МЕХАНИКА ТРИБОФАТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 536

Л.А. СОСНОВСКИЙ, д-р техн. наук, проф.
профессор кафедры «Локомотивы»[1]
E-mail: tribo-fatigue@mail.ru

С.С. ЩЕРБАКОВ, д-р физ.-мат. наук, проф.
профессор кафедры теоретической и прикладной механики[2]
E-mail: sherbakovss@mail.ru

[1]Белорусский государственный университет транспорта, г. Гомель, Республика Беларусь
[2]Белорусский государственный университет, г. Минск, Республика Беларусь

Поступила в редакцию 20.05.2020.

РАЗВИТИЕ ПОНЯТИЯ ОБ ЭНТРОПИИ: ОТ ТЕРМОДИНАМИКИ ДО КОСМОЛОГИИ. СООБЩЕНИЕ 1*. ПОНЯТИЕ ОБ ЭНТРОПИИ: ТЕРМОДИНАМИКА, МЕХАНИКА, ИНФОРМАТИКА, ТРИБОФАТИКА, МЕХАНОТЕРМОДИНАМИКА

Проблемы важнее решения.
Решения могут устареть, а проблемы остаются.
Н. Бор

В работе изложен математический подход к понятию энтропии. Дан его анализ в различных разделах науки (термодинамика, механика и др.), и составлена сводка основных «энтропийных закономерностей». Сформулировано семь полезных определений энтропии для аддитивных процессов (систем). Особо подчеркивается, что термодинамическая энтропия не является сохраняемой величиной, не может наблюдаться непосредственно и не имеет материального содержания. Эти три «не» существенно затрудняют использование понятия энтропии в инженерных приложениях. Установлено, что понятия энтропии кардинально различаются для аддитивных и неаддитивных процессов (систем). Для первых энтропия (в термодинамике) — это характеристика рассеяния энергии. А для вторых (в трибофатике) — характеристика ее поглощения. В механотермодинамике анализируются оба этих процесса. При этом между компонентами энергии и, следовательно, энтропии, а также повреждениями элементов системы, обусловленными нагрузками разной природы, возникают специфические взаимодействия. На макроуровне Λ-функции таких взаимодействий оказываются вполне аналогичными параметрам неаддитивности в q-исчислении (на наноуровне). Это указывает на фундаментальность современных представлений о неаддитивных системах. Изложены основные представления о трибофатической и механотермодинамической энтропии. Установлены следующие их особенности: объект (система взаимодействующих сред, а не среда); состояние объекта (текущее и предельное, а не только текущее); не рассеянная, а эффективная энергия, затрачиваемая непосредственно на производство повреждений; неаддитивность (взаимодействие компонент энергии, энтропии, повреждений, обусловленных нагрузками разной природы). Записан и анализируется всеобщий закон неуклонного роста энтропии. Показано, что эволюция системы в общем случае определяется интенсивностью процессов необратимого изменения энтропии — термодинамической и трибофатической, т. е. объединенной механотермодинамической энтропии. А производство энтропии также вечно, как движение и повреждение материи. Именно поэтому понятие об энтропии оказалось полезным и в космологии. В этой связи известная

**Написано по материалам доклада «Развитие понятия об энтропии: от термодинамики до космологии», представленного на пленарном заседании VIII Белорусского конгресса по теоретической и прикладной механике «Механика — 2019» (г. Минск, Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси, 18–20 сентября 2019 г.)*

аналогия термодинамики и механики черных дыр в космологии признается недостаточной. Выдвигается гипотеза об аналогии механотермодинамики и механики черных дыр на основе понятий о трибофатической и механотермодинамической энтропии. Дается первое обоснование этой аналогии и анализируется ее перспективность. Статья публикуется в двух сообщениях.

Ключевые слова: *энтропия, термодинамика, обратимые и необратимые процессы, статистическая механика, классическая динамика, квантовая механика, механика сплошной среды, механика трения и износа, механическая усталость, информатика, трибофатика, механотермодинамика, механика черных дыр, эволюция систем*

DOI: https://doi.org/10.46864/1995-0470-2020-3-52-78-88

Введение. Впервые (около 160 лет назад) *Клаузиус* [1, 2] определил энтропию S как функцию, которая зависит от начального A и конечного B состояний термодинамической системы:

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T} \text{ или } dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dU + pdV}{T} \geq 0, \quad (1)$$

где T — температура; Q — количество тепла; dU — изменение внутренней энергии U в системе; p — давление; V — объем.

Теплота — это форма энергии, а *температура* объекта — *мера* средней *кинетической энергии движения* его атомов. Согласно (1), энтропия тела, все части которого имеют одинаковую температуру, равна частному от деления (соотношению) количества тепла, которое выделило бы тело при охлаждении до абсолютного нуля, на его абсолютную температуру.

Таким образом, *термодинамическая энтропия S — это мера необратимого рассеяния энергии*, которая характеризует состояние термодинамической системы [1–4].

Рудольф Клаузиус: «Предлагаю величину S называть *энтропией* от греческого τροπη — *преобразование*. Я специально *подобрал слово* энтропия, чтобы оно было *созвучно* со словом энергия, так как эти две величины настолько *сходны* по своему физическому значению, что *созвучие* их *названий* кажется мне *полезным*» [2, 5].

Хотя *понятие* о термодинамической энтропии является, как следует из изложенного, простейшим (см. (1)), оказалось, что оно имеет *фундаментальное значение* для анализа *эволюции* систем во времени, так как это, пожалуй, единственная в физике характеристика процесса, которая не может убывать, а может только расти [2]:

$$dS/dt \geq 0. \quad (2)$$

В открытой системе, способной обмениваться энергией и веществом с окружающей средой, *однонаправленный энтропийный поток* (см. (2)) может отличаться от *производства энтропии во времени:*

$$P \equiv \frac{d_i S}{dt} = \sum_k J_k X_k \geq 0, \quad (3)$$

где J_k — поток (или скорость); X_k — обобщенная термодинамическая сила необратимого процесса. Также процессы могут быть *источниками порядка* внутри системы [5]. *Пригожин* построил *обобщенную термодинамику* [2], в которой (3) — основное уравнение необратимых состояний. Согласно (2) и (3), *состояние равновесия характеризуется либо минимумом (ноль производства энтропии)*, либо *максимумом энтропии*. Это означает, что *низкий* энтропийный порядок постепенно, но неумолимо вырождается в *хаос*, поскольку Вселенная стремится к термодинамическому равновесию.

Потребовалось немало воображения, чтобы предложить основополагающую *гипотезу*: положительное направление времени *связано* с увеличением энтропии при необратимом процессе (знак неравенства в (1) и (2)). И хотя это предположение до сих пор никак *не* доказано, оно было *образно* интерпретировано как *стрела времени*, а затем востребовано в *общей теории относительности*. А для *космологии* второй закон термодинамики сформулирован: *энтропия Вселенной стремится к максимуму* (поскольку Вселенная рассматривалась как *закрытая* система). Тем самым прогнозировалась *«тепловая смерть»* Вселенной. Это образное выражение принадлежит *Гельмгольцу*, а *Эддингтон* [6] широко его пропагандировал.

