

## НАЧАЛА МЕХАНОТЕРМОДИНАМІКИ

Сосновський Л.А., д.т.н., проф.<sup>1)</sup>, Приймаков О.Г., к.т.н., проф.<sup>2)</sup>,  
Градиський Ю.О., к.т.н., доц.<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Інститут проблем міцності НАН України, м. Київ

<sup>2)</sup> Харківський національний університет цивільного захисту України

<sup>3)</sup> Харківський національний технічний університет сільського  
господарства імені Петра Василенка

*Розглянуто можливі переходи механічної системи від нестійкого до стійкого стану. На основі цього викладено перше та друге начало механотермодинаміки стосовно механіки руху, пошкоджень та кібернетики. Викладені начала механотермодинаміки пристосовані до реальних систем.*

**Вступ.** З розвитком теорії зносостійкої витривалості та трансформацією її у трібофатику виникає можливість дослідити явище троппі і встановити реальний механізм зменшення ресурсу механічних силових систем, і навіть спрогнозувати його на стадії проектування цих систем. Інакше кажучи з допомогою трібофатики можна оптимізувати конструктивно-технологічне забезпечення конструкцій силових механічних систем, що, безумовно, є актуальною науково-технічною проблемою вітчизняного машинобудування.

**Аналіз проведених досліджень.** При аналізі поведінки термодинамічних систем проблема взаємодії енергій різної природи, за наявними відомостями, не ставилася. Природно, що не вивчена і можлива взаємодія ентропії, породжуваної механотермодинамічними силами і потоками при реалізації різних необоротних процесів [1-3].

Але, оскільки зв'язок  $S(U)$  ентропії та енергії є органічним, то на підставі принципу взаємодії енергій [4, 5] запишемо цей зв'язок з врахуванням можливих  $\Lambda$ -взаємодій, при цьому перейдемо від збільшення ентропії до зміни

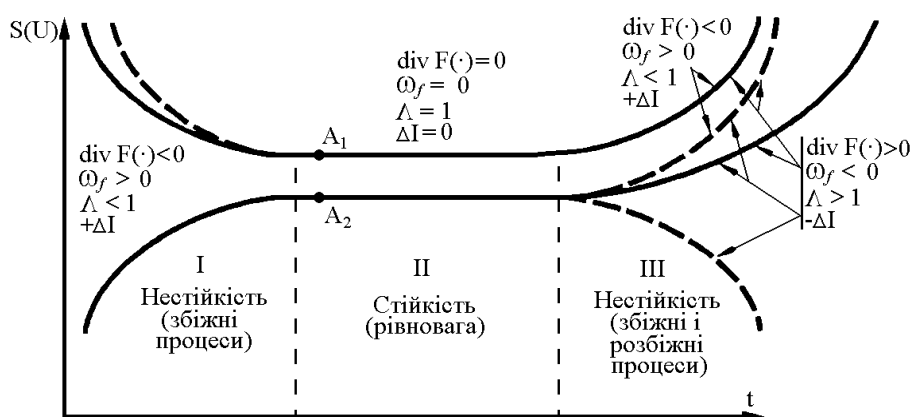
її абсолютних значень у часі:

$$S_{total}(t) = [S_T(t) + S_{TF}(t)] \Lambda_{T/TF} \quad (1)$$

Елементи теорії  $\Lambda$ -взаємодії необоротних пошкоджень в силових системах до теперішнього часу сформульовані і в деякій мірі розроблені. Створення ж теорії необоротних  $\Lambda$ -взаємодій у механотермодинамічних системах чекає свого дослідження. Але рівняння (1), дозволяє приступитися до аналізу механотермодинамічного стану систем хоча б у першому наближенні.

**Метою** даної статті є формування начал механотермодинаміки силових систем машинобудування, виходячи з основних положень трібофатики.

**Результати досліджень.** Проведений аналіз дозволяє побудувати зміну стану систем у часі (рис. 1). При певних співвідношеннях параметрів рівняння (1) прогнозує різноманітні й складні "траєкторії" ентропії. В процесі еволюції система може входити, наприклад, у стійкі та рівноважні стани і виходити з них - так багато разів, як це можливо в конкретних умовах її існування; спостережувані точки  $A_1, A_2$  системи можуть зближатися і розходитися або рухатися практично паралельно; система може набувати біфуркації й інших (більш складних) перетворень. Далі природно виникає питання: в чому полягає відмінність механотермодинамічних і термодинамічних процесів?



