Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра фізики нетрадиційних енерготехнологій і екології

Пояснювальна записка

до дипломної роботи магістра

на тему:

Мартенситні перетворення вуглецевих сталей

Виконав: студент 2 курсу магістратури,
групи НФ-61
Бєлих Дмитро Геннадійович
Спеціальність
«105 Прикладна фізика та наноматеріали»
Освітня програма: прикладна фізика
енергетичних систем

Керівник: Ткаченко В.І. _____

Рецензент: _____

Харків - 2019

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Факультет фізико-енергетичний
Кафедра __ фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології ____
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) __магістр
Спеціальність ____105 прикладна фізика та наноматеріали

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ __Ткаченко В.І.___
підпис ініціали, прізвище

“____”_____20___року

З А В Д А Н Н Я
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ (ПРОЕКТ)

_____Бєлих Дмитра Геннадійовича_____
(прізвище, ім’я, по батькові студента)

1. Тема роботи «Мартенситні перетворення вуглецевих сталей»,

керівник роботи ___Ткаченко Віктор Іванович, доктор фіз.-мат. наук, професор _,
(прізвище, ім’я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від “_”_____

2. Строк подання студентом роботи _____
3. Перелік питань, які потрібно розробити
4. План роботи
Огляд наукових робіт на тему фазових перетворень вуглецевих сталей;
аналіз розбіжностей експериментів та аналітичних даних;
розрахунки для нової моделі мартенситних перетворень.

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Аналітичний огляд наукових робіт.
2	Теоретичні відомості.
3	Розрахунок і аналіз отриманих результатів.
4	Висновки.

5. Дата видачі завдання_____

Студент _____ Бєлих Д.Г_____
підпис ініціали, прізвище

Керівник роботи _____ Ткаченко В. І._____
підпис ініціали, прізвище

Реферат

«Фазові перетворення вуглецевих сталей». Виконав студент фізико-енергетичного факультету , Харківського Національного Університету імені В.Н. Каразіна, 2019 р.

Метою даної дипломної роботи було розглянути попередні теорії фазових перетворень вуглецевих сталей, проаналізувати розбіжності експериментів з аналітичними даними та запропонувати нову модель опису фазових перетворень.

Запропонована модель заснована на використанні принципу детальної рівноваги, що має місце при фазових перетвореннях кристалічної гратки. Ця теорія доповнює теорію фазових перетворень Ландау в кристалічних середовищах, а також теорію кристалізації речовини Колмогорова і Аврамі. У запропонованій теорії мартенситні перетворення описуються рівняннями індукованих переходів між двома енергетичними рівнями, які відповідають кількості частинок вихідної фази з малою енергією (аустеніт) і кількості частинок перетвореної фази з більшою енергією (мартенсит). Джерелом перетворень виступають частки третього сорту - фонони, кількість яких пов'язана з індукованими переходами частинок між енергетичними рівнями і залежить від температури перетворення. Висновки запропонованої теорії кількісно відповідають експериментальним даним для фазових перетворень маловуглецевих сталей.

Ключові слова: мартенсит, аустеніт, фазове перетворення, вуглецеві сталі, фонон.

Реферат

«Фазовые превращения углеродистых сталей». Выполнил студент физико-энергетического факультета, Харьковского Национального Университета имени В.Н. Каразина, 2018 г.

Целью данной дипломной работы было рассмотреть предшествующие теории фазовых превращений углеродистых сталей, проанализировать расхождения экспериментов с аналитическими данными и предложить новую модель описания фазовых превращений.

Предложена модель, основанная на использовании принципа детального равновесия при фазовых переходах кристаллической решётки. Эта теория дополняет теорию фазовых переходов Ландау в кристаллических средах, а также теорию кристаллизации вещества Колмогорова и Аврами. В предложенной теории мартенситные превращения описываются уравнениями индуцированных переходов между двумя энергетическими уровнями, которые соответствуют количеству частиц исходной фазы с малой энергией (аустенит) и количеству частиц превращенной фазы с большей энергией (мартенсит). Источником превращений выступают частицы третьего сорта - фононы, количество которых связано с индуцированными переходами частиц между энергетическими уровнями и зависит от температуры превращения. Выводы предложенной теории количественно соответствуют экспериментальным данным для фазовых превращений малоуглеродистых сталей.

Ключевые слова: мартенсит, аустенит, фазовый переход, углеродистые стали, фонон.

Abstract

"Phase transformations of carbonaceous steels". Studied the student of the Physics and Energy Department, V. N. Karazin Kharkiv National University, 2018.

The purpose of this graduate work was to consider the previous theories of phase transformations of carbon steels, to analyze the discrepancies between experiments with analytical data and to propose a new model for describing phase transformations. A model based on the use of the principle of detailed equilibrium in phase transitions of a crystal lattice is proposed. This theory adds the theory of Landau phase transitions in crystalline media, as well as the theory of crystallization of the matter of Kolmogorov and Avrami. In the proposed theory, the martensitic transformations are described by the equations of induced transitions between two energy levels, which correspond to the number of particles of the initial phase with low energy (austenite) and the number of particles of the converted phase with higher energy (martensite). The source of the transformations are particles of the third kind, phonons, the number of which is associated with the induced transitions of particles between the energy levels and depends on the transformation temperature. The conclusions of the proposed theory correspond quantitatively to the experimental data for phase transformations of low-carbon steels.

Key words: martensite, austenite, phase transformations, carbon steels, phonon.

ЗМІСТ

ВСТУП	8
РОЗДІЛ І. Огляд наукових робіт	13
РОЗДІЛ ІІ. ЗАЛІЗОВУГЛЕЦЕВІ СПЛАВИ	19
РОЗДІЛ ІІІ. ТЕРМІЧНА ОБРОБКА СТАЛІ	22
3.1.Процес аустенітизації	22
3.2. Розпад аустеніту і утворення перліту	23
3.3. Математичний опис аустенітного перетворення	25
РОЗДІЛ IV. МОДЕЛЬ ІНДУКОВАНИХ ІЗОТЕРМІЧНИХ ПРЯМИХ МАРТЕНСИТНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ	28
4.1. Формулювання фізичної моделі фазових перетворень у кристалічних середовищах	28
4.2. Атермічне пряме мартенситне перетворення вуглецевої сталі	32
4.3. Модельні спрощення і рішення рівнянь для прямого мартенситнного перетворення	33
4.3.1. Атермічне пряме мартенситне перетворення	36
4.3.2. Ізотермічне пряме мартенситне перетворення	41
ВИСНОВКИ	51
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	52

ВСТУП

На теперішній час практично в усіх галузях промисловості використовуються різні сталеві вироби і конструкції. Вибір сталі в якості основного матеріалу для виготовлення деталей обумовлений, передусім, найкращим поєднанням таких технологічних властивостей, як міцність, зносостійкість, надійність і довговічність. А висока різноманітність сталевих сплавів і низька собівартість залізної руди дають величезну перевагу при застосуванні цього матеріалу.

З метою поліпшення механічних властивостей сталевих виробів їх піддають легуванню і попередній обробці. Залежно від умов експлуатації і необхідних властивостей сталі попередню обробку проводять різними методами.

Термічна обробка металевих виробів є дуже складним технологічним процесом, що полягає в нагріві металу (сплаву) до певної температури, витримці при цій температурі впродовж заданого часу і подальшому охолодженні з метою отримання необхідної мікроструктури і, відповідно, необхідних властивостей виробу для використання в конкретних умовах.

Величезна різноманітність металевих сплавів робить завдання термообробки дуже індивідуальним процесом, що вимагає ретельного підбору температурних режимів, способів нагріву і охолодження, часу витримки залежно від хімічного складу конкретного матеріалу.

Параметри термообробки сталі залежать від відсоткового вмісту вуглецю в сплаві і присутності різних легуючих елементів, які значно впливають на тугоплавкість металу, крихкість і інші механічні властивості.

Стійка хімічна сполука заліза з вуглецем зі вмістом останнього 6.67 % називається цементитом (карбід заліза). Сплави, що містять більше 6.67 % вуглецю, є нестійкими, надзвичайно крихкими і ніколи не використовуються

в промисловості. Сплави з проміжним значенням вмісту вуглецю (від 2 до 6.67 %) називаються чавунами. Їх фізичні і механічні властивості значно відрізняються від властивостей сталі, чавуни займають абсолютно іншу нішу в промисловому виробництві.

Оскільки властивості сталі безпосередньо залежать від її мікроструктури і співвідношення фаз, потрібне точне розуміння внутрішніх процесів, що відбуваються в матеріалі при його технологічному нагріві і охолодженні. Передусім слід звернув увага на мікроструктури сталі в рівноважному стані, зокрема, на будову кристалічної решітки, яка значною мірою визначає механічні властивості сплаву.

Теорія фазових переходів у кристалічних середовищах, сформульована як опис зміни їх симетрії (наприклад, перехід кристала з фази з кубічної симетрії в тетрагональну), вперше запропонована Ландау в роботі [1]. В теорії Ландау для кількісного опису зміни симетрії було введено поняття параметра порядку, в якості якого обрана величина, що лінійно перетворюється під дією групи симетрії середовища. Цей феноменологічний підхід, що полягає в припущенні про розкладність термодинамічних потенціалів в ряд за ступенями цього параметра, дозволив описати зміни теплоємності поблизу температури фазового перетворення. Зокрема, було показано, що якщо в точці зміни симетрії не відбувається стрибка стану тіла (немає теплоти переходу), то такі переходи супроводжуються стрибком теплоємності.

Пов'язані зі зміною симетрії кристалічних решіток металів і сплавів фазові переходи спостерігаються також при термічній обробці сталей.

Так, наприклад, у процесі охолодження вуглецевої сталі, що знаходиться в γ- фазі і характеризується як аустеніт (фаза А), відбувається її структурне перетворення, пов'язане зі зміною симетрії кристалічної решітки.

ГЦК симетрія γ - фази переходить в нову, міцнішу α - фазу з симетрією ОЦК, іменовану мартенсит (фаза М) [2,3,4].

Для розуміння фізики процесів перетворення вуглецевої сталі представляється корисним сформулювати деякі його характерні особливості [2,3,4]:

1. Перетворення є бездифузійним процесом. Концентрація вуглецю в мартенситі така ж, як і в початковому аустеніті. Мартенсит є перенасичений твердий розчин вуглецю в α - залізі (Fe_α).

2. Механізм перетворення носить зсувний характер, в процесі якого атоми зміщуються відносно один одного на відстані, що не перевищують міжатомні. Сусіди будь-якого атома в аустеніті залишаються його сусідами і в мартенситі.

3. Час створення єдиного кристала М менше 10^{-7} с, а швидкість його росту – 10^5 см/с, тобто близька до швидкості звуку в твердому тілі, і не залежить від температури перетворення.

4. При концентрації вуглецю C_0 перетворення протікає в певному температурному інтервалі (див. Рис. 1): починається при температурі $T_н < T_0$, і закінчується при більш низькій температурі $T_к$, де $T_н$ і $T_к$ - мартенситні точки, а T_0 - температура метастабільної рівноваги обох кристалічних модифікацій.

5. Температура $T_н$ в широкому діапазоні швидкості охолодження не залежить від її величини, а перетворення неможливо подавити навіть при найбільших швидкостях охолодження, крім випадку утворення ізотермічного мартенситу.

6. Температури мартенситних точок сильно знижується зі збільшенням вмісту вуглецю.

Далі, фазовий перехід, в якому процеси дифузії і самодифузії протікають повільно, будемо називати, згідно [2,3,4], прямим мартенситним перетворенням (ПМП).

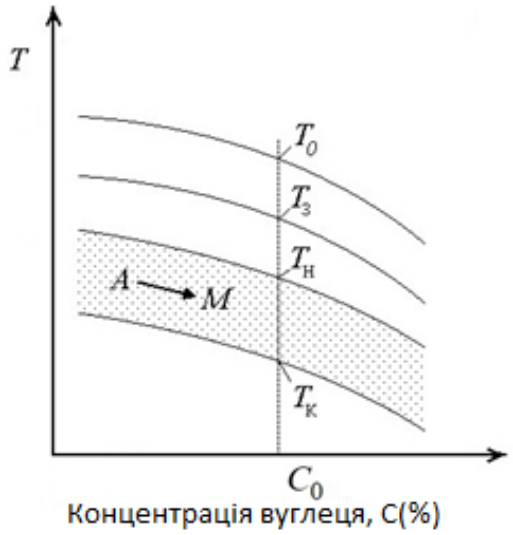


Рис. 1. Схематичне зображення залежності прямого (A → M) мартенситного перетворення (ПМП) вуглецевої сталі від концентрації вуглецю [4]. T_0 - температура метастабільної рівноваги обох кристалічних модифікацій, $T_з$ - температура оптимального гартування, $T_н, T_к$ - температура початку і закінчення ПМП

В цілому, ПМП призводить до того, що в кожному, наперед обраному зерні вихідного А, утворюється велика кількість кристалів М, які мають форму пластинки з товщиною, принаймні на порядок менший її розмірів в ортогональних до неї напрямках. Розмір кристалів М залежить від початкового стану зерен А: однорідна і досконала кристалічна структура А дає великі кристали М, і навпаки, велика неоднорідність будови і наявність недосконалостей кристалічної структури зерна А може дати кристали М дуже малих розмірів.

