

К ПОСТРОЕНИЮ МЕХАНОТЕРМОДИНАМИКИ

Сосновский¹⁾ Л.А., Щербаков²⁾ С.С.¹⁾ Белорусский государственный университет транспорта,²⁾ Белорусский государственный университет

Введение. В данной работе сделана попытка сформулировать *основные положения механотермодинамики* систем. Последовательность нашего анализа такова. Сначала мы вводим *представление о трибофатической энтропии*, порождаемой в механической системе, – подобно *термодинамической энтропии*, определяемой обменом энергией и веществом. Принципиальная разница этих представлений такова: если *термодинамическая энтропия* – это *характеристика рассеяния энергии*, то *трибофатическая энтропия* – *характеристика ее поглощения* и, следовательно, повреждения движущихся и деформируемых тел. Объединение этих представлений и позволяет построить общие контуры *механотермодинамики* – в терминах энтропии. Но, чтобы понять *эволюцию системы*, потребовалось установить *взаимосвязь движения, повреждения и информации*. Показано, что *движение порождает новую информацию* в системе, если *индекс ее повреждаемости ненулевой*; *информация оказывается положительной*, когда система *упрочняется*, и *отрицательной*, когда она *разупрочняется*. Это приводит к познанию *принципиальной особенности взаимодействия необратимых повреждений* (эффективных энергий, энтропии), порождаемых воздействиями разной природы (механические нагрузки, тепловые потоки и т. д.): оно обнаруживает *диалектический характер* (так называемые Λ -*взаимодействия*). Оказалось, что *повреждаемость* – *фундаментальное физическое свойство (и обязанность) механотермодинамической системы*, а Λ -*взаимодействия* определяют ее эволюцию по поврежденности с учетом многообразных и сложных процессов упрочнения-разупрочнения ($\Lambda \cong 1$).

В заключение сформулированы два начала механотермодинамики:

- (1) повреждаемость всего сущего – не имеет мыслимых границ;
- (2) потоки эффективной энергии (энтропии), обусловленные источниками разной природы, взаимодействуют между собой диалектически ($\Lambda \cong 1$).

Стремление к обобщению естественно для исследователя, ибо оно есть путь к познанию неизвестного. Поэтому далее *сделана попытка с новой точки зрения взглянуть на эволюцию любых систем*, в том числе и *Вселенной*.

Трибофатическая энтропия. Для описания состояния термодинамических систем используют функции

$$U = U(T, V, N_k) \quad \text{или} \quad S = S(T, V, N_k), \quad (1)$$

в которых температура T , объем V , число молей химических компонентов N_k – макроскопические переменные состояния.

В общем случае открытой системы изменение dU внутренней энергии U представляется [1] в виде

$$dU = dQ + dA + dU_{sub} = TdS - pdV + \sum_1^n \mu_k dN_k, \quad (2)$$

где dQ – количество тепла; dA – количество механической энергии; dU_{sub} – количество вещества, которым система обменялась с окружающей средой за

интервал времени dt ; p – давление; μ_k – химические потенциалы. Планк особо подчеркивал, что в формуле (2) dU есть бесконечно малая разность, тогда как dQ , dA , dU_{sub} – бесконечно малые количества.

Изменение энтропии, согласно (2),

$$dS = \frac{dU + pdV}{T} - \frac{1}{T} \sum_1^n \mu_k dN_k, \quad (3)$$

представляется как сумма ее изменения $d_e S \geq 0$, обусловленного обменом системы энергией и веществом с внешней средой, и изменения $d_i S \geq 0$, обусловленного необратимыми процессами внутри системы:

$$dS = d_e S + d_i S. \quad (4)$$

Таким образом, в термодинамике энтропия S – это мера необратимого рассеяния энергии [2], которая характеризует состояние системы с точки зрения ее внутренней упорядоченности, или структуры.

В уравнениях (2) и (3) не принимаются во внимание многие процессы, например, изменение внутренней энергии при повреждении движущихся и деформируемых твердых тел и силовых систем [3]. А обмен веществом рассматривается лишь в результате таких процессов, как диффузия и химические реакции, тогда как обмен веществом при поверхностном изнашивании и объемном (например, усталостном) разрушении не учитывается. Поэтому возникает задача об оценке изменения энтропии в связи с развитием многообразных явлений повреждаемости. Такие явления характерны для систем, содержащих движущиеся и деформируемые объекты.

Согласно обобщенным представлениям [3, 4], повреждение есть изменение состава, строения, структуры, размеров, формы, объема, сплошности, массы и, следовательно, соответствующих физико-химических, механических и других свойств объекта; в конечном счете, повреждение связывают с нарушением сплошности и целостности тела, вплоть до его разложения (например, на атомы) [4]. Таким образом, повреждаемость трактуется как фундаментальное свойство (и обязанность) движущихся и деформируемых систем [3, 4], а разрушение рассматривается как специфический тип повреждения – соответствующее нарушение их сплошности и целостности.

В трибофатике показано [3], что для силовых систем необратимая повреждаемость ω_Σ есть функция эффективных механической U_M^{eff} , тепловой U_T^{eff} и электрохимической U_{ch}^{eff} энергий, при этом различается механическая энергия, обусловленная изменением размеров тела (U_δ^{eff}), и механическая энергия, обусловленная изменением его формы (U_τ^{eff}):

$$\omega_\Sigma = \omega_\Sigma(U_\sigma^{eff}, U_\tau^{eff}, U_T^{eff}, U_{ch}^{eff}) = \omega_\Sigma(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, T_\Sigma, v_{ch}(m_v), \Lambda_{\sigma/p}, \Lambda_{T/M}) = \omega_\Sigma(U_\Sigma^{eff}). \quad (5)$$

Здесь Λ -функции характеризуют взаимодействие повреждений, обусловленных разными нагрузками (силовой и контактно-фрикционной – индекс σ/p ; тепловой и механической – индекс T/M).

