

## ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ЧИСЕЛЬНИХ АЛГОРИТМІВ НА БАЗІ ГО/ФО, FDTD ТА ІНТЕГРАЛЬНИХ РІВНЯНЬ ДЛЯ АНАЛІЗУ КОМПАКТНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ЛІНЗ ДЛЯ ІНТЕГРАЛЬНИХ АНТЕН МІЛІМЕТРОВОГО ТА СУБМІЛІМЕТРОВОГО ДІАПАЗОНІВ

А. В. Борискін, Г. Годі \*, А. Ролланд \*, Р. Соло \*, О. Й. Носич

*Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України  
12, вул. Ак. Проскури, Харків, 61085, Україна  
E-mail: a\_boriskin@yahoo.com*

*\* Інститут електроніки та телекомунікацій університету м. Рен 1, Франція  
IETR, University of Rennes 1, Campus de Beaulieu, bat 11D, 35042 Rennes Cedex, France*

Досліджується точність та спроможність чисельних алгоритмів, розроблених на базі методу геометричної та фізичної оптики (ГО/ФО) та методу кінцевих різностей у часовій області (FDTD) щодо точного опису електромагнітних властивостей двовимірних напівеліптичних діелектричних лінз з невеликими хвильовими розмірами, що є ключовими елементами сучасних компактних діелектричних лінзових антен (ДЛА) для систем міліметрового та субміліметрового діапазонів довжин хвиль. У якості еталонного методу використовується метод граничних рівнянь типу Мюллера (ГРМ), що забезпечує контрольовану точність чисельного розв'язку задачі дифракції електромагнітної хвилі на діелектричному циліндрі довільного поперечного перетину. Чисельні результати отримані для обох поляризацій і стосуються характеристик фокусування та формування хвильового пучка напівеліптичними діелектричними лінками, виготовленими із рексоліту, кварцу та силікону. При аналізі особлива увага приділена резонансним явищам у середині лінки. Ил. 19. Табл.1. Библиогр.: 41 назв.

**Ключові слова:** діелектричні лінзові антени, чисельний алгоритм, ГО, ФО, FDTD, інтегральні рівняння.

Інтегральні лінзові антени є удосконаленою модифікацією ДЛА (рис. 1), що добре зарекомендували себе при освоєнні сантиметрового діапазону довжин хвиль [1, 2]. Перехід до більш короткохвильового діапазону, що став необхідністю через перевантаження радіодіапазону та появи нових технічних застосувань, таких як системи локального зв'язку, призвів до виникнення ряду проблем із забезпеченням необхідного рівня ефективності випромінювання та формування потрібних діаграм спрямованості (ДС). Для печатних антен, що є базовими випромінювачами більшості антен у міліметровому (мм) та субміліметровому (субмм) діапазонах довжин хвиль, покращення цих показників стало можливим завдяки технології безпосереднього поєднання (інтеграції) печатного елемента та діелектричної лінки, що забезпечує придушення поверхневих хвиль, що збуджуються у діелектричній підложці, та дозволяє скоригувати ДС інтегральної ДЛА [3]. Крім того, ця технологія забезпечує механічну та антикорозійну стійкість і простоту використання таких антен, що є важливим з практичної точки зору.

Серед сучасних технічних застосувань, що було реалізовано на базі інтегрованих ДЛА, можна відзначити наступні: системи локального, мобільного та супутникового зв'язків [4-7]; радары, зокрема автомобільні системи запобігання зіткненням на дорогах [8-10]; системи терагерцевого спектроскопії [11-12]; Т-сенсори навколишнього середовища [13]; радіоастрономії [14] тощо.

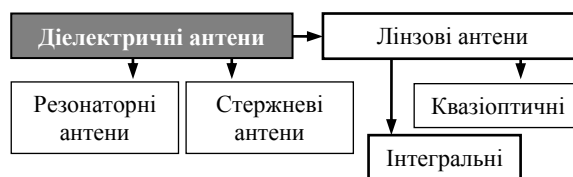


Рис. 1. Класифікація діелектричних антен за принципом дії

Ключовими елементами інтегрованої ДЛА є діелектричні лінки, які використовуються для колімації, фокусування та розсіювання або керування пучком електромагнітних хвиль в залежності від передбаченого застосування. На практиці найбільш широко використовуються обертально симетричні лінки напівеліптичної або напівсферичної форми. Це пояснюється тим, що у наближенні ГО усі проміні, що розповсюджуються уздовж більшої півосі еліптичної лінки, збираються у її дальньому фокусі, якщо ексцентриситет еліпсу співвідноситься з діелектричною проникністю матеріалу лінки як

$$e = 1/\sqrt{\epsilon}. \quad (1)$$

У випадку, коли розмір лінки є досить великим у порівнянні з довжиною хвилі, використання таких лінок забезпечує вузьку ДС, яка утримується майже незмінною у широкому частотному діапазоні. Проте розмір антени (а, відповідно, її вага та собівартість) є критичними характеристиками антен, що потребують зменшення.

З метою зменшення розмірів інтегрованих ДЛА та адаптації їх характеристик випромінювання до вимог сучасних технічних застосувань було запропоновано використовувати ДЛА з лінками більш складної форми (рис. 2), синтезо-

ваної для забезпечення потрібної ДС та малими хвильовими розмірами [6, 15, 16]. Такі антени успішно реалізовано і названо „компактними” через їх зменшені розміри. Недоліком цих антен стало звуження робочої смуги частот та неможливість точного теоретичного опису їх властивостей із використанням існуючих методів.

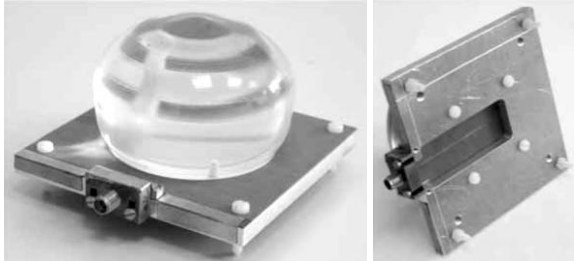


Рис. 2. Фото обертально симетричної інтегральної ДЛА з первинним джерелом у вигляді щілинної антени ( $f = 60$  ГГц)

Незабаром було продемонстровано [17, 18], що робочу смугу компактних ДЛА можливо поширити за умов використання двошарових (або шаруватих) діелектричних лінз. На відзнаку від відомих раніш лінз типа Люнебурга, Максвелла та ін. [19] параметри шарів лінз для компактних інтегрованих ДЛА, а саме матеріал, форма і товщина, обчислюються шляхом спільної оптимізації усіх параметрів антени.

Очевидно, що геометрія таких лінз може бути знайдена тільки шляхом попереднього комп'ютерного моделювання та синтезу. Така задача є досить складною, тому що такі лінзи, як правило, мають невеликі хвильові розміри та виготовляються із щільних матеріалів, що приводить до необхідності точного урахування резонансних ефектів у середині лінз. Це, а також необхідність поєднання алгоритмів розв'язку задачі дифракції з алгоритмами глобальної оптимізації, висуває високі потреби до точності та швидкодії чисельних алгоритмів аналізу.

Серед існуючих алгоритмів аналізу ДЛА найбільш популярними є ті, що базуються на принципах ГО та ФО [1-6, 15, 16, 20, 21]. Вони швидкі та прості у реалізації, але дозволяють отримати достатню точність лише для лінз із великими хвильовими розмірами. Як було нещодавно продемонстровано, коректне урахування внутрішніх віддзеркалень дозволяє підвищити точність та поширити область використання цих методів для аналізу ДЛА у режимі випромінювання [6, 16, 20-22]. Не зважаючи на це, неможливість урахування кривизни контуру лінзи і хвильового фронту, що є непереборним дефектом всіх високочастотних методів, обмежує можливості їх використання для точного аналізу та синтезу ДЛА, особливо ДЛА на базі лінз з довільним поперечним перетином та малими хвильовими розмірами.

