

УДК 577.31:574

Ю. А. Мирончук
кандидат технічних наук

ТЕРМОДИНАМІЧНІ АСПЕКТИ АНАЛІЗУ ЕКОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

Наведено короткий історичний огляд розвитку досліджень з проблеми росту ентропії замкнутої термодинамічної системи та витікаючих із неї наслідків екологічного характеру. Проведено аналіз впливу характеру процесів, протікаючих у відкритих проточних підсистемах на швидкість продукування ентропії у нерівноважних замкнутих системах. Вказані фактори функціонування проточних систем, які гальмують швидкість продукування ентропії. Показана можливість застосування викладених методів термодинамічного аналізу до процесів життєдіяльності рослинних організмів як елементів біосфери.

Історично можна вважати, що термодинаміка є тою з точних наук, яка вперше сформулювала і поставила перед людством проблему екологічного характеру - причому в масштабах Всесвіту. Це було зроблено Р. Клаузіусом, який у 1854 р. відкрив існування такої термодинамічної функції стану, як ентропія - S .

Згідно класичного визначення, приріст ентропії ΔS деякого тіла рівний відношенню кількості тепла ΔQ , отриманого цим тілом у деякому процесі, до абсолютної температури тіла T :

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}; \quad (1)$$

Розглянемо замкнуту нерівноважну термодинамічну систему (Рис.1), розділену уявною перегородкою на дві частини з різними температурами - T_1, T_2 . Причому $T_1 > T_2$.

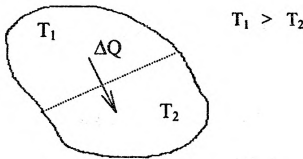


Рис. 1. Закон зростання ентропії замкнутої системи

Із-за існуючої нерівноважності тепло самовільно перетікатиме від теплішої до холоднішої частини системи. Якщо обидві частини системи мають достатньо велику теплову ємкість, то в результаті перетікання протягом короткого проміжку часу Δt кількості тепла ΔQ від одної частини системи до іншої температури цих частин системи практично не зміняться. Оскільки ентропія системи величина адитивна, то її приріст для системи за проміжок часу Δt складатиме:

$$\Delta S_{\text{сист}} = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -\frac{\Delta Q}{T_1} + \frac{\Delta Q}{T_2} = \Delta Q \cdot \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 \cdot T_2} \right) > 0; \quad (2)$$

Дане рівняння (з врахуванням 2-го закону термодинаміки) вказує, що які б процеси не відбувались у замкнутій системі, це завжди супроводжуватиметься зростанням загальної ентропії системи.

Застосування Клаузіусом відкритого ним закону зростання ентропії замкнутої системи до Всесвіту в цілому породило відому проблему теорії «теплової смерті Всесвіту», яка в свій час послугувала причиною для гострих ідеологічних суперечок, але, що важливіше, дала поштовх для проведення ряду різнопланових наукових досліджень.

Фундаментальна властивість енергії полягає в тому, що вона самовільно і постійно перетікає від зон з більш високим потенціалом (температура, тиск, ...) до зон з більш низьким потенціалом. Всі ті явища, які спостерігаються у Всесвіті, в тому числі й феномен біологічного життя, по своїй суті є матеріалізованими (на рівні речовини) ефектами, що супроводжують процеси перетікання енергії від світил у міжзоряний простір.

Досягнення ентропією Всесвіту максимального значення означає встановлення у Всесвіті термодинамічної рівноваги - з часом температурні потенціали всіх точок Всесвіту зрівнюються, світила згаснуть. При цьому зникнуть умови для впорядкованого перетікання потоків енергії, зникнуть і матеріалізовані прояви цього перетікання - наступить всесвітній хаос - тобто, «кінець світу» (мається на увазі такого світу, яким ми його можемо спостерігати нині).

Фізичний зміст ентропії був розкритий Л. Больцманом з розгляду статистичних закономірностей розподілу енергій та швидкостей хаотичного руху молекул у макросистемах. Ентропія виступає мірою хаотичності цього руху і в цілому за своїм змістом має вірогідніший характер. Нерівноважна термодинамічна система має деяку впорядкованість, мірою якої виступає ентропія. Перехід системи до стану термодинамічної рівноваги - це перехід до стану з найбільш вірогідним характером розподілу руху молекул по енергіях та швидкостях - до стану, в якому зникає початково існуюча впорядкованість, а отже, устанавлюється хаос, що супроводжується зростанням ентропії системи.