В (5) принимаются известные связи энергии с соответствующими силовыми факторами (σ_{ij} и ε_{ij} – тензоры напряжений и деформаций, v_{ch} – скорость электрохимических процессов с учетом свойств (m_v) материала). Эффективной называют энергию, непосредственно расходуемую на образование и развитие необратимых повреждений, т. е. U^{eff} – это поглощенная часть энергии, подведенной к системе [3]. Методика ее определения изложена в работах [3, 4].

Там же можно найти и формулы для оценки ω_Σ в различных условиях работы силовых систем. Согласно (5), поврежденность ω_Σ является термомеханической функцией, поскольку учитывает как силовые факторы, так и температуру T_Σ , обусловленную всеми источниками тепла.

Как правило, необратимые повреждения образуются и накапливаются не во всем (геометрическом) объеме деформируемого твердого тела, а лишь в некоторой его конечной области с критическим состоянием; эту область называют опасным объемом. Модель тела с опасным объемом разработана в [5], а в работах [3, 6] дано ее обобщение применительно к силовым системам. Так называют всякую механическую систему, которая воспринимает и передает повторно-переменную рабочую нагрузку и в которой одновременно реализуется процесс трения в любых его проявлениях [3]. В таких системах в общем случае

$$U_\Sigma^{eff} = F_\Lambda (U_\sigma^{eff}, U_\tau^{eff}, U_T^{eff}, U_{ch}^{eff}).$$

Поскольку внутренние необратимые повреждения термомеханической природы возникают вследствие изменения эффективной энергии в опасном объеме $W_{P\gamma}$ системы, то

$$dU_\Sigma^{eff} = \gamma_1^{(w)} \omega_\Sigma dW_{P\gamma}, \quad (6)$$

где $\gamma_1^{(w)}$ – напряжение (давление), которое приводит к повреждению единичного опасного объема ($W_{P\gamma} = 1$).

И тогда, аналогично (2) – (4), можно ввести представление о трибофатической энтропии, изменение которой

$$(d_i S)_{TF} = \frac{\gamma_1^{(w)}}{T_\Sigma} \omega_\Sigma dW_{P\gamma}. \quad (7)$$

Таким образом, трибофатическая энтропия служит мерой необратимого поглощения энергии U_Σ^{eff} в опасном объеме $W_{P\gamma}$ силовой системы.

Теперь рассмотрим открытую термодинамическую систему, содержащую повреждаемое твердое тело; это – механотермодинамическая система. Изменение энтропии в такой системе, очевидно, определяется суммой (3) и (7)

$$(dS)_T + (d_i S)_{TF} = \frac{dU + \Delta p dV}{T} - \frac{1}{T} \sum_1^n \mu_k dN_k + \frac{\gamma_1^{(w)}}{T_\Sigma} \omega_\Sigma dW_{P\gamma} \quad (8)$$

термодинамической (индекс T) и трибофатической (индекс TF) энтропии.

Уравнение (8) механотермодинамического состояния принципиально отличается от уравнения (3) термодинамического состояния: первое допускает анализ любого состояния системы, в том числе A -, B -, C -, D - и E -состояний поврежденности, описанных в табл. 1 [4], так как в общем случае $0 \leq \omega_\Sigma \leq \infty$ [3, 4]. Следовательно, согласно (8), именно рост производства трибофатической энтропии (7), обусловленный термомеханическим состоянием системы, может привести ее и к разрушению, и к разложению; в термодинамическом уравнении (3) о подобных состояниях речи не идет. Проблема критических и закритических уровней энтропии, обусловленных повреждением и разрушением систем, пока не исследована [1].

Таблица 1

Характеристика состояний объектов

A -состояние	Неповрежденное	$\omega_\Sigma = 0 = \omega_0$	A -эволюция:
B -состояние	Поврежденные	$0 < \omega_\Sigma < 1$	



<i>C</i> -состояние	Критическое	$\omega_{\Sigma} = 1 = \omega_c$	характерные состояния системы
<i>D</i> -состояние	Закритические	$1 < \omega_{\Sigma}^* < \infty$	
<i>E</i> -состояние	Разложение	$\omega_{\Sigma} = \infty = \omega_{\infty}$	

Заметим, что в механике сплошной среды [8, 9] тензор напряжений разлагают на две части

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(c)} + \sigma_{ij}^{(d)},$$

где индекс (*c*) указывает тензор консервативных напряжений, а индекс (*d*) – тензор диссипативных напряжений.

И тогда, проведя соответствующий энергетический анализ, получают термомеханическую функцию

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{\rho T} \sigma_{ij}^{(d)} \dot{\epsilon}_{ij}, \quad (9)$$

где dq/dt – скорость притока тепла к среде на единицу массы; $\frac{1}{\rho} \sigma_{ij}^{(d)} \dot{\epsilon}_{ij}$ – скорость диссипации энергии в единице массы (ρ – плотность среды).

Уравнение (9) справедливо лишь для сплошной среды. Если сплошность деформируемого твердого тела нарушается, оно не может быть использовано, т. е. оно не способно описывать критические и закритические состояния системы, например, в соответствии с таблицей 1. В этом – принципиальное различие между уравнениями (9) и (8). Кроме того, если (7) рассматривать в обобщенном виде (9), то трибофатическая энтропия – тензор 2-го ранга, тогда как термомеханическая энтропия (9) – скаляр.

