

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Уманський державний педагогічний університет
імені Павла Тичини

ВІСНИК

УКРАЇНСЬКО-ТУРКМЕНСЬКОГО
КУЛЬТУРНО-ОСВІТНЬОГО ЦЕНТРУ

Випуск 2

Частина I

Умань
2018

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

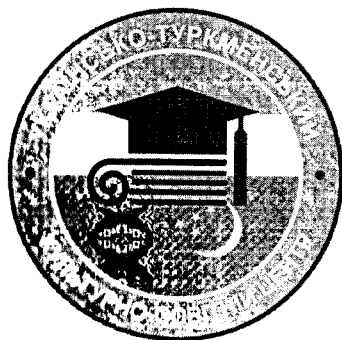
Уманський державний педагогічний університет
імені Павла Тичини

ВІСНИК

УКРАЇНСЬКО-ТУРКМЕНСЬКОГО КУЛЬТУРНО-ОСВІТНЬОГО ЦЕНТРУ

ВИПУСК 2

Частина I



Умань
2018

*Затверджено до друку вченою радою
Уманського державного педагогічного університету
імені Павла Тичини
(протокол № 10 від 24 квітня 2018 р.)*

Редакційна колегія:

Безлюдний О.І. – доктор педагогічних наук, професор, ректор;
Сокирська В.В. – кандидат історичних наук, професор,
проректор з наукової роботи та міжнародного співробітництва (головний редактор);
Курмаєв П.Ю. – доктор економічних наук, професор;
Цимбал Н.А. – кандидат філологічних наук, професор;
Лаврик О.Д. – кандидат географічних наук, директор Українсько-туркменського
культурно-освітнього центру (заст. головного редактора);
Сушкевич О.В. – кандидат філологічних наук, доцент;
Загоруйко Л.О. – кандидат педагогічних наук, доцент;
Валюк В.Ф. – кандидат хімічних наук, доцент;
Якимчук Р.А. – кандидат біологічних наук, доцент;
Мельник О.С. – кандидат технічних наук, доцент;
Дудик М.В. – кандидат фізико-математичних наук, доцент.

Відповідальний за випуск: *Лаврик О.Д.*

В 53 Вісник Українсько-туркменського культурно-освітнього центру :
міждисциплінарний науковий збірник. – Умань : ВПЦ «Візаві», 2018. –
Вип. 2, Ч. І. – 317 с.

У збірнику опубліковані результати наукової роботи студентів та викладачів
УДПУ імені Павла Тичини. Розриті актуальні питання у галузях соціально-
педагогічних, природничо-математичних, гуманітарних та економічних досліджень.
Видання буде корисним для студентів, викладачів, аспірантів та вчителів
загальноосвітніх навчальних закладів.

The results of scientific work of students and lecturers of Pavlo Tychyna Uman State
Pedagogical University had been published in the proceedings. Current issues in social,
educational, natural and mathematical, humanitarian and economic research had been
revealed. The proceedings will be useful for students, lecturers and teachers of secondary
schools.

УДК 37(477+575.4)(06)

© Уманський державний педагогічний університет
імені Павла Тичини, 2018

ЗМІСТ

СОЦІАЛЬНО-ПЕДАГОГІЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Бегас Л. Д., Глеваська С. В. Проблема театралізованої діяльності в загальній і спеціальній педагогіці.....	8
Бербец В. В., Алаяров Р., Мурадов З. Педагогічний експеримент як провідний метод у науково-дослідній діяльності майбутніх викладачів системи професійно-технічної освіти.....	14
Бербец Т. М., Халлієв К., Есенов Х. Спостереження як ефективний метод педагогічного дослідження.....	20
Вакарчук М. М., Байиров С. Педагогічний супровід іноземних студентів та його особливості.....	26
Гаврилюк С. М., Портенко Л. І. Розвиток творчості як вищої педагогічної цінності у професійній підготовці майбутніх вихователів.....	31
Гарачук Т. В., Алексеева Н., Сторчак А. Використання інноваційних технологій на уроках іноземної мови у початковій школі.....	36
Голуб В. М., Мазуренко О. Естетичне виховання учнів молодших класів на уроках природознавства.....	42
Грітченко Т. Я., Тимчак А. О. Інноваційна педагогічна діяльність: сутність, типологія, закономірності організації.....	48
Діхтяренко С. Ю., Журавко Т. Психологічний клімат у студентській групі.....	53
Дубовик В. В., Рахматуллаєва Дж., Ішмурадова М., Ішмурадова О. Особливості використання інформаційно-комунікаційних технологій в професійній діяльності педагога.....	59
Коберник Г. І., Притуляк В. Адаптування навчальних видань як один із шляхів індивідуального підходу до навчання молодших школярів.....	65
Коблик В. О. Модель виховання в підлітків ціннісного ставлення до праці.....	70

