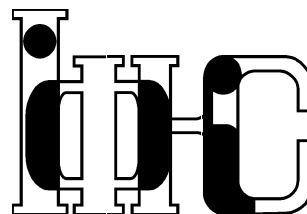


Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

Ірина Степанівна Бзовська
Ігор Миронович Мриглод

РЕКОНСТРУКЦІЯ ПОВЕРХНІ І ХІМІЧНІ ОСЦИЛЯЦІЇ

Роботу отримано 19 грудня 2012 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу квантово-статистичної теорії процесів каталізу

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені

ICMP-12-14U

І.С.Бзовська, І.М.Мриглод

РЕКОНСТРУКЦІЯ ПОВЕРХНІ І ХІМІЧНІ ОСЦИЛЯЦІЇ

ЛЬВІВ

УДК: 538.9

PACS: 82.65.+r, 82.40.Bj

Реконструкція поверхні і хімічні осциляції

I.S.Бзовська, I.M.Мриглод

Анотація. При дослідженні часової динаміки реакції окислення CO із врахуванням перетворення поверхні каталізатора під впливом процесів адсорбції-десорбції виявлено однорідні часові періодичні хімічні коливання покриттів CO, кисню та частки поверхні із структурою 1×1 у вузькій області фазової діаграми між двома однорідними стійкими станами високої і низької каталітичної активності, відповідно. Знайдено аналітичну умову виникнення коливань типу граничного циклу. Коливний режим виникає як результат поєднання реконструкції поверхні $1 \times 2 - 1 \times 1$ під впливом процесів адсорбції-десорбції з різними імовірностями налипання O_2 на поверхню різної конфігурації.

Structural transformations of the surface and chemical oscillations

I.S.Bzovska, I.M.Mryglod

Abstract. Temporal dynamics of the catalytic CO oxidation on Pt(110) surface is investigated with taking into account the adsorbate-driven structural transformations of the catalyst surface. Uniform temporal periodic chemical oscillations of the CO and oxygen coverages, as well as the fraction of the surface of the 1×1 structure are obtained in a narrow region of phase diagram between two uniform stable states of high and low catalytic activities, respectively. The condition at which oscillations of limit cycle type exist is analytically obtained. Oscillatory regime arises because of the interplay between bistability and adsorbate-induced surface reconstruction $1 \times 2 - 1 \times 1$ exposing patches with different O_2 sticking probabilities.

Вступ

В останні роки розпочалися дуже активні дослідження механізмів виникнення хімічних коливань (так званих часових дисипативних структур) у гетерогенному каталізі. Ці реакції представляють собою системи, що далекі від термодинамічної рівноваги, і можуть проявляти складні коливання, формувати просторово-часові структури чи демонструвати навіть хаотичну поведінку. Орієнтація поверхні каталізатора в такій системі має вирішальний вплив на виникнення коливань – для орієнтації (111) немає зміни поверхневої фази і, відповідно, коливання не спостерігаються, для Pt(110) та Pt(100) вони можуть виникати [1, 2].

Експериментальні дослідження показали, що при окисленні CO на поверхні Pt(100) атоми металу можуть формувати дві основні структури: фазу 1×1 і квазігексагональну фазу. Фаза 1×1 є метастабільною у порівнянні з останньою, яка є щільно упакованою. З іншого боку, експериментальні результати показують, що коефіцієнт налипання кисню O_2 на фазу 1×1 є значно більшим, ніж на гексагональну фазу ($s_{1 \times 1}/s_{hex} \sim 10^3$). Взаємодія цих факторів відіграє важливу роль у формуванні часових коливань [3, 4].

Механізм виникнення коливань на поверхні Pt(110) при низьких тисках є подібним до Pt(100). Чиста поверхня Pt(110) є реконструйована і являє собою структуру 1×2 . Як і для Pt(100), адсорбовані молекули CO, якщо величина покриття CO перевищує певне критичне значення, повертають поверхню до об'ємної конфігурації – структури 1×1 . Залежність імовірності адсорбції кисню від структурних модифікацій спричинює кінетичні коливання на поверхні [5].

