

Класифікація фазових перетворень

I.O. Мороз

Анотація. Розглядається методика викладання теми «Фазові перетворення» в курсі термодинаміки та аналізуються деякі відхилення від класифікації Еренфеста.

Анотація. Розглядається методика Викладання тими «Фазові перетворення» у курсі термодинаміки та аналізуються деякі відхилення від класифікації Еренфеста.

Anotatsiya. Rozglyadaetsya technique vkladannya those "Fazovi peretvorenniya in kursi termodinamiki that analizuyutsya deyaki vidhilennya vid klasifikatsii Erenfesta.

Фазові перетворення (випаровування, плавлення, сублімація та зворотні до них – конденсація і кристалізація, а також поліморфні перетворення), які детально розглядаються в курсах термодинаміки, мають наступні загальні ознаки:

а) вони супроводжуються стрибкоподібною зміною питомої ентропії та питомого об'єму:

$$\tilde{V}_2 - \tilde{V}_1 \neq 0, \quad \tilde{S}_2 - \tilde{S}_1 \neq 0,$$

де $\tilde{V}_1, \tilde{V}_2, \tilde{S}_1, \tilde{S}_2$ - питомі (молярні) об'єми та ентропії фаз.

Оскільки питомий об'єм та питома ентропія визначаються як частинні похідні від питомого термодинамічного потенціалу, тобто від хімічного потенціалу ($\tilde{Z} = \mu$):

$$\tilde{S}_1 - \tilde{S}_2 = \left(\frac{\partial \mu_2}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial T} \right)_P \neq 0, \quad (1)$$

$$\tilde{V}_2 - \tilde{V}_1 = \left(\frac{\partial \mu_2}{\partial p} \right)_T - \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial p} \right)_T \neq 0, \quad (2)$$

то можна стверджувати, що при таких фазових перетвореннях перші похідні від питомого термодинамічного потенціалу мають розрив неперервності (змінюються стрибком);

б) ці фазові перетворення відбуваються з поглинанням (або виділенням) теплоти q – питома (молярна) теплота процесу:

$$\tilde{S}_2 - \tilde{S}_1 = \frac{q}{T}; \quad (3)$$

в) можливе існування метастабільних станів (фазові переходи рідина-газ і рідина-тверде (аморфне) тіло);

г) фазові переходи відбуваються при постійній температурі, яка залежить від тиску;

д) теплоємність $c_p = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_P$ прямує до нескінченності.

Фазові перетворення, ознаки яких ми перерахували, постійно спостерігаються в природі і тому вони першими знайшли відображення в наукових дослідженнях. Але згодом були відкриті й інші фазові перетворення, які відбуваються лише у ході спеціально поставлених експериментів. Так для заліза, яке до 911°C має об'ємно центровану кубічну решітку, П. Кюрі у 1895 р. виявив існування температури (768°C), вище якої у нього зникають феромагнітні властивості (точка Кюрі) та стрибкоподібно змінюються деякі інші

властивості (питома електропровідність, теплоємність тощо). Це, до речі, було темою докторської дисертації П. Кюрі. Згодом таку температуру (точку Кюрі) було відкрито у всіх феромагнетиків, а також у сегнетоелектриків, які при температурі Кюрі втрачають свої гігантські діелектричні властивості (при звичайних умовах їх діелектрична проникливість ϵ , яка характеризує зменшення зовнішнього електричного поля, становить декілька тисяч) і стають звичайними полярними діелектриками ($\epsilon \approx 1 \div 10$).

Розвиток техніки низьких температур дозволив розширити межі (у бік зниження температури) експериментальних досліджень різноманітних матеріалів і було зроблено цілий ряд наукових відкриттів, які мають дуже велике як теоретичне, так і практичне значення. Так у 1908 р. році нідерландський фізик Камерлінг-Оннес першим одержав рідкий гелій і відкрив (1911 р.) явище надпровідності у ртуті, а згодом - в олові, свинцю і талію, а також – руйнування надпровідності під впливом магнітного поля. Явище надпровідності може мати дуже широке технічне застосування, оскільки при транспортуванні і використанні електричної енергії зводить до мінімуму втрати енергії на джоулево тепло. Тому після його відкриття розпочалися інтенсивні наукові пошуки матеріалів, які б переходили у надпровідний стан при відносно високій температурі (високотемпературна надпровідність) і в останні десятиліття у цьому напрямку досягнуто значних успіхів.

