

01;05;11

Феноменологическая теория плавления тонкой пленки смазки между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями

© Я.А. Ляшенко,¹ А.В. Хоменко,¹ Л.С. Метлов²¹ Сумский государственный университет,
40007 Сумы, Украина² Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
83114 Донецк, Украина
e-mail: nabla04@ukr.net, khom@mss.sumdu.edu.ua, lsmet@fti.dn.ua

(Поступило в Редакцию 8 декабря 2009 г.)

Построена термодинамическая модель плавления ультратонкой пленки смазки, зажатой между двумя атомарно-гладкими твердыми поверхностями. Для описания состояния смазки введен параметр избыточного объема, возникающий за счет хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. Этот параметр растет с увеличением общей внутренней энергии при плавлении. Описано термодинамическое и сдвиговое плавление. Проанализирована зависимость силы трения от температуры смазки и скорости сдвига трущихся поверхностей. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

Введение

В последние годы широко исследуется режим граничного трения, возникающий при толщине смазочного материала менее чем в 10 атомарных слоев [1]. Эксперименты показывают, что тонкий слой смазки проявляет аномальные свойства по сравнению с объемными смазками [2]. В частности, наблюдается присущее сухому трению прерывистое движение (stick-slip) [2,3]. Такой режим объясняется как затвердевание, обусловленное сжатием трущихся поверхностей и последующее скачкообразное плавление при превышении сдвиговыми напряжениями предела текучести („сдвиговое плавление“).

Существует несколько феноменологических моделей, позволяющих частично объяснить экспериментально наблюдаемые результаты: термодинамическая [4], механистические [5–7] и синергетическая [8]. Также проводятся исследования с помощью методов молекулярной динамики [9]. Оказывается, что смазка может обеспечивать несколько кинетических режимов, между которыми в процессе трения происходят переходы, приводящие к прерывистому трению [2]. В работе [6] найдены три режима трения: режим скольжения, соответствующий малым скоростям сдвига, регулярный прерывистый режим и режим скольжения при больших скоростях сдвига. Существование этих режимов подтверждают многочисленные эксперименты [1–3,10].

В работе [8] в рамках модели Лоренца для аппроксимации вязкоупругой среды развит подход, согласно которому переход ультратонкой пленки смазки из твердopodobного в жидкоподобное состояние происходит в результате термодинамического и сдвигового плавления. Проведено описание этих процессов, происходящих в результате самоорганизации полей сдвиговых напряжений и деформации, а также температуры смазки с учетом аддитивных шумов указанных величин [11,12] и коррелированных флуктуаций температуры [13]. Причи-

ны скачкообразного плавления и гистерезиса, которые наблюдались в экспериментах [14–16], рассмотрены в работах [17,18]. Здесь же определены условия реализации данных особенностей при учете деформационного дефекта модуля сдвига.

Недостатком указанной модели является то, что она не учитывает нагрузки, приложенной к поверхности трения, и при получении основных уравнений применен ряд приближений [8]. В данной работе предложена теория, основанная на разложении свободной энергии системы по степеням параметра f , представляющего избыточный объем, возникающий в результате формирования дефектной структуры в смазке при ее плавлении. Стоит отметить, что даже в жидкоподобном состоянии смазка характеризуется ненулевым значением модуля сдвига, и в ней присутствуют упругие напряжения. Жидкоподобное состояние интерпретируется как участок пластического течения на диаграмме нагружения и характеризуется наличием в смазке дефектов [4].

Ранее указанный подход был применен для описания процессов интенсивной пластической деформации (ИПД) [19–23]. Процессы ИПД и процессы, протекающие в ультратонкой смазке, имеют много общего, что позволяет выдвинуть предположение о правомерности применения такой техники в обоих случаях.

Основные уравнения

При плавлении смазки толщиной менее 10 молекулярных слоев стационарные состояния, в которых она находится, не являются истинными термодинамическими фазами, а представляют кинетические режимы трения, поэтому их может быть несколько [2]. При этом говорят не о твердой и жидкой, а о твердоподобной и жидкоподобной фазах. О плавлении таких смазок судят по увеличению их объема [9] и коэффициента диффузии [9,24,25]. Поскольку экспериментально наблюдаемой

величиной из этих двух является объем, для описания состояния смазки введем параметр f , который имеет физический смысл избыточного объема, возникающего за счет хаотизации структуры твердого тела в процессе плавления. С ростом параметра f растет плотность дефектов в смазке, и за счет их транспорта под действием приложенных напряжений она переходит в кинетический режим пластического течения (жидкоподобная фаза). В отличие от параметра порядка, обычно применяемого для описания процессов перехода „твердое тело–жидкость“, этот параметр растет с увеличением общей внутренней энергии при таком переходе.