Для опису ПМП металів і сплавів на основі феноменологічної теорії Ландау в якості параметра порядку використовується така термодинамічна величина, як деформація зсуву [5]. У цьому випадку розкладання вільної

енергії Гіббса здійснюється за ступенями цієї величини. Однак, у деяких випадках, таке розкладання не описує експериментальні результати [6].

Інший підхід в описі ПМП полягає в використанні строгого рішення задачі кристалізації речовини, яке отримано при деяких схематичних і досить загальних припущеннях в роботі [7]. Зокрема, в цій роботі показано, що частка перетвореного об'єму f визначається виразом $f = 1 - exp\left(-Kt^4\right)$, де t – час кристалізації, K – кінетичний коефіцієнт.

У більш складному випадку, для опису ізотермічної кінетики тривимірного зародження і росту нової фази Аврамі запропонував використовувати загальне співвідношення, яке носить його ім'я [3]: $f = 1 - exp\left(-Kt^n\right)$, де n – кінетичний коефіцієнт. Це рівняння при $3 \le n \le 4$ повинно охоплювати всі випадки, при яких швидкість перетворення є деякою спадною функцією часу, аж до її постійного значення.

Однак розрахунки кінетики фазових перетворень, засновані на рівнянні Аврамі, не завжди приводять до правильних результатів, тому що значення дискретно змінюються в ході перетворення, залежать від вмісту вуглецю і, можливо, температури аустенітизації. Підстановка експериментально виміряних значень n у рівняння Аврамі дозволяє в деяких випадках побудувати добре узгоджені з експериментальними даними теоретичні діаграми кінетики розпаду аустеніту для різних вуглецевих і легованих сталей.

Описані вище розбіжності теоретичного опису ПМП і експериментальних даних вимагають продовження пошуку теорій, які більш адекватно описують фазові перетворення в металах і сплавах.

Тому в даній роботі запропонована заснована на принципі детальної рівноваги фізична модель мартенситних перетворень у кристалічних середовищах.

РОЗДІЛ І. Огляд наукових робіт

Теорія фазових переходів (ФП) в кристалічних середовищах вперше запропонована Ландау в роботі [1]. У цій теорії для кількісного опису зміни симетрії було введено поняття параметра порядку (ПП), в якості якого обрана величина, що лінійно перетворюється під дією групи симетрії середовища. У роботі розглядається кристал з деякою густиною ρ_0 , що має певну симетрію. У точці переходу густина починає змінюватися і переходити в $\rho = \rho_0 + \delta\rho$, де $\delta\rho$ мале порівняно з ρ_0. $\delta\rho$ також має деяку симетрію, але більш низьку ніж ρ_0. Тоді, $\rho = \rho_0 + \delta\rho$ має ту ж симетрію, адже сума двох функцій має симетрію менш симетричного доданка. За умови більш високої симетрії $\delta\rho$ ніж ρ_0, $\rho_0 + \delta\rho$ мало б ту ж симетрію що і ρ_0. Автор посилається на теорію груп, за якою функцію $\delta\rho$ можна розбити на суму функцій у кількості рівній числу елементів групи ρ_0, таким чином, що при будь-якому перетворенні цієї групи всі ці функції перетворюються одна через одну, тобто переходять в лінійні комбінації інших функцій.

Термодинамічний потенціал Ф тіла визначається густиною ρ, тобто залежить від виду функції ρ. Крім того, Ф залежить, як від параметрів, від температури Т та від тиску р тіла. Автором розглядається розкладання термодинамічного потенціалу за степенями $\varphi_{\mathrm{i}}^{(n)}$ та $c_i^{(n)}$. Розкладання починається з членів другого порядку. Також визначено, що квадратична форма є єдиним інваріантом другого порядку, який можна скласти з заданих величин. Початок розкладання може бути записаний таким чином:

$$\Phi\{\rho_0 + \delta\rho\} = \Phi\{\rho_0\} + \sum_n \mathrm{A}^{(n)} \sum_i c_i^{(n)2},$$

де коефіцієнти $\mathrm{A}^{(n)}$ залежать від функцій $\varphi_i^{(n)}$, та параметрів Т і р.

Цей феноменологічний підхід, що полягає в припущенні про можливість розкладання термодинамічних потенціалів в ряд за ступенями ПП, дозволив описати зміну теплоємності поблизу температури фазового перетворення.

У своїй роботі Ландау розглядає особливості фазових переходів у різних речовинах та матеріалах. Наприклад, для сумішей розкладання Ф поблизу точки неперервного переходу не відрізняється від розкладання Ф для кристалів і має вигляд

$$\Phi = \Phi_0 + A\eta^2 + B\eta^2 + \cdots,$$

однак Φ_0, A, B залежать не тільки від p і T, але і від концентрації x суміші.

Згідно з теорією Ландау, переходи між тілами різної симетрії не можуть відбуватися неперервно. В кожен момент тіло має ту чи іншу симетрію. Крім фазових переходів можливі також неперервні переходи, при яких у точці переходу не відбувається стрибок стану тіла, але симетрія змінюється одразу. Такі переходи обов'язково супроводжуються стрибком теплоємності. Вони пов'язані з переходом кристала в неупорядкований стан.

Ландау розглядає такі типи неперервних переходів зі зміною симетрії:

- точки Кюрі, розташовані на кривій на діаграмі p, T;
- ізольовані точки неперервних переходів, які лежать на перетині декількох ліній фазових переходів.

Крім того, автор доводить можливість неперервних переходів, пов'язаних із виникненням або зникненням середніх магнітних моментів у кожного з атомів кристала (до таких відносяться точки Кюрі феромагнітних тіл).

При фазових переходах першого роду функція розподілу по енергії або щільності системи повинна бути бімодальною, тобто мати два максимуми. Найбільш високий максимум відповідає найбільш вигідному, стабільному, стану системи, а другий максимум відповідає менш вигідному, метастабільному, стану. У самій точці переходу висоти максимумів стають однаковими і система може одночасно співіснувати в обох станах. При фазових переходах другого роду функція розподілу завжди має тільки один

максимум, який розширюється в точці переходу. Відповідно при переходах другого роду метастабільних станів в принципі не існує.

У 1937 році була опублікована робота А.М. Колмогорова [7], у якій він розглядає ймовірність потрапляння певних точок речовини в область кристалізації. У результаті була отримана підсумкова формула ймовірності *p(t)*:

$$p(t) = 1 - e^{-\frac{4\pi}{3}c^3\Omega},$$

де

$$\Omega = \int_0^t \alpha(t')\left(\int_{t'}^t k(\tau)d\tau\right)^3 dt'$$

α – коефіцієнт тепловіддачі, t – температура, τ – швидкість протікання перехідного процесу, c – швидкість наростання маси.

Також у цій роботі автором було визначено кількість центрів кристалізації, які утворюються протягом усього процесу кристалізації *N(t)* в достатньо великому об'ємі *V*:

$$N(t) = V\alpha \int_0^t e^{-\frac{\pi}{3}c^3\alpha\tau^4} d\tau$$

Практичне значення даної роботи полягає в тому, що автор при розрахунках враховує зіткнення часток кристалічної речовини, з чим виникали труднощі у багатьох науковців того часу.

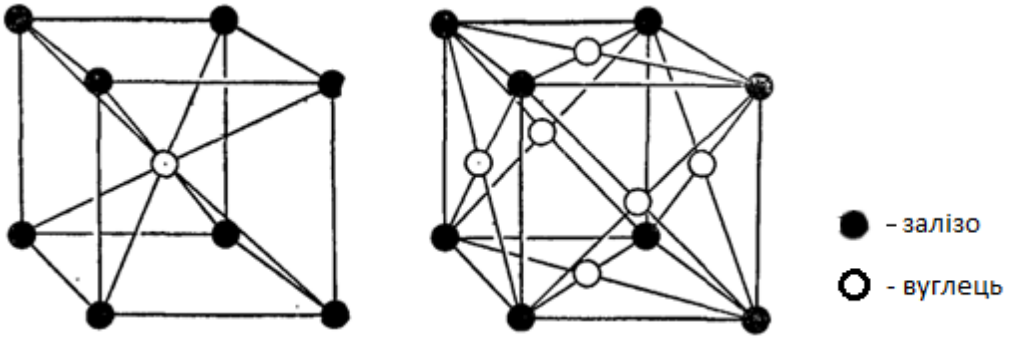
У роботі [8] Л.Й. Коган розглядає кінетику поліморфного перетворення легованого заліза з метою виявлення механізму впливу легуючих елементів на швидкість $\gamma \rightarrow \alpha$ - перетворення. Для цього було проведено декілька експериментів з легуючими елементами, як-то: кобальт, молібден, хром і

нікель у різних поєднаннях. Також було враховано вплив температури та величини сил міжатомних зв'язків на швидкість перетворень.

Дослідження показали, що швидкість ізотермічного перетворення може зростати не лише у випадку, коли при більш високих температурах перетворення γ-фази вже починається, а й у випадку перебування зразків у зоні цих температур протягом часу, що не перевищує інкубаційний період. Крім того, вплив легуючих елементів на кінетику γ → α-перетворень заліза визначається не зміщенням критичних точок, а зміною фізичних параметрів сплаву.

У першу чергу слід відзначити, що легування заліза різними хімічними елементами значно знижує швидкість γ → α - перетворення. Легуючі елементи неадитивно впливають на кінетику поліморфного перетворення заліза. Швидкість переходу атомів заліза з решітки γ в решітку α в деяких випадках визначає швидкість ізотермічного розпаду легованого аустеніту.

Легуючі елементи змінюють температурне положення мартенситної точки γ → α - перетворення, що пов'язано зі зміною пружних властивостей середовища. Залізо має дві модифікації - так звані альфа-залізо Fe_α і гамма-залізо Fe_γ. Альфа-залізо Fe_α (ферит) є структурою заліза при температурі до 911°С і вмісті вуглецю менше 0,2 % і має кубічну об'ємно-центровану кристалічну решітку (ОЦК) (рис. 2, а). Гамма-залізо Fe_γ (аустеніт) може містити до 2 % вуглецю і утворюється при температурі вище 911°С, коли кристалічна решітка заліза перетвориться з ОЦК - ґратки в гранецентровані (ГЦК) ґратки (рис. 2, б).



а) б)

Рисунок. 2. а) об'ємно-центрована кристалічна решітка (ОЦК); б) гранецентрована кристалічна решітка (ГЦК)

Це перетворення обумовлене прагненням системи атомів заліза прийти в стійкий стан з найменшим запасом вільної енергії. Так, при температурі менше 911°С найбільш вигідною будовою атомів являється ОЦК - ґратки, в інтервалі температур від 911°С до 1392°С стійким станом буде ГЦК - ґратки, а при температурі понад 1392°С і аж до 1539°С (температура плавлення чистого заліза) структура знову міняється на ОЦК - ґратки.

Вивченням мартенситних перетворень займався Г.В. Курдюмов [2]. У своїй монографії він описав природу мартенситу, причину високої твердості загартованої сталі, природу та механізм перетворення аустеніту в мартенсит. Він відзначив, що в результаті мартенситного механізму росту кристалів утворюється характерна мікро- і субмікроструктура (велика кількість пластинок мартенситу в середині кожного аустенітного зерна). Структурні зміни викликають у поведінці металів такий же ефект, як і холодна пластична деформація.

Деякі відмінні особливості мартенситного перетворення, характерні для вуглецевих сталей, були сформульовані Г.В. Курдюмовим :

- процес перетворення аустеніту в мартенсит являється повністю бездифузійним, відбувається без зміни концентрації вуглецю і полягає тільки в зміні кристалічної решітки;

- ґратки мартенситу строго орієнтовані відносно початкової матриці;
- утворення кристала мартенситу займає близько 1 мкс, отже, перетворення відбувається практично миттєво;
- утворення мартенситу можливе тільки при значних переохолодженнях в певному інтервалі температур.

Теорія ізотермічного мартенситного перетворення була сформульована у роботі [9]. Розрахункові і прямі експериментальні дані показують, що при низьких температурах (нижче ~ 50 К) термодинамічна рушійна сила перетворення перестає збільшуватися при зниженні температури. З іншого боку, саме в ділянці низьких температур межа плинності, що визначає опір перебудові ґраток, швидко збільшується . Взаємодія цих двох чинників призводить до зменшення реальної термодинамічної рушійної сили перетворення .

