

ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ У КУРСІ ФІЗИКИ ВНЗ

I.O. Мороз

Сумський педагогічний університет імені А.С. Макаренка

morozeitf@mail.ru

*Х Міжнародна науково-практична конференція
«Теорія та методика навчання фундаментальних
дисциплін у вищій школі». – Кривий Ріг. – 2012 р. (6 ст.)*

Перший закон термодинаміки, як відомо, є проявом закону збереження енергії, стосовно до теплових процесів. Закон збереження енергії має загальний характер. Він справедливий для всіх без виключення процесів, що відбуваються в природі, і є найбільш загальним критерієм правильності будь-якої теорії. Загальна кількість енергії в ізольованій системі тіл і полів завжди залишається постійною, енергія лише може переходити із однієї форми в іншу. Цей факт є проявом збереження матерії та її руху і обумовлений властивостями простору (опосередковано) та часу (явно). Але у навчальній літературі та при викладенні цього закону у лекційних курсах ВНЗ основна увага приділяється фізичному змісту понять (внутрішня енергія, кількість теплоти та робота в термодинамічному процесі), а математичне формулювання розглядається як само собою зрозуміле твердження. Таким чином, при вивченні фізики обґрунтування першого закону термодинаміки залишається поза увагою студентів.

У даній роботі розглядається один із можливих варіантів обґрунтування першого закону термодинаміки – як наслідку властивостей простору та часу.

Розглянемо довільну систему матеріальних точок, тобто систему, в якій внутрішньою структурою та розмірами реальних тіл можна знехтувати і їх рух замінюється рухом моделей. Рух кожної такої матеріальної точки описується законами класичної чи квантової механіки. Для простоти будемо вважати частинки системи класичними (але це не звужує загальність висновків). У цій системі діють внутрішні, як консервативні, так і неконсервативні сили $\vec{F}^i(\vec{r})$, а також зовнішні (у загальному випадку - нестационарні) сили $\vec{F}^e(\vec{r}, t)$ (у неінерціальних системах відліку до зовнішніх сил слід додати сили

інерції). Внутрішні консервативні сили залежать лише від взаємного розташування частинок системи. Запишемо диференціальне рівняння руху a -тої частинки системи:

$$m_a \frac{d\vec{v}_a}{dt} = \vec{F}_a^e(\vec{r}, t) + \sum_{\substack{j=1 \\ a \neq j}}^N \vec{F}_{aj, \text{кон}}^i(\vec{r}_a - \vec{r}_j) + \vec{F}_{a, \text{некон}}^i(\vec{r}_a), \quad j=1, 2, \dots, N. \quad (1)$$

Помножимо ліву й праву частини виразу (1) на $\vec{v}_a$ і скористаємося очевидним співвідношенням $\vec{v} d\vec{v} = \frac{1}{2} dv^2$:

$$m_a \frac{dv_a^2}{2dt} = \vec{v}_a \vec{F}_a^e(\vec{r}_a, t) + \sum_{\substack{j=1 \\ a \neq j}}^N \vec{v}_a \vec{F}_{aj, \text{кон}}^i(\vec{r}_a - \vec{r}_j) + \vec{v}_a \vec{F}_{a, \text{некон}}^i(\vec{r}_a), \quad j=1, 2, \dots, N. \quad (2)$$

Внутрішні й зовнішні консервативні сили можна виразити через відповідні внутрішню та зовнішню потенціальну енергії:

$$\vec{F}_a^e(\vec{r}_a, t) = -\frac{\partial U^e(\vec{r}_a, t)}{\partial \vec{r}}, \quad \sum_{\substack{j=1 \\ a \neq j}}^N \vec{F}_{aj, \text{кон}}^i(\vec{r}_a - \vec{r}_j) = -\frac{\partial U^i(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}_a}. \quad (3)$$

Тоді:

$$\frac{d}{dt} \frac{m_a v_a^2}{2} = -\frac{\partial U^e(\vec{r}_a, t)}{\partial \vec{r}} \vec{v}_a - \frac{\partial U^i(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a + \vec{v}_a \vec{F}_{a, \text{некон}}^i(\vec{r}_a), \quad j=1, 2, \dots, N. \quad (4)$$