a

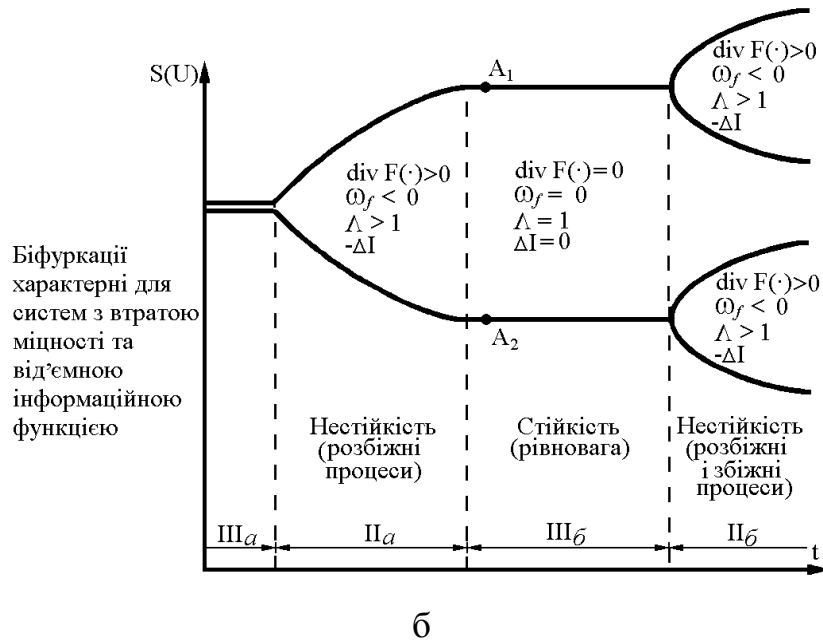


Рисунок 1 – Можливі переходи системи від нестійкого до стійкого стану і назад (а) і виникнення біфуркацій (б)

З одного боку, траєкторія механотермодинамічного стану ( $S_T + S_{TF}$ ) не може збігатися з траєкторією термодинамічного стану ( $S_T$ ), оскільки в першому випадку з'являється ненульова добавка трібофатичної ентропії ( $S_{TF} > 0$ ). Це обумовлює кількісні відмінності в траєкторіях порівнюваних систем. З іншого боку, виявляється і принципова відмінність у їх поведінці: коли ентропія термодинамічної системи досягає, наприклад, локального максимуму (рівноважний стан), механотермодинамічна система може не мати такого - і вона буде перебувати в нерівноважному стані. Це спостерігається і у випадку збіжних і у випадку розбіжних процесів руху – і для систем що зміцнюються і втрачають міцність в часі, в яких породжується нова позитивна або негативна інформація [2-4].

Якщо еволюцію розглядати з об'єднаної точки зору механотермодинамічного стану системи, то можна зрозуміти: всякій системі загрожує не термодинамічна смерть, а пошкодження і розкладання на складові, які, в свою чергу, можуть і повинні розглядатися як вихідні елементи для утворення і розвитку нових систем, способом існування яких є рух - і нові

пошкодження. Еволюція виявляється односпрямованою в часі й, по суті, нескінченною, оскільки матерія, як і спосіб її існування - рух - є незнищуваними.

Таким чином, сформульований вище постулат ми можемо прийняти в якості першого начала механотермодинаміки (рис. 2).

**ПОШКОДЖУВАНІСТЬ ВСЬОГО СУЩОГО – НЕ МАЄ МИСЛИМИХ ГРАНИЦЬ**

$$\vec{\omega}_{\Sigma} = \vec{\omega}_{\Sigma} \left( U_{\Sigma}^{eff} \right) \xrightarrow{t} \infty$$

**Перше начало стверджує, що для еволюції всякої системи неминучий односпрямований процес її розкладання:**

**зокрема, на нескінченно велику кількість малих складових (фрагментів, атомів, елементарних часток). По суті, воно рівносильне визнанню тези про нескінченність еволюції, якщо взяти до уваги, що продукти розпаду будь-якої системи стають будівельним матеріалом для нових систем. Іншими словами, наш Всесвіт нескінчений, оскільки він еволюціонує по пошкодженню. Це відповідає філософському уявленню про те, що матерія і рух вічні, а пошкоджуваність є фундаментальна властивість (і обов'язок) всіх систем, в тому числі живих і розумних.**

**Наслідок. Виробництво внутрішньої механотермодинамічної ентропії так само вічно, як рух і пошкодження; це значить, що ентропія Всесвіту зростає**

Рисунок 2 – Зміст першого начала механотермодинаміки

Відповідно до нього, «кількість пошкоджень» системи може бути як завгодно великою:

$$\vec{\omega}_{\Sigma} = \vec{\omega}_{\Sigma} \left( U_{\Sigma}^{eff} \right) \xrightarrow{t} \infty . \quad (2)$$

Згідно (1) для еволюції всякої системи неминучий процес її розкладання - зокрема, на незліченну кількість нескінченно малих складових (атомів, елементарних часток і т.д.); ці складові стануть будівельним матеріалом для

нових систем.

