

PACS numbers: 06.60.Sx, 61.41.+e, 75.40.Cx, 75.50.Bb, 75.60.Ej, 83.60.Np, 83.80.Va

Критичний вигин магнетоактивного еластомеру з магнетом'якими мікрочастинками карбонільного заліза у пружньому'якій матриці еластомеру

А. В. Кирилук^{*,**}, Ю. І. Джежеря^{*,**,***}, С. В. Черепов^{*},
Ю. Б. Скирта^{*}, С. М. Рябченко^{***}, В. М. Калита^{*,**,***}

^{*}*Інститут магнетизму імені В. Г. Бар'яхтара НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36^b,
03142 Київ, Україна*

^{**}*Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
просп. Берестейський, 37,
03056 Київ, Україна*

^{***}*Інститут фізики НАН України,
просп. Науки, 46,
03028 Київ, Україна*

Досліджено критичний вигин магнетоактивного еластомеру у поперечно-
му однорідному магнетному полі з магнетом'якими феромагнетними час-
тинками карбонільного заліза у матриці пружньому'якого еластомеру за

Corresponding author: Yuriy Ivanovych Dzhezherya
E-mail: dui_kpi@ukr.net

^{*}*V. H. Bar'yakhtar Institute of Magnetism, N.A.S. of Ukraine,
36^b Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

^{**}*National Technical University of Ukraine 'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute',
37 Beresteyskyi Ave., UA-03056 Kyiv, Ukraine*

^{***}*Institute of Physics, N.A.S. of Ukraine,
46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine*

Citation: A. V. Kyrylyuk, Yu. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Yu. B. Skyrta, S. M. Ryabchenko, and V. M. Kalyta, Critical Bending of a Magnetoactive Elastomer Containing Magnetically Soft Carbonyl Iron Microparticles within the Elastically Soft Elastomer Matrix, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 3: 329–340 (2026) (in Ukrainian). DOI: [10.15407/mfint.48.03.0329](https://doi.org/10.15407/mfint.48.03.0329)

© Publisher PH 'Akademperiodyka' of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

вертикального розташування зразка з фіксованим його верхнім кінцем. Незважаючи на протидію сили тяжіння вигин відбувається критично з гострими піками для похідних величини відхилення вільного кінця зразка. За розгортки магнетного поля зі зміною його знаку одержано, що деформація вигину має гістерезу, значно слабшу від очікуваного для магнетоактивного еластомеру з пружном'якою матрицею: величина залишкової деформації є невеликою, а отже, пружні ефекти за вигину переважають ефекти, що зумовлюють пластичність, наприклад унаслідок можливої реології.

Ключові слова: розумні матеріали, магнетоактивні еластомери, карбонильне залізо, магнетування, деформація вигину, критичний вигин балки магнетоактивного еластомеру.

The critical bending of a magnetoactive elastomer in a transverse uniform magnetic field containing magnetically soft ferromagnetic carbonyl-iron particles in an elastically soft elastomer matrix is investigated with the sample positioned vertically and with its upper-end fixed. Despite the counteracting gravitational force, a bending occurs critically with sharp peaks in the derivatives of the displacement of free end of the sample. As found, in a magnetic field, bending deformation exhibits hysteresis, which is weaker significantly than expected for a composite with an elastically soft matrix: the magnitude of the residual deformation is small, and thus, elastic effects during bending predominate over effects causing the plasticity, for instance, due to possible rheological behaviour.

Key words: smart materials, magnetoactive elastomers, carbonyl iron, magnetization, bending strain, critical bending of a magnetoactive-elastomer beam.

(Отримано 18 лютого 2026 р.; остаточн. варіант — 27 лютого 2026 р.)

1. ВСТУП

Магнетоактивні еластомери (МАЕ) відносять до класу smart-матеріалів [1–3]. Вони є композитами, що складаються з металевих ферромагнетних мікро- чи наночастинок, які розміщені у матриці високоеластичного полімеру — еластомеру [2, 4, 5]. Пружні модулі металу-наповнювача значно більші за пружні модулі еластомеру, який легко деформується під дією зовнішніх сил. Під час деформування МАЕ форма частинок, їхні розміри не змінюються; деформація МАЕ відбувається завдяки деформуванню матриці, яка здатна пружньо видовжуватися на сотні відсотків.