Згодом питання «теплової смерті Всесвіту» переросло в питання, чи можна вважати Всесвіт замкнутою термодинамічною системою. Наукову базу для розв'язку цього питання було закладено О. Фридманом, роботи якого ґрунтуються на теорії відносності А. Ейнштейна та гіпотезі Е. Канта про «Великий вибух», яким розпочалась історія Всесвіту. При цьому питання замкнутості або відкритості Всесвіту переросло у питання про те, яким є наш Всесвіт - безперервно розширюється чи періодично пульсує - це залежить від густини речовини у Всесвіті, з'ясуванням якої сьогодні інтенсивно займаються астрономи і фізики - причому, роботи ведуться як в теоретичному, так і в експериментальному напрямках [4].

Проблема згасання зірок досліджується в астрофізиці. В рамках відомих нам фізичних законів згасання зірок неминує [6].

Що ж стосується термодинамічних аспектів проблеми зростання ентропії, то на даний час основна увага направлена на дослідження тих факторів, які впливають на швидкість продукування ентропії у термодинамічних системах. Базові основи для таких досліджень закладено у роботах Глендорфа, Пригожина, Онсагера [2, 3]. Основним об'єктом їх досліджень були закони продукування ентропії у проточних термодинамічних системах.

Проточними називаються відкриті термодинамічні системи, які постійно обмінюються з оточуючим середовищем енергією, а в багатьох випадках і масою. Такі системи існують в потоці енергії, яка протікає через них наскрізь. У проточних системах принципово неможлива абсолютна термодинамічна рівновага - наскрізне протікання потоку енергії спричинює те, що будь-які сусідні (по ходу потоку енергії) частини проточних систем термодинамічно нерівноважні між собою. Але існування у потоці енергії спричинює до встановлення у проточних системах стану динамічної рівноваги - як всередині самої проточної системи, так і між проточною системою та зовнішнім нерівноважним оточуючим середовищем.

Швидкість продукування ентропії проточною системою:

$$\frac{dS}{d\tau} = \frac{dS_i}{d\tau} + \frac{dS_e}{d\tau}; \quad (3)$$

Для того, щоб загальний стан проточної системи не змінювався з часом, всередині системи повинні постійно та з необхідною інтенсивністю протікати процеси наскрізного перенесення енергії (а в багатьох випадках і маси). Такі процеси за своїм характером (теплопровідність, дифузія, тертя) є зворотньоневідтворюваними і тому їх протікання супроводжуються продукуванням ентропії всередині проточної системи:

$$\frac{dS_i}{d\tau} > 0; \quad (4)$$

Перебування ж проточної системи у стаціонарному стані динамічної рівноваги свідчить про те, що ентропія проточної системи в цілому в силу стаціонарності її стану не змінюється з часом:

$$\frac{dS}{d\tau} = 0; \quad (5)$$

Виконання умови (5) можливе тільки тоді, коли:

$$\frac{dS_e}{d\tau} = -\frac{dS_i}{d\tau} < 0; \quad (6)$$

$\frac{dS_e}{d\tau}$ - це швидкість обміну ентропією проточної системи з оточуючим середовищем.

З рівняння (6) витікає, що відкрита проточна система підтримує свій стаціонарний стан за рахунок того, що компенсує внутрішні процеси продукування надлишкової ентропії за рахунок черпання потоку негативної ентропії з оточуючого середовища. Оскільки біологічні організми є відкритими проточними системами, то згідно образного вислову Е. Шредінгера, «організм харчується негативною ентропією» - тобто, ентропія продуктів харчування організму нижча за ентропію відходів життєдіяльності організму [1].

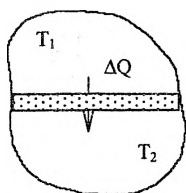
Таке трактування (3) з точки зору екології зовсім невтішне - будь-які процеси життєдіяльності біологічних організмів неминуче повинні викликати збільшення ентропії (міри хаосу) оточуючого середовища. Стосовно людського суспільства це також можна сприймати як термодинамічне обґрунтування неминучості неперервного росту звалищ навколо міст - як «плати» за впорядкованість в середині міст.

