

01;03;05;12

Фазовый переход первого рода между жидкоподобной и твердоподобной структурами граничной смазки

© Я.А. Ляшенко

Сумский государственный университет,
40007 Сумы, Украина
e-mail: nabl04@ukr.net

(Поступило в Редакцию 28 февраля 2011 г.)

Предложена термодинамическая модель, описывающая фазовый переход первого рода между структурными состояниями смазочного материала в режиме граничной смазки. Показано, что плавление смазки осуществляется как за счет повышения ее температуры, так и при сдвиге трущихся поверхностей при превышении упругими деформациями (напряжениями) критического значения. Построена фазовая диаграмма с областями сухого и жидкостного трения. Используя механический аналог трибологической системы, проанализирована зависимость силы трения от температуры смазки и относительной скорости сдвига трущихся поверхностей. Описан экспериментально наблюдаемый прерывистый (stick-slip) режим трения, являющийся основной причиной разрушения трущихся деталей. Выяснены причины, приводящие к прерывистому трению.

Введение

При взаимном трении двух поверхностей, разделенных смазочным материалом толщиной менее 10 атомарных диаметров, наступает режим граничного трения. Указанный режим имеет принципиальные отличия по сравнению с сухим и жидкостным трением [1]. Если объемные смазки могут находиться в твердой либо жидкой устойчивых термодинамических фазах, то граничные смазки образуют твердоподобные и жидкоподобные структуры. Причем они не являются устойчивыми термодинамическими фазами, а представляют кинетические режимы трения, которых может быть несколько [2,3]. Переходы между такими кинетическими режимами в процессе скольжения приводят к прерывистому трению, в котором относительная скорость сдвига трущихся поверхностей не постоянна во времени. Причем плавление смазки может происходить по сценарию как фазового перехода первого [2,4,5], так и второго рода [6,7]. В частности, в [8] в рамках единой модели обсуждается возможность переходов обоих типов.

В работе [7] построена термодинамическая теория плавления тонкого слоя смазки, заключенного между двумя твердыми поверхностями, основанная на теории фазовых переходов Ландау [9]. В указанной модели учитывается потеря сдвиговой устойчивости, приводящая к жидкоподобной структуре смазки, как за счет термодинамического плавления, так и в результате превышения напряжениями предела текучести (сдвиговое плавление). Влияние этих факторов изучается также в работах [10,11], в которых параметром порядка является избыточный объем [12,13], возникающий за счет хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. Причем с увеличением избыточного объема уменьшается модуль сдвига смазки [10,11]. В работе [7] в качестве параметра порядка выбирается непосредственно модуль сдвига, принимающий нулевое значение в жидкоподобной фазе.

Однако в [7] плавление смазки описывается как непрерывный фазовый переход второго рода, в то время как в режиме граничного трения часто наблюдаются скачкообразные фазовые переходы первого рода [2,10,11], приводящие к прерывистому режиму движения трущихся поверхностей. Возможность скачкообразного перехода автор работы [7] обсуждает в [14], однако не проводит соответствующего исследования. Настоящая работа предпринята с целью описания фазового перехода первого рода и изучения кинетики плавления смазки в трибологических системах в рамках модели [7].

1. Свободная энергия

Плотность свободной энергии для смазки имеет вид [7]

$$f = \alpha(T - T_c)\varphi^2 + \frac{a}{2}\varphi^2\varepsilon_{el}^2 - \frac{b}{2}\varphi^4 + \frac{c}{3}\varphi^6 + \frac{g}{2}(\nabla\varphi)^2, \quad (1)$$

где T — температура смазочного материала, T_c — критическая температура, ε_{el} — сдвиговая компонента упругой деформации, α, a, b, c, g — положительные постоянные, φ — параметр порядка, представляющий амплитуду периодической части микроскопической функции плотности среды [7]. Параметр φ равен нулю в жидкоподобной фазе и принимает ненулевое значение в твердоподобной. В потенциале (1) по сравнению с [7,14] изменен знак третьего слагаемого и добавлено четвертое. Такой вид разложения применяется при описании фазовых переходов первого рода [9,14]. Также в (1) во втором слагаемом дополнительно введен множитель a . Это позволяет варьировать вклад в потенциал упругой энергии. В работе [7] квадрат параметра порядка φ^2 численно равен модулю сдвига смазочного материала μ . Это не позволяет применять теорию к низкоразмерным трибологическим системам с толщиной смазок в

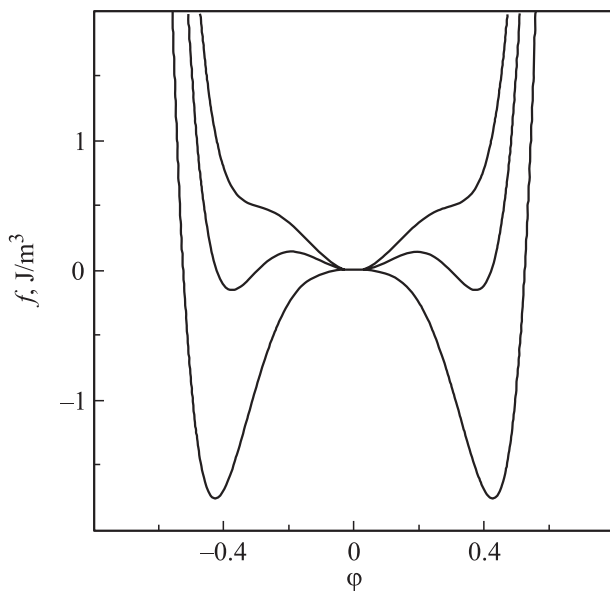


Рис. 1. Зависимость плотности свободной энергии f (1) от параметра порядка φ (безразмерная величина) при $\alpha = 0.7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}/\text{m}^3$, $T_c = 290 \text{ K}$, $b = 285 \text{ J}/\text{m}^3$, $c = 1600 \text{ J}/\text{m}^3$. Кривые, расположенные снизу вверх, соответствуют температурам $T = 288, 302, 310 \text{ K}$ и сдвиговой деформации $\varepsilon_{el} = 0$.

несколько атомарных диаметров, поскольку такие смазки за счет сдавливания поверхностей трения обычно образуют упорядоченные структуры, характеризуемые большим значением модуля сдвига, иногда на несколько порядков большим, чем для объемных смазок аналогичного типа [2]. В случае $\mu = \varphi^2$ большое значение модуля сдвига μ в рамках модели не может быть достигнуто, поскольку разложение (1) справедливо в области $\varphi^2 < 1$.

Определим, согласно (1), упругие напряжения как $\sigma_{el} = \partial f / \partial \varepsilon_{el}$

$$\sigma_{el} = a\varphi^2\varepsilon_{el}. \quad (2)$$

Таким образом, с введением в разложение (1) коэффициента a модуль сдвига определяется как

$$\mu = a\varphi^2 \quad (3)$$

и может принимать большие значения при малых φ . Обычно в процессе трения при превышении критических величин температуры T либо упругих сдвиговых напряжений σ_{el} смазка плавится не полностью, а создается доменная структура с областями жидкостного и сухого трения. Наличие в (1) градиентного слагаемого позволяет учесть этот факт. Однако рассмотрение доменной структуры представляет отдельную объемную задачу и не является целью настоящей работы. Поэтому далее рассматривается поведение смазочного материала в рамках одного домена, обладающего однородной структурой, и везде полагается $g = 0$.