Урахування цих ефектів можливо лише через використання повно-хвильових методів, що базуються на інтегральних або диференціальних рівняннях. Серед цих методів найбільш широко використаним є метод FDTD. Він являється потужним та універсальним інструментом розв'язку широкого кола електромагнітних задач [23] у тому числі моделювання ДЛА [24]. Чисельні алгоритми на базі FDTD є простими для реалізації та відрізняються гнучкістю до форми діелектричної лінзи та металевих елементів випромінювача. Але, незважаючи на популярність, FDTD має й недоліки. Найбільш важливим серед них є непомірність вимог до системних ресурсів та комп'ютерного часу, особливо для відкритих задач та таких, що містять добротні резонанси. Це робить малоефективним поєднання FDTD-алгоритмів із програмами оптимізації. Зменшення цих вимог можливо шляхом реалізації двовимірних (2-D) версій FDTD алгоритмів, які можуть успішно використовуватися для аналізу обертально симетричних ДЛА [25]. Іншим недоліком FDTD, спільним для усіх 2-D та 3-D версій, є втрата точності поблизу добротних резонансів [26]. Хоча потенційно метод FDTD дає можливість досягти необхідної точності для будь-яких параметрів системи, відсутність вбудованого критерію точності не дозволяє автоматично адаптувати параметри чисельного алгоритму, що робить помилку обчислення неконтрольованою. Саме це є найбільш тонким місцем використання FDTD алгоритмів для вивчення електромагнітних властивостей діелектричних лінз, які значною мірою визначаються внутрішніми резонансами [27-28].

Нажаль, дотепер існує досить обмежена кількість публікацій щодо точності FDTD при аналізі добротних резонансів у відкритих діелектричних резонаторах [29]. За відсутності вбудованого критерію точності встановити точність FDTD алгоритмів можливо лише шляхом порівняльного аналізу з алгоритмами, що гарантують контрольовану точність, наприклад таких, що базуються на методі інтегральних рівнянь типа Мюллера (ГРМ), які відомі для 2-D та 3-D розсіювачів [30]. Декілька прикладів алгоритмів, реалізованих на базі ГРМ 2-D, наведено у роботах [31-33].

Ціллю даної роботи є оцінка точності та визначення області використання чисельних алгоритмів на базі ГО/ФО та FDTD для точного аналізу двовимірних моделей діелектричних лінз із малими хвильовими розмірами (рис. 3). Форма (подовжений напівеліпс), розміри (від 3 до  $20\lambda_0$ ) та матеріали лінз (рексоліт, кварц та силікон), що вивчаються у роботі, є типовими для сучасних систем мм та субмм діапазону довжин хвиль.

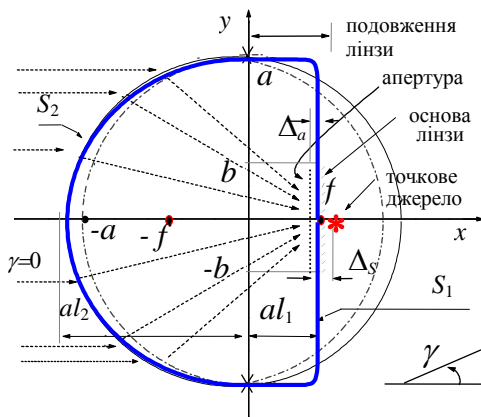


Рис. 3. 2-D модель подовженої напівеліптичної лінзи: ---- - променева картина фокусування; ..... - віртуальна апертура, що використовується для вивчення фокусуєчих властивостей лінзи

Стаття побудована наступним чином: після короткого опису методів, що використовуються в роботі, наводяться результати аналізу 2-D напівеліптичних лінз, які виконані методами ГО/ФО та методом FDTD, у режимах фокусування плоскої хвилі та формування спрямованого випромінювання відповідно. Точність алгоритмів оцінюється шляхом порівняння результатів, отриманих методами ГО/ФО, FDTD та методом ГІРМ, що має контрольовану точність.

**1. Методи аналізу. Геометрична та фізична оптика (ГО/ФО).** Спираючись на принципи ГО та ФО можливо побудувати алгоритм розв'язання поставленої задачі дифракції наступним шляхом. По-перше, представити падаючу плоску хвилю через хвильові трубки кінцевої ширини. Потім вичислити коефіцієнти переломлення та віддзеркалення променів у кожній трубці, користуючись законами Снеліуса, та визначити еквівалентні електричні та магнітні токи на границі лінзи. Кількість віддзеркалень у лінзі, що треба врахувати для адекватного опису резонансних ефектів, може бути визначено завдяки контролю за долею енергії, що залишається у трубці після кожного наступного віддзеркалення (рис. 4).

Після цього для розрахунку полів у ближній зоні можна скористатися формулами фізичної оптики, в основі яких лежить принцип Кирхгофа, що призводить до інтегрування по контуру лінзи. Алгоритм може бути реалізовано для 2-D та 3-D розсіювачів [20-22].

Основні переваги такого підходу полягають у простоті формулювання; високій швидкодії алгоритму; дуже низьких вимогах до системних ресурсів; можливості визначення вкладу кожного з внутрішніх віддзеркалень на характеристики поля у ближній або далекій зонах та розумній точності аналізу для лінз із достатньо великими хвильовими розмірами.

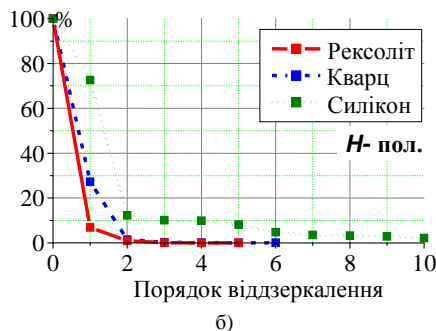
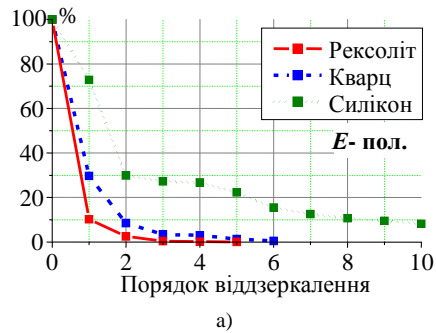


Рис. 4. Залишок енергії у променевих трубках після кожного наступного віддзеркалення відносно до сумарної енергії, що проникла у середину лінзи (у відсотках)

Найважливішим недоліком методу є неможливість контролю за точністю алгоритму. Це ускладнює аналіз діелектричних лінз невеликих розмірів і унеможливує побудову на базі цього методу, надійних алгоритмів оптимізації лінзи.

**Метод скінчених різностей у часовій області (FDTD).** Для побудови алгоритму на основі методу FDTD було використано стандартний підхід, що базується на чисельному розв'язанні системи диференціальних рівнянь Максвелла у часовій області. Метод успішно використовується для розв'язання широкого кола електромагнітних задач [23].

Чисельний алгоритм було побудовано наступним чином:

- при дискретизації простору шаг сітки обирався з дотриманням критерію стабільності Курранта;
- кількість кроків у часовій області, що враховувалася для розв'язання задачі, визначалася завдяки контролю за рівнем залишкової енергії у середині обчислювального вікна;
- поля у дальній зоні визначалися за допомогою перетворення між полем у ближній та далекій зонах;
- параметри так званого ідеально поглинаючого шару (ІПШ, або „perfectly matching layer” [34]), що обмежує обчислювальне вікно, обиралися такими, щоб забезпечити коефіцієнт поглинання на рівні не вищому за -50 дБ у всьому ро-

бочому діапазоні частот (для нормального падіння плоскої хвилі);

- первинне джерело модулювалося лінійним током із амплітудою, модульованою у часовій області гаусовим імпульсом.

Перевагами методу є простота реалізації чисельного алгоритму, можливість аналізу лінзи з довільним поперечним перетином (однорідної або шаруватої), одночасне отримання результатів у всьому частотному інтервалі (що є можливим завдяки розв'язанню задачі у часовій області), та швидкодія (у порівнянні з 3-D версіями). Недоліками, спільними для будь-якого FDTD алгоритму, є втрата точності поблизу добротних резонансів системи та відсутність критерію точності.

