

PACS numbers: 46.55.+d, 73.20.Mf, 77.22.Ch, 77.22.Ej, 78.67.Sc, 79.60.Jv, 82.35.Np

Властивості трибоелектричного шару з втіленими сфероїдальними металевими наночастинками

А. В. Коротун^{*,**}, В. П. Курбацький^{*}, Р. Ю. Корольков^{*}, Г. В. Мороз^{*}

^{*}Національний університет «Запорізька політехніка»,
вул. Університетська, 64,
69011 Запоріжжя, Україна

^{**}Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна

В минулі кілька років було експериментально встановлено факт підвищення ефективності роботи трибоелектричних генераторів за збудження у втілених в активний шар генератора металевих наноструктурах або наночастинках поверхневих плазмонних резонансів. Причиною такого поліпшення експлуатаційних характеристик трибоелектричних генераторів, на нашу думку, є збільшення густини заряду на контактуючих поверхнях трибоелектричних шарів внаслідок поляризації у приповерхневій активній області зі збудженими плазмонами під впливом поля трибоелектричних зарядів. В цій роботі проведено дослідження властивостей трибоелектричних шарів, які являють собою композитне середовище полідиметилсилоксан (PDMS)–металеві наночастинки. Передбачається, що частинки мають форму витягнутих або сплюснених сфероїдів, розподілені у трибоелектричному шарі неупорядковано й опромінюються природнім

Corresponding author: Andriy Vitaliyovych Korotun
E-mail: andko@zp.edu.ua

^{*}Zaporizhzhia Polytechnic National University,
64 Universytets'ka Str., UA-69011 Zaporizhzhya, Ukraine

^{**}G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine

Citation: A. V. Korotun, V. P. Kurbats'kyy, R. Yu. Korol'kov, and H. V. Moroz, Properties of a Triboelectric Layer with Embedded Spheroidal Metallic Nanoparticles, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 5: 549–568 (2026) (in Ukrainian). DOI: [10.15407/mfint.48.06.0549](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0549)

© Publisher PH 'Akadempriodyka' 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>)

світлом. Оскільки процес ґенерування плазмонів у частинках-втіленнях є частотно-залежним, для дослідження впливу плазмонного резонансу на характеристики трибоелектричного шару ми скористалися частотно-залежною діелектричною функцією. В рамках Максвелл-Гарнеттового моделю для ефективного середовища та Максвелл-Гарнеттового моделю з розмірною корекцією виконано розрахунки ефективної діелектричної функції трибоелектричного шару, густини поляризаційного заряду на його поверхні та фактора якості трибоелектричного матеріалу (FOM) і проведено порівняння результатів з метою оцінки значимості розмірної корекції. Досліджено й обговорено вплив ексцентриситету, матеріалу й об'ємного вмісту частинок-втілень на дійсну й уявну частини ефективної діелектричної функції, відносну поверхневу густину поляризаційного заряду та фактор якості. Виявлено, що матеріал втілених наночастинок та їхній об'ємний вміст істотно впливають на характеристики трибоелектричного шару. Доведено, що втілення у трибоелектричний шар витягнутих сфероїдальних частинок приводить до більшої поверхневої густини трибоелектричного заряду та більшого значення FOM у порівнянні зі сплюсненими сфероїдами.

Ключові слова: трибоелектричний наногенератор, сфероїдальна металева наночастинка, ефективна діелектрична функція, поляризаційний заряд, фактор якості трибоелектричного матеріалу.

In recent years, it is experimentally established that the efficiency of triboelectric generators increases, when surface-plasmon resonances are excited in metallic nanostructures or nanoparticles embedded into the active layer of the generator. We believe, this improved performance of triboelectric generators is explained by an increase in charge density on the contacting surfaces of the triboelectric layers due to polarization in the near-surface active region with excited plasmons under the influence of the triboelectric-charge field. In this paper, we investigate the properties of triboelectric layers being the polydimethylsiloxane (PDMS)-metallic nanoparticles' composite medium. The particles are assumed prolate or oblate spheroids randomly distributed within the triboelectric layer and irradiated with natural light. Since the process of plasmon generation in the inclusion particles is frequency-dependent, we use a frequency-dependent dielectric function to study the influence of plasmon resonance on the characteristics of the triboelectric layer. Within the Maxwell Garnett model for an effective medium and the same with a size correction, the effective dielectric function of the triboelectric layer, the polarization-charge density on its surface, and the figure-of-merit (FOM) of the triboelectric material are calculated and a comparison of the results is carried out to assess the significance of the size correction. The influence of the eccentricity, material, and volume fraction of the inclusion particles on the real and imaginary parts of the effective dielectric function, the relative polarization-charge surface density, and FOM are investigated and discussed. As found, the material of the embedded nanoparticles and their volume fraction influence significantly the characteristics of the triboelectric layer. As demonstrated, the embedding of prolate spheroidal particles into the triboelectric layer leads to a higher triboelectric-charge surface density and a higher FOM value compared to oblate spheroids.

Key words: triboelectric nanogenerator, spheroidal metal nanoparticle, effective dielectric function, polarization charge, figure-of-merit of the triboelectric material.

(Отримано 4 травня 2026 р.; остаточн. варіант — 15 травня 2026 р.)

1. ВСТУП

Стрімкий розвиток портативних електронних технологій упродовж останніх років значно підвищив вимоги до систем енергозабезпечення малогабаритних пристроїв. До таких пристроїв належать смартфони, смарт-годинники, бездротові сенсорні модулі, медичні імпланти й інші елементи сучасної електроніки [1]. Більшість з них функціонує на основі традиційних акумуляторів або батарей, які мають обмежений ресурс роботи, потребують регулярної підзарядки або заміни та створюють певні екологічні проблеми під час утилізації. У зв'язку з цим особливої актуальності набувають технології автономного енергозабезпечення, які базуються на перетворенні енергії навколишнього середовища в електричну. Такі технології дають змогу створювати пристрої, здатні функціонувати тривалий час без підключення до зовнішніх джерел енергії [2].

Серед найперспективніших напрямів одержання енергії з довкілля виділяють технології механічного, теплового та світлового енергоживлення. У цьому контексті активно досліджуються п'єзоелектричні генератори (PEG), термоелектричні генератори (TEG) та трибоелектричні наногенератори (TENG). П'єзоелектричні генератори використовують властивість деяких матеріалів генерувати електричний заряд під дією механічної деформації. Термоелектричні генератори працюють на основі Зеебекового ефекту, який полягає у виникненні електричної напруги внаслідок відмінності температур. Особливий інтерес викликають трибоелектричні наногенератори, оскільки вони здатні ефективно перетворювати низькочастотні механічні коливання, широко присутні у навколишньому середовищі, у електричну енергію. Трибоелектричний ефект ґрунтується на виникненні електричних зарядів на поверхні матеріалів під час їхнього контакту та подальшого розведення. Коли два матеріали з різними трибоелектричними властивостями контактують один з одним, відбувається перерозподіл електронів між їхніми поверхнями, що приводить до виникнення різниці потенціалів. Внаслідок подальшого руху чи механічної взаємодії поверхонь може генеруватися електричний струм у зовнішньому колі. Саме на цих принципах базується робота трибоелектричних наногенераторів.