1. Реконструкція поверхні і хімічні осциляції

Розглянемо більш детально цей механізм виникнення кінетичних коливань у реакції каталітичного окислення CO на поверхні Pt(110). Система диференціальних рівнянь, що описує динамічну поведінку моделі, може бути записана у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_{CO}}{dt} &= F^{(1)}(\theta_{CO}, \theta_O) = p_{CO}k_{CO}s_{CO}(1 - \theta_{CO}^q) - d\theta_{CO} - k\theta_{CO}\theta_O, (1) \\ \frac{d\theta_O}{dt} &= F^{(2)}(\theta_{CO}, \theta_O) = p_{O_2}k_{O_2}s_{O_2}(1 - \theta_{CO} - \theta_O)^2 - k\theta_{CO}\theta_O. \quad (2) \end{aligned}$$

У цій моделі враховано механізм прекурсора для кінетики адсорбції CO через експоненту $q = 3$ у правій частині рівняння (1). Це робить модель більш реалістичною [6], оскільки пригнічення адсорбції

для CO і O₂ є асиметричним – адсорбований CO сильніше блокує адсорбцію кисню. Параметри, що відповідають поверхні Pt(110), вибиралися такими, щоб реакція мала коливний характер. Пояснення і величини параметрів, що використовувалися в подальших розрахунках, наведено в таблиці 1 [6].

Табл. 1. Параметри моделі

| | | |
|--------------------|--|---|
| T | 540 К | Температура |
| p_{CO} | 3.6×10^{-5} Торр | Питомий тиск CO |
| p_{O_2} | 9.75×10^{-5} Торр | Питомий тиск O ₂ |
| k_{CO} | 4.2×10^5 с ⁻¹ Торр ⁻¹ | Частота зіткнень CO з поверхнею |
| k_O | 7.8×10^5 с ⁻¹ Торр ⁻¹ | Частота зіткнень O ₂ з поверхнею |
| d | 10.21 с ⁻¹ | Швидкість десорбції CO |
| k | 283.8 с ⁻¹ | Швидкість реакції |
| s_{CO} | 1 | Коефіцієнт налипання CO |
| $s_{O,1 \times 1}$ | 0.6 | Коефіцієнт налипання кисню у фазі 1 × 1 |
| $s_{O,1 \times 2}$ | 0.4 | Коефіцієнт налипання кисню у фазі 1 × 2 |
| $u_0, \delta u$ | 0.35, 0.05 | Параметри структурного фазового переходу |
| k_5 | 1.61 с ⁻¹ | Швидкість фазового переходу |

Аналіз системи (1)-(2) свідчить про можливість існування бістабільності при зміні одного контрольного параметра. Відомо, що в системі виникають релаксаційні коливання у бістабільному стані, якщо система залежить від параметра, що повільно змінюється в часі. Це може бути параметр, пов'язаний зі зміною середніх покриттів і структурних змін поверхні з часом, оскільки в експериментальних умовах в залежності від покриття CO реконструйована поверхня Pt(110) 1 × 2 може повертатися до структури 1 × 1. У цьому випадку необхідно враховувати кінетичне рівняння перетворення поверхні. Структурний фазовий перехід 1 × 2 – 1 × 1 на поверхні Pt(110) відбувається за таким модельним законом [6]:

$$\frac{d\theta_{1 \times 1}}{dt} = F^{(3)}(\theta_{CO}, \theta_{1 \times 1}) = k_5 (p[\theta_{CO}] - \theta_{1 \times 1}). \quad (3)$$

Змінна $\theta_{1 \times 1}$ – це частка поверхні нереконструйованої структури 1 × 1, а

$$p[\theta_{CO}] = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{u_0 - \theta_{CO}}{\delta u}\right)} \quad (4)$$

– неспадна гладка функція інтервалу [0, 1] з типовою залежністю, що зображена на рисунку 1.

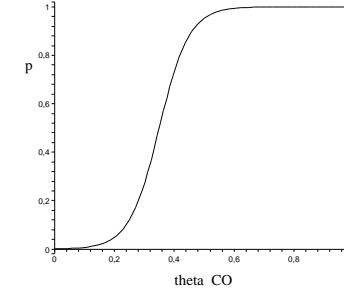


Рис. 1. Типова залежність функції $p[\theta_{CO}]$, що фігурує у рівнянні для $d\theta_{1 \times 1}/dt$.