Запишем разложение для плотности свободной энергии с учетом вкладов от упругих компонент сдвиговых деформаций ε_{ij}^e и энтропии s в виде

$$\Phi = \Phi_0^* + \frac{1}{2} \lambda (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \mu (\varepsilon_{ij}^e)^2 - \alpha s^2 + \frac{c}{2} (\nabla f)^2 - \varphi_0 f + \frac{1}{2} \varphi_1 f^2 - \frac{1}{3} \varphi_2 f^3 + \frac{1}{4} \varphi_3 f^4, \quad (1)$$

где Φ_0^* , λ , μ , α , c , φ_0 , φ_1 , φ_2 , φ_3 — константы разложения. Причем, в свою очередь, имеем

$$\varphi_0 = \varphi_0^* + \frac{1}{2} \bar{\lambda} (\varepsilon_{ii}^e)^2 + \bar{\mu} (\varepsilon_{ij}^e)^2 + \alpha_\varphi s. \quad (2)$$

Упругие напряжения учитываются с точностью до квадратичных вкладов через первые два инварианта тензора деформаций ε_{ii}^e , $(\varepsilon_{ij}^e)^2 = \varepsilon_{ij}^e \varepsilon_{ji}^e$, где по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. При этом первый инвариант представляет след тензора деформаций $\varepsilon_{ii}^e = \varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e$, а второй определяется выражением [26]

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2 \equiv (\varepsilon_{ii}^e)^2 - 2I_2 = (\varepsilon_1^e + \varepsilon_2^e + \varepsilon_3^e)^2 - 2(\varepsilon_1^e \varepsilon_2^e + \varepsilon_1^e \varepsilon_3^e + \varepsilon_2^e \varepsilon_3^e) = (\varepsilon_1^e)^2 + (\varepsilon_2^e)^2 + (\varepsilon_3^e)^2. \quad (3)$$

Запишем эволюционное уравнение для неравновесного параметра f в виде уравнения Ландау–Халатникова

$$\tau_f \dot{f} = -\frac{\partial \Phi}{\partial f}, \quad (4)$$

где введено время релаксации τ_f . В явном виде оно запишется как

$$\tau_f \frac{\partial f}{\partial t} = -c \nabla^2 f + \varphi_0 - \varphi_1 f + \varphi_2 f^2 - \varphi_3 f^3. \quad (5)$$

Температура смазки определяется через свободную энергию системы

$$T \equiv -\frac{\partial \Phi}{\partial s} = 2\alpha s + \alpha_\varphi f. \quad (6)$$

Таким образом, энтропия является функцией температуры и избыточного объема. При этом свободная энергия (1) также является функцией температуры и объема.

Для описания процессов теплообмена смазки с окружающей средой введем температуру поверхностей трения T_e [8]. В случае неоднородного нагрева среды уравнение теплопроводности представляет собой обычное уравнение непрерывности [27]

$$T \frac{\partial s}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T, \quad (7)$$

где коэффициент теплопроводности κ полагается постоянным. Для нормальной составляющей ∇_z^2 с приемлемой точностью можно использовать приближение

$$\kappa \nabla_z^2 T \approx \frac{\kappa}{h^2} (T_e - T),$$

где h — толщина смазки. С учетом этого уравнение (7) запишется в более простом виде

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\kappa}{h^2} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) + \frac{\kappa}{T} \nabla_{xy}^2 T, \quad (8)$$

где величина h^2/κ играет роль времени релаксации, в течение которого происходит выравнивание температур по толщине смазки за счет теплопроводности.

Согласно (1), упругие напряжения определяются как

$$\sigma_{ij}^e \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon_{ij}^e} = \lambda \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}^e - (\bar{\lambda} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} + 2\bar{\mu} \varepsilon_{ij}^e) f. \quad (9)$$

Выражение (9) можно представить в виде эффективного закона Гука

$$\sigma_{ij}^e = 2\mu_{\text{eff}} \varepsilon_{ij}^e + \lambda_{\text{eff}} \varepsilon_{ii}^e \delta_{ij} \quad (10)$$

с эффективными упругими параметрами

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \bar{\mu} f, \quad (11)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda - \bar{\lambda} f, \quad (12)$$

которые уменьшаются с плавлением при возрастании параметра f . Первый и второй инварианты определяются стандартным образом:

$$\varepsilon_{ii}^e = \frac{n}{\lambda_{\text{eff}} + \mu_{\text{eff}}}, \quad (13)$$

$$(\varepsilon_{ij}^e)^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\tau}{\mu_{\text{eff}}} \right)^2 + (\varepsilon_{ii}^e)^2 \right], \quad (14)$$

где n , τ — нормальная и касательная компоненты напряжений, действующих на смазку со стороны трущихся поверхностей.¹ Соотношения (13) и (14) представляют обычную связь между компонентами тензоров и их инвариантами линейной теории упругости [26]. Воспользуемся дебаевским приближением, связывающим упругую деформацию ε_{ij}^e с пластической ε_{ij}^{pl} [4]:

$$\varepsilon_{ij}^{pl} = \frac{\varepsilon_{ij}^e}{\tau_e}, \quad (15)$$

¹ Сдвиговое напряжение τ определяется из выражения (10) при $i \neq j$, т.е. $\delta_{ij} = 0$.