Наслідком цього є припинення мартенситного перетворення при низьких температурах і зменшення швидкості ізотермічного мартенситного перетворення (ІМП), поява низхідної гілки температурної залежності швидкості ІМП [2]. Низхідні гілки С-подібної діаграми при «нормальних» високотемпературних перетвореннях і при ІМП мають, таким чином, різне походження

РОЗДІЛ ІІ. Залізовуглецеві сплави

У сучасній техніці, незважаючи на створення великої кількості неметалевих матеріалів, найважливішими й найпоширенішими залишаються металеві сплави. Передусім це сплави на основі заліза, що зумовлено можливістю отримання в них комплексу високих експлуатаційних властивостей, які не вдається забезпечити в інших матеріалах, а також широким розповсюдженням заліза у земній корі та відносно низькою вартістю і простотою одержання сплавів. За обсягом виробництва залізовуглецеві сплави складають не менше 85% сучасних конструкційних матеріалів.

Залізо – це метал, у якому відбувається поліморфне перетворення. Крива охолодження чистого заліза наведена на рисунку 3. Площинки на кривій відповідають критичним точкам – температурі кристалізації заліза (1539 °С) та температурам поліморфних перетворень. Поруч з кривою показані кристалічні ґратки α,γ,δ-Fe.

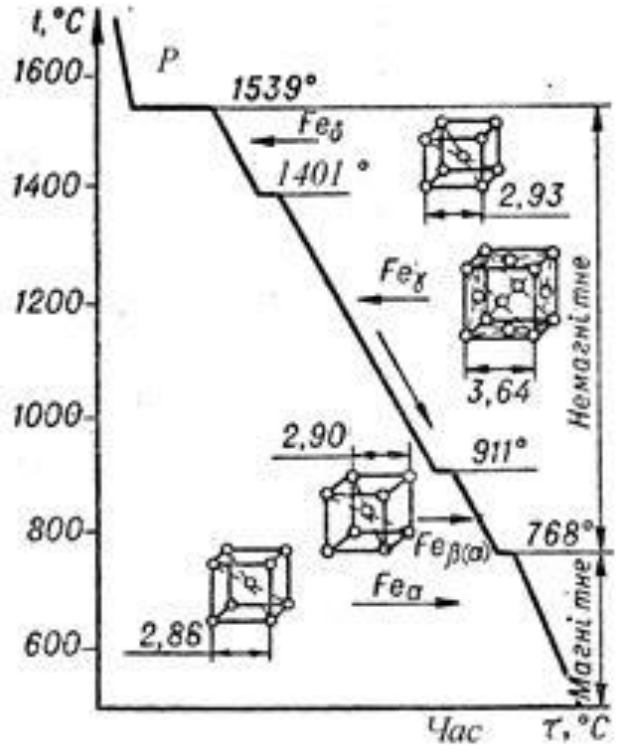


Рисунок 3. Крива охолодження заліза

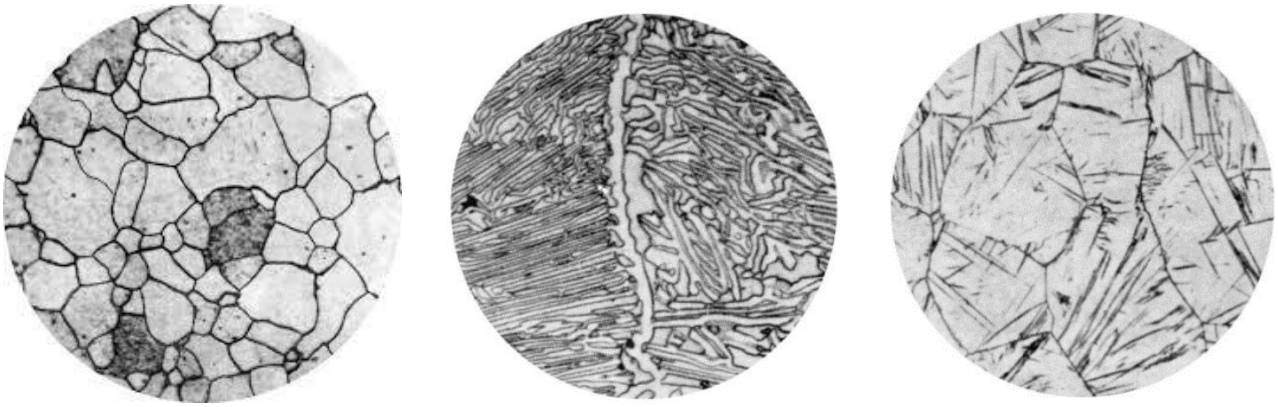
У залізі також відбувається магнітне перетворення, тобто перехід при нагріванні з феромагнітного до парамагнітного стану, при охолодженні – з парамагнітного до феромагнітного. Воно здійснюється при 768 °С (точка Кюрі), не супроводжується зміною типу ґратки, тому на кривій охолодження при даній температурі відсутній горизонтальний відрізок.

Вуглець у залізовуглецевих сплавах може кристалізуватися у вільному стані у вигляді графіту або взаємодіяти із залізом, утворюючи тверді розчини (ферит та аустеніт) і хімічну сполуку. Обидва тверді розчини є розчинами проникнення, і тому вони обмежені.

Ферит – це обмежений твердий розчин проникнення вуглецю у Fe_α, який умовно позначають Fe_α(С).

Аустеніт – обмежений твердий розчин проникнення вуглецю у Fe_γ, який умовно позначають Fe_γ(С).

Цементит – це хімічна сполука Fe і С (карбід заліза Fe_3C). Вміст вуглецю в цементиті дорівнює 6,67%.



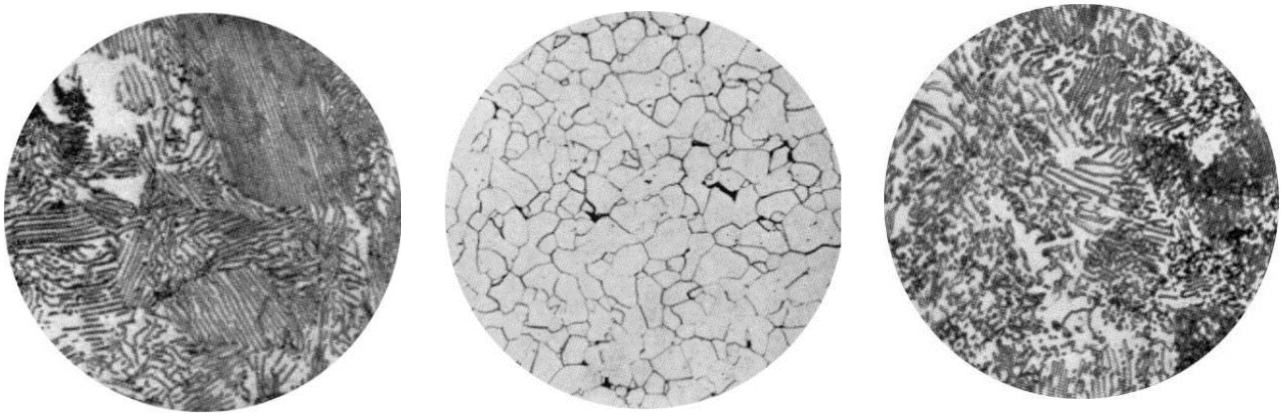
а) б) в)

Рисунок 4. а) ферит; б) цементит; в) аустеніт

Якщо ферит і аустеніт як тверді розчини мають кристалічні ґратки відповідно Fe_α і Fe_γ то цементит має складну ромбічну ґратку яка відрізняється від ґраток компонентів.

Ферит - м'яка фаза з високою пластичністю. Аустеніт має дещо вищу твердість і міцність, зберігаючи при цьому високу пластичність. Твердість цементиту висока, пластичність практично дорівнює нулю.

В результаті евтектоїдного перетворення при 727 °С утворюється механічна суміш фериту і третинного цементиту, що називається перлітом (рис.5, а). Перліт містить 0,8 % вуглецю, має пластинчату або зернисту будову залежно від умов охолодження і є міцною структурною складовою. Сталі з вмістом вуглецю менше 0,8 % називаються доевтектоїдними, мають структуру фериту і перліту (рис. 5, б). У структурі таких сталей при збільшенні вмісту вуглецю збільшується кількість перліту з відповідним зменшенням фериту, що веде до підвищення міцності і твердості сталі з одночасним зниженням ударної в'язкості і відносного подовження. Сталі, що містять від 0,8 % до 2,14 % вуглецю, називаються заевтектоїдними, їх структура є механічною сумішшю перліту і вторинного цементиту, розташованого по краях зерен перліту, тим самим знижуючи міцність сталі при збільшенні відсоткового вмісту вуглецю (рис. 5, в).



а) б) в)

Рисунок 5. а) перліт; б) ферит + перліт; в) перліт + вторинний цементит

РОЗДІЛ ІІІ. Термічна обробка сталі

Термічна обробка складається з нагріву сталі до обраної температури, витримки для рівномірного прогріву виробу та завершення фазових перетворень і у подальшому охолодженні з заданою швидкістю. Таким чином, основні параметри термічної обробки – температура нагріву *t*, час витримки τ, швидкість охолодження V_{ox}.

Мета термічної обробки – отримання необхідої структури для забезпечення потрібних властивостей без зміни хімічного складу сталі.

3.1.Процес аустенітизації

Утвореня аустеніту в евтектоїдній сталі зі структурою перліту починається при температурі вище 727°С. Цей процес здійснюється в дві стадії [4]:

1) поліморфне α→γ перетворення;
2) розчинення карбідів в аустеніті і перерозподілення вуглецю в твердому розчині.

У результаті цих двох процесів перліт, який складається з фериту з кількістю вуглецю 0,03% та цементиту з кількістю вуглецю 6,67% переходить до стану аустеніту, вміст вуглецю в якому дорівнює його середньому вмісту в сталі. У випадку евтектоїдної сталі це 0,8%.

У легованих сталях на другому етапі переходу в аустеніті також перерозподіляються легуючі елементи.

При підвищенні температури вище точки 727°С в аустеніті ще зберігаються нерозчинені частки цементиту. Внаслідок цього аустеніт вміщує вуглецю менше його концентрації у сталі (0,8%). До того ж аустеніт спочатку неоднорідний: у місцях, що відповідали фериту у перліті, вміст вуглецю менший, ніж у місцях, де були частки цементиту. З розчиненням карбідів і дифузійним вирівнюванням концентрації вуглецю при підвищенні

температури аустеніт стає гомогенним з вмістом вуглецю 0,8%, який відповідає складу сталі.

В доевтектоїдних сталях після аустенітного перетворення структура складається з двофазної суміші фериту та аустеніту. З підвищенням температури в міжкритичному інтервалі все більша кількість фериту перетворюється в аустеніт, і після гомогенізації концентрація вуглецю в аустеніті дорівнює його середньому вмісту в сталі.

В заевтектоїдних сталях після утворення аустеніту з підвищенням температури відбувається поступове розчинення в ньому цементиту і після гомогенізації структура сталі також складається з чистого аустеніту з концентрацією, рівною середньому вмісту вуглецю в сталі.

Для вивчення процесів, що відбуваються в переохолодженому аустеніті, будують діаграму ізотермічного перетворення аустеніту (рис.6)

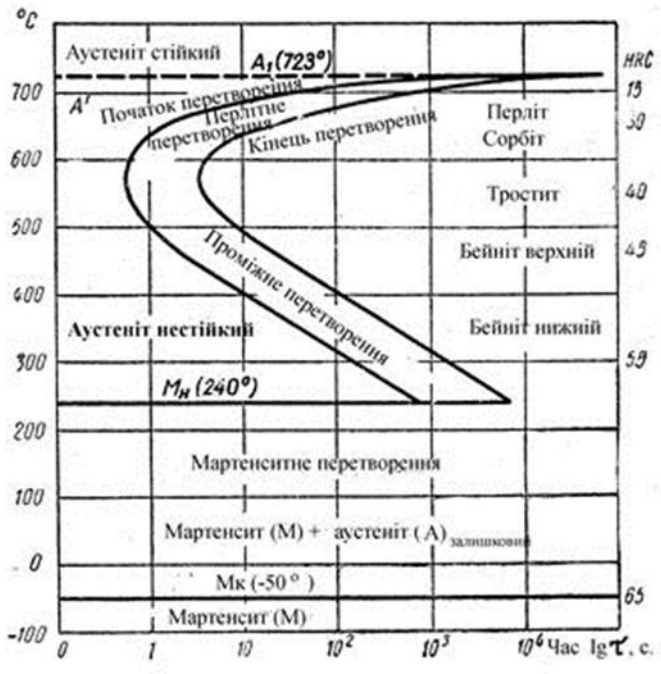


Рисунок 6. Діаграма ізотермічного розпаду аустеніту

3.2. Розпад аустеніту і утворення перліту

Перетворення аустеніту в перліт полягає в розпаді аустеніту — твердого розчину вуглецю в γ-залізі, на майже чисте α-залізо і цементит. Як і

процеси кристалізації, перетворення починається не в точці 727°С, а при деякому переохолодженні, коли вільна енергія ферито-карбідної суміші (перліту) виявиться меншою, ніж вільна енергія аустеніту. Чим нижче температура перетворення, тим більше переохолодження, тим більша різниця вільних енергій, тим швидше відбувається перетворення.