С тех пор *слово* энтропия стало *модным* и, следовательно, востребованным во многих разделах науки (см. далее п. 2). А значимость второго закона термодинамики для описания эволюции Вселенной *Эддингтон* оценил так: «...если Ваша теория противоречит второму началу термодинамики, я не думаю, что у вас есть какие-нибудь шансы: ей остается лишь исчезнуть, потерпев унизительное поражение» [6].

Цель данной работы состоит в том, чтобы выполнить систематизацию и дать анализ основных (классических) представлений об энтропии, на основе которых изложить современные подходы к оценке энтропии неаддитивных систем.

1. Математический подход к понятию об энтропии [2–4]. Для термодинамической системы, совершающей *квазистатический* (бесконечно медленный) циклический процесс, в котором система последовательно получает малые количества теплоты δQ при соответствующих значениях абсолютной температуры T, интеграл от *приведенного количества теплоты* $\delta Q/T$ по всему циклу равен нулю:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \qquad (4)$$

Математически это *равенство Клаузиуса* необходимо и достаточно для того, чтобы выражение

$$dS = \delta Q/T \qquad (5)$$

представляло собой полный дифференциал состояния S, называемого энтропией — это *дифференциальное* определение энтропии.

Разность энтропии системы в двух произвольных состояниях A и B (заданных, например, значениями температур и объемов) равна:

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{\delta Q}{T}. \qquad (6)$$

Это *интегральное* определение энтропии.

Таким образом, существует однозначная функция состояния S, которая при статических адиабатических процессах ($\delta Q = 0$) остается *постоянной*. Это *равновесные (обратимые) системы*. А для *необратимых (неравновесных) процессов* интеграл от приведенной теплоты $\delta Q/T$ по замкнутому пути *всегда отрицателен*:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0. \qquad (7)$$

Из этого *неравенства Клаузиуса* следует, что для *необратимых процессов* термодинамическая энтропия *всегда положительна*:

$$S_B - S_A > \int_A^B \frac{\delta Q}{T} > 0. \qquad (8)$$

Таким образом, энтропия адиабатической системы при необратимых процессах может только возрастать.

Согласно первому началу термодинамики (закону сохранения энергии)

$$\delta Q = dU + pdV. \qquad (9)$$

Из (9) с учетом (5) следует:

$$dS = \frac{1}{T}\left(dU + pdV\right) \geq 0.$$

Таким образом, энтропия представляет собой *термодинамический потенциал* при выборе в качестве независимых переменных внутренней энергии U и объема V. Частные производные связаны с T и p соотношениями:

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_V \text{ и } \frac{p}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_U. \qquad (10)$$

Они определяют *уравнения состояний* системы: первое — калорическое, второе — термическое. Выражения (10) положены в основу экспериментальных (лабораторных) методов определения энтропии.

2. Статистический подход к понятию об энтропии. *Необратимость* оказалась глубокой концепцией, на базе которой термодинамика пытается построить *космологическую теорию эволюции*. Но она не поддерживается механикой, так как все законы динамики, напротив, обратимы. Чтобы примирить обратимость механики с необратимостью термодинамики, *Больцман* предложил *статистическую интерпретацию* второго закона термодинамики [7]:

$$S = k \log W, \qquad (11)$$

где W — число микросостояний среды, соответствующих тому ее макросостоянию, энтропия которого равна S; k — постоянная *Больцмана*.

В действительности полученное *Больцманом* уравнение отличается от (11). *Планк* [8] представил его в форме (11) и так оно записано на могильной плите *Больцмана*.

Согласно интерпретации (11), термодинамическая энтропия S *просто* пропорциональна логарифму числа W микроскопических конфигураций (микросостояний) системы с точностью до постоянного числа k, которое называется *постоянной Больцмана*. Например, энтропия идеального газа пропорциональна числу *Авогадро* $N_A \sim 6{\cdot}10^{-23}$ (1/моль), т. е. числу структурных элементов (атомов, молекул, ионов или других частиц) в единице количества вещества (в одном моле). Согласно уравнению *Клапейрона*, его объем определяется газовой постоянной $R \sim 8{,}31$ Дж/(моль·K), так что постоянная *Больцмана* $K_B = R/N_A \sim 1{,}38{\cdot}10^{-23}$ Дж/K. Поскольку для реальной системы число W огромно, то каждая из его конфигураций является случайной и принимается одинаково вероятной (статистически независимой). В этой связи *Планк* назвал W «термодинамической вероятностью». Как следует из изложенного, расчетная оценка энтропии по (11) оказывается простой процедурой для любого объекта, если для него известно число его микросостояний (например, атомов).

По формуле (11), чем больше W, тем вероятнее, что это макросистема, которая подчиняется статистическим законам. Следовательно, согласно *статистической механике* необратимые процессы, происходящие с ростом энтропии, соответствуют *эволюции к наиболее вероятным состояниям*. Равновесное состояние характеризуется тем, что значение W достигает максимума. Формула (11) справедлива только для *замкнутой системы*, способной обмениваться с окружающей средой энергией, но не веществом. Она хорошо описывает поведение газов, столкновения частиц (атомов) в которых *статистически независимы*. Подход *Больцмана* оказался фундаментальным. Он стал, в частности, своеобразным источником представления об информационной энтропии.

Для изучения *объема информации* в переданном сообщении *Клод Шеннон* [9] ввел представление об *информационной энтропии*, которая выражается в виде дискретного набора вероятностей:

$$H(X) = -\sum_{i=1}^{n} p(x_i)\log p(x_i), \qquad (12)$$

где $p(x_i)$ — вероятность того, что конкретное сообщение было фактически передано. Таким образом, $H(X)$ стала мерой среднего количества информации в сообщении. Для случая равных вероятностей *энтропия Шеннона* в битах — это просто количество ответов «да/нет», необходимых для определения содержания информации.

Таким образом, *информационная энтропия* $H(X)$ — это *мера неопределенности при передаче сообщений*.

Клод Шеннон: «Я *думал* назвать это *“информацией”*, но это слово использовалось слишком часто, поэтому я *решил* назвать его *“неопределенностью”*. *Фон Нейман* сказал мне: “Вы должны называть это *энтропией* по двум причинам. Во-первых, Ваша функция неопределенности использовалась в статистической механике под этим именем, поэтому у нее уже есть имя. Во-вторых, что еще более важно, *никто не знает, что такое энтропия*, поэтому в споре у Вас всегда будет преимущество”» [10].

Обратим внимание на цитированные выше два признания. *Клаузиус сознавал*, что его параметр означает фактически всякое *необратимое преобразование* (τροπη) термодинамического процесса (системы), а *Шеннон понимал*, что его параметр означает *всякую неопределенность* в процессах (системах) *передачи* информации, т. е. *необратимого преобразования* (τροπη) информации. Но *оба* они приняли не понятие *троппи* (τροπη), а термин *энтропия* ввиду потребности предложить слово, *похожее* на фундаментальный и общепризнанный термин *энергия*. И теперь в термодинамике считается, что *всякая система обладает энергией (закон сохранения энергии) и энтропией (закон изменения энтропии)*, хотя с математической точки зрения энтропия есть специфическая функция энергии [3].

3. Использование понятия об энтропии в различных разделах науки. Ниже мы даем краткий перечень разделов науки, в которых с определенной *степенью полезности* используют понятие об энтропии. Расшифровку обозначений можно посмотреть в цитируемых литературных источниках. А затем будет показано, что *анализ понятия энтропии принципиально различается для аддитивных и неаддитивных систем*.