Одразу після появи концепції TENG [3] ця технологія привернула значну увагу дослідників. Було запропоновано різні конструктивні схеми генераторів і режими їхньої роботи, серед яких контакт-

но-розділювальний режим, режим ковзання поверхонь, одноелектродна конфігурація та трибоелектричний генератор на основі вільного шару [4–9]. Кожна з цих конфігурацій має свої переваги й області застосування, що уможливорює використовувати TENG у широкому спектрі систем — від сенсорних пристроїв до автономних джерел живлення для мікроелектроніки.

Одним із ключових параметрів, що визначає ефективність роботи TENG, є поверхнева густина заряду на трибоелектричних шарах. Саме вона визначає величину напруги та генерованого струму. Тому підвищення поверхневої густини заряду є однією із найважливіших задач під час розробки високоефективних TENG. Для цього використовують різні методи, включаючи мікро- та наноструктурування поверхні, застосування нових полімерних матеріалів, а також втілення частинок металів або напівпровідників в об'єм трибоелектричних шарів.

Останні дослідження показали, що використання плазмонних наноструктур (металевих наночастинок) може істотно поліпшити характеристики трибоелектричних генераторів. Плазмонні ефекти виникають у металевих наночастинках під дією електромагнетного випромінювання та супроводжуються колективними коливаннями електронів провідності на їхній поверхні. В результаті розпаду поверхневих плазмонів відбувається генерування високоенергетичних носіїв заряду — так званих гарячих електронів. Ці електрони здатні накопичуватися у структурі матеріалу та формувати додаткові центри локалізації заряду [10, 11], що сприяє підвищенню густини поверхневого заряду у трибоелектричних матеріалах.

В роботі [12] було запропоновано конструкцію високоефективного трибоелектричного наногенератора, створеного на основі композитного матеріалу $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MXene-Au}$. У цій структурі матеріал $g\text{-C}_3\text{N}_4$ виконує функцію фоточутливого елемента, який здатний вбирати світлове випромінювання та генерувати носії заряду. В наночастинках Ауруму збуджується поверхневий плазмонний резонанс, що супроводжується утворенням гарячих електронів, тоді як двовимірний матеріал MXene з високою електропровідністю забезпечує ефективний транспорт електронів. В результаті спостерігається формування значної кількості пасток заряду, що приводить до накопичення заряду на поверхні трибоелектричного шару. Результати експериментів показали, що такий пристрій здатний генерувати напругу до 510 В, струм близько 80 мА і максимальну потужність у 20 мВт для активної поверхні $4 \times 4 \text{ см}^2$.

В інших дослідженнях [10] було використано наночастинок типу Ag@SiO_2 . В таких наночастинках срібне ядро оточене тонким діелектричним шаром кремнезему. Подібна конфігурація дає змогу значно зменшити агрегацію частинок, а також обмежити витік поверхневого заряду, що є типовою проблемою для металевих вклю-

чень. Крім того, плазмонні властивості срібного ядра сприяють додатковому поліпшенню вихідних характеристик генератора. За оптимальних умов було одержано пікову потужність до 70 мВт, струм у 248 мА і густину потужності у $4,375 \text{ мВт/см}^2$; водночас вихідна напруга перевищила 1 кВ.

Альтернативний підхід до поліпшення експлуатаційних характеристик трибоелектричних генераторів запропоновано у роботі [11]. В цьому дослідженні застосовувалися дифракційні електроди, здатні збуджувати поверхневі плазмони у металевих структурах. Розпад таких плазмонів супроводжується генеруванням електронно-діркових пар. В результаті збільшується кількість носіїв заряду, внаслідок чого підвищується вихідна потужність генератора та зменшується його внутрішній імпеданс. Такий підхід уможливив одержати пікову потужність близько 3,6 мВт за навантаження у 1 МОм, що відповідає приблизно 4,5-разовому збільшенню вихідної потужності й істотному зменшенню внутрішнього опору пристрою.

Таким чином, використання плазмонних наноструктур і композитних матеріалів є перспективним напрямом підвищення ефективності трибоелектричних наногенераторів. Поєднання трибоелектричних ефектів із плазмонними явищами відкриває нові можливості для створення високоефективних автономних джерел енергії, здатних забезпечувати живлення малопотужних електронних систем і сенсорних мереж у різних галузях сучасної техніки.

Вплив втілених у трибоелектричний шар сферичних металевих наночастинок на характеристики трибоелектричних генераторів досліджувався в роботі [13]. Проте, як відомо, через втілення у діелектричне середовище можлива деформація наночастинок. Тому дослідження впливу плазмонних ефектів у сфероїдальних наночастинках-включеннях на властивості трибоелектричних шарів TENG є актуальною задачею.

2. ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ЕКСПЛУАТАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДИФІКОВАНОГО МЕТАЛЕВИМИ НАНОЧАСТИНКАМИ ТРИБОЕЛЕКТРИЧНОГО ШАРУ НАНОГЕНЕРАТОРА

2.1. Природа трибоелектричних явищ

Трибоелектризація (ТЕ) — це термін, який використовується для позначення контактної електризації (КЕ). Хоча ТЕ відома вже 2600 років, досі точаться суперечки про те, чи зумовлено КЕ переносом електронів, переносом йонів або навіть переносом частинок матеріалу. Це пов'язано з недосконалістю методів мірювання й ускладненням КЕ процесами тертя. КЕ відбувається у всіх фазах, включаючи тверді, рідкі та газоподібні, і є найпоширенішим явищем на межі

поділу фаз. Лише нещодавно було встановлено домінуючу роль перенесення електронів у КЕ [14].

Ефект КЕ між металом і діелектриком описують в рамках моделю рівня Фермі металу та поверхневих станів у діелектрику. В загальному випадку для пояснення електронного переходу користуються моделлю перекриття електронних хмар атомів (рис. 1).

