часовому інтервалі $200 < t_s < 800$ с вільний кінець пружини залишається нерухомим і наступні $t = 200$ с зовнішній привід знову зсувається зі швидкістю V_0 . У сумі всі ці маніпуляції займають час $t = 1000$ с. Після кожних таких 1000 с температура T підвищується і описаний процес повторюється знову.

Для першого значення температури T_1 для усіх алканів поведінка системи схожа до описаної на рис. 2.4, *б, в* – переривчастий режим змінює ділянка, на якій сила тертя F релаксує, після чого знову спостерігається SS режим.

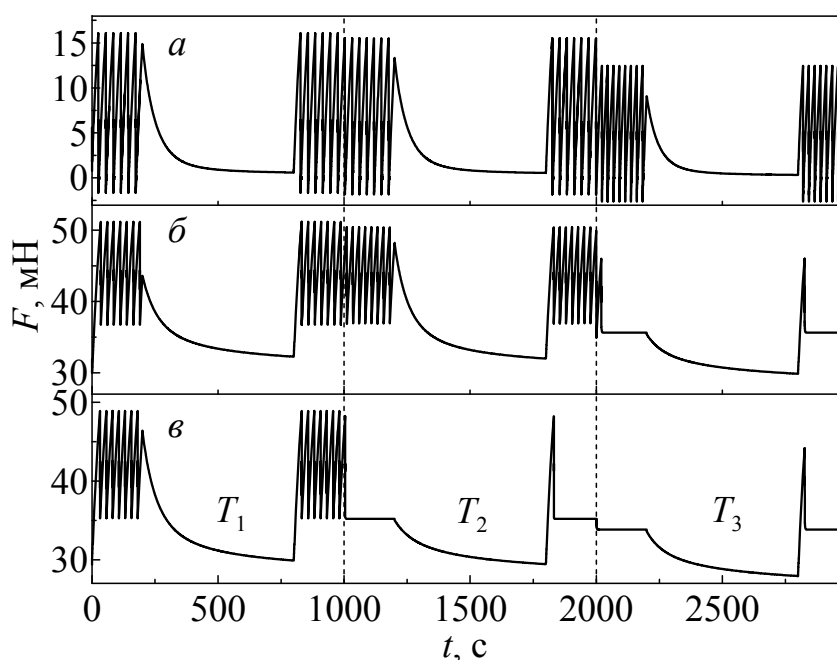


Рисунок 2.6 – Залежність сили тертя F від часу t для різних алканів при параметрах рис. 2.4 і $V_0 = 500$ нм/с до і після зупинки. Ділянки $T_1 - T_3$ відповідають температурам 243, 244, 250 К. *a)* $T_k = 353$ К, $\beta = 4.09$; *б)* $T_k = 642$ К, $\beta = 3.68$; *в)* $T_k = 840$ К, $\beta = 2.79$.

Зі зростанням температури T на панелях *a* і *б* ситуація залишається аналогічною, але зменшується максимальне значення сили тертя F і різниця ΔF . Таку особливість демонструє також і рис. 2.4. Поведінка системи на рис. 2.6, *в* з мастилом, молекули якого мають найбільшу довжину серед представлених,

демонструють дещо іншу поведінку. При обраних початкових умовах мастило на початку руху рідиноподібне. Після зупинки зовнішнього приводу при $t > 1200$ с мастило твердне і протягом $t = 600$ с відбувається релаксація сили тертя F . При $t = 1800$ с вільний кінець пружини починає рух зі швидкістю $V_0 = 500$ нм/с, натягнення пружини зростає, відповідно різко збільшується сила тертя F , після чого мастило знову плавиться. При цьому на рисунку реалізується пік залежності $F(t)$. Після плавлення мастило залишається рідиноподібним.

Зі зростанням температури описана поведінка спостерігається також і для більш коротких алканів (рис. 2.6, б при $T_3 = 250$ К). На рис. 2.6, а ситуація для усіх трьох температур подібна. Режим рідинного тертя для параметрів $C_{20}H_{42}$ устанавлюється при значенні температури близькому до T_{c0} . Для представлених температур після плавлення швидкість блока $V < V_{c0}$, тому мастило твердне. Цим і пояснюється переривчастий режим, що реалізується. З рис. 2.6 видно, що зі зростанням температури висота піка $F(t)$, який передуює переходу системи в режим рідинного тертя, зменшується. Цей факт підтверджується експериментально [9].