где τ_ε — максвелловское время релаксации внутренних напряжений. Полная деформация в слое определится как

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^{pl}. \quad (16)$$

Эта деформация задает скорость движения верхнего блока V_{ij} , согласно связи [28]

$$V_{ij} = h\dot{\varepsilon}_{ij} \equiv h(\dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^{pl}). \quad (17)$$

Из трех последних соотношений следует выражение для упругой компоненты сдвиговой деформации:

$$\tau_\varepsilon \dot{\varepsilon}_{ij}^e = -\varepsilon_{ij}^e + \frac{V_{ij}\tau_\varepsilon}{h}. \quad (18)$$

Решение уравнения имеет вид

$$\varepsilon_{ij}^e = \left[\varepsilon_{ij}^0 - \frac{V_{ij}\tau_\varepsilon}{h} \right] \exp\left\{ -\frac{t}{\tau_\varepsilon} \right\} + \frac{V_{ij}\tau_\varepsilon}{h}, \quad (19)$$

где ε_{ij}^0 — начальное значение тензора ε_{ij}^e .

Далее, в рамках настоящей работы, для простоты рассматривается однородная система, и в соотношениях (1), (5), (8) полагается $\nabla \equiv 0$.

Термодинамическое и сдвиговое плавление

Система кинетических уравнений (5), (8) с учетом определений (2), (6), (10)–(14), (19) является замкнутой и может быть использована для получения графических зависимостей исследуемых величин. В данном разделе рассмотрим стационарные состояния. Согласно уравнениям (8) и (18), (19), с течением времени устанавливаются стационарные значения температуры смазки и упругой компоненты сдвиговой деформации

$$T_0 = T_e, \quad \varepsilon_{ij0}^e = \frac{V_{ij}\tau_\varepsilon}{h}. \quad (20)$$

Для нахождения стационарных состояний всех величин необходимо численно решить эволюционное уравнение (5), используя (2), (10)–(14) и определяя текущую энтропию из (6) при $T = T_e$, а значение деформации из (20).

В экспериментах часто в качестве поверхностей трения используются атомарно-гладкие поверхности слюды, а в роли смазки сферические молекулы октаметилциклотетрасилоксана (ОМЦТС) и линейные цепные молекулы тетрадекана либо гексадекана [2,16]. Указанные эксперименты проводятся при следующих условиях: толщина смазки $h \approx 10^{-9}$ м, площадь контакта $A \approx 3 \cdot 10^{-9}$ м², нагрузка на верхнюю поверхность трения $L = (2-60) \cdot 10^{-3}$ Н, что соответствует нормальным напряжениям $n = -L/A = -(6.67-200) \cdot 10^5$ Па. Сила трения при этом составляет $F \approx (2-40) \cdot 10^{-3}$ Н. В рамках указанных экспериментальных работ найдено, что смазка плавится при превышении температурой

критического значения $T_e > T_{c0} \approx 300$ К либо при скорости сдвига $V > V_c \approx 400$ nm/s. Эти значения могут изменяться в зависимости от используемой смазки и геометрии эксперимента.

В рассматриваемой модели в соответствии с экспериментальными данными выбираются следующие значения констант теории:

$$\Phi_0^* = 20 \text{ J/m}^3, \quad \lambda = 2 \cdot 10^{11} \text{ Pa}, \quad \bar{\lambda} = 10^8 \text{ Pa},$$

$$\mu = 4.1 \cdot 10^{11} \text{ Pa}, \quad \bar{\mu} = 4 \cdot 10^{11} \text{ Pa}, \quad \varphi_0^* = 5 \text{ J/m}^3,$$

$$\varphi_1 = 1100 \text{ J/m}^3, \quad \varphi_2 = 2700 \text{ J/m}^3, \quad \varphi_3 = 2070 \text{ J/m}^3,$$

$$\alpha = 0.055 \text{ K}^2 \cdot \text{m}^3/\text{J}, \quad \alpha_\varphi = 0.05 \text{ K}, \quad h = 10^{-9} \text{ m},$$

$$\tau_f = 1 \text{ Pa} \cdot \text{s}, \quad \tau_\varepsilon = 10^{-8} \text{ s}, \quad n = -7 \cdot 10^5 \text{ Pa}.$$

Отметим, что время релаксации избыточного объема τ_f имеет размерность вязкости. Фактически это означает, что с ростом эффективной вязкости смазки время установления стационарного режима трения увеличивается.

Зависимость стационарного значения избыточного объема f от температуры поверхностей трения T_e при различных значениях скорости сдвига V_{ij} приведена на рис. 1, а. Рассмотрим кривую 1 на рисунке. Она соответствует нулевой скорости сдвига, сдвиговые напряжения и деформации при этом равны нулю. При повышении температуры избыточный объем монотонно возрастает, затем его значение при $T_e = T_{c0}$ скачкообразно увеличивается и смазка плавится. С дальнейшим понижением температуры она затвердевает при меньшем значении $T_e = T_c^0$. При этом зависимость имеет гистерезисный характер, что соответствует фазовым переходам первого рода. Согласно рис. 1, а, с повышением скорости сдвига смазка плавится при меньшем значении температуры. При скорости выше некоторого критического значения смазка вне зависимости от температуры всегда жидкоподобна (кривая 4), что означает реализацию одного минимума на зависимости $\Phi(f)$ при больших значениях f .