За сильного зближення атомів, коли їхні електронні хмари перекриваються, відбувається пониження потенціального бар'єра для електронів, що сприяє їхньому переходу від одного атома до іншого [15]. Цей модель розглядається як універсальний для розуміння

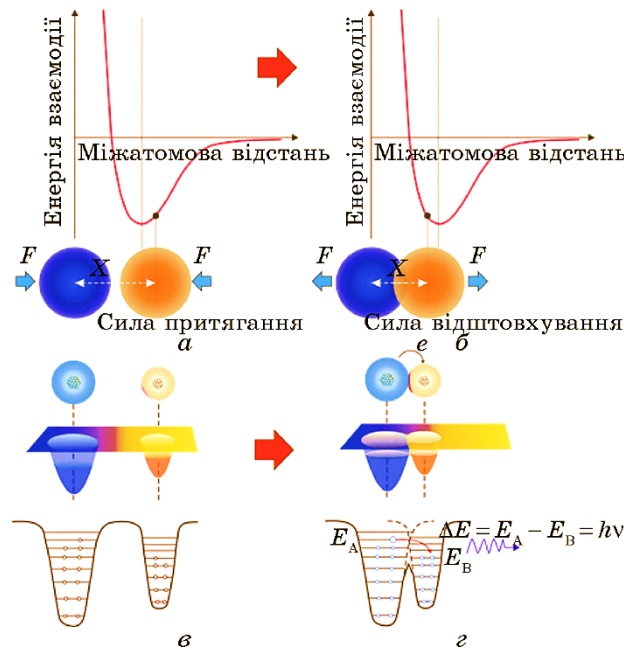


Рис. 1. Модель електронних хмар, що перекриваються, для пояснення контактної електризації [14]: енергія взаємодії двох атомів в залежності від міжатомової віддалі у випадку притягувальної та відштовхувальної сили відповідно (а, б); схематичне зображення електронних хмар та енергетичних станів електронів двох атомів, що належать матеріалам А і В, коли атоми знаходяться на різній віддалі один від одного (перехід електрона від атома А до атома В показано червоною стрілкою) (в, г).

Fig. 1. Overlapping electron-cloud model for explaining contact electrification [14]: interaction energy of two atoms depending on the interatomic distance in the case of attractive and repulsive forces, respectively (a, б); schematic representation of electron clouds and energy states of electrons of two atoms belonging to materials A and B, when the atoms are at different distances from each other (the transition of an electron from atom A to atom B is shown by the red arrow) (в, г).

електронного переходу між будь-якими двома матеріалами та може бути поширений на випадки контакту рідина–тверде тіло та рідина–рідина, газ–тверде тіло й газ–рідина [16]. Електронний перехід, показаний на рис. 1, з, називають Ванговим переходом для контактної електризації. В процесі переходу відбувається випромінювання фотонів, що було підтверджено експериментальними дослідженнями. Можливо, ці дослідження започатковують фотонну спектроскопію контактної електризації на межі поділу фаз [17].

2.2. Принципи роботи трибоелектричних наногенераторів

Розрізняють два види електричних струмів: струм провідності, який створюється «вільними» зарядами, що рухаються, і струм зміщення, який пов'язується із змінним у часі електричним полем. В електромагнетному генераторі генерування відбувається за рахунок струму провідності — потоку електронів у провіднику, що рухаються під дією Лорентцевої сили. Генератори на основі п'єзоелектричного, піроелектричного та трибоелектричного ефектів використовують струм зміщення як рушійну силу для ефективного перетворення механічної енергії у електричну енергію/сигнал. Внутрішнє та зовнішнє кола з'єднуються на двох електродах, утворюючи замкнений контур. Струм зміщення у внутрішньому колі можна вважати причиною виникнення ємнісного струму провідності у зовнішньому колі.

Дослідники виділяють наступні робочі режими трибоелектричних наногенераторів [18, 19].

Режим контакту–розділення. TENG, що працює в режимі контакту–розділення, використовує фізичний контакт між двома діелектричними плівками з різною спорідненістю щодо електронів (принаймні, одна з них є ізолятором) (рис. 2, а) [18]. В умовах контакту на плівках з'являються протилежні за знаком трибоелектричні заряди. Коли в подальшому плівки розділяють, між електродами на неконтактуючих поверхнях плівок виникає різниця потенціалів. Якщо електроди з'єднано через навантаження, електрони з однієї електроди перетікають на іншу, доки не буде досягнуто рівновагу. Коли зазор закривається, струм тече у протилежному напрямку, і різниця потенціалів електрод зникає. Періодичний контакт і розділення змушують електрони переміщуватися між електродами, створюючи змінний струм у зовнішньому колі.

Режим бічного ковзання (рис. 2, б) [18]. Коли поверхні двох матеріалів із різною трибоелектричною полярністю стикаються на всьому своєму просторі, утворені на них трибоелектричні заряди протилежного знаку нейтралізують поля один одного за межами області контакту. За відносного зміщення поверхонь з'являються ділянки з некомпенсованим трибоелектричним зарядом, який спричиняє пе-

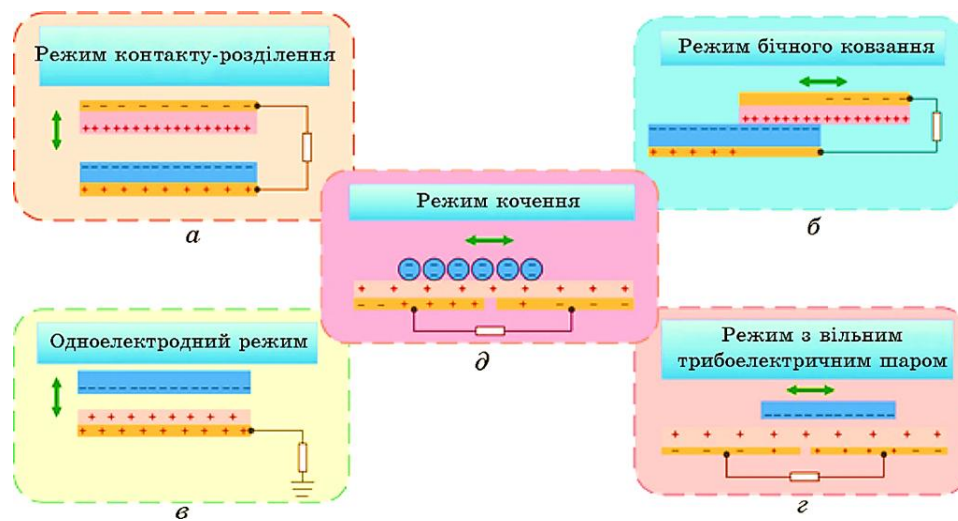


Рис. 2. Режими роботи трибоелектричних наногенераторів [18, 19]: режим контакту–розділення (*a*), режим бічного ковзання (*б*), одноелектродний режим (*в*), режим з вільним трибоелектричним шаром (*г*), режим кочення (*д*).

Fig. 2. Operating modes of triboelectric nanogenerators [18, 19]: contact–separation mode (*a*), lateral-sliding mode (*б*), single-electrode mode (*в*), free-standing triboelectric-layer mode (*г*), and rolling mode (*д*).

перозподіл заряду в електродах і струм у зовнішньому колі.

Одноелектродний режим. Одноелектродний трибоелектричний генератор є найбільш корисним для використання вільного руху об'єкта без підключення з'єднувального дроту. Як показано на рис. 2, *в*, за періодичного зближення й віддалення ізолюваного зарядженого трибоелектричного шару відносно трибоелектричного шару на нерухомій заземленій електроді створюється струм у колі електрода–Земля.

Режим з вільним трибоелектричним шаром (рис. 2, *г*). В цьому варіанті конструкції TENG [18] струм між двома електродами утворюється внаслідок асиметричного розподілу заряду, який виникає під час руху вільного зарядженого трибоелектричного шару вздовж нерухомого шару, з'єднаного з електродами (рис. 2, *г*). Цей режим є зручним для забирання енергії від рухомого об'єкта; водночас вся система залишається мобільною, бо не потребує заземлення.