Оточення металевих частинок матрицею еластомеру не змінює магнетних властивостей частинок. Ферромагнетні металеві частинки наповнювача реагують на зовнішнє магнетне поле, яке намагнетовує їх і чинить силову дію на них. Еластомерна матриця практично не піддається впливу магнетного поля, вона не є ферромагнети-

ком. В результаті маємо, що завдяки металевим магнетним частинкам наповнювача МАЕ стає високоеластичним магнетним матеріалом. Внаслідок високої еластичності МАЕ чутливі до впливу магнетних полів. Отже, завдяки металевим феромагнетним частинкам МАЕ представляють собою матеріали, які унікально поєднують магнетні властивості феромагнетиків і пружні властивості еластомерів, і їхні дослідження мають значний інтерес завдяки можливим застосуванням.

Під впливом дії магнетного поля змінюються пружні модулі МАЕ, величина зміни яких становить десятки та навіть сотні відсотків [6–8]; тому МАЕ є інтелектуальними (smart) матеріалами або, відповідно до їхнього складу, — металовмісними smart-матеріалами.

За аналогією з магнетними рідинами вплив магнетного поля на пружні властивості МАЕ часто називають магнетореологічним ефектом [2]. Дійсно, на відміну від усіх інших композитів, в МАЕ під час їхнього магнетування відбувається зміщення металевих феромагнетних частинок — реструктуризація [9]: під дією магнетного поля у МАЕ частинки можуть обертатися, зміщуватися, формувати стовпчасту структуру [10–12], завдяки якій відбувається індуковане магнетним полем зміцнення МАЕ. Металеві частинки є пружньо-цупкими і в МАЕ вони оточені високоеластичним еластомером; тому зі зміщенням частинок відбувається пружне деформування матриці. В МАЕ між металевими намагнетованими полем частинками виникають магнетодипольні взаємодії та виникають міжчастинкові пружні взаємодії завдяки деформуванню еластомеру-матриці через реструктуризацію. Із виведенням магнетного поля форма зразків МАЕ відновлюється; тому аналогія [13] між МАЕ та магнетними рідинами є не зовсім коректною. МАЕ ведуть себе як високоеластичні магнетні матеріали, які легко деформуються навіть у невисоких магнетних полях.

МАЕ цікаві для практичних застосувань зі створенням м'яких роботів, орігамі, актуаторів, сенсорів, метаматеріалів [14–17]. МАЕ є матеріалами з магнетною пам'яттю форми [18]. Дослідження унікальних магнетопружніх властивостей МАЕ представляє значний інтерес. Одним з цікавих ефектів є критичний вигин балки МАЕ в поперечному магнетному полі [14, 19–21]. На відміну від Ойлерового ефекту з вигином балки під дією поздовжнього механічного навантаження, критичний вигин балки МАЕ у магнетному полі відбувається за рахунок дії магнетопружніх сил і без контакту з зовнішніми тілами.

В цій статті ми досліджуємо критичний вигин МАЕ з пружньо-м'якою матрицею. Коли матриця є пружньо-м'якою, неможливо усунути вплив сили тяжіння, і єдиною умовою для спостереження критичного вигину є вертикальне розташування зразка. За всіх інших його орієнтацій зразок, навіть за відсутності магнетного поля,

буде деформований, бо у випадку пружном'якої матриці сила тяжіння здатна модифікувати форму балки. Ми експериментально та теоретично дослідили критичний вигин балки МАЕ з пружном'якою матрицею та магнетом'якими феромагнетними мікрочастинками карбонільного заліза, яка вільно висить вертикально, а вигин відбувається в однорідному поперечному щодо балки магнетному полі. В таких умовах сила тяжіння протидіє вигину, але ми встановили, що зберігаються особливості, притаманні критичному вигину балки МАЕ.

2. ДАНІ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Досліджуваний зразок мав форму прямокутного паралелепіпеда (рис. 1) зі сторонами $a = 25,7$ мм, $b = 4,5$ мм, $c = 2$ мм. МАЕ містить $f = 50$ мас.% феромагнетних мікрочастинок магнетом'якого карбонільного заліза, розміщених у силіконовій матриці.