Процес розпаду аустеніту супроводжується утворенням фаз, що різко відрізняються по складу від вихідної: ферит, що майже не містить вуглецю, і цементит, що містить 6,67% вуглецю. Тому перетворення аустеніт-перліт супроводжується дифузією та перерозподілом вуглецю. Швидкість дифузії різко зменшується зі зниженням температури, отже, з одного боку збільшення ступеню переохолодження пришвидшує процес перетворення за рахунок зменшення вільної енергії системи, з іншого боку зниження температури сповільнює цей процес за рахунок зменшення інтенсивності дифузійних процесів і можливостей накопичення необхідної кількості вуглецю для утворення цементиту.

На практиці зі збільшенням ступеню переохолодження швидкість перетворення зростає, досягає при певному значенні переохолодження максимуму, а потім зменшується. При 727°С і нижче 200°С швидкість перетворення дорівнює нулеві, тому що при 727°С дорівнює нулеві різниця вільних енергій, а при 200°С дорівнює нулеві (точніше, недостатня) швидкість дифузії вуглецю. У процесі аустенітно-перлітного перетворення ведучою, в першу чергу виникаючою, фазою є карбід заліза (цементит). Його зародки, як правило, утворяться на границях зерен аустеніту.

У результаті росту часток карбіду прилягаючий до нього об’єм аустеніту збіднюється на розчинений в γ-залізі вуглець, що спричиняє до поліморфного перетворення, тобто утворення кристалічної ґратки α-заліза. При цьому кристалики фериту зароджуються на границі з цементитом, що полегшує цей процес.

Подальший ріст феритних пластинок веде до збагачення навколишнього аустеніту вуглецем, що ускладнює подальший розвиток

перетворення. У збагаченому в такий спосіб вуглецем аустеніті зароджуються нові пластинки цементиту. У результаті відбувається колоніальний (спільний) ріст кристаликів фериту і цементиту, які утворять перлітну колонію.

Продукти перлітного перетворення мають пластинчасту будову. Чим більше переохолодження, тим складніше процес накопичення великих кількостей вуглецю і ми отримуємо більш дисперсну ферито-цементитну структуру і вищу твердість.

3.3. Математичний опис аустенітного перетворення

Автори теоретичної роботи [10] розрахували період нестаціонарності зародження при бездифузійних фазових перетвореннях:

$$\tau_0 = \beta \cdot \frac{18k\sigma}{\pi v_m d^4} \cdot \frac{T}{\Delta f^2} \cdot e^{\frac{U}{kT}}$$

де Δf - об'ємна різниця вільних енергій γ- і α-фаз, U - енергія активації переходу атомів через міжфазну межу, k - константа Больцмана, d - діаметр атома, σ - енергія міжфазної межі, v_m - частота коливань атомів; коефіцієнт β дорівнює 4,8.

Оцінки періоду нестаціонарного зародження при γ→α переході в сплаві показали напрочуд хорошу згоду з С-подібною кривою роботи для 5% фази, що утворюється. Це дозволило зробити висновок про важливу, якщо не основну, роль періоду нестаціонарності в кінетиці переходу. Проте можна відмітити дві обставини, які не дозволяють повністю прийняти таку точку зору. По-перше, якщо використати результати теорії для критичного розміру зародка

$$\rho_{cr} = \frac{2\sigma}{\Delta f}$$

і лінійної швидкості росту

$$\omega = \frac{\pi^4}{9kT} \cdot v\Delta f \cdot e^{-\frac{U}{kT}}$$

то період нестаціонарності можна виразити інакше:

$$\tau_0 \cong 4{,}48 \cdot \rho_{cr} / \omega$$

Він приблизно в п'ять разів більше тривалості зростання зародка від одноатомного розміру до критичного. Але важливішою є інша обставина. Як відомо, для фазового переходу ізотермічна кінетика описується рівнянням Аврамі

$$f = 1 - \exp(-K\tau^n)$$

де f - частка перетвореного об'єму, а τ - тривалість розпаду γ-фази, використання осей діаграми 2 дозволяє визначити кінетичні коефіцієнти K і n, оскільки

$$\ln(-\ln(1-f)) = \ln K + n \ln \tau$$

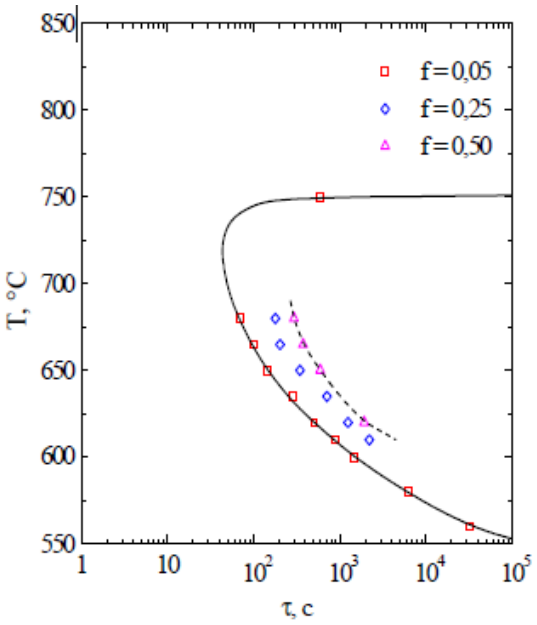


Рис. 7. Експериментальна діаграма розпаду γ-фазы сплаву

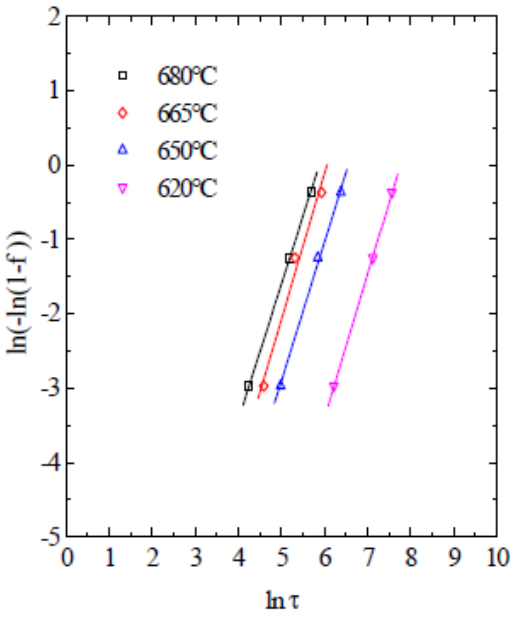


Рис. 8. Залежності $\ln(-\ln(1-f))$ від $\ln\tau$ для сплаву

Проте усупереч існуючій думці, що n=4, для сплаву Энтіна при всіх температурах дослідження параметр n≈2, а для чистішого сплаву, вивченого Хонікомбом, n близько до 4 тільки для початкових стадій розпаду і надалі наближається до 1. З позицій теорії Кана [3] цей результат означає, що основний етап перетворення проходить в умовах, коли місця зародження на

гранях (n=1) або на ребрах (n=2) меж аустенітних зерен вже вичерпані, і процес розпаду лімітується зростанням зародків. У цьому випадку кінетичний параметр K залежить тільки від швидкості зростання ω:

$$K = \mu\omega^n,$$

а час досягнення долі розпаду f дорівнює:

$$\tau(f) = \frac{(-\ln 1 - f))^{\frac{1}{n}}}{\mu^{\frac{1}{n}}\omega} = \beta\frac{(-\ln(1-f))^{\frac{1}{n}}}{\Delta F - \Delta F_s}RTe^{\frac{U}{RT}}$$

де μ і β - постійні коефіцієнти; β включає коефіцієнт рухливості меж. На основі рівняння вдається побудувати теоретичні діаграми розпаду γ-фази, дуже близькі до експериментальних.

РОЗДІЛ IV. Модель індукованих ізотермічних мартенситних перетворень

4.1. Формулювання фізичної моделі фазових перетворень у кристалічних середовищах

Розглянемо модель, запропоновану у роботі[11] .

Враховуючи відмічене вище незбіг теоретичних моделей з експериментальними результатами мартенситних перетворень в сталях доцільно висунути іншу фізичну модель.

В якості такої розглянемо модель індукованих переходів квазічастинок між енергетичними рівнями, що розвинута А. Ейнштейном [12].

Система рівнянь, що описує індуковані переходи квазічастинок сорту n_1 і сорту n_2 між енергетичними рівнями 1 і 2, та зміну у зв'язку з такими переходами кількості активних частинок N має наступний вигляд:

$$\begin{cases} \dfrac{dn_1}{dt} = -\mu_{12}\left(1+N\right)n_1 + \mu_{12}Nn_2 = -\mu_{12}n_1 + \mu_{12}\left(n_2 - n_1\right)N; \\ \dfrac{dn_2}{dt} = -\dfrac{dn_1}{dt} = \mu_{12}n_1 - \mu_{12}\left(n_2 - n_1\right)N; \\ \dfrac{dN}{dt} = \mu_{12}\left(1+N\right)n_1 - \mu_{12}Nn_2 = \mu_{12}n_1 - \mu_{12}\left(n_2 - n_1\right)N; \end{cases}$$

Модель переходів схематично зображена на рис. 9 (а).

Фазові перетворення в кристалічних середовищах опишемо за допомогою спрощеної моделі схематично зображеної на Рис. 9 (б) дворівневої системи (ДС).

Наведемо параметри ДС.

При зниженні температури від $T_{\text{Н}}$ до $T_{\text{К}}$ структурне перетворення сталі А в М можна охарактеризувати, як індукований перехід зі стабільного стану А (рівень А) в метастабільний стан М (рівень М), і приписати цьому переходу ймовірність індукованих переходів w_{AM} (див. Рис. 9(б)). Будемо вважати, що стабільний стан характеризується енергією ε_A і температурою

T_A, а метастабільне - ε_M і T_M відповідно. Причому справедливі нерівності: $\varepsilon_A < \varepsilon_M, T_A > T_M$.

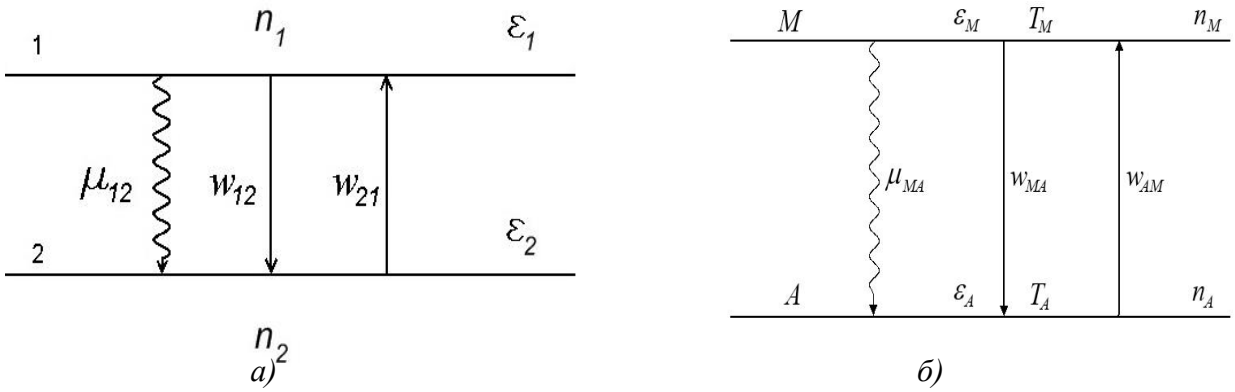


Рис.9 а)Модель індукованих процесів у дворівневих системах; б) Дворівнева система АМ вуглецевої сталі: n_A *- кількість елементарних комірок фази А;* n_M *- кількість елементарних комірок фази М*

На Рис. 9 (б) стрілками показані напрямки переходів з позначенням величини ймовірності: μ_{MA} - ймовірність спонтанного переходу; w_{MA} і w_{AM} - ймовірності індукованих переходів з верхнього рівня М на нижній рівень А і назад відповідно.