3.1. Аддитивные системы (процессы). Неполная сводка известных формул для определения энтропии в различных разделах науки дана в таблице 1. Литературные ссылки в ней не обязательно указывают авторов, просто в них хорошо комментируется данная формула. А в таблице 2 собраны основные (по мнению авторов) закономерности, которые установлены многими исследователями при их интерпретации для аддитивных систем.

Таблица 1 — Понятие об энтропии в различных разделах науки (аддитивные системы)
Table 1 — Concept of entropy in various branches of science (additive systems)

Р. Клаузиус	Термодинамика $dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{1}{T}(dU + pdV) \geq 0$	[1, 2]
Дж. Гиббс	Химическая термодинамика $dS = \frac{1}{T}\sum_{1}^{n}\mu_k dN_k \geq 0$	[11]
Л. Больцман, А. Эйнштейн	Статистическая механика $S = k\log W$; $P(\Delta S) = Ze^{-\Delta S/k}$	[2, 7]
П. Ковиней	Классическая динамика $\int_{\Gamma} d\mu\rho_t M\rho_t$	[12]
Дж. фон Нейман	Квантовая механика $S = -k_B \cdot tr(\rho\log\rho)$	[13]
Л. Седов, Дж. Мейз	Механика сплошной среды $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{(c)} + \sigma_{ij}^{(d)}$; $\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T}\frac{dq}{dt} + \frac{1}{\rho T}\sigma_{ij}^{(d)}\dot{\varepsilon}_{ij}$	[14, 15]
М. Брайант	Механика трения и износа $\Delta S' = -R\sum_{i}^{n}\frac{N_i}{N}\ln\frac{N_i}{N}$; $\Delta S' = \frac{\bar{A}}{T_{cr}}d\xi$; $\Delta S' = \left(\frac{1}{T_l} - \frac{1}{T_h}\right)dQ$; $\Delta S' = \frac{G - 2\gamma_o}{T_{cr}}da$; $\Delta S' = \frac{\Delta H}{T_{phase}}$; $\Delta S' = \frac{U_c}{T_m}\Delta V$; $\Delta S' = \frac{\gamma}{T_m}\Delta A_S$; $\frac{d_i S}{dt} = \sum_j\sum_k\left(\frac{\partial_i S}{\partial p_j}\frac{\partial p_j}{\partial\varsigma_j^k}\right)\frac{\partial\varsigma_j^k}{\partial t}$	[16]
М. Надери, М. Хонсари	Механическая усталость $s = \int_0^t\left(\frac{w_p}{T}\right)dt$; $w_p = AN_f^{\alpha}$	[17]
К. Шеннон	Информатика $H(X) = -\sum_{i=1}^{n} p(x_i)\log p(x_i)$	[9]

В *классической динамике* делается малоизвестная попытка *встроить* второй закон термодинамики в динамическую систему, в которой возникают некоторые особенности — *временные неустойчивости* (см., например, [12]). Предложено (в частности, в (11)) это сделать, используя известную переменную (функционал) *Ляпунова* путем введения в гамильтониан *динамического оператора М*:

$$\int d\mu\rho_t M\rho_t, \qquad (13)$$

где *М играет роль* энтропии на микроскопическом уровне.

Способен ли этот *энтропийный оператор* описать необратимые состояния? Вопрос остается пока открытым.

Таблица 2 — Некоторые «энтропийные» закономерности
Table 2 — Some “entropic” laws

Всякий раз, когда существует разность температур, может быть произведена движущая сила (С. Карно)
Увеличение энтропии отличает будущее от прошлого, поэтому существует стрела времени
Теплота не может самопроизвольно переходить от более холодного тела к более нагретому (Р. Клаузиус)
Построить вечный двигатель невозможно
Энтропия Вселенной стремится к максимуму (Р. Клаузиус)
Прогнозируется «тепловая смерть» Вселенной (Гельмгольц)
Сумма изменений энтропии системы и внешней среды не может убывать
Для любого необратимого процесса энтропия должна увеличиваться (неравенство Клаузиуса), тогда как для обратимого процесса она остается постоянной (равенство Клаузиуса)
При температуре абсолютного нуля энтропия любого химически однородного твердого или жидкого тела принимает нулевое значение (Нернст)
Энтропию порождают необратимые процессы
Необратимые процессы являются источником порядка внутри системы
Состояние равновесия характеризуется либо минимумом (ноль) производства энтропии, либо максимумом энтропии
Низкий энтропийный порядок постепенно, но неуклонно вырождается в хаос, поскольку Вселенная стремится к термодинамическому равновесию
Необратимые процессы приводят к новым пространственно-временным структурам, которые играют фундаментальную конструктивную роль
Необратимые процессы, происходящие с ростом энтропии, соответствуют эволюции к наиболее вероятным состояниям
Существуют ли в природе обратимые процессы или не существуют, априори не очевидно (Планк)
Гипотеза локального равновесия: термодинамические переменные можно рассматривать как функции положения в пространстве и времени
Термодинамические потоки вызываются термодинамическими силами
Идет ли речь об изолированных, закрытых или открытых системах, всегда выполняется неравенство $d_iS \geq 0$
В состоянии равновесия все необратимые процессы прекращаются
Энтропия, «вытекающая» из системы, всегда больше, чем энтропия, поступающая в систему; разность возникает из-за энтропии, производимой необратимыми процессами внутри системы
Необратимые процессы служат той движущей силой, которая создает порядок
Системы, обменивающиеся энтропией с внешней средой, не просто увеличивают энтропию внешней среды, но могут претерпевать весьма сильные спонтанные преобразования, переходя в режим «самоорганизации»
Эволюцию к состоянию равновесия характеризует не теплота химической реакции, а другая термодинамическая величина — «свободная энергия» Гиббса
Энтропия охватывает все аспекты превращения вещества: изменение энергии, объема и химического состава. следовательно, любая система в природе, будь то газ, водный раствор или живая клетка, характеризуется некоторой энтропией
Порядок может поддерживаться только с помощью самоорганизации. Самоорганизующиеся системы делают возможной адаптацию к превалирующей окружающей среде
Без необратимых процессов жизнь была бы невозможной

На основании данных таблиц 1 и 2 представляется возможным выделить 7 полезных определений энтропии для аддитивных процессов (систем).

Энтропия — это мера:
- «приведенной» теплоты (тепловая энергия на единицу температуры);
- преобразования (греч. τροπη) энергии;
- рассеяния энергии (мера бесполезности);
- неопределенности состояния системы (например, информационного и др.);
- организации системы (порядок, беспорядок, хаос);
- трансформации (Verwandlungsinhalt) состояний;
- термического и эргодического (Warme- und Workininhalt) состояний.

Здесь особо следует подчеркнуть, что энтропия:
- *не* является сохраняемой величиной;
- *не* может наблюдаться непосредственно;
- *не* имеет материального содержания.

По мнению авторов, эти *три «не»* являются существенными *ограничителями* не столько для использования понятия об энтропии в разных разделах науки, сколько в практических приложениях.