Гервас О. Г., Рахімова У., Шаниязов М. Становлення та стратегії розвитку сучасної архітектури Туркменістану.....	232
Годованюк Т. Л., Маслюченко Ю., Сапаєв Б. Реалізація наскрізних ліній ключових компетентностей у шкільному курсі алгебри.....	238
Дячук П. В., Перфільєва Л. П., Бабенко Л. Використання європейської педагогічної технології для розвитку критичного мислення студентів при викладанні предмету «Природознавство».....	244
Задорожна О. М., Алтієва М., Аманова М. Інноваційні методи в екологічній освіті та вихованні майбутніх учителів хімії.....	250
Ільніцька К. С., Гончарук Д., Онбаєва А. Досліди Перрена з дослідження Броунівського руху.....	255
Краснобокий Ю. М., Денисюк К., Тойлієв А., Яценко Ю. Статистично-ймовірнісне тлумачення основних положень термодинаміки.....	261
Лаврик О. Д., Сорокін С. В., Хвоїна Л. С. Ландшафтно-технічні системи та антропогенні парагенетичні ландшафтні комплекси міст.....	269
Медведєва М. О., Криворучко І., Кличов Х. Види програмних засобів для створення мультимедійних електронних посібників.....	275
Мороз Л. М., Берчак В. С., Бакиєв Б., Бахтіярова А. Вивчення гідрофільної орнітофауни у науковій літературі.....	281
Сажиєнко А. П., Розыбаєв Ш. Интеллектуализация – генеральное направление развития информационных технологий.....	286
Ситник О. І., Арипов Б., Аннаєв Ш., Пардаєв А., Чарієв Б. Агрометеорологічні умови Черкаської області 2016–2017 сільськогосподарського року.....	292

Сорокіна С. І., Ходжаєва Д., Непесов Р., Хайитова М., Какишова М. Дія гербіцидів на продукційний процес сої.....	299
Ткаченко І. А., Маслюченко Ю., Летіпов С. Метод проблемного навчання в астрономії.....	304
Цимбалюк В. В., Поліщук Н. М. Вплив добавок на стабільність розчинів хімічного осадження міді.....	309



Маса частинки і маса витісненої води m_p вираховувалися за розмірами частинки і густиною гумігугу (мастики). Розміри частинок не можна було визначити прямим методом, розглядаючи окрему частинку в мікроскоп, оскільки діаметри частинок були того ж порядку, або й менші, ніж довжина світлової хвилі. За цих умов розміри зображення помітно збільшуються через дифракцію світла. Проте вплив цього джерела похибок надто зменшується, якщо виміряти довжину ланцюжка, складеного із відомого і достатньо великого числа зернинок, які щільно прилягають одна до одної. Для цього Перрен поміщав на предметному столику мікроскопа краплину дуже розбавленої емульсії і не накривав її покривним склом. Коли випаровування майже закінчувалося, зернини «збігалися» під дією сили поверхневого натягу і збиралися місцями у доволі правильні ланцюжки (рис. 2). [1, С. 280-284]. Порахувавши число зернин, витягнутих уздовж прямої лінії відомої довжини, або число зернин дотичних одна до другої на відомій площі, легко вирахувати діаметр окремої зернини (частинки). Саме таким чином в одній з найкращих своїх емульсій Перрен отримав розмір діаметра частинки біля 0,37 мкм.



Рис. 2. Дослід Перрена з визначення діаметру частинок

Таким чином, всі величини, які входять до правої частини формули (4), можуть бути виміряні експериментально. Після цього можна вирахувати сталу Больцмана k і число Авогадро A . Результати Перрена виявилися добре узгодженими з іншими методами вимірювання тих же сталих.

Описані досліди Перрена, як і інші стичні з ними досліди по броунівському руху, відносно прості в ідейному відношенні. Але їх практичне здійснення вимагає важкої праці і великого експериментального мистецтва. Ці класичні досліди були виконані у

1908-1911 роках і мали велике значення для утвердження атомістики і молекулярно-кінетичної теорії.