Коефіцієнт налипання кисню s_O у рівнянні (2) модифікується і записується як лінійна комбінація значень для структур 1 × 2 – 1 × 1 відповідно:

$$s_O = s_{1 \times 1} \theta_{1 \times 1} + s_{1 \times 2} (1 - \theta_{1 \times 1}). \quad (5)$$

Стационарні стани системи визначаються як розв'язки кінетичних рівнянь (1)-(3), що не залежать від часу, тобто

$$F^{(i)}((\theta_{CO})_{ss}, (\theta_O)_{ss}, (\theta_{1 \times 1})_{ss}) = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Аналіз їх стійкості вимагає розв'язку секулярного рівняння для кожного стаціонарного стану, що є розв'язком рівняння (6):

$$\det \left\| \left(\frac{\partial(F^{(1)}, F^{(2)}, F^{(3)})}{\partial(\theta_{CO}, \theta_O, \theta_{1 \times 1})} \right)_{ss} - \lambda \right\| = 0. \quad (7)$$

Ми розв'язали рівняння (6) і (7) та отримали кілька типів стаціонарних точок залежно від типу їхньої стійкості на поверхні. Один тип – це стійкі вузли, коли всі корені λ є дійсними і від'ємними. Так, при значеннях тисків $p_{CO} = 3.16 \times 10^{-5}$ Торр та $p_{O_2} = 9.75 \times 10^{-5}$ Торр на поверхні буде спостерігатися одна стаціонарна точка з координатами $\theta_{CO}=0.19$, $\theta_O=0.21$, $\theta_{1 \times 1}=0.04$, що характеризується трьома дійсними та від'ємними власними значеннями $\lambda_1 = -8.4$, $\lambda_2 = -1.9$ та $\lambda_3 = -153.3$. В цьому випадку в системі буде існувати стійкий

режим вузлового типу із аперіодичним загасаючим рухом до положення рівноваги.

При подальшому збільшенні тиску p_{CO} з'являється інший тип стаціонарних точок – стійкі фокуси, коли один корінь рівняння (7) стає дійсним та від'ємним, а два інші – комплексними з від'ємною дійсною частиною. Справді, при $p_{CO} = 3.26 \times 10^{-5}$ Торр та $p_{O_2} = 9.75 \times 10^{-5}$ Торр стаціонарна точка $\theta_{CO}=0.22$, $\theta_O=0.18$, $\theta_{1 \times 1}=0.06$, яка є розв'язком системи за цих умов, буде характеризуватися двома комплексними власними значеннями з від'ємною дійсною частиною $\lambda_{1,2} = -3.5 \pm 0.9i$ та одним дійсним та від'ємним власним значенням $\lambda_3 = -158$. Маємо стійкий режим фокального типу, коли система здійснює періодичні загасаючі коливання і асимптотично наближається до положення рівноваги.

При $p_{CO} = 3.55 \times 10^{-5}$ Торр для відповідної стаціонарної точки $\theta_{CO}=0.32$, $\theta_O=0.12$, $\theta_{1 \times 1}=0.34$ дійсна частина комплексних власних значень стає рівною нулеві: $\lambda_{1,2} = \pm 3.8i$ та $\lambda_3 = -181.2$. Подальше зростання тиску p_{CO} призводить до втрати стійкості стаціонарних точок та появи нестійких фокусів, коли один корінь рівняння (7) є дійсним та від'ємним, а два інші – комплексними з тепер уже додатньою дійсною частиною. Дійсно, при $p_{CO} = 3.6 \times 10^{-5}$ Торр на поверхні реалізується стаціонарний стан при $\theta_{CO}=0.33$, $\theta_O=0.12$, $\theta_{1 \times 1}=0.42$ з власними значеннями $\lambda_{1,2} = 0.4 \pm 3.8i$ та $\lambda_3 = -186$. Це є нестійкий режим фокального типу, що характеризується періодичним коливанням зі зростаючою амплітудою. Фазова траєкторія при цьому являє собою спіраль, що розкручується. В реальних системах наростання амплітуди обмежено дисипативними процесами, тому в системі може виникати стійкий періодичний рух зі сталою амплітудою. Фазова траєкторія при цьому накручується на замкнуту криву, що відповідає стійким автоколиванням. Така замкнута траєкторія, яку ще називають граничним циклом [7], зображена на фазовому портреті системи (рисунок 2) для тиску $p_{CO} = 3.6 \cdot 10^{-5}$ Торр.