Например, обратим внимание на методики оценки энтропии в *трибологии* и в *теории механической усталости* (см. таблицу 1). Так, если при данных условиях испытаний энтропия при трении (изнашивании) равна S_1, то что это конкретно означает? Сложнее ответить на вопрос, в каком реальном состоянии находится элемент конструкции, работающий на усталость, если его энтропия равна S_1? Еще более трудный вопрос: как различить состояния пары трения и элемента конструкции, если для них наблюдается одинаковая энтропия S_1? И самый сложный вопрос: одинакова ли информационная энтропия для этих двух объектов?

Тут надо решать две проблемы. Во-первых, характеристику рассеяния энергии можно поставить в соответствие характеристикам (параметрам) необратимых повреждений при трении и повторно-переменном нагружении (что и сделано). Но термодинамическая энтропия — это параметр бесполезности (рассеянной) энергии. А износ и усталостное повреждение — это характеристики «полезной работы» той части подведенной энергии, которая расходуется на их зарождение и накопление.

Во-вторых, рассеяние энергии, обусловленной разными источниками, — классический пример аддитивных процессов. Но износ и необратимое усталостное повреждение просто суммировать невозможно. Нельзя суммировать и повреждения, обусловленные, например, различными механизмами необратимого износового повреждения (см. таблицу 1).

Обратимся далее к теории информации.

Выражение для информационной энтропии может быть выведено на основе системы аксиом *Хинчина* [18].

1. Пусть некоторая система может пребывать в каждом из N доступных состояний с вероятностью p_i, где $i = 1, \ldots, N$. Энтропия H является функцией только вероятностей $P = (p_1, \ldots, p_N)$: $H = H(P)$.

2. Для любой системы P справедливо $H(P) \leq H(P_{unif})$, где P_{unif} — система с равномерным распределением вероятностей: $p_1 = p_2 = \ldots = p_N = 1/N$.

3. Если добавить в систему состояние $p_{N+1} = 0$, то энтропия системы не изменится.

4. Энтропия совокупности двух систем P и Q имеет вид $H(PQ) = H(P) + H(Q/P)\}$, где $H(Q/P)$ — средняя по ансамблю P условная энтропия Q.

Указанный набор аксиом однозначно приводит к формуле для энтропии *Шеннона*. Но некоторые авторы (см. [3]) обращают внимание на «неестественность» последней аксиомы *Хинчина*. Вместо простого (традиционного) требования аддитивности $H(PQ) = H(P) + H(Q)$ энтропии для независимых систем *Хинчин, по сути, приходит к пониманию о неаддитивности энтропии для двух взаимно зависимых систем* (процессов) (см. аксиому 4).

3.2. Неаддитивные системы (процессы). В *механотермодинамической системе* [19] концептуально можно анализировать две составляющие полной удельной энергии (U_l): *эффективную* (U_Σ^{eff}) и *консервативную* ($U_\Sigma^{cons} = U_l - U_\Sigma^{eff}$). Эффективной называют ту часть полной энергии, которая затрачивается на производство *необратимых повреждений*, обусловленных воздействиями разной природы (силовыми, фрикционными, тепловыми) [20, 21]:

$$U_l^{eff} = A_l U_l, \tag{14}$$

где U_l — плотности внутренней энергии в элементарном объеме массы Δm для случаев сдвига (U_τ), отрыва (U_σ) и теплового нагружения (U_T); A_l — коэффициенты, которые выделяют из полной энергии ее эффективную часть. Методики определения величин A_l разработаны [22, 23].

Тогда в элементарном объеме полная удельная энергия и скорость ее изменения будут равны:

$$\begin{gathered} U = \sum_l \left[\left(1 - A_l\right) U_l + U_l^{eff} \right]; \\ \frac{dU}{dt} = \sum_l \left[\left(1 - A_l\right) \frac{dU_l}{dt} + \frac{dU_l^{eff}}{dt} \right]. \end{gathered} \tag{15}$$

При оценке суммарной (индекс Σ) эффективной энергии системы имеет место *неаддитивный характер взаимодействия* между ее компонентами [18], обусловленными воздействиями различной природы. Эти взаимодействия учитывают на макроуровне Λ-*функциями* [20, 21]:

$$\begin{aligned} U_\Sigma^{eff} &= \Lambda_\alpha \left(U_l^{eff} \right) = \Lambda_{M \setminus T} \left(\Lambda_{\tau \setminus n}, A_l U_l \right) = \\ &= \Lambda_{M \setminus T} \left\{ \Lambda_{\tau \setminus n} \left[A_n U_n + A_\tau U_\tau \right] + A_T U_T \right\}, \end{aligned} \tag{16}$$

где $\Lambda_\alpha \gtreqless 1$ — комбинации возможных взаимодействий компонент необратимой энергии (необратимых повреждений). Представления об указанных Λ-*взаимодействиях* введены и развиваются в *трибофатике* [24, 25, 26] и *механотермодинамике* [20–23]. Такие взаимодействия определяются нелинейными функциями вида

$$\Lambda_\alpha = \Lambda_\alpha \left[\left(\sigma / \sigma_{\lim} \right)^2, \left(\tau / \tau_{\lim} \right)^2, \left(T / T_{кр} \right)^2, \ldots \right] \gtreqless 1,$$

где $\sigma_{\lim}$, $\tau_{\lim}$, $T_{кр}$ — критические значения параметров σ, τ, T.

Символ ($\gtreqless$) означает, что в *трибофатической системе* Λ-взаимодействия необратимых повреждений имеют *диалектический характер*. В зависимости от условий реализации, результаты взаимодействия должны иметь *три класса значений*: 1) если $\Lambda >> 1$, обнаруживается преимущественно самопроизвольное разупрочнение; 2) если $\Lambda << 1$, обнаруживается преимущественно самопроизвольное упрочнение; 3) $\Lambda = 1$ означает стабильное состояние системы (неизменное соотношение указанных процессов). Иллюстрация результатов Λ-взаимодействий дана, например, в [20, 24]. Такие взаимодействия исследуют и экспериментально на испытательных машинах серии СИ; результаты испытаний представляют и анализируют как *прямой* и *обратный эффекты* в *трибофатике* [25, 26]. Заметим, что традиционные обозначения (≥) и (≤) не могут относиться к диалектическим процессам Λ-взаимодействия явлений: они характеризуют (описывают) лишь *однонаправленное влияние факторов* на изменение той или иной величины (параметра).

Характерной особенностью Λ-функций является то, что

$$U_\Sigma^{eff} \gtreqless U_l^{eff} \text{ и } U_\Sigma^{eff} \gtreqless \Sigma U. \quad (17)$$

Таким образом, в сравнении с обычной аддитивной моделью

$$U_\Sigma = \sum A_l U_l \quad (18)$$

взаимодействие компонент эффективной энергии, обуславливающей образование необратимых повреждений и наступление предельных состояний, может приводить как к значительному их росту (при $\Lambda >> 1$), так и к существенному уменьшению (при $\Lambda << 1$), что характерно для условий эксплуатации многих реальных систем. Если $\Lambda = 1$, то модель (16) сводится к известному частному случаю (18).

Заметим, что Λ-*функции*, определяемые здесь на *макроуровне*, оказываются вполне аналогичными *параметрам неаддитивности* в *q-исчислении* [27], на основе которых разработана, например, статистическая теория неаддитивных систем на *наноуровне* [28]. Это указывает на фундаментальность современных представлений о неаддитивных системах. Механотермодинамическую систему можно рассматривать как одну из них.