Залежності $F(t)$ для різних алканів при поступовому збільшенні швидкості зсуву зовнішнього приводу V_0 представлені на рис. 2.7.

Тут обираються початкові умови $X_0 = 0$ мкм, $\Delta X_0 = 17$ мкм, $V_0 = 5$ нм/с, $\varphi_0 = 0.87$. Протягоми $t_s = 200$ с зовнішній привід нерухомий, після чого він протягом часу $t = 300$ с рухається зі швидкістю V_0 . При низьких швидкостях зсуву V_0 в системі встановлюється режим сухого тертя. Зі збільшенням V_0 устанавлюється переривчастий режим, де більшому значенню швидкості V_0 відповідає більша частота фазових переходів [9, 40]. Не дивлячись на те, що швидкість $V_{04} > V_{c0} \approx 664$ нм/с, для всіх трьох типів мастил спостерігається переривчастий рух, у якому після плавлення швидкість блока спочатку збільшується, за рахунок чого пружина стискується, зменшується пружна рушійна

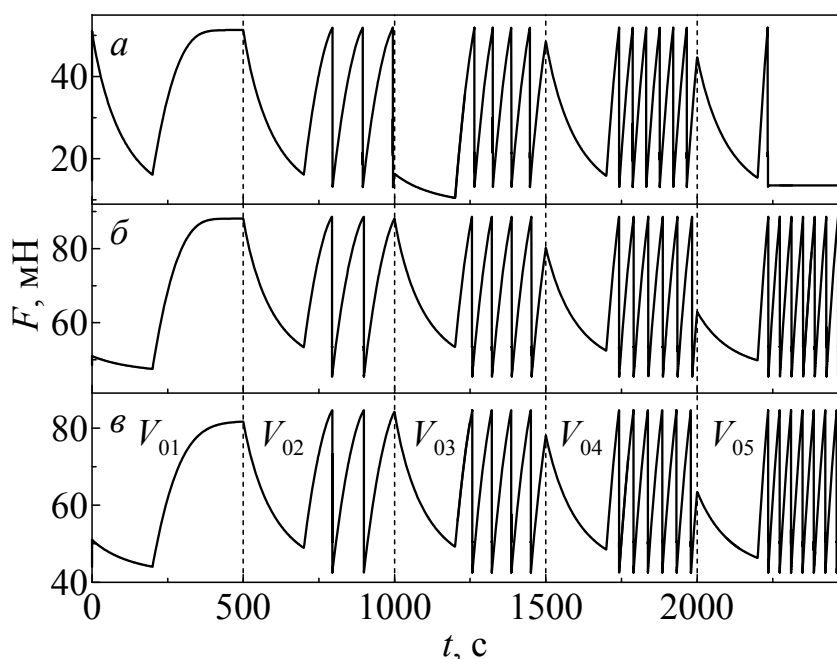


Рисунок 2.7 – Залежність сили тертя F від часу t при поступовому збільшенні швидкості зсуву при параметрах рис. 2.4 і $T = 197$ К. а) $T_k = 353$ К, $\beta = 4.09$; б) $T_k = 642$ К, $\beta = 3.68$; в) $T_k = 840$ К, $\beta = 2.79$. Швидкості $V_{01} - V_{05} = 300, 450, 600, 750, 900$ нм/с.

сила $K\Delta X$, і в результаті швидкість V стає менше критичного значення V_{c0} , при якому мастило твердне. Далі за рахунок того, що сила тертя збільшується, пружина натягується і збільшується швидкість, при виконанні умови $V > V_{c0}$ мастило знову плавиться, і т.д. Таким чином, установлюється stick-slip режим. Детально цей процес розглядався в п. 1.8

При параметрах рис. 2.7, а і швидкості $V_{05} = 900$ нм/с після плавлення мастило залишається твердоподіюним і устанавлюється режим ковзання. Для більш довгих молекул такий перехід відбувається при ще більших швидкостях. Спостережувана поведінка пояснюється тим, що на рис. 2.7, а для V_{05} після плавлення швидкість блока залишається більше критичної V_{c0} , тому тверднення не відбувається. На рис. 2.7, б, в не дивлячись на те, що $V_{05} > V_{c0} \approx 664$ нм/с, пружина стискується на стільки, що швидкість блока стає нижчою за V_{c0} , тому мастило твердне і продовжується переривчастий рух.

