

ФАЗОВА ДИНАМІКА ТОНКОЇ ПЛІВКИ МАСТИЛА МІЖ ТВЕРДИМИ ПОВЕРХНЯМИ ПРИ ДЕФОРМАЦІЙНОМУ ДЕФЕКТИ МОДУЛЯ ЗСУВУ

О. В. Хоменко, Я. О. Ляшенко

Сумський державний університет

вул. Римського-Корсакова, 2, Суми, 40007, Україна

(Отримано 3 жовтня 2006 р.; в остаточному вигляді — 11 травня 2007 р.)

У межах моделі Лоренца для опису в'язкопружного середовища досліджено вплив деформаційного дефекту модуля зсуву на плавлення ультратонкої плівки мастила, стиснутої між атомарно-плоскими твердими поверхнями. Установлено можливість реалізації стрибкоподібного й безперервного плавлення. Виявлено три режими поведінки мастила, що відповідають нульовим зсувним напруженням, гуківській ділянці діаграми навантаження та ділянці пластичної течії. Описано гістерезис залежностей стаціонарних напружень від деформації й температури поверхонь тертя. Вивчено фазову кінетику системи в різних координатах. Показано, що співвідношення часів релаксації досліджуваних величин якісно впливає на характер устанавлення стаціонарного режиму тертя. Визначено параметри мастила, за яких спостерігається автоколивальний режим переривчастого руху, що не приводить систему до стаціонарного стану.

Ключові слова: межове тертя, зсувні напруження, модуль зсуву, переривчастий рух.

PACS number(s): 46.35.+z, 62.20.Fe, 62.20.Qp, 64.60.-i, 68.60.-p, 81.40.Pq, 83.85.St

I. ВСТУП

Останніми роками проблеми тертя ковзання гладких твердих поверхонь за наявності тонкої плівки мастила між ними привертають усе більшу увагу [1]. У цій статті описано межовий режим тертя, який реалізується для молекулярно-тонких плівок завтовшки менше чотирьох діаметрів молекул, при гладких або шорстких поверхнях, високих навантаженнях і малих швидкостях зсуву. Він характеризується такими змінами статичних (рівноважних) і динамічних властивостей мастила — простої безструктурної ньютонівської рідини (див. посилання [2] та літературу, цитовану в ньому) :

- неплинні властивості: перехід між рідкою і твердою фазами, поява нових рідиноподібних станів, епітаксіально індуковане утворення дальнього порядку;
- трибологічні властивості: відсутність течії до моменту досягнення межі текучості або критичного дотичного напруження, твердоподібна поведінка рідкого мастила, що характеризується дифузиею дефектів і рухом дислокацій, стрибкоподібне та безперервне плавлення при зсуві поверхонь (зсувне плавлення), межове змащування.

Експерименти проводили з поверхнями зі слюди, кварцу, оксидів металів і мономолекулярних поверхнево активних речовин, між якими розташовані різноманітні органічні рідини й водні розчини [2]. Дослідження показали, що при ковзанні відбуваються перетворення між різними типами динамічних фаз.

При цьому вони виявляють себе в появі переривчастого руху (stick-slip motion) [3, 4], який характеризується періодичними переходами між двома або більшою кількістю динамічних станів під час стаціонарного ковзання. Отже, молекулярно-тонкі плівки мастила піддаються більш ніж одному типові переходу, що приводить до існування різних видів переривчастого режиму руху.

У теорії тертя реологічний опис в'язкопружного середовища, яке має теплопровідність, використано, зокрема, в роботі [4]. Тут на основі рівняння Гінзбурга–Ландау, де параметр порядку визначає зсувне плавлення і тверднення, описано експериментально спостережувану поведінку ультратонкої плівки мастила. Побудовано фазову діаграму з ділянками рідинного, переривчастого й сухого тертя в координатах температура — товщина плівки.

У праці [5] розвинуто підхід, відповідно до якого перехід ультратонкої плівки мастила з твердоподібного в рідиноподібний стан відбувається внаслідок термодинамічного і зсувного плавлення. Обговорено проблему в термінах переходу тверде тіло–рідина, оскільки використано модель фазових переходів [2]. Основні рівняння є феноменологічними й можуть претендувати тільки на якісний рівень опису. Проте цей підхід виправданий, оскільки є багато експериментальних робіт із атомарно-тонкими плівками мастила, у яких виміряно такі їхні параметри, як температура плавлення, часи релаксації, в'язкі та пружні компоненти напружень, ефективна в'язкість тощо. Проведено сукупний аналітичний опис плавлення мастила внаслідок самоорганізації полів зсувних напружень і деформації, а також температури плівки. Із урахуванням адитивних шумів зазначених величин [6, 7] і ко-

рельованих флюктуацій температури [8] побудовано динамічні фазові діаграми. У детерміністичному випадку [9] та при розгляді флюктуацій [10] досліджено фазову кінетику системи. Проаналізовано вплив різних видів температурної залежності в'язкості на температуру плавлення мастила [11].

Однак при цьому залишилося осторонь питання про причини стрибкоподібного плавлення й гістерезису, що спостерігалися в експериментах [12–14]. Запропонована праця присвячена з'ясуванню умов реалізації цих особливостей при врахуванні деформаційного дефекту модуля зсуву в межах моделі Лоренца для апроксимації в'язкопружного середовища [5]. Виявлено три стаціонарні режими — два твердоподібні, що відповідають сухому тертю, й один рідинopodobний, що відповідає рідинному тертю. Показано, що перехід між двома останніми відбувається згідно з гістерезисом залежності напружень від деформації (при стрибкоподібному плавленні) або від температури (коли стрибок замінюється перехідним режимом). Проаналізовано стійкість перехідного стану. Визначено параметри системи, за яких реалізується гістерезис. Побудовано фазові портрети системи в різних координатах. Залежно від початкових умов до встановлення рівноваги можуть реалізуватися різноманітні переривчасті режими тертя. Також показано, що коли час релаксації деформації набагато перевищує відповідний час для напружень і температури, можливий періодичний переривчастий рух, при якому стаціонарний режим тертя не встановлюється.

II. СТРИБКОПОДІБНЕ ПЛАВЛЕННЯ

У попередній роботі [5] на основі реологічного опису в'язкопружного середовища, що має теплопровідність, отримана система кінетичних рівнянь, які визначають взаємно узгоджену поведінку зсувних напружень σ і деформації ε , а також температури T в ультратонкій плівці мастила під час тертя між атомарно-плоскими слюдяними поверхнями. Запишімо ці рівняння, використовуючи одиниці виміру:

$$\sigma_s = \left(\frac{\rho c_v \eta_0 T_c}{\tau_T} \right)^{1/2},$$

$$\varepsilon_s = \frac{\sigma_s}{G_0} \equiv \left(\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_T} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho c_v T_c \tau_\varepsilon}{\eta_0} \right)^{1/2}, \quad T_c \quad (1)$$

для змінних σ, ε, T відповідно, де ρ — густина мастила, c_v — питома теплоємність, T_c — критична температура, η_0 — характерне значення зсувної в'язкості η при $T = 2T_c$, $\tau_T \equiv \rho l^2 c_v / \kappa$, l та κ — час, довжина та коефіцієнт теплопровідності, τ_ε — час релаксації деформації, $G_0 \equiv \eta_0 / \tau_\varepsilon$:

$$\tau_\sigma \dot{\sigma} = -\sigma + g(\sigma)\varepsilon, \quad (2)$$

$$\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon} = -\varepsilon + (T - 1)\sigma, \quad (3)$$

$$\tau_T \dot{T} = (T_c - T) - \sigma\varepsilon + \sigma^2. \quad (4)$$

Тут уведено час релаксації напружень τ_σ , температуру T_c атомарно-плоских слюдяних поверхонь тертя

і функцію $g(\sigma) \equiv G(\sigma)/G_0$, де $G(\sigma)$ — модуль зсуву мастила, що залежить від величини напружень [9]:

$$G(\sigma) = \Theta + \frac{G - \Theta}{1 + (\sigma/\sigma_p)^\beta}, \quad \beta = \text{const} > 0. \quad (5)$$

