

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до самостійної роботи з дисципліни

**“ ОКРЕМІ РОЗДІЛИ СТАТИСТИЧНОЇ ФІЗИКИ ДЛЯ СИСТЕМНОЇ
РАДІОЕКОЛОГІЇ ”**

за спеціальністю 183 “Технології захисту навколишнього середовища”

Рівень вищої освіти - магістр

Одеса 2018

Методичні вказівки до самостійної роботи з дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” для студентів факультету МАП за спеціальністю «Технології захисту навколишнього середовища», Одеса, ОДЕКУ, 2018р., 39 с. укр. мова.

Укладачі: доктор фіз.-мат. наук, професор Герасимов О.І.,
канд. фіз.-мат. наук, доцент Кудашкіна Л.С.

Зміст

Вступ	5
1. Загальна частина	6
1.1 Мета і задачі курсу	7
1.2 Зміст дисципліни	7
1.2.1 Перелік тем лекційних занять	7
1.2.2 Перелік тем практичних занять	7
1.3 Перелік навчальної літератури	8
1.4 Наявне методичне забезпечення	8
1.5 Перелік базових знань та вмінь	9
1.6 Контрольні заходи з дисципліни	9
2. Організація самостійної роботи студентів	10
2.1 Перелік завдань на самостійну роботу	10
2.2 Повчання по послідовному вивченню теоретичного матеріалу	11
3. Організація контролю знань та вмінь студентів	30
3.1 Система контролю знань та вмінь студентів	31
3.2 Форми контролю знань та вмінь студентів	31
3.2.1 Поточний контроль	31
3.2.2 Підсумковий контроль	32
3.3 Перелік контрольних заходів і терміни їх проведення	33
3.4 Перелік базових знань та вмінь по темах лекційних занять	33
3.5 Вимоги, що пред'являються до студента на контрольних заходах поточного контролю	34
3.5.1 Питання для підготовки до контрольного заходу	34
3.5.2 Завдання контрольного заходу	35

Вступ

Мета цих методичних вказівок - допомогти студентам факультету МАП, спеціальності “Технології захисту навколишнього середовища” в самостійній роботі при вивченні дисципліни “Інженерно-фізичні аспекти захисту навколишнього середовища”.

Самостійна робота студента з цієї дисципліни включає:

- підготовку до лекційних і практичних занять;
- підготовку до написання контрольних робіт;
- підготовку рефератів з теми вивчення;
- підготовку до заліку;
- підготовку до виступів на студентській науковій конференції.

В загальній частині цих методичних вказівок наведені мета і задачі дисципліни, які відповідають типовій програмі, місце дисципліни серед інших дисциплін навчального плану підготовки. Дається перелік основної та додаткової навчальної літератури та перелік знань і вмінь, якими повинен володіти студент для успішного засвоєння даної дисципліни. Приводиться перелік контролюючих заходів поточного контролю.

Другий розділ цих методичних вказівок "Організація самостійної роботи студентів" містить:

- перелік завдань на самостійну роботу, які передбачені навчальним планом і програмою курсу;
- кількість годин, що відводиться на виконання завдань, і форма контрольних заходів;
- повчання по послідовному вивченню теоретичного матеріалу за дисципліною “Технології захисту навколишнього середовища”.

В третьому розділі "Організація контролю знань та вмінь студентів" міститься інформація про модульну форму контролю знань та вмінь студентів, яка використовується при вивченні дисципліни:

- основні положення системи модульного контролю при вивченні дисципліни;
- перелік контрольних заходів з даної дисципліни та терміни їх проведення;
- вимоги, що пред'являються до студента на контрольних заходах поточного контролю;
- перелік питань, що виносяться на модульний контроль;
- перелік питань для самоперевірки при підготовці до модульного контролю;
- приклади тестових завдань з перевірки базових знань та вмінь при проведенні підсумкового контролю.

1. Загальна частина

Навчальна дисципліна “ дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” є обов’язковою, професійно орієнтованою для спеціальності - 183 “ Технології захисту навколишнього середовища”.

1.1 Мета і задачі курсу

Мета дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” полягає у формуванні у студентів системи знань та навичок з спеціальних розділів статистичної фізики на шляху дослідження складних динамічних систем різної природи, таких, зокрема, як задачі переносу радіонуклідів у різних середовищах, клімату, морфогенезу та багато інших.

Задачі курсу: дати основні уявлення про сучасні методи статистичної фізики та методи їх використання в задачах опису стану та кінетики процесів які відбуваються у навколишньому середовищі, зокрема в задачах радіоекології та радіаційної безпеки. Дисципліна базується на статистичній фізиці.

Перелік знань та вмінь

Після вивчення матеріалу дисципліни студент запов’язаний:

Знати:

- основи теорії нерівноважних процесів;
- основи мікроскопічного підходу до побудови матеріальних співвідношень.

Вміти:

- застосовувати отримані теоретичні знання до моделювання складних систем зокрема у задачах радіоекології, та типових задачах навколишнього середовища.

Компетенції (шифри основних фахових компетенцій у ОПП - КСП-20):

КСП-20 - знання сучасних методів статистичної фізики та методів їх використання в задачах опису стану та кінетики процесів, які відбуваються у навколишньому середовищі.

Основні методи (технології) навчання, що відповідають меті вивчення дисципліни, є:

- елементи проблемного навчання, що реалізуються на лекційних та практичних заняттях;
- компетентностний підхід, що реалізується на лекціях, практичних заняттях та при самостійній роботі;
- навчально-дослідна діяльність, що реалізується на практичних заняттях;

- кредитно-модульна система оцінки знань.

Дисципліна “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” базується на вивченні дисципліни “Статистична фізика”.

Структура навчальної дисципліни

Загальний обсяг навчального часу дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” визначається навчальним планом.

Дисципліна містить 1 теоретичний та 1 практичний модулі.

Формою підсумкового контролю є залік.

Теми занять і розподіл годин, що відводяться на вивчення цих тем, відповідають затвердженим в ОДЕКУ навчальному плану і програмі дисципліни.

1.2 Зміст дисципліни

1.2.1 Перелік тем лекційних занять

1. Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології.

1.1 Основні принципи статистики

1.2 Розподіл Гіббса

1.3 Ідеальний та неідеальний газ

1.4 Фермі- та Бозе- гази

1.5 Системи багатьох частинок

1.6 Фазові переходи та критичні явища

1.7 Хімічні реакції. Потоки і термодинамічні сили. Рівняння Онсагера.

1.8 Кінетичні рівняння та рівняння переносу

1.2.2 Перелік тем практичних занять

1. Рух в фазовому просторі, ергодичність та стохастичність.

2. Осцилятор в термостаті.

3. Демон Максвелла.

4. Магнетизм електронного газу.

5. Вироджений Бозе-газ. Фонони в Бозе-рідині.

6. Електронна Фермі-рідина, метал.

7. Кінетичне рівняння Больцмана.

8. Застосування статистичних методів в задачах радіаційного моніторингу.

1.3 Перелік навчальної літератури

Основна:

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976. Електронне - <https://www.twirpx.com/file/1745662/>
2. Лифшиц Е.М., Питаевський Л.П. Теоретическая физика в 10 томах. Том 9. Статистическая физика. ч.2. М.: Физматлит, 2004. Електронне - <https://www.twirpx.com/file/1117241/>
3. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.:“Наука”, 1971. Електронне - <https://www.twirpx.com/file/692113/>

Додаткова:

1. Мигдал А. Б. Качественные методы в квантовой теории. М.: “Наука”, 1975.
2. Маттук Р. Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел. М.:“Мир”,1969.
3. Кубо Р. Статистическая механика. М.:“Мир”, 1966. Електронне - <https://www.twirpx.com/file/119653/>
4. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики у трьох томах. Т.1. Київ “Техніка”, 1999.
4. www.library-odeku.16mb.com

1.4 Наявне методичне забезпечення:

1. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, 62 с.
2. Герасимов О.І., Андріанова І.С. Фізика в задачах. Підручник. Харків, 2017, 564 с.
3. Герасимов О.І.Радіоекологія. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2013.
4. Герасимов О.І. Фізична кінетика в задачах та прикладах. Учебно-методичні вказівки до спеціальних курсів для студентів інженерних та фізико-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів. Одеса, ОГМІ, 1998, 41 с.
5. Герасимов О.І., Андріанова І.С. Фізична кінетика радіонуклідів. Методичні вказівки. Одеса, ОДЕКУ, 2003, 32 с.
6. Курятников В.В. Методичні вказівки до самостійної роботи з фізики. Механіка, молекулярна фізика та термодинаміка. Одеса, ОДЕКУ, 2002.
7. Герасимов О.І. Функції розподілу у статистичній фізиці. Одеса.: Астропрінт, 2008.
8. Герасимов О.І. Радіоекологія за галузями. Одеса, ОДЕКУ, 2017.

1.5 Перелік базових знань та вмінь

За визначенням базовими є знання і вміння, які лежать в основі тих чи інших дисциплін за спеціальністю навчання і без яких неможливе вивчення цих дисциплін.