Висновки до розділу 2

1. Проведено подальший розвиток термодинамічної моделі плавлення ультратонкого мастила. Новизна полягає в тому, що в рамках моделі фазового переходу другого роду враховано залежність в'язкості полімерних мастил від температури і градієнта швидкості. Ця залежність показує, що логарифм ефективної в'язкості пропорційний логарифму швидкості зсуву. Коефіцієнт пропорційності змінює своє значення від 1 в твердоподібному стані до 0 в рідиноподібному (ньютонівська рідина).

2. На основі модифікованої моделі побудована тривимірна залежність сили тертя від температури та швидкості зсуву. Проведено дослідження поведінки двох трибологічних систем, побудовані часові залежності координат, швидкостей зсуву, сили тертя і пружних напружень. Представлені результати комп'ютерного моделювання, які прогнозують зникнення переривчастого режиму руху і подальше функціонування в режимі рідинного тертя.

3. Вивчені особливості залежності сили тертя при низьких швидкостях зсуву, що дозволило змодельовати статичну компоненту сили тертя (ефект пам'яті). Побудована залежність сили тертя від часу при довготривалій зупинці зовнішнього приводу. Установлено, що перехід між режимами сухого, переривчастого і рідинного тертя відбувається при підвищенні швидкості зсуву і/або температури мастила.

4. Вивчено поведінку при різних площах контакту, що можна умовно вважати як різне зовнішнє навантаження на систему. Дані залежності побудовані для параметрів в'язкості, що відповідають мастилам, які складаються з молекул різної довжини, продемонстровані і пояснені відмінності для різних типів мастил.

ВИСНОВКИ

У роботі проведено подальший розвиток термодинамічної моделі плавлення ультратонкого мастила. Це дозволило описати процеси, що протікають при межовому терті, коли атомарно-гладкі тверді поверхні розділені ультратонким шаром мастильного матеріалу. Результати роботи дозволили розширити уявлення про фізику тертя, яке відбувається на нанорозмірних масштабах. Основні результати дисертації представлені наступними висновками.

1. На основі теорії фазових переходів Ландау першого роду проведено подальшу модифікацію термодинамічної моделі плавлення ультратонкої плівки мастила, що затиснута між двома атомарно-гладкими твердими поверхнями. Досліджено кінетику системи на основі механічного аналога простої трибологічної системи.

2. Показано, що в широкому діапазоні параметрів окрім двох кінетичних режимів рідиноподібного (SF) та твердоподібного (DF) тертя стає можлива реалізація переривчастого (stick-slip) режиму руху, при якому мастило періодично плавиться і твердне. Показано, що при збільшенні швидкості зсуву в системі збільшується частота фазових переходів між рідиноподібним і твердоподібним станами. З'ясовано, що з перевищенням температурою мастила або швидкістю зсуву критичних значень переривчастий режим зникає і встановлюється кінетичний режим ковзання зі сталою швидкістю.

3. Показано, що за наявності пружини в трибологічній системі гістерезис за температурою і швидкістю мають різні властивості. Наприклад, гістерезис за швидкістю при обраних параметрах системи можливий лише при дуже повільному збільшенні швидкості вільного кінця пружини, коли швидкість блока в твердоподібному стані мастила буде встигати релаксувати до значення швидкості вільного кінця пружини. В інших випадках гістерезис за швидкістю не спостерігається. Таким чином, наявність пружини (пружних властивостей

системи) суттєво змінює характер її поведінки.

4. У рамках моделі фазового переходу другого роду враховано залежність в'язкості полімерних мастил від температури і градієнта швидкості. Ця залежність показує, що логарифм ефективної в'язкості пропорційний логарифму швидкості зсуву. Вивчені особливості залежності сили тертя при низьких швидкостях зсуву, що дозволило змодельовати статичну компоненту сили тертя. Побудована залежність сили тертя від часу при довготривалій зупинці зовнішнього приводу. Установлено, що перехід між режимами сухого, переривчастого і рідинного тертя відбувається при підвищенні швидкості зсуву і/або температури мастила.