Граничні інтегральні рівняння типу Мюллера (ГІРМ). Метод ГІРМ спирається на представлення полів у вигляді комбінації поверхневих потенціалів простого і подвійного шарів на контурі розсіювача:

$$u_j(\vec{r}) = \int_S \left[ p_j(\vec{r}_s) \frac{\partial G_j(\vec{r}, \vec{r}_s)}{\partial n_s} - q_j(\vec{r}_s) G_j(\vec{r}, \vec{r}_s) \right] dl_s; \quad (2)$$

$$\vec{r} \in D_j, \quad \vec{r}_s \in S, \quad S = (S_1 \cup S_2), \quad j=1, 2, \quad (3)$$

де функцією, яку треба знайти, є значення поля та його похідні на контурі розсіювача

$$p_j(\vec{r}_s) = u_j(\vec{r}_s), \quad q_j(\vec{r}_s) = \frac{\partial u_j(\vec{r}_s)}{\partial n}, \quad (4)$$

а функція  $G$  у ядрах інтегралів є двовимірною функцією Грина однорідного простору з діелектричною проникністю  $\varepsilon_j$  ( $\varepsilon_1 = 1, \varepsilon_2 = \varepsilon$ )

$$G_j(\vec{r}, \vec{r}_s) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k\sqrt{\varepsilon_j}|\vec{r} - \vec{r}_s|). \quad (5)$$

У випадку ізольованого однорідного діелектричного циліндру довільного поперечного перетину використання (2) та відповідних граничних умов приводить до системи ГІР типу Фредгольма другого роду, відомих у математиці як ГІР Мюллера [30]. Після параметризації контуру (контур повинен бути гладким та мати безперервні першу та другу похідні) система приймає вигляд

$$\begin{cases} p_1(t) - \int_0^{2\pi} p_1(t_s) A(t, t_s) dt_s + \\ + \int_0^{2\pi} q_1(t_s) B(t, t_s) dt_s = L(t) u_0(t) \\ \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right) \frac{q_1(t)}{2} - \int_0^{2\pi} p_1(t_s) C(t, t_s) dt_s + \\ + \int_0^{2\pi} q_1(t_s) D(t, t_s) dt_s = L(t) \frac{\partial u_0(t)}{\partial n}, \end{cases} \quad (6)$$

де  $t, t_s \in [0, 2\pi]$ , функція  $L(t)$  є Якобіан контуру  $S$

$$L(t) = \sqrt{(dx/dt)^2 + (dy/dt)^2}, \quad (7)$$

ядра інтегральних операторів визначаються як

$$A(t, t_s) = L(t) \left( \frac{\partial G_1}{\partial n_s} - \frac{\partial G_2}{\partial n_s} \right), \quad (8)$$

$$B(t, t_s) = L(t) \left( G_1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} G_2 \right), \quad (9)$$

$$C(t, t_s) = L(t) \left( \frac{\partial^2 G_1}{\partial n_s \partial n} - \frac{\partial^2 G_2}{\partial n_s \partial n} \right), \quad (10)$$

$$D(t, t_s) = L(t) \left( \frac{\partial G_1}{\partial n} - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{\partial G_2}{\partial n} \right), \quad (11)$$

а параметр  $\alpha_j$  приймає значення 1 або  $\varepsilon_j$  для випадку  $E$ - та  $H$ -поляризації відповідно.

Відзначимо, що фредгольмовість отриманих інтегральних рівнянь гарантує існування та єдиничність розв'язку для довільного набору параметрів задачі, що робить цей метод придатним для точного аналізу компактних ДЛА.

Хоча слабка (логарифмічна) сингулярність ядер (8), (9) та (10) дозволяє використати методи прямої дискретизації, швидкість збіжності алгоритму у цьому випадку може бути досить повільною. Швидкодію розробленого алгоритму було покращено шляхом виділення і наступного аналітичного обернення сингулярних (еталонних) частин ядер інтегральних операторів, зв'язаних з функцією Грина на контурі круга з радіусом  $a$ :

$$G_j^0(t, t_s) = \frac{i}{4} H_0^{(1)} \left( 2k_j a \left| \sin \frac{t-t_s}{2} \right| \right). \quad (12)$$

Ця процедура відома як метод аналітичної регуляризації [35].

Дискретизація ГІР (6) виконується за методом Гальоркіна з базисними функціями у вигляді кутових експонент

$$p(t) L(t) = \frac{2}{i\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} p_m e^{imt}. \quad (13)$$

Такий вибір базисних функцій є зручним, тому що кутові експоненти також є ортогональними власними функціями еталонних операторів (12). Після дискретизації система ГІР (6) перетворюється у нескінченну систему лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) типу Фредгольма другого роду:

$$\begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{\infty} p_m (\delta_{km} + A_{km}) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} q_m B_{km} = u_k \\ \sum_{m=-\infty}^{\infty} p_m C_{km} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} q_m (\delta_{km} + D_{km}) = \bar{u}_k. \end{cases} \quad (14)$$

Тут  $\delta_{km}$  є символом Хронікера, а матричні елементи  $A_{km}, B_{km}, C_{km}, D_{km}$  та вектори правих частин  $u_k, \bar{u}_k$  ( $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) розраховуються як коефіцієнти подвійних та одинарних рядів Фур'є для гладких функцій. Розв'язок такої СЛАР має швидку збіжність для будь-яких параметрів задачі.

Точність алгоритму, що базується на ГПР, визначається декількома факторами, серед яких: точність розрахунку коефіцієнтів рядів Фур'є та циліндричних функцій; помилка, пов'язана з усіканням нескінченної СЛАР (14); точність чисельного інтегрування при знаходженні полів. За виключенням помилки усічення нескінченної СЛАР (14) усі інші можуть бути мінімізовані стандартними методами. Тому ключовим моментом в роботі алгоритму є вибір параметра усічення матриці  $N$ , який потрібно адаптувати до фізичних параметрів задачі.

Наше дослідження довело, що параметр усічення, необхідний для забезпечення заданої точності розв'язку СЛАР, визначається хвильовим розміром лінзи і максимальною кривизною її контуру. Для опису контуру напівеліптичної лінзи ми використовуємо формулу супер-еліпсу, що моделює прямокутник із гладкими кутами, кривизна яких визначається параметром  $\nu$  [36]:

$$(x/a)^{2\nu} + (y/b)^{2\nu} = 1. \quad (15)$$

За цих умов оцінити відносну помилку розв'язку задачі  $e(N)$ , по нормі  $l_2^2$  можна як

$$e(N) = \frac{\|Z^N - Z^{N+1}\|}{\|Z^N\|}, \quad (16)$$

де  $Z^N = \{p_n^N, q_n^N\}$  є вектор-розв'язок СЛАР (14), кожний блок якого було усічено до  $N$  рівнянь. Як видно із рис. 5, швидка збіжність розв'язку дозволяє обмежуватися розглядом СЛАР, розмір блоків якого складають лише 50 – 150 рівнянь (в залежності від матеріалу та розмірів лінзи), що майже на порядок менше, ніж потрібно для FDTD алгоритмів. Емпірична формула для забезпечення точності розв'язку задачі (для обраної геометрії лінзи та інтервалу параметрів) на рівні трьох знаків після коми, може бути записана у наступному вигляді:

$$N = ka\varepsilon + \nu + 20, \quad (17)$$

де  $ka$  – нормований хвильовий розмір лінзи,  $\varepsilon$  – діелектрична проникність матеріалу;  $\nu$  – параметр, що визначає кривизну контуру (15).

Основними перевагами розробленого алгоритму є контрольована точність, тобто можливість мінімізувати помилку розв'язку задачі для довільного набору параметрів антени, включаючи розмір, форму, матеріал, шляхом послідовного збільшення параметру усічення нескінченної СЛАР; стабільність алгоритму поблизу

власних резонансів розсіювача, що є майже неможливим для наближених методів; низькі вимоги до системних ресурсів у порівнянні з алгоритмами на базі FDTD; відсутність так званих “чисельних резонансів”, що є проблемою алгоритмів, побудованих на так званих елементарних ГПР [37]. Додаткову інформацію щодо властивостей алгоритму можна знайти в роботі [33].