Анализ потенциала (1) позволяет выделить следующие ситуации. При выполнении условия

$$\frac{a}{2}\varepsilon_{el}^2 + \alpha(T - T_c) \leq 0 \quad (4)$$

реализуются два симметричных ненулевых минимума потенциала, разделенные единственным нулевым максимумом (нижняя кривая рис. 1), что соответствует твердоподобной смазке. В промежуточном диапазоне значений

$$0 < \frac{a}{2}\varepsilon_{el}^2 + \alpha(T - T_c) < \frac{b^2}{4c} \quad (5)$$

нулевой максимум потенциала трансформируется в минимум, и дополнительно появляются два симметричных максимума, отделяющие центральный минимум от двух симметричных ненулевых минимумов (средняя кривая рис. 1). В такой ситуации смазка может иметь как твердоподобную, так и жидкоподобную структуру в зависимости от начальных условий. И в случае

$$\frac{a}{2}\varepsilon_{el}^2 + \alpha(T - T_c) \geq \frac{b^2}{4c} \quad (6)$$

реализуется единственный нулевой минимум $f(\varphi)$ (верхняя кривая рис. 1), что, согласно (3), соответствует нулевому значению модуля сдвига μ и жидкоподобной структуре смазки. Абсциссы экстремумов потенциала (1) определяются согласно выражению

$$\varphi_{1,2}^2 = \frac{b}{2c} \mp \sqrt{\left(\frac{b}{2c}\right)^2 - \left(\frac{a}{2c}\varepsilon_{el}^2 + \frac{\alpha(T - T_c)}{c}\right)}, \quad (7)$$

где знак „-“ отвечает симметричным максимумам потенциала, а „+“ — его симметричным минимумам. Согласно выражениям (4)–(6), плавление смазки осуществляется как за счет повышения ее температуры T , так и при механическом воздействии с увеличением сдвиговой компоненты упругой деформации ε_{el} . Таким образом, модель учитывает термодинамическое и сдвиговое плавление.

2. Стационарные состояния и фазовая диаграмма

Пусть относительная скорость сдвига трущихся поверхностей, разделенных ультратонким слоем смазки толщиной h , равна V . Для установления связи между скоростью сдвига и возникающими в слое смазки упругими деформациями воспользуемся дебаевским приближением, связывающим упругую компоненту деформации ε_{el} с пластической ε_{pl} [7]:

$$\dot{\varepsilon}_{pl} = \frac{\varepsilon_{el}}{\tau_e}, \quad (8)$$

где τ_e — максвелловское время релаксации внутренних напряжений. Полная деформация в слое определяется суммой упругой и пластической компонент [7,13]

$$\varepsilon = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl} \quad (9)$$

и задает скорость движения верхнего блока V согласно связи [15]

$$V = h\dot{\varepsilon} = h(\dot{\varepsilon}_{el} + \dot{\varepsilon}_{pl}). \quad (10)$$

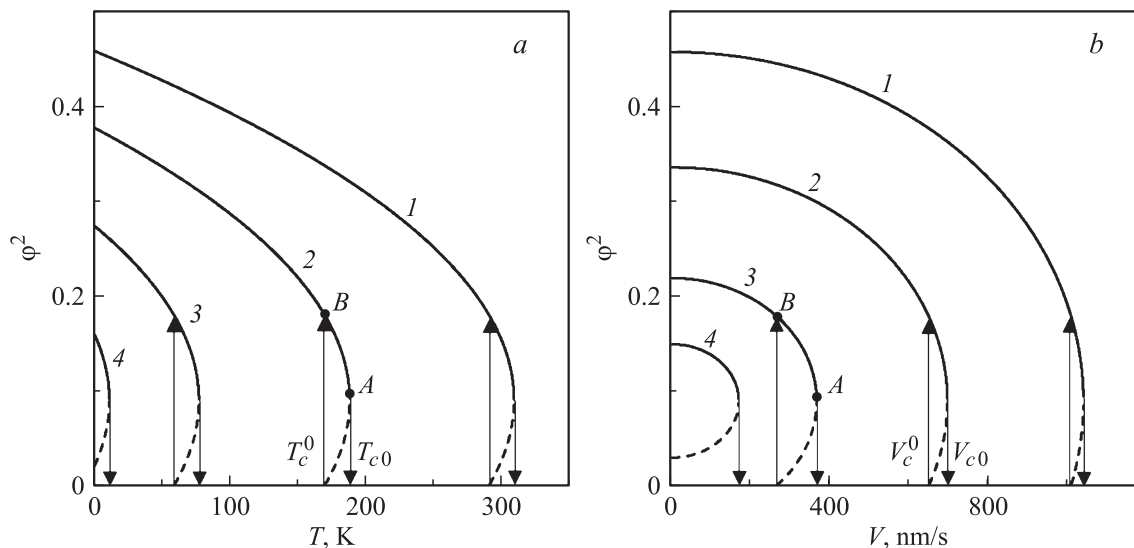


Рис. 2. Зависимость стационарного значения квадрата параметра порядка ϕ^2 (7) от температуры смазки T и скорости сдвига V при параметрах $\alpha = 0.7 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}/\text{m}^3$, $T_c = 290 \text{ K}$, $a = 4 \cdot 10^{12} \text{ Pa}$, $b = 285 \text{ J}/\text{m}^3$, $c = 1600 \text{ J}/\text{m}^3$, $h = 10^{-9} \text{ m}$, $\tau_\varepsilon = 10^{-8} \text{ s}$: a — кривые 1–4 соответствуют фиксированным значениям скорости сдвига $V = 0, 650, 900, 1020 \text{ nm/s}$; b — кривые 1–4 построены при фиксированных температурах $T = 0, 170, 270, 300 \text{ K}$.

Из трех последних соотношений следует выражение для упругой компоненты сдвиговой деформации [10,11]

$$\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}_{el} = -\varepsilon_{el} + \frac{V\tau_\varepsilon}{h}. \quad (11)$$

При постоянном значении скорости сдвига V , согласно (11), устанавливается стационарное значение упругой деформации

$$\varepsilon_{el}^0 = \frac{V\tau_\varepsilon}{h}. \quad (12)$$

Согласно принципу минимума энергии, система при любых начальных условиях стремится занять состояние, соответствующее минимуму потенциала $f(\phi)$ (см. рис. 1). При этом устанавливается стационарное значение параметра порядка, определяемое выражением (7), взятым со знаком „+“, поскольку знак „–“ в нем отвечает неустойчивым состояниям. На рис. 2 приведены стационарные значения квадрата параметра порядка, рассчитанные согласно выражению (7), в котором стационарная упругая деформация ε_{el} определяется через скорость сдвига по формуле (12). Сплошные участки кривых отвечают устойчивым стационарным состояниям, штриховые — неустойчивым.