Таким образом, если принять во внимание, что внутреннее необратимое повреждение – фундаментальное свойство и обязанность движущейся и деформируемой системы, то нетрудно прийти к представлению о трибофатической энтропии (7), (9) как мере поглощения энергии, расходуемой на генерирование и развитие таких повреждений в механотермодинамической системе. В общем плане последняя определяется как открытая (термодинамическая) система, содержащая движущееся и деформируемое твердое тело. Характерная особенность механотермодинамической системы, в отличие от системы термодинамической, состоит в том, что в ней порождается как термодинамическая, так и трибофатическая энтропия.

Взаимосвязь движения, повреждения и информации. Выше, а также в работах [4, 6, 10] было показано, что процессы необратимого повреждения в механотермодинамической системе порождают трибофатическую энтропию. Это означает, что должна существовать связь между движением и повреждением – с одной стороны. С другой стороны, представляется очевидным, что повреждение движущейся системы изменяет ее информационное состояние. Следовательно, возникает общая задача о поиске взаимосвязи

$$Mot \Leftrightarrow Inf \Leftrightarrow Dam, \quad (10)$$

в которой *Mot* означает движение, *Inf* – информацию, а *Dam* – повреждение.

Будем конкретизировать задачу (10) последовательно.

Сначала найдем функцию взаимосвязи движения и информации, т. е.

$$Mot \Leftrightarrow Inf. \quad (11)$$

В общем случае функция преобразования движения имеет вид

$$\dot{X} = F(t, X, U), \quad (12)$$

где $U(t, X)$ – вектор-функция управления.

Дадим решение задачи (11) применительно к неуправляемым линейным динамическим системам. Для таких систем математическая модель (12) становится простейшей:

$$\dot{X} = BX, \quad (12a)$$

где матрица размерности $n \times n$

$$B = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & \dots & b_{1n} \\ b_{21} & b_{22} & \dots & b_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_{n1} & b_{n2} & \dots & b_{nn} \end{bmatrix},$$

и её трэнд

$$\text{tr } B = b_{11} + b_{22} + \dots + b_{nn}.$$

Для системы (12a) функционал преобразования информации О. Т. Вавилова приводится к следующему выражению [11]:

$$\log_2 P(0, X(0)) - \log_2 P(T, X(T)) = k \int_0^T \text{tr } B dt, \quad (13)$$

где $k = \ln 2$ – постоянная.

Если в (13) освободить момент времени T , т. е. положить $T = t$, то вместо (13) в рассмотрение можно ввести информационную функцию динамической системы

$$\Delta I = I_2 - I_1 = -k \cdot \text{tr } B \cdot t. \quad (14)$$

Здесь размерность B должна быть такой, чтобы ΔI определялось в единицах информации (битах).

Функция (14) и есть решение задачи (11): она характеризует преобразование информации в простейшей динамической системе (12a) при ее переходе из одного состояния в другое.

Теперь для того, чтобы конкретизировать (10), исследуем повреждаемость системы во времени. Будем считать, что основные типы кинетических процессов повреждения $\omega_{\Sigma t}$ объекта (твердого тела, силовой системы) можно описать простейшим степенным уравнением [3]

$$\omega_{\Sigma t} = \left[1 - \left(1 - \frac{t}{T_{\otimes}} \right)^h \right]^q, \quad (15)$$

где T_{\otimes} – ресурс (долговечность); $h \geq 1$, $q \geq 1$ – управляющие параметры. Если $h \geq 1$, $q = 1$, то преимущественными оказываются явления разупрочнения материала (выпуклая кривая на рис. 1), а при $q > 1$, $h = 1$ – напротив, явления упрочнения (вогнутая кривая на рис. 1). При $h = 1$, $q = 1$ система стабильна (пунктир на рис. 1). В общем же случае $h > 1$, $q > 1$ процессы ее упрочнения-разупрочнения определяются соотношением параметров h / q и описываются более сложными (S-образными) кривыми.

Для любого фиксированного момента времени $t / T_{\otimes} = \text{const}$ введем единую характеристику систем – индекс повреждаемости

$$\omega_j = \omega_{st} - \omega_{\Sigma t}, \quad (16)$$

где $\omega_{\Sigma t} = \omega_h$ либо $\omega_{\Sigma t} = \omega_q$ есть уровень повреждаемости реальной системы, а ω_{st} – соответствующий ему уровень повреждения некоей идеальной системы.

И тогда оказывается, что значения индекса повреждаемости (16) могут составлять три характерных класса: $\omega_j > 0$; $\omega_j < 0$ и $\omega_j = 0$ (см. рис. 1). Суммируя индекс повреждаемости, уравнение (14) можно продолжить так:

$$\Delta I(t) = -k \cdot tr B \cdot t = a_s \sum \omega_j(t), \quad (17)$$

где a_s – переходная функция. Её вид пока не установлен, а содержательный смысл состоит в том, что она преобразует повреждения (15) в информационную функцию (14) через посредство индекса (16).

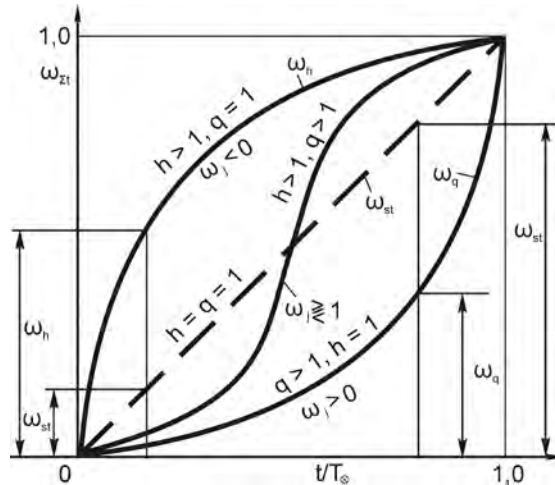


Рис. 1. Схемы возможных кинетических процессов необратимых повреждений

Это и есть решение задачи (10).

