

ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНІ КОЛИВАННЯ П’ЄЗОКЕРАМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ПРИ КЕРОВАНОМУ ПІДВОДІ ЕЛЕКТРИЧНОГО НАВАНТАЖЕННЯ

В. О. АНДРУЩЕНКО, О. В. БОРИСЕЙКО, В. М. НІКІТЕНКО, І. А. УЛІТКО

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

В даній роботі розглянуто одновимірні коливання елементів з п’єзокераміки у вигляді стержня та диска: одношарових та біморфних з товщиною поляризацією. Отримані аналітично та експериментальним шляхом значення КЕМЗ на головних робочих частотах елементів. Вказано на способи підвищення ефективності перетворення енергії на старших резонансних частотах.

ВСТУП

Елементи з п’єзокераміки зручно використовувати в експериментах з п’єзоперетворювачами у досить широкому колі приладів та в різноманітних динамічних конструкціях, наприклад, для резонансного збудження тих чи інших форм коливань дзеркал адаптивної оптики. За низької механічної добротності та при значних дисипативних втратах в п’єзокераміці, якість роботи таких елементів залежить, насамперед, від ефективності перетворення енергії на тій чи іншій робочій частоті, що характеризується коефіцієнтами електромеханічного зв’язку (КЕМЗ). Привабливою рисою елементів з п’єзокераміки є те, що значення їх динамічних КЕМЗ нерідко перевищують у декілька разів значення КЕМЗ п’єзокварцу та інших високодобротних монокристалічних п’єзоматеріалів.

В той же час відомо, що для одношарових елементів з суцільним електродним покриттям бічних граней значення КЕМЗ на першій резонансній частоті значно перевищує величини КЕМЗ на вищих частотах, тому зазвичай приймають, що п’єзоелемент ефективно працює лише на головній частоті. Підвищити ефективність енергоперетворення на вищих частотах даного спектру можна за допомогою керованого підводу електричної енергії до розділених електродних поверхонь п’єзоелемента, а використання біморфних елементів дає можливість отримати два спектри власних частот на одному й тому ж зразку: планарний, властивий для одношарових елементів, та згинний. Але практична реалізація цієї ідеї не завжди є очевидною наперед.

Слід зазначити, що елементи з п’єзокераміки вигідно вирізняються з проміж решти п’єзоматеріалів завдяки простоті їх математичного моделювання, що допускає точний розв’язок крайових задач електропружності, або ж вичерпне представлення його у аналітичній формі. На практиці це означає, що положення ліній поділу електродного покриття дискового або призматичного п’єзоелемента визначається як наслідок з точних розв’язків, а висновки про істинні значення динамічних КЕМЗ завжди можуть бути перевірені за енергетичним критерієм, що також спирається на ці аналітичні розв’язки. Співставлення таких аналітичних та експериментальних даних і складає предмет даної доповіді.

1. ПЛАНАРНІ КОЛИВАННЯ П’ЄЗОЕЛЕМЕНТІВ З РОЗРІЗНИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

Як відомо, при суцільному електродному покритті поверхонь п’єзоелементів розрахунки КЕМЗ, які виконуються чи то за формулою У.Мезона [2], чи то за енергетичним критерієм [2]

$$k_{d,n}^2 = \frac{f_{a,n}^2 - f_{r,n}^2}{f_{a,n}^2}, \quad k_{d,n}^2 = \frac{U^{(P)} - U^{(K)}}{U^{(P)}}, \quad (1)$$

приводять до практично ідентичних результатів [1]. Типова послідовність значень КЕМЗ $k_{d,n}^2$ цих елементів така, що $k_{d,1}^2$ першого основного резонансу значно перевищує $k_{d,2}^2$ другого та всіх старших резонансів. Наприклад для п'єзокерамічного диска з однонаправленою по товщині поляризацією на планарних коливаннях $k_{d,1}^2 = 0,25$ більший за $k_{d,2}^2 = 0,04$ в шість разів (матеріал PZT-4) [1].

Виявляється, що цю закономірність можна суттєво змінити, якщо спиратися на дані про просторові розподіли товщинної деформації та нормальної компоненти електричної індукції [1]. Положення вузлових ліній та пучностей збуджуваних мод, дозволяють визначити раціональні положення для розміщення діелектричних “розрізів” електродів хімічним травленням.