При $p_{CO} = 3.83 \times 10^{-5}$ Торр стаціонарна точка $\theta_{CO}=0.66$, $\theta_O=0.02$, $\theta_{1 \times 1}=0.99$ знову стає стійким вузлом із дійсними та від'ємними власними значеннями $\lambda_1 = -6.4$, $\lambda_2 = -1.6$ та $\lambda_3 = -248.5$. Зауважимо, що різниця у два порядки величини для власних значень залишається для усіх типів стаціонарних точок, що говорить про існування у системі суттєво різних масштабів для часів релаксації.

При зміні контрольного параметра будемо мати переходи з одного режиму стійкості до іншого. Стійкий режим відповідає області, де питомі тиски CO малі в порівнянні з питомими тисками O₂. За цією областю у фазовому просторі з'являється ділянка із коливним режи-

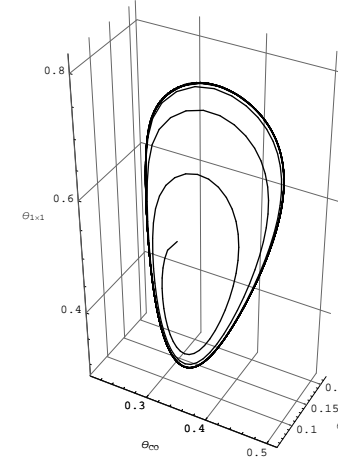


Рис. 2. Фазовий портрет системи при $p_{CO} = 3.6 \cdot 10^{-5}$ Торр.

мом. Далі маємо область, де поверхня вкрита молекулами CO, що відповідає розв'язку типу стійкого вузла. Ці результати якісно добре узгоджуються з даними для поверхні Pt(100), які були отримані в експериментах з використанням польового електронного мікроскопа (FEM) [8]. На експериментальній фазовій діаграмі, що зображена на рисунку (3), область кінетичних коливань розділяє область з високим покриттям O_{ads} при великих значеннях коефіцієнта p_{O_2}/p_{CO} від області з покриттям CO_{ads}, що існує при малих значеннях коефіцієнта питомих тисків.

Система диференціальних рівнянь (1)–(3) дозволяє описати одно-рідні у просторі періодичні хімічні коливання покриттів CO, кисню та частки поверхні нереконструйованої структури 1×1 у вузькій області фазової діаграми між двома однорідними стабільними станами високої і низької каталітичної активності (рис. 4). Як видно з рисунка, θ_{CO} і θ_O коливаються в строго протилежних фазах, а змінна $\theta_{1 \times 1}$ досягає свого максимуму після θ_{CO} . Відмінність між випадками (a) і (b) полягає у тому, що в останньому випадку вищих питомих тисків p_{CO} коливання відбуваються з більшим періодом. Подібна тенденція спостерігається також на експерименті, де період коливань збільшується (за винятком області біля правої гілки біфуркації) при збільшенні тиску p_{CO} [9].

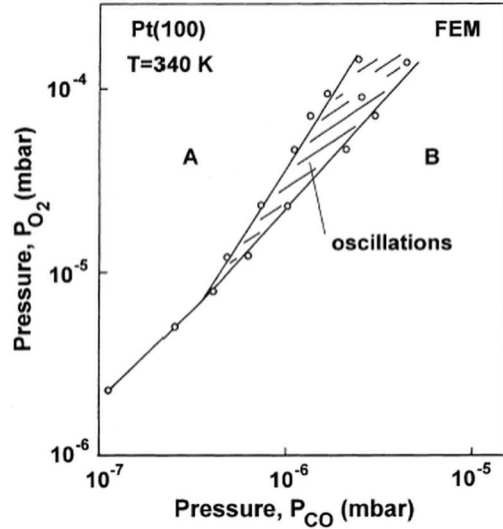


Рис. 3. Біфуркаційна діаграма для реакції окислення CO на Pt(100), отримана експериментально з допомогою польового електронного мікроскопа. Область А – каталітично активна ділянка, вкрита O_{ads} , В – неактивна з покриттям CO_{ads} .

Визначити, чи можливі в системі автоколивання, можна аналітичним шляхом, враховуючи те, що різниця для власних значень у два порядки величини зберігається для усіх типів стаціонарних точок, що говорить про існування різних шкал часів для опису релаксації у системі. За таких умов систему трьох рівнянь (1)-(3) можна ефективно звести до системи двох рівнянь хімічної кінетики.