На рис. 2 и 3 дана графическая иллюстрация уравнений (17).

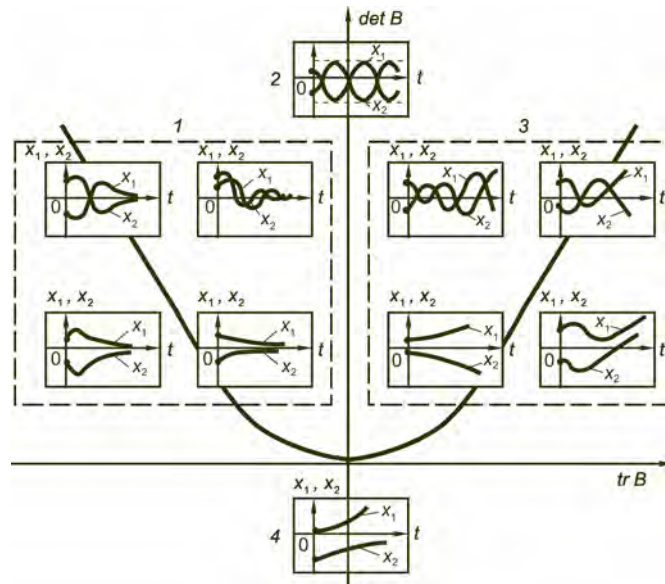


Рис. 2. Временные диаграммы динамической системы 2-го порядка:

- 1 – колебательные и асимптотически сходящиеся процессы,
- 2 – незатухающие колебательные процессы,
- 3 – колебательные и асимптотически расходящиеся процессы,
- 4 – неустойчивые процессы

На рис. 2 схематически представлены (в квадратных рамках) типичные графики движения системы (12a). Они построены в координатах x_1, x_2 во времени; стрелки указывают направления движения. Весь набор временных диаграмм (на рис. 2 их десять) размещен на общей плоскости, осью абсцисс для которой служит тренд матрицы B , а осью ординат – ее детерминант $\det B$. Нетрудно построить график функции $\det B = (tr B)^2$; это – парабола на рис. 2. И тогда временные диаграммы динамической системы 2-го порядка располагаются относительно данной параболы так, как показано на рис. 2. Видно, что обнаруживаются четыре группы (1, 2, 3, 4) диаграмм, каждая из которых размещается в характерной зоне плоскости, – в зависимости от соотношения и знаков $\det B$ и $tr B$.

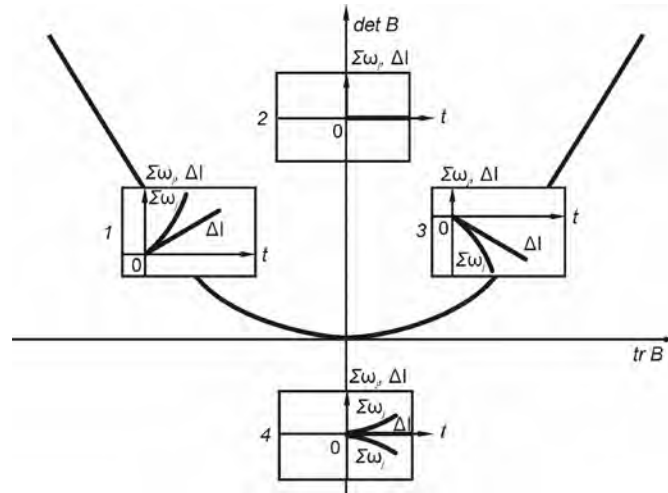


Рис. 3. Приращение информации и изменение индекса поврежденности при движении системы

Временным диаграммам (см. рис. 2) системы (12a) на рис. 3 поставлены в соответствие графики информационной функции $\Delta I(t)$ и функции накопления повреждаемости $\Sigma\omega_j(t)$. При этом на рис. 3 сохранены те же обозначения 1, 2, 3 и 4 соответствующих групп данных, что и на рис. 2.

Из совместного анализа данных, представленных на рис. 2 и 3, следуют три общих заключения.

Во-первых, левой ветви параболы, построенной в координатах $\det B - tr B$, соответствуют устойчивые динамические процессы, которые порождают положительную линейную информационную функцию вследствие развития нелинейного упрочнения объекта.

Во-вторых, правой ветви параболы, построенной в координатах $\det B - tr B$, соответствуют неустойчивые динамические процессы, которые порождают отрицательную линейную информационную функцию вследствие развития нелинейного разупрочнения объекта.

В-третьих, вершине параболы, построенной в координатах $\det B - tr B$, могут соответствовать принципиально различные состояния системы: а) незатухающие колебательные процессы (выше вершины параболы – на оси $\det B$) – новая информация здесь не порождается, поскольку индекс повреждаемости $\omega_j = 0$; б) неустойчивые процессы (ниже вершины параболы – на той же оси $\det B$), когда снова обнаруживается нулевая информационная функция, а индекс повреждаемости $\omega_j \geq 0$. Чтобы разобраться с этим противоречием, надо искать некие специфические особенности данной неустойчивости, которые

принципиально отличаются от неустойчивости колебательных и асимптотических расходящихся процессов.