Для некоторого объема V сплошной среды полная эффективная энергия и ее накопление во времени с учетом (16) будут следующими:

$$U_\Sigma^{eff} = \int_V \rho U_\Sigma^{eff}(V)dV \text{ и } U_\Sigma^{eff}(t) = \int_t \int_V \rho U_\Sigma^{eff}(V,t)dVdt. \quad (19)$$

Важнейшей особенностью механотермодинамической модели является *учет предельного состояния*, например, при наступлении пластичности или усталостном разрушении, или при износе определенной величины:

$$U_\Sigma^{eff} = U_0, \quad (20)$$

где предельная плотность внутренней энергии U_0 трактуется как начальная энергия активации процесса разрушения [24].

По имеющимся сведениям, к настоящему времени разработана только одна концепция энтропии для *неаддитивных систем* (процессов) — *трибофатическая энтропия* [29].

Если термодинамическая энтропия характеризует *рассеяние энергии*, то *трибофатическая энтропия*, по *Сосновскому*, характеризует ее поглощение. Ее изменение дается формулой (с точностью до постоянной) [29]:

$$(d_i S)_{TF} = \frac{\gamma_1^{(w)}}{T_\Sigma} \omega_\Sigma dV_{P\gamma}, \quad (21)$$

где $T_\Sigma \geq T$ — температура, обусловленная всеми источниками (T — температура среды); $\gamma_1^{(w)}$ — давление (напряжение), которое приводит к повреждению опасного объема единичной величины.

Согласно этой формуле, трибофатическую энтропию порождают *необратимые повреждения* ω_Σ в опасных объемах $V_{P\gamma}$ движущихся и деформируемых твердых тел, *взаимодействующих* между собой и/или со средой.

Согласно обобщенным представлениям [24, 25, 30], *повреждение* есть *необратимое изменение* состава, строения, структуры, размеров, формы, объема, массы (и т. д.) 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). Таким образом, повреждаемость трактуется как *фундаментальное свойство* и обязанность движущихся и деформируемых систем.

Комплекс (Σ) необратимых повреждений (ω_Σ) определяется *эффективной (поглощенной в системе) энергией* (U_Σ^{eff}), обусловленной силами любой природы:

$$\omega_\Sigma(U_\Sigma^{eff}) = \omega_\Sigma(U_n^{eff}, U_\tau^{eff}, U_T^{eff}, U_{ch}^{eff}, \ldots, \Lambda_{ij}, U_0, t) = \omega_{\Sigma U}(\uparrow), \quad (22)$$

где индексы n и τ указывают на нормальные и сдвиговые механические нагрузки; T и Ch — на тепловые и электрохимические нагрузки, которые порождают соответствующие энергетические потоки.

Направленная вверх стрелка (↑) обозначает, что данная величина «неуклонно возрастает». Такой символ предложен дополнительно к традиционному обозначению «стремится к бесконечности» ($\to\infty$). Бесконечность, как известно, хороша в математике. В точных (технических) науках это неопределенность, которая затрудняет интерпретацию фактов. Например: число микросостояний системы в термодинамике может считаться «бесконечно большим». Тогда чему равна энтропия? Обозначение (↑) может означать, например, что число микросостояний «стремится к числу атомов» (или других конфигураций), и тогда энтропию легко вычислить по формуле Больцмана.

Таким образом, повреждаемость ω_Σ является *энергетической термомеханической функцией*, поскольку учитывает как любые силовые факторы, так и температуру T_Σ. Это означает, что *трибофатическая энтропия есть мера поглощения энергии, обусловленной всеми источниками*. Методики определения U_Σ^{eff} разработаны [22, 26].

Установлено [21] *пространственное условие* физической повреждаемости объектов, которое гласит: *развитие* процессов *необратимой повреждаемости возможно* и *реализуется* с некоторой вероятностью $P > 0$, когда в объекте возникает *конечная область* $V_{P\gamma}$ с *ненулевым* уровнем эффективной энергии $U_{\Sigma}^{eff} > 0$ (внутренней энтропии $S_i > 0$) — *опасный объем:*

$$V_{P\gamma} \in V_{P\gamma}\left(Q_m, U_{\Sigma}^{eff}, S_i\right) \geq 0, \tag{23}$$

где Q_m — внутренние силовые факторы.

Если $V_{P_\gamma} = 0$, то и $\omega_\Sigma = 0$ и, следовательно, эволюция объекта по поврежденности невозможна (*обратимая система*). В *необратимой системе* $V_{P_\gamma} \leq V$ есть *абсолютная величина (мера) ее пространственной поврежденности* (V — ее геометрический объем). Методики расчета и классификация опасных объемов (V_{P_γ}) для типичных материальных объектов (деформируемых твердых тел и систем) в различных условиях разработаны (см., например, [21]). Согласно (23), *масштаб повреждаемости* системы может быть любым.

Используя понятие о трибофатической энтропии, можно дать *энтропийное толкование повреждаемости*: необратимое повреждение объекта *тождественно* изменению внутренней энтропии в его опасном объеме:

$$\omega_\Sigma\left(S_{TF}\right) \equiv \frac{\left(d_i S\right)_{TF}}{dV_{P\gamma}} = \omega_{\Sigma S}. \tag{24}$$

Открытую термодинамическую систему, в которой распределены (рассеяны) повреждаемые твердые или плотные объекты, называют *механотермодинамической системой* (МТД). Как показано в [30], изменение энтропии в такой системе определяется Λ-функцией термодинамической (индекс *TD*) и трибофатической (индекс *TF*) энтропий:

$$dS_{MTD} = \left[\left(dS\right)_{TD} \rightleftarrows \left(d_i S\right)_{TF}\right] = \tag{25}$$

$$= \Lambda_{TD\backslash TF}\left[\left(\frac{dU + pdV}{T} - \frac{1}{T}\sum_{1}^{n}\mu dN_k\right)_{TD} + \left(k_{ss}\frac{\omega_\Sigma}{T_\Sigma}dV_{P\gamma}\right)_{TF}\right]\uparrow,$$

$$\Lambda \gtrless 1.$$

Символ ($\rightleftarrows$) означает взаимодействие (между объектами, повреждениями, составляющими энергии и т. д.) [22–26]. Насколько авторам известно, в литературе отсутствует более наглядное и понятное «изображение» (символ) для термина «взаимодействие».