Для отримання задовільної оцінки при проведенні контрольних заходів студенту чи студентці достатньо показати своє володіння базовими знаннями і вміннями. Для того, щоби отримати оцінку "добре" або "відмінно" студентам потрібно відповісти ще і на додаткові питання. Тому згідно з положенням про модульну систему питання базового компонента в контрольній роботі відповідають 60% від об'єму завдання. Наприклад, з п'яти питань контрольного завдання три питання відносяться до базових знань і вмінь, а два питання - до додаткових.

Базові знання	Вміння
<ul style="list-style-type: none"> - знання теоретичних статистичних розподілів; - знання характеристик ідеальних та неідеальних фізичних систем; - науково-обґрунтовані підходи до застосування певних теоретичних розподілів до реальних систем навколишнього середовища; 	<ul style="list-style-type: none"> - вміти будувати криві статистичних розподілів, зокрема за даними радіоекологічних вимірювань; - застосовувати методи розрахунку фізичних параметрів систем за допомогою статистичних розподілів;

1.6 Контрольні заходи з дисципліни

При вивченні дисципліни “Інженерно-фізичні аспекти захисту навколишнього середовища ” використовуються різні форми контролю, серед яких під час лекційних занять викладачем застосовуються: письмові контрольні роботи та усне опитування у ході заняття.

Під час практичних занять (розв’язання задач) викладач застосовує такі форми контролю, як виконання завдання біля дошки, контроль виконання домашнього завдання, перевірка самостійної роботи студента, захист реферату і т.д.

До основних (обов’язкових) форм контролю належать одна планова (згідно графіку проведення модульного контролю) контрольна робота, усне опитування під час практичних робіт і залікова контрольна робота.

Перелік завдань до самостійної роботи студентів приведений в другому розділі цих методичних вказівок "Організація самостійної роботи студентів". Метою контрольної роботи є остаточна перевірка засвоєння студентами основних розділів курсу. Контрольна робота містить в собі ряд завдань з окремих розділів дисципліни.

2. Організація самостійної роботи студентів.

У наступному розділі студентам запропоновані перелік завдань на самостійну роботу та повчання по послідовному вивченню теоретичного матеріалу.

Основна теоретична частина програми читається студентам під час лекцій. Деякі теоретичні питання програми за обмеженістю часу можуть бути запропоновані викладачем, що читає лекції, для самостійної роботи студентам дома, або виносяться на практичні заняття.

В розділі 2.1 цих методичних вказівок на кожен тему програми приведені завдання студентам для самостійної роботи. Ці завдання мають вказівки сторінок з основних підручників, що перелічені вище в розділі 1.3 "Перелік навчальної літератури". Це обов'язкова література, яка також потрібна студентам для підготовки дома, лекцій та практичних занять.

Основним допоміжним матеріалом для самостійної роботи студентів при вивченні дисципліни є конспект лекцій, який читається для студентів за спеціальністю навчання.

Перелік завдань на самостійну роботу студентів містить кількість годин, що відводяться на вивчення тих чи інших тем з програми курсу, перелік контрольних заходів, та також терміни виконання завдань.

Кількість відведених для самостійної роботи годин регламентована робочим навчальним планом і робочою програмою з дисципліни, що затверджені методичною радою ОДЕКУ. Тому виконання самостійної роботи в обсязі запланованого часу є для студентів таким же обов'язковим, як і аудиторні заняття (лекції і практичні заняття).

Відсутність студента під час контрольних заходів без поважної причини розцінюється як порушення ним дисципліни і не дає підстави для його атестації на протязі навчального семестру.

2.1 Перелік завдань на самостійну роботу

НАЗВА ТЕМ	ЛІТЕРАТУРА
<p>1. Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології.</p> <p>1.1. Основні принципи статистики.</p> <p>1.2. Розподіл Гіббса.</p> <p>1.3. Ідеальний та неідеальний газ.</p> <p>1.4. Фермі- та Бозе- гази.</p> <p>1.5. Системи багатьох частинок.</p> <p>1.6. Фазові переходи та критичні явища.</p> <p>1.7. Хімічні реакції. Потіки і термодинамічні сили. Рівняння Онсагера.</p> <p>1.7. Кінетичні рівняння та рівняння</p>	<p>Л.1-2, 6-7, 8: Конспект лекцій.</p> <p>Підручники: [1] – с. 13-44; 97-109; 179-201; 289-295; [2] – с. 185-191; 265-274; [3] – с. 25-46; 127-135; 355-362.</p> <p>1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.: "Наука", 1976.</p> <p>2. Лифшиц Е.М., Питаевський Л.П. Теоретическая физика в 10 томах. Том 9. Статистическая физика. ч.2. М.: Физматлит, 2004.</p>

<p>переносу.</p> <p>2.Практичні заняття - розв'язання задач</p> <p>2.1. Рух в фазовому просторі.</p> <p>2.2. Осцилятор в термостаті.</p> <p>2.3. Демон Максвелла.</p> <p>2.4. Магнетизм електронного газу.</p> <p>2.5. Вироджений Бозе-газ. Фонони в Бозе-рідині.</p> <p>2.6. Електронна Фермі-рідина, метал.</p> <p>2.7. Кінетичне рівняння Больцмана.</p> <p>2.8. Застосування статистичних методів в задачах радіаційного моніторингу.</p>	<p>3. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.:“Наука”, 1971.</p> <p>Підготуватись до контрольної роботи</p> <hr/> <p>Л.1, 6-8, 10: Конспект лекцій. Герасимов О.І., Андріанова І.С. Фізика в задачах. Підручник. Харків, 2017 – задачі з розділу 8, 10-13. Герасимов О.І. Фізична кінетика в задачах та прикладах. Одеса, ОГМІ, 1998 – с. 20-22; 28; 34.</p>
--	--

2.2 Повчання по послідовному вивченню теоретичного матеріалу.

Тема 1.1. Основні принципи статистики.

Починаючи вивчати дисципліну “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології”, студентам спеціальності «Технології захисту навколишнього середовища» потрібно ознайомитись з її ключовими поняттями та концепціями, які є необхідними для обґрунтованого адекватного застосування статистичної фізики у междисциплінарних напрямках.

Типові макроскопічні об'єкти, з якими ми стикаємося в повсякденному житті, містять близько 10^{25} взаємодіючих атомів, і наше завдання полягає в тому, щоб зрозуміти і передбачити властивості цих об'єктів на підставі мінімального числа фундаментальних моделей. Труднощі, що тут виникають, не розв'язуються з допомогою застосування все більших і кращих обчислювальних засобів.

Для розуміння макроскопічних систем, що складаються з величезного числа частинок, необхідно, перш за все, сформулювати нові поняття, що відповідають такій новій якості, як надзвичайна складність системи. Ці поняття, засновані на фундаментальних законах фізики, дозволять визначити параметри, найбільш зручні для опису макроскопічних систем, встановити закономірності, які діють в макроскопічних системах, і дадуть нам відносно прості методи для визначення та прогнозування їх властивостей. Наявність великого числа частинок в складі системи дає можливість ефективно використовувати статистичні методи.

Обчислення фізичних величин шляхом усереднення їх значень у мікростанах становить основу статистичного методу дослідження макросистем.

Величини q (узагальнена координата) і p (узагальнений імпульс) повністю задають механічний стан системи. Це проявляється в тому, що в замкненій системі вони повністю визначають розвиток цього стану в часі t . Будучи записаними в змінних q і p , рівняння руху системи математично виявляються замкнутими. Такі рівняння добре відомі. Вони називаються рівняннями Гамільтона. Якщо ми знаємо величини $q(0)$ і $p(0)$ у початковий момент часу $t = 0$, можна за допомогою цих рівнянь однозначно знайти величини $q(t)$ і $p(t)$ в усі наступні моменти часу t .

Зі зміною механічного стану системи в часі, точка, що зображує цей стан фазового простору, рухається в ньому по деякій траєкторії, що називається фазовою траєкторією. Фазові траєкторії, що вийшли з різних початкових точок фазового простору, не можуть перетинатися між собою. Внаслідок величезного числа ступенів свободи макроскопічної системи фазові траєкторії мають надзвичайно складний і заплутаний характер. Для консервативних систем енергія зберігається. Отже, фазова траєкторія повинна лежати на поверхні постійної енергії в фазовому просторі, – так званій ергодичній поверхні. Коли макроскопічна система знаходиться у рівновазі, її макроскопічні характеристики залишаються постійними в часі. Однак, з мікроскопічної точки зору її стан весь час змінюється, і ми не знаємо, в якому мікросостані перебуває система в даний момент (тобто, де конкретно в даний момент знаходиться фазова точка на ергодичній поверхні).