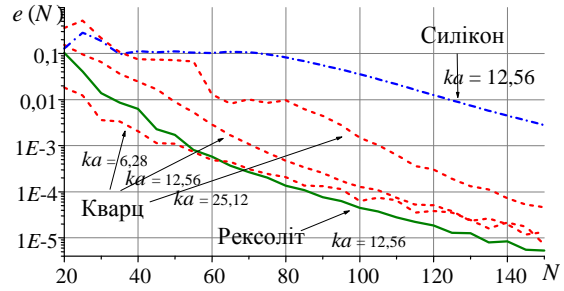


Рис. 5. Відносна помилка обчислення елементів СЛАР (14) від порядку усічення матриці

## 2. Верифікація алгоритму на базі ГО/ФО (фокусування плоскої хвилі).

Вивчення фокуруючих властивостей 2-D діелектричних лінз такого типу, що використовуються в компактних інтегрованих ДЛА, виконується шляхом розв'язання задачі розсіяння плоскої хвилі на однорідному діелектричному циліндрі відповідного поперечного перетину. Ключовими питаннями дослідження є спроможність ГО/ФО алгоритму до опису розмірів, форми та положення фокальної плями таких лінз для різних кутів опромінювання. Ця інформація є важливою для моделювання багатосенсорних ДЛА, що використовуються як базові станції систем локального та мобільного зв'язків [5, 7].

2-D лінза моделюється наступним чином. Контур лінзи складається із двох кривих, гладко поєднаних у точках, що визначені хрестиками на рис. 1, а саме: половинки еліпсу із ексцентриситетом, що визначається згідно (1), та половинки супер-еліпсу (15). Для вивчення фокууючих властивостей лінзи у її середині перпендикулярно до осі симетрії (рис. 2) розташовано віртуальну апертуру розміром  $2b$  ( $b = \lambda_e/2$ , де  $\lambda_e$  є довжина хвилі у діелектрику). Зсув апертури у середину лінзи визначається параметром  $\Delta_a$ , який в роботі обрано  $\Delta_a = \lambda_e/10$ . Інтенсивність поля в апертурі визначається як:

$$I = \int_{-b}^b |\Psi(x_a, y)|^2 dy, \quad x_a = a l_1 - \Delta_a, \quad (18)$$

де  $\Psi = E_z$  або  $H_z$  для випадку E- або H-поляризації відповідно. Усі характеристики поля у ближній зоні є нормованими на амплітуду падаючого поля та подані на графіках у безрозмір-

них одиницях. Геометричні параметри задачі є нормованими на довжину хвилі у вільному просторі ( $k = 2\pi/\lambda_0$ ), тому наведені результати є справедливими для будь-якого частотного діапазону. Для зручності нормовані параметри лінз наведені у таблиці.

Параметри лінз, що досліджуються

| Матеріал | $\varepsilon$ | $l_1$ | $l_2$ | $k\Delta$ | $kal_1 - k\Delta_a$ | $kb$ |
|----------|---------------|-------|-------|-----------|---------------------|------|
| Рексоліт | 2,53          | 0,81  | 1,29  | 0,40      | 7,60                | 1,97 |
| Кварц    | 3,80          | 0,60  | 1,17  | 0,32      | 5,68                | 1,61 |
| Силікон  | 11,70         | 0,31  | 1,05  | 0,18      | 2,92                | 0,92 |

На рис. 6 подані діаграми розподілу інтенсивності поля у середині лінз, виготовлених із різних матеріалів. Видно, що для рексолітової лінзи резонансні явища не грають важливої ролі, про що свідчить розподіл поля у середині лінзи, який візуально нагадує променеву картинку фокусування. Специфічні діаграми розподілу поля у середині лінз, виготовлених із кварцу та силікону, вказують на значний вклад внутрішніх віддзеркалень у їх формування. Опис електромагнітних (резонансних) властивостей таких лінз методами ГО/ФО не є досконалим, що видно з порівняння діаграм на рис. 6.

Більш детально дослідити до чого призводять неточності, що характерні для ГО/ФО, при аналізі характеристик поля поблизу геометричного фокусу (який співпадає з фокусом лінзи у наближенні ГО) компактних лінз дозволяють графіки розподілу інтенсивності поля уздовж основи та вісі симетрії лінзи (рис. 7 та 8 відповідно). Видно, що урахування багаторазових віддзеркалень для ГО/ФО дозволяє покращити точність опису полів у середині лінзи, але не дає достовірну інформацію щодо розміру фокальної плями навіть для рексолітової лінзи (рис. 7,а). Для кварцової та особливо для силіконової лінз можна також відзначити підвищення рівню бокових пелюстків діаграми. Така помилка може бути критичною для моделювання багатосенсорних ДЛА, де важливим параметром є розв'язка по рівню приймального сигналу між сусідніми елементами антенного масиву.

Для з'ясування точності ГО/ФО при аналізі лінз з більшими хвильовими розмірами було досліджено залежність інтенсивності поля у віртуальній апертурі, що визначається згідно (18), від нормованої частоти  $ka$  (рис. 9).

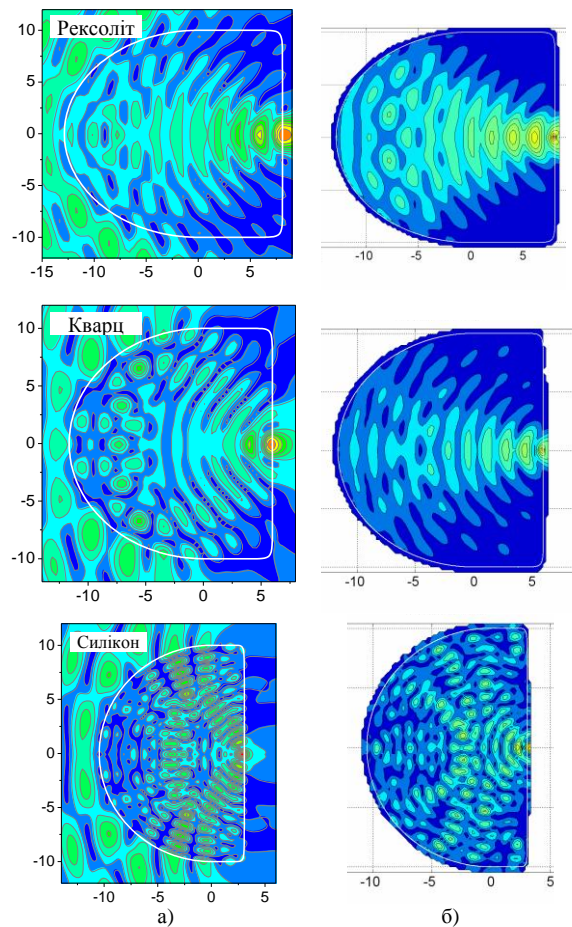


Рис. 6. Розподіл інтенсивності поля у ближній зоні напівеліптичних рексолітової, кварцової та силіконової лінз ( $ka=10$ ), які опромінюються плоскою  $E$ -поляризованою хвилею ( $\gamma=0^\circ$ ): а) – ГРМ; б) – ГО/ФО з урахуванням віддзеркалень

Характер кривих вказує на важливу роль, що грають внутрішні резонанси при формуванні фокальної плями. Як видно із рис. 9 в, для силіконової лінзи такі резонанси починають грати визначальну роль, що призводить до появи на графіку добротних резонансів. За своєю періодичністю ці резонанси можна поділити на два типи:  $A$  і  $B$ . Портрети розподілу інтенсивності поля у середині лінзи у резонансах обох типів наведено на рис. 10.

Однозначно класифікувати ці резонанси лише за портретами розподілу поля (рис. 10) досить складно, проте можна відзначити, що за формою  $A$  резонанс нагадує трикутний, або напівметеликовий (half-bowtie), резонанс, що спостерігається у еліптичних діелектричних резонаторах [38], а  $B$  резонанс скоріш всього є резонансом типу Фабрі-Перо, що добре відомий для задачі про відкритий резонатор [39]. Оскільки метою даної роботи є з'ясування здатності методів до опису електромагнітних властивостей лінз, то залишимо детальний аналіз і класифікацію резонансів для роботи, яка буде містити розв'язання відповідної

задачі на власні значення, та відмітимо, що, як видно із рис. 10, ГО/ФО навіть з урахуванням багаторазових віддзеркалень не дозволяє реалістично описувати резонансні явища у середині діелектричних лінз із малими розмірами. Це трапляється через неможливість урахування кривизни контуру та накопичені помилки на кожному віддзеркаленні.