Систематизируем основные имеющиеся в нашем распоряжении сведения о динамических системах 2-го порядка в табл. 2, учитывая, что для диссипативных систем дивергенция $\text{div } F(t, X, U) \neq 0$, а для консервативных $\text{div } F(t, X, U) = 0$.

Изучение табл. 2 позволяет ответить на поставленный выше вопрос: почему в результате некоего неустойчивого процесса не порождается никакой информации? Оказывается, потому, что речь идет о консервативной системе, для которой $\text{div } F(t, X, U) = 0$ и $\omega_j = 0$. Следовательно, движение не порождает информацию, если дивергенция, и, значит, повреждаемость системы нулевые. Другими словами: консервативная система не способна производить новую информацию.

Таким образом, на простейшем примере установлена взаимосвязь движения, информации и поврежденности (см. рис. 2, 3 и табл. 2). Её анализ позволяет прийти к следующим основным заключениям: движение порождает новую информацию в системе, если индекс ее повреждаемости – ненулевой; информация оказывается положительной, когда система упрочняется, и отрицательной, когда она разупрочняется.

Таблица 2

Взаимосвязь движения, информации, повреждаемости

Группа (см. рис. 1, 2)	Знаки		Процессы		Системы	Повреждаемость		Информационные функции
	$\det B$	$\text{tr } B$	временные	физические		процессы	индекс	
1	+	-	Сходящиеся (колебательные и асимптотические)	Необратимые	Диссипативные, $\text{div } F(\bullet) < 0$	Упрочнения	$\omega_j > 0$	Линейная положительная
2	+	0	Колебательные незатухающие	Обратимые	Консервативные, $\text{div } F(\bullet) = 0$	Стабильные	$\omega_j = 0$	Нулевая
3	+	+	Расходящиеся (колебательные и асимптотические)	Необратимые	Неконсервативные (диссипативные), $\text{div } F(\bullet) > 0$	Разупрочнения	$\omega_j < 0$	Линейная отрицательная
4	-	0	Неустойчивые	Необратимые	Консервативные, $\text{div } F(\bullet) = 0$	Стабильные с флуктуациями и упрочнения-разупрочнения	$\omega_j \geq 0$	Нулевая

Принципы механотермодинамики. Выше (а также в работах [4, 6, 12]) было установлено, что механотермодинамическое состояние системы в принципе может быть охарактеризовано суммарным изменением диссипированной и поглощенной частей энергии либо энтропии.

Укажем здесь на одну важную проблему. В работах [3, 13] показано, что повреждения, обусловленные нагрузками разной природы (например, тепловой и механической) не обнаруживают свойства аддитивности; напротив, они обладают способностью нелинейного взаимодействия. Результаты такого взаимодействия описываются функциями $\Lambda_{\sigma/p}$, $\Lambda_{T/M}$ (см. выражение (5)). В работах [6, 13] выполнена конкретизация Λ -функций для некоторых деформируемых систем.

Приведем экспериментальное подтверждение сказанному.

Было сравнительно изучено повреждение деформируемой системы при трении качения и при комплексном нагружении: трение качения + механическая усталость. Испытания в обоих случаях проводили при многоступенчатом повышении контактного давления p_0 в широком диапазоне его изменения (рис.4, ступени I, II, ..., XII). В процессе испытания системы вал/ролик измеряли сближение δ_c осей этой пары элементов в условиях трения качения (когда амплитуда циклических напряжений $\sigma_a = 0$) и в условиях контактно-механической усталости (при $\sigma_a = 0,8\sigma_{-1}$ и $\sigma_a = 1,0\sigma_{-1}$, где σ_{-1} – предел выносливости). Можно видеть (см. рис.4), что процесс накопления комплексных износоусталостных повреждений существенно замедляется по сравнению с процессом повреждения при трении качения, при этом диапазон нормального трения по контактному давлению увеличивается примерно на 14 %. На основе этих экспериментальных данных поясним различие между процессами суммирования и взаимодействия повреждений.

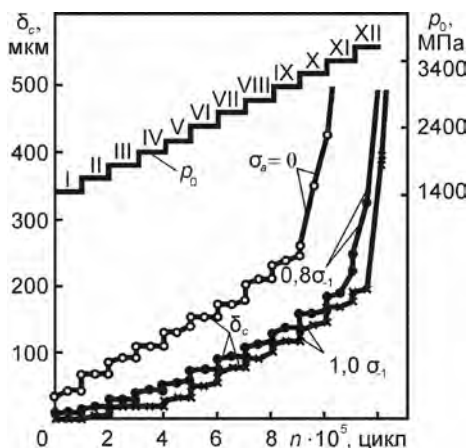


Рис. 4. Результаты испытаний

Пусть за время t_1 повреждения от контактной (ω_p) и внеконтактной (ω_σ) нагрузок накапливаются так, как это показано на рис.5, а: критическое состояние ни по одному из этих критериев не достигается ($\omega_p \ll 1,0$; $\omega_\sigma \ll 1,0$). Если повреждения суммируются ($\omega_p + \omega_\sigma = \Sigma\omega$), то в случае износоусталостных испытаний критическое состояние ($\Sigma\omega = 1,0$) будет достигнуто за время $t_2 < t_1$. Однако применительно к экспериментальным данным, представленным на рис.4, такой прогноз оказывается очевидно неверным. Если же принять во внимание, что повреждения от контактной и внеконтактной нагрузок взаимодействуют

$$(\omega_p + \omega_\sigma) \Lambda_{\sigma/p} = \omega_\Sigma, \quad (18)$$

так, что в анализируемых условиях $\Lambda_{\sigma/p} < 1$, то схема, адекватно отражающая экспериментальные данные, представленные на рис.4, выглядит так, как показано

на рис.5, б. При трении качения критическое состояние достигается за время t_2 , тогда как при механической усталости оно не реализуется и при $t_1 \gg t_2$. А в условиях износоусталостных испытаний долговечность (t_1) оказывается большей, чем при трении качения (t_2).