Режим кочення (рис. 2, *д*). Принцип генерування струму в режимі кочення той же самий, як і в попередньому режимі, але замість рухомого трибоелектричного шару використовується масив кульок, які можуть перекочуватися по поверхні нерухомого трибоелектричного шару [19]. Трибоелектричний заряд збирається на поверхні кульок. Режим кочення дає змогу понизити зношування матеріалів

під час трибоелектризації, не погіршуючи водночас вихідні характеристики TENG.

Незалежно від режиму, розрізняємо дві фази роботи TENG: 1) фаза повного контакту, коли відбувається формування заряду на поверхнях трибоелектричних шарів, а електричне поле зосереджене в області контакту, 2) фаза розділення зарядів, коли внаслідок розведення трибоелектричних шарів або відносного зсуву їх виникає різниця потенціалів електрод і в зовнішньому колі тече струм.

В цьому контексті розглянемо можливі механізми впливу на роботу TENG плазмонного резонансу в металевих частинках, втілених у трибоелектричний шар. Нехай трибоелектричний шар опромінюється природнім світлом. Природнє світло можна вважати сукупністю великої кількості лінійно-поляризованих хвиль з частотами в широкому інтервалі, хаотичними фазами та напрямками поляризації. На частотах поверхневого плазмонного резонансу збуджуються коливання заряду в металевих частинках-включеннях. В кожен момент часу частинки можна розглядати як диполі з випадковим розподілом моментів за напрямком і величиною. В обох фазах робочого циклу TENG диполі в приповерхневій області трибоелектричних шарів знаходяться під дією поля трибоелектричних зарядів. Незалежно від причини, чи є то орієнтаційна поляризація (часткове впорядкування моментів диполів за напрямком) [13], чи утворення пар електрон-дірка під час розпаду плазмонів [11], результатом є виникнення в приповерхневій області трибоелектричних шарів заряду, який ми будемо називати поляризаційним. Знак поляризаційного заряду є протилежним знаку трибоелектричного заряду; тому в фазі 1 поле поляризаційних зарядів сприяє переходу електронів між контактуючими шарами, збільшуючи поверхневу густину трибоелектричних зарядів.

Оскільки процес ґенерування плазмонів є частотно-залежним, для оцінки впливу плазмонного резонансу в частинках-втіленнях на характеристики TENG ми використовуємо частотно-залежну діелектричну функцію композита на основі сфероїдальних металевих наночастинок, втілених у шар полідиметилсилоксану (PDMS).

2.3. Математичний модель

Будемо досліджувати трибоелектричний шар наноґенератора, який являє собою матричне діелектричне середовище (частіше за все — PDMS) із втіленими у нього хаотично орієнтованими сфероїдальними металевими наночастинками. Трибоелектричний шар має властивості композита із залежною від частоти ефективною діелектричною функцією.

Оскільки струм, що ґенерується впродовж робочого циклу TENG, визначається зарядом, який формується на поверхнях трибоелект-

ричних шарів під час їхнього контакту, то однією з основних характеристик TENG є поверхнева густина поляризаційного заряду. Для оцінки цієї величини скористаємося співвідношенням [13]

$$\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{tr}} = 1 - (1 + |\varepsilon_{\text{eff}} - 1|)^{-1}, \quad (1)$$

де σ_{pol} і σ_{tr} — поверхневі густини поляризаційного та трибоелектричного зарядів, ε_{eff} — ефективна діелектрична функція композитного трибоелектричного шару.

Надалі вважатимемо, що концентрація металевих втілень є малою; отже, для дослідження електрофізичних й оптичних властивостей нанокомпозита можна скористатися моделями типу Максвелл-Гарнеттового. У звичайному Максвелл-Гарнеттовому моделю вираз для ефективної діелектричної функції композита зі сфероїдальними металевими включеннями має вигляд (див., наприклад, [20] і посилання там)

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\omega) = \frac{(1 - \beta)\varepsilon_m + \beta(2\vartheta_{\perp}\varepsilon^{\perp} + \vartheta_{\parallel}\varepsilon^{\parallel})/3}{1 - \beta + \beta(2\vartheta_{\perp} + \vartheta_{\parallel})/3}, \quad (2)$$

де ε_m — діелектрична проникність PDMS, β — об'ємний вміст металу в композиті,

$$\vartheta_{\perp(\parallel)} = \varepsilon_m / (\varepsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}(\varepsilon^{\perp(\parallel)} - \varepsilon_m)). \quad (3)$$

Діагональні компоненти діелектричного тензора металеві частинки в моделю Друде —

$$\varepsilon_{\perp(\parallel)}(\omega) = \varepsilon^{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)})}; \quad (4)$$

фактори деполаризації й ексцентриситети дорівнюють: для витягнутих сфероїдів ($a_1 > b_t$)

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{1 - e_p^2}{e_p^2} \left(-1 + \frac{1}{2e_p} \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} \right), \quad \mathcal{L}_{\perp} = (1 - \mathcal{L}_{\parallel}) / 2, \quad (5)$$

$$e_p = \sqrt{1 - b_t^2/a_1^2}, \quad (6)$$

для сплюснених сфероїдів ($a_1 < b_t$)

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{\sqrt{1 - e_p^2}}{e_p^3} \left(\frac{e_p}{\sqrt{1 - e_p^2}} - \arctg \frac{e_p}{\sqrt{1 - e_p^2}} \right), \quad \mathcal{L}_{\perp} = (1 - \mathcal{L}_{\parallel}) / 2, \quad (7)$$

$$e_p = \sqrt{1 - a_1^2/b_t^2}, \quad (8)$$

де a_1 і b_t — велика (мала) та мала (велика) піввісі витягнутого (сплюсненого) сфероїда.

У формулі (4) ω_p — плазмова частота, ε^∞ — внесок кристалічної ґратниці в діелектричну проникність металу. Поперечна та поздовжня компоненти тензора ефективної швидкості релаксації включають адитивні внески за трьома механізмами — об'ємної й поверхневої релаксації та радіаційного згасання:

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s^{\perp(\parallel)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}, \quad (9)$$

де швидкість об'ємного згасання $\gamma^{\text{bulk}} = \text{const}$ для обраного металу, поперечні (поздовжні) компоненти швидкостей поверхневої релаксації та радіаційного згасання визначаються виразами [20]

$$\gamma_s^{\perp(\parallel)} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\varepsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}(1 - \varepsilon_m)} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{v_F}{2b_t} F_{\perp(\parallel)}(e_p), \quad (10)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \frac{V}{8\pi} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\sqrt{\varepsilon_m(\varepsilon^\infty + (1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)})\varepsilon_m / \mathcal{L}_{\perp(\parallel)})}} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{v_F}{2b_t} F_{\perp(\parallel)}(e_p), \quad (11)$$