При $g(\sigma) = g \equiv G/G_0 \equiv \text{const}$ рівняння (2) зводиться до співвідношення типу Максвелла для опису в'язкопружного середовища шляхом заміни ε/τ_σ на $\partial\varepsilon/\partial t$. Рівняння Максвелла припускає використання ідеалізованої моделі Генки. Для залежності напружень від деформації $\sigma(\varepsilon)$ ця модель подається законом Гука $\sigma = G\varepsilon$ при $\varepsilon < \varepsilon_m$ і константою $\sigma_m = G\varepsilon_m$ при $\varepsilon \geq \varepsilon_m$ (σ_m, ε_m — максимальні значення пружних зсувних напружень і деформації для гуківської ділянки, $\sigma > \sigma_m$ приводить до в'язкої течії зі швидкістю деформації $\dot{\varepsilon} = (\sigma - \sigma_m)/\eta$). Фактично, крива залежності $\sigma(\varepsilon)$ має дві ділянки: перша, гуківська, з великим кутом нахилу, зумовленим модулем зсуву G , а за ним йде пологіша ділянка пластичної деформації, нахил якої визначається коефіцієнтом зміцнення $\Theta < G$. Очевидно, ця картина означає, що модуль зсуву залежить від величини напружень. Для врахування цієї обставини ми і скористалися найпростішим наближенням (5), що описує поданий вище перехід режиму пружної деформації в пластичний [9]. Він відбувається при характерних значеннях зсувних напружень σ_p і деформації ε_p . Слід зазначити, що при описі структурних фазових переходів рідинopodobного мастила наявні інваріанти третього порядку, що порушують парність залежності синергетичного потенціалу V від напружень σ . Тому в наближенні (5) використано лінійний член σ/σ_p ($\beta = 1$), замість квадратичного $(\sigma/\sigma_p)^2$ ($\beta = 2$) [15], і відповідна залежність $V(\sigma)$ вже не була парною [5]. Отже, непарні значення β відповідають експериментові, у якому ковзання блока у взаємно протилежних напрямках не еквівалентне з енергетичного погляду.

Вираз (3) має вигляд відповідного рівняння Кельвіна–Фойгта [5,16], що враховує залежність зсувної в'язкості від безрозмірної температури

$$\eta = \frac{\eta_0}{T - 1}. \quad (6)$$

Зазначимо, що спільно співвідношення (2), (3) подають нову реологічну модель, оскільки вони зводяться до диференціального рівняння другого порядку для напруження σ або деформації ε (див. підрозділ IV B). Рівняння (4) є виразом для теплопровідності, що описує передачу тепла від поверхонь тертя до плівки мастила, ефект дисипативного розігріву в'язкої рідини, що тече під дією напружень, і оборотний механокалоричний ефект у лінійному наближенні. Рівняння (2)–(4) формально збігаються із синергетичною системою Лоренца [15,17], у якій зсувні напруження відіграють роль параметра порядку, спряжене поле зводиться до зсувної деформації, а температура подає керувальний параметр. Відомо, що цю систему використовують для опису як фазових термодинамічних,

так і кінетичних перетворень. Варто також зазначити, що реологічні властивості плівок мастила досліджують експериментально, що дозволяє побудувати фазову діаграму [2].

Залежність (5) описує гістерезис при плавленні тонкого шару мастила тільки в координатах $T_e - \sigma$ [5, 9]. При цьому крива деформації $\sigma(\varepsilon)$ є монотонною й дає змогу описати лише безперервний перехід. Однак експериментальні дані однозначно вказують, що плавлення молекулярно-тонкої плівки мастила має стрибкоподібний характер [2], хоча й може відбуватися за механізмом фазового переходу другого роду. Як показано нижче, опис зазначеної особливості досягнуто за допомогою заміни залежності $g(\sigma)$ у (2) на $g(\varepsilon) \equiv G(\varepsilon)/G_0$, де

$$G(\varepsilon) = \Theta + \frac{G - \Theta}{1 + (\varepsilon/\varepsilon_p)^\beta}. \quad (7)$$

При цьому величина параметра $\beta > 0$, що визначає характер потенціалу, також відіграє ключову роль.

У роботі [5] плавлення ультратонкої плівки мастила під час тертя між атомарно-плоскими поверхнями слюди подано як результат спонтанної появи зсувних напружень, які приводять до пластичної течії. Це викликається нагріванням поверхонь тертя вище від критичного значення $T_{c0} = 1 + G_0/G$. Вихідною причиною процесу самоорганізації є додатний зворотний зв'язок T і σ з ε [див. (3)], зумовлений температурною залежністю зсувної в'язкості (6), що приводить до її розбіжності. З іншого боку, від'ємний зворотний зв'язок σ і ε з T у (4) відіграє важливу роль, оскільки він забезпечує стійкість системи.

Для кожного типу мастила характерні різні залежності в'язкості від температури. Раніше був проаналізований вплив на плавлення мастила ступеневі залежності й залежності типу закону Фогеля–Фулчера [11]. Ступеневу залежність (6) у загальному вигляді з використанням розмірних величин запишемо як

$$\eta(T) = \frac{\eta_0}{(T/T_c - 1)^\gamma}. \quad (8)$$

При аналізі впливу параметра γ не було виявлено якісно нових ефектів, проте на температуру переходу до рідноподібного стану величина γ впливає: $T_{c0} = 1 + g^{-1/\gamma}$. Отже, оскільки $g < 1$, зі зростанням γ температура плавлення зменшується. У запропонованій статті розглянуто випадок, коли $\gamma = 1$, для полегшення подальших обчислень, оскільки метою є якісний опис явищ, що відбуваються в тонких плівках мастила, — гістерезису, переривчастого режиму плавлення, ефектів пам'яті і т. ін.

Зазначимо, що формулу Фогеля–Фулчера виведено в межах теорій вільного об'єму і надлишкової конфігураційної ентропії [18]. У розмірних величинах показано залежність записується як

$$\eta(T) = \eta'_0 \exp \frac{B'}{(T - T_c)^\alpha} \quad (9)$$

і характеризується розбіжністю в критичній точці $T = T_c$. Степенева залежність (8) фізичного сенсу не має, проте в багатьох випадках вона добре описує експериментально спостережувану поведінку $\eta(T)$ біля T_c і тому часто використовується. Тобто це емпірична формула, яка має простий вигляд, що полегшує її використання.

Відповідно до такого підходу мастило являє дуже в'язку рідину, що поводить себе подібно до аморфного твердого тіла — характеризується великою ефективною в'язкістю і межею текучості [2, 16]. Твердоподібний стан мастила відповідає зсувним напруженням $\sigma = 0$, оскільки в цьому випадку рівняння (2) випадає з розгляду¹. Рівняння (3), що містить в'язку напруження, при $\sigma = 0$ зводиться до закону Дебая, що описує швидку релаксацію зсувної деформації протягом мікроскопічного часу $\tau_\varepsilon \approx a/c \sim 10^{-12}$ с, де $a \sim 1$ нм — стала ґратки або міжмолекулярна відстань і $c \sim 10^3$ м/с — швидкість звуку. При цьому рівняння теплопровідності (4) набуває вигляду найпростішого виразу для релаксації температури, що не містить доданків, які враховують дисипативний розігрів і механокалоричний ефект в'язкої рідини.

Відповідно до рівняння (3) поява в'язких напружень σ_v приводить до пластичної течії рідноподібного мастила зі швидкістю $V = h\partial\varepsilon/\partial t$ (h — товщина плівки). Зокрема, для апарата поверхневих сил [12, 14] в рівняннях (2)–(4) ефективна амплітуда деформації $\varepsilon = x_{\max}/h$ визначається як відношення амплітуди деформації (відхилення) x_{\max} до h . Ефективна швидкість зсуву $\dot{\varepsilon} = \varepsilon\omega = V/h = \varepsilon/\tau_\sigma$ є добутком деформації ε на частоту коливань ω .

У праці [19] показано, що пластична течія шару мастила реалізується за наявності в ньому пружних напружень. При цьому дія зсувних напружень приводить до зменшення модуля зсуву змащувального матеріалу [20]. Згідно з [21] під час межового режиму тертя зі збільшенням в'язких напружень

$$\sigma_v = F_v/A \quad (10)$$

зростає в'язка сила тертя:

$$F_v = \eta_{\text{eff}}VA/h, \quad (11)$$

де η_{eff} — ефективна в'язкість², A — площа контакту. Рівності (10) та (11) дають вираз для швидкості через напруження:

$$V = \sigma_v h/\eta_{\text{eff}}. \quad (12)$$

Отже, зі зростанням зсувних напружень повна сила тертя зменшується, оскільки збільшується відносна

¹ Далі буде показано, що твердоподібному стану мастила може відповідати й діпазон ненульових напружень.