На рис. 2, а приведена зависимость свободной энергии Φ от избыточного объема f при параметрах кривой 1 на рис. 1, а. При малых температурах (верхняя кривая) реализуется один минимум потенциала, который соответствует стационарному состоянию с малым значением f (твердоподобная смазка). При повышении температуры (средняя кривая) появляется второй минимум, однако система не может перейти в соответствующее ему состояние, так как минимумы разделены максимумом. При дальнейшем увеличении T_e разграничивающий максимум исчезает и смазка резко по механизму фазового превращения первого рода переходит в состояние, соответствующее единственному минимуму при большом значении f , т.е. плавится. Если теперь понижать температуру, то при появлении первого минимума система снова не сможет резко перейти в соответствующее состояние из-за наличия разграничивающего максимума. С его исчезновением при $T_e = T_c^0$ смазка скачкообразно

затвердеет. Свободная энергия на рис. 2 вычисляется следующим образом: сначала рассчитываются параметры в стационарном состоянии (энтропия, первый и второй инварианты и т.д.), затем они используются для расчета, согласно формуле (1), где независимой переменной полагается только f . Причем после нахождения стационарных состояний в выражении (1) не учитывается слагаемое αs^2 , поскольку оно не влияет на формулу кривой $\Phi(f)$, однако при повышении температуры сильно опускает ее вниз, что не позволяет разместить все три зависимости на одном графике.

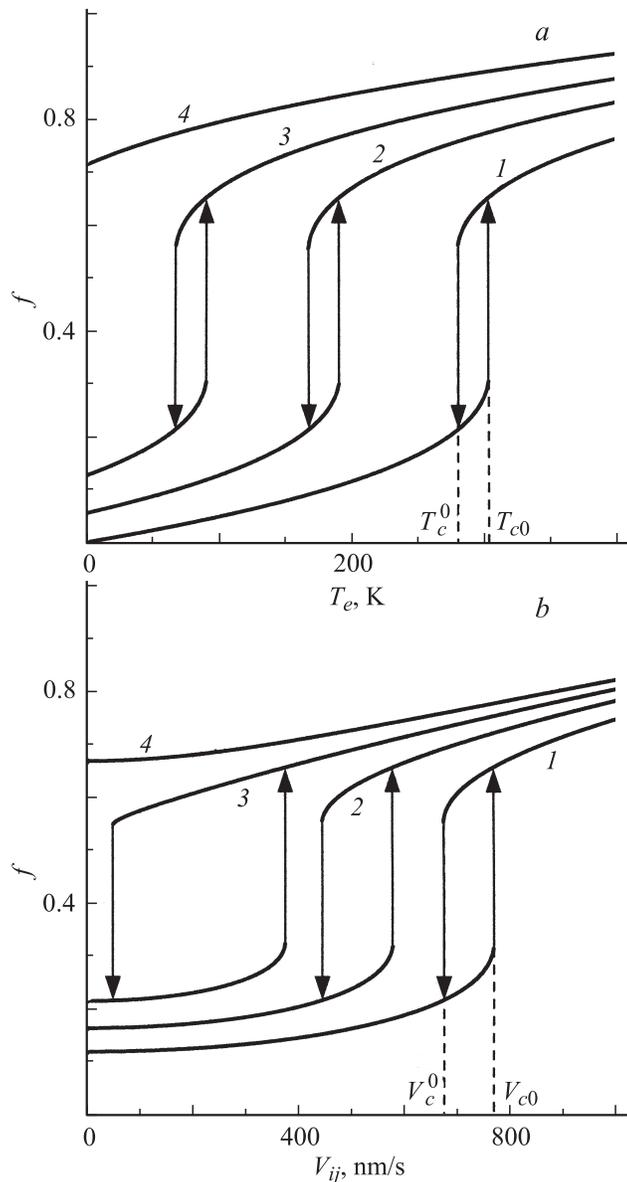


Рис. 1. Зависимость стационарных значений избыточного объема f от температуры поверхностей трения T_e (К) и скорости сдвига V_{ij} (nm/s): *a* — кривые 1–4 соответствуют фиксированным значениям скорости сдвига V_{ij} , nm/s: 1 — 0, 2 — 800, 3 — 1100, 4 — 1400. *b* — кривые 1–4 построены при фиксированных значениях температуры поверхностей трения T_e , К: 1 — 200, 2 — 245, 3 — 279, 4 — 310.