У формулах (10) і (11) v_F — Фермійова швидкість електронів, c — швидкість світла, $V = 4\pi a_1 b_t^2 / 3$ — об'єм витягнутого (сплюсненого) сфероїда. Розмірно залежні функції мають вигляд: для витягнутих сфероїдів

$$F_{\perp}(e_p) = \frac{1}{e_p^3} \left\{ e_p \sqrt{1 - e_p^2} \left(\frac{1}{2} + e_p \sqrt{1 - e_p^2} \right) + 2 \left(e_p^2 - \frac{1}{4} \right) \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{1 - e_p^2} \right) \right\}, \quad (12)$$

$$F_{\parallel}(e_p) = \frac{1}{e_p^3} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{1 - e_p^2} + e_p \sqrt{1 - e_p^2} (2e_p^2 - 1) \right\}; \quad (13)$$

для сплюснених сфероїдів

$$F_{\perp}(e_p) = \frac{(1 - e_p^2)^{1/2}}{2e_p^3} \left\{ \frac{e_p(1 + e_p^2)}{1 - e_p^2} + \frac{1}{2}(1 + 3e_p^2) \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} \right\}, \quad (14)$$

$$F_{\parallel}(e_p) = \frac{(1 - e_p^2)^{3/2}}{2e_p^3} \left\{ \frac{e_p(1 + e_p^2)}{(1 - e_p^2)^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} \right\}. \quad (15)$$

Для врахування розміру частинок використовують розмірно скоригований Максвелл-Гарнеттів модель [21]. Зазначимо, що безпосередня розмірна корекція співвідношення (2) неможлива. Тому скористаємося виразами для розмірно скоригованих діагональних компонент тензора поляризованості [22]:

$$\bar{\alpha}_{\perp(\parallel)} = \frac{\alpha_{\perp(\parallel)}}{1 - \Delta_{\perp(\parallel)} \alpha_{\perp(\parallel)}} \quad (16)$$

з діагональними компонентами тензора поляризованості

$$\alpha_{\perp(\parallel)} = \frac{\varepsilon_{\perp(\parallel)} - \varepsilon_m}{\varepsilon_{\perp(\parallel)} + (1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}) \varepsilon_m / \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}} \quad (17)$$

і коригувальним розмірним фактором

$$\Delta_{\perp(\parallel)} = x_{\perp(\parallel)}^2 + \frac{2}{3} i x_{\perp(\parallel)}^3, \quad x_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_m} \frac{\omega b_t}{c}, \quad x_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_m} \frac{\omega a_1}{c}. \quad (18)$$

Підставляючи в (2) вирази для $\mathfrak{G}_{\perp(\parallel)}$ і $\varepsilon_{\perp(\parallel)}$:

$$\mathfrak{G}_{\perp(\parallel)} = 1 - \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)}, \quad \varepsilon_{\perp(\parallel)} = \varepsilon_m \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} + (1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}) \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)}}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} (1 - \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)})}, \quad (19)$$

одержуємо наступне співвідношення для розмірно скоригованої діелектричної функції композита:

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega) = \varepsilon_m \frac{1 + \beta \left(2(1 - \mathcal{L}_{\perp}) \bar{\alpha}_{\perp} / \mathcal{L}_{\perp} + (1 - \mathcal{L}_{\parallel}) \bar{\alpha}_{\parallel} / \mathcal{L}_{\parallel} \right) / 3}{1 - \beta (2 \bar{\alpha}_{\perp} + \bar{\alpha}_{\parallel}) / 3}. \quad (20)$$

У граничному випадку $\Delta_{\perp(\parallel)} \rightarrow 0$ вираз (20) набуває вигляду (2).

Модифікування трибоелектричного шару плазмонними наночастинками приводить до зростання фактора якості трибоелектричного матеріалу

$$\text{FOM}_m = \sigma^2, \quad (21)$$

де поверхнева густина заряду на трибоелектричних шарах —

$$\sigma = \sigma_{\text{tr}} + \sigma_{\text{pol}}, \quad (22)$$

σ_{tr} — заряд, зумовлений контактною електризацією, σ_{pol} — доданок, що виникає внаслідок поляризації.

Користуючись (1) і (22) з (21), можна одержати вираз для безрозмірного FOM_m :

$$\text{FOM}_m = \left(\frac{\sigma_{\text{tr}} + \sigma_{\text{pol}}}{\sigma_{\text{tr}}} \right)^2 = \left(1 + \frac{|\varepsilon_{\text{eff}} - 1|}{1 + |\varepsilon_{\text{eff}} - 1|} \right)^2. \quad (23)$$

Надалі для розрахунків будуть використовуватися співвідношення (1), (2), (20) і (23) з урахуванням (3)–(19).

3. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Розрахунки частотних залежностей ефективної діелектричної функції, відносної поверхневої густини поляризаційного заряду та нормованого FOM проводилися для трибоелектричного шару, що являє собою композит на основі полідиметилсилоксану ($\epsilon_m = 2,7$) з хаотично розташованими сфероїдальними наночастинками різних розмірів із різних металів. Параметри, необхідні для розрахунків, наведено в табл. 1.

На рисунку 3 наведено порівняння частотних залежностей дійсної й уявної частин ефективних діелектричних функцій, розрахованих з використанням Максвелл-Гарнеттового моделю і розмірно скоригованого Максвелл-Гарнеттового моделю, для трибоелектричних шарів, модифікованих витягнутими та сплюсненими сфероїдальними металевими наночастинками. Зазначимо, що розмірна корекція істотно впливає на ефективну діелектричну функцію композитів з частинками обох форм (криві 1, 2 і 3, 4 на рис. 3). Цей вплив виражається у зменшенні амплітуди екстремумів $\text{Re}(\text{Im})\epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ у порівнянні з $\text{Re}(\text{Im})\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ та у їхньому «червоному» зсуві. Одержаний результат корелює з результатом для композитів зі сферичними металевими включеннями [13], проте для композитів із витягнутими та сплюсненими сфероїдами «червоний» зсув екстремумів у розмірно скоригованому моделю є більш істотним. Екстремуми дійсної й уявної частин ефективної діелектричної функції відповідають частотам поздовжнього та поперечного поверхневих плазмонних резонансів для композитів із витягнутими та сплюсненими сфероїдальними включеннями відповідно. Розрахунки свідчать про те, що в області цих екстремумів із великою точністю виконується умова збудження поверхневих плазмонних резонансів на межі метал–PDMS:

$$\text{Re} \epsilon_{\perp(\parallel)}(\omega_{\text{sp}}^{\perp(\parallel)}) = -\left((1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)})/\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}\right)\epsilon_m$$