Дуже велике значення для розвитку теоретичної (квантової) фізики мало відкриття П.Л. Капіци надтекучості рідкого гелію.

Згодом виявилось, що у деяких кристалічних тілах, решітка яких побудована із різних атомів (наприклад, у сплаві CuZn), при зниженні температури відбувається зміщення однорідних атомів у деякому напрямі і кристал, без зміни агрегатного стану і типу решітки, набуває додаткову впорядкованість, результатом якої є стрибкоподібна зміна деяких властивостей.

Усі зазначені тут експериментальні факти (і деякі інші) показують, що радикальна зміна відповідних властивостей відбувається без зміни кристалічної решітки чи агрегатного стану, і як виявилось при детальному аналізі, ці зміни властивостей мають деякі загальні ознаки, які дають можливість трактувати їх як фазові перетворення. Дослідні дані показують, що при таких фазових перетвореннях питомий об'єм і питома ентропія не змінюються, теплота не виділяється і не поглинається, метастабільні стани не спостерігаються, тобто вони не можуть бути віднесені до класу згаданих раніше перетворень. Експериментальні дослідження показують, що у цих нових фазових перетвореннях відбувається стрибкоподібна зміна теплоємності, термічного коефіцієнта об'ємного розширення α та ізотермічного коефіцієнта стисливості χ_T . Усі ці величини пов'язані загальною ознакою – вони можуть розглядатись, як друга похідна від питомого термодинамічного потенціалу. Дійсно, для таких фазових перетворень стрибок молярних теплоємностей фаз при постійному тиску можемо виразити наступним чином:

$$\begin{aligned}
c_{2p} - c_{1p} &= \frac{1}{v} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{2p} - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_{1p} = T \left\{ \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial T} \right)_{2p} - \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial T} \right)_{1p} \right\} = \\
&= T \left\{ \left(\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial T^2} \right)_{1p} - \left(\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial T^2} \right)_{2p} \right\} = T \left\{ \left(\frac{\partial^2 \mu_1}{\partial T^2} \right)_p - \left(\frac{\partial^2 \mu_2}{\partial T^2} \right)_p \right\} \neq 0.
\end{aligned} \tag{4}$$

Тут і в подальшому індекси 1 і 2 відносяться відповідно до низько і високотемпературної фази.

Стрибки коефіцієнтів об'ємного розширення α та ізотермічних коефіцієнтів стиснення χ_T відповідних фаз теж можуть бути виражені як другі похідні від питомого термодинамічного потенціалу (хімічного потенціалу):

$$\begin{aligned}
\alpha_2 - \alpha_1 &= \frac{1}{\tilde{V}} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_{2p} - \frac{1}{\tilde{V}} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_{1p} = \frac{1}{\tilde{V}} \left\{ \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_{2p} - \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_{1p} \right\} = \\
&= \frac{1}{\tilde{V}} \left\{ \left(\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial T \partial p} \right)_2 - \left(\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial T \partial p} \right)_1 \right\} = \frac{1}{\tilde{V}} \left\{ \left(\frac{\partial^2 \mu_2}{\partial T \partial p} \right) - \left(\frac{\partial^2 \mu_1}{\partial T \partial p} \right) \right\} \neq 0;
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
\chi_{2T} - \chi_{1T} &= \frac{1}{\tilde{V}} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_{2T} - \frac{1}{\tilde{V}} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_{1T} = \frac{1}{\tilde{V}} \left\{ \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_{2T} - \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_{1T} \right\} = \\
&= \frac{1}{\tilde{V}} \left\{ \left(\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial p^2} \right)_{2T} - \left(\frac{\partial^2 \tilde{Z}}{\partial p^2} \right)_{1T} \right\} = \frac{1}{\tilde{V}} \left\{ \left(\frac{\partial^2 \mu_2}{\partial p^2} \right)_T - \left(\frac{\partial^2 \mu_1}{\partial p^2} \right)_T \right\} \neq 0.
\end{aligned} \tag{6}$$

Аналіз поведінки похідних від питомого термодинамічного потенціалу¹ при фазових перетвореннях дозволив голландському фізику Еренфесту дати наступну класифікацію усіх можливих фазових перетворень:

¹ Питомий (молярний) термодинамічний потенціал (тобто хімічний потенціал) при будь-яких фазових перетвореннях змінюється неперервно і при рівновазі фаз він має однакове значення для співіснуючих фаз.