З викладеного вище випливає, що доля системи (або її довговічність) визначається інтенсивністю і спрямованістю процесів взаємодії необоротних внутрішніх пошкоджень, обумовлених будь-якими впливами. Таким чином, можна сформулювати наслідок з першого начала термодинаміки: виробництво внутрішньої механотермодинамічної ентропії так само вічно, як і рух, і пошкодження [6, 7].

Перше начало механотермодинаміки по суті може трактуватися як твердження: ентропія Всесвіту зростає. В своїх відомих лекціях по фізиці [5] Фейнман другий закон термодинаміки сформулював аналогічно. Він виходив з наступного міркування: для системи типу Всесвіту завжди характерні необоротні термодинамічні зміни. Нагадаємо: ще в XIX столітті Клаузіус дійшов висновку, що став в сучасній термодинаміці класичним [7]: ентропія (термодинамічна) Всесвіту прагне до максимуму. Правда, з тих пір нікому не вдалося встановити хоча б порядок величини цього максимуму, а саме твердження базувалося лише на власному висновку про термодинамічну ентропію. Але висновок Клаузіуса випливає з загального закону збереження: енергія Всесвіту постійна.

Твердження про постійність енергії Всесвіту базується на припущенні, що Всесвіт - ізольована система. А якщо визнати, що Всесвіт - відкрита механотермодинамічна система, яка здатна обмінюватися енергією і речовиною з іншими космічними суперсистемами, то перше начало механотермодинаміки знаходить фізичну реальність.

Далі, беручи до уваги (1), представляється можливим сформулювати друге начало механотермодинаміки (рис. 3): потоки ефективної енергії (ентропії), обумовлені джерелами різної природи, при необоротних змінах в механотермодинамічній системі не додаються - вони складним чином взаємодіють.

**ПОТОКИ ЕФЕКТИВНОЇ ЕНЕРГІЇ (ЕНТРОПІЇ), ОБУМОВЛЕНІ  
ДЖЕРЕЛАМИ РІЗНОЇ ПРИРОДИ, НЕ ДОДАЮТЬСЯ – ВОНИ  
ДІАЛЕКТИЧНО ВЗАЄМОДІЮТЬ**

$$U_{\sigma}^{eff} = U_{\sigma}^{eff} (\Lambda_1, \dots, \Lambda_m, U_1^{eff}, \dots, U_n^{eff}), m < n$$

**$\Lambda$ -функції взаємодії повинні набувати три класи значень ( $\Lambda \geq \leq 1$ ), щоб описати не тільки єдність і боротьбу, але і спрямованість процесів фізичного зміцнення і втрати міцності в системі**

Рисунок 3 – Зміст другого начала механотермодинаміки

Такі  $\Lambda$ -взаємодії описуються виразом

$$U_{\Sigma}^{eff} = U_{\Sigma}^{eff} (\Lambda_1, \dots, \Lambda_m, U_1^{eff}, \dots, U_n^{eff}), m < n, \quad (3)$$

$$S_i = S_i (\Lambda_1, \dots, \Lambda_m, S_i^{(1)}, \dots, S_i^{(n)}), m < n. \quad (4)$$

Результат різноманітних  $\Lambda$ -взаємодій, як було показано вище, - розвиток (накопичення) в елементах системи внутрішніх пошкоджень, обумовлених єдністю і боротьбою протилежних процесів фізичного зміцнення і втрати міцності. Функції взаємодій повинні набувати три класи значень ( $\Lambda \geq \leq 1$ ).

Звичайно, важливим є завдання створення загальної моделі  $\Lambda$ -взаємодій. В першому наближенні її можна побудувати, наприклад, використовуючи елементи теорії графів.