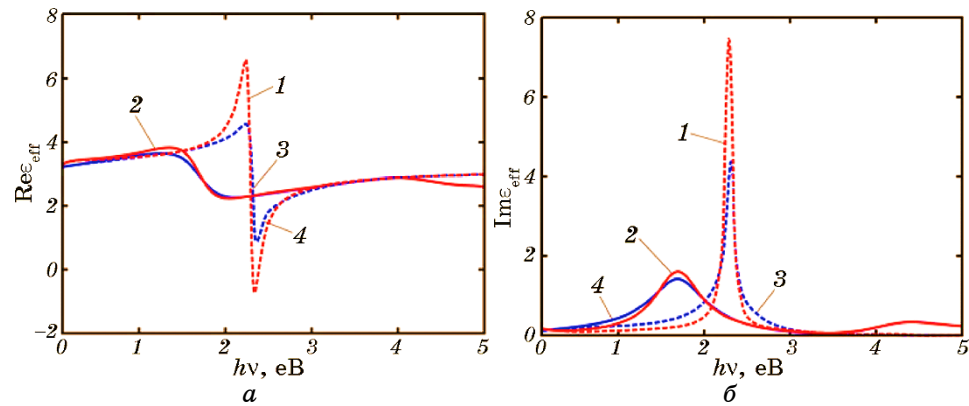
для сплюснених (витягнутих) включень, а незначні відхилення пов'язані з різним об'ємним вмістом включень у композиті.

Перед тим як перейти до обговорення наступних результатів, зазначимо, що надалі будуть розглядатися розрахунки частотних залежностей лише для трибоелектричних шарів, модифікованих витягнутими сфероїдами, оскільки відповідні результати для сплюснених сфероїдів від них майже не відрізняються. Це пояснюється близькими значеннями $\text{Re}(\text{Im})\epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ для композитів із витягнутими та сплюсненими сфероїдальними включеннями у всьому частотному інтервалі (криві 2 і 4 на рис. 3).

Криві частотних залежностей дійсної й уявної частин розмірно скоригованої діелектричної функції трибоелектричного шару з ви-

ТАБЛИЦЯ 1. Параметри металів (див. [20, 23] і посилання там).**TABLE 1.** Metals' parameters (see Refs. [20, 23] and references therein).

Параметер	Метали				
	Pd	Ag	Pt	Au	Cu
ε^∞	2,52	3,70	4,42	9,84	12,03
$\nu_F \cdot 10^{-6}$, м/с	2,84	1,49	2,98	1,41	1,34
$\hbar\omega_p$, eV	9,70	9,17	15,2	9,07	12,6
$\hbar\gamma_{\text{bulk}}$, eV	0,091	0,016	0,069	0,023	0,024

**Рис. 3.** Частотні залежності дійсної (а) й уявної (б) частин ефективної діелектричної функції, розраховані в Максвелл-Гарнеттовому моделю (криві 1 і 3) і розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю (криві 2 і 4) для витягнутих (червоні криві) і сплюснених (сині криві) сфероїдальних включень Au із $\beta = 0,10$.**Fig. 3.** Frequency dependences of the real (a) and imaginary (b) parts of the effective dielectric function calculated within the Maxwell Garnett model (curves 1 and 3) and the size-corrected Maxwell Garnett model (curves 2 and 4) for prolate (red curves) and oblate (blue curves) spheroidal inclusions Au at $\beta = 0.10$.

тягнутими сфероїдальними частинками-втіленнями різного ексцентриситету зображено на рис. 4. Результати розрахунків демонструють незначний вплив ексцентриситету сфероїда на $\text{Re}(\text{Im})\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ практично у всій досліджуваній області частот, крім вузьких інтервалів поблизу екстремумів. Зі збільшенням ексцентриситету (коли сфероїд стає сильно витягнутим) збільшуються максимальні значення $\text{Re}(\text{Im})\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}$. Крім того, зі збільшенням ексцентриситету максимуми виявляють незначний «червоний» зсув.

Частотні залежності відносної поверхневої густини поляриза-

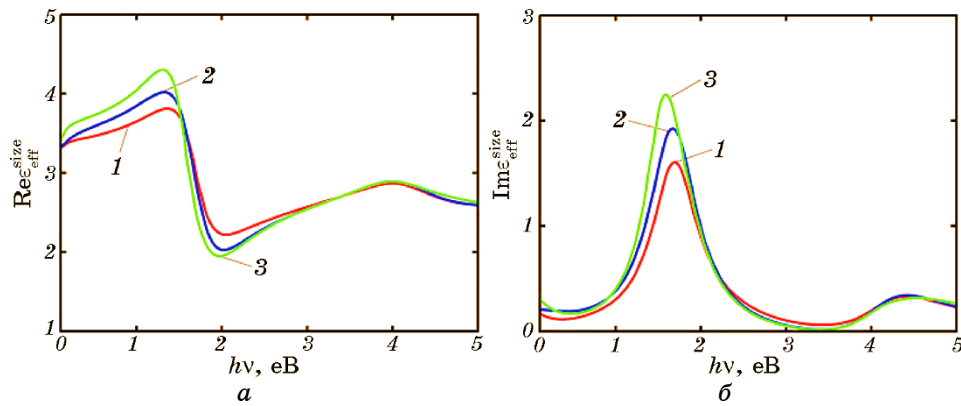


Рис. 4. Частотні залежності дійсної (а) й уявної (б) частин ефективної діелектричної функції, розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю для витягнутих сфероїдальних включень Au із $\beta = 0,10$ за різних значень ексцентриситету: 1 — $e_p = 0,2$, 2 — $e_p = 0,5$, 3 — $e_p = 0,8$.

Fig. 4. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (б) parts of the effective dielectric function calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroidal Au inclusions at $\beta = 0.10$ and different eccentricity values: 1 — $e_p = 0.2$, 2 — $e_p = 0.5$, 3 — $e_p = 0.8$.

ційного заряду продемонстровано на рис. 5 і 6. Зазначимо, що криві на рис. 5, а якісно подібні кривим $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ і $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$, наведеним на рис. 3, а та рис. 4, а відповідно. Відносна поверхнева густина $\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{tr}}$ слабко зростає зі збільшенням ексцентриситету частинок-втілень (рис. 5, б). Більш істотне збільшення відносної поверхневої густини поляризаційного заряду спостерігається зі зміною матеріалу втілених наночастинок у ряду $\text{Pt} \rightarrow \text{Pd} \rightarrow \text{Cu} \rightarrow \text{Ag} \rightarrow \text{Au}$ (рис. 6, а), а також із збільшенням об'ємного вмісту металевих наночастинок β у трибоелектричному шарі (рис. 6, б). Це пояснюється відмінностями оптичних властивостей металів і посиленням прояву плазмонних ефектів (зростанням поверхневої густини заряду на трибоелектричних шарах) зі збільшенням об'ємного вмісту частинок-втілень.

На рисунку 7 наведено частотні залежності безрозмірного фактора якості FOM_m матеріалу трибоелектричного шару. Поведінка FOM_m корелює з поведінкою частотних залежностей $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}$ і $\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{tr}}$ в обох моделях ефективного середовища та незалежно від геометрії частинок-включень.