5. Вивчено поведінку при різних площах контакту, що можна умовно вважати як різне зовнішнє навантаження на систему. Дані залежності побудовані для параметрів в'язкості, що відповідають мастилам, які складаються з молекул різної довжини, продемонстровані і пояснені відмінності для різних типів мастил.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Israelachvili J. Adhesion forces between surfaces in liquids and condensable vapours / J. Israelachvili // *Surface Science Reports*. – 1992. – Vol. 14, № 3. – P. 109-159.
2. Yamada S. Nanotribology of symmetric and assymmetric liquid lubricants / S. Yamada // *Symmetry*. – 2010. – P. 320-345.
3. Granik S. Motions and relaxations of confined liquids / S. Granik // *Science*. – 1991. – Vol. 253. – P. 1374-1379.
4. Robbins M. O. Computer simulations of friction, lubrication and wear / M. O. Robbins, M. H. Muser; edited by B. Bhushan // *Modern Tribology Handbook*. – Boca Raton, FL: CRC Press, 2001. – P. 717-765.
5. Klein J. Confinement-induced phase transitions in simple liquids / J. Klein, E. Kumacheva // *Science*. – 1995. – Vol. 269. – P. 816-819.
6. Heuberger M. Density fluctuations under confinement: When is a fluid not a fluid? / M. Heuberger, M. Zach, N. D. Spencer // *Science*. – 2001. – Vol. 292. – P. 905-908.
7. Yamada S. Layering transitions and tribology of molecularly thin films of poly(dimethylsiloxane) / S. Yamada // *Langmuir*. – 2003. – Vol. 19. – P. 7399-7405.
8. Berman A. D. Origin and characterization of different stick-slip friction mechanisms / A. D. Berman, W. A. Ducker, J. N. Israelachvili // *Langmuir*. – 1996. – Vol. 12, № 19. – P. 4559–4563.
9. Yoshizawa H. Fundamental mechanisms of interfacial friction. 1. Relation between adhesion and friction / H. Yoshizawa, Y. -L. Chen, J. Israelachvili // *Journal of Physical Chemistry*. – 1993. – Vol. 97, № 16. – P. 4128-4140;

- Yoshizawa H. Fundamental mechanisms of interfacial friction. 2. Stick-slip friction of spherical and chain molecules / H. Yoshizawa, J. Israelachvili // *Journal of Physical Chemistry*. – 1993. – Vol. 97, № 43. – P. 11300-11313.
10. Thin film rheology and tribology of confined polymer melts: contrasts with bulk properties / [G. Luengo, F.-J. Schmitt, R. Hill, J. Israelachvili] // *Macromolecules*. – 1997. – Vol. 30. – P. 2482-2494.
 11. Israelachvili J. Dynamic properties of molecularly thin liquid films // J. Israelachvili, P. M. McGuiggan, A. M. Homola // *Science*. – 1988. – Vol. 240. – P. 189-191.
 12. van Alsten J. Molecular tribometry of ultrathin liquid films / J. van Alsten, S. Granick // *Physical Review Letters*. – 1988. – Vol. 61. – P. 2570-2573.
 13. Measurement and characterization of “resonance friction” at high sliding speeds in a model automotive wet clutch / [X. Banquy, D. D. Lowrey, N. Belman et al.] // *Tribology Letters*. – 2011. – Vol. 43. P. 185-195.
 14. Lee D. W. Stick-slip friction and wear of articular joints / D. W. Lee, X. Banquy, J. N. Israelachvili // *Proceeding of the National Academy of Science of the United States of America*. – 2013. – P. E567-E574.
 15. The boundary lubrication of chemically grafted and cross-linked hyaluronic acid in phosphate buffered saline and lipid solutions measured by the surface forces apparatus / [J. Yu, X. Banquy, G.W. Green, D.D. Lowrey, J.N. Israelachvili] // *Langmuir*. – 2012. – Vol. 28. – P. 2244-2250.
 16. Yu J. Adhesion of mussel foot protein-3 to TiO₂ surfaces: The effect of pH / [J. Yu, W. Wei, M. S. Menyo et al.] // *Biomacromolecules*. – 2013. – Vol. 14, № 4. – P. 1072–1077.
 17. Adhesion of mussel foot proteins to different substrate surfaces. / [Q. Y. Lu, E. Danner, J. H. Waite et al.] // *Journal of The Royal Society Interface*. – 2013. – Vol. 10, № 79. – P. 20120759 (11 p.).
 18. Rate and state dependent friction laws and the prediction of earthquakes:

- What can we learn from laboratory models / [V. L. Popov, B. Grzempa, J. Starcevic, M. Popov] // *Tectonophysics*. – 2012. – Vol. 532-535. P. 291-300.
19. Brace W. F. Stick–slip as a mechanism for earthquakes / W. F. Brace, J. D. Byerlee // *Science*. – 1966. – Vol. 153, № 3739. – P. 990-992.
 20. Accelerated creep as a precursor of friction instability and earthquake prediction / [V. L. Popov, B. Grzempa, J. Starcevic, C. Fabry] // *Physical Mesomechanics*. – 2010. – Vol. 13, № 5,6. – P. 283–291.
 21. Sivebaek I. M. Velocity dependence of friction of confined hydrocarbons / I. M. Sivebaek, V. N. Samoilov, Bo N. J. Persson // *Langmuir*. – 2010. – Vol. 26, № 11. – P. 8721-8728.
 22. Sivebaek I. M. Frictional properties of confined polymers / I. M. Sivebaek, V. N. Samoilov, B. N. J. Persson // *The European Physical Journal E*. – 2008. – Vol. 27. – P. 37-46.
 23. Aichele M. Kinetic friction and atomistic instabilities in boundary-lubricated systems / M. Aichele, M.H. Müser // *Physical Review E*. – 2003. – Vol. 68. – P. 016125 (14 p.).
 24. Thompson P. A. Origin of stick-slip motion in boundary lubrication / P. A. Thompson, M. O. Robbins // *Science*. – 1990. – Vol. 250. – P. 792–794.
 25. Muser M. H. Statistical mechanics of static and low-velocity kinetic friction / M. H. Muser, M. Urbakh, M. O. Robbins // *Advances In Chemical Physics*. – 2003. – Vol. 126. – P. 187–272.
 26. He G. Adsorbed layers and the origin of static friction / G. He, M. H. Muser, M. O. Robbins // *Science*. – 1999. – Vol. 284. – P. 1650–1652.
 27. Gao J. P. Friction control in thin film lubrication / J. P. Gao, W. D. Luedtke U. Landman // *Journal of Physical Chemistry B*. – 1998. – Vol. 102. – P. 5033–5037.

28. Frictional forces and Amontons' Law: from the molecular to the macroscopic scale / [J. P. Gao, W. D. Luedtke, D. Gourdon et al.] // Journal of Physical Chemistry B. – 2004. – Vol. 108. – P. 3410–3425.
29. Popov V. L. A Theory of the transition from static to kinetic friction in boundary lubrication layers / V. L. Popov // Solid State Commun. – 2000. – Vol. 115. – P. 369-373.
30. Попов В. Л. Термодинамика и кинетика плавления сдвигом тонкого слоя смазки, заключенного между твердыми телами / В. Л. Попов // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 71, № 5. – С. 100-110.
31. Fajardo O. Y. Friction through reversible jumps of surface / O. Y. Fajardo, I. Barel, M. Urbakh // Journal of Physics: Condens. Matter. – 2014. – Vol. 26. P. 315005 (7 p.).
32. Filippov A. E. Origin of friction anisotropy on a quasicrystal surface / A. E. Filippov, A. Vanossi, M. Urbakh // Physical Review Letters. – 2010. – Vol. 104. – P. 074302 (4 p.).
33. Teidelt E. Influence of ultrasonic oscillation on static and sliding friction / E. Teidelt, J. Starcevic, V.L. Popov // Tribology Letter. – 2012. – Vol. 48. – P. 51-62.
34. Lyashenko I. A. Thermodynamics and kinetics of boundary friction / I. A. Lyashenko, A. V. Khomenko, L. S. Metlov // Tribology International. – 2011. – Vol. 44, № 4. – P. 476-482.
35. Persson B. N. J. On the origin of the transition from slip to stick / B. N. J. Persson, V. L. Popov // Solid State Communications. – 2000. Vol. 114. – P. 261-266.
36. Ruina A. Slip instability and state variable friction laws / A. Ruina // Journal of Geophysical Research. – 1983. – Vol. 88. – P. 10359–10370.
37. Lemaître A. Rearrangements and dilatancy for sheared dense materials / A. Lemaître // Physical Review Letters. – 2002. – Vol. 89. – P. 195503 (4 p.).