Список використаних джерел

1. Сивухін Д.В. Общий курс физики. Том II. Термодинамика и молекулярная физика. М.: «Наука», 1975. 552 с.
2. Храмов Ю.А. Физики. Биографический справочник. К.: «Наукова думка», 1997. 508 с.

СТАТИСТИЧНО-ЙМОВІРНІСНЕ ТЛУМАЧЕННЯ ОСНОВНИХ ПОЛОЖЕНЬ ТЕРМОДИНАМІКИ

Краснобокий Ю.М., канд. фіз.-мат. наук, доцент кафедри фізики і астрономії та методики їх викладання
Денисюк Катерина, студентка I курсу
Тойлієв Атагелди, студент I курсу
Яценко Юлія, студентка IV курсу
УДПУ ім. П. Тичини

Анотація

У статті показано, що при вивченні властивостей макроскопічних систем, які складаються з величезного числа частинок (молекул), неможливо спостерігати за поведінкою кожної з них. Необхідні ж дані про макросистему можна отримати, застосовуючи методи статистичної фізики, які ґрунтуються на теорії ймовірностей – математичній теорії непередбачуваних явищ (процесів). У пропонованому матеріалі ці дані представлені у процесі встановлення взаємозв'язку ентропії системи з її термодинамічною ймовірністю стану. На основі аналізу отриманого взаємозв'язку, зроблено важливі методологічні висновки, зокрема про можливість (неможливість) «теплової смерті» Всесвіту.

Ключові слова

Термодинаміка, статистична фізика, теорія ймовірностей, ентропія, макро- і мікростани системи, флуктуації

Abstract

In the article it is shown that in studying the properties of macroscopic systems, which consist of a large number of particles (molecules), it is impossible to observe the behavior of each of them. The necessary data about the macrosystem can be obtained by applying methods of statistical physics, which are based on the theory of probabilities – the mathematical theory of unpredictable phenomena (processes). In the proposed material, these data are presented in the process of establishing the relationship between the entropy of the system and its thermodynamic probability state. On the basis of the analysis of the obtained relationship, important methodological conclusions were made, in particular about the possibility (impossibility) of "thermal death" of the universe.

Keywords

Thermodynamics, statistical physics, probability theory, entropy, macro and microstate system, fluctuations.

Згідно з основами феноменологічної термодинаміки всі процеси у замкнутій системі відбуваються у напрямку зростання ентропії. Зрешті решт система переходить у рівноважний стан, у якому ентропія досягає максимуму, і всі процеси в ній припиняються. Цей висновок, якщо його

розуміти буквально, знаходиться у протиріччі з основними уявленнями молекулярно-кінетичної теорії. Розглянемо, наприклад, уявний дослід у вигляді закритої посудини, розділеної перегородкою на дві однакові частини I і II. Нехай спочатку у частині посудини I знаходиться N молекул ідеального газу, а в частині II – жодної. У момент часу $t = 0$ миттєво видалимо перегородку. Газ почне розширюватися. Молекули з частини I будуть переходити у частину II. Через деякий час виникне й зворотний потік молекул з частини II у частину I, після чого розпочнеться і буде продовжуватися обмін молекулами між обома частинами. Коли числа молекул N_1 і N_2 в обох частинах посудини, а також їх потоки туди і назад вирівнюються, настане стан рівноваги. Але це буде динамічна, а не статична рівновага. У стані динамічної рівноваги рівність $N_1 = N_2 = N/2$ майже ніколи не спостерігається. Рівність відноситься не до миттєвих значень N_1 і N_2 , а до їх середніх значень за тривалий проміжок часу: $\langle N_1 \rangle = \langle N_2 \rangle = N/2$. Самодовільні відхилення чисел N_1 і N_2 , а також й будь-яких інших фізичних величин, від їх середніх значень, які зумовлені тепловим рухом, називаються «флуктуаціями».