У будь-якому реальному експерименті властивості макроскопічного тіла сприймаються як результат колективної поведінки його частинок відразу за досить великий проміжок часу. Тільки як усереднені за такий проміжок часу потрібно розуміти властивості макроскопічного тіла в кожний «поточний» момент часу t . При надзвичайній складності і заплутаності фазових траєкторій в макроскопічній системі практично неможливо говорити про окремий механічний стан системи в даний момент часу. Практично можна говорити лише про ймовірність знаходження системи в окремих ділянках її фазового простору.

Таким чином, множина допустимих станів зображується набором фазових точок, кожна з яких рухається вздовж своєї фазової траєкторії. Фазовий портрет системи дається безліччю точок, розподілених у фазовому просторі. Цю множину можна розглядати як зображення в даний момент часу дуже великого (за кількістю точок) числа копій даної системи, що знаходяться у відповідних допустимих мікростанах.

Сукупність макроскопічно однакових систем, розподілених по допустимих мікростанах, називають статистичним ансамблем. Нехай ϵ певний набір станів системи. За великий період часу T система проходить багато разів через всі стани, перебуваючи деякий час в кожному з них.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976, с. 13-44.
2. Лифшиц Е.М., Питаевський Л.П. Теоретическая физика в 10 томах. Том 9. Статистическая физика. ч.2. М.: Физматлит, 2004, с. 185-191.
3. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.:“Наука”, 1971, с. 25-46.
4. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 4-16.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Чи можливо самоперетинання фазової траєкторії консервативної механічної системи?
2. Якісно зобразити рух фазової краплі, яка початково має сферичну форму у випадку одновимірного вільного руху матеріальної частинки.
3. Що таке статистична вага макроскопічного стану?
4. Що таке Γ -простір?
5. Як розуміти оборотність рівняння Ліувілля?
6. Як виглядає альтернативне формулювання теореми Ліувілля?
7. Які системи називаються ергодичними?
8. Що таке статистичний ансамбль?
9. На який поверхні лежить фазова траєкторія?
10. Записати вираз для повної функції розподілу.

Тема 1.2. Розподіл Гіббса.

Ми визначили статистичний ансамбль як сукупність великої кількості копій даної конкретної системи, що знаходяться в макроскопічно тотожних умовах. Такий статистичний ансамбль називають також ансамблем Гіббса. Тотожність зовнішніх умов в макроскопічному сенсі означає, що всі екземпляри ансамблю характеризуються однаковими значеннями відповідних макроскопічних параметрів (з точністю до малих флуктуацій) і однаковими типами контактів з навколишніми тілами (резервуарами енергії або частинок, поршнями, стінками і т. п.).

Знання загальної функції розподілу для всіх N частинок дозволяє знайти різні макроскопічні характеристики системи. Однак при такому способі (за допомогою N -частинкової функції розподілу) не досягається ніякого скорочення в описі. Він настільки ж детальний, як і динамічний опис з використанням рівнянь Гамільтона.

Однак, у більшості випадків нам і не треба знати повну N -частинкову функцію розподілу. При еволюції системи з початкового стану за період часу порядку характерного часу розмішування, система забуває свій початковий стан, і коефіцієнти кореляції високих порядків перетворюються на нуль.

Тому, якщо розглядати поведінку системи на термінах, більших за часи хаотизації, то безглуздо описувати систему на мові N -частинкової функції розподілу.

Досить використати спрощений опис, наприклад, на мові одночастинкової або двухчастинкової функцій розподілу, або, в загальному випадку, s -частинкової функції розподілу. Таким чином, задача зводиться до знаходження явного вигляду s -частинкової функції розподілу. При інтегруванні рівняння Ліувілля за фазовим простором N - s частинок, ми породжуємо нескінченну систему інтегро-диференціальних рівнянь (ланцюжок Боголюбова). У ряді випадків на основі модельних фізичних припущень вдається отримати замкнену систему s рівнянь для F_1, F_2, \dots, F_s . Особливий інтерес представляє одержання замкнутого рівняння для одночастинкової функції розподілу. Складання і розв'язання цього рівняння є задача фізичної кінетики.

Перейдемо тепер до задачі про знаходження функції розподілу для будь-якого макроскопічного тіла, яке є малою частиною будь-якої великої замкнутої системи. Виділене тіло називають підсистемою, а навколишнє середовище – термостатом. Термостат настільки великий, що при обміні енергією з підсистемою його стан не змінюється. Елемент об'єму фазового простору всієї системи можна записати як $d\Gamma_0 = d\Gamma' d\Gamma$, де штрих відноситься до термостата. За принципом рівноймовірності станів у мікроканонічному ансамблі (підсистема плюс термостат) ймовірність того, що виділене тіло (підсистема) має n частинок і знаходиться в мікростані n з енергією E_n , пропорційна фазовому об'єму (або статистичній вазі) термостата. В результаті отримуємо канонічний розподіл або розподіл Гіббса. Він був відкритий Дж. Гіббсом у 1901 р. для класичної статистики.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976, с. 97-109.
2. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.:“Наука”, 1971, с. 25-39.
3. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 12-16.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. У чому полягає принцип еквівалентності рівноважних ансамблів?
2. Як зв'язані вільна енергія і статистичний інтеграл?
3. Як зв'язані термодинамічний потенціал і статистичний інтеграл?
4. Як зв'язані хімічний потенціал і енергія?
5. Яким рівнянням задається мікроканонічний розподіл?
6. Яким рівнянням задається канонічний розподіл?

7. Записати вираз для великого канонічного розподілу.
8. Який розподіл треба вибрати для визначення термодинамічних властивостей тіла?
9. Записати умову, за якої визначається термодинамічний потенціал.
10. Що враховує і що не враховує канонічний розподіл?

Тема 1.3. Ідеальний та неідеальний газ.

Розглянемо одноатомний ідеальний газ, що складається з атомів одного сорту. Енергія газу дорівнює сумі миттєвих значень енергії атомів, оскільки взаємодії між атомами на відстані немає. Механічний стан кожної частинки є рух з деякою швидкістю в певному напрямку. Хаотичні зіткнення переводять частинку з одного стану руху в інший. Обчислимо статистичний інтеграл. Енергію ідеального газу можна представити як суму енергій окремих частинок. У разі одноатомного ідеального газу енергія частинки дорівнює

$$\varepsilon(q, p) = \varepsilon(p) = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m}.$$

Отримуємо для вільної енергії ідеального одноатомного газу

$$F = -NT \ln \left[\frac{eV}{N} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \right].$$

Звідси отримуємо $P = \frac{NT}{V}$ або $PV = NT$. Якщо температура вимірюється в кельвінах, то отримуємо відоме рівняння стану ідеального газу $PV = NkT$.

Остання формула має широку область застосування, яка не обмежується одноатомним ідеальним газом. Вона справедлива і для багатоатомного ідеального газу.

У реальних газах обчислення статистичного інтеграла ускладнюється наявністю взаємодії між частинками (атомами або молекулами) газу. Якщо вважати газ досить розрідженим, то можна обмежитися тільки парними взаємодіями.

Розглянемо одноатомний реальний газ малої густини, атоми якого взаємодіють тільки на дуже близькій відстані. Енергія такого газу запишеться у вигляді:

$$E = \frac{1}{2m} \sum_{i=1}^N p_i^2 + U(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N).$$

Тоді статистичний інтеграл можна привести до добутку інтеграла по імпульсах атомів і інтеграла по їх координатах. Складність полягає в

обчисленні $3N$ -кратного інтеграла, оскільки кожне $dV_i = dx_i dy_i dz_i$. Поступимо таким чином. Всю потенційну енергію розіб'ємо на складові, відповідні взаємодії окремих пар частинок. І ця взаємодія залежить лише від відстані між частинками $U_{12} = U(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)$. Потенційну енергію взаємодії всіх атомів зручно записати у вигляді суми $U = \sum_{i,k} U(|\vec{r}_i - \vec{r}_k|)$, де підсумовування ведеться за всіма можливими парами атомів. Дуже мала ймовірність, що три атоми (і більше) виявляться одночасно в сфері радіуса взаємодії. Якщо до того ж кількість газу мала, то можна вважати, що в ньому одночасно стикається всього одна пара атомів.

По мірі посилення взаємодії між атомами, властивості газу все більше відхиляються від властивостей ідеального газу. Зрештою, газ переходить в рідину (конденсується). В рідині взаємодія між частинками велика і сильно залежить від властивостей конкретної рідини. Можна, однак, знайти деяку інтерполяційну формулу, що якісно описує перехід між газом і рідиною. Ця формула повинна давати правильні результати у двох граничних випадках. Для розріджених газів вона повинна переходити в формули для ідеальних газів, а при збільшенні густини, коли газ наближається до рідини, вона повинна враховувати стисливість. Таку формулу запропонував Ван-дер-Ваальс:

$$\left(P + \frac{N^2 a}{V^2} \right) (V - Nb) = NT.$$

Поправки a і b можуть бути витлумачені таким чином:

$$a = 2\pi \int_d^{\infty} U(r) r^2 dr$$

– відповідає за енергію взаємодії усіх пар молекул;

$$b = 4v_0$$

– чотири об'єми частинки газу, якщо її представити у вигляді твердої кульки.