При нулевой скорости сдвига (сдвиговые напряжения и деформации равны нулю) и малом значении температуры T смазка твердоподобна, поскольку реализуется отличное от нуля значение параметра ϕ , и, согласно (3), модуль сдвига μ также не равен нулю (рис. 2, a , сплошной участок кривой 1). В этом случае потенциал имеет вид, показанный нижней кривой на рис. 1. При превышении температурой T критической величины

$$T_{c0} = T_c - \frac{a}{2\alpha} \left(\frac{\tau_\varepsilon V}{h} \right)^2 + \frac{b^2}{4\alpha c} \quad (13)$$

квадрат параметра порядка скачкообразно изменяется от значения

$$\phi_A^2 = \frac{b}{2c} \quad (14)$$

до нуля с переходом смазки в жидкоподобное состояние, чему соответствует верхняя кривая на рис. 1. Если после указанного перехода понизить T , смазка затвердевает при меньшем значении температуры

$$T_c^0 = T_c - \frac{a}{2\alpha} \left(\frac{\tau_\varepsilon V}{h} \right)^2. \quad (15)$$

При этом наблюдается скачок квадрата параметра порядка от нулевого значения до величины

$$\phi_B^2 = \frac{b}{c}. \quad (16)$$

В промежуточной области $T_c^0 < T < T_{c0}$ потенциал имеет вид, показанный средней кривой на рис. 1. Таким образом, зависимость $\phi^2(T)$ имеет гистерезисный характер и соответствует фазовым переходам первого рода. Согласно рис. 2, a , с повышением скорости сдвига смазка плавится при меньшем значении температуры. Кривая 4 отвечает ситуации, в которой после плавления смазка уже не может затвердеть за счет понижения температуры.¹ С дальнейшим повышением скорости выше определенного критического значения смазка вне зависимости от температуры всегда жидкоподобна ($\mu = 0$).²

¹ Соответствующее значение критической скорости легко находится из (15) при $T_c^0 = 0$ или из (19) при $T = 0$.

² Соответствующая критическая скорость определяется из (13) при $T_{c0} = 0$ либо из (18) при $T = 0$.

Согласно (13), (15), ширина гистерезиса по температуре

$$\Delta T = T_{c0} - T_c^0 = \frac{b^2}{4\alpha c} \quad (17)$$

не зависит от скорости V , что также прослеживается на рис. 2, *a*. Этот результат получен ранее в рамках модели, разработанной в [10,11]. Однако в указанных работах ширина гистерезиса рассчитывается численно, поскольку ввиду сложности представления не может быть определена аналитически.

Согласно рис. 2, *b*, при превышении скоростью критического значения

$$V_{c0} = \frac{h}{\tau_\epsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a} + \frac{b^2}{2ac}} \quad (18)$$

происходит плавление смазки, а когда V становится меньше величины

$$V_c^0 = \frac{h}{\tau_\epsilon} \sqrt{\frac{2\alpha(T_c - T)}{a}}, \quad (19)$$

смазка затвердевает. Здесь ситуация во многом аналогична представленной на рис. 2, *a*. Однако есть отличия, например то, что с увеличением температуры смазки растет ширина гистерезиса $\Delta V = V_{c0} - V_c^0$. Скорость и температура оказывают различное влияние на ширину гистерезиса ΔT и ΔV в связи с тем, что температура T входит в потенциал (1) в первой степени, а сдвиговая упругая деформация ϵ_{el} — во второй.

Зависимости, представленные на рис. 2, не могут охватить всей картины, потому как являются срезом трехмерной поверхности $\varphi^2(V, T)$ плоскостями $V = \text{const}$

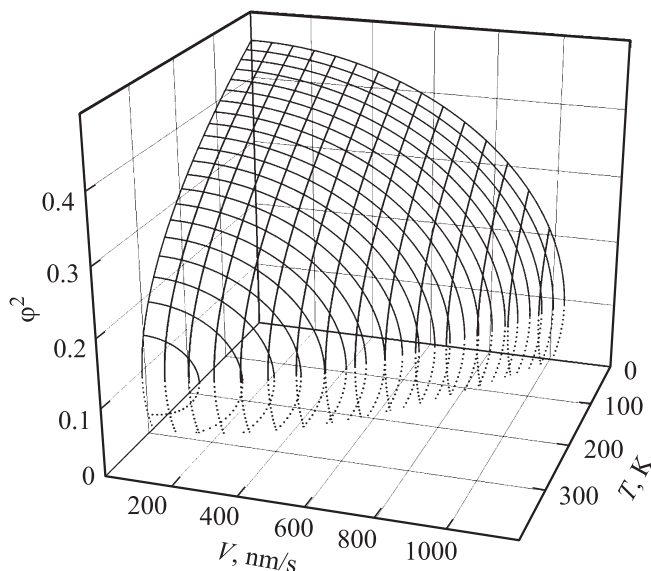


Рис. 3. Трехмерная зависимость стационарного значения квадрата параметра порядка φ^2 (7) от температуры смазки T и скорости сдвига V при параметрах рис. 2. Сплошные линии отвечают устойчивым стационарным состояниям (минимум потенциала (1)), пунктирные — неустойчивым (максимум потенциала).

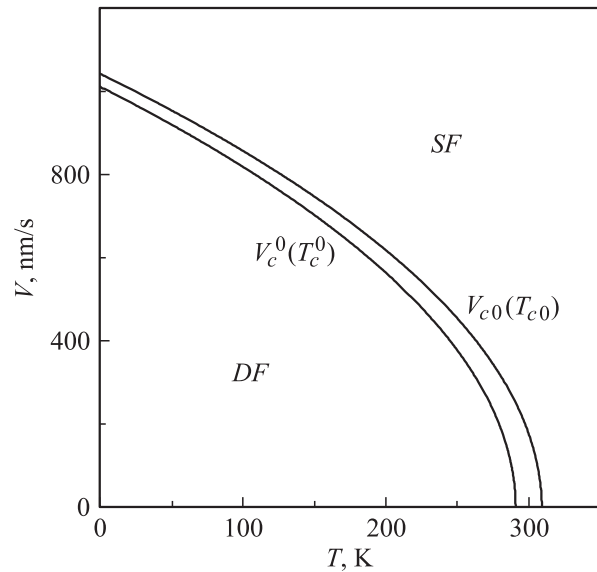


Рис. 4. Фазовая диаграмма с областями жидкостного (SF) и сухого (DF) трения при параметрах рис. 2.

(рис. 2, *a*) и $T = \text{const}$ (рис. 2, *b*). Поэтому на рис. 3 дополнительно приведена трехмерная зависимость стационарного значения квадрата параметра порядка от обоих управляющих параметров.

На рис. 4 показана зависимость критической скорости плавления V_{c0} (18) и затвердевания V_c^0 (19) смазки от ее температуры T . Выше кривой V_{c0} смазка жидкоподобна, и реализуется режим жидкостного трения (SF). В области $V < V_c^0$ смазка имеет твердоподобную структуру. Между кривыми на рис. 4 потенциал $f(\varphi)$ имеет вид, показанный средней кривой на рис. 1, поэтому состояние смазки в этой области является неопределенным и зависит от начальных условий. Таким образом, рис. 4 представляет фазовую диаграмму с двумя стационарными режимами трения. Расстояние между кривыми на рисунке по горизонтали при постоянной скорости представляет ширину гистерезиса ΔT (17), который реализуется на рис. 2, *a*, а расстояние по вертикали ($T = \text{const}$) задает ширину гистерезиса ΔV на рис. 2, *b*. Рис. 4 также можно интерпретировать как зависимость критических температур T_{c0} (13) и T_c^0 (15) от скорости сдвига V .