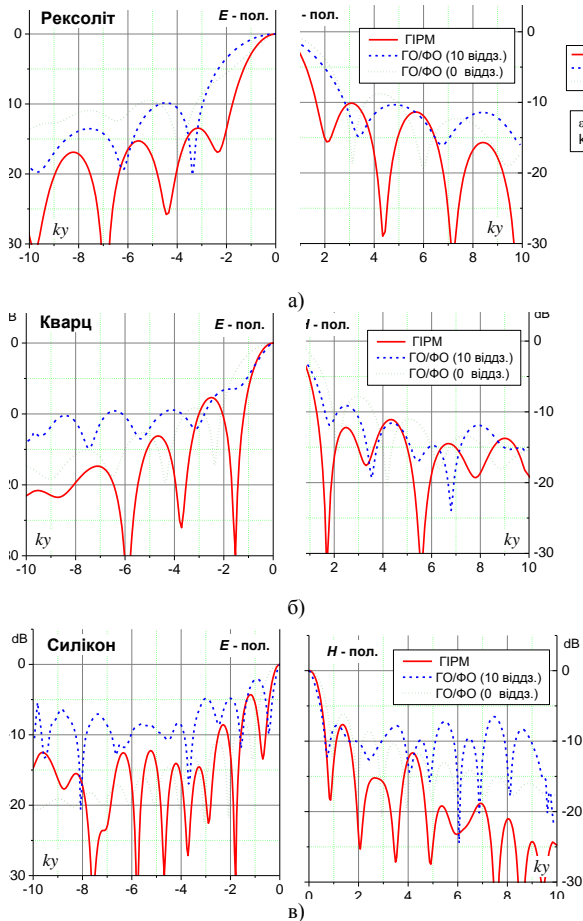


Рис. 7. Нормована інтенсивність поля уздовж осі лінзи у площині, що співпадає з віртуальною апертурою (рис. 2):  $ka = 10$ ; а) – рексоліт, б) – кварц, в) – силікон.

З метою поширення результатів на лінзи більших розмірів та довільного кута опромінювання було побудовано залежність інтенсивності поля у віртуальній апертурі рексолітової лінзи від нормованої частоти (рис. 9).

Як видно, інтенсивність поля у апертурі зростає пропорційно до ширини основи лінзи, а відносний внесок резонансних явищ у формування поля поблизу фокусу лінзи зменшується. Таким чином поведінка лінзи наближається до квазіоптичної.

Проте визначити область, коли точність ГО/ФО стане задовільною, є складним, тому що, як видно із рис. 11, а, внутрішні резонанси продовжують відігравати помітну роль навіть для лінз із шириною основи близько  $20\lambda_0$  (особливо для

$E$ -поляризації, що пояснюється різницею у „прозорості” границі для хвилі з різною поляризацією, рис. 4).

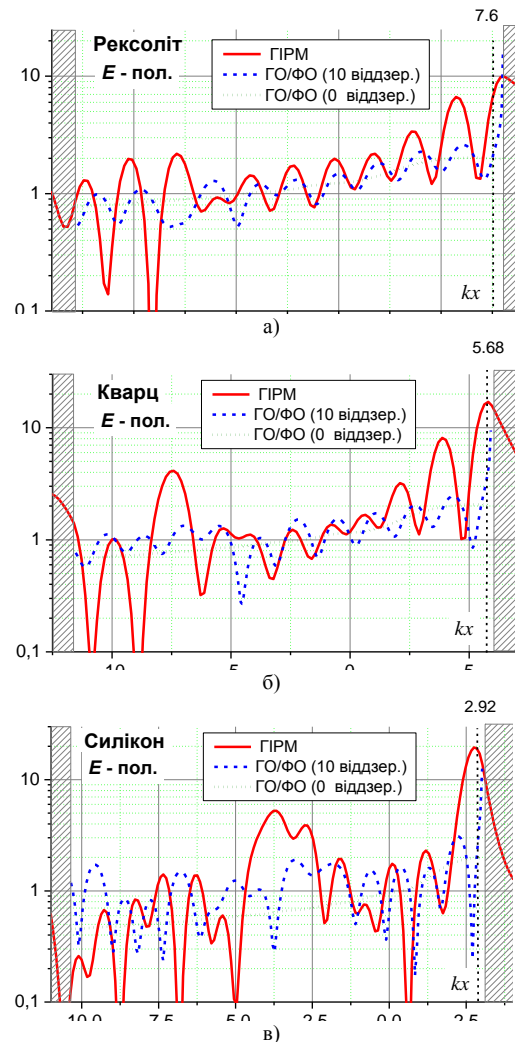


Рис. 8. Інтенсивність поля уздовж осі симетрії напівеліптичної лінзи із: а) рексоліту; б) кварцу; в) силікону, що симетрично опромінюється плоскою  $E$ -поляризованою хвилею. Вертикальна пунктирна лінія відзначає положення віртуальної апертури у середині лінзи. Штриховані області справа та зліва обмежують простір у середині лінзи

Стосовно адекватності опису зсуву фокальної плями уздовж осі лінзи за умов довільного кута опромінювання, можна констатувати, спираючись на рис. 12, що ГО/ФО досить точно вказує на положення центра фокальної плями для різних кутів опромінювання, але, як і для випадку симетричного опромінювання, надає недостовірну інформацію щодо форми та розміру плями. Крім того, слід також відзначити й неточність при описі положення та форми бокових плям, що спостерігаються для усіх трьох лінз.

### 3. Верифікація алгоритму на базі FDTD (формування спрямованого випромінювання).

В режимі випромінювання діелектрична лінза

використовується для коригування діаграми спрямованості первинного джерела (печатної антени або відкритого кінця хвилеводу), що розташовано поблизу геометричного фокусу лінзи.

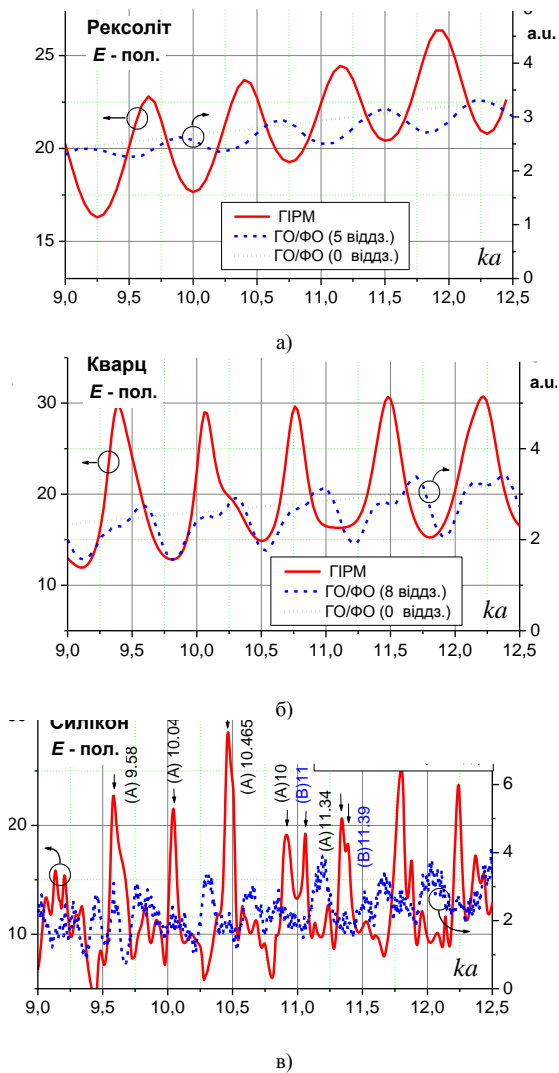


Рис. 9. Інтенсивність поля у віртуальній апертурі від нормованої частоти. Основа лінз проходить через геометричний фокус еліпсу ( $l_1 = 0,306$ ). Ліва ось – ГРМ, права – ГО/ФО

Вивчити властивості лінзи до формування спрямованого випромінювання можна, розглянувши задачу дифракції циліндричної хвилі, що випромінюється точковим джерелом, розташованим зовні лінзи близько до її геометричного фокусу, на однорідному діелектричному циліндрі відповідного поперечного перетину, що моделюватиме діелектричну лінзу (рис. 3). Хоча така модель випромінювача не є реалістичною, вона дозволяє дослідити резонансні явища у середині лінзи та оцінити погрішність обчислення полів у ближній та далекій зонах на частотах, що відповідають внутрішнім резонансам, та поза ними.