Для одержання вищого фактора якості доцільно втілювати у трибоелектричний шар сильно витягнуті сфероїдальні наночастинок-

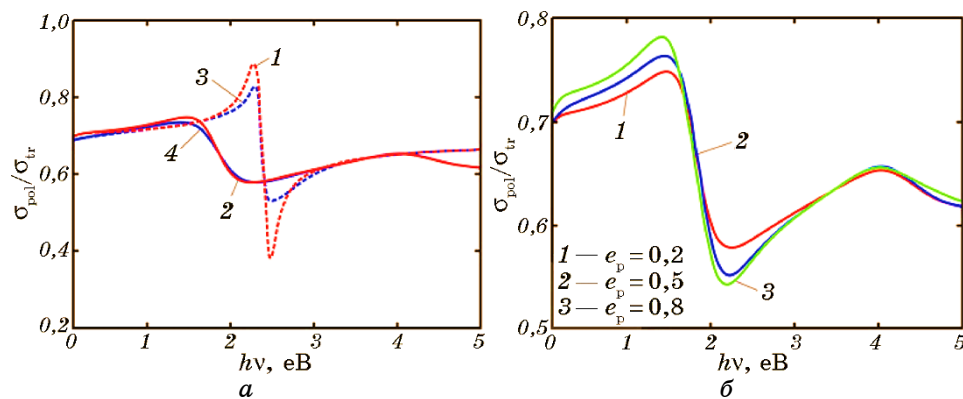


Рис. 5. Частотні залежності відносної поверхневої густини поляризаційного заряду для сфероїдальних включень Au із $\beta = 0,10$: розраховані в Максвелл-Гарнеттовому моделю та розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю (позначення такі ж самі, як і на рис. 3) (а); розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю для витягнутих сфероїдів за різних значень ексцентриситету (б).

Fig. 5. Frequency dependences of the relative polarization charge surface density for spheroidal Au inclusions at $\beta = 0.10$: calculated within the Maxwell Garnett model and the size-corrected Maxwell Garnett model (the notations are the same as in Fig. 3) (a); calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroids at different eccentricity values (b).

ки (з якомога більшим ексцентриситетом). До зростання FOM_m приводить також збільшення об'ємного вмісту втілених у трибоелектричний шар металевих частинок.

Наприкінці зазначимо, що розрахунки за формулою (1) слід вважати оціночними, оскільки ця формула ґрунтується на припущенні, що диполі-плазмони, згенеровані світлом, одержують високого ступеня впорядкування за напрямком у полі трибоелектричних зарядів, незважаючи на хаотичні зміни поля неполяризованої світлової хвилі.

З цієї причини збільшення поверхневої густини заряду на трибоелектричних шарах внаслідок плазмонних резонансів у металевих частинках-втіленнях, одержане з використанням формули (1), є завищеним.

4. ВИСНОВКИ

Обґрунтовано механізм впливу поверхневих плазмонних резонансів у металевих наносфероїдах, втілених у трибоелектричний шар, на густину заряду на трибоелектричних шарах та експлуатаційні

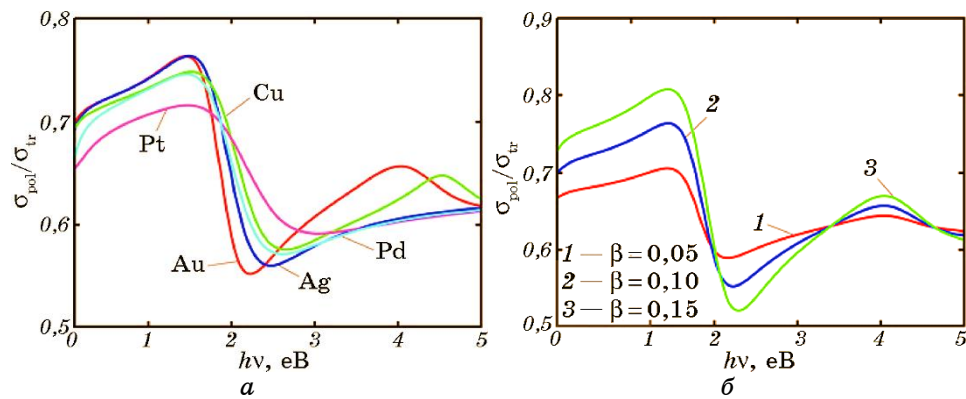


Рис. 6. Частотні залежності відносної поверхневої густини поляризаційного заряду, розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю, для витягнутих сфероїдальних втілень різних металів із $\beta = 0,10$ (а) та втілень Au з різним об'ємним вмістом (б).

Fig. 6. Frequency dependences of the relative polarization-charge surface density calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroidal inclusions of various metals at $\beta = 0.10$ (a) and Au inclusions with different volume contents (b).

характеристики TENG.

Одержано частотні залежності ефективної діелектричної функції, поверхневої густини поляризаційного заряду та безрозмірного FOM трибоелектричних шарів з металевими втіленнями у формі витягнутих і сплюснених сфероїдів. Для ефективного середовища використано Максвелл-Гарнеттів модель і розмірно скоригований Максвелл-Гарнеттів модель.

Порівняння одержаних в рамках обох моделей чисельних результатів виявило істотний вплив розмірної корекції для композитів зі сфероїдальними наночастинками, а саме, «червоний» зсув екстремумів дійсної й уявної частин ефективної діелектричної функції та значне зменшення їхньої амплітуди.

Встановлено, що екстремуми ефективної діелектричної функції нанокompозита відповідають поздовжньому ППР (витягнуті частинки-включення) та поперечному ППР (сплюснені частинки-включення).

Результати розрахунків в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю показали, що збільшення ексцентриситету частинок-втілень приводить до помітної зміни кривих частотної залежності дійсної й уявної частин діелектричної функції лише у вузькій області в околі екстремумів.

Продемонстровано, що матеріал і об'ємний вміст втілених наночастинок сильніше впливають на поверхневу густину поляризацій-