Уравнение (25) *Сосновского—Щербакова* допускает анализ любого (мыслимого) состояния системы. Согласно ему, именно *рост* трибофатической энтропии, обусловленный термомеханическим состоянием системы, может привести и к разрушению, и к разложению движущихся и деформируемых объектов и систем; в термодинамических уравнениях о подобных состояниях речи не идет. Следует обратить внимание на то, что это уравнение построено с учетом различных механизмов Λ-взаимодействия между компонентами энтропии (или повреждений) при действии нагрузок разной природы. Так, если ω_σ, ω_τ, ω_T — необратимые повреждения при действии нормальных (индекс σ), сдвиговых (индекс τ) и термических (индекс T) напряжений, то *принципы Λ-взаимодействий Сосновского* [28]

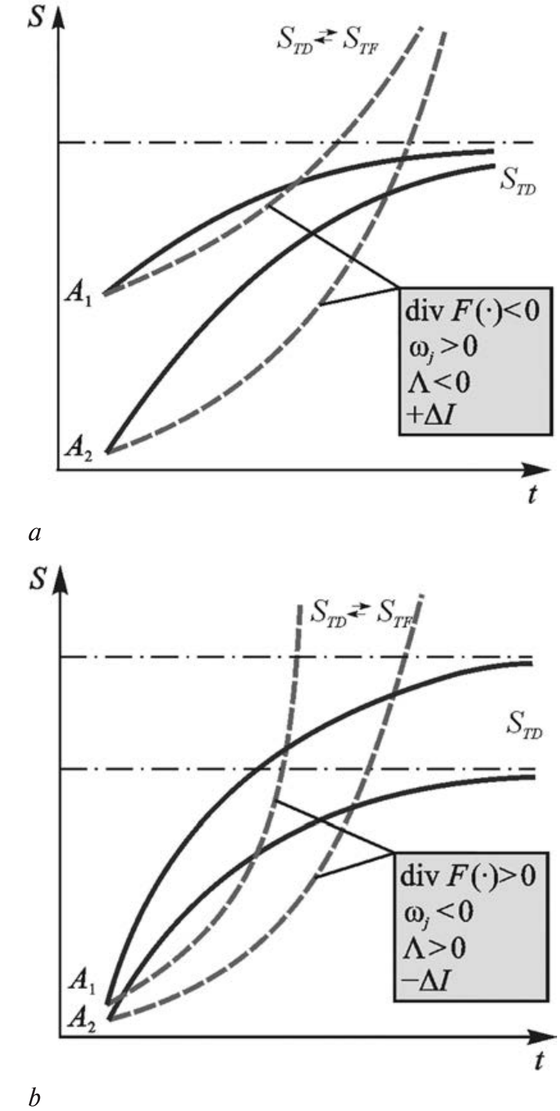

Рисунок — Эволюция термодинамического (S_{TD}) либо механотермодинамического ($S_{TD} \gtreqless S_{TF}$) состояния системы (A_1, A_2): *a* — колебательные и асимптотические сходящиеся процессы (дивергенция $divF(\cdot) < 0$); *b* — колебательные и асимптотические расходящиеся процессы ($divF(\cdot) > 0$)

Figure — Evolution of the thermodynamic (S_{TD}) or mechanothermodynamic ($S_{TD} \gtreqless S_{TF}$) state of the system (A_1, A_2): *a* — vibrational and asymptotic converging processes (divergence $divF(\cdot) < 0$); *b* — vibrational and asymptotic diverging processes ($divF(\cdot) > 0$)

analysis

$$F_\Lambda\left[\left(\omega_\tau \rightleftarrows \omega_\sigma\right) \rightleftarrows \omega_T\right] = \left[\left(\omega_\tau + \omega_\sigma\right)\Lambda_{\sigma\backslash\tau} + \omega_T\right]\Lambda_{M\backslash T} = \omega_\Sigma, \quad \Lambda \gtrless 1$$

synthesis

и *Сосновского—Щербакова* [28]

analysis

$$F_\Lambda\left(S_{TD} \rightleftarrows S_{TF}\right) = \left(S_{TD} + S_{TF}\right)\Lambda_{TD\backslash TF} = S_{MTD}, \quad \Lambda_{TD\backslash TF} \gtrless 1$$

synthesis

позволяют решать задачи *анализа* либо *синтеза* в любых системах.

Анализ эволюции систем в соответствии с законом возрастания энтропии представлен на рисунке.

Согласно рисунку, термодинамическая (S_{TD}) энтропия *всегда* стремится к максимуму — как для *сходящихся* (дивергенция $divF(\cdot) < 0$), так и для расходящихся ($divF(\cdot) > 0$) процессов движения точек (A_1, A_2) системы. А механотермодинамическая энтропия ($S_{TD} \rightleftarrows S_{TF}$) такой закономерности (при прочих одинаковых условиях) не имеет, поскольку она подчиняется закону возрастания.

Как видно, в количественном плане анализ изменения состояний систем по поврежденности более информативен, чем, например, исследование их энергетического или энтропийного состояний, поскольку всякое повреждение реально, тогда как материальные носители энергии или энтропии не известны или вовсе отсутствуют [32]. Однако использование фундаментальных понятий энергии и энтропии является весьма эффективным в науке, поскольку они лежат в основе многих физических законов, например, всеобщих законов сохранения. В этой связи анализ энергетического и энтропийного состояний систем оказывается безусловно плодотворным.

Выводы. Установлены следующие особенности трибофатической и механотермодинамической энтропии по сравнению с энтропией термодинамической: объект (система взаимодействующих сред, а не среда); состояние объекта (текущее и предельное, а не только текущее); не рассеянная, а эффективная энергия, затрачиваемая непосредственно на производство повреждений; неаддитивность (взаимодействие компонент энергии, энтропии, повреждений, обусловленных нагрузками разной природы).

По существу, уравнение (25) — это всеобщий закон неограниченного (↑) возрастания энтропии в материальном мире, ранее сформулированный в физике и философии, а теперь впервые записанный аналитически [30]. Поскольку энтропия однозначно связана с необратимой повреждаемостью системы и ее элементов (24), а их повреждаемость неограниченно возрастает (22), оказалось возможным построить всеобщую теорию эволюции любых (неорганических и органических) объектов и систем, в том числе живых и разумных [30, 31].

Таким образом, из изложенного следует, что *эволюция системы в общем случае определяется интенсивностью процессов необратимого изменения энтропии — термодинамической и трибофатической, т. е. обобщенной механотермодинамической энтропией. А производство энтропии также вечно, как и движение и повреждение.* Именно поэтому понятие об энтропии оказалось полезным и в космологии. Эта проблема будет обсуждаться в Сообщении 2.