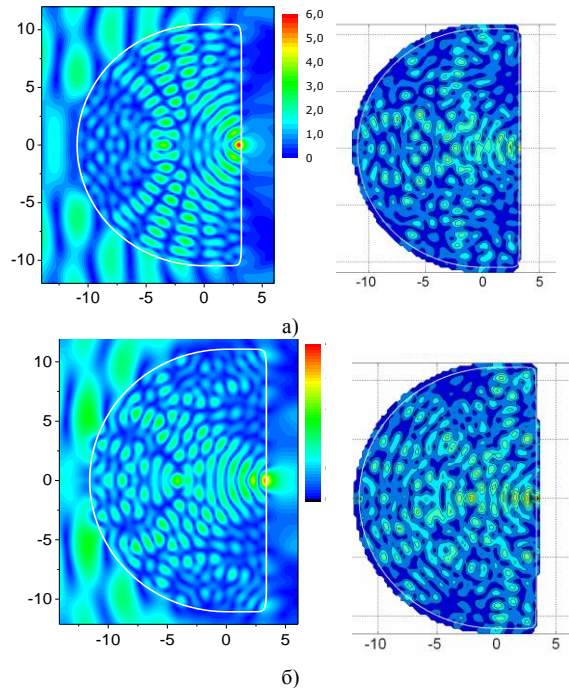


Рис. 10. Портрет розподілу інтенсивності поля у ближній зоні напівеліптичних силіконових лінз, параметри яких відповідають резонансам на рис. 9. Лінзи симетрично ( $\gamma = 0^\circ$ ) опромінюються плоскою  $E$ -поляризованою хвилею: зліва – ГРМ, справа – ГО/ФО з урахуванням віддзеркалень: а)  $ka = 10,465$ , б)  $ka = 11,06$ .

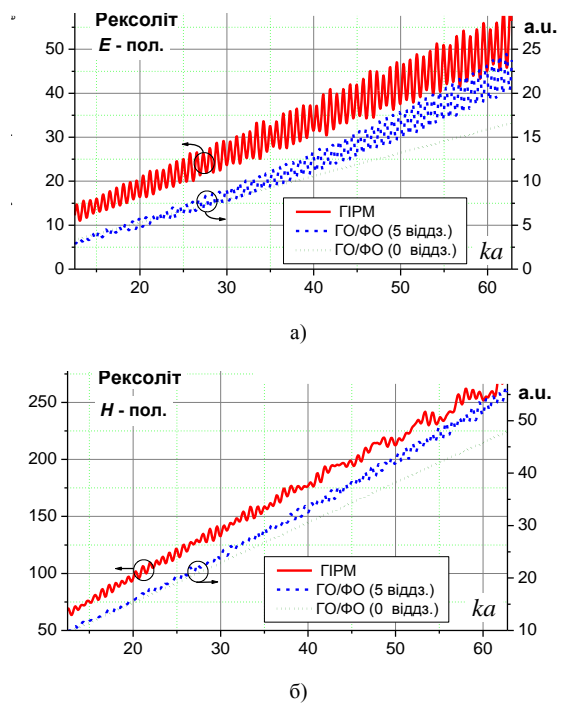


Рис. 11. Інтенсивність поля у віртуальній апертурі від нормованої частоти для рексолітової лінзи. Основа лінз проходить через геометричний фокус еліпсу. Ліва ось – ГРМ, права – ГО/ФО: а) –  $E$ -поляризація, б) –  $H$ -поляризація



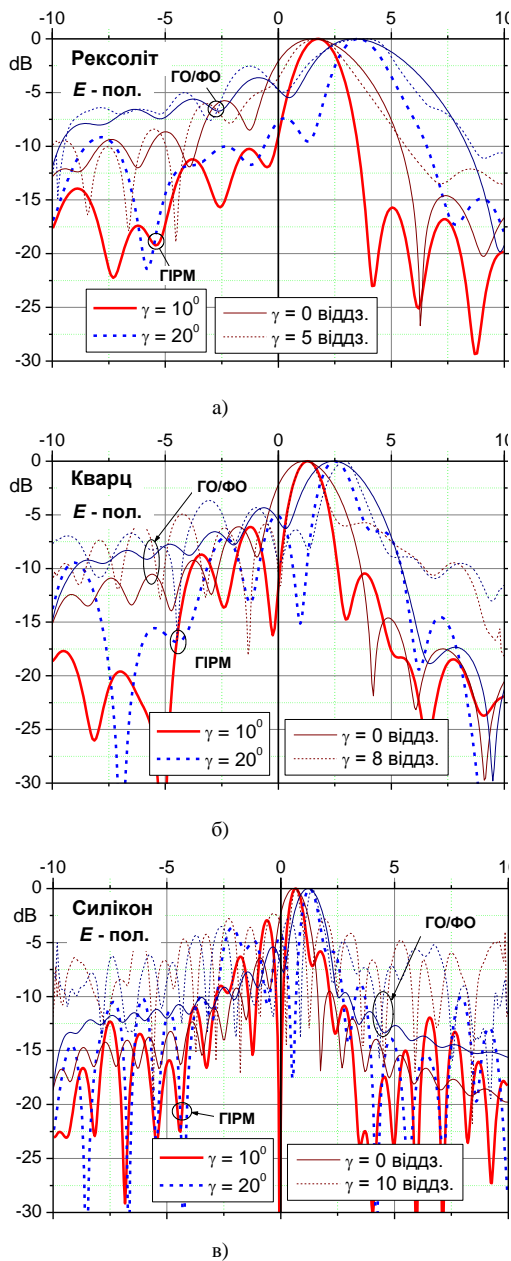


Рис. 12. Нормована інтенсивність поля уздовж основи лінзи у площині, що співпадає з віртуальною апертурою для різних кутів опромінювання  $\gamma$ . Криві для ГО/ФО обчислені з та без урахування багаторазових віддзеркалень

На рис. 13 можна бачити нормовану діаграму спрямованості точкового джерела, що опромінює напівеліптичну кварцову (зліва) та силіконову (справа) лінзи, обчислені методами ГПРМ та FDTD. Розмір лінзи становить  $3\lambda_0$ , а її подовження обрано так, щоб основа лінзи проходила через геометричний фокус повного еліпсу, що є типовим для ДЛІА мм діапазону довжин хвиль. Із рис. 13 видно, що напівеліптична лінза з малими хвильовими розмірами дозволяє сформувати направлену діаграму випромінювання; FDTD демонструє досить високу точність щодо моделю-

вання полів у далекій зоні, зокрема якщо обрані параметри лінзи не відповідають одному із внутрішніх резонансів.

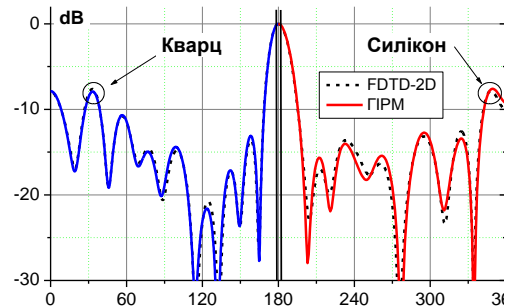


Рис. 13. Нормована ДС  $E$ -поляризованого точкового джерела

З метою дослідження точності методу до опису резонансних властивостей напівеліптичної лінзи було обчислено залежність коефіцієнту спрямованої дії (КСД) від параметру, що визначає розмір подовження лінзи (рис. 14-15). З одного боку, в літературі відзначається, що збільшення подовження лінзи дозволяє підвищити КСД напівеліптичної ДЛІА [3, 14, 40-41]. З іншого, було доведено, що це може призводити до збудження так званих напівметеликових (half-bowtie) резонансів [38], що можуть значною мірою впливати на електромагнітні властивості лінз [27].