3. Сила трения

При сдвиге трущихся поверхностей в слое смазки помимо упругих σ_{el} возникают также и вязкие σ_v напряжения. Полное действующее напряжение определяется суммой этих двух вкладов:

$$\sigma = \sigma_{el} + \sigma_v. \quad (20)$$

Сила трения F , препятствующая движению, определяется как произведение полных напряжений на площадь

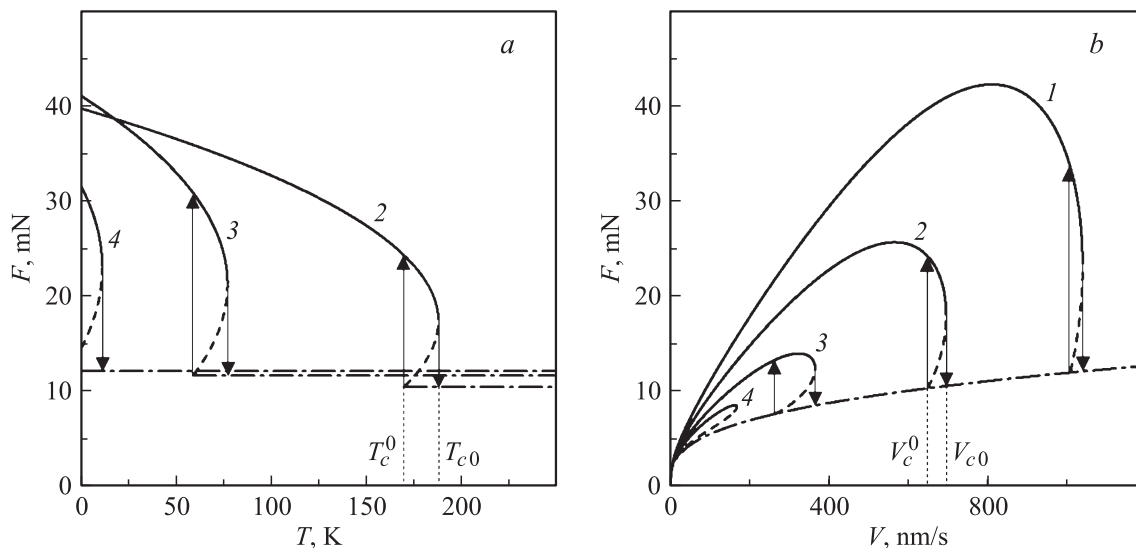


Рис. 5. Зависимость силы трения F (25) от температуры поверхностей трения T и скорости сдвига V при параметрах рис. 2 и $\gamma = -2/3$, $A = 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$, $k = 4 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{s}^{1/3}$: a — кривые 2–4 отвечают постоянным значениям скорости сдвига $V = 650, 900, 1020 \text{ nm/s}$; b — кривые 1–4 соответствуют фиксированным значениям температуры $T = 0, 170, 270, 300 \text{ K}$.

контакта трущихся поверхностей A :

$$F = \sigma A. \tag{21}$$

Определим вязкие напряжения в слое смазки согласно формуле [15]

$$\sigma_v = \frac{\eta_{\text{eff}} V}{h}, \tag{22}$$

где η_{eff} — эффективная вязкость смазочного материала. Граничная смазка представляет собой неньютоновскую жидкость. Такие жидкости имеют сложные зависимости $\eta(\dot{\epsilon})$. Например, вязкость полимерных растворов и расплавов с ростом скорости деформирования $\dot{\epsilon}$ обычно уменьшается (псевдопластические жидкости), а в случае суспензий твердых частиц вязкость с ростом $\dot{\epsilon}$, наоборот, увеличивается (дилатантные жидкости). Поэтому для качественного анализа используем простую аппроксимацию [15]

$$\eta_{\text{eff}} = k(\dot{\epsilon})^\gamma, \tag{23}$$

позволяющую учесть обе ситуации. Здесь введен коэффициент пропорциональности $k (\text{Pa} \cdot \text{s}^{\gamma+1})$. Согласно (23), для псевдопластических жидкостей $\gamma < 0$, дилатантные характеризуются показателем $\gamma > 0$, а в случае ньютоновских жидкостей $\gamma = 0$, поскольку, согласно (23), при этом вязкость не зависит от скорости.

С учетом (10), (23) выражение для вязких напряжений (22) записывается в виде

$$\sigma_v = k \left(\frac{V}{h} \right)^{\gamma+1}. \tag{24}$$

Подставляя (20) и (24) в (21), получим окончательное выражение для силы трения [10,11]:³

$$F = \left[\sigma_{\text{el}} + k \operatorname{sgn}(V) \left(\frac{|V|}{h} \right)^{\gamma+1} \right] A, \tag{25}$$

где упругие напряжения σ_{el} определяются согласно (2).

Зависимость (25) показана на рис. 5. Все кривые на рис. 5, a соответствуют параметрам кривых на рис. 2, a . Кривая 1 здесь отсутствует, поскольку на рис. 2, a она построена при нулевой скорости сдвига, а в состоянии покоя сила трения, согласно (25), (12), равна нулю. Кривые рис. 5, b все соответствуют параметрам кривых на рис. 2, b .

Рис. 5, a показывает, что при фиксированной скорости сдвига с повышением температуры сила трения уменьшается. Это происходит за счет уменьшения модуля сдвига. Когда смазка плавится ($T > T_{c0}$), сила трения от температуры не зависит, поскольку в рамках рассматриваемой модели при этом модуль сдвига равен нулю. На зависимостях наблюдается гистерезис, поскольку при фазовом переходе модуль сдвига (3) изменяется скачкообразно. При параметрах кривой 4 в случае плавления смазка не затвердевает при последующем снижении температуры (см. описание к рис. 2, a), поэтому сила трения после плавления остается постоянной при любых T .

Рис. 5, b демонстрирует несколько иное поведение. Здесь, согласно (25), сперва при повышении скорости полная сила трения растет за счет вклада вязких напряжений σ_v , а также за счет роста упругой составляющей F вследствие возрастания упругой компоненты деформации (12). Однако с ростом скорости

³ Здесь введены знаковая функция $\operatorname{sgn}(x)$ и абсолютное значение скорости сдвига $|V|$, поскольку она может принимать отрицательные значения.