Припустимо, що $\theta_{1 \times 1}(t)$ – швидко релаксуюча змінна, тоді в діапазоні часів $\tau_3 \ll t \ll \tau_1, \tau_2$, де τ_1, τ_2 та τ_3 – часи релаксації для $\theta_{CO}(t)$, $\theta_O(t)$ та $\theta_{1 \times 1}(t)$, відповідно, для змінної $\theta_{1 \times 1}(t)$ можна записати

$$\frac{d\theta_{1 \times 1}}{dt} = k_5 \left(\left[1 + \exp \left(\frac{u_0 - \theta_{CO}}{\delta u} \right) \right]^{-1} - \theta_{1 \times 1} \right) = 0, \quad (8)$$

звідки

$$\theta_{1 \times 1} = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{u_0 - \theta_{CO}}{\delta u} \right)}. \quad (9)$$

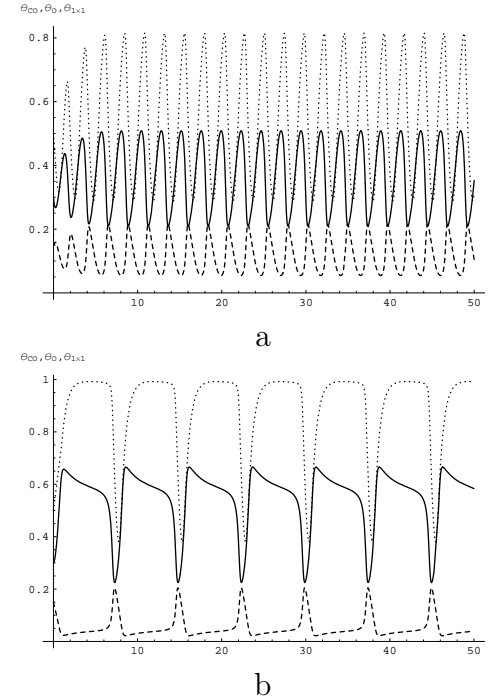


Рис. 4. Приклади коливних розв'язків, що отримані з рівнянь (1)-(3) для $p_{O_2} = 9.75 \cdot 10^{-5}$ Торр. Рисунки (а) і (б) відповідають значенням $p_{CO} = 3.6 \cdot 10^{-5}$ Торр та $p_{CO} = 3.71 \cdot 10^{-5}$ Торр, відповідно, при $T=540$ К. Приведено результати для: $\theta_{CO}(t)$ (суцільна лінія), $\theta_O(t)$ (штрихована лінія) і $\theta_{1 \times 1}(t)$ (пунктирна).

Коефіцієнт налипання кисню s_O з рівняння (2) запишеться тепер у формі:

$$s_O = s_{1 \times 1} \theta_{1 \times 1} + s_{1 \times 2} (1 - \theta_{1 \times 1}) = \frac{s_{1 \times 1} - s_{1 \times 2}}{1 + \exp \left(\frac{u_0 - \theta_{CO}}{\delta u} \right)} + s_{1 \times 2}. \quad (10)$$

Підставивши отримане співвідношення (10) у рівняння (2), отримаємо систему двох ефективних рівнянь хімічної кінетики для середніх величин покриття $\theta_{CO}(t)$, $\theta_O(t)$:

$$\frac{d\theta_{CO}}{dt} = F^{(1)}(\theta_{CO}, \theta_O) = p_{CO} k_{CO} s_{CO} (1 - \theta_{CO}^3) - d\theta_{CO} - k\theta_{CO}\theta_O,$$

$$\frac{d\theta_O}{dt} = F^{(2)}(\theta_{CO}, \theta_O) = p_{O_2} k_O \left(\frac{s_{1 \times 1} - s_{1 \times 2}}{1 + \exp\left(\frac{u_0 - \theta_{CO}}{\delta u}\right)} + s_{1 \times 2} \right) \times (1 - \theta_{CO} - \theta_O)^2 - k\theta_{CO}\theta_O. \quad (11)$$

В загальному випадку для системи двох автономних рівнянь $\dot{X}_1 = F^{(1)}(X_1, X_2)$, $\dot{X}_2 = F^{(2)}(X_1, X_2)$ умова виникнення граничного циклу записується у вигляді [10]

$$\left(F_{111}^{(1)} + F_{122}^{(1)} \right) + \left(F_{222}^{(2)} + F_{112}^{(2)} \right) < 0, \quad (12)$$

де $F_{\alpha\beta\gamma}^{(\delta)} \equiv \frac{\partial^3 F^{(\delta)}}{\partial X_\alpha \partial X_\beta \partial X_\gamma} \Big|_{\vec{X} = \vec{X}^s}$ для $\alpha, \beta, \gamma; \delta = 1, 2$.