Як видно із рис. 14, 15, розмір подовження лінзи, що відповідає положенню геометричного фокусу (відповідне значення параметру  $l_1$  відмічено вертикальною пунктирною лінією), не є оптимальним з точки зору забезпечення максимального КСД. Наявність помітних осциляцій на графіках для кварцової лінзи та добре означених резонансів для силіконової підтверджують висновки розд. 2 про значний вклад внутрішніх резонансів у поведінку таких лінз. Класифікувати ці резонанси, та дослідити точність FDTD щодо їх опису дозволяють портрети розподілу інтенсивності поля у середині лінз, параметри яких відповідають двом послідовним резонансам, відміченим трикутниками на рис. 9. Характерна форма резонансів (відмічена пунктирною лінією на рис. 16, а) свідчить про те, що ці резонанси є ті самі напівметеликові резонанси, що можна бачити на рис. 10,а. Такі резонанси класифікуються за кількістю варіацій поля уздовж сторін трикутника, як ті, що наведені на рис. 16, можуть бути класифіковані як  $BTR_{19,11}$  та  $BTR_{19,12}$ .

Відображені на рис. 14 графіки нормованої ДС точкового джерела, що опромінює напівеліптичну лінзу з різними подовженнями, демонструють вплив внутрішніх резонансів на характеристики поля в далекій зоні. Видно, що збудження резонан-

сів призводить до провалу головного максимуму ДС та підвищенню рівня бокових пелюстків.

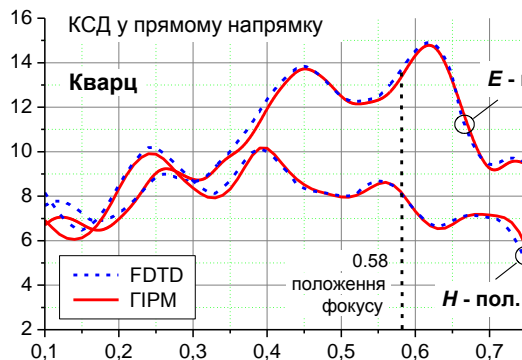


Рис. 14. Залежність КСД точкового  $E$ -поляризованого джерела, що опромінює напівеліптичну кварцову лінзу ( $ka = 9,42$ ), від розміру подовження лінзи

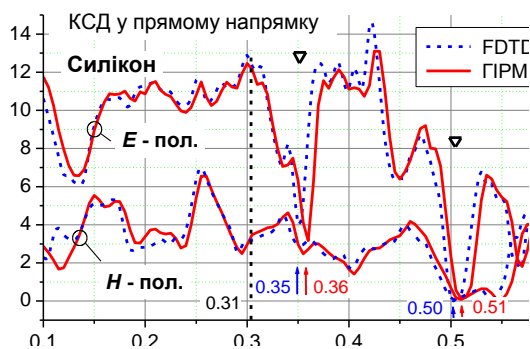


Рис. 15. Теж саме, що рис. 14, для силіконової лінзи

Щодо точності FDTD, аналіз графіків на рис. 13-17 доводить, що для обраних параметрів лінзи (матеріалу, форми та розміру), FDTD дозволяє досить точно описати резонансні явища у середині лінзи (крім зсуву частот) та їх вплив на характеристики полів у далекій зоні.

З метою узагальнення результатів та вивчення частотних властивостей лінзи на рис. 17 приведено залежність КСД точкового джерела, що опромінює лінзу, від нормованої частоти (рис. 18). Стрілками на графіку відмічені чітко означені резонанси, періодичність яких свідчить про їх належність до одного сімейства. Характерні картинки розподілу поля у середині лінз (рис. 19) доводять, що ці резонанси теж є тими самими напівметеликовими резонансами. Відзначимо, що ці резонанси відповідають модам  $BTR_{n,m}$  та  $BTR_{n+1,m+1}$ , а не модам  $BTR_{n,m}$  та  $BTR_{n,m+1}$ , як це є для залежності КСД від параметру подовження лінзи (рис. 16).

Порівнюючи криві, отримані різними методами (рис. 18), можна бачити, що помилка FDTD зростає з ростом частоти. Це зумовлюється двома факторами: зростанням добротнос-

ті резонансів та збільшенням хвильових розмірів комірки сітки FDTD.

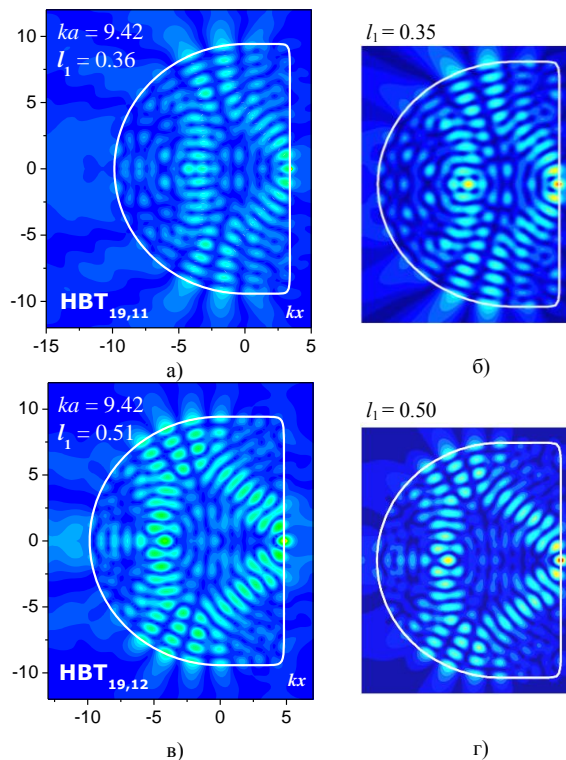


Рис. 16. Портрети розподілу інтенсивності поля у середині силіконових напівеліптичних лінз ( $ka = 9,42$ ), що опромінюється  $E$ -поляризованим точковим джерелом: а), в) – ГРМ; б), г) – FDTD. Розміри подовжень лінз відповідають резонансним значенням, що відмічено трикутниками на рис. 15. Пунктирний трикутник на рис 16,а окреслює форму резонансу

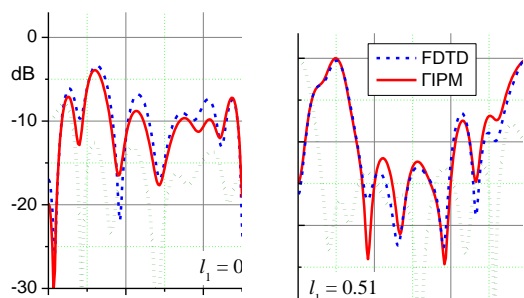


Рис. 17. Нормовані ДС точкового джерела, що опромінює напівеліптичну силіконову лінзу, розміри подовження якої обрано відповідно до резонансів, відмічених трикутниками на рис. 15 (зліва/справа). Симетрична точкова лінія відображає ДС точкового джерела, що освітлює лінзу із подовженням, що проходить через дальній фокус лінзи ( $l_1 = 0,306$ )

Відзначимо, що при побудові частотних залежностей шаг сітки FDTD завжди є перемінною величиною, тому що розв'язок задачі здійснюється у часовій області та переводиться у частотну через фур'є-перетворення.