У нашому прикладі принципово можлива така флуктуація, коли всі молекули газу, які спочатку були рівномірно розподілені по всій посудині, самодовільно збираються в одній з рівних її частин I або II. Щоб переконатися в цьому, припустимо, що молекули газу є матеріальними точками, а стінки посудини абсолютно гладенькі. Якщо в деякий момент часу t змінити напрямки швидкостей на протилежні, то молекули почнуть рухатися у протилежних напрямках, проходячи точно ті ж положення, через які вони проходили раніше. Звідси випливає, що якщо в момент часу $t = 0$ всі молекули газу знаходилися в частині посудини I, то вони знову зберуться у тій же частині у момент часу $2t$. Чому ж такі процеси практично ніколи не спостерігаються? Відповідь, яку дає молекулярно-кінетична теорія, полягає в тому, що такі процеси хоч принципово й можливі, але у випадку величезної кількості молекул N вкрай малоймовірні.

Розрахуємо ймовірність таких процесів. Нехай у посудині знаходиться лише одна молекула. Тоді, за відсутності зовнішніх силових полів, молекула з рівною ймовірністю може потрапити або в частину I, або в частину II. Ймовірність попадання її в ці однакові частини $P_I = P_{II} = 1/2$. Тепер помістимо в посудину ще одну молекулу. Оскільки молекули ідеального газу не взаємодіють між собою, то їх попадання в ту, чи ту частину посудини будуть незалежними подіями. Ймовірність того, що обидві вони виявляться в частині I, знаходиться за теоремою множення ймовірностей і буде дорівнювати $P_I = (1/2) \times (1/2) = 1/4$. Якщо ж у посудині N молекул, то, міркуючи аналогічно, знайдемо, що ймовірність їх попадання в частину посудини I буде $P_I = (1/2)^N$. При $N = 10$ отримаємо $P_I = (1/2)^{10} = 1/1024 \approx 0,001$. Якщо протягом тривалого (в

границі нескінченно тривалого) часу фотографувати розташування молекул у посудині через рівні проміжки часу, то на кожні 1000 кадрів у середньому припаде приблизно 1 кадр, на якому будуть зафіксовані всі 10 молекул лише в частині посудини I. Те ж саме можна сказати й про частину II. За теоремою додавання ймовірностей отримається в середньому 2 кадри на кожну тисячу з молекулами зосередженими або в частині I, або в частині II (без різниці у якій). Все це не лише принципово можливо, але й фактично доступно для спостереження. Проте, вже при $N = 100$ ми отримуємо $P_I = (1/2)^{100} \approx 10^{-30}$, і практично немає жодних шансів спостерігати відповідну флуктуацію. При $N = 10^{20}$ для ймовірності P_I отримується надто мала величина $P_I = (1/2)^{10^{20}} \approx 10^{-3 \cdot 10^{20}}$. З такого виду ймовірностями і відповідними їм подіями можна зовсім не рахуватися [1, С. 35-36].

Узагальнимо наш розрахунок на посудину будь-якого об'єму. Нехай V_0 – об'єм всієї посудини, а V – об'єм будь-якої її частини. Ймовірність того, що будь-яка молекула попаде в об'єм V , дорівнює V/V_0 , а ймовірність того, що в об'ємі V виявляться всі N молекул ідеального газу, знайдеться з виразу

$$P_I = (V/V_0)^N. \quad (1)$$

Таким чином, відносно великі флуктуації зустрічаються лише в системах з малим числом частинок. Якщо число частинок у замкнутій системі дуже велике, то переважно тривалий час вона перебуває в стані, в якому всі величини лише незначно відрізняються від їх середніх значень. У системах з дуже великим числом частинок відносно великі флуктуації фактично не зустрічаються; всі флуктуації малі і феноменологічна термодинаміка їх до уваги не бере. Таким чином, можна сказати, що висновки термодинаміки вірні, якщо знехтувати флуктуаціями. Поблизу станів рівноваги флуктуації в ту і другу сторону рівноймовірні. Але якщо створити штучно нерівноважний стан, то в переважній більшості випадків система самодовільно буде переходити до стану з більшою ймовірністю. З іншого боку, згідно з феноменологічною термодинамікою, всі спонтанні процеси у замкнутих системах супроводжуються зростанням ентропії. Тому можна очікувати, що між ентропією системи S у кожному стані і ймовірністю P того ж стану повинен існувати однозначний зв'язок. Така гіпотеза, яка була запропонована Больцманом, виправдала себе і виявилася досить плідною. Проблема полягає в тому, щоб встановити такий зв'язок.