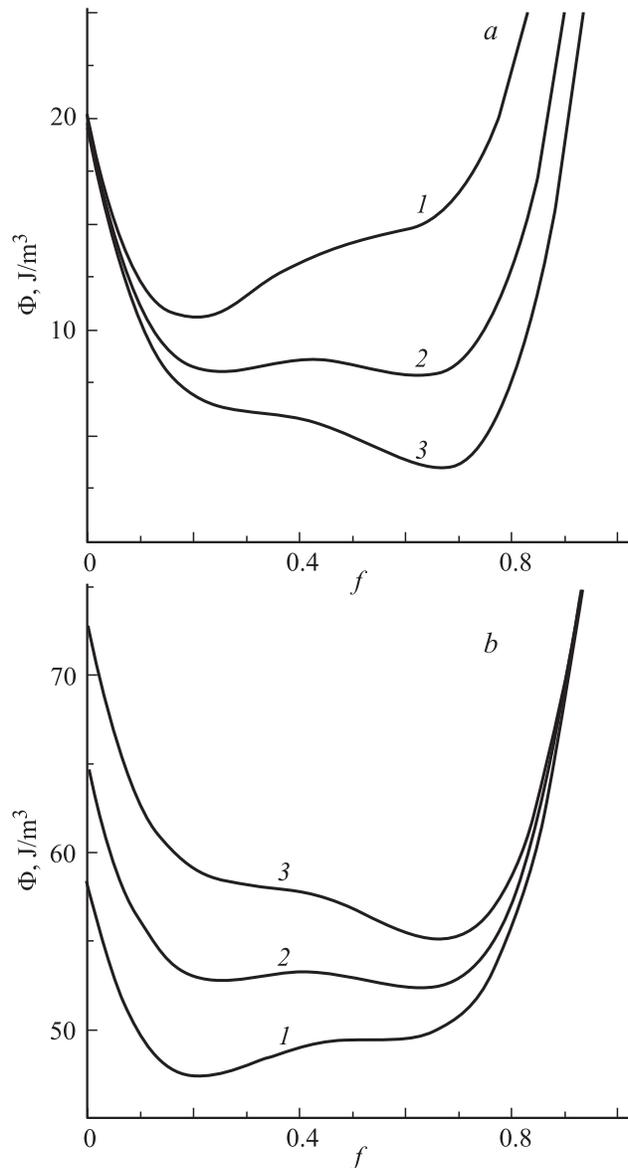


Рис. 2. Зависимость плотности свободной энергии Φ (J/m^3), рассчитанной по формуле (1), от избыточного объема f . *a* — скорость сдвига $V_{ij} = 0$, температура T_e , К: 1 — 270, 2 — 295, 3 — 310; *b* — температура $T_e = 200$ К, скорость сдвига V_{ij} , nm/s: 1 — 680, 2 — 740, 3 — 800.

На рис. 1, *b* показаны стационарные значения параметра f в зависимости от скорости сдвига при фиксированных температурах T_e . Согласно рисунку, при превышении скоростью критического значения V_{c0} происходит плавление смазки, а когда $V_{ij} < V_{c0}^0$, смазка затвердевает. Реализуется ситуация, схожая с поведением системы при повышении температуры (рис. 1, *a*), с тем отличием, что в случае сдвигового плавления с увеличением температуры поверхностей трения растет площадь фигуры, ограниченной гистерезисом. При этом возрастают потери энергии на гистерезис, пропорциональные его площади. С повышением температуры смазка плавится

при меньших скоростях сдвига. На рис. 2, *b* показан профиль свободной энергии при параметрах кривой 1 на рис. 1, *b*. Видно, что он аналогичен профилю энергии при плавлении смазки с повышением температуры. Таким образом, можно заключить, что сдвиговое и термодинамическое плавление является частью одного процесса и их нельзя рассматривать независимо.

На рис. 3, *a* приведена зависимость критической скорости плавления V_{c0} и затвердевания V_c^0 смазки от температуры T_e . Таким образом, выше кривой V_{c0} смазка жидкоподобна и реализуется режим жидкостного трения (SF), соответствующий наличию единственного минимума $\Phi(f)$ при больших f . Ниже кривой V_c^0 смазка твердоподобна, так как, согласно рис. 1, *b*, при