Нагадаємо: найпростіший вираз для визначення ефективної енергії має вигляд

$$U_{\Sigma}^{eff} = [(U_{\sigma}^{eff} + U_{\tau}^{eff}) \Lambda_{\sigma \setminus \tau} + U_T^{eff}] \Lambda_{T \setminus M}. \quad (5)$$

Структура (5) суттєво ієрархічна: спочатку визначається ефективна енергія при взаємодії силової і фрикційної її складових

$$U_{\sigma \setminus \tau}^{eff} = U_{\sigma \setminus \tau}^{eff} (\Lambda_{\sigma \setminus \tau}, U_{\sigma}^{eff}, U_{\tau}^{eff}) = (U_{\sigma}^{eff} + U_{\tau}^{eff}) \Lambda_{\sigma \setminus \tau}, \quad (6)$$

потім - при взаємодії механічної і теплової її складових

$$U_{\Sigma}^{eff} = U_{\Sigma}^{eff}(\Lambda_{T \setminus M}, U_{\sigma \setminus \tau}^{eff}, U_T^{eff}) = (U_{\sigma \setminus \tau}^{eff} + U_T^{eff}) \Lambda_{T \setminus M}. \quad (7)$$

Запишемо, вираз (5) у загальному виді:

$$U_{\Sigma}^{eff} = U_{\Sigma}^{eff}(\Lambda_{\sigma \setminus \tau}, \Lambda_{T \setminus M}, U_{\sigma}^{eff}, U_{\tau}^{eff}, U_T^{eff}). \quad (8)$$

Структуру (8) можна представити у вигляді графа-дерева (рис. 4, а) або відповідного йому гіперграфа (рис. 4, б).

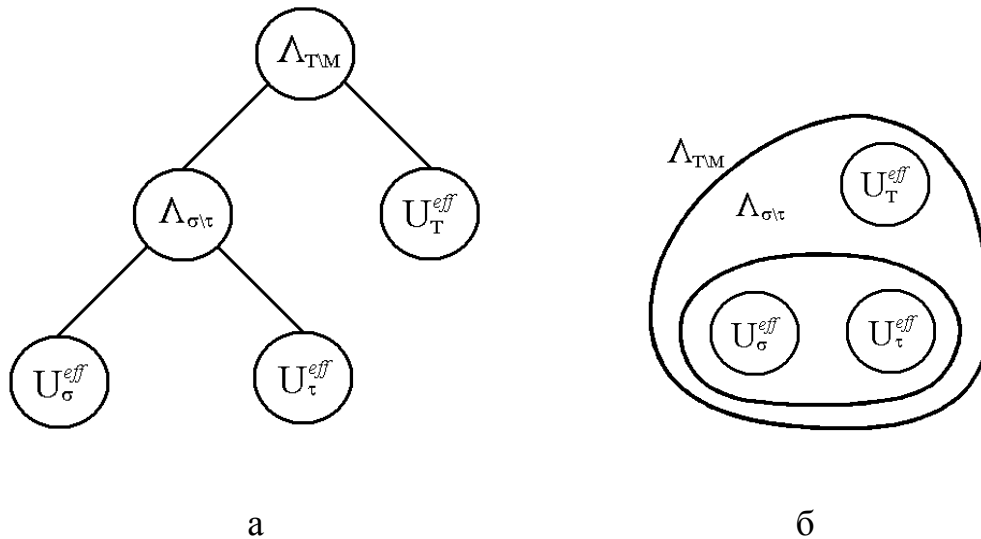


Рисунок 4 – Схема енергетичної взаємодії

Вираз (8) і графи, наведені на рис. 4, мають ту перевагу, що вони слушні для будь-якої операції над енергіями, а не тільки для їх підсумовування, як це було зазначено в (5).

Граф (рис. 4, а) представляє собою кореневе дерево, в якому листя - «первинні» ефективні енергії ( $U_{\sigma}^{eff}, U_{\tau}^{eff}, U_T^{eff}$ ), виділення (визначення) яких, насправді, досить умовне, а вершини, що не є листям, - ефективні енергії, обумовлені відповідними функціями взаємодії ( $\Lambda_{\sigma \setminus \tau}, \Lambda_{T \setminus M}$ ) і енергіями нижнього рівня.

Корінь дерева - «сумарна» ефективна енергія  $U_{\Sigma}^{eff}$ .