Щоб розв'язати цю проблему, необхідно встановити в загальному вигляді, як визначати ймовірність довільного стану будь-якої термодинамічної системи. Виявляється, що для цього достатньо знати самі загальні властивості, які повинна мати ймовірність P за любого способу її визначення. Цей засновок вимагає підсилення гіпотези про зв'язок ентропії з ймовірністю такою вимогою, щоб цей зв'язок був

універсальним, тобто представлявся формулою $S = f(P)$, де функція $f(P)$ – одна й та ж для всіх тіл, у яких би станах вони не знаходилися.

Для знаходження виду функції $f(P)$ розглянемо дві незалежні підсистеми в станах з ймовірностями P_1 і P_2 . Їх ентропії у цих станах будуть $S_1 = f(P_1)$ і $S_2 = f(P_2)$. Об'єднаємо обидві підсистеми в одну систему і позначимо ймовірність їх стану через P_{12} , а ентропію – через S_{12} . Оскільки підсистеми незалежні, то $P_{12} = P_1 P_2$, а тому $S_{12} = f(P_{12}) = f(P_1 P_2)$. З іншого боку, згідно з термодинамікою ентропія складної системи повинна бути рівна сумі ентропій складових її незалежних підсистем. Отже, повинна виконуватися умова

$$f(P_1 P_2) = f(P_1) + f(P_2), \quad (2)$$

якими б не були значення ймовірностей P_1 і P_2 .

Для розв'язання функціонального рівняння (2) припустимо, що змінні P_1 і P_2 змінюються так, що їх добуток $P_1 P_2$ залишається сталим, причому значення самої сталої у допустимій області її зміни може бути яким завгодно. Тоді з рівняння (2) слідує, що

$$f(P_1) + f(P_2) = \text{const}, \text{ якщо } P_1 P_2 = \text{const}.$$

Звідси диференціюванням знаходимо $df(P_1) = -df(P_2)$ за умови, що $(dP_1)/P_1 = -(dP_2)/P_2$. Розділивши почленно ці дві рівності, отримуємо

$$P_1 \frac{df(P_1)}{dP_1} = P_2 \frac{df(P_2)}{dP_2}.$$

В отриманій рівності зліва стоїть функція лише від аргумента P_1 , а праворуч – та ж функція, але від аргумента P_2 . Значення самих же аргументів P_1 і P_2 , в допустимих областях їх зміни, можуть бути якими завгодно. Це означає, що функція $P df(P)/dP$ не змінюється при зміні аргумента P , тобто вона є константою. Її сталість означає, що вона повинна бути універсальною, тобто однією і тією ж для всіх тіл, оскільки сама функція $f(P)$ є універсальною. Позначимо цю константу через k :

$$P \frac{df}{dP} = k, \text{ або } df = k \frac{dP}{P}.$$

Звідки $f(P) = k \ln P + C$.

Підставивши отриманий розв'язок у (2), знаходимо значення сталої інтегрування C :

$$k \ln(P_1 P_2) + C = (k \ln P_1 + C) + (k \ln P_2 + C),$$

звідки $C = 0$. Отже

$$S = k \ln P. \quad (3)$$

Для визначення числового значення сталої k достатньо знайти незалежними способами, а потім порівняти дві величини: різницю ентропій якоїсь системи у двох довільних станах і логарифм відношення

їх ймовірностей у тих же станах. Простіше за все знову ж скористатися моделлю ідеального газу. Нехай V_1 і V_2 – об'єми моля газу у початковому і кінцевому станах, температури яких однакові. Відношення ймовірностей знайдеться за формулою (1), якщо в ній покласти спочатку $V = V_1$, а потім $V = V_2$. Таким чином знаходимо

$$S_2 - S_1 = k \ln \frac{P_2}{P_1} = k N_A \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (N_A - \text{число Авогадро}).$$

У термодинаміці для різниці ентропій ($S_2 - S_1$) відома формула

$$S_2 - S_1 = R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (R - \text{універсальна газова стала}).$$

Порівнюючи обидва вирази, отримуємо

$$k = R/N_A \quad (k - \text{стала Больцмана}). \quad (4)$$

Фундаментальне співвідношення між ентропією і ймовірністю було встановлене Больцманом. Наведене нами доведення формули (3) належить М.Планку. Ним же була введена й фундаментальна стала k , ним же було встановлено її чисельне значення і запропонована назва на честь ім'я Больцмана.