В той же час добре відомо, що діяльність біологічних організмів (в тому числі й суспільства) супроводжується зростанням впорядкованості на планеті - у зв'язку з цим в сучасній термодинаміці та біофізиці постало питання про феномен антиентропійної діяльності життя.

Для розгляду цього питання проаналізуємо термодинамічні закони функціонування проточних систем ледо з інших позицій.

Відомо, що будь-яка термодинамічна система може розглядатись як замкнута, якщо її відділити умовними контрольними поверхнями від оточуючого середовища, або ж навпаки - включити оточуюче середовище до складу розглядуваної термодинамічної системи.

Розглянемо проточну термодинамічну систему як складову частину замкнутої нерівноважної термодинамічної системи - рис. 2.



$$T_1 > T_2$$

Рис. 2. Продукування ентропії у замкнутій системі з пасивною проточною підсистемою

У ролі проточної підсистеми розглянемо деяку теплопровідну перегородку.

Протягом проміжку часу Δt через перегородку пройде кількість тепла ΔQ , що викличе зростання ентропії замкнутої системи на величину:

$$\Delta S_{\text{сист}} = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -\frac{\Delta Q}{T_1} + \frac{\Delta Q}{T_2} = \Delta Q \cdot \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 \cdot T_2} \right) > 0; \quad (7)$$

Отримане рівняння (7) тотожне рівнянню (2), що свідчить про те, що функціонування проточної підсистеми не є причиною зростання ентропії замкнутої системи, яка грає роль оточуючого середовища у відношенні до розглядуваної проточної системи.

Проточна підсистема виступає тою зоною, у якій локалізується процес продукування ентропії зовнішнім нерівноважним середовищем.

Виходячи з закону Фур'є, кількість тепла, що протікає через перегородку:

$$dQ = F \cdot \frac{\lambda}{\delta} \cdot (T_1 - T_2) \cdot d\tau; \quad (8)$$

Позначимо $F \cdot \frac{\lambda}{\delta} = \frac{1}{R}$, де R - термічний опір перегородки.

Тоді:

$$dQ = \frac{1}{R} \cdot (T_1 - T_2) \cdot d\tau; \quad (9)$$

Швидкість продукування ентропії у розглядуваній замкнутій системі:

$$\frac{dS}{d\tau} = \frac{dQ}{d\tau} \cdot \left(\frac{T_1 - T_2}{T_1 \cdot T_2} \right) = \frac{1}{R} \cdot \frac{(T_1 - T_2)^2}{T_1 \cdot T_2}; \quad (10)$$

Швидкість продукування ентропії у замкнутій нерівноважній системі обернено пропорційна термічному опору перегородки, яка розділяє її на дві частини. При $R = 0$, що рівносильне відсутності перегородки (рис. 1), швидкість продукування ентропії має максимальне значення.

Отже, проточна система виступає тим фактором, який обмежує швидкість продукування ентропії зовнішнім по відношенню до неї нерівноважним середовищем.

Теплопровідна перегородка є прикладом пасивної проточної системи.

Існують також активні проточні системи, які на відміну від пасивних мають здатність трансформувати потік тепла у потік роботи.

Розглянемо приклад активної проточної системи, в ролі якої візьмем теплову машину (двигун), працюючу за ідеальним циклом Карно (рис. 3, рис. 4).

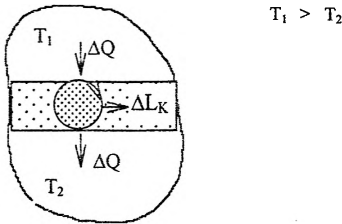


Рис. 3. Продукування ентропії у замкнутій системі з активною проточною підсистемою

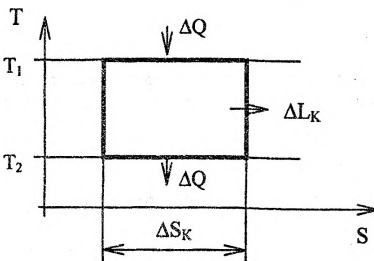


Рис. 4. Ідеальний цикл Карно в T-S діаграмі

Для ідеального циклу Карно виконуються співвідношення:

$$\Delta Q_1 = T_1 \cdot \Delta S_K; \quad \Delta Q_2 = T_2 \cdot \Delta S_K; \quad \Delta L_K = \Delta Q_1 - \Delta Q_2; \quad (11)$$

