

УДК 538.945
PACS number(s): 74.25Qt

КВАЗИСТАТИЧНИЙ ТА ДИНАМІЧНИЙ ПЕРЕХІД ПОРЯДОК-НЕПОРЯДОК ЗА НАЯВНОСТІ СИЛЬНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ПІНІНГУ

О. Бондаренко, А. Завгородній, Д. Лотник, М. Оболенський

*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,
кафедра фізики низьких температур
пл. Свободи 4, 61077 Харків, Україна
e-mail: Dmitry.A.Lotnik@univer.kharkov.ua*

Динаміка вихрів у кристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$ була експериментально вивчена у магнітному полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ в широкому діапазоні швидкостей вихрів, $v=10^{-4}$ –2 м/с. Ми показали, що перехід переплетеності вихрів зрушується до вищих полів зі зменшенням кута $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$, спричинене збільшенням співвідношення E_{el}/E_p , де E_{el} та E_p – відповідно, пружна енергія й енергія пінінгу. Отримана польова залежність сили пінінгу та гістерезисного поведіння $v(J)$ -кривих свідчать про реалізацію динамічного фазового переходу першого роду: переплетена ґратка до непереплетеної ґратки, що швидко рухається.

Ключові слова: вихор, пінінг, гістерезис.

Взаємодія статичних і пружних середовищ, що рухаються, з хаотичним потенціалом пінінгу є одним із розділів фізики твердого тіла, що містить дислокації в кристалічних твердих тілах, хвилі зарядової щільності, вігнерівські кристали й вихрові ґратки (ВГ) у надпровідниках другого роду. Останні є ідеальним об'єктом для експериментальних досліджень таких структур, оскільки в них легко змінювати величину потенціалу пінінгу, а також пружність і швидкість руху середовища. Положення мінімуму на польовій залежності сили пінінгу $F_p(H)$ збігається з величиною поля H_{OD} , за якого реалізується перехід від низькопольового впорядкованого стану до високопольового неупорядкованого стану. Дотримуючись цих спостережень, було запропоновано теоретичну модель переходу порядок–непорядок (НБ). НБ – перехід реалізується, якщо поперечні зсуви вихрових ниток перевищать $c_L a_0$, де $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$ – міжвихрова відстань, Φ_0 – квант магнітного потоку, і c_L – число Линдемана. Такі зсуви спричинюють збільшення пружної енергії на $E_{el} = c_L^2 \varepsilon \varepsilon_0 a_0$, де ε – параметр анізотропії, $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$ – лінійний натяг вихру, і λ – глибина проникнення магнітного поля. У слабких полях енергія E_{el} перевищує енергію пінінгу E_p і тому реалізується впорядкована вихрова фаза, що не містить топологічних дефектів. Однак, енергія зменшується зі збільшенням поля набагато швидше, ніж енергія E_p . Тому в разі збільшення поля вище H_{OD} енергія E_{el} стає меншою ніж E_p , що призводить до формування неупорядкованої вихрової фази. Ця фаза містить дислокації, гвинтові

компоненти яких спричинюють переплетення вихрових ниток. Тому передбачено, що у магнітних полях $H < H_{OD}$ реалізується фаза непереплетеної вихрової ґратки (НВГ), що трансформується у фазу переплетеної вихрової ґратки (ПВГ) у полях $H > H_{OD}$. Сила пінінгу НВГ фази зменшується зі збільшенням поля через збільшення міжвихревої взаємодії, що погіршує їхнє пристосування до ландшафту потенціалу пінінгу. Ріст сили пінінгу ПВГ фази з полем спричинений розмірним кроссовером сили пінінгу [1] і кращою адаптацією неупорядкованих вихрових фаз до хаотичного потенціалу пінінгу.

Актуальною проблемою фазового стану вихрової ґратки є природа її впорядкування під час збільшення швидкості руху v . У роботі [2] було запропоновано, що під час збільшення швидкості v вище деякого критичного значення v_c реалізується динамічний фазовий перехід від неупорядкованого стану до більш впорядкованого. Згодом було показано [3], що збільшення швидкості v призводить до отримання ефекту пінінгу лише в поздовжньому (стосовно вектора v) напрямку, а в поперечному – бар'єри пінінгу залишаються кінцевими. Це спричинює формування статичних поздовжніх каналів руху вихрів, які простежували у разі візуалізації вихрів, що рухаються, у кристалах $NbSe_2$ [4] й у роботах у моделювання вихрових структур, що рухаються [5]. Було показано, що ефект безпорядку зберігається навіть при значно більших швидкостях v : (1) далекий порядок вихрових ґраток реалізується лише у поперечному напрямку, а в поздовжньому – простежується впорядкування на малих відстанях, і (2) частка вихрів із шостикоординатним оточенням може бути менша від одиниці [5].