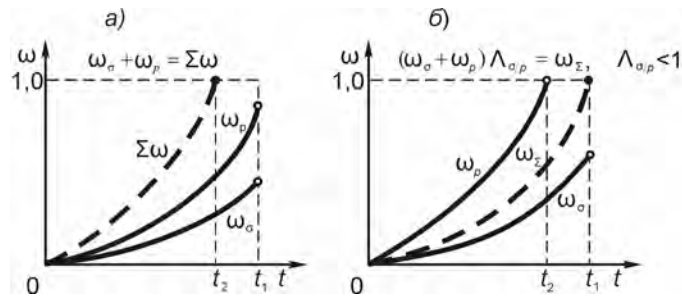


Рис. 5. Схема, поясняющая суммирование (а) и взаимодействие (б) повреждений

Поскольку необратимая повреждаемость есть функция поглощенной в системе эффективной энергии (см. выражение (5)), то из (18) следует общее заключение: при износоусталостном повреждении эффективные энергии от контактной (U_p^{eff}) и внеконтактной ($U_σ^{eff}$) нагрузок не суммируются, они диалектически взаимодействуют. Теперь можно записать принцип взаимодействия эффективных составляющих энергии в силовой системе [3, 6]

$$(U_σ^{eff} + U_p^{eff})\Lambda(\omega_σ \rightleftharpoons \omega_p) = U_Σ^{eff}, \quad \Lambda \gtrsim 1. \quad (19)$$

Согласно (19), результат ($U_Σ^{eff}$) взаимодействия повреждений ($\omega_σ \rightleftharpoons \omega_p$) и, следовательно, энергий определяется как условиями нагружения, так и направленностью процессов упрочнения-разупрочнения ($\Lambda \gtrsim 1$) [3]. Из (19) следует также, что при $\Lambda(\omega_σ \rightleftharpoons \omega_p) = 1$ возможен частный случай взаимодействия эффективных энергий (и, следовательно, повреждений) – их суммирование.

Развитие представлений о взаимодействии эффективных энергий разной природы согласно модели (19) [3, 6, 13, 14] ведет к многообразным новым выводам, поскольку влечет за собой физически ясный результат: реальное повреждение и разрушение систем. Четыре первых сюрприза трибофатики (см. [6]) невозможно было бы ни понять, ни описать без знания принципа (19).

При анализе поведения термодинамических систем проблема взаимодействия рассеянной части энергий разной природы, по имеющимся сведениям, не ставилась [1, 7]. Естественно, что не изучено и возможное взаимодействие энтропии, порождаемой механотермодинамическими силами и потоками при реализации различных необратимых процессов (см. (3), (8), (9)). Но, поскольку связь $S(U)$ энтропии и энергии является органической (см. (1) и (2)), то, на основании изложенного, в общем случае анализа механотермодинамического состояния систем, сумма (8) термодинамической и трибофатической энтропии должна быть записана с учетом возможных Λ -взаимодействий:

$$S_{total}(t) = (S_T(t) + S_{TF}(t)) \Lambda_{T/TF}. \quad (20)$$

Как уже отмечалось, основы теории Λ -взаимодействия необратимых повреждений в силовых системах к настоящему времени сформулированы и в некоторой степени разработаны [3, 6, 12–14]. Создание же теории необратимых Λ -взаимодействий в механотермодинамических системах ждет своего исследователя. Но уравнение (20), в совокупности с результатами, изложенными в

работах [6, 10], позволяет приступить к принципиальному анализу механотермодинамического состояния систем. Для анализа воспользуемся четырьмя параметрами (табл. 3). Можно построить, например, рис. 6. При определенных соотношениях параметров уравнение (20) прогнозирует разнообразные и сложные “траектории” энтропии. В процессе эволюции система может, например, входить в устойчивые и равновесные состояния и выходить из них – так много раз, как это возможно в конкретных условиях ее существования; наблюдаемые точки A_1, A_2 системы могут сближаться и расходиться либо двигаться практически параллельно [6, 12]; система может претерпевать бифуркации и другие (более сложные) преобразования. Из рис. 6, б следует, что бифуркации характерны для разупрочняющихся систем с отрицательной информационной функцией. И далее естественно возникает вопрос: в чем состоит различие механотермодинамических и термодинамических процессов?

Таблица 3

Параметры, описывающие механотермодинамическое состояние различных систем

Параметр	Характеристика
$\text{div } F(\bullet) \geq 0$	относительного движения физических точек материи или элементов системы (сходящиеся, расходящиеся и другие процессы)
$\omega_j \geq 0$	природы процессов необратимой повреждаемости (упрочнение, разупрочнение и т. д.)
$\Lambda \geq 1$	направленности и интенсивности взаимодействия необратимых повреждений любой природы
$\pm \Delta I$	изменения информации в процессе движения и повреждения системы

Ответ на этот вопрос иллюстрирует рис. 7. Здесь сплошными линиями показано прогнозируемое поведение термодинамической системы, для которой в (20) принимается $S_{TF} = 0$ и $\Lambda_{T/TF} = 1$; пусть энтропия S_T такой системы стремится к некоторому (например, локальному) максимуму. Поведение механотермодинамической системы представлено на рис. 7 пунктирными линиями в предположении, что в (20) имеем $S_T \neq 0$ и $\Lambda_{T/TF} > 1$. Принимается, что начальное состояние обеих систем одинаково (точки A_1, A_2). Судьба системы в обоих случаях определяется интенсивностью многообразных необратимых внутренних процессов, обусловленных множеством причин. Но она будет принципиально разной у сравниваемых систем.