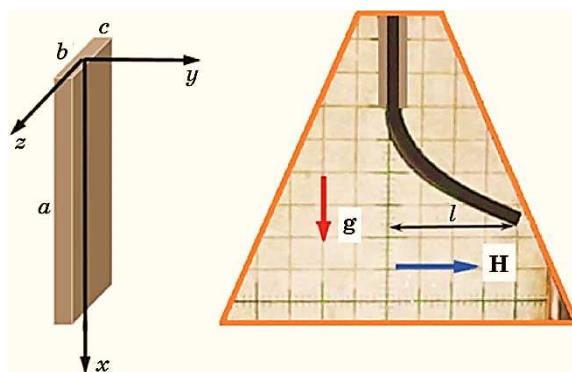


Рис. 1. Схематичне зображення тонкої балки МАЕ з розмірами $a \gg b \gg c$ та фотографія балки МАЕ, вигнутої магнетним полем в експерименті, яка до магнетування висіла вертикально, \mathbf{H} — вектор напруженості магнетного поля, перпендикулярний площині ab й направлений горизонтально, \mathbf{g} — вектор пришвидшення вільного падання, l — відхил вільного кінця балки від вертикалі вздовж \mathbf{H} ; вісь x направлено вздовж вертикалі вниз, осі y, z лежать у горизонтальній площині, вісь y є перпендикулярною щодо площини ab плівки.

Fig. 1. Schematic representation of a thin MAE beam with dimensions $a \gg b \gg c$ and a photograph of a MAE beam bent by a magnetic field in the experiment, which hung vertically before magnetization, \mathbf{H} is the magnetic-field strength vector, which is perpendicular to the ab plane and directed horizontally, \mathbf{g} is the vector of the free fall acceleration, l is the deviation of the free end of the beam from the vertical along \mathbf{H} ; the x axis is directed along the vertical downward, the y, z axes lie in the horizontal plane, the y axis is perpendicular to the ab plane of the film.

Розмір частинок — менше 80 мкм. Розташування частинок та їхня просторова орієнтація у матриці є випадковою. Спосіб одержання зразків описано в [17, 20]. Намагнетованість насити зразка становить 98 е.м.о./г.

Польову залежність величини зміщення балки $l(H)$ показано на рис. 2. На цьому рисунку червоними кульками позначено величину зміщення за першого введення магнетного поля від 0 Е до 400 Е; синіми ромбами позначено зміщення за наступного виведення магнетного поля від 400 Е до 0 Е і введення негативного поля до -400 Е; зеленими трикутниками показано хід зміщення за виведення поля від -400 Е до 0 Е. Як показано в [21], завдяки залишковому вигину знак зміщення не залежить від знаку магнетного поля.

Залежність $l(H)$ на рис. 2 має вигляд петлі гістерези. Наявність залишкового вигину після виведення магнетного поля уможливорює припустити, що гістереза вигину пов'язана з впливом в'язкості за зміщення частинок у матриці під час деформування завдяки реструктуризації МАЕ у магнетному полі [21]. Але величина залишкового зміщення із виведенням магнетного поля значно менше різниці зміщень для верхніх і нижніх кривих для $H \neq 0$ Е на рис. 2.