При термодинамічному визначенні ентропії виникають певні труднощі щодо поширення цього поняття на випадок термодинамічно нерівноважних станів. Формула Больцмана (3) дає принциповий спосіб подолання вказаної труднощі. На цю формулу слід дивитися як на визначення ентропії. Для того ж, щоб це визначення набуло конкретного змісту, потрібно доповнити його способами обчислення ймовірностей станів у всіх потрібних випадках. За такого розуміння ентропії закон її зростання докорінно змінює свій характер. Він втрачає свою абсолютність і перетворюється в статистичний закон. Ентропія замкнутої системи може не лише зростати, але й зменшуватися. І вона дійсно буде зменшуватися, якщо лише зачекати достатньо тривалий час. Проте процес зменшення знову зачекати достатньо тривалий час. Тоді виникає питання: у чому полягає фізичний зміст другого начала термодинаміки? Та в тому, що за будь-яким заданим станом системи будуть слідувати стани ще більш ймовірні, якщо й не з необхідністю, то все ж у переважній більшості випадків. Якщо система велика, а вихідний стан її не дуже близький до стану рівноваги, то переходи системи до менш ймовірних станів будуть настільки мало ймовірні, що на практиці вони зовсім не мають ніякого значення. Тоді закон зростання ентропії справджується практично з абсолютною достовірністю.

Із поняттям ентропії і статистичною інтерпретацією другого начала термодинаміки пов'язана концепція «теплової смерті» Всесвіту, висунутої Клаузіусом. У протилежність цій концепції Больцманом була висловлена так звана флуктуаційна гіпотеза. Больцман не заперечував істосовність другого начала термодинаміки до Всесвіту (як системи) в цілому. Проте друге начало термодинаміки є статистичним законом,

згідно з яким відхилення від термодинамічної рівноваги – флуктуації – не лише можливі, але й невідворотні. Больцман вважав, що теперішній нерівноважний стан Всесвіту, в якому він знаходиться зараз, є гігантською флуктуацією. Ця флуктуація повинна зникнути. Тоді наступить стан теплової смерті Всесвіту. Проте цей стан тимчасовий. Через деякий час знову виникне аналогічна гігантська флуктуація, і Всесвіт вийде із стану теплової смерті. Потім знову наступить тепла смерть, і так без кінця. Якщо згідно з концепцією Клаузіуса тепла смерть є кінцевим станом Всесвіту, з якого він ніколи вже не зможе вийти, то за гіпотезою Больцмана Всесвіт періодично приходиться до стану теплової смерті і самодовільно виходить з нього. Проте проміжки часу між двома послідовними гігантськими флуктуаціями неймовірно великі порівняно з часом існування кожної з них. Тому можна сказати, що згідно флуктуаційної гіпотези Всесвіт повинен знаходитися в стані теплової смерті «майже завжди». Звідси видно, що флуктуаційна гіпотеза, радикально відрізняючись від концепції Клаузіуса в принциповому відношенні, призводить практично майже до того ж кінцевого результату. З цього співставлення випливає дуже важливий методологічний висновок: не можна екстраполювати на Всесвіт в цілому друге начало термодинаміки, якщо навіть сприймати його як статистичний закон [2, с. 321-323].

Із викладеного вище випливає, що в термодинаміці ентропія визначається лише з точністю до довільної адитивної сталої. Між тим, формула Больцмана (3) виражає ентропію через ймовірність стану цілком однозначно. Це протиріччя є лише удаваням. Воно зникає, якщо помітити, що ймовірність не обов'язково визначати однозначно. Однозначно мають визначатися не самі ймовірності, а їх відношення у різних станах системи. Звідси випливає, що ймовірність може бути визначена лише з точністю до якогось довільного числового множника C . Наявність числового множника вплине на те, що у формулі для S з'явиться довільна адитивна стала $\ln C$.

При застосуванні формули Больцмана використовують умову нормування ймовірностей, запропоновану Планком. Її обирають так, щоб всі ймовірності, якщо це можливо, виражалися цілими додатними числами. Нормовану таким чином ймовірність називають статистичною вагою або термодинамічною ймовірністю стану системи. Термодинамічну ймовірність позначають W і записують формулу Больцмана у вигляді

$$S = k \ln W \quad (5)$$

У якості прикладу розглянемо знову закрити посудину об'ємом V , у якій знаходиться N тотожних молекул ідеального газу. Кожну молекулу будемо розглядати як матеріальну точку, яка підкоряється законам класичної механіки. Для того, щоб відрізнити одну молекулу від інших молекул, присвоїмо їм номери 1, 2, 3. Миттєвий стан газу буде описаний