В гіперграфові (рис. 4, б), вершинами є ефективні енергії ( $U_{\sigma}^{eff}, U_{\tau}^{eff}, U_T^{eff}$ ), а ребрами - функції взаємодії ( $\Lambda_{\sigma \setminus \tau}, \Lambda_{T \setminus M}$ ). Даний гіперграф може бути заданий наступною матрицею

$$\begin{array}{c|ccc} & U_{\sigma}^{eff} & U_{\tau}^{eff} & U_T^{eff} \\ \hline \Lambda_{\sigma \setminus \tau} & 1 & 1 & 0 \\ \Lambda_{T \setminus M} & 1 & 1 & 1 \end{array}$$

В самому ж загальному випадку, при деякому способі виділення первинних енергій, можлива наявність більше ніж двох (показаних на рис. 4) рівнів; функції  $\Lambda$  можуть визначати взаємодію більше ніж двох енергій. Відповідно ефективна енергія для системи в цілому (сумарна), буде визначатися набором

$$\{\Lambda_1, \dots, \Lambda_q, U_1^{eff}, \dots, U_S^{eff}\}, \quad q < s,$$

$$U_{\Sigma}^{eff} = U_{\Sigma}^{eff}(\Lambda_1, \dots, \Lambda_q, U_1^{eff}, \dots, U_S^{eff}), \quad q < s \quad (9)$$

Деталізація виразу (9) до другого рівня включно може бути представлена в наступному вигляді:

$$U_{\Sigma}^{eff} = \Lambda_{\Sigma} \left\{ \Lambda_1 \left[ \Lambda_{11}(\dots), \dots, \Lambda_{1m}(\dots), U_{11}^{eff}, \dots, U_{1n}^{eff} \right], \dots, \Lambda_k \left[ \Lambda_{k1}(\dots), \dots, \Lambda_{kp}(\dots), U_{k1}^{eff}, \dots, U_{kr}^{eff} \right], U_1^{eff}, \dots, U_l^{eff} \right\} \quad (10)$$

Формула (10) може бути представлена у вигляді дерева і відповідного йому гіперграфа, який може бути заданий матрицею  $R = \|r_{ij}\|$ , де

$$r_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{якщо } U_i \in \Lambda_j, \\ 0, & \text{якщо } U_i \notin \Lambda_j. \end{cases} \quad (11)$$



Узагальнюючи, скажемо, що розвиток системи, за нашими уявленнями, може бути описаний комплексом визначальних параметрів, наприклад:

$$\left( \begin{array}{l} S_{total}(t), U_{\Sigma}^{eff}(t); \\ \omega_{\Sigma\theta}, \psi_{\Sigma\theta}; \\ S_{\rho}(\theta), \rho(\theta); \\ P(A), Q(B), P_*; \\ \theta = t/T_{\otimes}, \end{array} \right) \quad (12)$$

де  $T_{\otimes}$  - тривалість життя (існування) системи;  $\psi_{\Sigma\theta}$  - функція її суцільності [4].

Хоча всі параметри, що є в матриці (12), і взаємозалежні в будь-який момент часу  $\theta$ , кожний з них проте характеризує (описує) різні (специфічні) властивості системи в процесі її еволюції. Так, ентропія успішно справляється з аналізом стану дисипативних структур з погляду їх самоорганізації й упорядкованості; пошкоджуваність (суцільність) адекватно відображає механічний стан системи з погляду необоротної зміни її розмірів, форми, об'єму і т.д.; імовірність описує роль випадку при будь-якій зміні стану, а баланс між ризиком і безпекою характеризує стратегію еволюції. Ці описи тим більше цінні, що вони мають не тільки ясний якісний зміст, але і кількісний характер.

Звичайно, щоб забезпечити повноту аналізу, треба встановити можливі зв'язки параметрів, що входять до матриці (12), і їм подібних. Так, наприклад, можна шукати [2, 4] наступний ланцюжок співвідношень:

$$\begin{aligned} \text{Еволюція } \frac{\rho}{S_{\rho}}(\theta) &= k_m \text{ tr}B \times t \quad (\text{механіка руху}) \\ &= k_d \sum \omega_j(t) \quad (\text{механіка пошкоджень}) \\ &= k_S S_{total}(t) \quad (\text{механотермодинаміка}) \\ &= k_i \Delta I(t) \quad (\text{кібернетика}). \end{aligned} \quad (13)$$

Тут  $k$  - відповідні перехідні функції.

Такі основні положення нової (або, краще сказати, об'єднаної) фізичної дисципліни - механотермодинаміки.

Введемо поняття про чотири принципово можливих типах пошкодження реальної силової системи. Будемо говорити про стани її необоротного пошкодження.

1. Термодинамічним пошкодженням назвемо всяку необоротну зміну структурної організації системи. Узагальнено його може характеризувати параметр  $S_{\Sigma} > 0$ .