уменьшается модуль сдвига, что в итоге приводит к уменьшению упругой составляющей F . Поэтому существует критическая скорость, при превышении которой смазка еще твердоподобна, однако полная сила трения начинает уменьшаться. С дальнейшим повышением скорости при $V > V_{c0}$ (18) происходит плавление, и упругое напряжение (2) становится равным нулю, а вместе с ним и первое слагаемое в (25), что приводит к резкому снижению полной силы трения. Если снова увеличивать V , значение F возрастает за счет вязкой компоненты (второе слагаемое в (25)). Затвердевает смазка с резким увеличением силы F уже при другом значении скорости $V = V_c^0$ (19). Отметим, что в отличие от рис. 5, а на рис. 5, б зависимости силы трения после плавления для всех кривых совпадают, поскольку вязкая компонента F зависит только от скорости сдвига, и не зависит от температуры. Для кривой 4 на рис. 5, б не показан переход плавления, чтобы не загромождать рисунок. Эта кривая отличается от других на рисунке, поскольку ее сплошной (устойчивое значение F до плавления) и штриховой (неустойчивое значение F) участки по сравнению с другими кривыми вместе представляют замкнутую линию. При этом после плавления сила трения всегда описывается зависимостью, показанной на рисунке штрихпунктиром (устойчивое значение F после плавления), так как смазка уже не может затвердеть при понижении скорости V .

Отметим, что результаты, представленные на рис. 5, б, качественно совпадают с картой трения для граничного режима, предложенной в [15] при обобщении экспериментальных данных.

4. Кинетика плавления

Динамические характеристики любой трибологической системы определяются ее свойствами в целом. В частности, в области рассмотренного ранее гистерезиса в процессе трения возможна реализация прерывистого (stick-slip) режима движения [2,4]. Типичная схема механического аналога трибологической системы представлена на рис. 6. Здесь пружина жесткостью K связана с блоком массы M . Блок расположен на гладкой поверхности, от которой отделен слоем смазки толщиной h . Свободный конец пружины приводится в движение с фиксированной скоростью V_0 . При движении блока возникает сила трения F (25), оказывающая сопротивление его передвижению. В общем случае скорости блока V и пружины V_0 не совпадают из-за осциллирующего характера силы F , что приводит к прерывистому движению блока.

Обозначим текущую координату верхнего блока X , тогда соответствующее уравнение движения имеет вид [2,7,16]

$$M\ddot{X} = K\Delta X - F. \quad (26)$$

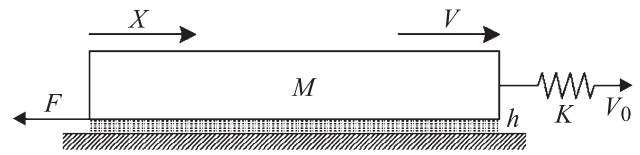


Рис. 6. Схема трибологической системы.

Здесь ΔX — величина растяжения пружины, которую можно определить как

$$\Delta X = \int_0^t V_0 dt' - X, \quad (27)$$

где $t = t'$ — время движения свободного конца пружины. В случае, когда значение V_0 со временем не изменяется, выражение (27) приобретает вид

$$\Delta X = V_0 t - X. \quad (28)$$

Для описания поведения смазки запишем кинетическое релаксационное уравнение типа Ландау–Халатникова [9]

$$\dot{\varphi} = -\delta \frac{\partial f}{\partial \varphi}, \quad (29)$$

где δ — кинетический коэффициент, характеризующий инерционные свойства системы. Подставляя в (29) энергию (1), получим уравнение в явном виде

$$\dot{\varphi} = -\delta(2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 - 2b\varphi^3 + 2c\varphi^5) + \xi(t). \quad (30)$$

В (30) дополнительно введено слагаемое, представляющее аддитивные флуктуации типа белого шума с моментами

$$\langle \xi(t) \rangle = 0; \quad \langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2D\delta(t - t'), \quad (31)$$

где D представляет интенсивность стохастического источника. При использовании метода Эйлера для решения уравнения (30) соответствующая итерационная процедура приобретает вид

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \delta(2\alpha(T - T_c)\varphi + a\varphi\varepsilon_{el}^2 - 2b\varphi^3 + 2c\varphi^5)\Delta t + \sqrt{\Delta t} W_n. \quad (32)$$

Здесь Δt — шаг по времени и введена случайная величина W_n , определяющаяся функцией Бокса–Мюллера [3]

$$W_n = \sqrt{2D} \sqrt{-2 \ln r_1} \cos(2\pi r_2), \quad r_i \in (0, 1], \quad (33)$$

где r_1, r_2 — псевдослучайные числа с равномерным распределением. Аддитивный шум $\xi(t)$, согласно флуктуационно-диссипационной теореме, имеет интенсивность $D \sim k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана. При этом флуктуации настолько малы, что не могут изменить поведение системы, однако их введение необходимо, поскольку при численном решении уравнения (30)

его корень $\varphi = 0$ является устойчивым, даже если отвечает максимуму потенциала $f(\varphi)$. С введением $\xi(t)$ в такой ситуации система из неустойчивого состояния перейдет в устойчивое, отвечающее минимуму энергии. Таким образом, флуктуации необходимо учитывать из-за особенностей численного счета. Далее в расчетах везде полагается $D = 10^{-25} \text{ s}^{-1}$.

Для вычисления временной эволюции системы необходимо решать совместно кинетические уравнения (11), (26), (30), определяя натяжение пружины ΔX из (27), силу трения F из (25), а упругие напряжения σ_{el} согласно (2). Также при решении уравнений необходимо учитывать связь $\dot{X} = V$. Ввиду малости времени релаксации деформации τ_e будем решать совместно два уравнения (26), (30), определяя текущую деформацию из (12).

Результат решения указанных уравнений показан на рис. 7. При выбранной температуре в состоянии покоя трущихся поверхностей смазка твердоподобна. В момент времени $t = 0$ правый конец пружины начинает движение с постоянной скоростью V_0 . На начальном этапе движения монотонно возрастают обе составляющие силы трения (25) за счет увеличения скорости трущегося блока V . Также увеличиваются упругие напряжения σ_{el} и натяжение пружины ΔX . Когда скорость превышает критическое значение $V > V_{c0}$, смазка плавится, и упругие напряжения σ_{el} при этом становятся равными нулю. Однако значение силы F при этом скачкообразно не изменяется, поскольку резко возрастает скорость проскальзывания верхнего трущегося блока V , а с ней и вязкая компонента силы трения. Поскольку увеличивается скорость движения V , блок быстро перемещается на большое расстояние, о чем свидетельствует увеличение угла наклона зависимости $X(t)$ к оси абсцисс после плавления. Поскольку блок движется со скоростью V , существенно превышающей скорость пружины V_0 , ее натяжение ΔX уменьшается. До первой пунктирной линии на рисунке значение V_0 сохраняется постоянным, и со временем устанавливается стационарное состояние жидкоподобной смазки с неизменными значениями силы трения F , скорости движения блока V , величины растяжения пружины ΔX и нулевыми упругими напряжениями σ_{el} . При этом зависимость $X(t)$ приобретает линейный вид. После первой пунктирной линии скорость V_0 полагается равной нулю, т.е. правый конец пружины останавливается. При этом начинается медленная остановка трущегося блока, поскольку смазка жидкоподобна (момент времени между пунктирными линиями на рисунке). После второй пунктирной линии скорость принимает значение $V < V_c^0$, и смазка резко затвердевает. При этом в ней появляются упругие напряжения, за счет чего упругая составляющая силы трения становится не равной нулю, однако это изменение компенсирует скачкообразное уменьшение вязкой составляющей силы F из-за уменьшения скорости движения V . Поэтому сила трения снова не испытывает скачкообразного изменения.