² Істинна в'язкість не збігається з ефективною в'язкістю, яку знаходимо експериментально [21].

швидкість руху контактних поверхонь (мастило плавиться).

Найбільше, відповідно до [4], за відсутності деформації зсуву теплове середньоквадратичне відхилення молекул (атомів) визначається рівністю $\langle u^2 \rangle = T/Ga$. Середнє значення зміщення за рахунок зсуву знаходимо зі співвідношення $\langle u^2 \rangle = \sigma^2 a^2 / G^2$. Повне середньоквадратичне зміщення є сумою цих виразів за умови, що теплові флюктуації й напруження незалежні. Це означає, що плавлення мастила викликається як нагрівом, так і впливом напружень, що створюються твердими поверхнями при терті [4]. Припустимо, що плівка мастила стає більш рідиноподібною і сила тертя зменшується з підвищенням температури за рахунок зменшення енергії активації стрибків молекул.

Розгляньмо стаціонарний стан, при якому у (2) похідна $\dot{\sigma} = 0$ і величина напружень σ у мастилі не змінюється. Тоді отримуємо рівняння, подібне до закону Гука:

$$\sigma = g(\varepsilon)\varepsilon, \quad g(\varepsilon) = g_\theta \left(1 + \frac{\theta^{-1} - 1}{1 + (\varepsilon/\alpha)^\beta} \right), \quad (13)$$

де введені параметр $\theta = \Theta/G < 1$, що визначає відношення кутів нахилу кривої деформації на пластичній і гуківській ділянках, і коефіцієнти $g_\theta = \Theta/G_0 < 1$, $\alpha = \varepsilon_p/\varepsilon_s$. Залежність (13) у координатах $\beta - \varepsilon - \sigma$ при заданих α , g_θ і θ показана на рис. 1.

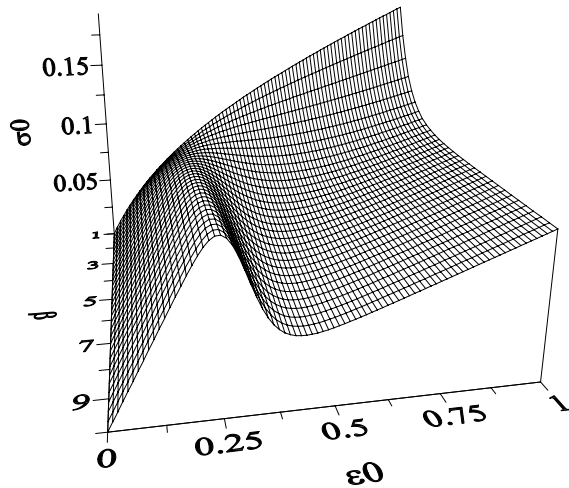


Рис. 1. Залежність стаціонарного значення зсувних напружень σ_0 від деформації ε_0 і параметра β (13) при $\theta = 0.2$, $g_\theta = 0.1$, $\alpha = 0.3$.

Для апарата поверхневих сил [13] він подає залежність повного внутрішнього зсувного напруження в мастилі $\sigma = \sigma_{el} + \sigma_v$ від амплітуди відхилення x_{\max} , де σ_{el} та $\sigma_v = \eta_{\text{eff}} V/h$ – пружна та в'язка компоненти відповідно. Звідси видно, що можуть реалізуватися дві ситуації: при малих β крива $\sigma(\varepsilon)$ монотонно зростає, а при

$$\beta > \frac{1 + \sqrt{\theta}}{1 - \sqrt{\theta}} \quad (14)$$

вона стає немонотонною. У першому випадку відбувається безперервне плавлення мастила. Другий докладніше зображений на рис. 2, відповідно до якого мастило при підвищенні напружень до точки A стрибкоподібно плавиться і при цьому відбувається перехід у точку B . При подальшому збільшенні напружень деформація монотонно зростає і мастило залишається рідиноподібним. Якщо ж тепер зменшувати напруження, то до точки C мастило зберігає рідиноподібну структуру, а потім воно стрибкоподібно твердіє при переході в точку D . Із подальшим зменшенням напружень мастило твердоподібне. Такі переходи подані як фазові переходи першого роду [22], але між станами, що не є істинними термодинамічними фазами. Для пояснення цих перетворень введено поняття зсувного плавлення [4]. Зазначимо, що таку гістерезисну поведінку спостерігали в експериментах [12–14].

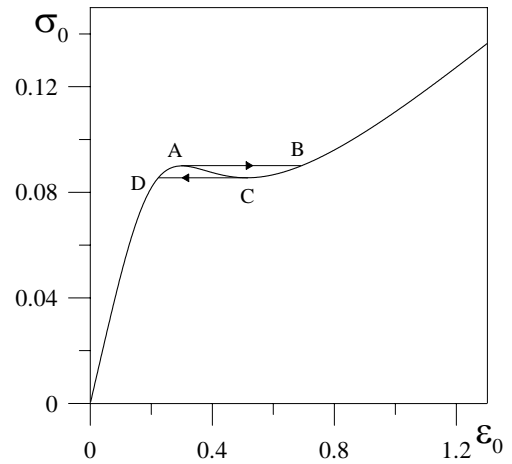


Рис. 2. Залежність стаціонарного значення зсувних напружень σ_0 від деформації ε_0 (13) при $\theta = 0.2$, $g_\theta = 0.1$, $\alpha = 0.3$, $\beta = 3.0$, на якій показана гістерезисна поведінка.

Використовуючи (13), можна знайти абсциси точок переходу A і C :

$$\varepsilon_{A,C} = 2^{-1/\beta} \alpha \left[b(\beta - 1) - 2 \mp b \sqrt{(1 - \beta)^2 - 4\beta/b} \right]^{1/\beta}, \quad b = \theta^{-1} - 1, \quad (15)$$

де точці A відповідає знак “–”, а точці C – знак “+”. З (15) видно, що величина стрибка при плавленні збільшується зі зростанням α , а при збільшенні β різниця $\varepsilon_A - \varepsilon_C$ прямує до 0. Отже, при великих β (малих α) плавлення і тверднення здійснюються практично при однакових значеннях деформації ($\varepsilon_A \approx \varepsilon_C$), але при різних величинах напружень σ . Як і раніше [5]– [11], прийемо як параметр порядку зсувне напруження σ : при $\sigma > \sigma_A$ мастило рідиноподібне, а якщо $\sigma < \sigma_C$, воно твердоподібне. У проміжній ділянці $\sigma_C < \sigma < \sigma_A$ стан мастила є нестійким, оскільки воно може перебувати в обох фазах.

У межах адіабатичного наближення $\tau_\varepsilon, \tau_T \ll \tau_\sigma$ [5] можна покласти $\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon} \approx 0$, $\tau_T \dot{T} \approx 0$, і рівняння (3), (4) дають

$$\varepsilon = \sigma - (2 - T_e) \frac{\sigma}{1 + \sigma^2}, \quad (16)$$

$$T = T_e + (2 - T_e) \frac{\sigma^2}{1 + \sigma^2}. \quad (17)$$

Після підстановки виразу (16) у (2) одержимо рівняння Ландау–Халатнікова:

$$\tau_\sigma \dot{\sigma} = -\frac{\partial V}{\partial \sigma}, \quad (18)$$

де синергетичний потенціал

$$V = \frac{\sigma^2}{2} - g\theta \int_0^\sigma \left[\sigma - (2 - T_e) \frac{\sigma}{1 + \sigma^2} \right] \times \left[1 + \frac{\theta^{-1} - 1}{1 + (\sigma/\alpha - \sigma(2 - T_e)/(\alpha + \alpha\sigma^2))^\beta} \right] d\sigma. \quad (19)$$

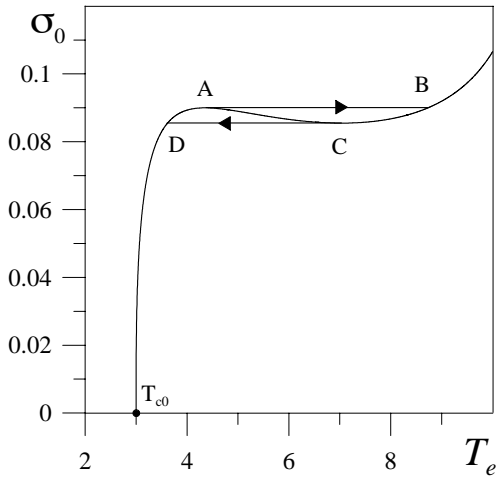


Рис. 3. Залежність стаціонарного значення зсувних напружень σ_0 від температури поверхонь тертя T_e при параметрах рис. 2.