2. Термомеханічним пошкодженням назвемо всяку необоротну зміну об'єму, форми, складу, будови і фізико-механічних властивостей твердих тіл, що становлять систему. Інтегрально його може характеризувати параметр  $\omega_{\Sigma} > 0$ .

3. Для органічних систем додатково введемо уяву про біохімічне пошкодження - всякій незворотній зміні хімічного складу і біологічних функцій. Його можна характеризувати деяким комплексним параметром  $B_{\Sigma} > 0$ .

4. Нарешті, для живих і розумних систем додатково введемо уяву про інтелектуальне пошкодження - всякому незворотному розумовому і психофізичному розладі. Його можна характеризувати деяким комплексним параметром  $J_{\Sigma} > 0$ .

Опираючись на викладену в цій статті методологію вивчення взаємодії незворотних пошкоджень, одержимо сукупне пошкодження

$$\text{Pr}_{\Sigma} = \Lambda_{\text{otg}\backslash\text{nonorg}} [\Lambda_{S\backslash\omega}(S, \omega_{\Sigma}), \Lambda_{B\backslash J}(B_{\Sigma}, J_{\Sigma})], \quad (14)$$

і загальне виробництво пошкоджень в будь-якій системі

$$d \text{Pr}_{\Sigma} = d \{ \Lambda_{\text{otg}\backslash\text{nonorg}} [\Lambda_{S\backslash\omega}(S, \omega_{\Sigma}), \Lambda_{B\backslash J}(B_{\Sigma}, J_{\Sigma})] \}. \quad (15)$$

У випадку, якщо

$$\text{Pr}_\Sigma = \Lambda_{otg \setminus nonorg} [\Lambda_{S \setminus \omega} (S + \omega_\Sigma) + \Lambda_{B \setminus J} (B_\Sigma + J_\Sigma)], \quad (16)$$

де  $\Lambda$  - постійні коефіцієнти, що є власними випадками відповідних функцій взаємодії незворотних пошкоджень різної природи, то

$$d \text{Pr}_\Sigma = \Lambda_{otg \setminus nonorg} [\Lambda_{S \setminus \omega} (dS, d\omega_\Sigma), \Lambda_{B \setminus J} (dB_\Sigma, dJ_\Sigma)]. \quad (17)$$

**Висновки:** сформовано загальні начала механотермодинаміки силових систем і приведено їх до реальних силових систем; створена загальна модель трібофатичних взаємодій ( $\Lambda$ -взаємодій), яка побудована з використанням елементів теорії графів; вперше отримане значення сукупного пошкодження і загальне виробництво пошкоджень в довільній механічній (біомеханічній) системі, опираючись на методологію незворотних трібофатичних пошкоджень.

## Список літератури

1. Сосновский Л.А. Механика износоусталостного повреждения. – Гомель: изд. БелГУТ, 2007. – 434 с.
2. Tanaka K., Miton Y., Sakoda S. Fatigue Fract. End. Mater. Strust. – 1985. – V. 8. - № 2. – P. 129 – 142.
3. Edwards R.O. Fretting Fatigue. – Appl. Sci. – London, 1981. – P. 67 – 97.
4. Мейз Дж. Теория и задачи механики сплошных сред. - М.: Мир, 1974. – 318 с.
5. Фейнман Р. Лекции по физике. – М.: Мир, 1963. – Т.4. – 261 с.
6. Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. – М.: Мир, 2003. – 342 с.
7. Кондепуди Д., Пригожин И. Современная термодинамика. – М.: Наука, 2002. – 461 с.

## Аннотация

**НАЧАЛА МЕХАНОТЕРМОДИНАМИКИ**  
Сосновский Л.А., Приймаков А.Г., Градыский Ю.А.

*Рассмотрено возможные переходы механической системы от*

*устойчивого к неустойчивому состоянию. На основании этого изложено первое и второе начало механотермодинамики относительно механики движения, повреждений и кибернетики. Изложенные начала механотермодинамики приспособлены к реальным системам.*

## **Abstract**

### **THE BEGINNINGS MIKHANOTHERMODYNAMICA**

Sosnovskij L.A., Prijmakov A.G., Gradyskij Y.A.

*It is considered possible transitions of mechanical system from steady against an unstable condition. On the basis of it the first and second beginning mikhanothermodynamica concerning mechanics of movement, damages and cybernetics is stated. The stated beginnings mikhanothermodynamica are adapted for real systems.*