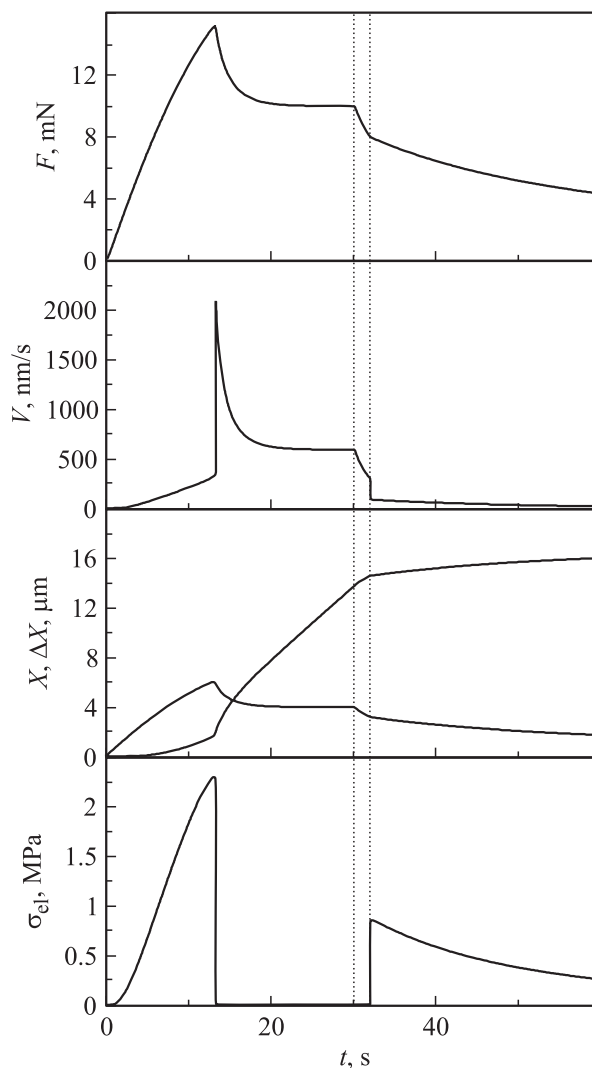


Рис. 7. Зависимости полной силы трения F , скорости сдвига верхней трущейся поверхности V , ее координаты X , длины растяжения движущей пружины ΔX и упругих сдвиговых напряжений σ_{el} от времени t при параметрах рис. 2 и 5 и $M = 0.4 \text{ kg}$, $K = 2500 \text{ N/m}$, $\delta = 100 \text{ J}^{-1} \cdot \text{m}^3/\text{s}$, $T = 260 \text{ K}$. Значение скорости V_0 до первой пунктирной линии ($t < 30 \text{ s}$) равно 600 nm/s , после этой линии ($t > 30 \text{ s}$) $V_0 = 0 \text{ nm/s}$.

После затвердевания смазки наблюдается процесс медленной релаксации параметров, показанных на рисунке. Это происходит из-за того, что при движении верхнего блока теперь уменьшается натяжение пружины ΔX , а с ним и упругая сила, обеспечивающая движение. Уравнение (26) в стационарном случае преобразуется в условие

$$K\Delta X = F. \tag{34}$$

Сила трения (25) в предлагаемой модели не имеет статических компонент, не зависящих от скорости. Поэтому ненулевая F отвечает значению скорости $V \neq 0$, а при таком условии со временем уменьшается натяжение пружины ΔX . Этот факт, согласно (34), приводит к уменьшению силы трения F , которое при малых ско-

ростях, согласно рис. 5, *b*, возможно только с уменьшением V . Таким образом, величины F , V , ΔX , σ_{el} будут уменьшаться пока не достигнут нулевых значений. При больших трибологических давлениях в режиме граничного трения сила трения обычно имеет независимую от скорости компоненту [16]. В таком случае происходит релаксация F до значения этой статической компоненты, и при этом система прекращает движение при $\Delta X \neq 0$ (см. (34)). Детальное рассмотрение указанного случая выходит за рамки настоящей работы. Отметим, что фазовая диаграмма для трибологической системы в координатах V_0 – T не будет совпадать с показанной на рис. 4, поскольку даже при скоростях $V_0 < V_{c0}$ в процессе трения за счет наличия пружины в определенные моменты времени возможно значение скорости $V > V_{c0}$, обеспечивающее плавление смазки.

5. Прерывистый режим

В предыдущем разделе работы рассмотрен режим, в котором с течением времени устанавливается стационарное движение трущегося блока с постоянной скоростью. Однако экспериментальные работы однозначно указывают, что в граничном режиме трения часто реализуется прерывистой (stick-slip) режим движения, в котором относительная скорость трущихся поверхностей периодически изменяется со временем [2,17–19]. Указанный режим показан на рис. 8, который представляет те же зависимости, что и рис. 7, только при других параметрах. Согласно рисунку, смазка периодически плавится и затвердевает, что и приводит к установлению колебательного характера движения. На рис. 9 показаны те же зависимости, но подробно выделена область фазового перехода.

Согласно рисункам, вначале движения, как и на рис. 7, монотонно возрастает натяжение пружины ΔX , за счет чего увеличивается скорость сдвига верхнего блока V , а с ее увеличением растут упругие напряжения σ_{el} и сила трения F . Блок при этом перемещается на расстояние X , также увеличивающееся со временем. На рис. 9 подробно видно, что при выполнении условия $V > V_{c0}$ смазка плавится, а напряжения релаксируют до нуля, что приводит к уменьшению полной силы трения и возрастанию скорости сдвига V . Поскольку при этом трущийся блок движется намного быстрее правого конца пружины, натяжение ΔX уменьшается, а вместе с ним и упругая сила, за счет которой осуществляется движение. С ростом скорости V в расплавленном состоянии также растет сила трения. Когда сила трения F и скорость V достигают своих максимальных значений, натяжение пружины становится настолько малым, что величины V и F начинают уменьшаться. Однако после этого некоторое время сохраняется условие $V > V_0$, поэтому ΔX продолжает уменьшение. За счет этого и наступает момент $V < V_{c0}$, в который смазка затвердевает. Затвердеванию отвечает пикообразное увеличение