С одной стороны, траектория механотермодинамического состояния ($S_T + S_{TF}$) не может совпадать с траекторией термодинамического состояния (S_T), поскольку в первом случае появляется ненулевая добавка трибофатической энтропии ($S_{TF} > 0$).

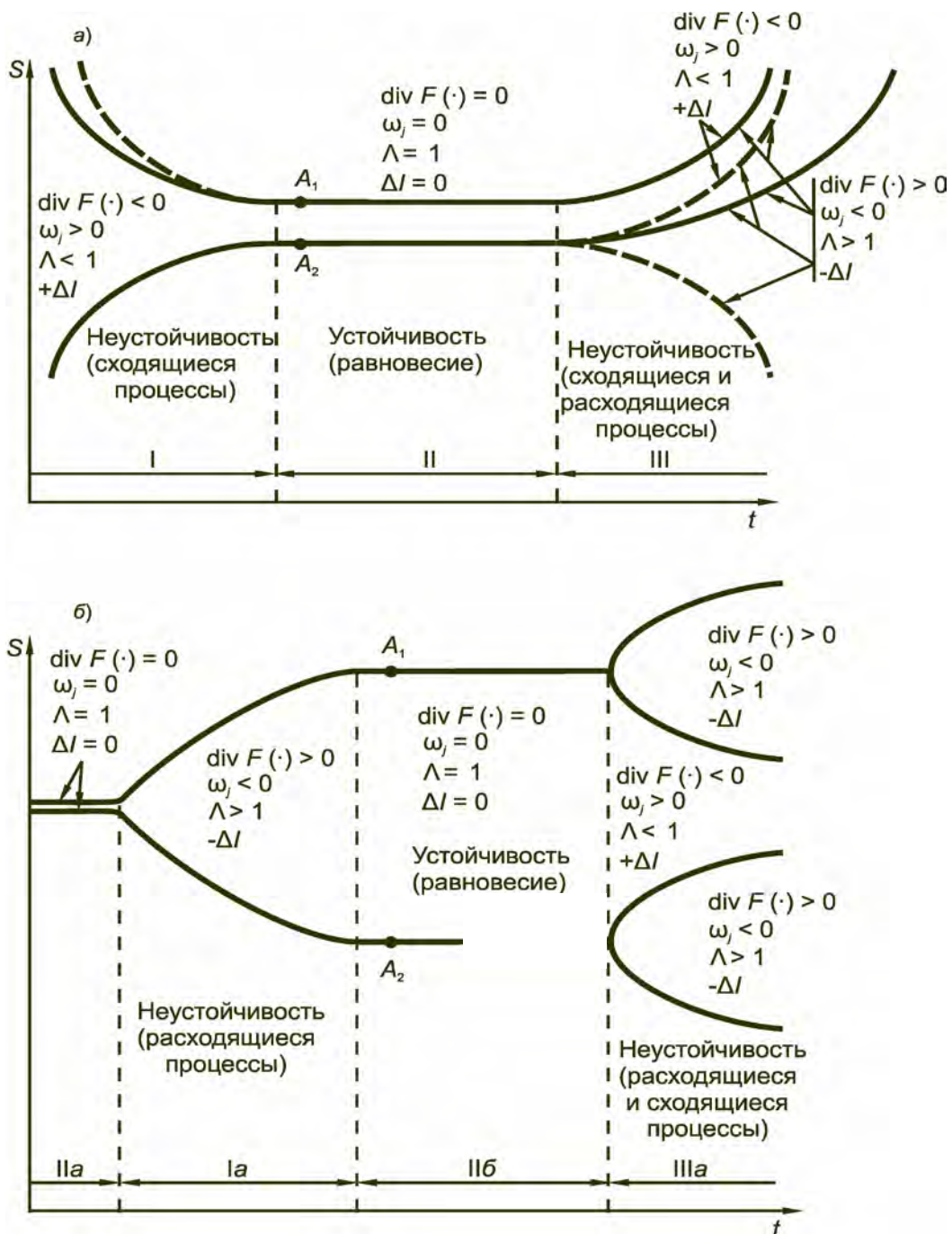


Рис. 6. Возможные переходы системы от неустойчивого к устойчивому состоянию и обратно (а) и возникновение бифуркаций (б)

Это обуславливает количественные различия в траекториях сравниваемых систем. С другой стороны, обнаруживается и принципиальное различие в их поведении: когда энтропия термодинамической системы достигает, например, локального максимума (равновесное состояние), механотермодинамическая система может не иметь такого – и она будет находиться в неравновесном состоянии. Это наблюдается и в случае сходящихся (рис. 7, а), и в случае расходящихся (рис. 7, б) процессов движения (см. также рис. 2) – и для упрочняющихся и разупрочняющихся во времени систем, в которых порождается новая положительная либо отрицательная информация (см. рис. 3). В работе [6] можно найти некоторые обобщения, касающиеся сравнительного поведения термодинамических и механотермодинамических систем.