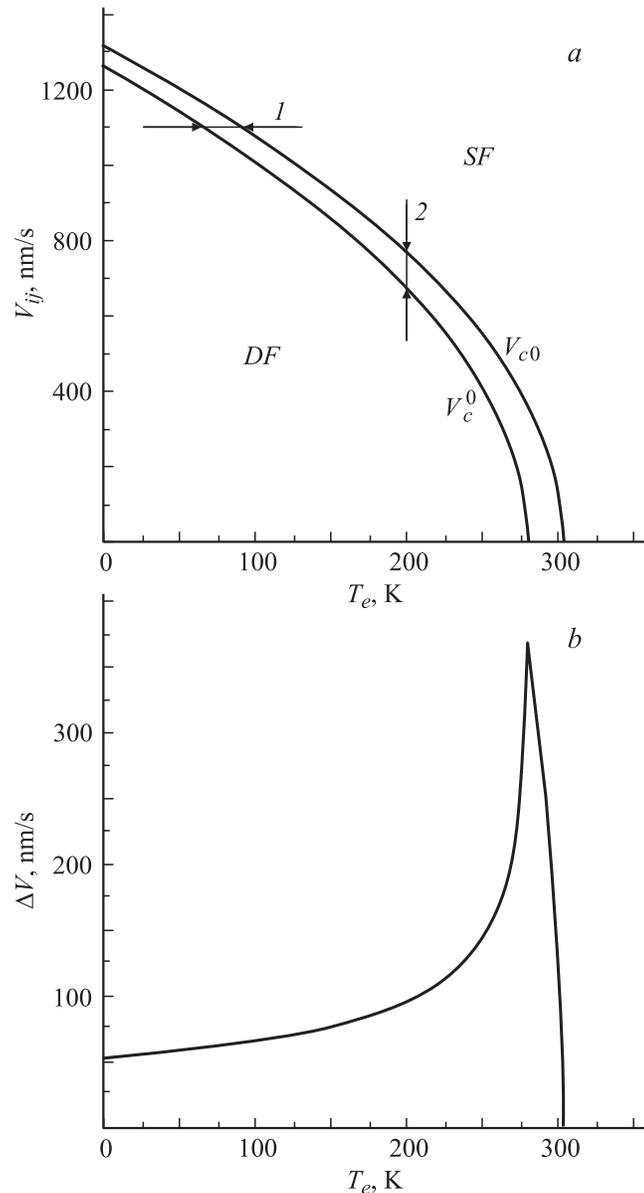


Рис. 3. *a* — фазовая диаграмма с областями жидкостного (SF) и сухого (DF) трения; *b* — зависимость ширины гистерезиса $\Delta V = V_{c0} - V_c^0$ (nm/s) от температуры T_e (K).

таких значениях существует единственный минимум свободной энергии при малых f . Между кривыми на рис. 3, *a* на зависимости $\Phi(f)$ реализуются два минимума, разделенные максимумом (область гистерезиса рис. 1, средняя кривая на рис. 2), т.е. состояние смазки является здесь неопределенным и зависит от начальных условий. Поскольку любая экспериментальная система является неоднородной, в этой области скорее будет существовать смесь из жидкоподобной и твердоподобной структур, однако для точного выяснения этого обстоятельства необходимо решить записанные выше уравнения в частных производных при $\nabla \neq 0$, а это выходит за рамки настоящей работы.

Согласно рис. 3, *a*, с ростом температуры обе критические скорости уменьшаются, пока не станут равными нулю и не наступит полное термодинамическое плавление. Отметим, что смазка плавится даже при нулевой температуре T_e , если скорость сдвига превышает критическое значение (граница области SF на оси ординат). Согласно указанному выше, рис. 3, *a*, представляет фазовую диаграмму с двумя стационарными режимами трения. Расстояние между кривыми на рисунке по горизонтали при $V_{ij} = \text{const}$ (отрезок 1) представляет ширину гистерезиса, который реализуется на рис. 1, *a* при постоянной скорости, а расстояние по вертикали при $T_e = \text{const}$ (отрезок 2) задает ширину гистерезиса при постоянной температуре (рис. 1, *b*). Из рис. 3, *a* следует, что ширина гистерезиса от температуры (отрезок 1) при изменении скорости остается практически постоянной, в то время как гистерезис от скорости (отрезок 2) при повышении температуры становится значительно шире по сравнению с малыми температурами. Этот факт отражен на рис. 1. Отметим, что рис. 3, *a* можно также интерпретировать как зависимость критических температур T_{c0} и T_c^0 от скорости сдвига V_{ij} .

На рис. 3, *b* приведена зависимость ширины гистерезиса, показанного на рис. 1, *b*, от температуры. Указанная зависимость получена при перемещении отрезка 2 на рис. 3, *a* вдоль оси T_e . Практически во всем диапазоне значений температуры ширина петли гистерезиса увеличивается. Ее резкое уменьшение до нуля обусловлено тем, что, согласно рис. 3, *a*, критическая скорость V_c^0 принимает нулевое значение при меньших температурах, чем V_{c0} , после этого момента V_c^0 следует полагать равной нулю. Таким образом, пик на рис. 3, *b* соответствует температуре, при которой скорость V_c^0 обращается в нуль. При такой температуре в случае плавления смазка уже не может затвердеть за счет понижения скорости (согласно рис. 3, *a*, при $V_c^0 = 0$ система не может попасть в область DF , однако она может изначально находиться в промежуточной области и при этом быть твердоподобной до значения скорости $V_{ij} < V_{c0}$). Значение температуры на рис. 3, *b*, при котором ширина гистерезиса становится нулевой, отвечает ситуации, когда смазка жидкоподобна при любых скоростях сдвига (согласно рис. 3, *a*, система в этом случае всегда находится в области жидкостного трения SF).

Расчет зависимости ширины гистерезиса по температуре $\Delta T_e = T_{c0} - T_c^0$ от скорости V_{ij} показывает, что она остается постоянной при всех скоростях и $\Delta T_e \approx 25$ К, однако за исключением скоростей, при которых температура T_c^0 равна нулю. Здесь, как и в случае, показанном на рис. 3, *b*, ширина гистерезиса с повышением скорости монотонно обращается в нуль (см. рис. 3, *a*).

Сила трения

В экспериментальных работах часто приводятся зависимости силы трения от скорости сдвига, толщины слоев смазок, нормального давления [1–3, 14–16]. В этом разделе проанализируем влияние на силу трения температуры смазки и скорости сдвига.