38. Persson B. N. J. Sliding friction. Physical principles and applications / B. N. J. Persson. – Berlin: Springer-Verlag, 2000. – 515 p.
39. Попов В.Л. Механика контактного взаимодействия и физика трения: От нанотрибологии до динамики землетрясений / В. Л. Попов – Москва: Физматлит, 2013. – 352 с.
40. Yang C.-R. Tribological behavior of reciprocal friction drive system under lubricated contact / C.-R. Yang, Y.-C. Chiou, R.-T. Lee // Tribology International. – 1999. – Vol. 32. – P. 443-453.
41. Bhushan B. Wear and mechanical characterisation on micro- to picoscales using AFM / B. Bhushan // International Materials Reviews. – 1999. – Vol. 44. – P. 105–117.
42. Tunneling through a controllable vacuum gap / [G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel] // Applied Physics Letters. – 1982. – Vol. 40, № 2. – P. 178-179.
43. Controlled manipulation of nanoparticles with an atomic force microscope / [T. Junno, K. Deppert, L. Montelius, L. Samuelson] // Applied Physics Letters. – 1995. – Vol. 66, № 26. – P. 3627-3629.
44. Manipulation of Ag nanoparticles utilizing noncontact atomic force microscopy / [M. Martin, L. Roschier, P. Hakonen et al.] // Applied Physics Letters. – 1998. – Vol. 73, № 11. – P. 1505-1507.
45. System errors quantitative analysis of sample-scanning AFM / [X. J. Tian, N. Xi, Z. L. Dong, Y. C. Wang] // Ultramicroscopy. – 2005. – Vol. 105. – P. 336-342.
46. Velocity dependence of atomic friction / [E. Gnecco, R. Bennewitz, T. Gyalog et al.] // Physical Review Letters. – 2000. – Vol. 84. – P. 1172-1175.
47. Koinkar V. N. Micro/nanoscale studies of boundary layers of liquid lubricants for magnetic disks / V. N. Koinkar, B. Bhushan // Journal of Applied Physics. – 1996. – Vol. 79 – P. 8071–8075.

48. Braiman Y. Control of friction at the nanoscale / Y. Braiman, J. Barhen, V. Protopopescu // *Physical Review Letters*. – 2003. – Vol. 90, № 9. – P. 094301 (8 p.).
49. Socoliuc A. Atomic-scale control of friction by actuation of nanometer-sized contacts / [A. Socoliuc, E. Gnecco, S. Maier et al.] // *Science*. – 2006. – Vol. 313. – P. 207-210.
50. Suppression of friction by mechanical vibrations / [R. Capozza, A. Vanossi, A. Vezzani, S. Zapperi] // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 103, № 8. – P. 085502 (4 p.).
51. Iizuka H. Control mechanism of friction by dynamic actuation of nanometer-sized contacts / H. Iizuka, J. Nakamura, A. Natori // *Physical Review B*. – 2009. Vol. 80, № 15. – P. 155449 (8 p.).
52. Guo Y. Lyapunov stability and precise control of the frictional dynamics of a one-dimensional particle array / Y. Guo, Z. H. Qu, Z. Y. Zhang // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73, № 9. P. 094118 (5 p.).
53. Guo Y. Control of frictional dynamics of a one-dimensional particle array / Y. Guo Z. H. Qu // *Automatica*. – 2008. – Vol. 44. – P. 2560-2569.
54. Filippov A. E. Friction through dynamical formation and rupture of molecular bonds / A. E. Filippov, J. Klafter, M. Urbakh // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 92, № 13. – P. 135503 (4).
55. Braun O. M. Nanotribology: Microscopic mechanisms of friction / O. M. Braun, A. G. Naumovets // *Surface Science Reports*. - 2006. - Vol. 60, № 6-7. - P. 79-158.
56. Persson B. N. J. Sliding friction / B. N. J. Persson // *Surface Science Reports*. – 1999. – Vol. 33, № 3. – P. 83-119.
57. Епифанов Г.И. Зависимость силы трения от нормальной нагрузки. / Епифанов Г. И. – Рига: Изд-во АН Латв.ССР, 1961. – С. 203. – (Сухое трение : сборник трудов совещания по вопросам теории сухого трения и образо-