Список литературы

1. Clausis, R. Mechanical Theory of Heat / R. Clausis, T.A. Hirst, J. Tyndall. — London: John van Voorst, 1867. — 376 p.
2. Kondepudi, D. Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures / D. Kondepudi, I. Prigogine. — John Wiley & Sons, 1998. — 486 p.
3. Физический энциклопедический словарь. — М.: БСЭ, 1983. — 928 с.
4. Wikipedia: The Free Encyclopedia [Electronic resource]. — Mode of access: https://en.wikipedia.org/wiki/Entropy. — Date of access: 10.05.2020.
5. Эткинс, П. Порядок и беспорядок в природе / П. Эткинс. — М.: Мир, 1987. — С. 88–90.
6. Eddington, A.S. The Nature of Physical World: Gifford Lectures / A.S. Eddington. — Brooklyn: AMS Press, 1927. — 382 p.
7. Boltzmann, L. Sitzungsber / L. Boltzmann // Acad. Wiss. Wien. — 1872. — Vol. 66. — Pp. 275–370.
8. Planck, M. Treatise on Thermodynamics / M. Planck; Engl. transe. — 3rd ed. — N.Y.: Dover, 1945.
9. Шеннон, К. Работы по теории информации и кибернетике / К. Шеннон. — М.: Иностр. лит-ра, 1963. — 832 с.
10. Tribus, M. Energy and Information / M. Tribus, E.C. McIrvine // Scientific America, 224 (September 1971). — Pp. 178–189.
11. Gibbs, J.W. The Scientific Papers of Willard Gibbs. Vol. 1: Thermodynamics / J.W. Gibbs. — N.Y.: Dover, 1961.
12. Coveney, P.V. The Second Law of Thermodynamics: Entropy, Irreversibility and Dynamics / P.V. Coveney. — 1988. — Vol. 333. — Pp. 409–415.
13. Neumann, J. Matematische Grundlagen der Quantenmechanic / John von Neumann. — German: Springer, 1996. — 271 p.
14. Мейз, Дж. Теория и задачи механики сплошных сред / Дж. Мейз. — М.: Мир, 1974. — 318 с.
15. Седов, Л.И. Механика сплошной среды: в 2 т. / Л.И. Седов. — М.: Наука, 1973. — Т. 2. — 420 с.
16. Bryant, M.D. Entropy and Dissipative Processes of Friction and Wear / M.D. Bryant // Transactions of Faculty of Mechanical Engineering. — Belgrade, 2009. — Vol. 37, No. 2. — Pp. 55–60.
17. Naderi, M. On the thermodynamic entropy of fatigue / M. Naderi, M. Amiri, M.M. Khonsari // Proceedings of the Royal Society. — 2010. — Series A, No. 466. — Pp. 423–438.
18. Хинчин, А. Я. Понятие энтропии в теории вероятностей / А.Я. Хинчин // Успехи математических наук. — 1953. — Т. 8, № 3(55). — С. 3–20.
19. Высоцкий, М.С. Механотермодинамическая система как новый объект исследования / М.С. Высоцкий, П.А. Витязь, Л.А. Сосновский // Механика машин, механизмов и материалов. — 2011. — № 2(15). — С. 5–10.
20. Sosnovskiy, L.A. Mechanothermodynamics / L.A. Sosnovskiy, S.S. Sherbakov. — Berlin: Springer, 2016. — 155 p.
21. Щербаков, С.С. Модели состояний трибофатических и механотермодинамических систем / С.С. Щербаков // Актуальные вопросы машиноведения: сб. науч. тр. / Объедин. ин-т машиностроения НАН Беларуси; редкол.: С.Н. Поддубко [и др.]. —2019. — Вып. 8. — С. 204–208.
22. Сосновский, Л.А. Принципы механотермодинамики / Л.А. Сосновский, С.С. Щербаков. — Гомель: БелГУТ, 2013. — 150 с.
23. Sosnovskiy, L.A. Mechanothermodynamical system and its behavior / L.A. Sosnovskiy, S.S. Sherbakov // Continuum Mech. Thermodyn. — 2012. — Vol. 24, Iss. 3. — Pp. 239–256.
24. Сосновский, Л.А. Механика износоусталостного повреждения / Л.А. Сосновский. — Гомель: БелГУТ, 2007. — 434 с.
25. Щербаков, С.С. Механика трибофатических систем / С.С. Щербаков, Л.А. Сосновский. — Минск: БГУ, 2010 — 407 с.
26. Сосновский, Л.А. Основы трибофатики: учеб. пособие: / Л.А. Сосновский. — Гомель: БелГУТ, 2003. — Т. 1. — 246 с.; Т. 2. — 234 с.
27. A.B. Abiba, A.A. Moreirab, J.S. Andrade Jr., M. P. Almeida // Phys. A. — 2003. — Vol. 322. — Pp. 276–284.
28. Олемской, А.И. Статистическая теория поля неаддитивной системы / А.И. Олемской, О.В. Ющенко, А.Ю. Бадалян // ТМФ. — 2013. — Т. 174, № 3. — С. 444–466.
29. Сосновский, Л.А. Об одном виде энтропии как мере поглощения энергии, расходуемой на производство повреждений в механотермодинамической системе / Л.А. Сосновский // Доклады НАН Беларуси. — 2007. — Т. 51, № 6. — С. 100–104.
30. Сосновский, Л.А. Основы теории эволюции неорганических и органических систем, в том числе живых и разумных / Л.А. Сосновский, С.С. Щербаков, А.А. Лазаревич // Национальная философия в глобальном мире: материалы Первого белорус. философ. конгресса, Минск, 18–20 окт. 2017 г. — Минск: Беларус. навука, 2018. — С. 155–178.

31. Сосновский, Л.А. Трибофатика: о диалектике жизни / Л.А. Сосновский. — 2-е изд. — Гомель: БелГУТ, 1999. — 116 с.
32. Фейнман, Р. Лекции по физике / Р. Фейнман. — М.: Мир, 1963. — Т. 4. — 261 с.

SOSNOVSKIY Leonid A., D. Sc. in Eng., Prof.
Professor of the Department "Locomotives"[1]
E-mail: tribo-fatigue@mail.ru

SHERBAKOV Sergei S., D. Sc. in Phys. and Math., Prof.
Professor of the Department of Theoretical and Applied Mechanics[2]
E-mail: sherbakovss@mail.ru

[1]Belarusian State University of Transport, Gomel, Republic of Belarus
[2]Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus

Received 20 May 2020.

DEVELOPMENT OF THE CONCEPT OF ENTROPY: FROM THERMODYNAMICS TO COSMOLOGY. PART 1. THE CONCEPT OF ENTROPY: THERMODYNAMICS, MECHANICS, INFORMATICS, TRIBO-FATIGUE, MECHANOTHERMODYNAMICS

The paper describes a mathematical approach to the concept of entropy. Its analysis is given in various fields of science (thermodynamics, mechanics, etc.) and a summary of the main "entropy laws" is compiled. Seven useful definitions of entropy for additive processes (systems) are formulated. It is emphasized that thermodynamic entropy is not a conserved quantity, cannot be observed directly, and has no material content. These three "not" significantly complicate the use of the concept of entropy in engineering applications. It has been established that the concepts of entropy are fundamentally different for additive and non-additive processes (systems). For the former, entropy (in thermodynamics) is a characteristic of energy dissipation. And for the latter (in tribo-fatigue) this is a characteristic of its absorption. In mechanothermodynamics, both of these processes are analyzed. In this case, between the energy components (and, therefore, entropy, as well as damage to system elements caused by loads of different nature), specific interactions arise. It is shown that Λ-functions at the macro level turn out to be completely analogous to the non-additivity parameters in the q-calculus (at the nanoscale). This indicates the fundamental nature of modern concepts of non-additive systems. The basic concepts of tribo-fatigue and mechanothermodynamic entropy are presented. Their following features are established: an object (a system of interacting media, not a medium); the state of the object (current and limiting, not just current); not dispersed, but effective energy spent directly on the production of damage; non-additivity (the interaction of energy components, entropy, damage caused by loads of different nature). The universal law of steady growth of entropy is written and analyzed. It is shown that the evolution of the system in the general case is determined by the intensity of the processes of irreversible changes in entropy — thermodynamic and tribo-fatigue, i.e. combined mechanothermodynamic entropy. And entropy production is as eternal as movement and damage. That is why the concept of entropy has proved useful in cosmology. In this regard, the well-known analogy of thermodynamics and mechanics of black holes in cosmology is recognized as insufficient. A hypothesis is put forward on the analogy of mechanothermodynamics and mechanics of black holes based on the concepts of tribo-fatigue and mechanothermodynamic entropy. The first substantiation of this analogy is given and its prospects are analyzed. The article is published in two parts.