Збереження ефекту пінінгу за великих швидкостей v може зумовлювати збереження ПВГ-фази й тому можна чекати збільшення сили F_p з полем \mathbf{H} і за великих швидкостей v . Збільшення сили пінінгу за великих і малих рушійних сил $F_L = JB/c$ експериментально спостерігали у надпровідниках $NbSe_2$ [4] у великих полях, $h \equiv H/H_{c2} \geq 0,7$. Однак це збільшення пояснюють як формування ПВГ-фази та і розм'якшення пружних модулів при $h \rightarrow 1$ [6]. Тому визначення впливу динамічного впорядкування на польову залежність сили пінінгу вище НБ-переходу потребує проведення експериментальних досліджень на зразках, у яких величина зв'язків $H_{OD}/H_{c2} \ll 1$, що охоплює вплив розм'якшення пружних модулів. Результати таких досліджень наведено у цій статті.

Вимірювання проводили на двійниковому монокристалі $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, відпаленому в атмосфері кисню за температури 500°C протягом семи днів. Такому відпалу відповідає дефіцит кисню $\delta \approx 0,13$ [7] і $T_c = 92 \text{ K}$ при $\Delta T_c = 0,3 \text{ K}$. Згодом монокристал був витриманий за кімнатної температури протягом трьох діб з метою формування невеликих кластерів кисневих вакансій, що призводять до зсуву НБ переходу в область слабших полів. Польову залежність сили пінінгу при різних швидкостях v досліджували за допомогою виміру вольт-амперних характеристик $E(J)$ на постійному струмі стандартним чотирьохконтактним методом. Вимірювання проводили за температур $T = 86,7 \text{ K}$ у поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

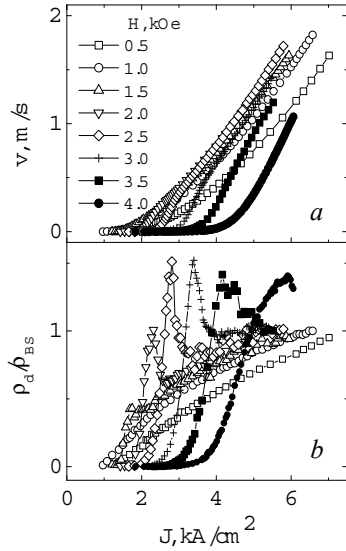


Рис. 1. Струмові залежності: *a* – швидкості руху магнітного потоку; *b* – диференційного опору

На рис. 1 показано результати вимірів, поданих у вигляді струмових залежностей середньої швидкості руху магнітного потоку $v(J) = cE(J)/B$ й диференційного опору $\rho_d(J) \equiv [dE(J)/dJ]/\rho_{BS}$, нормованого на опір в'язкої течії $\rho_{BS} = \rho_N B / B_{c2}$ [Bardeen 65]. За малих струмів швидкість v й опір ρ_d експоненційно збільшуються зі струмом, що свідчить про реалізації термічно активованого крипу. За більших струмів швидкість вихрів майже лінійно збільшується зі струмом, а ρ_d близька до одиниці, що свідчить про в'язку течію вихрових ґраток, яка реалізується за струмів, котрі перевищують струм депінінгу. Експериментальні дані дають змогу визначити силу пінінгу як у режимі термічного крипу, так і в режимі в'язкої течії вихрів. Ці сили можна характеризувати значеннями струму J_v (визначеного за постійної величини швидкості v), за швидкостей $v \leq 10^{-2}$ м/с й $v \geq 0,5$ м/с, відповідно.

Отримані польові залежності струму депінінгу J_d і струму зриву магнітного потоку J_v , зумовленого при мінімальній швидкості руху магнітного потоку $3 \cdot 10^{-4}$ м/с (див. рис. 2).

У малих полях значення обох струмів зменшується, тоді як у великих полях – зростає з підсиленням магнітного поля. Зростання струму J_v пов'язане зі статичним переходом порядок–непорядок, тобто при деякому значенні магнітного поля H_{OD} вихрова ґратка переходить від упорядкованої твердої фази до неупорядкованої твердої фази. Інакше кажучи, перша фаза утворює бездислокаційну систему вихорів, а друга містить дислокаційні петлі, що спричинює скривлення вихрових ліній. Звичайно, що перехід виникає за умови коли енергія пінінгу $E_p > E_{cl}$ (енергії взаємодії вихрів).