В смазке помимо упругих σ_{ij}^e возникают вязкие σ_{ij}^{visc} напряжения. Полное напряжение в слое является суммой этих двух вкладов

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^e + \sigma_{ij}^{visc}. \quad (21)$$

Полная сила трения определяется стандартным образом:

$$F_{ij} = \sigma_{ij} A, \quad (22)$$

где A — площадь контактирующих поверхностей. Вязкие напряжения в слое даются формулой [28]

$$\sigma_{ij}^{visc} = \frac{\eta_{eff} V_{ij}}{h}, \quad (23)$$

где η_{eff} — эффективная вязкость, которая находится только экспериментально, и в граничном режиме

$$\eta_{eff} \propto (\dot{\epsilon}_{ij})^\gamma, \quad (24)$$

причем для большинства систем $\gamma = 2/3$. С учетом (17), (24) выражение для вязких напряжений (23) запишется в виде

$$\sigma_{ij}^{visc} = \left(\frac{V_{ij}}{h} \right)^{\gamma+1}. \quad (25)$$

Окончательное выражение для силы трения получаем после подстановки (21) и (25) в (22):

$$F_{ij} = \left[\sigma_{ij}^e + \left(\frac{V_{ij}}{h} \right)^{\gamma+1} \right] A, \quad (26)$$

где σ_{ij}^e задается формулой (10) при $i \neq j$.

Зависимость (26) показана на рис. 4. Все кривые на рис. 4, *a* соответствуют параметрам кривых на рис. 1, *a*, кроме кривой 1. Это связано с тем, что на рис. 1, *a* первая кривая построена при нулевой скорости, а в состоянии покоя сила трения равна нулю. Кривые рис. 4, *b* все соответствуют параметрам кривых на рис. 1, *b*.

На рис. 4, *a* проиллюстрирован тот факт, что с повышением температуры сила трения уменьшается. Это происходит, поскольку с повышением температуры увеличивается значение параметра f , а с его ростом

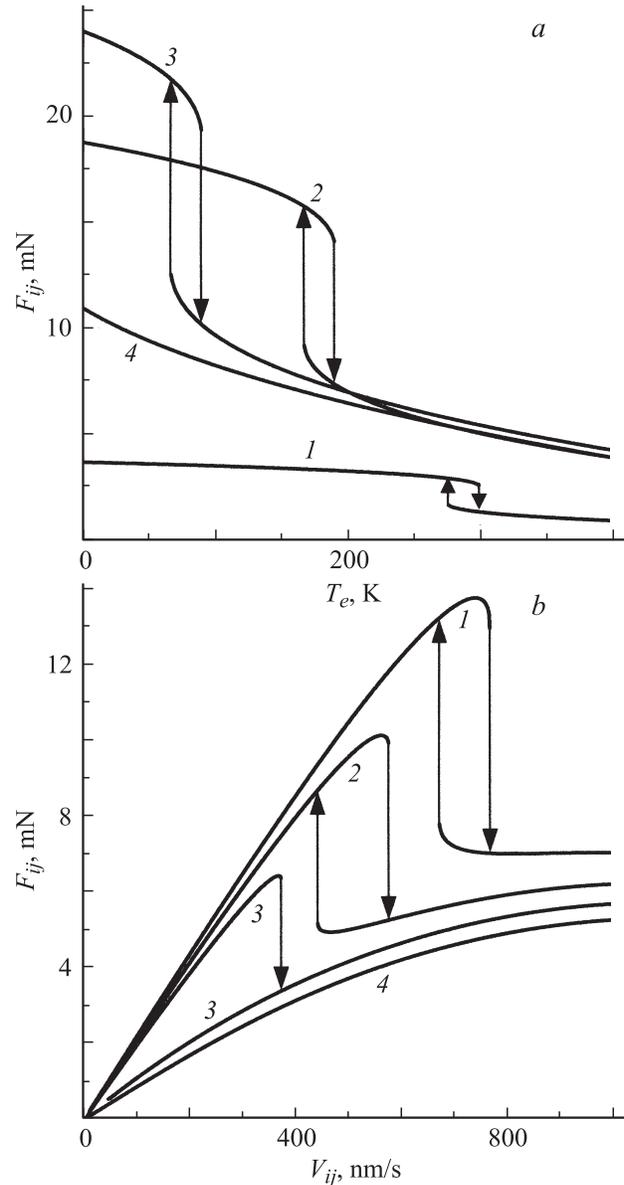


Рис. 4. Зависимость силы трения F_{ij} (mN) от скорости сдвига V_{ij} (nm/s) и температуры поверхностей трения T_e (K) при $\gamma = 2/3$ и площади контакта $A = 3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$: *a* — скорость сдвига V_{ij} , nm/s: 1 — 150, 2 — 800, 3 — 1100, 4 — 1400; *b* — температура T_e , K: 1 — 200, 2 — 245, 3 — 279, 4 — 310.

уменьшается эффективный модуль сдвига $2\mu_{eff}$ (11), что приводит к снижению значения упругой компоненты сдвиговых напряжений (10) и соответственно меньшему значению силы трения (26). На зависимостях наблюдается гистерезис, потому как при фазовом переходе модуль сдвига (11) изменяется скачкообразно. При параметрах кривой 4 смазка всегда жидкоподобна и сила трения уменьшается с температурой за счет уменьшения модуля сдвига (разжижения смазки).