Підсумуємо всі рівняння (4) за всіма частинками системи від 1 до N та змінімо в лівій частині порядок підсумовування й диференціювання:

$$\frac{d}{dt} \sum_{a=1}^N \frac{m_a v_a^2}{2} = -\sum_{a=1}^N \frac{\partial U^e(\vec{r}_a, t)}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a - \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^i(\vec{r}_a)}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a + \sum_{a=1}^N \vec{v}_a \vec{F}_{a, \text{некон}}^i(\vec{r}_a). \quad (5)$$

Сума в лівій частині цього рівняння є не що інше, як повна кінетична енергія системи:

$$K = \sum_{a=1}^N \frac{m_a v_a^2}{2}. \quad (6)$$

Повна потенціальна енергія механічної системи складається з двох доданків (внутрішньої та зовнішньої). Внутрішня потенціальна енергія (енергія взаємодії частинок системи) через однорідність часу не може бути явною функцією часу, тому повну потенціальну енергію можна записати таким чином:

$$U(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N, t) = U^e(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N, t) + U^i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N). \quad (7)$$

Повна похідна від цієї функції за часом дорівнює:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + \sum_{a=1}^N \frac{\partial U}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a. \quad (8)$$

Підставляючи в цей вираз потенціальну енергію (7) і враховуючи що $\partial U^i / \partial t = 0$, одержуємо:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U^e}{\partial t} + \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^e}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a + \sum_{a=1}^N \frac{\partial U^i}{\partial \vec{r}_a} \vec{v}_a. \quad (9)$$

Із урахуванням останньої рівності, а також виразу (6), рівняння (5) запишемо у такому вигляді:

$$\frac{d}{dt} K = \frac{\partial U^e}{\partial t} - \frac{dU}{dt} + \sum_{a=1}^N \vec{v}_a \vec{F}_{некон}^i(\vec{r}_a). \quad (10)$$

Тоді елементарна зміна кінетичної енергії dK буде дорівнювати:

$$dK = \frac{\partial U^e}{\partial t} dt - dU + \sum_{a=1}^N \vec{v}_a \vec{F}_{некон}^i(\vec{r}_a) dt. \quad (11)$$

Останній доданок у правій частині цього рівняння є елементарною роботою неконсервативних сил:

$$\delta A_{некон} = \sum_{a=1}^N \vec{v}_a \vec{F}_{некон}^i(\vec{r}_a) dt. \quad (12)$$

Повною механічною енергією системи називається сума кінетичної й потенціальної енергій:

$$E = K + U. \quad (13)$$

У результаті маємо: елементарна зміна повної механічної енергій дорівнює:

$$d(K + U) = \frac{\partial U^e}{\partial t} dt + \delta A_{некон}. \quad (14)$$

Рівняння (14) є математичним записом теореми про зміну повної механічної енергії системи: **Елементарна зміна повної механічної енергії дорівнює роботі неконсервативних сил плюс зміна потенціальної енергії системи у зовнішньому силовому полі, яка пов'язана зі зміною останньої у часі.**

Зокрема, якщо неконсервативні сили відсутні, то зміна повної механічної енергії буде обумовлена виключно не стаціонарністю

зовнішнього силового поля: $\frac{dE}{dt} = \frac{\partial U^e}{\partial t}$.

Розглянемо тепер випадок, коли в системах діють лише консервативні сили і зовнішнє поле стаціонарне, тобто:

$$\delta A_{\text{некон}} = 0 \text{ і } \frac{\partial U^e}{\partial t} = 0, \text{ тоді } dE = 0, \text{ або}$$

$$E = U + K = \text{const.} \quad (15)$$

У результаті ми одержали закон збереження механічної енергії: *за відсутності неконсервативних сил повна механічна енергія ізольованих та замкнених систем, що знаходяться у зовнішніх стаціонарних полях, є величиною постійною. Цей закон є явним наслідком однорідності часу і опосередкованим¹ наслідком однорідності та ізотропності простору.*

Слід підкреслити, що якщо в механічних системах діють неконсервативні сили (сили тертя та опору), то повна механічна енергія системи тіл не зберігається:

$$d(U + K) = \delta A_{\text{некон}}. \quad (16)$$

Узагальнимо одержані висновки.