На рис. 3 показано залежність стаціонарних зсувних напружень σ_0 від температури поверхонь тертя T_e . Нижче від її критичного значення T_{c0} напруження в мастилі відсутні ($\sigma = 0$) і воно твердоподібне. З подальшим підвищенням температури до точки A напруження збільшується, але відповідає гуківській пружній ділянці залежності, поданій на рис. 2, і отже, мастило твердоподібне. При наступному підвищенні температури в інтервалі $T_{cA} < T_e < T_{cB}$ (T_{cA} , T_{cB} відповідають точкам A , B) напруження зберігається і мастило не змінює своєї структури. Вище T_{cB} реалізується пластична ділянка залежності, показаної на рис. 2, мастило стає рідиноподібним, що відповідає рідинному тертю. Якщо потім знижувати температуру поверхонь тертя, то до значення T_{cC} мастило рідиноподібне, далі до $T_e = T_{cD}$ напруження зберігається, і нижче від цього значення плівка має твердоподібну структуру. Вираз для критичної температури T_{c0} отримуємо з умови $\partial V/\partial \sigma = 0$, де V — синергетичний потенціал (19):

$$T_{c0} = 1 + \theta/g\theta \equiv 1 + G_0/G. \quad (20)$$

У ділянці температур $T_{cD} < T_e < T_{cB}$ мастило може бути як рідиноподібним, так і твердоподібним залежно від передісторії системи. В інтервалі $T_{cA} < T_e < T_{cC}$, що входить у цю ділянку, стаціонарні значення напружень зберігаються. Очевидно, що рівність $\sigma_0 = \text{const}$ виконується з підвищенням температури при $T_{cA} < T_e < T_{cB}$, оскільки для плавлення мастилу необхідно надати енергію. Збереження напружень у ділянці $T_{cD} < T_e < T_{cC}$ при зниженні температури поверхонь, що зрушуються, відбувається тому, що для переходу мастилу у твердоподібний стан воно повинно віддати енергію. Слід уважати, що твердоподібні структури мастила нижче і вище від точки T_{c0} відрізняються, оскільки, згідно з рис. 3, перехід між ними відбувається за механізмом фазового переходу другого роду.

Значимо, що в ділянці $T_{cA} < T_e < T_{cC}$ потенціал (19) не дає правильного результату, оскільки тут модель має нестійкий розв'язок, що описує зменшення напружень із збільшенням деформації, і не враховує гістерезису. Для визначення виду потенціалу в зазначеній ділянці замінімо (2) рівнянням:

$$\tau_\sigma \dot{\sigma} = -\sigma + \delta, \quad (21)$$

де δ — величина напружень, що зберігаються. У відповідному рівнянні Ландау–Халатнікова (18) потенціал приймає вигляд:

$$V = \frac{\sigma^2}{2} - \delta\sigma. \quad (22)$$

Видно, що він залежить тільки від σ , тобто в ситуації, коли напруження зберігаються при зміні температури, величина V залишається сталою.

На рис. 4а показано залежність потенціалу (19) від величини напружень при фіксованих температурах поверхонь тертя. Крива 1 відповідає значенню температури нижче від T_{c0} . Видно, що на ній реалізується єдиний нульовий мінімум і в мастилі напруження відсутні, тобто воно твердоподібне. Крива 2 відповідає температурі $T_{c0} < T_e < T_{cD}$, і тут спостерігаємо ненульовий мінімум потенціалу, що відповідає гуківській ділянці рис. 2. Це означає, що мастило також твердоподібне. Крива 3 побудована при $T_e > T_{cB}$ і характеризується одним ненульовим мінімумом потенціалу. Оскільки за таких умов система перебуває на ділянці пластичної течії, мастило рідиноподібне.

Перехід між першою і другою ситуаціями здійснюється за механізмом фазового переходу другого роду, тому що нульовий мінімум плавно перетворюється в ненульовий. Оскільки криві 2, 3 мають однакову форму, то перехід між відповідними режимами тертя варто інтерпретувати як кінетичне, а не фазове перетворення [22]. Отже, твердоподібна структура мастила при температурі нижче від T_{c0} близька до твердого стану, твердоподібна ж структура вище зазначеної температури має ознаки рідкого стану, але в цілому мастило поводить себе як твердоподібне. При подальшому переході до рідинного режиму тертя зменшується в'язкість мастила (6) і воно тече.

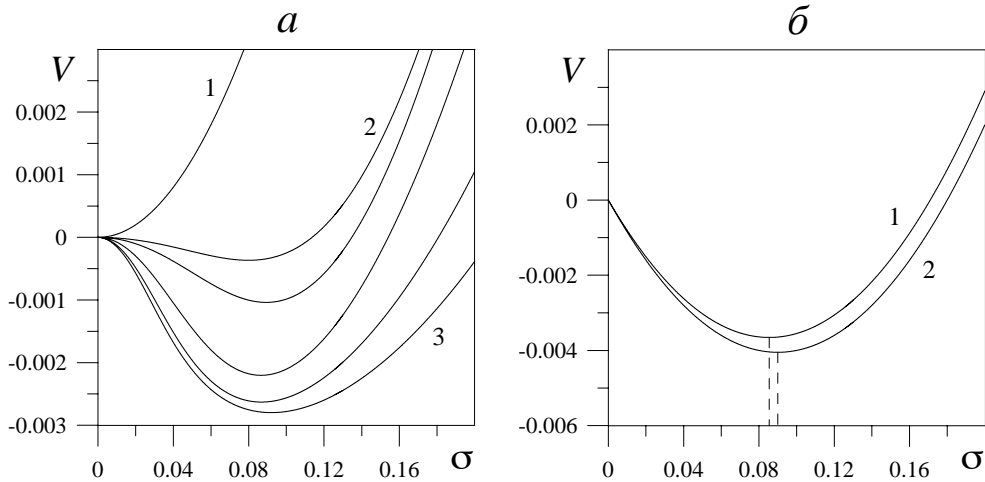


Рис. 4. Залежність синергетичного потенціалу V від величини зсувних напружень σ при параметрах рис. 2: а — вираз (19) при $T_e = 1.0, 3.4, 9.0$ (криві 1–3). Ненумеровані криві, розташовані згори донизу між кривими 2 і 3, відповідають значенням $T_e = 4.0, 6.0, 8.0$ відповідно; б — вираз (22) при плавленні (2) і твердненні (1).

Слід зазначити, що при збереженні напружень між твердоподібною й рідиноподібною фазами мастила воно перебуває в проміжному стані, що відрізняється від них за структурою. На рис. 4б подано залежність потенціалу (22) для зазначеного стану від напружень. Крива 1 відповідає прямій CD рис. 3 (твердненню), крива 2 — прямій AB (плавленню). Видно, що мінімум потенціалу у випадку переходу до твердоподібної структури мастила розташований вище, ніж при перетворенні в рідиноподібний стан. Це означає, що останній процес стійкіший. Оскільки обидва стани в ділянці температур $T_{cA} < T_e < T_{cC}$ можуть існувати при одній і тій же температурі T_e , тут можливі переходи між зазначеними (нестійкими) фазами. Вони і приводять до переривчастого режиму тертя (stick-slip) [23], який розглядаємо далі в розділі V. Як показано раніше, процес, що описується прямою AB , стійкіший, тобто ймовірність того, що мастило при переході між режимами тертя перебуває саме в цьому стані, вища. Вигляд потенціалу, що відповідає ділянці $T_{cD} < T_e < T_{cB}$, коли напруження не зберігаються, аналогічний кривим 2, 3 на рис. 4а відповідно. На ньому між кривими 2 і 3 розташовані криві потенціалу, побудовані для трьох різних значень T_e цієї ділянки. Звідси видно, що тенденція зменшення значення V у стаціонарному стані з підвищенням T_e зберігається, навіть коли при цьому значення σ_0 зменшується (див. рис. 3). Ураховуючи цю обставину та вигляд рис. 4б, можна стверджувати, що потенціальна яма в ділянці $T_{cD} < T_e < T_{cB}$ нижча, коли напруження зберігаються, ніж при зміні їх згідно з кривою рис. 3. Тому перехідний стан стійкіший і перетворення відбувається по зазначеному вище шляху згідно з гістерезисом. Однак у температурній ділянці $A-C$ одному значенню T_e можуть відповідати три режими тертя: два перехідні й один нестійкий, який безпосередньо дається моделлю. Нестійкість останнього пов'язана з тим, що, по-перше, у цьому стані потенціал вищий, ніж в обох перехідних, по-друге, тут напруження зі збільшенням деформації зменшуються.