Таким чином, описані вище фазові перетворення в кристалічних середовищах за своїми характерними ознаками можуть бути описані за допомогою дворівневої моделі, основи якої сформульовані А. Ейнштейном [12].

Стан рівноваги забезпечується ймовірністю спонтанних переходів μ_{MA} кристалічної модифікації М в кристалічну модифікацію А. Математично воно описується рівняннями:

$$\frac{dn_A}{dt} = \mu_{MA} n_M = -\frac{dn_M}{dt}. \qquad (1)$$

З (1) випливає, що приріст числа елементарних осередків фази А дорівнює зменшенню числа елементарних осередків фази М. При цьому загальне число елементарних осередків фази А і фази М постійне.

Для заданої концентрації вуглецю ПМП починається не відразу після переходу через точку T_0, а в точці $T_н$, яка розташована значно нижче T_0 (для сталі ця різниця близько 200 °). Завершується ПМП при температурі $T_к$. Температура оптимальної гартування $T_з$ при ПМП обирається експериментально, і повинна задовольняти умові $T_н < T_з = Ac_3 + (30....50)^\circ$ С, де температура визначається по діаграмі залізо - вуглець.

У процесі загартування атоми решітки відчувають в кожен момент часу певні зміщення, так звані теплові коливання. У квантовій теорії для опису таких зсувів використовується поняття фонона, що характеризується як квазічастинка, яка володіє певною енергією $\varepsilon = \hbar\omega$ і квазіімпульсом $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, де ω, $\vec{k}$ - частота і хвильове число класичної хвилі.

Розглянемо тепер наслідки зниження температури вуглецевої сталі. В цьому випадку фонони, що поширюються по кристалічній решітці, придбають енергію, порівнянну енергетичним бар'єром фазового переходу. Вплив таких фононів на кристалічну решітку вуглецевої сталі буде ініціювати переходи елементарних осередків як зі стану М у А, так і зі стану А в М. Такі переходи є індукованими, тому що викликані зовнішнім впливом (зниженням температури). Позначимо ймовірність індукованих переходів зі стану А в М величиною w_{AM}, а в зворотному напрямку - w_{MA}. Зрозуміло, що ймовірність індукованих процесів пропорційна кількості фононів:

$$w_{AM} = \hat{w}_{AM} N; w_{MA} = \hat{w}_{MA} N, \qquad (2)$$

де $\hat{w}_{AM}$, $\hat{w}_{MA}$ - коефіцієнти пропорційності, N - число фононів.

Індуковані процеси змінять вигляд рівнянь (1), тому що в них необхідно врахувати спад числа частинок з рівня М на рівень А, і прибуття їх з рівня А на рівень М:

$$\frac{dn_M}{dt} = -(\mu_{MA} + \hat{w}_{MA} N) n_M + \hat{w}_{AM} N n_A = -\frac{dn_A}{dt}. \qquad (3)$$

Співвідношення між вірогідністю переходів встановимо, слідуючи запропонованим А. Ейнштейном міркуванням [12].

Фононний газ підпорядковується статистиці Бозе - Ейнштейна [12]. Тому в тепловій рівновазі середнє число фононів визначається функцією:

$$N = \left(e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right)^{-1}. \tag{4}$$

де $\hbar$ - постійна Планка.

З іншого боку, в статичній рівновазі $dn_M / dt = 0$, а $n_M = Ce^{-\frac{\varepsilon_M}{kT}}$ й $n_A = Ce^{-\frac{\varepsilon_A}{kT}}$, де T, k - температура і постійна Больцмана відповідно.

Рівняння (3) в цьому випадку призводить до співвідношення:

$$N = \mu_{MA} \left(\hat{w}_{AM} e^{\frac{\varepsilon_M - \varepsilon_A}{kT}} - \hat{w}_{MA} \right)^{-1}. \tag{5}$$

де $\varepsilon_M - \varepsilon_A = \hbar\omega$

Оскільки вирази (4) і (5) справедливі при будь-яких температурах, то в (5) необхідно покласти:

$$\mu_{MA} = \hat{w}_{MA} = \hat{w}_{AM} \tag{6}$$

При взаємодії з дворівневою системою число фононів змінюється. Зменшення кількості елементарних осередків фази М призводить до такого ж збільшення кількості фононів (випромінювання фононів), а збільшення - до такого ж зменшення кількості фононів (поглинання фононів). На підставі вищевикладеного, рівняння зміни кількості фононів з урахуванням (6) можна представити у вигляді:

$$\frac{dN}{dt} = \mu_{MA} (1 + N) n_M - \mu_{MA} N n_A. \tag{7}$$

Повна система рівнянь, що описує ПМП у вуглецевій сталі має вигляд:

$$\begin{aligned}
&\frac{dn_M}{dt} = -\mu_{MA}(1+N)n_M + \mu_{MA}Nn_A = -\mu_{MA}n_M + \mu_{MA}(n_A - n_M)N,\\
&\frac{dn_A}{dt} = -\frac{dn_M}{dt} = \mu_{MA}n_M - \mu_{MA}(n_A - n_M)N,\\
&\frac{dN}{dt} = \mu_{MA}(1+N)n_M - \mu_{MA}Nn_A = \mu_{MA}n_M - \mu_{MA}(n_A - n_M)N.
\end{aligned} \tag{8}$$

4.2. Атермічне ПМП вуглецевої сталі

Розглянемо атермічне ПМП, яке відбувається при зниженні температури $T(t)$ в діапазоні $T_К \le T(t) \le T_Н^*$, де $T_Н^*$ - початкова температура дослідження $T_К \le T_Н^* \le T_Н$.

Умовно представимо залежність температури $T(t)$ від часу t у вигляді:

$$T(t) = T_Н^* - \frac{T_Н^* - T_К}{t_{AM}}t \tag{9}$$

де t_{AM} - характерний час зміни температури при ПМП.

Через зміни температури в часі невідомі n_M, n_A, N, і ймовірність індукованих переходів μ_{MA} в рівняннях (8) повинні залежати також від температури. Повна похідна за часом при цьому перетворюється в такий спосіб:

$$\frac{d...}{dt} = \frac{\partial...}{\partial t} - \gamma\frac{\partial...}{\partial T}$$

де $\gamma = (T_Н^* - T_К)/t_{AM}$.

Таким чином, врахування зміни температури вуглецевої сталі при ПМП перетворює систему рівнянь (8) до вигляду:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial n_M}{\partial t} - \gamma \frac{\partial n_M}{\partial T} = -\mu_{MA}(T)\left(n_M - \left(n_A - n_M\right)N\right),\\
&\frac{\partial n_A}{\partial t} - \gamma \frac{\partial n_A}{\partial T} = \mu_{MA}(T)\left(n_M - \left(n_A - n_M\right)N\right),\\
&\frac{\partial N}{\partial t} - \gamma \frac{\partial N}{\partial T} = \mu_{MA}(T)\left(n_M - \left(n_A - n_M\right)N\right).
\end{aligned} \qquad (10)$$

Якщо в рівняннях (10) покласти кількість фононів досить великим, тобто вважати що $N >> n_A, n_M$, то вони приймають більш простий вигляд:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial n_M}{\partial t} - \gamma \frac{\partial n_M}{\partial T} = \mu_{MA}(T)\left(n_A - n_M\right)N,\\
&\frac{\partial n_A}{\partial t} - \gamma \frac{\partial n_A}{\partial T} = -\mu_{MA}(T)\left(n_A - n_M\right)N,\\
&\frac{\partial N}{\partial t} - \gamma \frac{\partial N}{\partial T} = -\mu_{MA}(T)\left(n_A - n_M\right)N.
\end{aligned} \qquad (11)$$

4.3. Модельні спрощення і рішення рівнянь для ПМП

Для вирішення системи (11) необхідно задати залежність ймовірності індукованих переходів від температури. Для простоти розгляду будемо вважати, що ПМП здійснюється методом загартування в одному охолоджувачі [4]. При цьому методі гартування зразки металу, нагріті до температури гарту, занурюють в гартівну рідину (вода, масло і т. д.), в якій вони перебувають до повного охолодження.

В [2, 12] відзначено, що з пониженням температури спостерігається збільшення швидкості ПМП фази А в фазу М до максимального значення, а потім вона зменшується до нуля. Таку залежність швидкості ПМП від температури можна якісно пояснити виходячи з першого рівняння (11). Швидкість ПМП визначається його правою частиною. Збільшення швидкості ПМП з пониженням температури можна інтерпретувати як збільшення ймовірності індукованих переходів $\mu_{MA}(T)$. На початку процесу співмножник $\left(n_A - n_M\right)$ в цьому рівнянні є досить великим, і не впливає на швидкість

ПМП. Однак, у міру зрівнювання кількості елементарних осередків фази А і фази М співмножник $(n_A - n_M)$ наближується до нуля. Через це швидкість ПМП зменшується, і, як зазначено вище, наближується до нуля.

На підставі наведених вище міркувань подамо залежність ймовірності індукованих переходів від температури в модельному вигляді:

$$\mu_{MA}(T) = \mu\left(T_{\text{Н}}^*\right)\left(1-\left(1-\beta k\left(\frac{T_{\text{Н}}^* - T}{T_{\text{Н}}^* - T_{\text{К}}}\right)^k\right)\exp\left[-\left(\frac{T_{\text{Н}}^* - T}{T_{\text{Н}}^* - T_{\text{К}}}\right)^k\right]\right). \qquad (12)$$

де $\mu\left(T_{\text{Н}}^*\right) > 0$ - залежна від $T_{\text{Н}}^*$ амплітуда ймовірності індукованих переходів, $\beta, k > 0$ - константи, величина яких визначається експериментально.

Вираз (12) при початковій температурі ПМП $T = T_{\text{Н}}^*$ задає ймовірність індукованих переходів рівною нулю: $\mu_{MA}\left(T_{\text{Н}}^*\right) = 0$. Звідси випливає, що при температурі $T_{\text{Н}}^*$ процес ПМП відсутній.

Зі зниженням температури ймовірність індукованих переходів збільшується, і при температурі мартенситної точки $T = T_{\text{К}}$ досягає значення: $\mu_{MA}(T_{\text{К}}) = \mu\left(T_{\text{Н}}^*\right)\left(1-(1-\beta k)e^{-1}\right)$. Причому, для добутку параметрів $\beta k > 1$ виконується співвідношення $\mu_{MA}(T_{\text{К}}) > \mu\left(T_{\text{Н}}^*\right)$.

Введемо в рівняннях (11), з урахуванням думки (12), нову змінну:

$$\xi(t,T) = t + F\left(T, T_{\text{Н}}^*\right), \qquad (13)$$

де $F\left(T, T_{\text{Н}}^*\right) = \frac{1}{\gamma}\int\limits_{T_{\text{Н}}^*}^{T}\left\{1-\left(1-\left(1-\beta k\left(\frac{T_{\text{Н}}^* - x}{T_{\text{Н}}^* - T_{\text{К}}}\right)^k\right)\exp\left[-\left(\frac{T_{\text{Н}}^* - x}{T_{\text{Н}}^* - T_{\text{К}}}\right)^k\right]\right)\right\}dx$.

Оскільки при початковій температурі ПМП, рівній $T_{\text{Н}}^{*}$, виконується рівність $F\left(T_{\text{Н}}^{*},T_{\text{Н}}^{*}\right)=0$, то зі зміною часу в інтервалі $0\le t<\infty$ нова змінна ξ також змінюється в інтервалі $0\le\xi<\infty$.

В результаті переходу до нової змінної рівняння (11) спрощуються:

$$\begin{aligned}\frac{dn_M}{d\xi}&=\mu\left(T_{\text{Н}}^{*}\right)\left(n_A-n_M\right)N,\\ \frac{dn_A}{d\xi}&=-\mu\left(T_{\text{Н}}^{*}\right)\left(n_A-n_M\right)N,\\ \frac{dN}{d\xi}&=-\mu\left(T_{\text{Н}}^{*}\right)\left(n_A-n_M\right)N,\end{aligned}\qquad(14)$$

Рішення системи рівнянь (14) визначаються виразами:

$$N\left(\xi\right)=\frac{N_{eq}}{1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2N_0}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)},$$

$$n_M\left(\xi\right)=\frac{\frac{n_{M0}+n_{A0}}{2}-\left(1+\frac{n_{M0}}{N_0}\right)\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)}{1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2N_0}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)},\qquad(15)$$

$$n_A\left(\xi\right)=n_{M0}+n_{A0}-\frac{\frac{n_{M0}+n_{A0}}{2}-\left(1+\frac{n_{M0}}{N_0}\right)\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)}{1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2N_0}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)},$$

де $n_{M0}=n_M\left(0\right),n_{A0}=n_A\left(0\right),N_0=N\left(0\right),\ N_{eq}=N_0-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2},\ \mu'=\mu\left(T_{\text{Н}}^{*}\right).$

З урахування використаної раніше умови про велику кількість фононів $N_0>>n_{A0},n_{M0}>>1$ рішення (15) перетворюються до вигляду

$$N\left(\xi\right)\approx N_{eq},\qquad(16)$$

$$n_M(\xi) \approx \frac{n_{M0}+n_{A0}}{2}\left(1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{n_{M0}+n_{A0}}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)\right), \quad (17)$$

$$n_A(\xi) \approx \frac{n_{M0}+n_{A0}}{2}\left(1+\frac{n_{A0}-n_{M0}}{n_{M0}+n_{A0}}exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi\right)\right). \quad (18)$$

4.3.1. Атермічне ПМП

При аналізі отриманих рішень в області високих температур необхідно враховувати той експериментальний факт, що характерний час процесу охолодження t_{AM} завжди значно більший за час індукованих процесів, тобто справедливим є співвідношення $\mu' t_{AM} >> 1$.