У нашому випадку вклади від $F^{(1)}(\theta_{CO}, \theta_O)$ (типу $F_{111}^{(1)}$) можуть виникати, якщо $F^{(1)}(\theta_{CO}, \theta_O)$ буде містити нелінійність третього (чи вищого) порядку. Це ще одна причина, чому в моделі (1), (2) доречно враховувати механізм прекурсора для кінетики адсорбції CO через експоненту $q = 3$ у правій частині рівняння (1). Вклади від $F^{(2)}(\theta_{CO}, \theta_O)$ (типу $F_{112}^{(2)}$) з'являються за рахунок нелінійної залежності $s_O = f(\theta_{CO})$. Для системи рівнянь (11) умова виникнення граничного циклу матиме вигляд:

$$-3p_{CO}k_{CO}s_{CO} + \frac{1}{\delta u} p_{O_2} k_O (s_{1 \times 1} - s_{1 \times 2}) \frac{\exp\left(\frac{u_0 - \theta_{CO}^s}{\delta u}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{u_0 - \theta_{CO}^s}{\delta u}\right)\right)^2} \times \left(\frac{1}{\delta u} \tanh\left(\frac{u_0 - \theta_{CO}^s}{2\delta u}\right) (1 - \theta_{CO}^s - \theta_O^s) + 2 \right) < 0. \quad (13)$$

Отже, при досить високих температурах для певних орієнтацій поверхні відносно кристалу в об'ємі присутність адсорбату веде до перебудови атомів Pt на поверхні, і, як наслідок, до появи часових коливань на поверхні. Якщо взаємодія між ділянками з різними поверхневими фазами на кристалі є швидкою порівняно зі швидкістю коливань, то вся поверхня буде коливатися у фазі. У протилежному випадку може спостерігатися запізнення по фазі вздовж поверхні, що призводить до появи просторово-часових структур. В літературі відомі два основні просторові механізми взаємодії – це дифузія CO вздовж поверхні, важлива при низьких тисках, і глобальна взаємодія з газовою фазою, яка домінує при високих тисках. Більш детальне

вивчення цих просторових явищ буде предметом наших подальших досліджень.

Висновки

Ми дослідили кінетичну модель для реакції каталітичного окислення CO на поверхні Pt. В системі можуть виникати коливні розв'язки у бістабільному стані, якщо система залежить від додаткового параметра, що повільно змінюється в часі. Це може бути параметр, пов'язаний зі зміною середніх покриттів і структурних змін поверхні з часом, тому в моделі було враховано кінетичне рівняння для перетворення поверхні. В цьому випадку отримано кілька типів стаціонарних точок, які представляють різні режими поведінки. Зокрема, в системі може виникати стійкий періодичний рух зі сталою амплітудою. Фазова траєкторія при цьому накручується на замкнуту криву, яку називають граничним циклом, що відповідає стійким автоколиванням. Аналітично отримано умову виникнення таких коливань типу граничного циклу.

Література

1. Zhang F., Oscillatory oxidation of CO on Pt(100): Monte Carlo simulations / F. Zhang, D. Hua, Yu. Ma // J. Phys.: Condens. Matter. – 2002. – Vol. 14, no. 43. – Pp. 10093-10104.
2. Hoyle R.B., Pattern Formation during the Oxidation of CO on Pt100: A Mesoscopic Model / R.B. Hoyle, A.T. Anghel, M.R.E. Proctor, D.A. King // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98, no. 22. – Pp. 226102-1-4.
3. Chavez F., Kinetic oscillations in the catalytic CO oxidation on Pt(100) with adsorbed impurities / F. Chavez, L. Vicente, A. Perera // J. Chem. Phys. – 2000. – Vol. 113, no. 22. – Pp. 10353-10360.
4. Pavlenko N., CO-activator model for reconstructing Pt(100) surfaces: Local microstructures and chemical turbulence / N. Pavlenko // Phys. Rev. E. – 2008. – Vol. 77, no. 2. – Pp. 026203-1-10.
5. Verdasca J., Spatiotemporal patterns in CO oxidation on Pt(110): The role of nonlinear diffusion / J. Verdasca, P. Borckmans, G. Dewel // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 64, no. 5. – Pp. 055202-1-4.
6. Bertram M., Pattern formation on the edge of chaos: Mathematical modeling of CO oxidation on a Pt(110) surface under global delayed feedback / M. Bertram, A.S. Mikhailov // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 67, no. 3. – Pp. 036207-1-11.