III. БЕЗПЕРЕРВНЕ ПЕРЕТВОРЕННЯ

Розгляньмо тепер простіший випадок безперервного плавлення мастила, коли не виконується умова (14). При температурі поверхонь тертя, нижчій від значення (20), мастило твердоподібне, оскільки зсувні напруження дорівнюють нулеві. При $T_e > T_{c0}$ воно починає плавитися і стає рідиноподібним. Із подальшим підвищенням температури зсувні напруження зростають і, як наслідок, настає ковзання, що відповідає переходові на ділянку пластичної деформації.

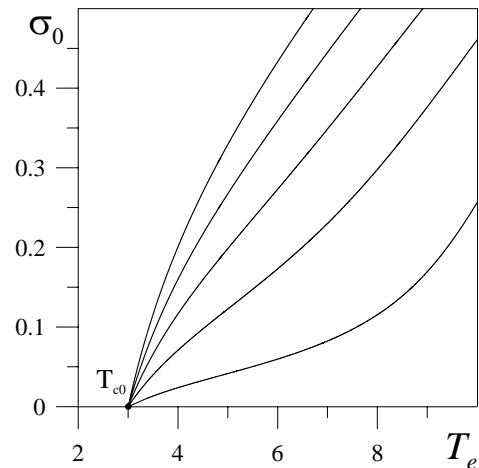


Рис. 5. Залежність стаціонарного значення зсувних напружень σ_0 від температури поверхонь тертя T_e у випадку безперервного перетворення при $\theta = 0.2, g_\theta = 0.1, \beta = 1.0$ і $\alpha = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ (відповідні криві розташовані справа наліво).

На рис. 5 наведено стаціонарні значення зсувних напружень σ_0 при безперервному перетворенні. Звідси видно, що зі збільшенням коефіцієнта α при заданому значенні температури T_e реалізуються більші значення стаціонарних напружень. Відповідно, при

великих $\alpha < 1$ мастило плавиться швидше і такі змащувальні матеріали ліпші для зменшення тертя. Згідно з формулою (20) для зменшення температури плавлення потрібно зменшувати θ і збільшувати $g\theta$. Мінімальне значення критичної температури поверхонь, що зрушуються, обмежено величиною $T_{c0} = 1$ при $\theta \ll g\theta$.

Вигляд синергетичного потенціалу в цьому випадку якісно збігається з показаним на рис. 4а, оскільки він описується тією ж формулою (19). Твердоподібному стану мастила відповідає нульовий мінімум потенціалу, рідиноподібному — ненульовий мінімум (див. рис. 5).

IV. ФАЗОВА КІНЕТИКА

А. Координати $\sigma - \varepsilon$

Згідно з експериментальними даними для органічних змащувальних матеріалів [2, 6] час релаксації напружень при нормальному тиску становить $\tau_\sigma \sim 10^{-10}$ с. Оскільки ультратонка плівка мастила має менше чотирьох молекулярних шарів, температура релаксує до значення T_e протягом часу, що задовольняє умову:

$$\tau_T \ll \tau_\sigma, \tau_\varepsilon. \quad (23)$$

Відповідно до цього покладемо в рівнянні (4) $\tau_T \dot{T} \approx 0$. Також для зручності будемо вимірювати час в одиницях τ_σ . Унаслідок одержимо двопараметричну систему вигляду:

$$\dot{\sigma} = -\sigma + g(\varepsilon)\varepsilon, \quad (24)$$

$$\tau \dot{\varepsilon} = -\varepsilon + (T_e - 1 - \sigma\varepsilon + \sigma^2)\sigma, \quad (25)$$

де $\tau \equiv \tau_\varepsilon/\tau_\sigma$. Відповідні фазові портрети подано на рис. 6 і 7.

На рис. 6 показано фазові портрети, що описують поведінку мастила у твердоподібному стані (при значенні температури поверхонь тертя, нижчій від T_{c0}), для різних співвідношень часів релаксації τ . Зокрема, рис. 6а відповідає випадкові $\tau = 0.01$. Штриховими лініями 1 і 2 показані ізокліни, які одержані при прирівнюванні до нуля похідних у рівняннях (24) і (25) відповідно. Отже, крива 1 відповідає параметрам системи, за яких напруження не змінюються, а лінія 2 відповідає збереженню деформації. Ці лінії перетинаються на початку координат та утворюють єдину стаціонарну точку D , яка є вузлом. Видно, що фазові траєкторії сходяться до вузла D , тобто з часом напруження релаксують до нульового значення. Причому при русі по фазовій площині при довільних початкових умовах спостерігаємо два етапи: на першому відбувається миттєва релаксація системи до лінії, близької до ізокліни 2, на другому — повільний рух по зазначеній кривій. На першому етапі напруження зберігаються, що нагадує описаний у розділі II перехід між режимами тертя. Зазначимо, що лінія, по якій рухається система на другому етапі, відповідає гуківській ділянці залежності $\sigma(\varepsilon)$. Оскільки рух повільний, то можна вважати, що в кожен момент часу виконується умова стаціонарності. Отже, у цьому випадку відбувається повільний перехід мастила з твердоподібної структури, близької до рідини, у твердоподібну структуру, подібну до твердого тіла.

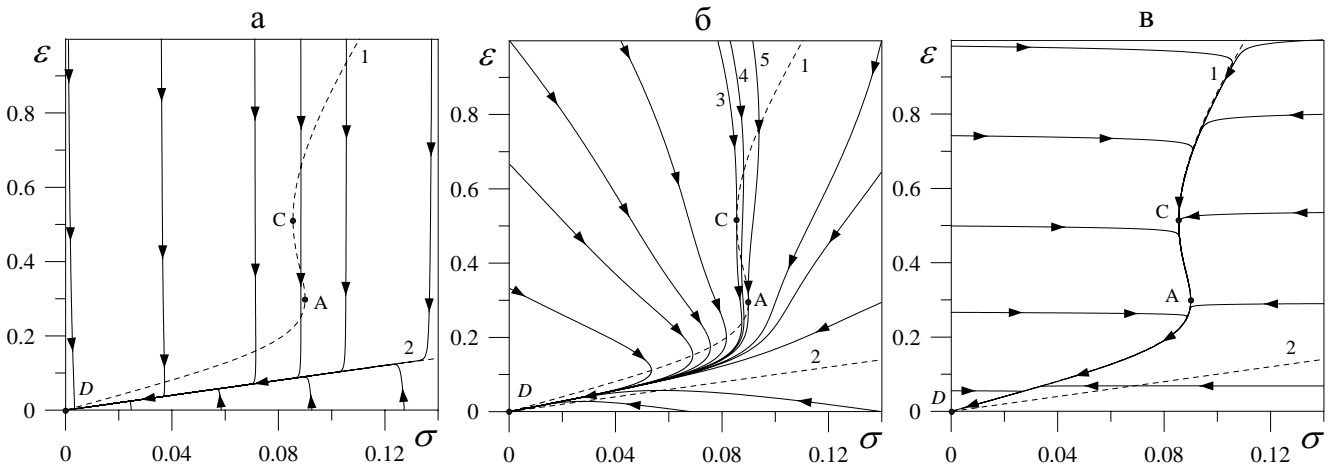


Рис. 6. Фазові портрети при параметрах рис. 2 і $T_e = 2$: а — $\tau_T \ll \tau_\varepsilon = 0.01\tau_\sigma$; б — $\tau_T \ll \tau_\varepsilon = \tau_\sigma$; в — $\tau_T \ll \tau_\varepsilon = 100\tau_\sigma$.