- фазові перетворення, при яких стрибком змінюються перші похідні від питомого термодинамічного потенціалу (плавлення випаровування, сублімація та зворотні до них процеси, а також поліморфні перетворення) – це фазові перетворення першого роду;

- фазові перетворення, при яких перші похідні від питомого термодинамічного потенціалу (як і сам потенціал) змінюються неперервно, а стрибком змінюються другі похідні (перехід феромагнетик-парамагнетик, перехід металів у надпровідний стан у відсутності магнітного поля, перехід рідкого гелію у стан надтекучості та деякі інші) - це фазові переходи другого роду;

- теоретично можливі й переходи більш високого порядку, але експериментально вони поки що не спостерігались.

Залежність температури фазових переходів першого роду від тиску описується рівнянням Клапейрона-Клаузіуса, яке лежить в основі вивчення таких фазових перетворень. Але для опису фазових переходів другого роду це рівняння не придатне, оскільки його права

частина містить невизначеність виду $\left(\frac{0}{0}\right)$. Еренфест не лише

запропонував розглянуту вище класифікацію фазових перетворень, але й виконав термодинамічний аналіз фазових переходів і цей аналіз дозволив встановити загальні співвідношення між розглянутими стрибками других похідних від питомого термодинамічного потенціалу на кривих фазових переходів другого роду. Ці співвідношення й лежать в основі термодинамічної теорії фазових переходів другого роду. З метою одержання цих співвідношень,

скористаємося тим, що при фазових перетвореннях другого роду перші похідні від питомого термодинамічного потенціалу змінюються неперервно, тобто у випадку таких фазових перетворень у виразах (1,2) знак нерівності потрібно замінити знаком рівності:

$$\tilde{S}_1 - \tilde{S}_2 = \left(\frac{\partial \mu_2}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial T} \right)_p = 0, \quad (7)$$

$$\tilde{V}_2 - \tilde{V}_1 = \left(\frac{\partial \mu_2}{\partial p} \right)_T - \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial p} \right)_T = 0. \quad (8)$$

Введемо наступне позначення стрибків похідних у виразах (7,8):

$$\left(\frac{\partial \mu_2}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial T} \right)_p = \Delta \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_p = 0, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial \mu_2}{\partial p} \right)_T - \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial p} \right)_T = \Delta \left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_T = 0. \quad (10)$$

Виконаємо диференціювання останніх виразів:

$$\begin{aligned} d \left\{ \Delta \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_p \right\} &= \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2} \right)_p dT + \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T \partial p} \right) dp = 0; \\ d \left\{ \Delta \left(\frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_T \right\} &= \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial p^2} \right)_T dp + \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial p \partial T} \right) dT = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Скористаємось (4-6), позначивши при цьому різницю відповідно теплоємностей, коефіцієнтів об'ємного розширення та ізотермічних коефіцієнтів стисливості теж символом (Δ):

$$\begin{aligned} \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2} \right)_p &= -\frac{\Delta c_p}{T}; \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T \partial p} \right)_p = \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p = \tilde{V} \Delta \alpha; \\ \Delta \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial p^2} \right)_T &= \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_T = -\tilde{V} \Delta \chi_T \end{aligned} \quad (12)$$

Враховуючи (12), вирази (11) приймають вигляд:

$$-\frac{\Delta c_p}{T} dT + \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p dp = 0; \quad (13)$$

$$\Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p dT + \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_T dp = 0. \quad (14)$$