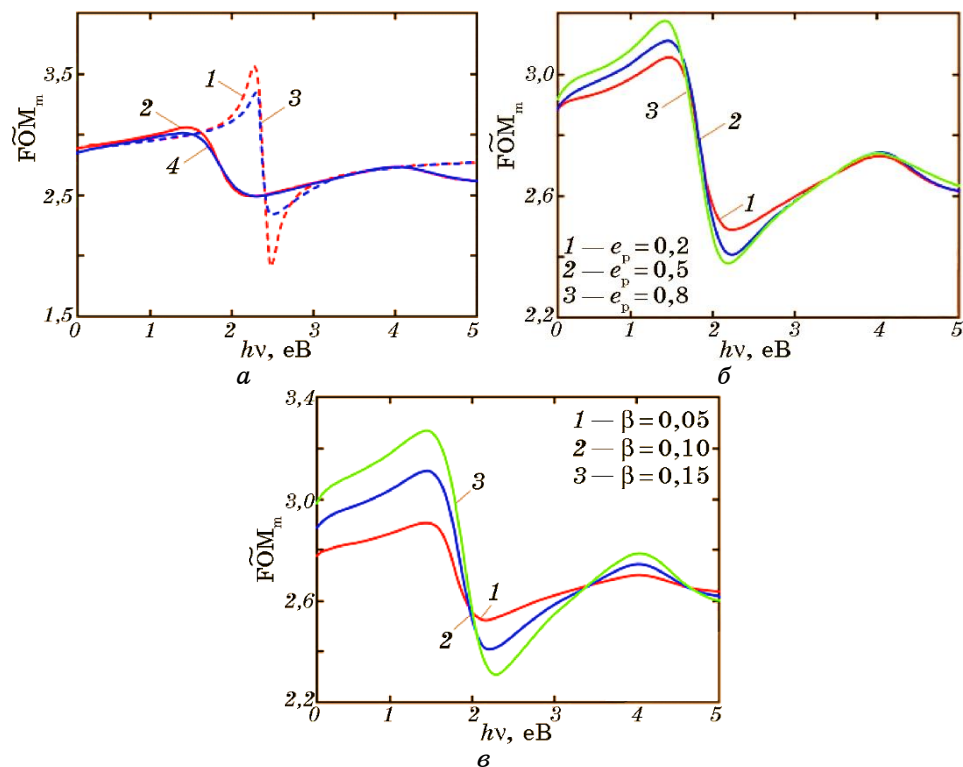


Рис. 7. Частотні залежності безрозмірного фактора якості для трибоелектричного шару зі сфероїдальними втіленнями Au із $\beta = 0,10$: розраховані у Максвелл-Гарнеттовому моделю та розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю (позначення такі ж, як і на рис. 3) (а); розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю для витягнутих сфероїдальних включень за різних значень ексцентриситету (б); розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю для різного об'ємного вмісту (в).

Fig. 7. Frequency dependences of the dimensionless FOM for the triboelectric layer with spheroidal Au inclusions at $\beta = 0.10$: calculated within the Maxwell Garnett model and the size-corrected Maxwell Garnett model (the notations are the same as in Fig. 3) (a); calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroidal inclusions with different eccentricity values (б); calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for different volume contents.

ного заряду, ніж ексцентриситет. Це пояснюється істотними відмінностями оптичних параметрів металів і посиленням плазмонного відгуку зі збільшенням об'ємного вмісту частинок-втілень.

Результати розрахунку FOM указують на те, що для досягнення максимального фактора якості доцільно втілювати у трибоелект-

ричний шар TENG витягнуті сфероїдальні наночастинки (з достатньо великим об'ємним вмістом).

ВНЕСОК АВТОРІВ

Г.В.М. виконав обчислення та написав рукопис за участю всіх авторів. Р.Ю.К. переглянув літературу та зібрав дані про режими роботи й різні типи трибоелектричних наногенераторів, а також верифікував аналітичні підходи. А.В.К. і В.П.К. курирували проєкт, розробили основні концептуальні ідеї, надавали критичні відгуки та контролювали результати цієї роботи. Усі автори схвалили остаточний варіант рукопису.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. X. Fan, B. Liu, J. Ding, Y. Deng, X. Han, W. Hu, and C. Zhong, *Batteries Supercaps*, **3**, Iss. 12: 1262 (2020).
2. C. Xu, Y. Song, M. Han, and H. Zhang, *Microsyst. Nanoeng.*, **7**: 25 (2021).
3. S. Wang, L. Lin, and Z. L. Wang, *Nano Lett.*, **12**: 6339 (2012).
4. Q. Zhou, K. Lee, K. N. Kim, J. G. Park, J. Pan, J. Bae, J. M. Baik, and T. Kim, *Nano Energy*, **57**: 903 (2019).
5. Y. Shao, C.-P. Feng, B.-W. Deng, B. Yin, and M.-B. Yang, *Nano Energy*, **62**: 620 (2019).
6. J.-H. Zhang, Y. Li, J. Du, X. Hao, and H. Huang, *J. Mater. Chem. A*, **7**: 11724 (2019).
7. M. Kim, D. Park, M. M. Alam, S. Lee, P. Park, and J. Nah, *ACS Nano*, **13**, Iss. 4: 4640 (2019).
8. D. Wang, Y. Lin, D. Hu, P. Jiang, and X. Huang, *Compos. A*, **130**: 105754 (2020).
9. D.-L. Wen, X. Liu, H.-T. Deng, D.-H. Sun, H.-Y. Qian, J. Brugger, and X.-S. Zhang, *Nano Energy*, **66**: 104123 (2019).
10. X. Chen, F. Wang, Y. Zhao, P. Wu, L. Gao, C. Ouyang, Y. Yang, and X. Mu, *Research*, **2022**: 9765634 (2022).
11. L. Gao, X. Chen, S. Lu, H. Zhou, W. Xie, J. Chen, M. Qi, H. Yu, X. Mu, Z. L. Wang, and Y. Yang, *Adv. Energy Mater.*, **9**, No. 44: 1902725 (2019).
12. X. Chen, Y. Zhao, F. Wang, D. Tong, L. Gao, D. Li, L. Wu, X. Mu, and Y. Yang, *Adv. Sci.*, **9**, No. 4: e2103957 (2022).
13. A. V. Korotun, V. P. Kurbatsky, R. Yu. Korolkov, and H. V. Moroz, *Physics and Chemistry of Solid State*, **27**, No. 1: 101 (2026).
14. Z. L. Wang and A. C. Wang, *Mater. Today*, **30**: 34 (2019).
15. C. Xu, Y. L. Zi, A. C. Wang, H. Zou, Y. Dai, X. He, P. Wang, Y.-C. Wang, P. Feng, D. Li, and Z. L. Wang, *Adv. Mater.*, **30**, Iss. 15: 1706790 (2018).
16. J. H. Nie, Z. W. Ren, L. Xu, S. Lin, F. Zhan, X. Chen, and Z. L. Wang, *Adv. Mater.*, **32**, Iss. 2: 1905696 (2019).
17. D. Li, C. Xu, Y. Liao, W. Cai, Y. Zhu, and Z. L. Wang, *Sci. Adv.*, **7**, Iss. 39: eabj0349 (2021).
18. Z. L. Wang, *Faraday Discuss.*, **176**: 447 (2014).

19. L. Lin, Y. N. Xie, S. M. Niu, S. H. Wang, P.-K. Yang, and Z. L. Wang, *ACS Nano*, **9**, Iss. 1: 922 (2015).
20. N. I. Pavlyshche, A. V. Korotun, and V. P. Kurbatsky, *Chemistry, Physics and Technology of Surface*, **14**, No. 4: 561 (2023).
21. A. V. Korotun, N. A. Smyrnova, I. M. Titov, and H. M. Shylo, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 5: 569 (2023) (in Ukrainian).
22. A. Moroz, *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, Iss. 3: 517 (2009).
23. N. I. Pavlyshche, A. V. Korotun, V. P. Kurbatsky, and R. Yu. Korolkov, *Functional Mater.*, **32**, No. 1: 108 (2025).