- вания частиц износа при сухом трении /под ред. С.Б. Айнбиндера.)
58. Ахматов А. С. Молекулярная физика граничного трения / Ахматов А. С. — Москва: Физматгиз, 1963. — 472 с.
 59. Lyashenko I. A. Phenomenological theory for the melting of a thin lubricant film between two atomically smooth solid surfaces / I. A. Lyashenko, A. V. Khomenko, L. S. Metlov // *Technical Physics*. — 2010. — Vol. 55, № 8. — P. 1193–1199. (Ляшенко Я. А. Феноменологическая теория плавления тонкой пленки смазки между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями / А. В. Хоменко, Я. А. Ляшенко, Л. С. Метлов // *Журнал технической физики*. — 2010. — Т. 80, № 8. — С. 120-126.)
 60. Stick to slip transition and adhesion of lubricated surfaces in moving contact / G. Reiter, A. L. Demirel, J. Peanasky [et al.] // *Journal of Chemical Physics*. — 1994. — Vol. 101, № 3. — P. 2606-2615.
 61. Luengo G. Generalized effects in confined fluids: new friction map for boundary lubrication / G. Luengo, J. Israelachvili, S. Granick // *Wear*. — 1996. — Vol. 200, № 1-2. — P. 328-335.
 62. Sivebaek I. M. Effective viscosity of confined hydrocarbons / I. M. Sivebaek, V. N. Samoilov, B. N. J. Persson // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108, № 3. — P. 036102 (4 p.).
 63. Khomenko A. V. Molecular dynamics simulations of ultrathin water film confined between flat diamond plates / A. V. Khomenko, N. V. Prodanov // *Condensed Matter Physics*. — 2008. — Vol. 11, № 4 (56). — P. 615-626.
 64. Lyashenko I. A. Stick-slip mode of boundary friction as the first-order phase transition / I. A. Lyashenko, A. M. Zaskoka // *Ukrainian Journal of Physics*. — 2013. — Vol. 58, № 1. — P. 91–102. (Ляшенко Я. О. Перерывчастий режим межового тертя як фазовий перехід першого роду / Я. О. Ляшенко, А. М. Заскока // *Український фізичний журнал*. — 2013. — Т. 58, № 1. — С. 92-103.)

65. Lyashenko I. A. Melting of the ultrathin lubricant film between atomically-flat solid surfaces as second-order phase transition / I. A. Lyashenko, A. M. Zaskoka // Journal of Physical Studies. – 2013. – Vol. 17, № 1. – P. 1002 (7 pp.). (Ляшенко Я. О. Плавлення ультратонкої плівки мастила між атомарно-гладкими твердими поверхнями як фазовий перехід другого роду / Я. О. Ляшенко, А. М. Заскока // Журнал фізичних досліджень. — 2013. — Т. 17, № 1. — С. 1002 (7 с.).)
66. Khomenko A. V. Self-similar Phase Dynamics of Boundary Friction / A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko, V. N. Borisyuk // Ukr. J. Phys. – 2009. – Vol. 54, № 11. – p. 1139-1148. (Хоменко О. В. Самоподібна фазова динаміка межового тертя / О. В. Хоменко, Я. О. Ляшенко, В. М. Борисюк // Український фізичний журнал. — 2009. — Т. 54, № 11. — С. 1142-1151.)
67. Khomenko A. V. Phase dynamics of a thin lubricant film between solid surfaces at the deformational defect of shear modulus / A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko // Journal of physical studies. – 2007. – Vol. 11, № 3. – P. 268-278. (Хоменко О. В. Фазова динаміка тонкої плівки мастила між твердими поверхнями при деформаційному дефекті модуля зсуву / О. В. Хоменко, Я. О. Ляшенко // Журнал фізичних досліджень. — 2007. — Т. 11, № 3. — С. 268-278.)
68. Lyashenko I. A. Tribological system in the boundary friction mode under a periodic external action / I. A. Lyashenko // Technical Physics. – 2011. – Vol. 56, № 6. – P. 869–876. (Ляшенко Я. А. Трибологическая система в режиме граничного трения под периодическим внешним воздействием / Я. А. Ляшенко // Журнал технической физики. — 2011. — Т. 81, № 6. — С. 125-132.)
69. Lyashenko I. A. First-order phase transition between the liquidlike and solidlike structures of a boundary lubricant / I. A. Lyashenko // Technical Physics. – 2012. – Vol. 57, № 1. – P. 17–26. (Ляшенко Я. А. Фазовый