Швидкість продукування ентропії у замкнутій системі (рис. 3) за умови відведення роботи dL_K , отриманої у активній проточній підсистемі (працюючій за ідеальним циклом Карно) за межі розглядуваної «замкнутої» системи:

$$\frac{dS}{d\tau} = -\frac{dQ_1}{T_1 \cdot d\tau} + \frac{dQ_2}{T_2 \cdot d\tau} = -\frac{T_1 \cdot dS_K}{T_1 \cdot d\tau} + \frac{T_2 \cdot dS_K}{T_2 \cdot d\tau} = -\frac{dS_K}{d\tau} + \frac{dS_K}{d\tau} \equiv 0; \quad (12)$$

Отриманий результат означає, що на відміну від пасивної проточної системи, яка має здатність гальмувати швидкість продукування ентропії, *активна проточна система має здатність до ліквідування (відвернення) продукування ентропії, яка забезпечується шляхом перетворення частини теплового потоку в роботу.*

Для того, щоб дотриматись умови замкнутості системи, необхідно розглянути як вестиме себе функція $\frac{dS}{d\tau}$ за умови використання отримуваної роботи dL_K в межах розглядуваної замкнутої системи.

Принципове значення має питання про те, яким чином буде використовуватись отримана робота.

Робота (так, як і тепло) є формою передачі (транспортвання) енергії. Сама ж енергія, пов'язана з деяким тілом, може зберігатись у декількох формах - внутрішньої U , кінетичної E_K , потенціальної E_{Π} , хімічної E_{xim} енергій. З масою тіла також пов'язана енергія спокою $E_0 = m \cdot c^2$.

З точки зору довготривалого зберігання запасу енергії з метою подальшого вивільнення цієї енергії для отримання роботи, найменш досконалим способом є її зберігання у формі внутрішньої енергії, яка прямо пов'язана з температурним станом тіла і тому має тенденцію до самовільного розсіювання у формі тепла. Аналогічно відбуватиметься і розсіювання запасу кінетичної енергії у формі теплоти тертя (звичайно, якщо тіло рухається не в абсолютному вакуумі).

У потенціальній та хімічній формах запасена енергія може зберігатись як завгодно, довго не розсіюючись і не втрачаючи здатності до виконання роботи. Але при цьому додатково повинен бути створений певний «потенціальний бар'єр», який запобігатиме неконтрольованому самовивільненню запасеної енергії. У зв'язку з цим для подальшої ініціалізації процесу контрольованого вивільнення запасеної енергії буде необхідна додаткова затрата деякої енергії для «перескакування» через потенціальний бар'єр (у випадку хімічного запасання - це енергія активації хімічної реакції).

Згідно закону збереження енергії:

$$dU + dE_0 + dE_K + dE_{\Pi} + dE_{xim} = 0; \quad (13)$$

Повна енергія замкнутої системи є величиною незмінною в часі. Якщо ж замкнута система початково нерівноважна і в ній протікають деякі процеси, супроводжувані перетіканням енергії між окремими елементами системи, то результатом цих процесів буде перерозподіл між величинами окремих складових повної енергії системи.

Термодинаміка виникла як наука про процеси перетворення тепла у роботу в парових машинах. У зв'язку з цим 1-й закон термодинаміки (14), який є частковою формою закону збереження енергії, враховує далеко не всі форми, у яких енергія існує в природі:

$$dQ = dU + PdV; \quad (14)$$

Для можливості застосування 1-го закону термодинаміки для аналізу динаміки процесів у нерівноважних замкнутих системах до рівняння (14) необхідно ввести додаткові члени, які враховують різні форми існування енергії - (15):

$$dQ = dU + PdV + E_0 + E_K + E_{\Pi} + E_{xim}; \quad (15)$$

Грунтуючись на рівнянні (15) розглянемо фактори, які впливають на швидкість продукування ентропії у замкнутій системі (рис. 3).