Наприклад, амплітуди товщинної деформації диску ε_z та товщинної компоненти D_z на планарних коливаннях мають якісно схожі розподіли в радіальному напрямку, оскільки обидві визначаються сумою головних напружень $\sigma_r + \sigma_\theta$, пропорційних об'ємному розширенню $\text{div } \mathbf{u} = \varkappa A J_0(\varkappa r)$

$$D_z(\varkappa r) = -\left(\varepsilon_{33}^T \frac{V_0}{h}\right)(1 - k_p^2) \left[1 + \frac{1 + \nu}{2} \frac{k_p^2}{1 - k_p^2} A(\varkappa a) J_0(\varkappa r) \right]$$

$$\varepsilon_z(\varkappa r) = \frac{s_{13}^E}{s_{11}^E} \left(d_{31} \frac{V_0}{h} \right) \left[\frac{1 + \nu}{1 - \nu} A(\varkappa a) J_0(\varkappa r) - \frac{d_{33}}{d_{31}} - \frac{2}{1 - \nu} \right], \quad (2)$$

де V_0 – різниця електричних потенціалів, a – радіус диска, h – товщина, $\varkappa = \omega/c$ – хвильове число, ω – кругова частота, $c = 1/\sqrt{\rho s_{11}^E (1 - \nu^2)}$ – швидкість акустичних хвиль, s_{11}^E , s_{12}^E , s_{13}^E – пружні податливості, $\nu = -s_{12}^E / s_{11}^E$ – коефіцієнт Пуассона, ρ – об'ємна густина, d_{33} , d_{31} – п'єзомодулі, ε_{33}^T – діелектрична проникливість, $k_p^2 = \frac{2}{1 - \nu} \frac{d_{31}^2}{s_{11}^E \varepsilon_{33}^T}$ – статичний планарний КЕМЗ, $A(\varkappa a) = (\varkappa a) / [(\varkappa a) J_0(\varkappa a) - (1 - \nu) J_1(\varkappa a)]$ – амплітудна стала.

Для кожного резонансу нулі функції $D_z(\varkappa r)$, $0 \leq r \leq a$ визначають собою концентричні кола на поверхні, в яких відбувається зміна знаку струму зміщення на електродах. Аналогічним чином поводить себе і функція деформацій $\varepsilon_z(\varkappa r)$, тому для подальших міркувань можна використовувати будь-яку з цих величин (див. рис. 1).

Емпіричним шляхом дістаємося висновку: для підвищення КЕМЗ на третьому резонансі необхідно розділити електродне покриття на три частини за допомогою двох концентричних колових розрізів, радіуси яких відповідають нулям функції $J_0(\varkappa r)$, $0 \leq r/a \leq 1$. При цьому суміжні ділянки електродного покриття мають збуджуватись протифазно. Кількість знакозмін функції $J_0(\varkappa r)$, $0 \leq r/a \leq 1$ є на одиницю меншою за порядковий номер моди коливань. Наприклад, на другій резонансній частоті, при розділенні електродного покриття на дві частини розрізом радіуса $0,44a$, при протифазному

навантаженні КЕМЗ $k_{d,2}^2 = 0,16$ проти $0,04$ для суцільних електродів, тобто зростає у чотири рази, хоча і залишається меншим за $k_{d,1}^2 = 0,25$ першого резонансу.