Таким чином, зважаючи на велику кількість фононів $N_0 >> 1$, справедливим є співвідношення $2N_{eq}\mu' t_{AM} >> 1$, що підтверджує досить великий час ПМП.

З (17), (18) випливає, що кількість елементарних осередків фази А і фази М зі збільшенням параметра ξ від 0 до ∞ змінюється від початкових n_{A0} і n_{M0} до рівної кількості $n_M(\xi)\big|_{\xi\to\infty} = n_A(\xi)\big|_{\xi\to\infty} = 0.5(n_{A0}+n_{M0})$ для обох фаз. Цей висновок, здавалося б, ставить кількісну межу для ПМП фази А в фазу М. Однак це не відповідає експериментальним даним, які говорять про практично повний перехід фази А в фазу М.

Цю невідповідність може бути усунуто, виходячи з таких міркувань.

З огляду на швидкоплинність процесу ПМП, розіб'ємо його на ланцюжок послідовних подій, час скоєння яких Δt великий у порівнянні з характерним часом ПМП $\Delta\tau \sim \left(2N_{eq}\mu'\right)^{-1}$, але малий у порівнянні з характерним часом процесу охолодження t_{AM} : $\Delta\tau << \Delta t << t_{AM}$.

За час Δt протягом дуже короткого інтервалу часу $\Delta\tau \sim \left(2N_0\mu'\right)^{-1} << \Delta t$ в ДС відбувається ПМП. При цьому, згідно з (17), ПМП в ДС починається при початковій кількості фононів $N = N_0$, і початковій кількості елементарних

осередків фази А - n_{A0} і фази М - n_{M0}, а завершується за час порядку $\Delta\tau$ з рівним населенням рівнів: $n_M = n_A = 0.5(n_{A0} + n_{M0})$ і приблизно такою ж кількістю фононів $N_{eq} \approx N_0$.

Після встановлення рівноваги, в цьому ж часовому проміжку Δt з-за зниження температури на рівні A' (див. Рис. 10) спостерігається перехід старої ДС AM в нову ДС $A'M$, яка характеризується іншими початковими параметрами: кількість фази М - $n'_{M0} = 0$; кількість фази А'- $n'_{A0} = 0.5(n_{A0} + n_{M0})$; кількість фононів - $N \approx N_{eq}$. Процес ПМП в ДС $A'M$, згідно (17), завершується також з приблизною кількістю фононів $N = N_{eq} \approx N_0$, і з рівною населеністю рівнів: $n'_M = 0.25(n_{A0} + n_{M0})$, $n'_A = 0.25(n_{A0} + n_{M0})$.

Далі, у міру охолодження, процес ПМП повторюється в новій ДС, яка на Рис. 10 позначена як $A''M$.

В результаті двох переходів ДС ($AM \to A'M$) загальна, яка визначається як ($n_M + n'_M$), кількість перетвореної фази А дорівнює:

$$n_M + n'_M = 0.5(n_{A0} + n_{M0}) + 0.25(n_{A0} + n_{M0}) \qquad (19)$$

Процес переходів ДС з одного стану в інший за час схематично зображено на Рис. 10.

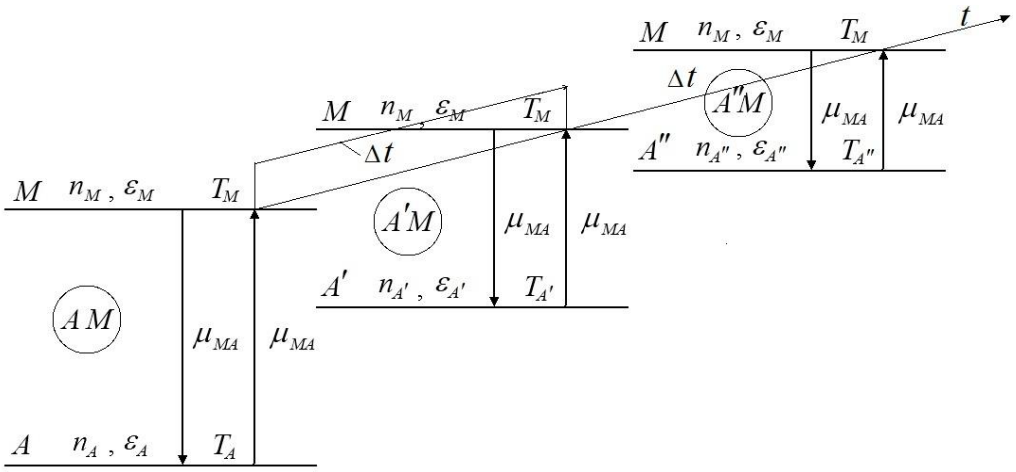


Рис. 10. Схема переходів з ДС АМ в ДС А'М і т.д. за час Δt*, які обумовлені зниженням температури:* $T_A \to T_{A'} \to T_{A''}$

Зображений на Рис. 10 ланцюжок послідовних переходів ДС одна в іншу від початку ПМП до його завершення можна описати наступною моделлю.

Розіб'ємо інтервал зміни температури $T_{\text{К}} \le T(t) \le T_{\text{Н}}^*$ на велике ціле число L $(L >> 1)$ інтервалів так, що в кожному інтервалі розбиття температура постійна, тобто описується ступеневою функцією виду:

$$T_i = T_{\text{Н}}^* - i\Delta T \qquad (20)$$

де $i = 1, 2, ..., L$, $\Delta T = \left(T_{\text{Н}}^* - T_{\text{К}}\right) / L$. При цьому проміжок часу Δt можна представити у вигляді $\Delta t = t_{AM} / L$.

На Рис. 11 схематично зображено ступеневу зміну температури (9), що описується виразом (20).

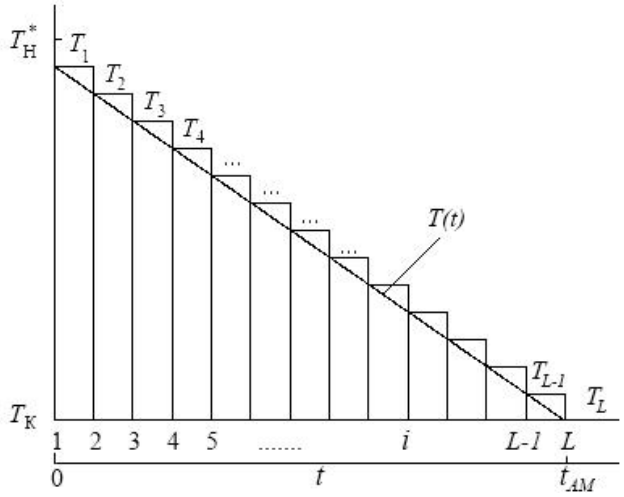


Рис.11. Схема ступеневої зміни температури при ПМП

Таке уявлення зміни температури $T(t)$ справедливо, тому що зі збільшенням числа розбиття L ступінчаста функція з хорошою точністю описує задану залежність.

Як зазначено вище, вважаємо, що на p - му кроці ітерацій початкова кількість елементарних осередків фази М дорівнює нулю, а початкова кількість фази А - $2^{-p}\left(n_{M0}+n_{A0}\right)$.

Розглянемо процес ПМП на кожному кроці ітерацій, починаючи від першого.

Кількість елементарних осередків фази М на першому кроці ітерацій при температурі T_1 визначається виразом (17):

$$n_{M1}(\xi)=n_M\left(\xi(t,T_1)\right) \tag{21}$$

Оскільки при $N_{eq}\approx L$ співвідношення $2N_{eq}\mu'\Delta t\approx 2\mu' t_{AM}N_0/L>>1$ переходить в $t_{AM}\mu'>>1$, то процес ПМП відбувається досить швидко. Тому формальна заміна змінної $\xi(t,T_1)$ на змінну $\xi(t,T)$ не змінить кількість елементарних осередків фази М в вираженні (21):

$$n_{M1}(\xi)=n_M\left(\xi(t,T)\right) \tag{22}$$

На другому кроці ітерацій, при температурі T_2, кількість, що перейшла з рівня А на рівень М елементарних комірок визначається вже виразом:

$$n_{M2}(\xi)=\frac{1}{2}n_M\left(\xi(t,T_2)\right) \tag{23}$$

де в (13) температуру $T_{\text{Н}}^*$ в вираженні $F\left(T,T_{\text{Н}}^*\right)$ необхідно замінити на T_1.

Неважко показати, що для досить великого числа розбиття L змінну $\xi(t,T_2)$ можна замінити на $\xi(t,T_1)$. Дійсно, розкладемо $\xi(t,T_2)$ в ряд поблизу точки T_1: $\xi(t,T_2)\approx\xi(t,T_1)+\frac{d\xi(t,T_1)}{dT}\Delta T$, де $\Delta T=\left(T_{\text{Н}}^*-T_{\text{К}}\right)/L$. Для $L>>1$ справедлива заміна $\xi(t,T_2)\approx\xi(t,T_1)$, і (23) може бути записано у вигляді:

$$n_{M2}(\xi)=\frac{1}{2}n_M\left(\xi(t,T_1)\right), \tag{24}$$

або з урахуванням (22):

$$n_{M2}(\xi)=\frac{1}{2}n_M\left(\xi(t,T)\right), \tag{25}$$

На p - му кроці ітерацій, при температурі T_p, число доданих елементарних комірок фази М дорівнює:

$$n_{Mp}(\xi)=2^{-p}\cdot n_M\left(\xi(t,T)\right) \tag{26}$$

Загальна кількість елементарних комірок n_{MS}, які перейшли з рівня А на рівень М, буде визначатися сумою елементарних комірок, що перейшли на кожному кроці ітерацій:

$$\begin{aligned} n_{MS}&=\sum_{p=1}^{L}n_{Mp}(\xi)=\left(n_{A0}+n_{M0}\right)n_M\left(\xi(t,T)\right)\sum_{p=1}^{L}2^{-p}= \\ &=\left(n_{A0}+n_{M0}\right)\left(1-exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi(t,T)\right)\right). \end{aligned} \tag{27}$$

З (27) випливає, що для досить великих значень змінної ξ загальна кількість елементарних осередків фази М прагне до $\left(n_{A0}+n_{M0}\right)$.

Кількість елементарних комірок фази А визначається з умови збереження загальної кількості частинок:

$$n_{AS} = \left(n_{A0} + n_{M0}\right) exp\left(-2\mu' N_{eq} \xi\left(t,T\right)\right). \qquad (28)$$

Таким чином, на підставі запропонованої моделі можна зробити висновок, що зі зниженням температури від початкової $T = T_{\text{Н}}^{*} \le T_{\text{Н}}$ до $T = T_{\text{К}}$ в легованій сталі відбувається ПМП, в результаті якого елементарні кристалічні комірки фази А практично повністю переходять у фазу М.

4.3.2. Ізотермічне ПМП

Для опису ізотермічного ПМП вуглецевої сталі використовуємо отримане раніше рішення для атермічного ПМП. При цьому характерний час атермічного ПМП t_{AM} необхідно замінити на характерний час ізотермічного ПМП t_{AM}^{*}, величина якого значно перевищує перше ($t_{AM}^{*} >> t_{AM}$). В цьому випадку, при заданій температурі дослідження $T_{\text{Н}}^{*}$, рішення (27) може бути перетворено до виду:

$$n_{MS} = \left(n_{A0} + n_{M0}\right)\left(1 - exp\left(-2\mu' N_{eq} t\left(1 - exp\left(-\beta\left(\frac{t}{t_{AM}^{*}}\right)^{k}\right)\right)\right)\right) \qquad (29)$$

Використовуємо отримане рішення (29) для опису ізотермічного ПМП на прикладі експериментальних даних доевтектоїдної сталі (вуглецеве 0,7% С залізо з марганцем 6,5% Mn), які, поряд з даними ПМП для інших видів легованого заліза, наведені в [3, 4].