Зміст цієї поправки в тому, що для реальних газів атоми не можна розглядати як матеріальні точки. Поза межами застосування моделі газу константам a і b вже не можна приписувати цей фізичний зміст. Це – емпіричні сталі, які підбираються так, щоб рівняння Ван-дер-Ваальса було найбільш точним. Вони будуть мати різні значення в різних інтервалах густини і температур.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976, с.137-152.
2. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 17-24.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Чим відрізняється ідеальний газ від реального?
2. Чому дорівнює повна енергія реального газу?
3. Яке рівняння називають рівнянням стану системи?
4. На підставі якого виразу виводиться рівняння стану неідеального газу?
5. Що описує рівняння Ван-дер-Ваальса?
6. У чому полягає фізичний зміст поправок у рівнянні Ван-дер-Ваальса?
7. Який характерний вигляд має потенціал міжатомної взаємодії для одноатомного газу?
8. Записати статистичний інтеграл для неідеального газу.
9. Яке головне припущення ми робимо щодо взаємодії атомів газу?
10. Записати вираз для вільної енергії.

Тема 1.4. Фермі- та Бозе- гази.

Якщо температура ідеального газу (при заданій його густині) досить низька, то статистика Максвелла – Больцмана стає непридатною, і необхідно побудувати іншу статистику. Ця статистика виявляється різною в залежності від того, з яких саме частинок складається газ (якого роду хвильовими функціями описується). Як відомо, хвильові функції повинні бути або антисиметричними, або симетричними по відношенню до переставлень будь-якої пари частинок. Перший випадок має місце для частинок з напівцілим спіном, а другий – для частинок з цілим спіном. Для системи частинок, які описуються антисиметричними хвильовими функціями, справедливий принцип Паулі: в кожному квантовому стані може перебувати одночасно не більше однієї частинки. Статистика, побудована на цьому принципі, називається статистикою Фермі (або Фермі – Дірака). Для частинок, які описуються симетричними хвильовими функціями, числа заповнення квантових станів можуть приймати будь-які значення, наприклад, всі частинки можуть перебувати в одному квантовому стані. Статистика для них носить назву статистики Бозе (або Бозе – Ейнштейна). Звідси, квантові частинки поділяються на ферміони – частинки з напівцілим спіном – і бозони – частинки з нульовим або цілим спіном.

Застосуємо розподіл Гіббса до сукупності усіх частинок, що знаходяться в даному квантовому стані (підсистема в термостаті).

Оскільки середнє число частинок в системі дорівнює похідній від потенціалу Φ_k по хімічному потенціалу μ , взятої з протилежним знаком, то

$$\langle n_k \rangle = -\frac{\partial \Phi_k}{\partial \mu} = \frac{e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{T}}}{1 + e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{T}}}.$$

Остаточно можна записати

$$\langle n_k \rangle = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_k - \mu}{T}} + 1}.$$

Цей вираз і є функція розподілу Фермі, а ідеальний газ, який підпорядковується цій статистиці, називають фермі-газ. Можна бачити, що завжди $\langle n_k \rangle \leq 1$, а при $e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{T}} \ll 1$, розподіл Фермі переходить у розподіл Больцмана.

Термодинамічний потенціал газу

$$\Phi = -T \ln \sum_k \left(1 + e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{T}} \right).$$

Нехай тепер ідеальний газ складається з частинок, які описуються статистикою Бозе. Їх числа заповнення квантових станів можуть приймати будь-які значення. Тоді у виразі для термодинамічного потенціалу ми маємо ряд, який збігається як геометрична прогресія при $e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{T}} < 1$. Оскільки ця умова повинна виконуватися для всіх ε_k , ясно, що хімічний потенціал бозе-газу завжди від'ємний ($\mu < 0$). Зауважимо, що для больцманівського газу хімічний потенціал завжди має від'ємні і великі за абсолютною величиною значення, а для фермі-газу він може бути як від'ємним, так і додатним.

Підсумовуючи геометричну прогресію, отримаємо

$$\Phi_k = T \ln \left(1 - e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{T}} \right).$$

Звідси отримуємо розподіл Бозе

$$\langle n_k \rangle = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_k - \mu}{T}} - 1},$$

який також при $e^{\frac{\mu - \epsilon_k}{T}} \ll 1$, переходить у розподіл Больцмана.
Повне число частинок в газі N виражається формулою

$$N = \sum_k \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_k - \mu}{T}} - 1},$$

а термодинамічний потенціал газу Φ в цілому виходить підсумовуванням по всіх квантових станах

$$\Phi = T \ln \sum_k \left(e^{\frac{\mu - \epsilon_k}{T}} - 1 \right).$$

ЛІТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976, с.179-187.
2. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 27-30.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Яку важливу особливість щодо енергії мають квантові системи?
2. Яким розподілом описується квантова система?
3. У чому полягає принцип тотожності мікрочастинок, що не розрізняються?
4. Що таке принцип Паулі?
5. Чим розрізняються ферміони і бозони?
6. Що лежить в основі статистики Фермі?
7. За якими умовами статистики Фермі і Бозе переходять у статистику Больцмана?
8. Записати вираз для статистики Фермі.
9. Записати вираз для статистики Бозе.
10. Записати вираз для термодинамічного потенціалу статистики Фермі і Бозе.

Тема 1.5 Системи багатьох частинок.

Перейдемо до дослідження систем, що складаються з різних частинок. До таких систем належать, наприклад, суміші кількох речовин. Якщо однієї з речовин у суміші значно більше, ніж інших, то таку суміш називають розчином інших речовин у цьому, переважаючому (розчиннику). Числом незалежних компонент системи прийнято називати число речовин, кількість яких у стані повної рівноваги може бути задано довільно. Це число може не збігатися з повним числом різних речовин у системі, якщо між цими речовинами може відбуватися хімічна реакція.

Чи може система будь-якого ступеня складності знаходитися в рівновазі, і за яких умов це можливо? Відповідь на це питання має велике теоретичне і практичне значення. Важливим випадком поставленої задачі є фазові рівноваги. Визначимо, що таке фаза. Якщо фізичні властивості речовини, що складають систему, однакові у всіх її точках, то система називається гомогенною. Системи, що складаються з декількох гомогенних, називаються гетерогенними.

Фазою називається фізично однорідне тіло, що є частиною гетерогенної системи і відокремлене від інших частин чітко виділеною поверхнею розділу.

Узагальнемо деякі отримані раніше результати на тіла, що складаються з різних речовин. По-перше, всі термодинамічні величини повинні бути однорідними функціями першого порядку по відношенню до всіх адитивних змінних – числам різних частинок і об'єму. По-друге, замість поняття про один хімічний потенціал тіла, як похідної від термодинамічного потенціалу по числу частинок, з'являються хімічні потенціали μ_i кожної з компонент суміші – похідні термодинамічного потенціалу по числах частинок N_i цих компонент, тобто $\sum \mu_i dN_i$.

Умови рівноваги системи у зовнішньому полі вимагають сталості вздовж системи поряд з температурою також і хімічних потенціалів кожної з компонент

$$\mu_i = \text{const}.$$

У підсумку розподіл Гіббса для систем, що складаються з різних частинок, набуває вигляду:

$$\omega_{nN_1N_2\dots} = e^{\frac{\Phi + \sum \mu_i N_i - E_{nN_1N_2\dots}}{T}}$$

Нехай система складається з n незалежних компонент та існує у вигляді r дотичних фаз. Кожна фаза характеризується тиском, температурою і n хімічними потенціалами. Нехай загальні температура і тиск у всіх фазах будуть P і T . Тоді умови рівноваги фаз можна записати у вигляді

$$\mu_1^i = \mu_2^i = \dots = \mu_r^i, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

Кожен з цих потенціалів є функцією від $(n+1)$ незалежних змінних – P, T і $(n-1)$ різних концентрацій компонент у даній фазі. Умови (107) являють собою систему $n(r-1)$ рівнянь з числом невідомих у цих рівняннях $r(n-1)+2$. Для того, щоб ці рівняння мали рішення, треба щоб їх число було не більше числа невідомих: Звідси

$$r \leq n + 2.$$

Іншими словами, в системі, що складається з n незалежних компонент, може перебувати одночасно в рівновазі не більше, ніж $(n+2)$ фази. Ця умова виражає так зване правило фаз Гіббса. Зокрема, у випадку однієї компоненти максимальне число співіснуючих фаз дорівнює трьом. Таким чином, число параметрів, які можна задавати довільно без порушення умов рівноваги, дорівнює

$$f = n - r + 2.$$

Це число називають числом термодинамічних ступенів свободи системи. Якщо число фаз дорівнює своєму максимальному значенню $(n+2)$, то $f=0$ тобто, в рівняннях всі змінні визначені, і жодної з них не можна змінити без того, щоб не порушилася рівновага і не зникла якась із фаз.