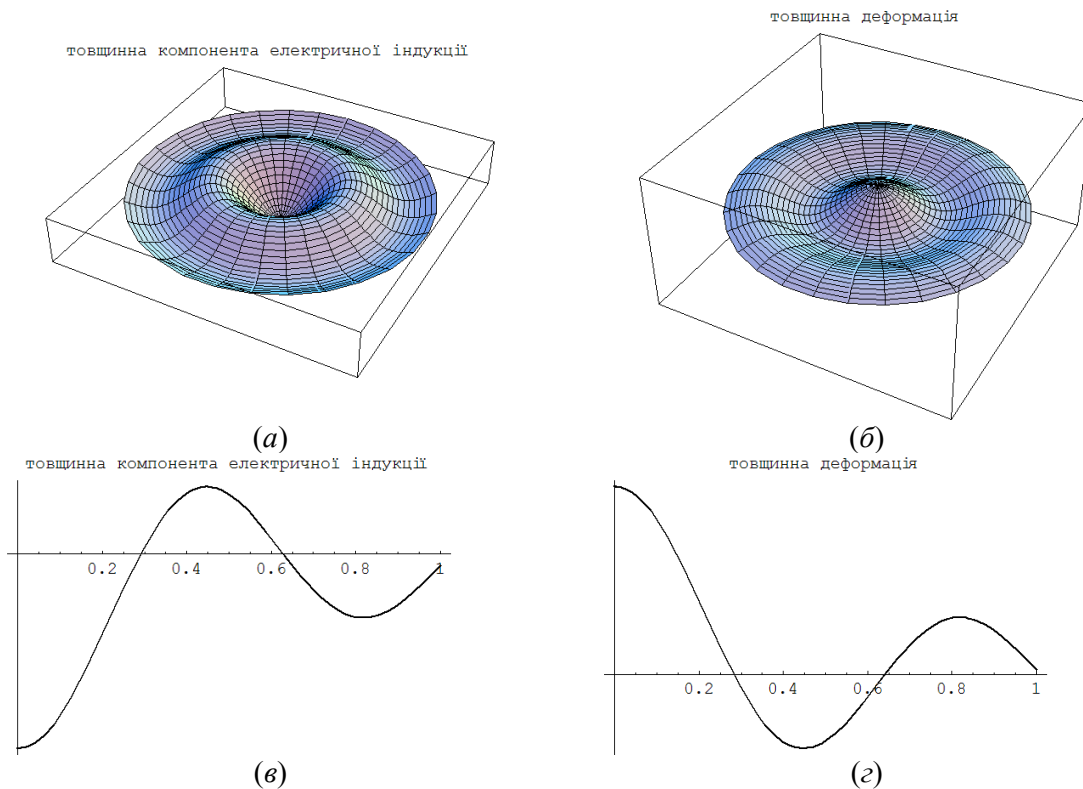


Рис. 1. Радіальні розподіли електричної індукції та деформації диску на третьому резонансі $(\alpha a)_r^{(3)} = 8,58$: (а) товщинна компонента індукції $D_z(\alpha r)$, (б) товщинна деформація $\varepsilon_z(\alpha r)$, нулі функцій $D_z(\alpha r)$ (в) та $\varepsilon_z(\alpha r)$ (г) співпадають, $0 \leq r/a \leq 1$.

Для призматичного стержня з товщинною поляризацією на планарних коливаннях ефект аналогічний, але внаслідок особливостей розташування вузлових ліній, розрізи електродів протравлюються попарно симетричними відносно геометричного центра стержня. На рис. 2 наведено результати експерименту для стержня з розмірами $100 \times 10 \times 1$ мм з п'єзокераміки ЦТС-19. Лицьові електродовані поверхні елемента з наведених вище міркувань розділені на три рівних частини. Така конфігурація електродного покриття при підведенні протифазного електричного навантаження до його сусідніх ділянок призводить до підвищення $k_{d,2}^2$ з $0,0084$ до $0,056$. Причому для стержня з електродними ділянками, навантаженими синфазно $k_{d,1}^2 = 0,087$. Тобто значення КЕМЗ на другій резонансній частоті завдяки керованому підводу електричного навантаження зростає приблизно у $5,5$ разів.

Цікавим є також і той факт, що вибраний спосіб підведення до п'єзостержня електричного навантаження унеможливує збудження коливань на всіх непарних частотах спектру $(2n-1)\pi/2$, $n \in \mathbb{N}$, тобто струм, який генерується у об'ємі п'єзокераміки і

розтікається по електродним поверхням стає рівним за величиною та протилежним за фазою до струму генератора електричного навантаження.

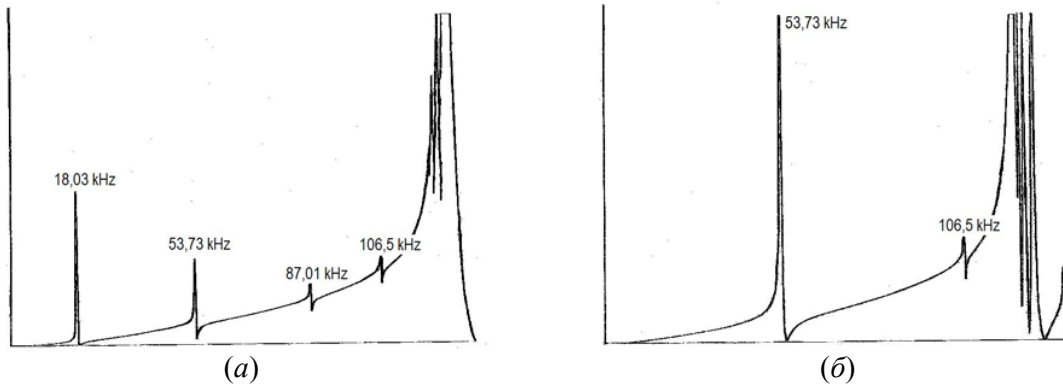


Рис 2. Амплітудно-частотні характеристики стержня: (а) при синфазному збудженні, та (б) при протифазному збудженні

Такого ж ефекту “пригнічення” наміченої частоти резонансу можна досягти і для розглянутого вище п’єзодиска з розрізними електродами. Але внаслідок неперіодичності спектру власних значень Бесселевих функцій, які містить загальний розв’язок задачі для диска з суцільним електродним покриттям, для диска з розрізними електродами буде виключена зі спектру лише одна резонансна частота.

2. ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНІ КОЛИВАННЯ БІМОРФНИХ П’ЄЗОЕЛЕМЕНТІВ

В біморфних двошарових п’єзоелементах товщинна поляризація шарів п’єзокераміки може бути взаємно-протилежною або співнаправленою, а самі шари мають однакову товщину і електродовані зовнішні бічні грані $z = \pm h/2$ та внутрішній електрод, що лежить в точності на серединній поверхні біморфного елемента $z = 0$. Така конфігурація дозволяє збуджувати в ньому як планарні так і згинні форми коливань. При цьому виникають наступні запитання: наскільки значним є вплив наявного з’єднання п’єзокерамічних шарів у серединній поверхні на ефективність роботи елемента на планарних коливаннях; та про ефективність роботи на елемента на згинних формах коливань.

Об’єктами досліджень були вибрані біморфні п’єзодиск з діаметром $2r = 63$ мм та товщиною $h = 6$ мм (матеріал – п’єзокераміка ЦТС-19) та та п’єзостержень з розмірами $80,0 \times 8,6 \times 4,3$ мм (матеріал – п’єзокераміка ЦТБС-1).

Теоретично за енергетичним критерієм та за формулою Мезона (1) були розраховані наступні значення коефіцієнтів електромеханічного зв’язку для перших мод коливань [3] (див. табл. 1.). З отриманих значень КЕМЗ для першої моди згинних коливань вибраних біморфних елементів видно, що ефективність енергоперетворення на перших згинних модах коливань нижча за ефективність на перших планарних модах, але вища ніж на вищих частотах планарного спектру. Дійсно, для випадку статичної деформації п’єзоелемента значення КЕМЗ деформації чистого згину становить 75% від значення КЕМЗ деформації розтягу-стиску того ж елемента [1].

Охарактеризуємо також результати експериментальних досліджень коливань біморфних п’єзокерамічних диска та стержня. Амплітудно-частотна характеристика

(АЧХ) згинних коливань біморфного стержня наведена на рис. 3. Відповідні коефіцієнти електромеханічного зв'язку за Мезоном складають:

- для випадку планарних коливань: $k_{d,1}^2 = 0,087$;
- для випадку згинних коливань: $k_{d,1}^2 = 0,07$.

Головні частоти резонансу та антирезонансу:

- для випадку планарних коливань: $f_p = 20,81$ кГц; $f_a = 21,79$ кГц;
- для випадку згинних коливань: $f_p = 2,26$ кГц; $f_a = 2,34$ кГц.

Таблиця 1. Розрахунки КЕМЗ для біморфних п'єзоелементів

Біморфний п'єзоелемент		Форма коливань	Значення КЕМЗ	Метод розрахунку
Диск:	1	планарна	$k_{d,1}^2 = 0,28$	енергетичний критерій
			$k_{d,1}^2 = 0,25$	формула Мезона
	2	згинна	$k_{d,1}^2 = 0,175$	енергетичний критерій
			$k_{d,1}^2 = 0,047$	формула Мезона
Стержень:	1	планарна	$k_{d,1}^2 = 0,09$	енергетичний критерій
			$k_{d,1}^2 = 0,086$	формула Мезона
	2	згинна	$k_{d,1}^2 = 0,0365$	енергетичний критерій
			$k_{d,1}^2 = 0,0289$	формула Мезона



Рис. 3. АЧХ згинних форм коливань біморфного стержня

На рис. 4 наведені амплітудно-частотні характеристики планарних (а) та згинних (б) коливань біморфного диска. Коефіцієнти електромеханічного зв'язку, обчислені за формулою Мезона на їх основі мають наступні значення:

- для випадку планарних коливань: $k_{d,1}^2 = 0,221$; $k_{d,2}^2 = 0,056$;
- для випадку згинних коливань: $k_{d,1}^2 = 0,135$; $k_{d,2}^2 = 0,044$.