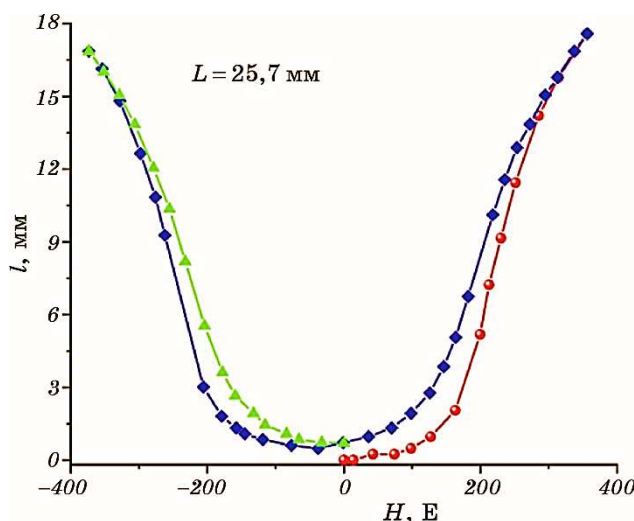


Рис. 2. Польова залежність відхилення вільного кінця балки: за розгортки поля від 0 Е до 400 Е — червоні кульки, за виведення поля та розгортки поля протилежного знаку від 400 Е до -400 Е — сині ромби, а за вимикання поля від -400 Е до 0 Е — зелені трикутники.

Fig. 2. Field dependence of the deflection of the free end of the beam: when the field is swept from 0 Oe to 400 Oe—red balls, when the field is removed and the field of the opposite sign is swept from 400 Oe to -400 Oe—blue diamonds, and when the field is turned off from -400 Oe to 0 Oe—green triangles.

Тому, крім впливу в'язкості, маємо припустити, що випадково розташовані намагнетовані частинки створюють випадкові магнетодипольні поля з безліччю мінімумів енергії (як у дипольному склі) для орієнтації магнетних моментів частинок і, як наслідок, приводять до блокування нерівноважних положень частинок у матриці. Але в цілому залишкове зміщення має відносно малу величину, так що різниця величин між гілками залежності для $l(H)$ також незначна; тому деформування зразка можна вважати квазіпружним, подібним до пружної поведінки твердого тіла, а не рідини.

На рисунку 3 зображено польові залежності для похідних зміщення $dl(H)/dH$. Криві для похідних також мають гістерезу. Похідні від зміщення мають гострий максимум/мінімум — це ознака критичної поведінки вигину [17, 20]. За першого введення магнетного поля мінімум більш гострий — критичний процес вигину більш виразний, а в подальшому прояв критичності зменшується, що ми пов'язуємо з пластичністю системи та впливами випадкових магнетних полів.

Вигин відбувається за умови, що вектор напруженості однорідного зовнішнього магнетного поля та вектор локальної намагнето-

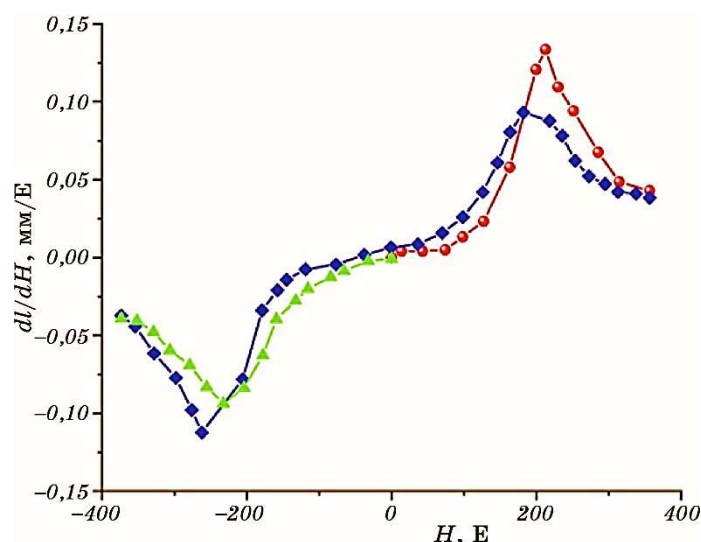


Рис. 3. Польова залежність для похідної відхилення вільного кінця балки dl/dH , розрахована за даними, наведеними на рис. 2. Напрямок розгортки поля для кривих позначено різними кольорами, такими самими, як на рис. 2.

Fig. 3. Field dependence for the derivative of the deflection of the free end of the beam, dl/dH , calculated from the data given in Fig. 2. The direction of the field sweep for the curves is marked with different colours, as the same in Fig. 2.