Фазовий портрет, показаний на рис. 6б, побудований для випадку, коли часи релаксації напружень і деформації збігаються ($\tau = 1$). Він також характеризується особливою точкою D , яка є вузлом. Тут можливі випадки, коли напруження σ спочатку збільшуються, а потім зменшуються, і навпаки. Це означає, що до того моменту, коли система прийде до рівно-

ваги (початку координат), можливий переривчастий рух. Наприклад, відповідно до фазових траєкторій, що починаються при $\sigma = 0$, мастило спочатку твердоподібне (напруження дорівнюють нулеві), потім воно починає плавитися (напруження зростають), і потім знову твердіє. Найскладніший тип переривчастого руху описується фазовими траєкторіями, розташовани-

ми між траєкторіями 3 і 5, що є дотичними до ізокліни 1. Тут система поводить себе подібно до кривої 4, тобто напруження спочатку збільшуються, потім зменшуються (після першого перетинання ізокліни 1), потім знову збільшуються (після другого перетинання) і нарешті релаксують до нуля (після третього й останнього перетинання). Щоб уникнути непорозуміння, звернімо увагу на таке. Відповідно до фазових траєкторій можливі випадки, коли зі зростанням напружень деформація зменшується. Раніше для стаціонарних значень напружень це трактували як нестійкість, що приводить до гістерезису. Тепер реалізується не стаціонарний стан, а швидкий рух у часі. Це дозволяє припустити, що система перебуває в нестійкому стані й реалізується коливальний режим, у якому зі збільшенням σ можливе зменшення ε . Однак і тут можемо спостерігати гістерезисну поведінку. У розділі V описано ситуацію, де в динаміці показано гістерезис і розглянуто випадок, коли система не приходить у стаціонарний стан, а реалізується постійний переривчастий рух (stick-slip).

Рисунок 6в відповідає випадкові $\tau = 100$. Тут, як і на рис. 6а, виділено два етапи: швидка релаксація до лінії, близької до ізокліни 1, і далі повільний рух по ній. На першому етапі деформація слабо зміню-

ється, а напруження дуже швидко зменшуються, якщо їхні початкові значення σ праворуч від ізокліни 1, або збільшуються при початкових σ зліва від неї. На другому етапі у верхній частині фазового портрета (вище від точки C) конфігуративна точка рухається по пластичній ділянці, нижче від A відбувається рух по гуківській. На останній ділянці система перебуває триваліший час, оскільки вона ближче до ізокліни, ніж перша. На шляху між точками A і C , що відповідають максимуму й мінімуму ізокліни 1, напруження збільшуються зі зменшенням деформації. Тут рух повільний, і тому спостерігаємо гістерезис (див. розділ V).

На вигляд фазових портретів сильно впливає величина β . Так, при великих β лінія AC , що показана на всіх портретах, витягується в пряму, майже паралельну до осі σ . Причому точка A відсувається до великих значень σ , а C — у протилежний бік. На вигляд фазових траєкторій при співвідношенні часів релаксації, яке відповідає рис. 6а, зазначений факт не впливає. Для інших двох співвідношень часів релаксації (рис. 6б і 6в) фазові портрети сильно змінюються, однак це не дає змін якісного характеру в поведінці системи.

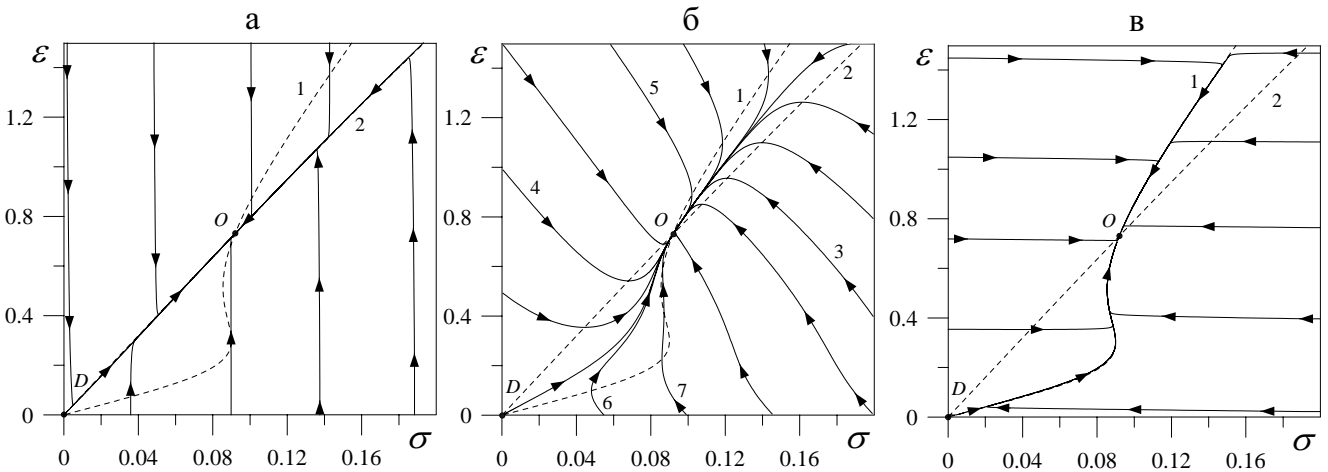


Рис. 7. Фазові портрети при параметрах рис. 2 і $T_e = 9$: а — $\tau_T \ll \tau_\varepsilon = 0.01\tau_\sigma$; б — $\tau_T \ll \tau_\varepsilon = \tau_\sigma$; в — $\tau_T \ll \tau_\varepsilon = 100\tau_\sigma$.

На рис. 7 подано портрети для таких же параметрів і співвідношень часів релаксації, як і на рис. 6, але при температурі, що відповідає ділянці пластичної деформації ($T_e > T_B$). Тут реалізується рідинне тертя і з часом встановлюється ненульове стаціонарне значення зсувних напружень $\sigma_0 \neq 0$, що відповідає мінімуму потенціалу або максимуму функції розподілу напружень за їхнього величиною. Як і раніше, лінії 1 і 2 є ізоклінами фазових траєкторій. Фазові портрети характеризуються двома особливими точками — сідлом D на початку координат і вузлом O при ненульових значеннях напружень і деформації, що даються перетинанням ізоклін.

При $\tau = 0.01$ спостерігаємо картину, показану на рис. 7а. Тут, як і на рис. 6а, фазові траєкторії швид-

ко збігаються до лінії, близької до ізокліни 2, з будь-якої точки фазової площини при збереженні напружень. Далі система релаксує до ненульового значення $\sigma_0 \neq 0$ і встановлюється стаціонарне рідинне тертя. Однак пряма, по якій здійснюється рух на другому етапі, відповідає пластичній ділянці залежності $\sigma(\varepsilon)$, тобто система завжди рідиноподібна, за винятком тільки тих випадків, коли початкове значення напружень є поблизу нуля (відбувається плавлення). Відзначимо, що з часом мастило стає рідшим, якщо $\sigma_i < \sigma_0$, і навпаки — в'язкішим при $\sigma_i > \sigma_0$, де σ_i і σ_0 — початкове і стаціонарне значення напружень.

Як видно з рис. 7б, для $\tau = 1$ при встановленні рівноважного значення напружень і деформації можливі такі випадки: мастило з часом стає в'язкішим (кри-

ва 3), воно плавиться (крива 4), і реалізуються різні переривчасті режими тертя (криві 5, 6, 7).

На рис. 7в подано фазовий портрет для $\tau = 100$, де, як і на рис. 6в, можна побачити два етапи. Основна відмінність цих рисунків полягає в тому, що на першому пластична ділянка ближча до ізокліни і при еволюції система перебуває на ній триваліший час, ніж на гуківській. Стаціонарна точка O розташована на пластичній ділянці. Для параметрів цього рисунка також характерний гістерезис (розділ V).

Зміна рис. 7а і 7в зі збільшенням β відбувається подібно до описаної для рис. 6а і 6в. На рис. 7б, внаслідок зміни вигляду ізокліни 1, вузол O перетворюється у фокус.