В [3] вивчення кінетики ізотермічного ПМП легованого заліза проводилося на магнітометрі системи Акулова з фотореєстрацією. Циліндричні зразки діаметром 3,0 мм і довжиною 25 мм нагрівалися в печі з повітряним середовищем при температурі 950 ° протягом 3 хв. Після цього піч зміщалася, а на жорстко з'єднаний з системою дзеркал зразок насувалася олов'яна ванна, нагріта до температури дослідження. Температура ванни підтримувалася з точністю ± 2 ° С. Критичні точки визначалися дилатометричними вимірами при швидкості нагріву і охолодження 3 ° С/хв. Для вуглецевої сталі критичні точки *Fe + 0,7% C + 6,5% Mn* мають наступні

значення: температура $Ac_3 = 830\,^{\circ}\mathrm{C}$, температура початку ПМП (мартенситна точка) $T_{\text{Н}} = M_{\text{Н}} = 455\,^{\circ}\mathrm{C}$.

Дослідження кінетики ізотермічного ПМП цієї марки сталі показало, що при загартуванні з гетерогенної області температур Ac_3 швидкість ПМП спочатку зростає від нуля, досягає максимуму при температурі близько 700 ° С, а потім зменшується, і при температурі нижче 550 ° С приймає дуже мале значення [4].

Важливим питанням в [3,4] є методика вимірювання кількості перетвореної фази при ізотермічному ПМП.

Але спочатку необхідно зазначити, що при охолодженні доевтектоїдної сталі від області гетерогенної температури $T_З = Ac_3 + (30....50)^{\circ}\mathrm{C}$ [8] (припускаємо, що швидкість охолодження більше критичної) до температури дослідження $T_{\text{Н}}^{*}$, в інтервалі температур $T_{\text{Н}}^{*} \le T(t) \le T_{\text{Н}}$ має спостерігатися поява деякої кількості мартенситу.

Так, наприклад, в [3] початок ПМП визначалося появою феромагнітної складової, тобто появою фази М. При різкому охолодженні, наприклад, в простих вуглецевих сталях з дуже низьким вмістом вуглецю (близько 0.1% і менше), незважаючи на порівняно високу температуру $T_{\text{Н}}$ початку перетворення А → М (близько 500 ° С), вдається отримати фазу М [4].

Згідно запропонованої моделі ПМП, наявність початкової кількості фази М при подальшому зниженні температури (нижче $T_{\text{Н}}^{*}$) необхідно враховувати при визначенні кількості перетвореного аустеніту.

Для вуглецевої сталі *Fe + 0,7% C + 6,5% Mn* початкова кількість фази *M* - n_{M0} пов'язана з швидким охолодженням від $T_{\text{Н}}$ до $T_{\text{Н}}^{*}$.

Розрахунок кількості перетвореної фази А необхідно проводити від початкової кількості фази А, що дорівнює n_{A0}. Згідно (19), після першого кроку ітерацій кількість елементарних комірок фази А дорівнює $0.5(n_{A0} + n_{M0})$,

тобто зменшується на $0.5(n_{A0}-n_{M0})$ від початкового n_{A0}: $n_{A0}-0.5(n_{A0}-n_{M0})=0.5(n_{A0}+n_{M0})$. Далі, при послідовних переходах від однієї ДС до іншої (див. Рис. 10), ця кількість наближається до нуля (28).

Порівняння отриманих теоретичних залежностей ізотермічного ПМП легованої сталі з експериментальними даними проведемо, використовуючи отриману з (29) залежність процентного вмісту кількості перетвореної фази А від часу:

$$\frac{n_{AS}}{n_{A0}}=\left(1+\frac{n_{M0}}{n_{A0}}\right)\cdot 100\cdot\left(1-exp\left(-2\mu' N_{eq}\xi(t,T)\right)\right)= \\ =A\cdot 100\cdot\left(1-exp\left(-Bt\left(1-exp\left(-Ct^{k}\right)\right)\right)\right), \tag{30}$$

де $A=1+\frac{n_{M0}}{n_{A0}}$, $B=2\mu' N_{eq}$, $C=\left(t^{*}_{AM}\right)^{-k}$.

Відповідно до методологічного принципу, що має назву бритва Оккама, вплив коефіцієнта β в виразі (29) виключимо з розгляду, тобто вважаємо його рівним одиниці.

Результати порівняння оцифрованих експериментальних кривих [2] і аналітичного рішення (30) наведені на Рис. 12.

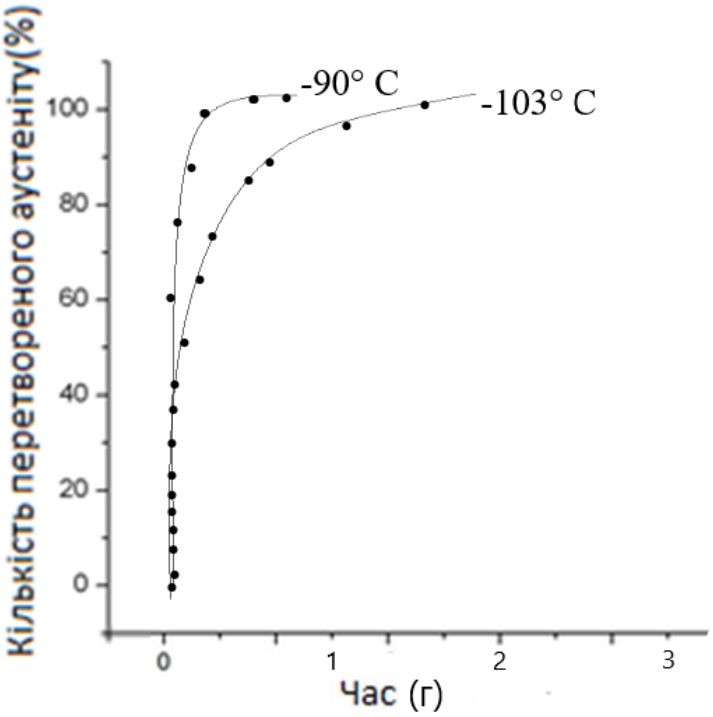


Рис. 12. Порівняння оцифрованих експериментальних даних (темні кружки) з аналітичними рішеннями (30) (суцільні лінії) для високих температур ізотермічного ПМП сталі

Аналітичні залежності ізотермічного ПМП легованих сталей в області високих температур $(T_{\text{К}} \le T(t) \le T_{\text{Н}}^{*})$ при великому числі фононів $(N_0 >> n_{A0}, n_{M0} >> 1)$ визначають чотири постійних коефіцієнта, величина яких залежить від температури перетворення, і задається експериментально. Порівняння аналітичних залежностей, що описують ізотермічний ПМП, з експериментальними даними такого ж процесу для одного з видів легованої сталі показує гарну кількісну відповідність. Зазначена відповідність вказує на можливість використання заснованої на принципі детальної рівноваги моделі ПМП для опису процесів ПМП легованих сталей в області високих температур.

Проаналізуємо розв'язок ПМП вуглецевої сталі в області низьких температур $T_{\text{Кім}} \le T(t) \le T_{\text{Н}}^{*} \le T_{\text{К}}$, за малої кількості фононів $N_0 > (n_{A0} - n_{M0})/2 >> 1$.

Експерименти показують, що при зменшенні температури від мартенситної $T_{\text{К}}$ до кімнатної $T_{\text{Кім}}$ спостерігається ПМП, в результаті якого кількість перетвореного аустеніту зростає від 5% при $T_{\text{Н}}^{*} = 450\,^{\circ}\text{C}$ до 95% при $T_{\text{Н}}^{*} = 300\,^{\circ}\text{C}$. При цьому характерний час ПМП, яке позначимо t_{AM}^{**}, практично однаково для всього діапазону температур, і мало в порівнянні з характерним часом ПМП в області високих температур t_{AM}^{*}, тому що становить величину прядка 1 хв.

Уявімо залежність температури $T(t)$ від часу t при атермічному ПМП у вигляді:

$$T(t) = T_{\text{Н}}^{*} - \frac{T_{\text{Н}}^{*} - T_{\text{Кім}}}{\tilde{t}_{AM}} t \qquad (31)$$

де $\tilde{t}_{AM}$ - характерний час зміни температури при ПМП в області низьких температур.

Задамо також залежність ймовірності індукованих переходів від температури в модельному вигляді (12), де необхідно замінити $T_{\text{К}}$ на $T_{\text{Кім}}$, невідомі константи $\beta, k > 0$ - на $\tilde{\beta}, \tilde{k} > 0$ відповідно, а амплітуду ймовірності індукованих переходів μ' в (15) - на іншу величину $\mu'' > \mu'$.

Можна показати, що після зазначених вище замін рішення (15) можуть бути застосовні для опису атермічного ПМП в діапазоні температур $T_{\text{Кім}} \le T(t) \le T_{\text{Н}}^{*} \le T_{\text{К}}$. При цьому, на відміну від випадку ПМП в області високих температур, рішення (15) не піддаються спрощенню.

З огляду на те, що число фононів досить велике в порівнянні з кількостями елементарних комірок фази А і фази М, процес атермічної ПМП також може бути представлений у вигляді великого числа переходів однієї ДС в іншу.

Для переходу до опису ізотермічного ПМП вуглецевої сталі використовуємо рішення для атермічного ПМП зі змінною в часі температурою (31).

Таким чином, для загальної, з урахуванням ПМП в високотемпературній області, кількості перетвореного аустеніту маємо вираз:

$$n_M^{tot}(t)=\frac{\frac{(n_{A0}+n_{M0})}{2}\left(1-\left(1+\frac{n_{M0}}{N_0}\right)\frac{(n_{A0}-n_{M0})}{(n_{A0}+n_{M0})}exp\left(-2\mu''N_{eq}t\left(1-exp\left(-\tilde{\beta}\left(\frac{t}{\tilde{t}_{AM}}\right)^{\tilde{k}}\right)\right)\right)\right)}{1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2N_0}exp\left(-2\mu''N_{eq}t\left(1-exp\left(-\tilde{\beta}\left(\frac{t}{\tilde{t}_{AM}}\right)^{\tilde{k}}\right)\right)\right)} \quad (32)$$

Оскільки $t>>\tilde{t}_{AM}$, то другою експонентою в (32) можна знехтувати. Тому в початковій ДС кількість перетвореного аустеніту дорівнює:

$$n_M^{tot}(t)\approx\frac{\frac{(n_{A0}+n_{M0})}{2}\left(1-\left(1+\frac{n_{M0}}{N_0}\right)\frac{(n_{A0}-n_{M0})}{(n_{A0}+n_{M0})}exp\left(-2\mu''N_{eq}t\right)\right)}{1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2N_0}exp\left(-2\mu''N_{eq}t\right)} \quad (33)$$

Якщо в (33) виключити мартенсит, утворений у високотемпературній області, то кількість перетвореного аустеніту в низькотемпературній області дорівнюватиме:

$$n_M(t)=n_M^{tot}(t)-n_{M0}=\frac{\frac{(n_{A0}-n_{M0})}{2}\left(1-exp\left(-2\mu''N_{eq}t\right)\right)}{1-\frac{n_{A0}-n_{M0}}{2N_0}exp\left(-2\mu''N_{eq}t\right)} \quad (34)$$

З огляду на швидкоплинність елементарного акту перетворення застосуємо схему переходів ДС АМ в ДС А'М, яка приведена на Рис. 10, де вже $\Delta\tau\sim\left(2N_{eq}\mu''\right)^{-1}<<\Delta t$ - час, за який в ДС АМ відбувається ПМП в низькотемпературній області.

Відповідно до цієї схеми, за час Δt протягом дуже короткого інтервалу часу в ДС відбувається ПМП. При цьому, згідно з (17), ПМП в ДС починається при початковій кількості фононів $N=N_0>>1$, і початковій кількості елементарних комірок фази А - n_{A0} і фази М - n_{M0}, а завершується

за час порядку $\Delta\tau$ з рівними населення рівнів: $n_M = n_A = 0.5\left(n_{A0} - n_{M0}\right)$ і кількістю фононів $N = N_{eq} < N_0$.