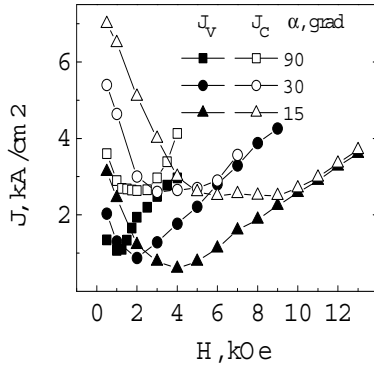


Рис. 2. Польові залежності струму зриву J_v та струму депінінгу J_c

$E_{el}^c = 7 \cdot 10^{-15}$ ерг, якщо $c_L = 0,2$ і $H = 1$ кОе. Це означає, що точкові дефекти не можуть спричинювати деформацію вихрових ліній. Підходяще значення енергії пінінгу завдяки присутності кластерів кисневих вакансій. У середині таких кластерів критична температура локально зменшується та може бути меншою від температури, при якій проводили вимірювання. У цьому випадку енергія пінінгу дорівнює енергії конденсації $E_p = (H_c^2 / 8\pi) V_c$, де V_c – об’єм вихрового кору, який потрапив у кластер. Якщо припустити, що радіус кластерів $r \approx \xi$, то отримаємо значення $E_p = (H_c^2 / 8\pi) (4\pi \xi^3 / 3) \approx 10^{-14}$ ерг, при $H = 1$ кЕ, видно, що за таких умов $E_p > E_{el}$.

Значення магнітного поля H_{OD} зростає зі зменшенням кута α . Цей ріст спричинене різною польовою залежністю енергій E_p та E_{el} . Значення пружної енергії залежить від напрямку, в якому зміщується вихровий сегмент. У термінах “траткового потенціалу” ця енергія не залежить від α для зміщень сегменту вздовж ab -площини і дорівнює E_{el}^c . Для міжплощинного зміщення енергія зростає зі зменшенням α як $E_{el}^L = E_{el}^c / \varepsilon_\alpha$, де $\varepsilon_\alpha^2 = \varepsilon^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha$, тоді як енергія пінінгу $E_p \approx (H_c^2 / 8\pi) \cdot (\pi \xi^2 \xi_\perp) \propto (\varepsilon_\alpha)^{1/2}$ зменшується з α , оскільки міжплощинна довжина когеренції $\xi_\perp = \xi \varepsilon_\alpha^{1/2}$ теж зменшується, а це означає що відношення E_{el} / E_p збільшується зі зменшенням α , тоді зростає і поле H_{OD} .

Зменшення струмів J_v та J_d зі зростання поля, яке простежене в магнітних полях $H < H_{OD}$, пов’язують зі збільшенням пружних модулів, що ускладнює пристосування вихорів до потенціалу пінінгу. Поява дислокаційних петель у полях $H > H_{OD}$ означає краще пристосування до непорядку. Як бачимо з рис. 2, струм J_v збільшується з полем, однак струм J_d продовжує спадати до полів $H \approx 2H_{OD}$ після чого починає зростати. Ці неідентичні польові залежності струму J_v , яких характеризує силу пінінгу за малих швидкостей руху магнітного потоку та струму J_d , який характеризує силу пінінгу за великих швидкостей руху вихорів, може означати зменшення впливу хаотичного потенціалу пінінгу за великих швидкостей

У магнітних полях $\mathbf{H} \parallel c$ пружна енергія становить $E_{el}^c = c_L^2 \varepsilon \varepsilon_0 a_0$, де $a_0 = (\Phi_0 / B)^{1/2}$ – міжвихрова відстань. За наявності точкових дефектів енергія пінінгу $E_p = U_{dp} (L_0 / L_c)^{1/5}$, де $U_{dp} = \gamma \varepsilon^2 \varepsilon_0 \xi^4$ – енергія депінінгу, $L_0 = 2 \varepsilon a_0$ – довжина повздовжніх флуктуацій, $L_c = \varepsilon \xi (J_0 / J_d)^{1/2}$ – довжина кореляції, J_0 – струм розпаровування, ξ – довжина когеренції та $\gamma = (J_d \Phi_0 / c)^2 L_c$ – параметр не порядку.