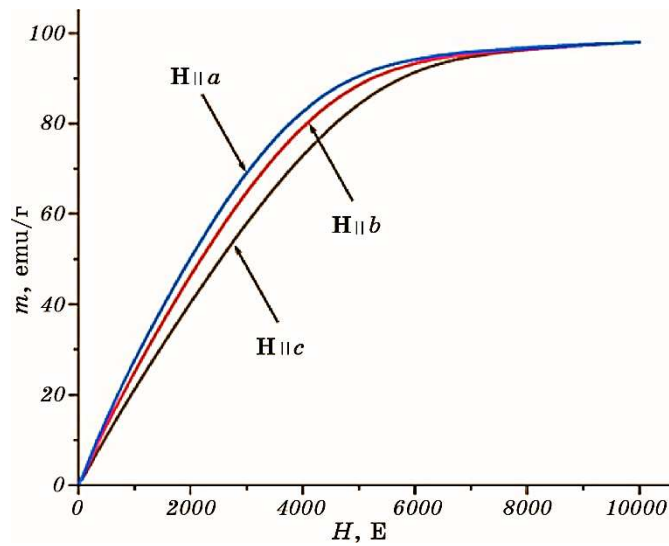


Рис. 4. Польові залежності для намагнетованості балки, одержані для трьох орієнтацій магнетного поля, коли $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

Fig. 4. Field dependences for the magnetization of the beam obtained for three orientations of the magnetic field, when $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

ваності зразка/балки не збігаються за напрямком, бо крутний момент сили, що створює магнетне поле на намагнетований зразок, дорівнює векторному добутку вектору намагнетованості \mathbf{m} на вектор \mathbf{H} . В загальному випадку вектор намагнетованості пропорційний напруженості, $\mathbf{m} = \hat{\chi}\mathbf{H}$, де $\hat{\chi}$ — тензор магнетної сприйнятливості. Недеформований зразок на рис. 1 має три осі симетрії другого порядку, які паралельні щодо координатних осей. Відповідно, тензор магнетної сприйнятливості є діагональним і має три різні за величиною компоненти. Прояв магнетної анізотропії демонструють польові залежності для намагнетованості балки, наведені на рис. 4. Намагнетованість вимірювали для фіксованої балки, яка не вигиналася із введенням магнетного поля; довжина балки за мірянть намагнетованості була $a = 10$ мм, що спричинено обмеженнями магнетометра LDJ 9500.

На рисунку 4 крива, одержана за $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ (або $\mathbf{H} \parallel O_x$), лежить вище інших; отже, це — напрямком легкого магнетування зразка. Крива, одержана за $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (або $\mathbf{H} \parallel O_y$), лежить нижче інших; отже, коли магнетне поле є перпендикулярним щодо площини балки, маємо випадок важкого магнетування зразка.

На рисунку 5 зображено польові залежності похідної намагнетованості $dm(H)/dH$. Величина цієї похідної, коли $H \rightarrow 0$ Е, дорівнює компонентам магнетної сприйнятливості. Бачимо, що компонента

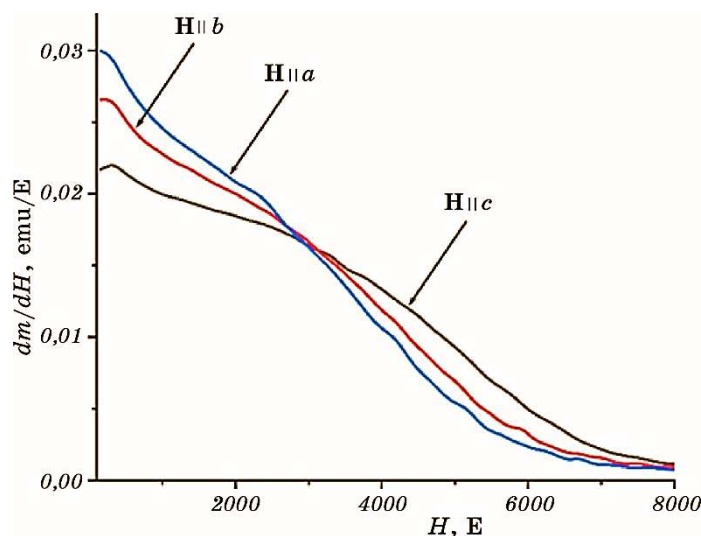


Рис. 5. Польові залежності для похідних намагнетованості dm/dH , розраховані за даними, наведеними на рис. 4.