Рівняння (13) виражає стрибок теплоємності Δc_p фаз через стрибок коефіцієнта об'ємного розширення $\Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p = \tilde{V} \Delta \alpha$, а рівняння (14) – виражає зв'язок між стрибками коефіцієнтів об'ємного розширення та ізотермічних коефіцієнтів стисливості $\Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_T = -\tilde{V} \Delta \chi_T$. Дійсно, вирази (13) і (14) можна переписати у вигляді:

$$\Delta c_p = T \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p \frac{dp}{dT} = T \frac{dp}{dT} \tilde{V} \Delta \alpha; \quad (15)$$

$$\Delta \alpha = \frac{dp}{dT} \Delta \chi_T. \quad (16)$$

Ці рівняння не лише пов'язують стрибки вказаних фізичних властивостей фаз при фазових перетвореннях другого роду, але й визначають кутовий коефіцієнт $\left(\frac{dT}{dp} \right)$ кривої фазової рівноваги $T = T(p)$:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{T} \frac{\Delta c_p}{\Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p} = \frac{1}{T} \frac{\Delta c_p}{\tilde{V} \Delta \alpha}, \quad (17)$$

$$\frac{dp}{dT} = - \frac{\Delta \alpha}{\Delta \chi_T},$$

тобто виражають диференціальну залежність між тиском і температурою вздовж кривої фазової рівноваги. В останньому сенсі вони є аналогами рівняння Клапейрона-Клаузіуса для фазових переходів першого роду.

Рівняння (13) і (14) можна об'єднати і розглядати як систему однорідних рівнянь, яка має не нульові розв'язки лише за умови, що її визначник дорівнює нулю, тобто:

$$\begin{vmatrix} -\frac{\Delta c_p}{T} & \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \\ \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p & \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_T \end{vmatrix} = 0$$

або

$$\Delta c_p \Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial p} \right)_T + T \left[\Delta \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial T} \right)_p \right]^2 = 0. \quad (18)$$

Це рівняння пов'язує стрибки трьох характеристик фаз, які зазнають розрив неперервності при фазових переходах другого роду (молярної теплоємності фаз при постійному тиску, термічного коефіцієнта об'ємного розширення α та ізотермічного коефіцієнта стисливості χ_T).

Для того щоб виразити стрибок молярної теплоємності c_v , розглянемо питому ентропію кожної фази як функцію питомого об'єму і температури $\tilde{S} = \tilde{S}(\tilde{V}, T)$. Враховуючи, що питома ентропія фаз у точці фазового переходу змінюється неперервно, можемо записати:

$$d\tilde{S} = \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial \tilde{V}} \right)_T d\tilde{V} + \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial T} \right)_V dT.$$

Звідки:

$$\Delta \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial T} \right)_V + \frac{dV}{dT} \Delta \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial V} \right)_T = 0,$$

або

$$\Delta c_v = -T \Delta \left(\frac{\partial \tilde{S}}{\partial V} \right)_T \frac{dV}{dT} = -T \Delta \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_T \frac{dV}{dT}. \quad (19)$$

Рівняння (15-19) мають назву рівнянь Еренфеста, вони і являються основою термодинамічного вивчення фазових перетворень другого роду.

Дуже цікавим прикладом фазового перетворення другого роду є перетворення звичайного рідкого гелію $^4\text{He}_2$ (так званого гелію I) на іншу рідку модифікацію, названу гелієм II. Розглянемо його детальніше.

Однією з характерних властивостей рідини є їхня в'язкість, яка для звичайних класичних рідин при зменшенні температури збільшується.

У 1937 р. П. Л. Капіца, досліджуючи властивості рідкого гелію

$^4\text{He}_2$ при низьких температурах, зробив фундаментальне відкриття - надтекучість гелію $^4\text{He}_2$. Вона полягає в здатності гелію протікати через вузькі капіляри (діаметром $\approx 10^{-4}$ - 10^{-6} см) без виявлення в'язкості. При цьому об'ємна швидкість течії рідкого гелію не залежить від тиску і довжини капіляра. Із збільшенням радіуса капіляра об'ємна швидкість не збільшується, як у звичайних рідинах, а зменшується. Відмітимо, що для рідкого гелію існує певна критична швидкість течії, вище якої течія стає в'язкою. Проблема пояснення властивостей рідкого гелію в 30-і роки ХХ століття стала однією з провідних проблем фізики.

Рідкий гелій - це легка, прозора, без кольору рідина. У рідкий стан газоподібний гелій переходить при $T=4,22\text{K}$ і атмосферному тиску. Він залишається рідким при атмосферному тиску навіть при температурі близькій до абсолютного нуля (з такою властивістю він є єдиною речовиною в природі). У твердий стан гелій переходить лише при збільшенні тиску. При збільшенні тиску відстані між атомами зменшуються і сили взаємодії зростають, що сприяє твердненню рідкої фази. Для кристалізації гелію при $T \approx 0\text{K}$ потрібний тиск $p > 25,27 \cdot 10^5 \text{Па}$. Фазова діаграма гелію зображена на рис. 1,а.