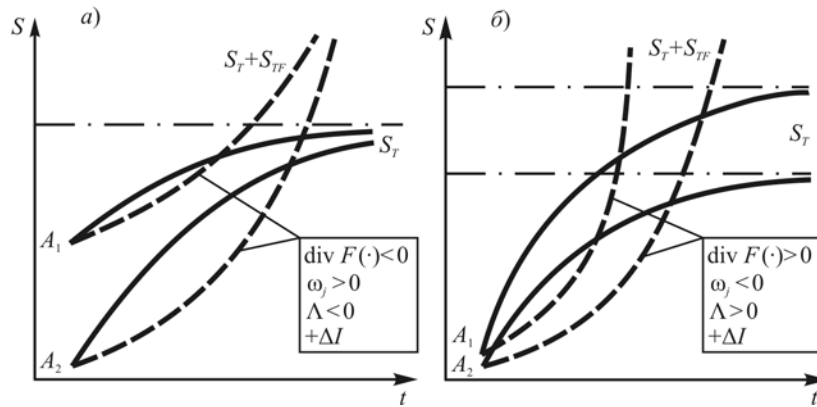


Рис. 7. Эволюция термодинамического (S_T) либо механотермодинамического ($S_T + S_{TF}$) состояния системы (A_1, A_2):

а) колебательные и асимптотические сходящиеся процессы; б) колебательные и асимптотические расходящиеся процессы

Заключение. Сделаем необходимые обобщения.

Если эволюцию рассматривать с объединенной точки зрения о механотермодинамическом состоянии системы, то, с учетом изложенного, можно понять: всякой системе грозит не термодинамическая смерть, но повреждение и разложение на составляющие, которые, в свою очередь, могут и должны рассматриваться как исходные элементы для образования и развития новых систем, способом существования которых является движение – и новые повреждения. Эволюция оказывается, следовательно, однонаправленной во времени и, по существу, бесконечной, поскольку материя, как и способ ее существования – движение – являются неуничтожимыми.

Таким образом, в качестве первого начала механотермодинамики следует принять утверждение: степень поврежденности системы может быть как угодно большой

\bar{t}

$$\bar{\omega}_\Sigma = \bar{\omega}_\Sigma(U_\Sigma^{eff}) \xrightarrow{t} \infty, \quad (21)$$

или иначе: повреждаемость всего сущего – не имеет мыслимых границ.

Далее можно сформулировать следствие из первого начала механотермодинамики: производство внутренней механотермодинамической энтропии так же вечно, как и движение и повреждение.

Первое начало механотермодинамики по существу может трактоваться как утверждение: энтропия Вселенной возрастает. В своих известных лекциях по физике [14] Фейнман второй закон термодинамики сформулировал аналогично. Он исходил из следующего соображения: для системы типа Вселенной всегда характерны необратимые термодинамические изменения.

Принимая во внимание (19) и (20), представляется возможным сформулировать второе начало механотермодинамики: потоки эффективной энергии (энтропии), обусловленные источниками разной природы, при необратимых изменениях в

механотермодинамической системе взаимодействуют сложным образом. Такие Λ -взаимодействия описываются выражениями [6]

$$\begin{aligned} U_{\Sigma}^{eff} &= U_{\Sigma}^{eff}(\Lambda_1, \dots, \Lambda_m, U_1^{eff}, \dots, U_n^{eff}), \quad m < n, \\ S_i &= S_i(\Lambda_1, \dots, \Lambda_m, S_i^{(1)}, \dots, S_i^{(n)}), \quad m < n. \end{aligned} \quad (22)$$

Результат многообразных Λ -взаимодействий, как было показано выше, – развитие (накопление) в элементах системы внутренних повреждений, определяемых единством и борьбой противоположных процессов физического упрочнения-разупрочнения. Поэтому функции взаимодействия должны принимать три класса значений ($\Lambda \gtrless 1$).

Таким образом, на основе (5–10, 16–25) можно построить основы механотермодинамики – подобно тому, как на основе (1)–(4) построена термодинамика (см., например, [1]).

Литература

- 1 Конденуди Д., Пригожин И. Современная термодинамика (От тепловых двигателей до диссипативных структур) – М., 2002. – 461 с.
- 2 Физический энциклопедический словарь. – М.: Сов. энциклопедия, 1983. – 928 с.
- 3 Sosnovskiy L. A. Tribo-Fatigue. Wear-fatigue damage and its prediction (Foundations of engineering mechanics). – Springer, 2004. – 424 p.
- 4 Сосновский Л. А. L-Риск (Механотермодинамика необратимых повреждений). – Гомель: БелГУТ, 2004. – 317 с.
- 5 Сосновский Л. А. Статистическая механика усталостного разрушения. – Минск: Наука и техника, 1987. – 288 с.
- 6 Сосновский, Л. А. Механика износоусталостного повреждения. – Гомель: БелГУТ, 2007. – 434 с.
- 7 Николис Г., Пригожин И. Познание сложного (Введение). – М., 2003. – 342 с.
- 8 Седов Л. И. Механика сплошной среды. – М.: Наука, 1973. – Т. II. – 420 с.
- 9 Мейз Дж. Теория и задачи механики сплошных сред. – М.: Мир, 1974. – 318 с.
- 10 Sosnovskiy L. A. Mechanics of the Irreversible Damages Caused by Contact and Noncontact Load // Proceedings of the World Tribology Congress III (Washington, 12–16 September 2005). – Washington, 2005. – 2 pp.
- 11 Сосновский Л. А. Трибофатика: о диалектике жизни. – Гомель, 1999. – 116 с.
- 12 Сосновский Л. А., Щербаков С. С. Сюрпризы трибофатики. – Гомель: УО «БелГУТ», 2005. – 194 с.
- 13 Сосновский Л. А. Основы трибофатики. – Гомель: БелГУТ, 2003. – Т. 1. – 246 с.; Т. 2. – 234 с.
- 14 Фейнман Р. Лекции по физике. – М.: Мир, 1963. – Т. 4. – 261 с.