Fig. 5. Field dependences for the derivatives of the magnetization, dm/dH , calculated from the data given in Fig. 4.

магнетної сприйнятливості вздовж довгої осі балки (осі легкого магнетування) χ_{\parallel} є більшою за компоненту магнетної сприйнятливості, коли поле направлено перпендикулярно до площини плівки (осі важкого магнетування) χ_{\perp} ; різниця $\Delta\chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} > 0$ складає майже чверть від χ_{\perp} .

Як і у випадках, що вивчали в [13, 17, 19, 20], виникнення вигину, незважаючи на дію сили тяжіння, зумовлено впливом магнетної анізотропії зразка МАЕ. Зміна форми зразка через вигин, завдяки якому відбувається зміна симетрії його недеформованого стану, приводить до неколінеарності між вектором намагнетованості та вектором напруженості магнетного поля, що спричиняє утворення крутного моменту сил, який відповідальний за вигин.

3. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ

За вигину мала ділянка балки, яку на рис. 6 позначено dl , повертається на кут θ , величина якого залежить від координати x і дорівнює $\theta = dy/dx$.

Лінійна густина моменту пружних сил, який протидіє вигину, пропорційна другій похідній $EJd^2\theta/dx^2$, де J — момент інерції, визначений відносно осі x : $J = bc^3/12$. Лінійна густина крутного моменту магнетопружних сил пропорційна векторному добутку намагне-

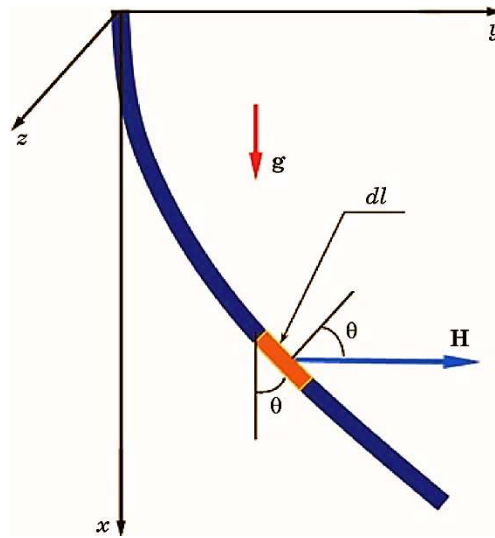


Рис. 6. Вигин тонкої балки МАЕ в горизонтальному магнетному полі \mathbf{H} ; dl — мала ділянка балки, θ — кут її повороту.

Fig. 6. Bending of a thin MAE beam in a horizontal magnetic field \mathbf{H} ; dl is a small section of the beam, θ is the angle of its rotation.

тованості на напруженість. Векторний добуток $\mathbf{m} \times \mathbf{H}$ можна представити різницею добутоків компонент намагнетованості та поля $m_{\parallel}H_{\perp} - m_{\perp}H_{\parallel}$; поздовжню компоненту намагнетованості можна записати як $m_{\parallel} = \chi_{\parallel}H_{\parallel} = \chi_{\parallel}H\sin\theta$, а поперечну — як $m_{\perp} = \chi_{\perp}H_{\perp} = \chi_{\perp}H\cos\theta$. Відповідно, крутний момент магнетопружних сил дорівнює $-\Delta\chi H^2 S \sin\theta \cos\theta$, де S — площа перерізу балки: $S = bc$. Лінійна густина моменту сили тяжіння дорівнює $\rho g S x \sin\theta$.

Згідно з теорією балки за Ойлером–Бернуллі (Euler–Bernoulli beam theory) величини локальних моментів сил мають бути скомпенсованими. Запишемо диференціальне рівняння

$$EJ \frac{d^2\theta}{dx^2} = -\Delta\chi H^2 S \sin\theta \cos\theta + \rho g S x \sin\theta. \quad (1)$$

Вихідному стану не вигнутої балки відповідає розв'язок рівняння (1), коли $\theta = 0$.