Отже, експериментальні дані якісно підтверджують результати аналітичних розрахунків для випадку поздовжніх коливань елемента та розрахунків результати за енергетичним критерієм для випадку зинних коливань біморфного диска.

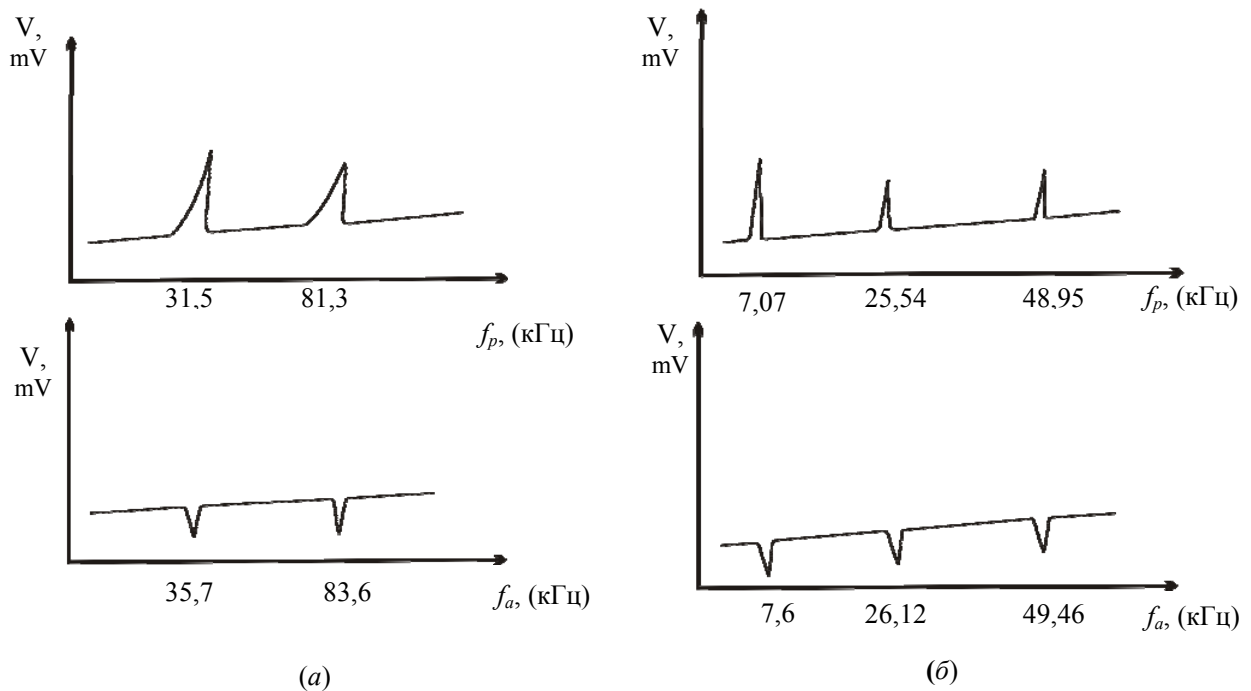


Рис. 5 Амплітудно-частотні характеристики радіальних форм коливань біморфного диска.

ВИСНОВКИ

Таким чином, в доповіді вказано способи підвищення ефективності енергоперетворення на робочих частотах одношарових тонких дисків та стержнів з товщиною поляризацією. Розглянуто можливість використання біморфних п'єзокерамічних елементів для реалізації збудження згинних або планарних мод коливань. Проведено оцінку значень динамічних КЕМЗ біморфного диска та стержня експериментальним шляхом порівняно з отриманими аналітичними результатами. З'ясовано що, керований підвід електричного збудження коливань дозволяє ефективно використовувати дві (та більше) робочі частоти власного спектру елемента. Отримані дані можуть бути корисними при розробці динамічних актуаторів переміщень для дзеркал адаптивної оптики.

ЛІТЕРАТУРА

1. Гринченко В. Т., Улітко А. Ф., Шульга Н. А. Электроупругость // Механика связанных полей в элементах конструкций. 5 / Отв. ред. А. Н. Гузь, АН УССР, Ин-т механики. – Киев: Наук. Думка, 1989. – 280 с.
2. Мэзон У. П. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультразвуке. – М.: Изд-во иностр. лит., 1952. – 447 с.
3. Улітко А. Ф., Борисейко О. В., Улітко І. А. Прикладні методи в задачах електропружності. К.: ВПЦ “Київський університет”, 2007. – 127 с.