Після встановлення рівноваги, в цьому ж часовому проміжку з-за зниження температури на рівні A' (див. Рис. 10) спостерігається перехід старої ДС AM в нову ДС $A'M$, яка характеризується іншими початковими параметрами: кількість фази M - $n'_{M0} = 0$; кількість фази A'- $n'_{A0} = 0.5\left(n_{A0} - n_{M0}\right)$; кількість фононів - $N = N_{eq}$. Процес ПМП в ДС $A'M$, згідно (17), завершується з кількістю фононів $N' = N_{eq} - \dfrac{0.5\left(n_{A0} - n_{M0}\right) - 0}{2} = N_0 - 0.5\left(n_{A0} - n_{M0}\right) - 0.25\left(n_{A0} - n_{M0}\right)$, і з рівною населеністю рівнів: $n'_M = 0.25\left(n_{A0} - n_{M0}\right)$, $n'_A = 0.25\left(n_{A0} - n_{M0}\right)$.

Таким чином, при переході ДС AM в ДС A'M кількість перетвореної фази A і кількість залишилися фононів визначаються виразами:

$$\begin{aligned} n_M + n'_{M0} &= 0.5\left(n_{A0} - n_{M0}\right) + 0.25\left(n_{A0} - n_{M0}\right), \\ N' &= N_0 - 0.5\left(n_{A0} - n_{M0}\right) - 0.25\left(n_{A0} - n_{M0}\right). \end{aligned} \tag{35}$$

де n'_{M0} - кількість мартенситу, утвореного в інтервалі температур $T_{\text{Н}}^{*} \le T(t) \le T_{\text{К}}$, розташованому до температури початку ізотермічного ПМП - $T_{\text{Н}}^{*}$.

Далі, по мірі охолодження, процес ПМП повторюється в наступній ДС, яка на Рис. 10 позначена як $A''M$.

Загальна кількість перетвореного аустеніту складається з перетворень аустеніту в кожній ДС, і, з урахуванням (34), (35), може бути представлено у вигляді суми:

$$n_{MS}(t) = \left(n_{A0} - n_{M0}\right) \sum_{k=1}^{P} \frac{\left(1 - exp\left(-2\mu'' t N_0 \left(1 - \hat{N} S_1(k)\right)\right)\right)}{2^k - \hat{N}\left(1 - \hat{N} S_2(k)\right)^{-1} exp\left(-2\mu'' t N_0 \left(1 - \hat{N} S_1(k)\right)\right)}, \tag{36}$$

де $P >> 1$, $\hat{N} = (n_{A0} - n_{M0})/N_0 < 2$ позитивне число, що визначає відношення початкової різниці кількості елементарних комірок фаз до початкової кількості фононів в низькотемпературній області ПМП, $S_1(k) = \sum_{i=1}^{k} 2^{-i}$, $S_2(k) = \begin{cases} 0, k = 1 \\ S_1(k-1), k \geq 2 \end{cases}$.

У відсотковому вимірі залежність кількості перетвореної фази А від часу має вигляд:

$$\frac{n_{MS}(t)}{n_{A0}} = 100\left(1 - \frac{n_{M0}}{n_{A0}}\right)\sum_{k=1}^{P} \frac{\left(1 - exp\left(-2\mu'' t N_0 \left(1 - \hat{N} S_1(k)\right)\right)\right)}{2^k - \hat{N}\left(1 - \hat{N} S_2(k)\right)^{-1} exp\left(-2\mu'' t N_0 \left(1 - \hat{N} S_1(k)\right)\right)} - 100\frac{n'_{M0}}{n_{A0}}, \quad (37)$$

Суму в правій частині (37) можна наближено представити у вигляді двох доданків: один доданок містить експоненту, в показнику ступеню якої присутній співмножник порядку одиниці $\left(1 - \hat{N} S_1(\bar{k}_1)\right) < 1$, друге - експоненту, в показнику ступеню якої присутній малий співмножник - $\left(1 - \hat{N} S_1(\bar{k}_2)\right) << 1$, де $\bar{k}_1 < \bar{k}_2$. Так, наприклад, при $\hat{N} \approx 1$ маємо $\left(1 - \hat{N} S_1(1)\right) = 1 - 0.5 < 1$, а $\left(1 - \hat{N} S_1(3)\right) = 0.125 << 1$.

Таким чином, суму в (37) можна представити у вигляді:

$$\sum_{k=1}^{P} \frac{\left(1 - exp\left(-2\mu'' t N_0 \left(1 - \hat{N} S_1(k)\right)\right)\right)}{2^k - \hat{N}\left(1 - \hat{N} S_2(k)\right)^{-1} exp\left(-2\mu'' t N_0 \left(1 - \hat{N} S_1(k)\right)\right)} \approx$$
$$\approx A\left(1 - exp(-Bx)\right) + C\left(1 - exp(-Dx)\right). \quad (38)$$

Константи A і B пов'язані співвідношенням $A + B = 1$, яке виходить з (38) при $t \to \infty$.

При $\hat{N} = 0.5$ права частина рівності (38) з досить хорошою точністю описується виразом $0.7\left(1 - exp(-1 \cdot x)\right) + 0.3\left(1 - exp(-0.4 \cdot x)\right)$, а при $\hat{N} = 1$ - виразом $0.35\left(1 - exp(-1.35 \cdot x)\right) + 0.65\left(1 - exp(-0.25 \cdot x)\right)$, де $x = 2\mu'' t N_0$.

На Рис. 13 наведено графіки, що демонструють відповідність правої частини рівності (38), зображеної суцільною лінією, його лівій частині, зображеної маркерами, для різних значень параметра $\hat{N}$.

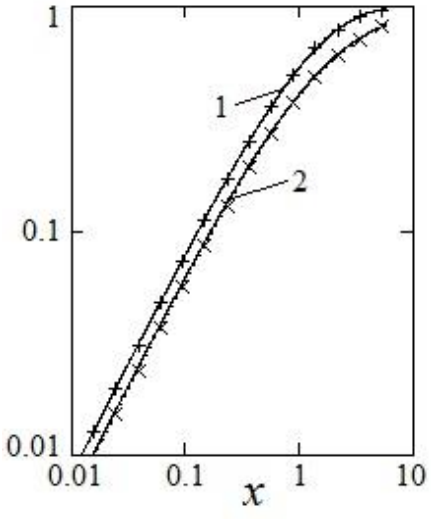


Рис. 13. Графіки відповідності правої і лівої частин рівності (38):1- $\hat{N} = 0.5$*;2-* $\hat{N} = 1.$

Таким чином, залежність кількості перетвореної фази А від часу (37) може бути представлена у вигляді:

$$\frac{n_{MS}(t)}{n_{A0}} = 100\left(1-\frac{n_{M0}}{n_{A0}}\right)\left(A\left(1-exp\left(-Bt\right)\right)+C\left(1-exp\left(-Dt\right)\right)\right)-100\frac{n'_{M0}}{n_{A0}} = \\ = A'-B'exp\left(-Bt\right)-C'exp\left(-Dt\right), \tag{39}$$

де $A' = 100\left(1-\frac{n_{M0}}{n_{A0}}-\frac{n'_{M0}}{n_{A0}}\right)$, $B' = 100\left(1-\frac{n_{M0}}{n_{A0}}\right)A$, $C' = 100\left(1-\frac{n_{M0}}{n_{A0}}\right)C$.

Вираз (39) використовуємо для опису експериментальних даних, наведених в [4] для ПМП в області низьких температур.

На Рис. 14 маркерами показані точки, отримані шляхом оцифровки експериментальних даних. Суцільними лініями на Рис. 14 зображені відповідні їм криві, отримані з (39) для значень параметрів Таблиці 1.

Таблиця 1. Значення параметрів кривих в (37), що описують експериментальні дані [4].

°C	A'	B'	B	C'	D
-196	11.59448	13.74669	2.87272	0	0
-183	30.02108	7.76054	0.73142	61.33278	5.92407
-165	48.53767	83.75374	5.54650	10.15937	1.03587

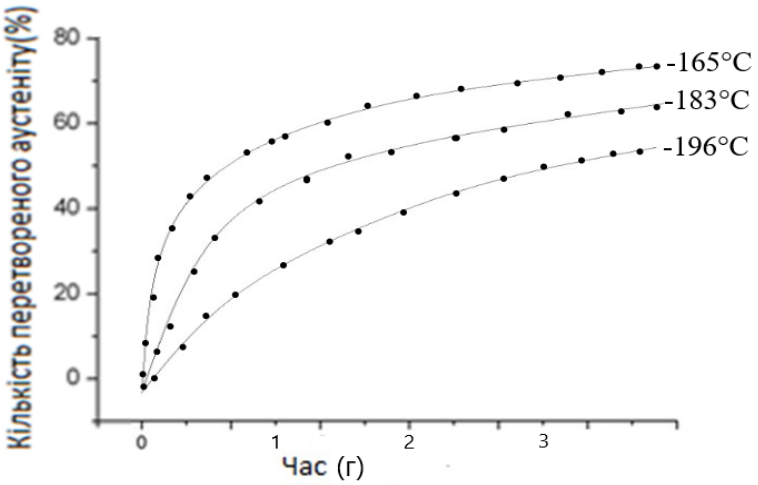


Рис. 14. Ізотермічне ПМП в області низьких температур

З Рис. 14 випливає досить гарна кількісна відповідність залежності (39) з експериментальними даними.

Таким чином, з проведеного дослідження можна зробити наступні висновки.

ВИСНОВКИ

Огляд робіт по фазовим перетворенням в кристалічних системах показав, що існуючі теорії не завжди вірно описують такі процеси. Основним параметром, що описує фазові перетворення в роботі Ландау є параметр порядку. Отже, не завжди можна визначити його вид. В теорій кристалізації Колмогорова, Аврами, Хрістіана розглядається імовірнісний характер фазових переходів. Але і у цьому випадку опису перехідних процесів буває невідповідність теоретичних викладок експериментальним результатам. Тому в роботі запропонована розгляд фазових перетворень у кристалічних середовищах на прикладі фазових перетворень у маловуглецевих сталях. Для цього наведено огляд залізовуглецевих сплавів та способи їх термічної обробки. Для опису перетворень залізовуглецевих сплавів при їх термічній обробці запропоновано використовувати принцип детальної рівноваги, заснований на теорії А. Ейнштейна. Для цього введено поняття енергетичних рівнів та квазічастинок фази А (аустеніт) і фази М (мартенсіт). Роль активних частинок відіграють фонони, що завжди існують в кристалічній решітці. Для цих величин записані рівняння, що описують їх переходи між енергетичними рівнями. Внаслідок розв'язку цих рівнянь знайдені розв'язки, що описують зміну кількості частинок фази А і фази М у часі. Справедливість отриманих розв'язків перевірено на експериментальних даних, що отримані для прямого матренситного перетворення сталі *Fe + 0,7% C + 6,5% Mn*. Співставлення експерименту і теорії мають гарну кількісну відповідність, що вказує на справедливість використання такого опису при дослідженнях фазових перетворень у маловуглецевих сталях.

Список літератури

1. Ландау Л.Д. К теории фазовых переходов / Л.Д. Ландау // ЖЭТФ. – 1937. – Т. 7. – С. 19 – 32.
2. Курдюмов Г.В. Явления закалки и отпуска стали. Москва. «Металлургия» 1960 год.
3. Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах / Дж. Кристиан. – Ч. 1. – М.: Мир, 1978. – 806 с.
4. Гуляев А.П. Металловедение. Учебник для вузов. 6-е изд., перераб. и доп. - М.: Металлургия. - 1986. 544 с.
5. Коваль Ю.Н., Лободюк В.А. Деформационные и релаксационные явления при превращениях мартенситного типа. - К.: Наукова Думка, 2010, 288 с.
6. Эстрин Э.И. Устойчивость решетки и мартенситные превращения // В кн. Мартенситные превращения. - К.: Наук. думка, 1980. - 29 с.
7. Колмогоров А.Н. К статистической теории кристаллизации металлов / А.Н. Колмогоров // Изв. АН СССР. Сер. матем. – 1937. – Т. 1. – Вып 3. – С. 355 –359
8. Коган Л.И., Энтин Р.И. О кинетике полиморфного превращения легированного железа: в сб. «Проблемы металловедения и физики металлов». – М.: Металлургия, 1951. – № 2, с. 204–216.
9. В. А. Лободюк, Э. И. Эстрин, «Изотермическое мартенситное превращение», УФН, 175:7 (2005), 745–765
10. Любов Б.Я., Ройтбурд А.Л. О скорости зарождения центров новой фазы в однокомпонентных системах: в сб. «Проблемы металловедения и физики металлов». – М.: Металлургиздат, 1958. – №5, с. 91–124.
11. Бєлих Д. Г. (науковий керівник - проф. Ткаченко В. І.) Моделі опису мартенситних перетворень низьковуглецевих легованих сталей//Студентська наукова конференція з прикладної фізики «Актуальні проблеми сучасної фізики»-Харків: ФТФ - 2017.- с. 13-15.
12. Эйнштейн А. К квантовой теории излучения // УФН. – 1965. - Т. 86, вып. 3. - С. 371-381.