За умови, що можна нехтувати силою тяжіння, та для випадку малого вигину, коли $\theta \rightarrow 0$, рівняння (1) набуває вигляду

$$EJ \frac{d^2\theta}{dx^2} = -\Delta\chi H^2 S \theta. \quad (2)$$

Подібно до [19], з (2) знаходимо, що втрата стійкості недеформо-

ваного стану з $\theta = 0$ відбувається у критичному полі [20]

$$H_{cr} = \frac{\pi c}{4a} \sqrt{\frac{E}{3\Delta\chi}}. \quad (3)$$

З (2) маємо, що за вигину найбільше деформування з великою величиною похідної $d\theta/dx$ спостерігається поблизу фіксованого кінця балки. Параметер λ , що має розмірність довжини та характеризує ділянку балки, найбільш деформованої вигином, для $H \gg H_{cr}$ дорівнює

$$\lambda = \sqrt{\frac{EJ}{\Delta\chi SH^2}} \text{ або } \lambda = \frac{2a}{\pi} \frac{H_{cr}}{H}. \quad (4)$$

Отже, для сильних полів із $H \gg H_{cr}$ можна вважати, що більша частина балки, окрім ділянки біля фіксованого кінця, повертається магнетним полем рівномірно. Величину кута рівномірного повороту балки у сильних полях знайдемо за умови, що права частина рівняння (1) дорівнює нулю, а силу тяжіння прикладено до центру мас:

$$\cos \theta = \frac{ga}{2\Delta\chi H^2}. \quad (5)$$

Рівномірний поворот балки МАЕ в поперечному магнетному полі досліджували в [22].

Для оцінки впливу сили тяжіння на критичний вигин підставимо в (1) координату центру мас балки, приймаючи умову, що кут θ малий: $\theta \rightarrow 0$. За цих умов диференціальне рівняння для вигину має вигляд

$$EJ \frac{d^2\theta}{dx^2} = -(\Delta\chi H^2 - \rho ga / 2)S\theta. \quad (6)$$

З (6) одержуємо, що сила тяжіння зумовлює зменшення величини критичного поля:

$$H_{cr} = \sqrt{\frac{(\pi c / 4a)^2 E / 3 + \rho ga / 2}{\Delta\chi}}. \quad (7)$$

За відсутності впливу сили тяжіння, коли вигин відбувається у горизонтальній площині, як це досліджувалось у [20], критичне поле (3) є обернено пропорційним щодо довжини балки.

За умови дії сили тяжіння другий доданок під квадратним коренем у (7) прямо пропорційний довжині балки, тобто чим більша довжина балки, тим більший вплив сили тяжіння, і величина критичного поля має зростати.

Таким чином, сила тяжіння протидіє вигину вертикально розташованої балки у поперечному магнетному полі, але критичний характер вигину зберігається, що власне підтверджено експериментально.

4. ВИСНОВКИ

Експериментально та теоретично досліджено вигин балки МАЕ з магнетом'якими феромагнетними мікрочастинками, розміщеними у матриці пружном'якого еластомеру — силікону. Одержано, що, незважаючи на залишкову деформацію та гістерезу, вигин балки є квазіпружним: вона веде себе подібно твердим пружним тілам. Польові залежності для величини вигину ілюструють критичний характер вигину, незважаючи на протидію сили тяжіння, яка приводить до зростання величини критичного поля. Дані експерименту підтверджуються теоретичним описом у наближенні тонкої балки в рамках теорії балки за Ойлером–Бернуллі.

Роботу Ю. І. Джежері, С. М. Рябченка, В. М. Калити частково підтримано цільовою програмою Національної академії наук України в рамках проекту № 5.8/25-П «Енергозберігаючі та екологічно чисті нанорозмірні фероїки для розвитку сенсорики, наноелектроніки та спінтроніки».