- переход первого рода между жидкоподобной и твердоподобной структурами граничной смазки / Я. А. Ляшенко // Журнал технической физики. — 2012. — Т. 82, № 2. — С. 19-28.)
70. Olemskoi A. I. Axiomatic theory of self-organizing system / A. I. Olemskoi // Physica A. — 2002. — Vol. 310, № 1-2. — P. 223-233.
71. Braun O. M. Role of lubricant molecular shape in microscopic friction / O. M. Braun, N. Manini, E. Tosatti // Physical Review B. — 2008. — Vol. 78, № 19. — P. 195402 (10 p.).
72. Aranson I. S. Stick-slip friction and nucleation dynamics of ultrathin liquid films / I. S. Aranson, L. S. Tsimring, V. M. Vinokur // Physical Review B. — 2002. — Vol. 65, № 12. — P. 125402 (7).
73. Lyashenko I. A. Phenomenological theory of boundary friction in the stick-slip mode / I. A. Lyashenko, A. V. Khomenko, L. S. Metlov // Ukrainian Journal of Physics. — 2011. — Vol. 56, № 3. — P. 278–286. (Ляшенко Я. О. Феноменологічна теорія переривчастого режиму межового тертя / Я. О. Ляшенко, О. В. Хоменко, Л. С. Метлов // Український фізичний журнал. — 2011. — Т. 56, № 3. — С. 278-286.)
74. Ландау Л. Д. Теоретическая физика: Учебное пособие : в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М.: Наука, 2007. — Т. 5: Статистическая физика. Изд. 2. — 1964. — 568 с.
75. Ландау Л.Д. Об аномальном поглощении звука вблизи точек фазового перехода второго рода / Л. Д. Ландау, И. М. Халатников // ДАН СССР. — 1954. — Т. 96, №3. — С. 469-472.
76. Numerical recipes in C: the art of scientific computing / [W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky et al]. — New York: Cambridge University Press, 1992. — 1020 p.
77. A. V. Khomenko Periodic intermittent regime of a boundary flow / Khomenko A. V., Lyashenko Ya. A. // Technical Physics. — 2010. — Vol. 80,

- № 1, – P. 26-32. (А. В. Хоменко Периодический прерывистый режим граничного трения / Хоменко А. В., Ляшенко Я. А. // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80, № 1, – С. 27-33.)
78. Demirel A. L. Transition from static to kinetic friction in a model lubricating system / A. L. Demirel, S. Granick // Journal of Chemical Physics. - 1998. - Vol. 109, № 16. - P. 6889-6897.
79. Lyashenko I. A. First-order phase transition between the liquidlike and solidlike structures of a boundary lubricant / I. A. Lyashenko // Technical Physics. – 2012. – Vol. 57, № 1. – P. 17–26. (Ляшенко Я. А. Фазовый переход первого рода между жидкоподобной и твердоподобной структурами граничной смазки / Я. А. Ляшенко // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, № 1, – С. 19-28.)
80. Experimental verification of the mechanisms causing stick–slip motion originating from relative deceleration / [P. De Baets, J. Degrieck, F. Van De Velde, A. P. Van Peteghem] // Wear. – 2000. – V. 243. – P. 48-59.
81. Lyashenko I. A. Nonlinear thermodynamic model of boundary friction / I. A. Lyashenko, A. V. Khomenko, L. S. Metlov // Journal of Friction and Wear. – 2011. – Vol. 32, № 2. – P. 113–123. (Ляшенко Я.А. Нелинейная термодинамическая модель граничного трения / Я. А. Ляшенко, А. В. Хоменко, Л. С. Метлов // Трение и износ. – 2011. – Т. 32. № 2. – С. 157–170.)
82. Bouchet A.-S. Experimental study and modeling of boundary lubricant polyelectrolyte films / [A.-S. Bouchet, C. Cazeneuve, N. Baghdadli at al.] // Macromolecules. – 2015. – Vol. 48, № 7. – P. 2244-2253.
83. Yamada S. Dynamic transitions in molecularly thin liquid films under frictional sliding / S. Yamada // Langmuir. – 2008. – Vol. 24, № 4. – P. 1469-1475.