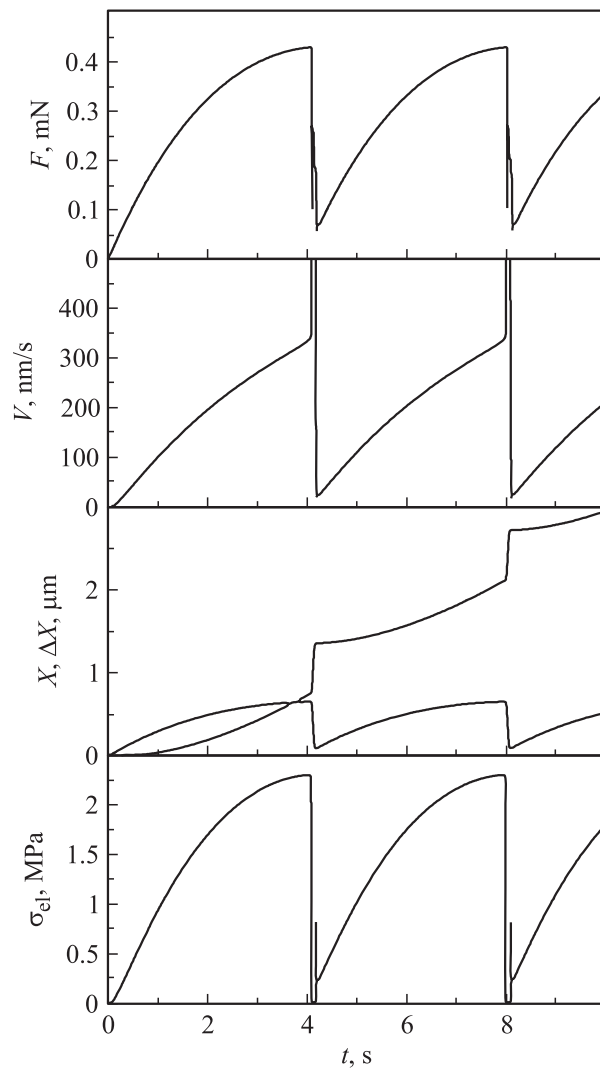


Рис. 8. Кинетические зависимости исследуемых величин при параметрах рис. 7, за исключением $A = 0.15 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$, $k = 0.8 \cdot 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{s}^{1/3}$, $K = 650 \text{ N/m}$, $V_0 = 350 \text{ nm/s}$.

силы трения F (см. вставку на верхней панели рис. 9), поскольку в смазке появляются упругие напряжения (см. вставку на нижней панели рис. 9). На вставке на зависимости $V(t)$ видно, что после затвердевания уменьшается скорость V . Происходит такое резкое снижение скорости, поскольку за время проскальзывания ΔX значительно уменьшается, и упругая сила $K\Delta X$ становится не в состоянии поддерживать движение с большой скоростью. Поскольку теперь смазка твердоподобна, а V мало, пружина снова натягивается пока не наступает критическая скорость, при которой смазка плавится. Указанный процесс периодичен во времени. Для выполнения условия затвердевания $V < V_{c0}$ после плавления необходимо обеспечение малого значения силы трения в жидкоподобном состоянии смазки, чтобы трущийся блок за время проскальзывания успел переместиться на большое расстояние и натяжение пружины значительно ослабло. Поэтому в параметрах рис. 8, 9 выбраны

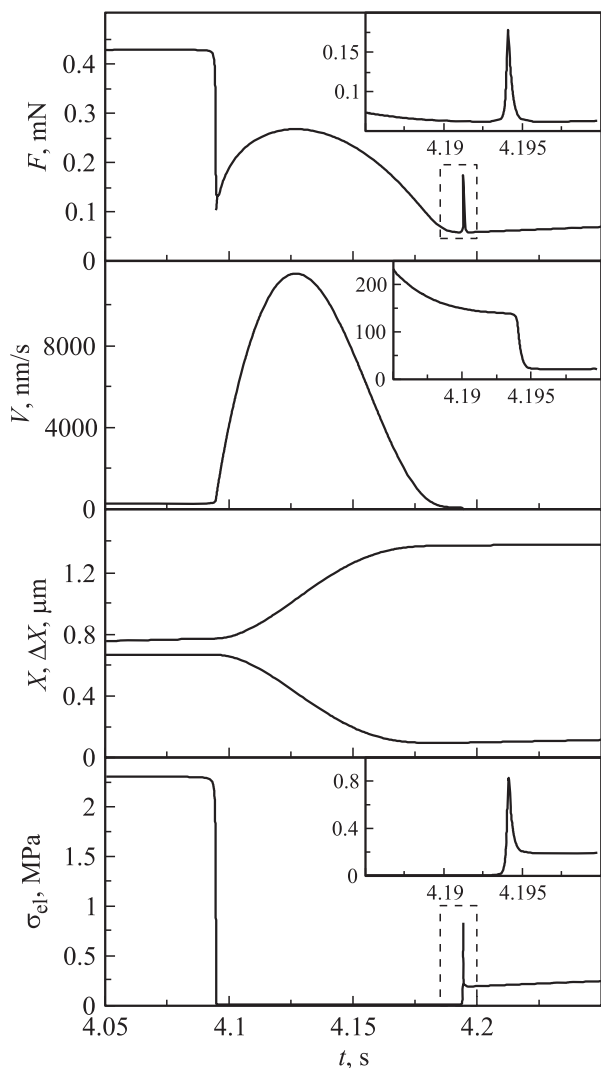


Рис. 9. Увеличенные фрагменты зависимостей, показанных на рис. 8. На вставках к рисункам показаны увеличенные области, обведенные штриховой линией. На зависимости $V(t)$ штриховая линия отсутствует, поскольку при данном масштабе плохо видна.

меньшие значения коэффициента k и площади соприкосновения поверхностей A по сравнению с параметрами рис. 7. В экспериментальных работах приводятся зависимости силы трения от времени, подобные показанным на верхней панели рис. 8, т.е. на них не виден переходной режим, подробно проиллюстрированный на рис. 9. Для экспериментального обнаружения такого переходного режима необходимо проводить эксперименты с большей точностью и малым интервалом измерения в области перехода.

На рис. 10 показаны зависимости силы трения от времени при фиксированной температуре, но с увеличением скорости V . Согласно зависимости, показанной на верхней панели, при повышении скорости частота stick-slip пиков увеличивается. Это происходит за счет того, что при высоких скоростях быстрее устанавли-

вается критическое значение упругих напряжений, при которых смазка плавится. Соответственно плавление наступает раньше, и за один и тот же промежуток времени система успевает совершить большее количество переходов плавление/затвердевание. Средняя панель рисунка построена при большей температуре смазочного материала. Здесь для всех выбранных скоростей смазка жидкоподобна, однако имеет твердоподобную структуру в состоянии покоя, поэтому вначале движения при $V_0 = V_{01}$ на зависимости наблюдается пик, подробно показанный на вставке. Эта увеличенная часть зависимости аналогична показанной на верхней панели рис. 9 с тем отличием, что отсутствует пик, соответствующий затвердеванию смазки, поскольку в рассматриваемом случае после плавления смазка остается жидкоподобной. Нижняя панель рис. 10 соответствует температуре, при которой смазка жидкоподобна уже в состоянии покоя, поэтому пик, отвечающий плавлению, здесь отсутствует.