Застосовуючи реальні параметри для $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: $\lambda(0) = 180$ нм, $\xi(0) = 1,4$ нм, $\varepsilon = 1/7$, та експериментальне значення $J_d = 2,6$ кА/см², було отримано значення $E_p = 7,7 \cdot 10^{-17}$ ерг, яке значно менше від значення

руху вихорів. Тобто виникає динамічний фазовий перехід у струмі J_c , який розділяє некогерентний рух кристала при $J < J_c$ та когерентний рух непереплетеного кристала при $J > J_c$. Характерною особливістю цього переходу є гістерезис кривих $v(J)$ при транспортних струмах $J < J_c$. Як видно на рис. 3, гістерезис не виникає у струмах більших за J_c , це означає, що динамічний фазовий перехід за наявності

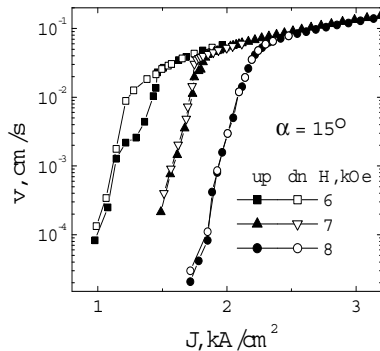


Рис. 3. Струмові залежності швидкості руху магнітного потоку при $\alpha = 15^\circ$

сильних центрів пінінгу є фазовим переходом першого роду.

У великих магнітних полях $H \geq 2H_{OD}$ гістерезис у кривих (рис. 3) $v(J)$ зникає і струм J_d збільшується зі зростанням магнітного поля. Якщо розглядати різке збільшення швидкості v_i зі зростанням поля, то це пов'язано з тим, що переплетеність вихрового кристала залишається при усіх випробуваних струмах, тобто вплив непереплетеності залишається при струмах навіть більших від струму депінінгу.

Отже, ми припускаємо, що утворюються кластери кисневих вакансій за кімнатної температури у монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, які спричиняють переплетеність вихрових ґраток у малоінтенсивних магнітних полях.

Ми показали, що поле переходу збільшується зі зменшенням кута $\alpha \approx \angle \mathbf{H}, ab$ завдяки збільшенню відношення між пружною енергією й енергією пінінгу. Також реалізується динамічний фазовий перехід першого роду з переплетеної фази, що повільно рухається, до швидкої непереплетеної фази.

1. Wordenweber R., Kes P. H. Dimensional crossover in collective flux pinning // Physical Review B. 1986. Vol. 34. N 1. P. 34–37.
2. Aranson I., Koshelev A., Vinokur V. Phase diagram for a driven vortex lattice in layered superconductors // Physical Review B. 1997. Vol. 56. N 9. P. 5136–5139.
3. Olson C.J., Reichhardt C. Transverse depinning in strongly driven vortex lattices with disorder // Physical Review B. Vol. 51. N 6. P. R3811–R3814.
4. Dogru O., Andrei E. Y., Higgins M. J., Bhattacharya S. Percolation transition in the heterogeneous vortex state of $NbSe_2$ // Physical Review Letters. 2005. Vol. 95. P. 057004-1–057004-4.
5. Faleski M. C., Marchetti M. C., Middleton A. A. Vortex dynamics and defects in simulated flux flow // Physical Review B. 1996. Vol. 54. N 17. P. 54–63.
6. Blatter G., Feigelman M. V., Geshkenbein V. B., Larkin A. I. et al. Vortices in high-temperature superconductors // Review of Modern Physics. 1994. Vol. 66. N 4. P. 1125–1388.
7. Ruixing Liang, Bonn D. A., Hardy W. N. Growth of high quality YBCO single crystals using BaZrO3 crucibles // Physica C. 1998. Vol. 304. P. 105–111.

QUASISTATIC AND DYNAMIC ORDER-DISORDER TRANSITION IN THE PRESENCE OF STRONG PINNING POTENTIAL**O. Bondarenko, A. Zavgorodniy, D. Lotnyk, M. Obolenskiy**

*Karazin Kharkiv National University
Low-temperature Physics Department
4 Svobody sq, 61077, Kharkiv
e-mail: Dmitry.A.Lotnik@univer.kharkov.ua*

Vortex dynamics in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$ monocrystal was experimentally studied in magnetic fields $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ at widely range of vortex velocities, $v=10^{-4}-2$ м/с. We shows that transition to vortex entanglement lattice shifts to higher fields with decreasing of angle $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$. It have been caused by increasing of ratio E_{el}/E_p , where E_{el} and E_p elastic and pinning energy respectively. Field dependence of pinning force and hysteretic-like $v(J)$ -curves are evidence of first order transition from static entanglement vortex lattice to dynamic disentanglement vortex lattice.

Key words: vortex, pinning, hysteresis.

Стаття надійшла до редколегії 18.06.2007

Прийнята до друку 08.07.2008