У 1932 р., тобто ще до відкриття надтекучості, експериментально було встановлено, що при температурі $2,19\text{K}$ теплоємність рідкого He^4 зазнає аномальної зміни. Графік залежності $c_p=f(T)$ в області, яка близька до температури $T_\lambda=2,19\text{K}$ нагадує (рис. 1,б) грецьку букву λ (лямбда). Тому цю температуру

називають λ -точкою. Це точка фазового переходу другого роду. Вона розділяє рідкий ${}^4\text{He}_2$ на дві фази гелій I та гелій II. До речі й для інших фазових переходів другого роду залежність $c_p=f(T)$ має аналогічний вид. Температура T_λ при підвищенні тиску зміщується в сторону більш низьких температур.

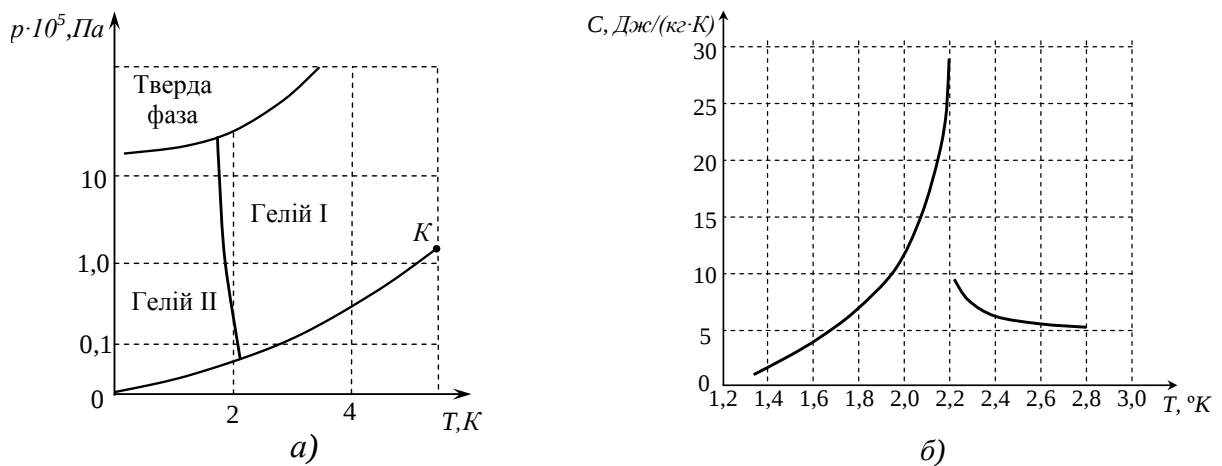


Рис. 1. Фазова діаграма (а) та залежність теплоємності гелію від температури (б) в околі температури $T_\lambda=2,19\text{K}$

Теорію фазових переходів другого роду створив Л.Д. Ландау. Він показав, що ці фазові переходи пов'язані із зміною симетрії тіл, результатом якої є вказана раніше стрибкоподібна зміна фізичних властивостей.

Згідно з теорією Л. Д.Ландау, перехід гелію в надтекучий стан при $T=2,19\text{K}$ є перехід від класичної до квантової рідини. Введення Ландау поняття про квантові рідини мало величезне значення для фізики загалом.

Відповідно до цієї двокомпонентної моделі гелій II являє собою ніби суміш двох компонент: нормальної і надтекучої. Звичайно, двокомпонентна модель - це просто наочний спосіб описання процесів у квантовій рідині, точніше, слід говорити не про дві компоненти квантової рідини, а про два можливі типи її течії - нормальний і надтекучий.

Коли гелій протікає через тонкі капіляри, то тут без в'язкості рухається надтекуча компонента. Нормальна компонента рухається повільніше. Ці обидві одночасні течії відбуваються без передачі імпульсу одна одній. Це у сукупності і призводить до надтекучості.