7. Эбелинг В., Образование структур при необратимых процессах: Введение в теорию диссипативных структур / В. Эбелинг. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2004. – 256 с.
 8. Gorodetskii V.V., Kinetic oscillations and surface waves in catalytic CO + O₂ reaction on Pt surface: Field electron microscope, field ion microscope and high resolution electron energy loss studies / V.V. Gorodetskii, W. Drachsel // Appl. Cat. A. – 1999. – Vol. 188, no. 1-2. – Pp. 267-275.
 9. Kurkina E.S., Dynamics of catalytic oscillators locally coupled through the gas phase / E.S. Kurkina, N.V. Peskov, M.M. Slin'ko // Physica D. – 1998. – Vol. 118, no. 1-2. – Pp. 103-122.
 10. Олемской А.И., Статистическая теория самоорганизованных сложных систем: монография / А.И. Олемской, И.А. Шуда. – Сумы: Издательство СумГУ, 2010. – 373 с.
-

CONDENSED MATTER PHYSICS

The journal **Condensed Matter Physics** is founded in 1993 and published by Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

AIMS AND SCOPE: The journal **Condensed Matter Physics** contains research and review articles in the field of statistical mechanics and condensed matter theory. The main attention is paid to physics of solid, liquid and amorphous systems, phase equilibria and phase transitions, thermal, structural, electric, magnetic and optical properties of condensed matter. Condensed Matter Physics is published quarterly.

ABSTRACTED/INDEXED IN: Chemical Abstract Service, Current Contents/Physical, Chemical&Earth Sciences; ISI Science Citation Index-Expanded, ISI Alerting Services; INSPEC; "Referativnyi Zhurnal"; "Dzherelo".

EDITOR IN CHIEF: Ihor Yukhnovskii.

EDITORIAL BOARD: T. Arimitsu, *Tsukuba*; J.-P. Badiali, *Paris*; B. Berche, *Nancy*; T. Bryk (Associate Editor), *Lviv*; J.-M. Caillol, *Orsay*; C. von Ferber, *Coventry*; R. Folk, *Linz*; L.E. Gonzalez, *Valladolid*; D. Henderson, *Provo*; F. Hirata, *Okazaki*; Yu. Holovatch (Associate Editor), *Lviv*; M. Holovko (Associate Editor), *Lviv*; O. Ivankiv (Managing Editor), *Lviv*; Ja. Ilnytskyi (Assistant Editor), *Lviv*; N. Jakse, *Grenoble*; W. Janke, *Leipzig*; J. Jedrzejewski, *Wroclaw*; Yu. Kalyuzhnyi, *Lviv*; R. Kenna, *Coventry*; M. Korynevskii, *Lviv*; Yu. Kozitsky, *Lublin*; M. Kozlovskii, *Lviv*; O. Lavrentovich, *Kent*; M. Lebovka, *Kyiv*; R. Lemanski, *Wroclaw*; R. Levitskii, *Lviv*; V. Loktev, *Kyiv*; E. Lomba, *Madrid*; O. Makhanets, *Chernivtsi*; V. Morozov, *Moscow*; I. Mryglod (Associate Editor), *Lviv*; O. Patsahan (Assistant Editor), *Lviv*; O. Pizio, *Mexico*; N. Plakida, *Dubna*; G. Ruocco, *Rome*; A. Seitsonen, *Zürich*; S. Sharapov, *Kyiv*; Ya. Shchur, *Lviv*; A. Shvaika (Associate Editor), *Lviv*; S. Sokolowski, *Lublin*; I. Stasyuk (Associate Editor), *Lviv*; J. Strečka, *Košice*; S. Thurner, *Vienna*; M. Tokarchuk, *Lviv*; I. Vakarchuk, *Lviv*; V. Vlachy, *Ljubljana*; A. Zagorodny, *Kyiv*

CONTACT INFORMATION:

Institute for Condensed Matter Physics
of the National Academy of Sciences of Ukraine
1 Svientsitskii Str., 79011 Lviv, Ukraine
Tel: +38(032)2761978; Fax: +38(032)2761158
E-mail: cmp@icmp.lviv.ua <http://www.icmp.lviv.ua>