В. Координати $\dot{\sigma} - \sigma$

Дослідімо кінетику системи, простеживши еволюцію напружень і швидкості їх зміни. Для цього з двох диференціальних рівнянь першого порядку (24), (25), що залежать від напружень σ і деформації ε , одержимо рівняння другого порядку для σ . З цією метою з (24) необхідно виразити ε через σ і записати похідну за часом від цього виразу. Далі, підставивши отримані залежності $\varepsilon(\sigma, \dot{\sigma})$, $\dot{\varepsilon}(\sigma, \dot{\sigma})$ у (25), знайдемо шукане рівняння. Однак аналітично виразити ε з (24) неможливо. Тому скористаймося виразом (5), що описує безперервне плавлення, і одержимо шукане рівняння у вигляді:

$$A\ddot{\sigma} + B\dot{\sigma}^2 + C\dot{\sigma} + D = 0, \tag{26}$$

$$A \equiv \frac{\tau}{g\theta} \left[\frac{1 + (\sigma/\alpha)^\beta}{\theta^{-1} + (\sigma/\alpha)^\beta} \right],$$

$$B \equiv \frac{\tau\beta}{g\theta\alpha^\beta} \left[\frac{(\theta^{-1} - 1)\sigma^{\beta-1}}{(\theta^{-1} + (\sigma/\alpha)^\beta)^2} \right],$$

$$C \equiv A\tau^{-1} [\tau + 1 + \sigma^2] + \sigma B,$$

$$D \equiv A\tau^{-1}\sigma [1 + \sigma^2] - \sigma(T_e - 1 + \sigma^2).$$

Воно описує реактивно-дисипативний режим, оскільки має другу та першу похідні за часом. Відповідні фазові портрети подані на рис. 8. Тут штрихова крива 1 є ізокліною, на якій швидкість зміни напружень залишається сталою ($\dot{\sigma} = 0$). Штрихова пряма 2 відповідає ізокліні, де напруження не змінюється ($\dot{\sigma} = 0$). Оскільки в рівнянні (26) деформація в явному вигляді відсутня, то її початкові значення задаються за допомогою σ , $\dot{\sigma}$. Виявляється, що ділянки, яка нижче від пунктирної прямої 3, що зумовлена рівністю $\dot{\sigma} = -\sigma$, відповідають від'ємні значення деформації, тому деякі фазові траєкторії, які починаються нижче від зазначеної лінії, виходять у від'ємну ділянку напружень. Як видно з рис. 8, хоча й не всі траєкторії поведуться так, усе-таки початкові умови варто вибирати не нижче від зазначеної прямої, оскільки в запропонованому підході розглядаємо тільки додатні значення напружень і деформації.

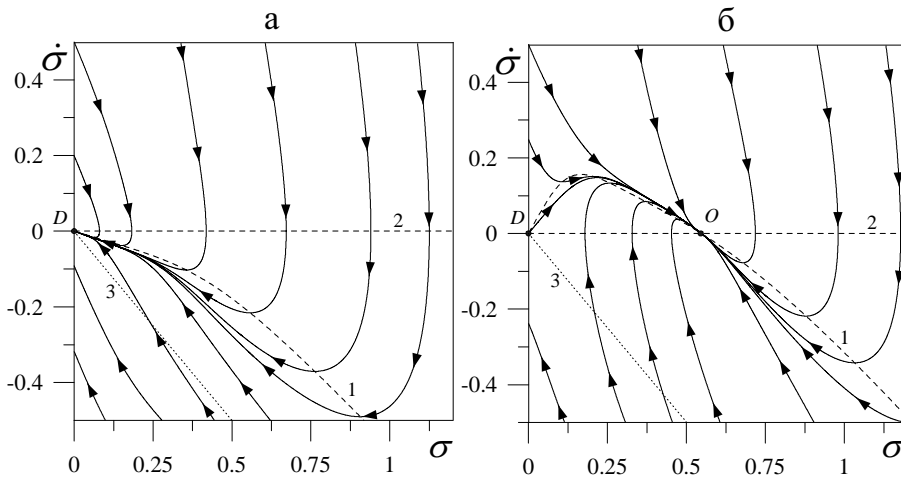


Рис. 8. Фазові портрети при параметрах рис. 2 і використанні залежності (5) для $\tau_\varepsilon = \tau_\sigma$: а – $T_e = 2$; б – $T_e = 9$.

На рис. 8а подано фазовий портрет, що відповідає температурі, нижчій від критичної T_{c0} (20). Тут мастило твердоподібне і спостерігаємо релаксацію σ до вузла D на початку координат. Відповідно до фазових траєкторій при цьому також можливий переривчастий рух, що відбувається з плавленням мастила або без нього.

Випадкові, коли температура вища від T_{c0} і мастило рідиноподібне, відповідає фазовий портрет, показаний на рис. 8б. Він характеризується двома особливими точками – сідлом D і стійким вузлом O . Система згодом за довільних початкових умов (вище від пря-

мої 3) приходить до стаціонарного стану, що відповідає точці O , і далі напруження не змінюються ($\dot{\sigma} = 0$). Видно, що релаксація напружень може відбуватися за наявності переривчастих режимів тертя.

Як і раніше, на вигляд фазового портрета істотно впливає величина показника β . У цьому випадку збільшення β приводить до того, що значення $\dot{\sigma}$ може різко змінюватися як поблизу стаціонарної ненульової точки O , так і поза нею. Це пов'язано із сильною зміною вигляду ізокліни 1, тоді як на характер ізокліни 2 величина показника β не впливає.

V. ПЕРЕРИВЧАСТИЙ РУХ ПРИ НЕСТІЙКОМУ СТАЦІОНАРНОМУ СТАНІ

На фазових портретах, поданих на рис. 6в і 7в, при русі системи по кривій, близькій до ізокліни 1, є ділянка, на якій зі збільшенням напружень зменшується деформація. Як було зазначено раніше, вона є нестійкою і повільний рух по ній неможливий. У цьому розділі описано рух системи на цій ділянці. З'ясуємо, насамперед, які ситуації можуть виникати. На рис. 9 показані ізокліни, аналогічні до ізоклін на фазових портретах рис. 6в і 7в. Відмінність полягає в тому, що він побудований при значенні $\beta = 4$. Характер поведінки це не змінює, однак ділянка AC на рис. 6 стає більш вираженою.

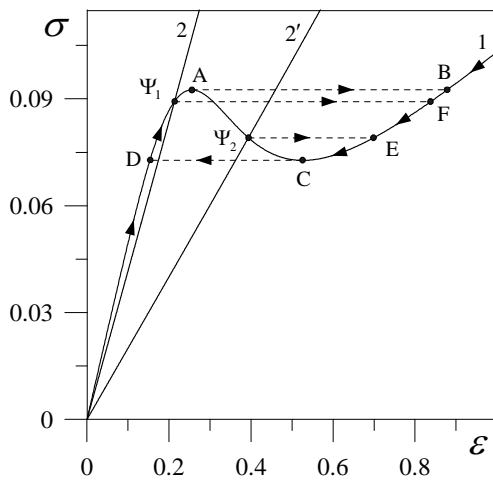


Рис. 9. Фазовий портрет при $\beta = 4$ і параметрах рис. 6в та 7в, що описує повільний рух. Ізокліни 2, 2' відповідають температурам $T_e = 3.4, 6.0$ відповідно.

Якщо температура поверхонь тертя $T_e < T_{c0}$, то ізокліни не перетинаються і реалізується одна нульова стаціонарна точка, з якої вони виходять. При цьому гістерезисна поведінка, яку описано на рис. 2, характеризується тільки переходом CD, тому що напруження й деформація завжди релаксують до нульових величин (див. рис. 6в). Для $T_e \gg T_{c0}$ перетин ізоклін відбувається при $\epsilon > \epsilon_B$ і реалізується перехід AB, оскільки тепер напруження релаксує до ненульового значення вище від точки B. Цікавіший випадок, коли стаціонарне значення зсувних напружень ϵ на ділянці DB. Виділимо дві ситуації.

Перша показана ізокліною 2 ($T_e > T_{c0}$). Тут реалізується стаціонарна точка Ψ_1 . Якщо система спочатку перебуває в зазначеній точці, невелике збурювання може перевести її в точку F, і далі відбувається рух по шляху FECD Ψ_1 , що приводить систему в стаціонарний стан. Отже, ця ситуація відповідає встановленню нестійкої рівноваги.