повністю, якщо вказати положення і швидкість кожної молекули у даний момент часу. Такий опис стану газу називається динамічним. Проте при статистичному вивченні газу його динамічний опис є надто детальним. Дійсно, якщо миттєвий стан газу характеризувати точним положенням (точними координатами) і точним значенням швидкості кожної молекули (що згідно з принципом невизначеності Гейзенберга неможливо), то ймовірність такого стану завжди буде рівна нулю. Тому потрібна якась більш «груба» характеристика, щоб кожному стану можна було приписати певну ймовірність, відмінну від нуля. Для цього поділимо уявно об'єм V на m достатньо малих комірок з об'ємами V_1, V_2, \dots, V_m . При грубому описі стану газу будемо вважати положення молекули відомим, якщо вказано, у якій об'ємній комірці вона знаходиться. За такої точності визначення положення молекули стан газу можна характеризувати вказівкою числа молекул і їх номерів у кожній об'ємній комірці. Стан газу, описаний таким чином називається мікростаном. Очевидно, що за такої точності визначення положення молекули, яку ми обрали для опису мікростану, будь-яке переміщення її в межах однієї і тієї ж об'ємної комірки не змінює мікростану газу. Перехід же молекули з однієї комірки до іншої спричинює зміну його мікростану. Нехай P_i є математична ймовірність того, що яка-небудь певна молекула потрапляє в i -ту комірку. Очевидно, що $P_1 + P_2 + \dots + P_m = 1$. Якщо немає силових полів, які б діяли на газ, то $P_i = V_i/V$. Знайдемо математичну ймовірність мікростану, коли в комірці 1 знаходиться N_1 молекул з певними номерами, у комірці 2 – N_2 також певних молекул і т.д. За теоремою множення ймовірностей вона дорівнює

$$P_1^{N_1} P_2^{N_2} \dots P_m^{N_m}.$$

Якщо всі молекули газу, як ми передбачали, тотожні, то з макроскопічної точки зору немає значення, які саме молекули знаходяться у тій чи іншій комірці. Для повного опису стану газу необхідно вказати лише загальні числа молекул у кожній об'ємній комірці, але не їх номери. Стан газу, описаний таким чином, називається макростаном. Його можна зобразити наступною схемою:

комірки	1 2 ... m	
число молекул	N_1 N_2 ... N_m	(6)

На відміну від мікростану будь-яка перестановка молекул без зміни чисел N_1, N_2, \dots, N_m не змінює макростан, незалежно від того чи відбувається ця перестановка у межах однієї об'ємної комірки, чи в межах об'єму всього газу.

Визначимо математичну ймовірність макростану (6) із заданими числами частинок N_1, N_2, \dots, N_m . Оберемо будь-який мікростан з тими ж числами частинок в об'ємних комірках. Уявимо собі, що всі N частинок у цьому мікростані закріплені на своїх місцях. Здійснимо потім всі можливі

перестановки всіх N частинок. Оскільки місця, у яких вони можуть знаходитися, фіксовані, за таких перестановок загальне число молекул у кожній об'ємній комірці залишається незмінним. Ми отримаємо різні можливі комбінації частинок з необхідними числами N_1, N_2, \dots у комірках, яким «наказано» займати закріплені місця. Число таких комбінацій дорівнює $M!$. Проте, за такого підрахунку ми вважали різними й такі комбінації, які отримуються одна з одної шляхом перестановки частинок у межах однієї і тієї ж об'ємної комірки. Такі перестановки до нових макростанів не призводять. Число перестановок у межах першої комірки дорівнює $N_1!$, у межах другої – $N_2!$ і т.д. Тому для отримання числа W всіх можливих макростанів необхідно $M!$ Розділити на $N_1!N_2!\dots N_m!$. Тобто,

$$W = \frac{M!}{N_1!N_2!\dots N_m!} \quad (7)$$

Щоб отримати ймовірність P макростану (6), необхідно ці числа помножити на ймовірність одного мікростану. Це дає

$$P = \frac{M!}{N_1!N_2!\dots N_m!} P_1^{N_1} P_2^{N_2} \dots P_m^{N_m} \quad (8)$$