Розглянемо два розчини однієї і тієї ж речовини в одному і тому ж розчиннику, але різної концентрації c_1 і c_2 , відокремлені один від одного напівпроникною перегородкою, крізь яку можуть проникати молекули розчинника, але не розчиненої речовини. Тиски з двох сторін перегородки будуть різними. Різниця цих тисків носить назву осмотичного тиску.

Умовою рівноваги між обома розчинами буде рівність температур і рівність хімічних потенціалів розчинника в них.

Умову рівноваги можна записати у вигляді

$$\mu_0(P_1, T) - c_1 T = \mu_0(P_2, T) - c_2 T.$$

Різниця тисків $P_2 - P_1 = \Delta P$ (осмотичний тиск) для слабких розчинів відносно мала. Тому можна розкласти $\mu_0(P_2, T)$ в ряд за степенями ΔP і залишити тільки два перших члени. Підставляючи потім це розкладання і враховуючи, що похідна $\partial\mu_0/\partial P$ є молекулярний об'єм v чистого розчинника, отримаємо

$$\Delta P = (c_2 - c_1) \frac{T}{v}.$$

Зокрема, якщо з одного боку знаходиться чистий розчинник, тобто $c_1=0$, $c_2=c$, то осмотичний тиск

$$\Delta P = \frac{cT}{v} = \frac{nT}{V},$$

де n – число молекул розчиненої речовини в об'ємі V розчинника. У випадку слабкості розчину V з великою точністю дорівнює повному об'єму розчину. Останню формулу називають формулою Вант-Гоффа. Вона має деяку схожість з рівнянням стану ідеального газу: замість тиску газу – осмотичний тиск, замість об'єму газу – об'єм розчину, замість кількості частинок в газі – кількість молекул розчиненої речовини.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976, с.486-531.
2. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 34-37.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Що називається розчином?
2. Яка система називається гомогенною, а яка – гетерогенною?
3. Що називається фазою?
4. Записати розподіл Гіббса для систем, що складаються із різних частинок.
5. Записати умови рівноваги фаз.
6. Сформулювати правило фаз Гіббса.
7. Що таке осмотичний тиск?
8. Записати та пояснити формулу Вант-Гоффа.

Тема 1.6 Фазові переходи та критичні явища.

При всіх фазових переходах тіло або виділяє, або поглинає енергію у вигляді прихованої теплоти відповідного переходу (теплота плавлення, випаровування тощо). Фазові переходи, що супроводжуються стрибкоподібною зміною енергії або інших величин, пов'язаних з енергією, наприклад, густини, називаються фазовими переходами першого роду. Для них характерна стрибкоподібна зміна властивостей речовин. При фазовому переході першого роду нова фаза не виникає відразу у всьому об'ємі.

Спочатку утворюються зародки нової фази, які ростуть, поширюючись на весь об'єм.

Зустрічаються, однак, фазові переходи, при яких перетворення відбувається відразу во всьому об'єму в результаті безперервної зміни кристалічної решітки, тобто взаємного розташування частинок в решітці. Це може призвести до того, що при певній температурі зміниться симетрія решітки. Ця температура і буде точкою фазового переходу, який в цьому випадку називається фазовим переходом другого роду. Температура, при якій відбувається фазовий перехід другого роду, називається точкою Кюрі. Іншими словами, фазові переходи можна охарактеризувати наступним чином:

- при фазових переходах першого роду зазнають розрив перші похідні хімічного потенціалу і має місце рівняння Клапейрона – Клаузіуса, що визначає лінію співіснування фаз;
- при фазових переходах другого роду неперервні перші похідні хімічного потенціалу, але зазнають розрив другі похідні (теплоємність, коефіцієнт об'ємного розширення).

До фазових переходів другого роду належить цілий ряд явищ у кристалах при зміні їх температури: сегнетоелектричні переходи, парамагнітні/ферромагнітні переходи, перехід у надпровідний стан, розупорядкування сплавів та інші. Сюди ж належить і перехід рідкого гелію в надплинний стан. У всіх цих явищах можна вказати так званий «параметр порядку», що виникає в низькотемпературній фазі і перетворюється на нуль у точці переходу.

У 1937 р. Л. Д. Ландау запропонував загальне трактування всіх фазових переходів другого роду як точок зміни симетрії: вище точки переходу система, як правило, має більш високу симетрію, ніж нижче точки переходу. Наприклад, в магнетику вище точки переходу напрямки спінових магнітних моментів частинок розподілені хаотично, тому одночасне обертання усіх спінів навколо однієї і тієї ж осі на однаковий для усіх спінів кут не змінює фізичних властивостей системи. Нижче точки переходу спіни мають переважну орієнтацію, і одночасний їх поворот у зазначеному вище сенсі змінює напрямки магнітного моменту системи.

Інший приклад: у двокомпонентному сплаві, атоми якого A і B розташовані у вузлах простої кубічної ґратки. Невпорядкований стан характеризується хаотичним розподілом атомів A і B по вузлах ґратки так, що зсув ґратки на один період не змінює її властивостей. Нижче точки переходу атоми сплаву розташовуються впорядковано: ... $ABAB$ Зсув такої ґратки на період призводить до заміни всіх атомів A на B і навпаки. У результаті встановлення порядку в розташуванні атомів симетрія ґратки зменшується, оскільки частини ґратки стають не еквівалентними.

Симетрія з'являється і зникає стрибком, проте величина, що характеризує порушення симетрії (параметр порядку), може змінюватися неперервно.

Оскільки поблизу точки фазового переходу другого роду фази мало відрізняються одна від одної, можливе утворення зародків великого розміру однієї фази в іншій фазі (флуктуація). З цим пов'язано багато критичних явищ: нескінченне зростання магнітної сприйнятливості феромагнетика і діелектричної сприйнятливості сегнетоелектрика і т. п. Поведінку термодинамічних величин поблизу точки переходу прийнято характеризувати так званими критичними індексами α , β , γ та ін.

Базуючись на гіпотезі подібності, передбачається, що, якщо прийняти R за одиницю довжини, а середню величину параметра порядку в кубіку з ребром R – за одиницю вимірювання параметра порядку, то вся картина флуктуацій не буде залежати ні від близькості до точки переходу, ні від конкретної речовини. Послідовно додаються всілякі флуктуації з масштабами, меншими деякого l , при фіксованих флуктуаціях, з розмірами, більшими l . Змінюючи потім масштаби виміру довжин, повертаємося до системи з початковими лінійними параметрами, але з дещо зміненою енергією. Таке перетворення енергії носить назву ренормування. Умова незмінності енергії при перетворенні ренормування, коли масштаб $l \rightarrow \infty$, визначає критичну точку. Закони зміни енергії при малих відхиленнях від критичної точки визначають критичні індекси. Цей метод дозволяє знайти критичні індекси з будь-яким ступенем точності. Таким чином, гіпотеза подібності дозволяє встановити універсальні співвідношення подібності, що зв'язують критичні індекси, наприклад:

$$\begin{aligned} \beta\delta = \beta + \gamma, \quad d - 2 + \eta = 2\beta/\nu \\ d\nu + \alpha = 2, \quad \gamma = (2 - \eta)\nu \end{aligned}$$

Тут d – розмірність простору.

В рамках теорії Ландау ці величини дорівнюють:

$$\alpha = 0, \quad \beta = \frac{1}{2}, \quad \gamma = 1, \quad \delta = 3, \quad \nu = \frac{1}{2}, \quad \eta = 0.$$

Більшість експериментальних досліджень критичних індексів знаходиться в протиріччі з висновками теорії Ландау. Ця розбіжність пов'язується з недостатньо повним врахуванням флуктуацій параметра порядку та пов'язаних з ним величин. Передбачається, що теорія Ландау справедлива при температурах, не надто близьких до критичної, коли флуктуації не дуже великі.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.:“Наука”, 1976, с.486-531.

2. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 37-42.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Як можна охарактеризувати фазові переходи першого та другого роду?
2. Яке трактування фазових переходів запропонував Ландау?
3. Що таке параметр порядку?
4. Якому виразу пропорційний параметр порядку поблизу точки переходу?
5. Яка характеристика має стрибок поблизу точки переходу?
6. Що таке критичні індекси?

Тема 1.7 Хімічні реакції. Потоки і термодинамічні сили. Рівняння Онсагера.

Під елементарними хімічними перетвореннями розуміють перетворення, що протікають через утворення тільки одного перехідного стану. У відповідності з принципом детальної рівноваги класичної термодинаміки будь-які хімічні перетворення є термодинамічно оборотними. Для елементарних реакцій ці прямі і зворотні перетворення відбуваються через ідентичні перехідні стани.

Рівняння хімічної реакції можна представити у вигляді

$$\sum_i \nu_i A_i = 0,$$

де A_i – хімічні символи компонент, ν_i – цілі числа; наприклад $2\text{H}_2 + \text{O}_2 - 2\text{H}_2\text{O} = 0$.