Якщо робота dL_K використовується одночасно з її отриманням, причому так, що у процесі використання вся робота перетворюється у тепло (наприклад, із-за тертя), то швидкість продукування ентропії залежатиме від того, яка температура T_x тої частини замкнутої системи, у яку скидається тепло, отримане при використанні роботи. Враховуючи (12) отримаємо:

$$\frac{dS}{d\tau} = -\frac{dQ_1}{T_1 \cdot d\tau} + \frac{dQ_2}{T_2 \cdot d\tau} + \frac{dL_K}{T_x \cdot d\tau} = \frac{dL_K}{T_x \cdot d\tau} > 0; \quad (16)$$

Можна також роботу dL_K одночасно з процесом її отримання повністю використовувати для збільшення запасу потенціальної енергії dE_{Π} в системі з метою використання цього запасу у більш пізній

час для повторного отримання роботи. Щоб вияснити, якою буде у цьому випадку швидкість продукування ентропії в системі, можна скористатись теоремою Г'юї-Стодоли:

$$dL_n = T_2 \cdot dS; \quad (17)$$

Згідно теореми Г'юї-Стодоли, втрата роботоздатності dL_n термодинамічною системою в результаті протікання у ній невідтворюваних процесів рівна добутку температури T_2 найхолоднішої частини системи на приріст ентропії dS системи.

Якщо врахувати, що енергія у потенціальній формі може зберігатись як завгодно довго, не піддаючись при цьому тепловому розсіюванню та допускаючи її повне повторне перетворення у роботу, то перетворення dL_K у dE_{II} не призводитиме до втрати роботоздатності системою. Тобто, $dL_n = 0$, а отже, і $dS = 0$.

Враховуючи (12, 17), швидкість продукування ентропії в системі (рис. 3) для випадку «консервування» отримуваної роботи у вигляді запасу потенціальної енергії становитиме:

$$\frac{dS}{d\tau} = -\frac{dQ_1}{T_1 \cdot d\tau} + \frac{dQ_2}{T_2 \cdot d\tau} + \frac{dE_{II}}{T_2 \cdot d\tau} = \frac{dE_{II}}{T_2 \cdot d\tau} \equiv 0; \quad (18)$$

Аналогічний результат можна отримати також і для випадку «консервування» отримуваної роботи у вигляді запасу хімічної енергії.

Рівняння (18) означає, що запасена потенціальна (або хімічна) енергія при довготривалому зберіганні не розсіюється самовільно з плином часу та не втрачає своєї здатності до виконання роботи при вивільненні цієї енергії та її переході в іншу форму.

У замкнених нерівноважних системах (рис. 1, рис. 2, рис. 3) їх температурна нерівноважність є першопричиною процесів перетікання енергії між окремими частинами системи, що спричинює можливість зміни системою свого стану в часі - тобто, еволюції системи.

Традиційно в термодинаміці розглядаються ідеалізовані нерівноважні системи, у яких запаси теплової енергії у гарячій та холодній частинах системи вважаються необмеженими. У природних системах необхідно враховувати обмеженість запасу енергії. Необхідно також враховувати, що в результаті зворотньо невідтворюваного перетікання тепла будь-яка природна система намагається з плином часу перейти у стан термічної рівноваги - коли температури у всіх точках системи матимуть однакові значення.

Розглянемо еволюцію нерівноважних систем з обмеженим запасом повної енергії. Для спрощення викладок візьмемо, що гаряча і холодна частини нерівноважної системи мають однакові маси та однакові теплоємності: $M_1 = M_2 = M$; $C_1 = C_2 = C$; Візьмем також, що гаряча частина системи віддає тепло з постійною у часі швидкістю q :

$$q = \frac{dQ_1}{d\tau} = Const; \quad (19)$$

Тепло передається від гарячої до холодної частини замкнутої нерівноважної системи через проточну підсистему.

Зміна у часі температури гарячої частини замкнутої нерівноважної системи (рис. 5):

$$T_{1(\tau)} = T_1 - \frac{q}{MC} \cdot \tau; \quad (20)$$

Проточна підсистема може бути як пасивною, так і активною. Якщо робота, отримана в активній проточній системі витрачається одночасно з її отриманням, причому так, що вся ця робота розсіюється у формі тепла, яке сприймається в кінцевому результаті холодною частиною замкнутої нерівноважної системи, то цей випадок буде тотожним випадку пасивної проточної підсистеми.

Зміна у часі температури холодної частини замкнутої нерівноважної системи в силу того, що $q_1 = q_2 = q$ становитиме:

$$T_{2(\tau)} = T_2 + \frac{q}{MC} \cdot \tau; \quad (21)$$

При зазначених умовах перетікання тепла замкнута нерівноважна система досягне стану рівноваги у момент часу τ_T , який відповідає точці T на рис. 5.