До цього моменту на об'єми комірок V_1, V_2, \dots, V_m не накладалося жодних обмежень. Такі міркування застосовні і в тих випадках, коли газ знаходиться й у силовому полі. Ймовірності ж P_1, P_2, \dots, P_m у цих випадках, взагалі кажучи, будуть різними. Припустимо тепер, що силових полів немає, а об'єми комірок V_1, V_2, \dots, V_m однакові. Тоді будуть однаковими і ймовірності P_1, P_2, \dots, P_m і при тому рівними відношенню V_1/V . Замість формули (8) отримаємо

$$P = W \left(\frac{V_1}{V} \right)^N \quad (9)$$

У (9) множник при W є сталою величиною, тобто не залежить від N_1, N_2, \dots . Тому за ймовірність макростану можна прийняти величину W . Ця величина W й буде статистичною вагою розглядуваного макростану. Таким чином, статистичну вагу макростану можна визначити як число рівноймовірних мікростанів, кожен з яких реалізує цей макростан.

Список використаних джерел

1. Гершензон Е.М. Курс общей физики: Молекулярная физика. Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. М.: Просвещение, 1982. 207 с.
2. Дущенко В.П., Кучерук І.М. Загальна фізика. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. К.: Вища шк., 1987. 431 с.

ЛАНДШАФТНО-ТЕХНІЧНІ СИСТЕМИ ТА АНТРОПОГЕННІ ПАРАГЕНЕТИЧНІ ЛАНДШАФТНІ КОМПЛЕКСИ МІСТ

Лаврик О.Д., канд. геогр. наук, доцент кафедри географії та методики її навчання
Сорокін С.В., учитель Уманської ЗОШ I-III ступенів №3
Хвоїна Л.С., магістрант УДПУ ім. П. Тичини

Анотація

Розкрито зміст понять «парагенетичні» та «парадинамічні зв'язки». Проаналізовано взаємозв'язки між ландшафтними комплексами сучасних міст. Підтверджено доцільність виділення внутрішніх та зовнішніх меж ландшафтно-технічних систем. Виявлено, що положення внутрішніх меж визначається техногенним покривом та іншими антропогенними складовими, проявом первинних змінюючих зв'язків техногенного покриву з ландшафтними комплексами. Встановлено, що у зовнішніх межах проявляються парагенетичні та парадинамічні зв'язки «ядра» та «периферії» ландшафтно-технічних систем. Завдяки цим зв'язкам формуються, функціонують та розвиваються антропогенні парагенетичні ландшафтні комплекси (геоекотони), усе різноманіття яких на території сучасних міст України представлене трьома класами і шістьма підкласами. В структурі АПГЛК виділяються парагенетичні ландшафтні зони, підзони, пояси, яруси та смуги.

Ключові слова

Парагенетичні зв'язки, парадинамічні зв'язки, ландшафтний комплекс, місто, геоекотон.

Abstract

The content of concepts "paragenetic" and "paradigmatic communications" are revealed. Interrelations between landscape complexes of modern cities are analyzed. The appropriateness of the allocation of internal and external boundaries of landscape-technical systems has been confirmed. It is revealed that the position of internal boundaries is determined by man-made cover and other anthropogenic constituents, manifestation of the primary changing links of man-made cover with landscape complexes. It has been established that paragenetic and paradigmatic bonds of "nuclei" and "peripheries" of landscape-technical systems appear on external borders. Due to these connections, anthropogenic paragenetic landscape complexes (ecotones) are formed, functioning and developing, all of which in the territory of modern cities of Ukraine is represented by three classes and six subclasses. The structure of APGLK distinguishes paragenetic landscape zones, sub-zones, belts, tiers and bands.

Keywords

Paragenetic connections, paradigmatic communications, landscape complex, city,

У ландшафтознавстві поняття «парагенетичний» (від грецьких «para» – біля, поруч, близький, подібний; та «genesis» – народження) комплекс у 1966 році ввів Ф.М. Мільков. Парагенетичними ландшафтами він називав «...системи суміжних, активно взаємодіючих комплексів, що мають спільне походження» [4]. Два і більше суміжних ПТК будь-якого рангу, між якими існують горизонтальні динамічні зв'язки будь-якого типу, Ф.М. Мільков розглядав як парадинамічний комплекс або як парагенетичний, якщо ці ПТК ще й спільні за генезисом. Під спільністю походження розуміється одночасне або послідовне виникнення взаємопов'язаних комплексів під дією певного виду процесів і факторів.

Суміжні ландшафтні комплекси, які входять до складу парагенетичної системи, виступають один відносно іншого як контрастні