На рис. 4, *b* демонстрируется несколько иное поведение. Здесь, согласно (26), при малых скоростях сдвига смазка твердоподобна и значение σ_{ij}^e велико,

реализуется сухое трение. Повышение скорости в режиме сухого трения приводит к росту обеих компонент силы трения (26), и она быстро увеличивается. При дальнейшем повышении скорости смазка плавится и упругие сдвиговые напряжения (10) существенно уменьшаются, что приводит к резкому снижению полной силы трения. С дальнейшим увеличением скорости значение F_{ij} возрастает за счет вязкой компоненты силы трения, растущей с повышением скорости. Согласно кривой 4, в жидкоподобном состоянии сила трения (26) растет за счет увеличения скорости. Для кривой 3 на рисунке не показан стрелкой обратный переход смазки к твердоподобному состоянию согласно гистерезису, чтобы не загромождать рисунок. Он осуществляется на обрыве нижней кривой 3 при малых скоростях сдвига. Отметим, что результаты, представленные на рис. 4, *b*, качественно совпадают с новой картой трения для граничного режима, полученной в работе [28] при обобщении экспериментальных данных.

Заключение

Предложенная теория позволяет описать эффекты, наблюдаемые при плавлении ультратонкой пленки смазки в режиме граничного трения. Рассмотрены как обычный случай термодинамического плавления за счет повышения температуры, так и сдвиговое плавление за счет разупорядочения под действием приложенных внешних напряжений. Показано, что эти два процесса связаны друг с другом и их нельзя рассматривать по отдельности. Например, при высокой температуре поверхностей трения сдвиговое плавление наступает при меньшем значении скорости сдвига (сдвиговых напряжений), а при еще большем увеличении температуры смазка плавится даже при нулевой скорости сдвига (наступает термодинамическое плавление).

Также рассмотрена зависимость силы трения от скорости сдвига и температуры. Таким образом, учтено влияние температуры и сдвигового плавления. Это основные факторы, исследуемые экспериментально. Поскольку модель является количественной, ее модификации могут использоваться для описания конкретных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (ДФФД) и Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) (грант Ф28/443–2009).

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. Chem. Phys. 1993. Vol. 97. P. 4128–4140; *Yoshizawa H., Israelachvili J.* // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 97. P. 11 300–11 313.

- [3] *Smith E.D., Robbins M.O., Cieplak M.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 8252–8260.
- [4] *Понов В.И.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. С. 100–110.
- [5] *Carlson J.M., Batista A.A.* // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54. P. 4153–4165.
- [6] *Filippov A.E., Klafter J., Urbakh M.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 135 503 (4).
- [7] *Tshiprut Z., Filippov A.E., Urbakh M.* // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 016 101 (4).
- [8] *Khomenko A.V., Yushchenko O.V.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 036 110 (6).
- [9] *Braun O.M., Naumovets A.G.* // Surf. Sci. Rep. 2006. Vol. 60. P. 79–158.
- [10] *Horn R.G., Smith D.T., Haller W.* // Chem. Phys. Lett. 1989. Vol. 162. P. 404–408.
- [11] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 17–25.
- [12] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 137–140.
- [13] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A.* // Fluctuation and Noise Letters. 2007. Vol. 7. P. L111–L133.
- [14] *Demirel A.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1998. Vol. 109. P. 6889–6897.
- [15] *Reiter G., Demirel A.L., Peanasky J., Cai L.L., Granick S.* // J. Chem. Phys. 1994. Vol. 101. P. 2606–2615.
- [16] *Israelachvili J.* // Surf. Sci. Rep. 1992. Vol. 14. P. 109–159.
- [17] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А.* // ФТТ. 2007. Т. 49. С. 886–890.
- [18] *Khomenko A.V., Lyashenko I.A.* // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 366. P. 165–173.
- [19] *Метлов Л.С.* // Деформация и разрушение материалов. 2007. № 2. С. 40–43.
- [20] *Метлов Л.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 1353–1357.
- [21] *Метлов Л.С.* // МФиНТ. 2007. Т. 29. С. 335–345.
- [22] *Метлов Л.С.* // Вестн. Донецкого ун-та. Сер. А. Естественные науки. 2006. № 1. С. 269–274.
- [23] *Хоменко А.В., Ляшенко Я.А., Метлов Л.С.* // МФиНТ. 2008. Т. 30. С. 859–872.
- [24] *Thompson P.A., Grest G.S., Robbins M.O.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. P. 3448–3451.
- [25] *Gee M.L., McGuiggan P.M., Israelachvili J.N., Homola A.M.* // J. Chem. Phys. 1990. Vol. 93. P. 1895–1906.
- [26] *Качанов Л.М.* Основы теории пластичности. М.: Наука, 1969. 420 с.
- [27] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости. М.: URSS, 2003. 264 с.
- [28] *Luengo G., Israelachvili J., Granick S.* // Wear. 1996. Vol. 200. P. 328–335.