Умова хімічної рівноваги буде виглядати наступним чином:

$$\sum_i \nu_i \mu_i = 0,$$

де μ_i – хімічний потенціал.

Якщо в системі протікає кілька незалежних реакцій, то в якості умов рівноваги виступає відповідне число таких рівнянь.

Поведінку дійсно нерівноважної системи не можна описати кінцевим набором термодинамічних параметрів стану. Обмежуючи набір змінних, ми описуємо систему з тим чи іншим ступенем точності.

У сучасній термодинаміці необоротні процеси допускають опис на мові термодинамічних сил і термодинамічних потоків. Термодинамічні потоки \bar{J}_k спричиняються термодинамічними силами \bar{X}_k , і є наслідком цих сил. Узагальнені термодинамічні потоки і сили можна розбити на чотири групи:

— скалярні сили, спряжені швидкостям реакцій;

- векторні сили, спряжені потокам тепла і маси компонентів;
- аксіальні сили;
- тензорні сили.

Поблизу термодинамічної рівноваги, коли рушійні сили дуже малі, а самі процеси протікають досить повільно, величини термодинамічних сил X і спряжених з ними потоків J пов'язані простим лінійним співвідношенням

$$J = LX,$$

де L – деякий коефіцієнт, що не залежить від значення термодинамічної сили X .

Якщо в системі протікає одночасно кілька термодинамічних процесів, то вони можуть впливати один на одного. В результаті швидкість кожного з них залежатиме не лише від термодинамічної сили, але і від рушійних сил всіх інших процесів, що відбуваються в системі.

Вперше принцип взаємодії термодинамічних процесів був висунутий в 1931 р. Л. Онзагером. Згідно з цим принципом, швидкості багатьох взаємодіючих необоротних процесів можуть бути описані лінійними диференціальними рівняннями з постійними коефіцієнтами:

$$J_i = \sum_j L_{ij} \nabla a_j,$$

де a_j – інтенсивні термодинамічні параметри (T , P , μ , тощо), а L_{ij} – коефіцієнти, які залежать від значення градієнтів параметрів a_j , тобто термодинамічних сил ($X_j \sim \nabla a_j$). Співвідношення

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j$$

дістало назву лінійного феноменологічного рівняння взаємності Онзагера. При цьому взаємодіючі термодинамічні процеси називають спряженими.

Виходячи з інваріантності руху частинок щодо обернення часу, Онзагер встановив, що між коефіцієнтами L_{ij} і L_{ji} існує співвідношення

$$L_{ij} = L_{ji}.$$

Наприклад, розглянемо систему з двох судин I і II, з'єднаних капіляром, маленьким отвором, мембраною або пористою перегородкою (рис. 9.1). Між судинами підтримується різниця тисків. За умови, що температура однакова у всій системі, речовина буде переміщатися з однієї судини в іншу, і виникне потік енергії, пропорційний потоку речовини. Потік енергії можна виміряти,

визначаючи кількість тепла, необхідну для підтримки постійної температури системи.

Це явище називається термомеханічним ефектом, воно може бути виражене за допомогою феноменологічних коефіцієнтів співвідношенням

$$\left(\frac{J_T}{J_M} \right)_{\Delta T=0} = \frac{L_{12}}{L_{22}}.$$

Права частина виразу має фізичний зміст перенесення енергії, що припадає на одиницю перенесення маси. Це відношення часто називають теплотою перенесення

$$Q^* = \frac{L_{12}}{L_{22}}.$$

ЛІТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. ч.1. М.: "Наука", 1976, с.333-343.
2. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 43-46.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Який вигляд має рівняння хімічної реакції?
2. Як виглядає умова хімічної рівноваги?
3. Які бувають термодинамічні сили?
4. Якщо в системі протікає одночасно кілька термодинамічних процесів, то від чого залежатиме швидкість кожного з них?
5. Як можна описати процеси згідно з принципом Онзагера?
6. Записати рівняння взаємності Онзагера.
7. Коли можна застосовувати рівняння взаємності Онзагера?
8. Яке співвідношення існує між коефіцієнтами Онзагера?
9. Що таке термомеханічний ефект?
10. Записати вираз для теплоти перенесення.

Тема 1.8 Кінетичні рівняння та рівняння переносу.

Фізична кінетика використовує істотну різницю часів релаксації нерівноважних процесів. Наприклад, для газу з частинок час вільного пробігу між зіткненнями значно більший часу зіткнення, тобто $\tau_0 \ll t_0$. На часових інтервалах, що значно перевищують τ_0 , в системі відбувається усереднення хаотичних рухів частинок (перемішування). Це дає можливість перейти від опису нерівноважного стану функцією розподілу частинок по всіх

координатах q та імпульсах p до спрощеного опису на основі одночастинкової функції розподілу однієї частинки за її координатами та імпульсами (в цьому випадку можна вважати, що всі частинки поведуться однаково).

Основний метод фізичної кінетики – побудова і розв'язання кінетичного рівняння Больцмана для функції розподілу молекул $f(q,p,t)$ в їх фазовому просторі (q,p) . Добуток $fdqdp$ є середнє ймовірне число молекул в елементі фазового об'єму $dqdp$, де $dq=dx dy dz$ і $dp=dp_x dp_y dp_z$.

Будь-який розглянутий нерівноважний процес пов'язаний з перерозподілом молекул (атомів) в елементах фазового об'єму за рахунок їх вільного руху або в результаті зіткнень. Функція f задовольняє кінетичному рівнянню Больцмана, що враховує всі можливі причини перерозподілу молекул

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \text{grad} f + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial p} = St f,$$

де v – швидкість молекул, $\vec{v} \text{grad} f$ – зміна кількості молекул в елементі фазового об'єму, пов'язана з їх рухом, $\vec{F} \frac{\partial f}{\partial p}$ – зміна кількості молекул, спричинена дією зовнішніх сил, $St f$ – інтеграл зіткнень, що визначає різницю числа молекул, що приходять в елемент об'єму і вибувають з нього внаслідок зіткнень.

Для газу з одноатомних молекул або більш складних молекул, але без урахування їх внутрішніх ступенів свободи

$$St f = \int W(f f'_1 - f f_1) dp_1 dp'_1,$$

де W – ймовірність зіткнення, пов'язана з диференціальним перерізом розсіяння

$$ds = \frac{W}{V - V_1} dp'_1 dp_1,$$

p, p_1 – імпульси молекул до зіткнення, p', p'_1 – імпульси молекул після зіткнення, f, f_1 – функції розподілу молекул до зіткнення, f', f'_1 – функції розподілу молекул після зіткнення.

В найпростішому наближенні

$$St f = -\frac{(f - f_0)}{t},$$

де f_0 – рівноважна функція розподілу, t – середній час релаксації.

Для газу зі складних молекул, що мають внутрішні ступені свободи, наприклад, двоатомні молекули з власним моментом обертання M , функція розподілу залежить також і від M , і потрібно врахувати збільшення фазового об'єму молекули, пов'язане з її обертанням.

Таким чином, кінетичне рівняння Больцмана – це інтегро-диференціальне рівняння, якому задовольняють рівноважні одночастинкові функції розподілу систем з великого числа частинок, наприклад, функція розподілу молекул газу за швидкостями і координатами $f(v, r, t)$, функції розподілу електронів в металі, фононів у кристалі і т. п. Різні узагальнення цього рівняння називають рівняннями переносу.

Кінетичне рівняння Больцмана являє собою рівняння балансу частинок, точніше точок, які зображують стан частинок в елементі фазового об'єму $dvdr = dv_x dv_y dv_z dx dy dz$ і виражає той факт, що зміна функції розподілу частинок $f(v, r, t)$ з часом t відбувається внаслідок руху частинок під дією зовнішніх сил і зіткнень між частинками.

Кінетичне рівняння Больцмана враховує тільки парні зіткнення між молекулами; воно справедливе за умови, що довжина вільного пробігу молекул значно більше лінійних розмірів області, в якій відбувається зіткнення (для газу з пружних частинок сферичної форми ця область порядку діаметра частинок). Тому рівняння застосовне для не дуже густих газів, інакше не буде справедливим основне припущення про відсутність кореляції між станами молекул, що зіштовхуються (гіпотеза молекулярного хаосу). Якщо система знаходиться в статистичній рівновазі, то інтеграл зіткнень (136) перетворюється на нуль, і розв'язків кінетичного рівняння Больцмана буде розподіл Максвелла.

Знайдений для відповідних умов розв'язок кінетичного рівняння Больцмана дає можливість розрахувати кінетичні коефіцієнти та отримати макроскопічні рівняння для різних процесів переносу.

На відміну від рівнянь динаміки, які є оборотними у часі, кінетичне рівняння Больцмана неінваріантне щодо поведінки в часі. Що ж порушує оборотність чисто механічної системи? Це – гіпотеза про молекулярний хаос, тобто припущення про відсутність кореляцій між молекулами, що вступають у взаємодію. Саме тут в рівняння Больцмана і була введена різниця між минулим і майбутнім.