Другий випадок показаний ізокліною 2', яка побудована при температурі T_e , вищій, ніж ізокліна 2. Нехай початкові умови системи відповідають стаціонарній точці Ψ_2 . При будь-якому збурюванні вона переходить у точку E, і далі буде здійснюватися рух

ECDA Ψ_1 ..., тобто конфігуративна точка ніколи не потрапить знову у стаціонарний стан, а реалізуватимуться періодичні переходи між рідиноподібним (ділянка CB) і твердоподібним (ділянка DA) станами. Така поведінка відповідає переривчастому рухові. Якщо взяти ізокліну, що перетинає криву 1 у точці, яка розташована між C і B, то при малих початкових значеннях напружень зображена точка рухається по шляху AB. Далі відбувається релаксація до стаціонарної точки, що відповідає режимові ковзання.

Описані ситуації дають змогу зробити висновок про вплив температури T_e на поведінку системи. При $T_e < T_{c0}$ спостерігаємо релаксацію до нульових напружень і деформації. Зі збільшенням температури реалізується випадок, показаний ізокліною 2, що описує переривчастий рух. Однак триваліший час мастило перебуває у твердоподібному стані, тому що йому відповідає стаціонарна точка. Із подальшим зростанням T_e з'являється стійкий переривчастий рух, зумовлений періодичними переходами між твердоподібним і рідиноподібним станами мастила (ізокліна 2', стаціонарна точка Ψ_2). При ще вищій T_e стаціонарна точка попадає в ділянку CB і спостерігаємо лише слабо виражену переривчастість при релаксації системи від B до стаціонарної точки на ділянці рідинного тертя. Із підвищенням T_e ця переривчастість буде зменшуватися, поки не зникне зовсім, досягнувши точкою перетину ізоклін точки B. Із подальшим зростанням температури збільшується стаціонарне значення зсувних напружень і мастило стає рідкішим. Таким чином, з підвищенням температури простежуємо тенденцію до плавлення, оскільки кожна наступна ситуація при більшому значенні T_e відповідає більш рідиноподібному режимові поведінки мастила.

На закінчення зазначимо, що описана в цьому розділі поведінка реалізується тільки для систем, що характеризуються значенням $\tau = \tau_\epsilon / \tau_\sigma \gg 1$. Як відомо, із товщиною плівок час релаксації деформації τ_ϵ зростає, і такі особливості варто очікувати в товстих плівках. Описані ситуації узгоджуються з експериментальними даними [23].

VI. ВИСНОВКИ

Проведений розгляд показує, що гістерезис при плавленні тонкої плівки мастила можна описати, врахувавши деформаційний дефект модуля зсуву. Основна особливість такої поведінки полягає в тому, що мастило плавиться і твердіє при різних значеннях зсувного напруження, яке є параметром порядку. Виявлено два твердоподібні стани мастила і один рідиноподібний, при переході між якими спостерігаємо зазначений вище гістерезис. Проаналізовано стійкість перехідних станів при плавленні і твердненні. Досліджено фазову кінетику, і залежно від початкових умов передбачено різні типи переривчастого руху. Визначено пружні й теплові параметри мастила, за яких унаслідок цього руху встановлюється рідинне або сухе тертя. Зокрема показано, що відношення

часів релаксації зсувних напружень і деформації, яке задається товщиною плівки, визначає різні переривчасті режими тертя. Установлено принципову можливість реалізації стійкого переривчастого руху без релаксації до стаціонарного стану.

Автори вдячні організаторам і учасникам робочої наради-семінару Інституту фізики конденсованих

систем НАН України (м. Львів, 2–3 червня 2005 р.) у межах V Всеукраїнського конкурсу молодих учених у галузі статистичної фізики і теорії конденсованої речовини за обговорення і підтримку роботи. Ми вдячні також О. Кисельову, С. Лук'янцеві за обговорення роботи та конструктивні зауваження. Виконання роботи підтримане стипендією Кабінету Міністрів України.

-
- [1] B. N. J. Persson, *Sliding friction. Physical principles and applications* (Springer-Verlag, Berlin, 1998).
- [2] H. Yoshizawa, Y.-L. Chen, J. Israelachvili, *J. Phys. Chem.* **97**, 4128 (1993); H. Yoshizawa, J. Israelachvili, *J. Phys. Chem.* **97**, 11300 (1993).
- [3] O. M. Braun, A. G. Naumovets, *Surf. Sci. Rep.* **60**, 79 (2006).
- [4] I. S. Aranson, L. S. Tsimring, V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **65**, 125402 (2002).
- [5] A. V. Khomenko, O. V. Yushchenko, *Phys. Rev. E* **68**, 036110 (2003).
- [6] A. V. Khomenko, *Phys. Lett. A* **329**, 140 (2004).
- [7] A. V. Хоменко, Я. А. Ляшенко, *Журн. тех. физ.* **75**, 17 (2005).
- [8] A. В. Хоменко, *Журн. тех. физ.* **77**, 29 (2007).
- [9] A. В. Хоменко, Н. В. Проданов, *Физ. техн. высоких давлений* **16**, 164 (2006).
- [10] A. В. Хоменко, Я. А. Ляшенко, *Вісн. Сум. ун-ту* **8**, 68 (2005); A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko, *Вісн. Львів. ун-ту, Вип. 40*, 71 (2007).
- [11] A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko, *Condens. Matter Phys.* **9**, 695 (2006).
- [12] J. Israelachvili, *Surf. Sci. Rep.* **14**, 109 (1992).
- [13] G. Reiter, A. L. Demirel, J. Peanasky, L. L. Cai, S. Granick, *J. Chem. Phys.* **101**, 2606 (1994).
- [14] A. L. Demirel, S. Granick, *J. Chem. Phys.* **109**, 6889 (1998).
- [15] А. И. Олемской, А. В. Хоменко, *Журн. эксп. теор. физ.* **110**, 2144 (1996).
- [16] *Реология*, под ред. Ф. Эйриха (ИЛ, Москва, 1962). *Rheology: Theory and Applications*, edited by F. R. Eirich (New York, Academic, 1956).
- [17] Г. Хакен, *Синергетика* (Мир, Москва, 1980). H. Haken, *Synergetics. An Introduction* (Berlin, Springer, 1977).
- [18] J. Jäckle, *Rep. Prog. Phys.* **49**, 171 (1986).
- [19] В. Л. Попов, *Журн. тех. физ.* **71**, 100 (2001).
- [20] G. Reiter, A. L. Demirel, J. Peanasky, L. Cai, S. Granick, in: *Physics of Sliding Friction*, edited by B. N. J. Persson, E. Tosatti (Dordrecht, Kluwer, 1995).
- [21] G. Luengo, J. Israelachvili, S. Granick, *Wear* **200**, 328 (1996).
- [22] E. A. Brener, V. I. Marchenko, *JETP Lett.* **76**, 211 (2002).
- [23] L. B. Zuev, V. I. Danilov, *Philos. Mag. A* **79**, 43, (1999).

PHASE DYNAMICS OF A THIN LUBRICANT FILM BETWEEN SOLID SURFACES AT THE DEFORMATIONAL DEFECT OF SHEAR MODULUS

A. V. Khomenko, I. A. Lyashenko

Sumy State University

2 Rimskii-Korsakov St., Sumy, UA-40007, Ukraine

e-mails: khom@phe.sumdu.edu.ua, nabla04@ukr.net

The effect of the deformational defect of shear modulus on melting of ultrathin lubricant film confined between atomically flat solid surfaces is investigated within the framework of Lorentz model for the description of viscoelastic medium. It is shown that both jump-like and continuous melting of lubricant can be realized. The three modes of lubricant behaviour are found which correspond to the zero shear stress and strain, the Hookean section of loading diagram and the section of plastic flow. The hysteresis of dependencies of the stationary stress both on the strain and on the temperature of rubbing surfaces is described. The phase kinetics of the system is studied in different coordinates. It is shown that the ratio of the relaxation times of investigated quantities influences qualitatively the character of setting of a stationary friction mode. The parameters of lubricant are found, at which the auto-oscillatory mode of stick-slip motion is observed that does not bring the system to a stationary state.