ВНЕСОК АВТОРІВ

А. В. Кирилюк: концептуалізація, вимірювання, обробка даних, формальна аналіза, теоретична аналіза, написання тексту, — все це нарівні з іншими. Ю. І. Джежеря: написання тексту, методологія, формальна аналіза, дослідження, — все це нарівні з іншими. С. В. Черепов: концептуалізація, вимірювання, обробка даних — все це нарівні з іншими. Ю. Б. Скірта: вимірювання, обробка даних, — все це нарівні з іншими. С. М. Рябченко: методологія, концептуалізація, формальна аналіза, — все це нарівні з іншими. В. М. Калита: методологія, формальна аналіза, написання, редагування тексту, аналіза даних, теоретична аналіза, — все це нарівні з іншими.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. T. Pan, T. Greenwood, C. Seepersad, Z. Ounaies, and M. Frecker, *Smart Mater. Struct.*, **34**: 105026 (2025).
2. A. M. Menzel, *Phys. Rep.*, **554**: 1 (2015).
3. Y. Zhou, L. Li, W. Li, S. Wen, L. Jiang, S. Jerrams, J. Ma, and S. Chen, *Smart Mater. Struct.*, **29**: 055005 (2020).
4. Y. Kim, H. Yuk, R. Zhao, S. A. Chester, and X. Zhao, *Nature*, **558**: 274 (2018).
5. P. Soledad Antonel, G. Jorge, O. E. Perez, A. Butera, A. Gabriela Leyva, and

- R. Martyn Negri, *J. Appl. Phys.*, **110**: 043920 (2011).
6. A. K. Bastola and M. Hossain, *Mater. Lett.*, **297**: 129944 (2021).
 7. A. V. Bodnaruk, A. Brunhuber, V. M. Kalita, M. M. Kulyk, A. A. Snarskii, A. F. Lozenko, S. M. Ryabchenko, and M. Shamonin, *J. Appl. Phys.*, **123**: 115118 (2018).
 8. V. M. Kalita, Yu. I. Dzhezherya, and G. G. Levchenko, *Appl. Phys. Lett.*, **116**: 063701 (2020).
 9. V. M. Kalita, A. A. Snarskii, M. Shamonin, and D. Zorinets, *Phys. Rev. E*, **95**: 032503 (2017).
 10. P. A. Sanchez, T. Gundermann, A. Dobroserdova, S. S. Kantorovich, and S. Odenbach, *Soft Matter*, **14**: 2170 (2018).
 11. M. Watanabe, Y. Takeda, T. Maruyama, J. Ikeda, M. Kawai, and N. Mitsumata, *Int. J. Mol. Sci.*, **20**: 2879 (2019).
 12. J. R. Morillas and J. Vicente, *Soft Matter*, **16**: 9614 (2020).
 13. K. Yu, N. X. Fang, G. Huang, and Q. Wang, *Adv. Mater.*, **30**: 1706348 (2018).
 14. M. Ha, G. S. Cacyn Bermúdez, J. A. C. Liu, E. S. Oliveros Mata, B. A. Evans, J. B. Tracy, and D. Makarov, *Adv. Mater.*, **33**: 2008751 (2021).
 15. N. Bira, P. Dhagat, and J. R. Davidson, *Front. Robot. AI*, **7**: 588391 (2020).
 16. L. Ryan, Z. D. Harne, and J. D. Marcelo, *J. Intelligent Mater. Syst. Struct.*, **29**: 265 (2018).
 17. V. M. Kalita, Y. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Y. B. Skirta, A. V. Bodnaruk, and G. G. Levchenko, *Smart Mater. Struct.*, **30**: 025020 (2021).
 18. W. Yang, H. Pan, D. Zheng, and Q. Cai, *J. Appl. Mech.*, **66**: 913 (1999).
 19. F. Gerbal, Y. Wang, F. Lyonnet, and J.-C. Bacri, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **112**: 7135 (2015).
 20. V. M. Kalita, Yu. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Yu. B. Skirta, A. V. Bodnaruk, and S. M. Ryabchenko, *Smart Mater. Struct.*, **32**: 045002 (2023).
 21. V. M. Kalita, Yu. I. Dzhezherya, S. V. Cherepov, Yu. B. Skirta, A. V. Kyryliuk, S. O. Reshetniak, A. V. Bodnaruk, and S. M. Ryabchenko, *AIP Adv.*, **14**: 015143 (2024).
 22. V. M. Kalita, S. O. Reshetniak, and S. M. Ryabchenko, *Ukrayins'kyi Fizychnyy Zhurnal*, **69**: 684 (2024).