Гільберт довів існування та єдиність розв'язку рівняння Больцмана. Розкладання Гільберта служить теоретичною основою для більшості практично застосовуваних методів розв'язання рівняння Больцмана і зокрема методу Енскога – Чепмена.

Розв'язок рівняння Больцмана може бути побудований у вигляді розкладання по малому параметру (за числом Кнудсена), що повністю визначається завданням в початковий момент гідродинамічних величин. Але якщо функція розподілу $f(\vec{p}, \vec{r}, t)$ в довільний момент часу виражається через гідродинамічні величини, то і гідродинамічні величини в довільний момент

часу повинні виражатися через початкові значення гідродинамічних параметрів. Отже, можна виключити з розгляду функцію розподілу і встановити прямий зв'язок між гідродинамічними величинами в різні моменти часу. Цей результат теорії Гільберта дозволяє обґрунтувати застосування гідродинамічних рівнянь для опису газодинаміки. Мета методу Енскога – Чепмена полягає у встановленні зазначеного зв'язку та отримання замкнутої системи гідродинамічних рівнянь балансу. Цей метод є розвитком методу Гільберта.

ЛІТЕРАТУРА

1. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.:“Наука”, 1971, с. 355-375.
2. Герасимов О.І., Кудашкіна Л.С. Додаткові глави статистичної фізики. Конспект лекцій. Одеса, ОДЕКУ, 2017, с. 46-52.

ПИТАННЯ ДЛЯ САМОПЕРЕВІРКИ

1. Що є основним методом фізичної кінетики?
2. Які елементи входять до складу кінетичного рівняння Больцмана?
3. Що визначає інтеграл зіткнень?
4. Від чого додатково залежить функція розподілу для двоатомних молекул?
5. Як називають різні узагальнення кінетичного рівняння Больцмана?
6. Яким буде розв'язок кінетичного рівняння Больцмана для системи у рівновазі?
7. У чому полягає гіпотеза про молекулярний хаос? Що вона порушує?
8. Що називають Н-теоремою Больцмана?
9. Записати моменти нульового, першого та другого порядку для функції розподілу та пояснити їх фізичний зміст.
10. Дати скорочену характеристику одному з методів розв'язання кінетичного рівняння Больцмана.

3. Організація контролю знань та вмінь студентів

Організація контролю знань та вмінь студентів з дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” забезпечується комплексом контролюючих заходів поточного і підсумкового контролю.

Однією з форм контролю знань та вмінь студентів, що запроваджується в навчальному процесі ОДЕКУ є кредитно-модульна система.

3.1 Система контролю знань та вмінь студентів

Система контролю знань та вмінь студентів включає до себе: 1) поточний контроль; 2) підсумковий контроль.

Поточний контроль з дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” здійснюється за наступними формами:

- перевірка контрольної роботи;
- перевірка знань студентів під час заняття (усне опитування під час лекційного або практичного заняття).

Підсумковий контроль проводиться на основі накопиченої (інтегральної) суми балів, яку отримав студент за підсумками поточного контролю та підсумкового семестрового контролю (залік).

Накопичувальна підсумкова оцінка (ПО) засвоєння студентом навчальної дисципліни складається з:

- двох оцінок по контрольним роботам;
- оцінки усного опитування під час занять;
- оцінювання заходу підсумкового контролю (ОПК - залік).

Студент вважається допущеним до підсумкового семестрового контролю, якщо він виконав всі види робіт поточного контролю, передбачені робочою навчальною програмою дисципліни і набрав за накопичувальною системою суму балів не менше 50 % від максимально можливої за теоретичну та практичну частини дисципліни.

3.2 Форми контролю знань та вмінь студентів

3.2.1 Поточний контроль

Поточний контроль складається з:

- однієї контрольної роботи, за яку студент може отримати 50 балів;
- усного опитування під час практичних занять, за яке студент може отримати 25 балів.

Фактична сума балів, яку отримує студент за кожний модуль складається із підсумків виконання запланованих контрольних заходів, враховуючи своєчасність виконання студентом графіку навчального процесу.

Якщо студент без поважних причин пропустив контрольний захід, або отримав незадовільну оцінку, то він має право скласти його у тижневий термін з максимальною сумою балів, яка дорівнює оцінці “задовільно”.

Суми балів, які отримав студент за всіма модулями навчальної дисципліни, формують підсумкову (інтегральну) оцінку студента з дисципліни. Вона є підставою для виставлення семестрового заліку згідно з таблицею 3.1 за інтегральною сумою балів.

У якості заліку студент пише залікову контрольну роботу, яка оцінюється за 100-бальною шкалою.

В дисципліні “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” виділений 1 змістовний модуль з теоретичної частини та 1 – з практичної. В якості форми поточного контролю лекційних модулів дисципліни використовується проведення контрольної роботи з теоретичного модуля ЗМ-Л1 та усне опитування під час занять. Оцінка у балах: ЗМ-Л1 - 50 балів; практичний модуль ЗМП-1 – 25 балів та залікова контрольна робота – 25 балів. Ці бали відповідають формулі, за якою розраховується інтегральна оцінка (В) по дисципліні.

При проведенні міжсесійного контролю студент вважається атестованим, якщо він набрав не менше 50% від максимально можливої суми балів за модулями, які завершені на момент атестації.

3.2.2 Підсумковий контроль

Для денної форми навчання питання про допуск до семестрового заліку за підсумками модульного накопичувального контролю регламентуються п. 2.4 Положення про проведення підсумкового контролю знань студентів, а саме, студент вважається допущеним до підсумкового семестрового контролю з конкретної навчальної дисципліни, якщо він виконав всі види робіт, передбачені робочою навчальною програмою дисципліни і набрав за модульною системою суму балів не менше 50% від максимально можливої за теоретичну та практичну частину (для заліку). Якщо дисципліна закінчується заліком, то студент пише залікову контрольну роботу, а інтегральна оцінка (В) по дисципліні розраховується за формулою

$$B = 0,75 OЗ + 0,25 OЗКР,$$

де ОЗ – кількісна оцінка (у відсотках від максимально можливої) за змістовними модулями;

ОЗКР – кількісна оцінка (у відсотках від максимально можливої) залікової контрольної роботи.

До заліку допускаються студенти, у яких фактична сума накопичених балів не менше 50% від максимально можливої за практичну та теоретичну частини. В іншому випадку студент вважається таким, що не виконав навчального плану дисципліни, і не допускається до заліку.

Студент, який не має на початок заліково-екзаменаційної сесії заборгованості по дисципліні, що завершується заліком, отримує якісну оцінку («зараховано» або «не зараховано»), якщо має на останній день семестру інтегральну суму балів поточного контролю не менше 50% від максимально можливої суми балів за залікову контрольну роботу.

Шкала переходу від оцінок за національною системою до системи ЄКТАС наведена у таблиці 3.1:

Таблиця 3.1

За шкалою ECTS	За національною системою		Бал успішності
	для іспиту	для заліку	
A	5 (відмінно)	зараховано	90–100
B	4 (добре)	зараховано	82–89,9
C	4 (добре)	зараховано	74–81,9
D	3 (задовільно)	зараховано	64–73,9
E	3 (задовільно)	зараховано	60–63,9
FX	2 (незадовільно)	не зараховано	35–59,9
F	2 (незадовільно)	не зараховано	1–34,9

3.3 Перелік контрольних заходів і терміни їх проведення.

Для оцінки знань та вмінь студентів можуть використовуватись різні форми контролю рівня засвоєння змісту модуля, які залежать від методики проведення занять. При вивченні дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” використовуються такі форми контролю:

- письмові контрольні роботи;
- усне опитування у ході заняття.

Терміни проведення модульного контролю відповідають термінам проведення атестацій студентів і представлені в наступній таблиці.

Таблиця 3.2

Контрольний захід	Термін проведення	Бали
КР- 1	8 тиждень	50
УО під час практичн.занять	14 тиждень	25
ЗКР	15 тиждень	25

3.4 Перелік базових знань та вмінь по темах лекційних занять.

ЗМЛ-1.

Знання:

- теоретичних статистичних розподілів;
- характеристик ідеальних та неідеальних фізичних систем;
- науково-обґрунтовані підходи до застосування певних теоретичних розподілів до реальних систем навколишнього середовища.

3.5 Вимоги, що пред'являються до студента на контрольних заходах поточного контролю.

Контроль самостійної роботи студента є складовою поточного контролю знань студентів. Вимоги, які пред'являються до студентів на контрольних заходах, відповідають переліку базових нормативних знань, умінь і навичок, що сформований на основі освітньо-професійної програми (ОПП) спеціаліста. Для підготовки до модульного контролю студентам потрібно засвоїти питання, які входять до відповідного модуля.