Keywords: *entropy, thermodynamics, reversible and irreversible processes, statistical mechanics, classical dynamics, quantum mechanics, continuum mechanics, friction and wear mechanics, mechanical fatigue, informatics, tribo-fatigue, mechanothermodynamics, mechanics of black holes, systems evolution*

DOI: https://doi.org/10.46864/1995-0470-2020-3-52-78-88

References

1. Clausis R. Hirst T.A., Tyndall J. *Mechanical Theory of Heat*. London, John van Voorst, 1867. 376 p.
2. Kondepudi D., Prigogine I. *Modern Thermodynamics: From Heat Engines to Dissipative Structures*. John Wiley & Sons, 1998. 486 p.
3. *Fizicheskiy entsiklopedicheskiy slovar* [Physical encyclopedic dictionary]. Moscow, Bolshaya sovetskaya entsiklopediya Publ., 1983. 928 p. (in Russ.).
4. *Wikipedia. The Free Encyclopedia*. Available at: https://en.wikipedia.org/wiki/Entropy (accessed 10 May 2020).

5. Atkins P.W. *The Second Law*. W.H. Freeman & Co., 1984. 230 p.
6. Eddington A.S. *The Nature of Physical World. Gifford Lectures*. Brooklyn, AMS Press, 1927. 382 p.
7. Boltzmann L. Sitzungsber. *Academie der Wissenschaften Wien*, 1872, vol. 66, pp. 275–370.
8. Planck M. *Treatise on Thermodynamics*. New York, Dover, 1945.
9. Shannon K. *Raboty po teorii informatsii i kibernetike* [Works on information theory and cybernetics]. Moscow, Inostrannoy literatury Publ., 1963. 832 p. (in Russ.)
10. Tribus M., McIrvine E.C. Energy and Information. *Scientific America*, 1971, vol. 224, pp. 178–189.
11. Gibbs J.W. *The Scientific Papers of Willard Gibbs. Vol. 1. Thermodynamics*. New York, Dover, 1961.
12. Coveney P.V. The Second Law of Thermodynamics: Entropy, Irreversibility and Dynamics. *Nature*, 1988, vol. 333, pp. 409–415.
13. Von Neumann J. *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. Springer, 1996. 271 p.
14. Mase G.E. *Theory and Problems of Continuum Mechanics*. New York, Mcgraw-Hill Book Company, 1970.
15. Sedov L.I. *Mekhanika sploshnoy sredy. Tom 2* [Mechanics of a continuous medium. Volume 2]. Moscow, Nauka Publ., 1973. 420 p. (in Russ.).
16. Bryant M.D. Entropy and Dissipative Processes of Friction and Wear. *Transactions of Faculty of Mechanical Engineering*, 2009, vol. 37, no. 2, pp. 55–60.
17. Naderi M., Amiri M., Khonsari M.M. On the thermodynamic entropy of fatigue fracture. *Proceedings of the Royal Society*, *Series A*, 2010, no. 466, pp. 423–438.
18. Khinchin A.Ya. Ponyatiye entropii v teorii veroyatnostey [The concept of entropy in probability theory]. *Russian Mathematical Surveys*, 1953, vol. 8, no. 3(55), pp. 3–20 (in Russ.).
19. Vysotsky M.S., Vityaz P.A., Sosnovskiy L.A. Mekhanotermodinamicheskaya sistema kak novyy obekt issledovaniya [Mechanothermodynamic system as a new object of research]. *Mechanics of machines, mechanisms and materials*, 2011, no. 2(15), pp. 5–10 (in Russ.).
20. Sosnovskiy L.A., Sherbakov S.S. *Mechanothermodynamics*. Berlin, Springer, 2016. 155 p.
21. Sherbakov S.S. Modeli sostoyaniy tribofaticheskikh i mekhanotermodinamicheskikh sistem [Models of states of tribo-fatigue and mechanothermodynamic systems]. *Aktualnye voprosy mashinovedeniya*, 2019, iss. 8, pp. 204–208 (in Russ.).
22. Sosnovskiy L.A., Sherbakov S.S. *Printsipy mekhanotermodinamiki* [Principles of mechanothermodynamics]. Gomel, Belorusskiy gosudarstvennyy universitet transporta Publ., 2013. 150 p. (in Russ.).
23. Sosnovskiy L.A., Sherbakov S.S. Mechanothermodynamical system and its behavior. *Continuum Mechanics and Thermodynamics*, 2012, vol. 24, iss. 3, pp. 239–256.
24. Sosnovskiy L.A. *Mekhanika iznosoustalostnogo povrezhdeniya* [Mechanics of wear-fatigue damage]. Gomel, Belorusskiy gosudarstvennyy universitet transporta Publ., 2007. 434 p. (in Russ.).
25. Sherbakov S.S., Sosnovskiy L.A. *Mekhanika tribofaticheskikh sistem* [Mechanics of tribo-fatigue systems]. Minsk, Belorusskiy gosudarstvennyy universitet Publ., 2010. 407 p. (in Russ.).
26. Sosnovskiy L.A. *Osnovy tribofatiki: v 2-kh tomakh* [Fundamentals of Tribo-Fatigue: in 2 volumes]. Gomel, Belorusskiy gosudarstvennyy universitet transporta Publ., 2003. 480 p. (in Russ.).
27. Adib A.B., Moreira A.A., Andrade Jr. J.S., Almeida M.P. Tsallis thermostatistics for finite systems: a Hamiltonian approach. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 2003, vol 322, pp. 276–284.
28. Olemskoi A.I., Yushchenko O.V., Badalyan A.Yu. Statisticheskaya teoriya polya neadditivnoy sistemy [Statistical field theory of a non-additive system]. *Theoretical and Mathematical Physics*, 2013, vol. 174, no. 3, pp. 444–466 (in Russ.).
29. Sosnovskiy L.A. Ob odnom vide entropii kak mere pogloshcheniya energii, raskhoduemoy na proizvodstvo povrezhdeniy v mekhanotermodinamicheskoy sisteme [On a form of entropy as a measure of the absorption of energy spent on damage production in a mechanothermodynamic system]. *Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2007, vol. 51, no. 6, pp. 100–104 (in Russ.).
30. Sosnovskiy L.A., Sherbakov S.S., Lazarevich A.A. Osnovy teorii evolyutsii neorganicheskikh i organicheskikh sistem, v tom chisle zhivykh i razumnykh [Fundamentals of the theory of evolution of inorganic and organic systems, including living and rational]. *Natsionalnaya filosofiya v globalnom mire. Materialy Pervogo belorusskogo filosofskogo kongressa* [National Philosophy in the Global World. Proc. First Belarusian Philosophical Congress]. Minsk, 2018, pp. 155–178 (in Russ.).
31. Sosnovskiy L.A. *Tribofatika: o dialektike zhizni* [Tribo-Fatigue: on the dialectic of life]. Gomel, Belorusskiy gosudarstvennyy universitet transporta Publ., 1999. 116 p. (in Russ.)
32. Feynman R. *Lektsii po fizike*. Tom 4 [Lectures in Physics. Volume 4]. Moscow, Mir Publ., 1963. 261 p. (in Russ.).