Будемо розглядати термодинамічну систему, тобто будемо для простоти вважати, що ця система складається з дуже великої кількості безструктурних частинок, які хаотично рухаються, зіштовхуються та взаємодіють між собою й оболонкою, за допомогою якої система виділена із навколишнього середовища. Властивості оболонки, за допомогою якої система виділяється із навколишнього середовища, можуть бути дуже різноманітними. Розглянемо спочатку випадок, коли частинки не мають внутрішньої структури і система має абсолютно жорсткі стінки (об'єм та інші зовнішні параметри системи не змінюється), зіткнення молекул системи зі стінками цієї оболонки носить абсолютно пружний характер, тобто у стані рівноваги кількість

¹ При доведенні (15) були використані закони Ньютона, які є наслідком однорідності та ізотропності простору. Тому й закон збереження механічної енергії є наслідком не лише однорідності часу, але - й вказаних властивостей простору.

енергії, яка передається оболонці від системи, дорівнює кількості енергії, яка передається від оболонки до системи (це еквівалентне тому, що система не обмінюється з оболонкою і навколишнім середовищем ні речовиною, ні енергією). Такі системи називаються ізольованими. На відміну від механічних систем тіл, у яких можлива дія неконсервативних сил (тертя, опору, внутрішнього тертя), у термодинамічній системі, що розглядається, відбувається лише взаємодія окремих структурних елементів системи (атомів, молекул) між собою та з молекулами оболонки, і ця взаємодія має абсолютно потенціальний характер, тобто на молекулярному рівні немає неконсервативних сил. Причому до цієї системи молекул, як системи матеріальних точок, можна застосувати всі висновки, які були одержані раніше. Можна зробити й більш детальний аналіз, у якому враховується внутрішня структура молекул (чи атомів), тобто у якості структурних елементів системи можна розглядати усі частинки, з яких складаються атоми та молекули, й до руху таких частинок потрібно застосувати закони їх руху. Зрозуміло, що структурні зміни атомів та молекул і зв'язана з цим зміна їх енергії є результатом руху та взаємодії їх структурних елементів, і зміна структури молекул відбувається таким чином, що збільшення енергії однієї із взаємодіючих частинок обов'язково компенсується зменшенням енергії іншої частинки, тобто ні на молекулярному, ні на субмолекулярному рівнях немає неконсервативних сил. А це означає, що закон збереження повної механічної енергії (15), існування якого обумовлене властивостями часу та простору, справедливий для будь-якої ізольованої макроскопічної системи.

Таким чином, глибоке осмислення питання про збереження механічної енергії, як наслідку властивостей простору та часу, приводить до висновку про існування в природі універсального закону збереження енергії: ***енергія ніколи не виникає і не зникає, вона може лише переходити із однієї форми в іншу.***

При розгляді енергії, в силу історичних причин, це поняття було розширено введенням нових її форм. Крім кінетичної й потенціальної енергій, які в сумі дають повну енергію системи, з'явилися також терміни: енергія електромагнітного поля, хімічна енергія, ядерна, теплова, внутрішня та ін. Ці терміни введені у фізику (а потім, як правило, з деяким викривленням перейшли в побут) із міркувань зручності – щоб самим терміном підкреслити форму руху матерії, які в конкретному випадку розглядаються. У дійсності в природі енергія різних видів руху та взаємодії матерії (механічного, теплового,

хімічного, ядерного, електромагнітного тощо) в будь-якій її формі (частинки чи поля) – це енергія руху (кінетична енергія) й енергія взаємодії (потенціальна енергія), які в сумі, в силу однорідності часу, у замкнутій системі не змінюється з часом.

У термодинаміці (і в статистичній фізиці) закон збереження енергії формулюється у термінах, які пов'язані із специфікою процесів, що вивчаються цими науками. Такими термінами є робота в термодинамічному процесі, внутрішня енергія та кількість теплоти. Що ж до поняття теплової енергії, яке також часто зустрічається у навчальних посібниках, і особливо в науково-популярній літературі та побуті, то воно, в загальному випадку, не має фізичного змісту.

Таким чином, обґрунтування першого закону термодинаміки і пояснення його зв'язку з властивостями простору та часу має не лише евристичне але й методологічне значення, що дуже важливе для формування фізичного світогляду студентів.

Література

1. Булавін Л.А., Гаврюшенко Д.А., Сисоєв В.М. Молекулярна фізика. – К.: Знання, 2006.
2. Базаров И. П. Термодинамика. - М.: Высшая школа, 1991.
3. Радущкевич Л. В. Курс термодинамики. - М.: Просвещение, 1971.
4. Сивухин Д. В. Общий курс физики: В 2т. – Т.2: Термодинамика и молекулярная физика. - М.: Наука, 1990.
5. І.О. Мороз , О.В. Яременко. Молекулярна фізика. – Суми.: «МакДен», 2010.