3.5.1 Питання для підготовки до контрольного заходу. Питання по темах ЗМЛ-1

1. Що таке Г-простір?
2. Як розуміти оборотність рівняння Ліувілля?
3. Як виглядає альтернативне формулювання теореми Ліувілля?
4. Які системи називаються ергодичними?
5. Що таке статистичний ансамбль?
6. На якій поверхні лежить фазова траєкторія?
7. У чому полягає принцип еквівалентності рівноважних ансамблів?
8. Як зв'язані вільна енергія і статистичний інтеграл?
9. Як зв'язані термодинамічний потенціал і статистичний інтеграл?
10. Як зв'язані хімічний потенціал і енергія?
11. Яким рівнянням задається мікроканонічний розподіл?
12. Яким рівнянням задається канонічний розподіл?
13. Записати вираз для великого канонічного розподілу.
14. Який розподіл треба вибрати для визначення термодинамічних властивостей тіла?
15. Записати умову, за якої визначається термодинамічний потенціал.
16. Що враховує і що не враховує канонічний розподіл?
17. Чим відрізняється ідеальний газ від реального?
18. Чому дорівнює повна енергія реального газу?
19. Яке рівняння називають рівнянням стану системи?
20. На підставі якого виразу виводиться рівняння стану неідеального газу?
21. Що описує рівняння Ван-дер-Ваальса? У чому полягає принцип тотожності мікрочастинок, що не розрізняються?
22. Що таке принцип Паулі?
23. Чим розрізняються ферміони і бозони?
24. Що лежить в основі статистики Фермі?
25. За якими умовами статистики Фермі і Бозе переходять у статистику Больцмана?
26. Записати вираз для статистики Фермі.
27. Записати вираз для статистики Бозе.
28. Записати розподіл Гіббса для систем, що складаються із різних частинок.
29. Записати умови рівноваги фаз.
30. Сформулювати правило фаз Гіббса.

31. Що таке осмотичний тиск?
32. Записати та пояснити формулу Вант-Гоффа.
33. Як можна охарактеризувати фазові переходи першого та другого роду?
34. Який вигляд має рівняння хімічної реакції?
35. Як виглядає умова хімічної рівноваги?
36. Які бувають термодинамічні сили?
37. Якщо в системі протікає одночасно кілька термодинамічних процесів, то від чого залежатиме швидкість кожного з них?
38. Як можна описати процеси згідно з принципом Онзагера?
39. Записати рівняння взаємності Онзагера.
40. Коли можна застосовувати рівняння взаємності Онзагера?
41. Яке співвідношення існує між коефіцієнтами Онзагера?
42. Що таке термомеханічний ефект?
43. Що є основним методом фізичної кінетики?
44. Які елементи входять до складу кінетичного рівняння Больцмана?
45. Що визначає інтеграл зіткнень?
46. Від чого додатково залежить функція розподілу для двоатомних молекул?
47. Як називають різні узагальнення кінетичного рівняння Больцмана?
48. Яким буде розв'язок кінетичного рівняння Больцмана для системи у рівновазі?
49. У чому полягає гіпотеза про молекулярний хаос? Що вона порушує?
50. Що називають Н-теоремою Больцмана?

3.5.2. Завдання контрольного заходу.

Приклади тестових завдань "базового компоненту" знань КР-1

Вибрати вірну відповідь:

1. Фазовий простір це –
 - А. багатовимірна система координат у просторі-часі
 - В. декартова система координат
 - С. 6-вимірна система координат-імпульсів
2. Точка фазового простору характеризує
 - А. положення системи у просторі
 - В. стан системи
 - С. положення системи у часі
3. Метод Енскога – Чепмена застосовується для розв'язання
 - А. кінетичного рівняння Больцмана
 - В. стохастичного рівняння Ланжевена
 - С. Рівняння Фоккера – Планка
4. Рівняння всіх процесів перенесення можуть бути виведені з

- A. кинетичного рівняння Больцмана
- B. стохастичного рівняння Ланжевена
- C. рівняння Фоккера – Планка

5. Яка величина змінюється при фазовому переході другого роду?

- A. хімічний потенціал
- B. похідна від одного з термодинамічних потенціалів по температурі
- C. один із термодинамічних коефіцієнтів (теплоємність, стисливість, і т. д.)

6. В ієрархії часових масштабів кінетична і гідродинамічна стадії нерівноважної системи визначаються функцією розподілу

- A. одночастинковою
- B. двухчастинковою
- C. багаточастинковою

7. Які контакти з зовнішнім середовищем може мати ізольована термодинамічна система?

- A. будь-які контакти неможливі;
- B. тільки механічні контакти;
- B. тільки дифузійні контакти;
- Г. тільки термічні контакти.

8. Який стан термодинамічної системи називається рівноважним?

- A. стан ізольованої системи;
- B. стан замкненої системи при постійному тиску;
- B. стан відкритої системи при постійному об'ємі;
- Г. стан, у який переходить система при постійних зовнішніх умовах, які характеризуються незмінністю у часі термодинамічних параметрів і відсутністю в системі потоків речовини і теплоти.

9. Обмін ентропії із зовнішнім середовищем можна виразити через:

- A. потоки теплоти і речовини;
- B. потоки тільки теплоти;
- B. потоки тільки речовини;
- Г. спряжені потоки.

10. Оберіть вірне визначення оборотного термодинамічного процесу.

- A. процес, для відтворення якого не треба втрачати енергію;
- B. процес, який йде тільки при витрачанні енергії системою;
- B. рівноважний процес, після якого система і навколишнє середовище можуть повернутися у початковий стан;
- Г. процес, який протікає при кінцевих різницях діючих і протидіючих сил.

11. Мимовільні процеси завжди йдуть у напрямку

- А. зростання ентропії;
- Б. зменшення ентропії;
- В. зростання вільної енергії;
- Г. зменшення внутрішньої енергії.

12. У випадку локальної рівноваги системи, що має характерний розмір l , її параметри α_i задовольняють умови (нерівності)

А. $l \left| \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \right| \gg \alpha_i$

Б. $l^3 \ll V_0$

В. $V_0^{1/3} \ll l \ll \left| \frac{1}{\alpha_i} \cdot \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \right|^{-1}$

13. Брутто-процес – це

- А. елементарний процес переходу з одного стану системи в інший;
- Б. процес, який йде з утворенням інтермедіативних продуктів, які не термалізовані;
- В. процес, який йде з утворенням інтермедіативних продуктів, які завжди термалізовані;
- Г. нетермалізований елементарний процес переходу з одного стану системи в інший.

14. Швидкість реакції дорівнює:

- А. найшвидшій стадії;
- Б. найскладнішій стадії;
- В. лімітуючій стадії;
- Г. найпростішій стадії.

15. Загальна зміна ентропії відкритої системи дорівнює

- А. $\Delta S = S_2 - S_1$;
- Б. $dS = d_i S - d_e S$;
- В. $dS = S_i + S_e$;
- Г. $dS = d_i S + d_e S$.

16. Виробництву ентропії у необоротному процесі можна надати виду $\sigma = \sum J_i X_i$, де X_i та J_i – термодинамічні сили і відповідні потоки, що виражені у канонічній формі. У разі наявності в системі градієнту температури внесок у виробництво ентропії дає термодинамічна сила

А. $X_1 = -\frac{\nabla \varphi}{T}$

Б. $X_2 = -\frac{\nabla T}{T^2}$

В. $X_3 = -\frac{\nabla \mu}{T}$

Г. $X_4 = -\frac{\nabla v}{T}$

17. При стаціонарному перебігу хімічних процесів значення хімічного потенціалу інтермедіатів:

А. повинні бути однаковими;

Б. повинні підвищуватися від початку реакції до її кінця;

В. можуть бути будь-якими;

Г. повинні знижуватися від початку реакції до її кінця.

18. Вказати вираз для теплоти перенесення:

А. $\frac{dP}{dt} < 0$;

Б. $L_{ij} = L_{ji}$;

В. $P = \sigma T$;

Г. $Q = \frac{L_{12}}{L_{22}}$.

19. Реакція Білоусова – Жаботинського описує:

А. періодичний у часі хімічний процес;

Б. ланцюгову хімічну реакцію;

В. експоненціально затухаючий хімічний процес;

Г. деякий перехідний хімічний процес.

20. Вказати випадок, коли у системі встановлюється стаціонарний стан:

А. $\frac{dS}{dt} = 0$;

Б. $\frac{dS}{dt} > 0$;

В. $\frac{dS}{dt} < 0$;

Г. $\left| \frac{d_e S}{dt} \right| > \frac{d_i S}{dt}$.

Методичні вказівки до самостійної роботи з дисципліни “Окремі розділи статистичної фізики для системної радіоекології” для студентів факультету МАП за спеціальністю «Технології захисту навколишнього середовища», Одеса, ОДЕКУ, 2018р., 39 с. укр. мова.

Укладачі: доктор фіз.-мат.наук, професор Герасимов О.І., канд. фіз.-мат.наук, доцент Кудашкіна Л.С.

Підп. до друку
Умовн. друк. арк.

Формат
Тираж

Папір друк.
Зам №

Одеський державний екологічний університет
65016, м.Одеса, вул. Львівська, 15
Надруковано з готового оригінал-макета