Рис. 11 отвечает возрастанию температуры смазки T . Зависимость, приведенная на верхней панели, построена при скорости V_0 , при которой температура $T = T_1$ соответствует твердоподобной структуре смазки, т.е. при этом значении T в процессе движения смазка не плавится и прерывистое трение не реализуется. С дальнейшим повышением температуры устанавли-

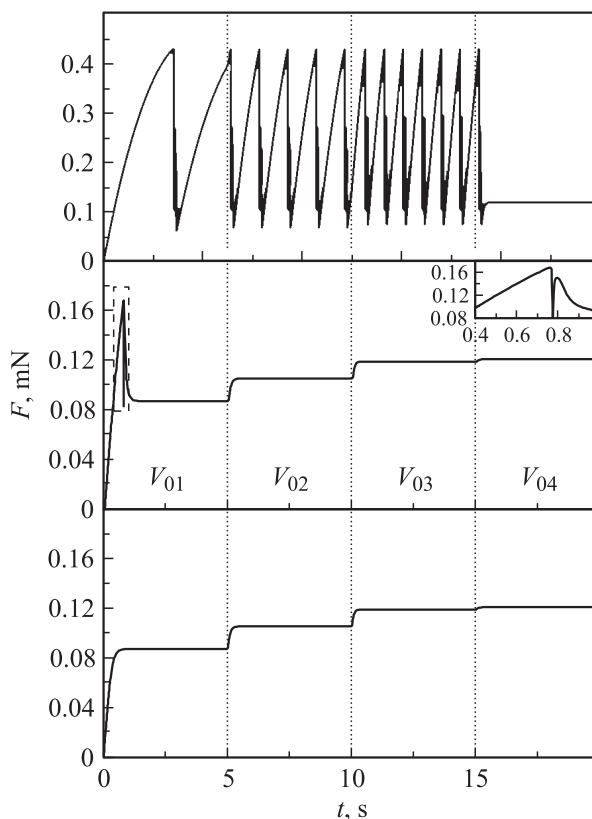


Рис. 10. Зависимости силы трения F (25) от времени t при параметрах рис. 8 и скоростях $V_{01} = 400$, $V_{02} = 700$, $V_{03} = 1000$, $V_{04} = 1050$ nm/s. Панели рисунка, расположенные сверху вниз, соответствуют температурам T , К: 260, 300, 310.

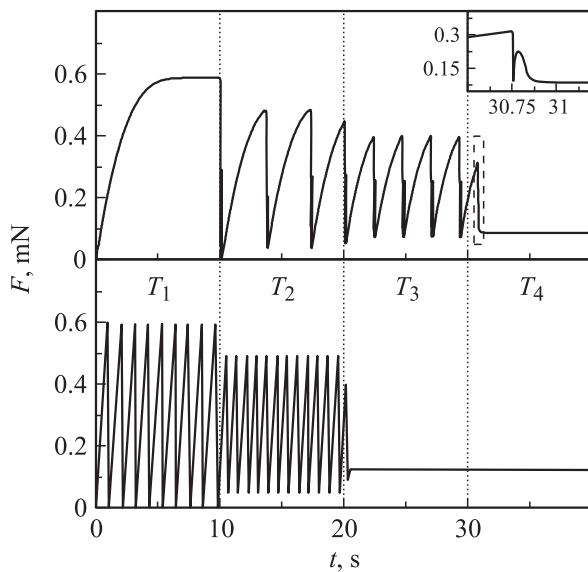


Рис. 11. Зависимости силы трения F (25) от времени t при параметрах рис. 8 и температурах $T_1 = 230$, $T_2 = 250$, $T_3 = 266$, $T_4 = 280$ К. Верхняя панель рисунка отвечает значению скорости $V_0 = 400$ nm/s, нижняя — $V_0 = 1100$ nm/s.

вается stick–slip режим, причем рост T способствует снижению амплитуды колебаний силы трения, а также увеличению частоты фазовых переходов. Нижняя панель рисунка построена при большем значении скорости V_0 . Здесь при $T = T_3$ и $T = T_4$ смазка жидкоподобна, поэтому наступает режим скольжения, характеризующийся постоянными значениями кинетической силы трения и скорости сдвига трущегося блока. Поскольку в рамках модели температура T после плавления не оказывает влияния на силу трения (25), при этих температурах F имеет одинаковое значение. Эксперименты с подобным исследованием влияния температуры нам неизвестны, поэтому зависимости, приведенные на рис. 11, являются прогнозирующими. С исследованием трибологической системы другого типа в рамках предложенной модели можно ознакомиться в [20].

Заключение

Исследовано поведение ультратонкой пленки смазки, зажатой между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями. Плавление и затвердевание смазочного материала представлено как фазовые переходы первого рода. Проведенное рассмотрение показывает, что в случае сдвига трущихся поверхностей с постоянной скоростью смазка плавится при превышении температурой либо упругими сдвиговыми напряжениями критического значения. Поскольку рассматривается фазовый переход первого рода, затвердевает она при меньших значениях указанных величин. Построена соответствующая фазовая диаграмма в координатах скорость сдвига–температура смазки. Рассмотрена кинетика системы в

рамках механического аналога простой трибологической системы. В зависимости от параметров возможна реализация трех случаев: либо смазка в процессе трения всегда твердоподобна, либо находится в жидкоподобном состоянии, либо реализуются периодические переходы плавления/затвердевание, приводящее к прерывистому характеру движения. На малых временах подробно рассмотрена область перехода при прерывистом трении и объяснена причина, приводящая к такому режиму. Проведено исследование влияния на прерывистый режим температуры смазки и скорости сдвига. Модель, представленная в настоящей работе, построена на основе ранее существующей теории, описывающей фазовый переход второго рода, и существенно расширяет ее выводы. Полученные результаты качественно совпадают с известными экспериментальными данными. Поскольку модель является количественной, она и ее модификации могут быть использованы для количественного описания конкретных экспериментов.

Список литературы

- [1] *Persson B.N.J.* Sliding friction. Physical principles and applications. NY: Springer-Verlag, 2000. 515 p.
- [2] *Yoshizawa H., Israelachvili J.* // J. Phys. Chem. 1993. Vol. 97. P. 11 300–11 313.
- [3] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A., Borisyuk V.N.* // Fluct. Noise Lett. 2010. Vol. 9. P. 19–35.
- [4] *Filippov A.E., Klafter J., Urbakh M.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 135 503(4).
- [5] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A.* // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 366. P. 165–173.
- [6] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 1. С. 27–33.
- [7] *Понов В.Л.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. С. 100–110.
- [8] *Khomenko A.V., Yushchenko O.V.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 036 110(6).
- [9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1995. 605 с.
- [10] *Ляшенко Я.А., Хоменко А.В., Метлов Л.С.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 8. С. 120–126.
- [11] *Lyashenko I.A., Khomenko A.V., Metlov L.S.* // Tribol. Int. 2011. Vol. 44. P. 476–482.
- [12] *Lemaître A., Carlson J.* // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P. 061 611.
- [13] *Lemaître A.* // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 195 503.
- [14] *Понов В.Л.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. С. 31–38.
- [15] *Luengo G., Israelachvili J., Granick S.* // Wear. 1996. Vol. 200. P. 328–335.
- [16] *Carlson J.M., Batista A.A.* // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53. P. 4153–4165.
- [17] *Israelachvili J.* // Surf. Sci. Rep. 1992. Vol. 14. P. 109–159.
- [18] *Demirel A.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1998. Vol. 109. P. 6889–6897.
- [19] *Reiter G., Demirel A.L., Peanasky J., Cai L.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1994. Vol. 101. P. 2606–2615.
- [20] *Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 125–132.