Розглянемо випадок, коли проточна підсистема є активною, причому на початковій стадії еволюції вся робота L_K , отримана з допомогою активної проточної підсистеми акумулюється у формі запасу потенціальної E_{II} (або хімічної E_{xim}) енергії у межах розглядуваної замкнутої початково нерівноважної системи:

$$\frac{dT_{2(\tau)}^n}{d\tau} = \frac{q_{2(\tau)}}{MC}; \quad (22)$$

Виходячи з властивостей ідеального циклу Карно:

$$q_{2(\tau)} = q_1 \cdot \frac{T_{2(\tau)}^n}{T_{1(\tau)}} \neq Const; \quad (23)$$

Підставивши (20) у (23), а отримане рівняння у (22) та виконавши відповідні перетворення, отримаємо:

$$\frac{dT_{2(\tau)}^n}{d\tau} = \frac{q_1}{MC} \cdot T_{2(\tau)}^n; \quad (24)$$

Дане рівняння допускає розділення перемінних та почленне інтегрування. Константа інтегрування знаходиться з початкових умов - при $\tau = 0$ повинно виконуватись $T_{2(\tau=0)}^n = T_2$. Остаточоно одержуємо:

$$T_{2(\tau)}^n = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 - \frac{q_1}{MC} \cdot \tau}; \quad (25)$$

При спрямуванні роботи на акумулювання запасу потенціальної енергії, нерівноважна замкнута система досягне стану термічної рівноваги у момент часу τ_{II} , який відповідає точці Π на рис. 5.

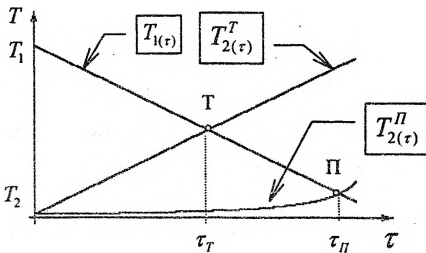


Рис. 5. Тривалості переходу замкнутої нерівноважної системи у стан термічної рівноваги в залежності від способу використання роботи, отриманої у активній проточній підсистемі

Таким чином, спрацювання початкової різниці температурних потенціалів для акумулювання запасу потенціальної енергії E_{II} дозволяє досягти таких ефектів:

- збільшується тривалість досягнення стану термічної рівноваги - тобто, при тій же інтенсивності перетікання тепла q тривалість функціонування системи у другому випадку буде більшою ($\tau_{II} > \tau_T$).
- після досягнення стану термічної рівноваги замкнута система залишається нерівноважною механічно (або хімічно) - вона зберігає здатність до виконання роботи за рахунок вивільнення запасеної потенціальної (або хімічної) енергії, а це означає збереження умов для перетікання енергії між різними точками системи і як наслідок - додаткове продовження часу функціонування системи після того, як вона досягне стану термічної рівноваги.

- загальна кількість роботи, отриманої в результаті спрацювання початкової різниці температурних потенціалів, у другому випадку буде істотно більшою, оскільки при цьому гарячу частину початково нерівноважної замкнутої системи можна охолодити до більш низької температури.
- у випадку функціонування проточної системи за другим сценарієм (з акумулюванням потенціальної енергії) вона отримує можливість функціонувати тривалий час в умовах, наближених до ізотермічних.

Наведені викладки стосовно активних проточних систем проводились з допущенням, що процеси перетворення тепла у роботу в цих системах відбуваються згідно ідеального циклу Карно. Тому в ряді рівнянь були отримані нульові швидкості продукування ентропії. У реальних «теплових машинах» у роботу перетворюється менша кількість тепла, ніж в ідеальному циклі Карно. В силу цього в дійсності для будь-якого з розглянутих випадків швидкість продукування ентропії буде більшою нуля (але меншою, ніж для пасивних проточних систем). Самі ж розглянуті випадки показують шляхи зниження швидкості продукування ентропії в залежності від способів функціонування проточних систем.