Взагалі, як зазначає Ландау, будь-який опис квантових явищ у класичних термінах, які ми тут намагаємось застосувати, не є повністю адекватним. Тому описання властивостей рідкого гелію можливе лише із залученням квантової статистики.

Довгий час вважалося, що надтекучий гелій II є єдиною квантовою рідиною. Проте тепер ясно, що в природі є й інші квантові рідини. Ізотоп гелію He^3 є також квантовою рідиною. Його властивості пояснюються на основі квантово-механічних уявлень. Рідкий He^3 не виявляє надтекучості принаймні до 0,1 К. Зараз добре відомо, що надтекучість речовини тісно пов'язана з парністю частинок в атомі. Лише в системах з «парними» атомами виникає надтекучість. Рідини, яким властива надтекучість, називають бозе-рідинами, а рідини, які не мають надтекучості, фермі-рідинами. Їх так названо на честь фізиків Бозе і Фермі, які першими вказали на відмінність у поведінці парних і непарних атомів взагалі.

Зазначимо, що картину тут спеціально спрощено. Якщо в фермі-рідині взаємодії такі, що в результаті їх атоми можуть асоціюватись у пари, то при цьому молекулярна рідина уже буде бозе-рідиною з характерною надтекучістю. Це можливе при температурах нижчих 0,001 К, що й відбувається в ізотопі гелію He^3 .

Закінчуючи розгляд фазових перетворень зазначимо, що розглянута вище класифікація Еренфеста і їх термодинамічна теорія, як показали експериментальні дослідження, у повній мірі виконуються лише для фазового перетворення виду: надпровідник-провідник (у відсутності зовнішнього магнітного поля). Усі інші фазові перетворення, які протікають без стрибка перших похідних від питомого термодинамічного потенціалу, мають ті чи інші відхилення від класифікації Еренфеста, але мають загальну властивість – залежність їх теплоємності від температури поблизу λ -точки має вигляд, зображений на рис. 1,б. Тому у науковій літературі ці переходи називають λ -переходами. Але у навчальних посібниках всі фазові переходи, у яких перші похідні від питомого термодинамічного потенціалу змінюються неперервно, а другі – стрибком, традиційно, відповідно з класифікацією Еренфеста, називають фазовими переходами другого роду, що не в повній мірі відповідає дійсності. Зазначимо, в зв'язку з цим, що відповідно до класифікації Еренфеста, формально можна вважати, що перехід речовин у критичний стан є фазовим переходом другого роду, Дійсно, у цій точці відмінності властивостей рідкого та газоподібного стану зникають і тому питомі значення відповідно

ентропії й об'єму рідкого та газоподібного стану співпадають. Це значить, що перші похідні від питомого термодинамічного потенціалу у критичній точці змінюються неперервно, тобто по Еренфесту – це точка фазового переходу другого роду. Але насправді ситуація тут набагато складніша. Як показує детальний аналіз, при спробі застосувати до критичної точки диференціальні рівняння, справедливі для інших станів речовини, у багатьох із цих співвідношень з'являються невизначеності, які неможливо розкрити. Тому математичний апарат термодинаміки починає «буксувати» в критичній точці і ця трудність має принциповий характер. На жаль, і ситуація з точністю експериментальних даних катастрофічно погіршується при наближенні до критичної точки. Пояснюється це не недосконалістю вимірювальних приладів, а труднощами принципового характеру. Річ у тому, що для переважної кількості термодинамічних величин із наближенням до критичної точки зростає до нескінченності так звана відносна помилка вимірюваної величини. Отже, обійти математичні складнощі експериментальним шляхом не вдається. Тому відносно критичної точки дотепер існує більше фізичних запитань, ніж відповідей.

Зважаючи на велику наукову цінність і широку перспективу технічних застосувань, критичні явища і особливо фазові перетворення являються надзвичайно цікавим та важливим предметом досліджень сучасної фізики і тому повинні належним чином розглядатись в лекційній практиці ВНЗ.

Література

1. Булавін Л.А., Гаврюшенко Д.А., Сисоєв В.М. Молекулярна фізика: Підручник. - К.:Знання, 2006.-567с.-(Класична та сучасна фізика).
2. Мороз І.О. Методи термодинаміки: Навчальний посібник для студентів ВНЗ України. – Суми: СумДПУ імені А.С.Макаренка, 2009.-192с