Стосовно самих активних проточних систем - їх відмінна особливість від пасивних проточних систем полягає в тому, що активні системи мають впорядковану структуру будови і відповідний їй динамічно організований та впорядкований спосіб функціонування. На сьогодні залишається відкритим питання про способи першопочаткового виникнення активних проточних систем. Якщо способи виникнення технічних активних проточних систем для нас відомі, то способи виникнення біологічних активних проточних систем ще належить вивчити. Один з шляхів дослідження цього питання - це вивчення законів самоорганізації у нерівноважних термодинамічних системах, далеко віддалених від стану рівноваги [3, 5].

Розглянемо вищесказане стосовно процесів функціонування системи 'Сонце-Земля-Всесвіт'. Земля в цілому є проточною підсистемою, яка існує і розвивається в межах замкнутої системи 'Сонце-Всесвіт'. (Всесвіт ми змушені розглядати як замкнуту термодинамічну систему - в протилежному випадку необхідно визнати, що повинно щось існувати за межами Всесвіту, з чим він міг би обмінюватися енергією і масою).

Зіркі є тим механізмом, який перепрацьовує запас енергії Всесвіту в теплове випромінювання [6].

Зелені рослини Землі, які також є проточними системами, вловлюючи сонячні фотони високої енергії, використовують цю енергію для виконання роботи з нарощування біомаси самих рослин та на виконання роботи щодо підтримання процесів власної життєдіяльності. Згідно 2-го закону термодинаміки, рослини можуть використати для перетворення у роботу тільки частину енергії вловлених фотонів. Другу частину енергії вловлених фотонів рослини змушені перевипромінювати в оточуюче середовище в інфрачервоному спектрі - при температурі оточуючого середовища.

У процесі фотосинтезу сонячна енергія витрачається на розщеплення молекул води для вивільнення водню, необхідного як будівельний матеріал для побудови органічних молекул. Фотосинтез супроводжується вивільненням кисню в молекулярній формі. При цьому забезпечується хімічне акумулювання частини вловленої сонячної енергії - вивільнення кисню створює передумови для можливості подальшого протікання екзотермічних реакцій окислення органічних сполук рослинних організмів та використання їх теплового ефекту для отримання роботи. Хімічно акумульована частина енергії захищена від самовільного вивільнення потенціальним бар'єром, відомим як енергія активації хімічних реакцій.

У процесі відмирання рослин акумульована ними енергія трансформується мікроорганізмами та накопичується у геосфері планети у вигляді запасів органічних палив, а також у вигляді гумусу. Ці процеси призводять до змін у стані розподілу хімічних елементів у геосфері планети - як шляхом їх включення до складу хімічних сполук з низькими вірогідностями самовільного виникнення, так і шляхом перерозподілу концентрації по об'єму геосфери та атмосфері.

Хімічні сполуки гумусу перебувають у постійному кругообігу, полегшуючи новим поколінням рослин процеси добування будівельних матеріалів для створення їх біомаси. Що ж стосується запасів органічних палив та молекулярного кисню в атмосфері - у них законсервована не тільки вловлена рослинами сонячна енергія, а й зв'язана із нею частка недоотриманого приросту ентропії Всесвіту. Таким чином біосфера планети виступає тим фактором, який на даний час знижує (нехай і в мізерній мірі) швидкість зростання ентропії Всесвіту як замкнутої системи. На самій же планеті Земля антиентропійна діяльність біосфери проявляється у тому, що впорядкованість планети зростає з плином часу.

Література

1. Волькенштейн М.В. Биофизика: Учеб. руководство, 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. - 592 с., ил.
2. Глендсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. - М.: Мир. Редакция литературы по химии, 1973. - 280 с., ил.

3. Николс Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. - М.: Мир, 1979.
4. Силк Дж. Большой взрыв: пер. с англ./ перевод Полнарева А.Г.; Под ред. и с предисл. И.Д. Новикова. - М.: Мир, 1982.- 391 с., ил.
5. Хакен Х. Синергетика. - М.: Мир, 1980.
6. Шкловский И.С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. - 3-е изд., перераб. - М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1984, 384 с.

Мирончук Юрій Анатолійович - кандидат технічних наук, старший викладач кафедри механізації тваринництва Державної агроєкологічної академії України.

Наукові інтереси:

- термодинаміка проточних систем.
- техніка і технологія виробництва та застосування штучного холоду.
- системи нетрадиційного енергопостачання та утилізації енергетичних відходів.