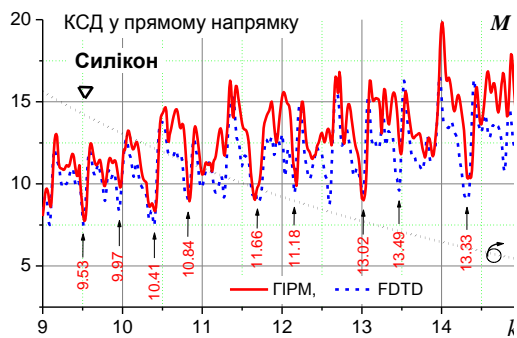


Рис. 18. Залежність КСД точкового  $E$ -поляризованого джерела, що опромінює напівеліптичну силіконову лінзу (зліва), та параметр сітки FDTD (зправа) від нормованої частоти. Подовження лінзи відповідає положенню фокусу ( $l_1 = 0,306$ )

На рис. 18 шаг сітки для кожної частотної точки графіку  $D(ka)$  може бути визначено за значенням параметру  $M$ , як  $\lambda_e/M$ . Відповідна точкова крива пов'язана із правою віссю.

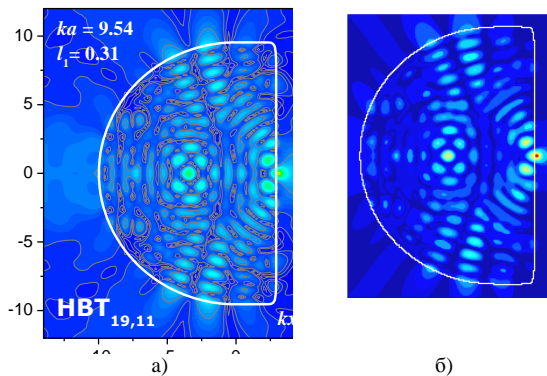


Рис. 19. Діаграма розподілу інтенсивності поля у ближній зоні та середині силіконові напівеліптичної лінзи, що опромінюється  $E$ -поляризованим точковим джерелом. Параметри лінзи відповідають резонансу, вказаному трикутником на рис. 18: а) – ГПМ, б) – FDTD.

**Висновки.** В роботі наведено результати порівняльного аналізу чисельних алгоритмів, розроблених на базі методів ГО/ФО, FDTD та ГПМ щодо точності опису електромагнітних властивостей двовимірних напівеліптичних діелектричних лінз з невеликими хвильовими розмірами, що є ключовими елементами ДЛА мм та субмм діапазонів довжин хвиль. Було показано, що внутрішні резонанси у таких лінзах грають визначальну роль при формуванні полів у ближній та далекій зонах. Зокрема, продемонстровано, що збудження напівметеликового резонансу у силіконовій лінзі призводить до розщеплення однопелюсткової діаграми спрямованості та значного підвищення рівня бокових пелюстків.

Стосовно точності наближених методів до опису резонансних явищ можна констатувати, що ГО/ФО не може забезпечити необхідну точність результатів (навіть з урахуванням багатораз-

зових віддзеркалень) і не може ефективно використовуватися для аналізу ДЛА у режимі прийому. Але відмітимо, що цей висновок не може бути поширеним на ДЛА в режимі випромінювання, так як в цьому випадку доля енергії, що утримується у середині лінзи після першого віддзеркалення, є незначною і не може значно змінити діаграму спрямованості ДЛА у далекій зоні (щонайменше для лінз, виготовлених із матеріалів з невеликою діелектричною проникністю).

Щодо точності FDTD то, як видно із наведених результатів порівняльного аналізу полів у ближній та далекій зонах, цей метод дозволяє вивчити електромагнітні властивості лінз із розмірами, формою та матеріалами, що дослідувалися у роботі (окрім зсуву резонансних частот). Але необхідно відзначити, що достатня точність може бути досягнута тільки за умов відповідного вибору параметрів алгоритму: розміру сітки та рівня віддзеркалення від поглинаючої границі обчислювального вікна. Таким чином, можна зазначити, що алгоритми на базі FDTD можуть бути використані для аналізу компактних ДЛА з напівеліптичними лінзами, але потребують особливої уваги, якщо використовуватимуться для аналізу діелектричних лінз із довільним поперечним перерізом та виготовлених із щільних матеріалів.

Роботу було виконано у рамках програми спільних наукових досліджень між ІРЕ НАН України та IETR, Франція (гранти PECO-NEI-17111-18978 та ДНШПРО-М82-2005). Перший автор також отримав фінансову підтримку Фонду фундаментальних досліджень через грант Президента України для підтримки наукових досліджень молодих учених (GP/F11/8-2006).

1. *Зелкин Е. Г., Петрова Р. А.* Линзовые антенны. - М., Сов. Радио, 1974. - 280 с.
2. *Salema C., Fernandes C., Jha R. T.* Solid Dielectric Horn Antennas. - Boston, Artech House, 1998. - 241 p.
3. *Filippovic D. F., Gearhart S. S., Rebeiz G. M.* Double slot on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. - 1993. - **41**, N10. - P.1738-1749.
4. *Fernandes C. A., Fernandes J. G.* Performance of lens antennas in wireless indoor millimeter-wave applications // IEEE Trans. Microwave Theory Techniques. - 1999. - **47**, N6. - P.732-738.
5. *Wu X., Eleftheriades G. V., van Deventer-Perkins T. E.* Design and characterization of single- and multiple-beam mm-wave circularly polarized substrate lens antennas for wireless communications // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. - 2001. - **49**, N3. - P.431-441.
6. *Lemaire D., Fernandes C. A., Sobieski P., Barbosa A.* A method to overcome the limitations of GO in axis-symmetric dielectric lens shaping // Int. J. Infrared and Millimeter waves. - 1996. - **17**, N8. - P.1377-1390.
7. *Uehara K., Miyashita K., Natsume K.I., Hatakeyama K., Mizuno K.* Lens-coupled imaging arrays for the mm and sub-mm-wave regions // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. - 1992. - **40**, N5. - P.806-811.
8. *Raman S., Barker N. S., Rebeiz G. M.* A W-band dielectric-lens-based integrated monopulse radar receiver // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. - 1998. - **46**, N12. - P.2308-2316.

9. *Eleftheriades G. V., Brand Y., Zürcher J., Mosig J. R.* ALPSS: a millimeter-wave aperture-coupled patch antenna on a substrate lens // *Electronics Letters*. - 1997. - **33**, N3. - P.169-170.
10. *Schoenlinner B., Wu X., Ebling J.P., Eleftheriades G.V., Rebeiz G.M.* Wide-scan spherical-lens antennas for automotive radars // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*. - 2002. - **50**, N9. - P.2166-2175.
11. *Siegel P.*, Terahertz Technology // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*. - 2002. - **50**, N3. - P.910-929.
12. *Rudd J. V., Mittleman D.* Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy // *Journal Optical Society of America B*. - 2002. - **19**, N2. - P.319-328.
13. *R. Jacobsen*, et al // *Optics Lett.* - 1996. - **21**. - P.2011-2016.
14. *Büttgenbach T. H.* An improved solution for integrated array optics in quasioptical mm and submm receivers: The hybrid antenna // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*. - 1993. - **41**, N10. - P.1750-1761.
15. *Fernandes, C. A., Fernandes, J. G.* Shaped dielectric lenses for wireless millimeter-wave communications // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. - 1999. - **41**, N5. - P.141-152.
16. *Chantraine-Barès B., Sauleau R., Le Coq L., Mahdjoubi K.* A new accurate design method for millimeter-wave homogeneous dielectric substrate lens antennas of arbitrary shape // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. - 2005. - **53**, N3. - P.1069-1075.
17. *Silveirinha M. G. M. V., Fernandes C. A.* Shaped double-shell dielectric lenses for wireless millimeter wave communications // *Proc. IEEE AP-S Int. Symp. Dig.* - Salt Lake City, 2000. - **3**. - P.1674-1677.
18. *Godi G., Sauleau R., Thouroude D.* Single- and double-shell shaped lens antennas with asymmetrical radiation characteristics // *Proc. European conf. Antennas and Propagation (EuCAP)*. - Nice, 2006.
19. *Greenwood A. T., Jin J.-M.* A field picture of wave propagation in inhomogeneous dielectric lenses // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. - 1999. - **41**, N5. - P.9-18.
20. *Pasqualini D., Maci S.* High-frequency analysis of integrated dielectric lens antennas // *IEEE Trans. Antennas Propag.* - 2004. - **52**, N3. - P.840-847.
21. *Neto A., Pasqualini D., Toccafondi A., Maci S.* Mutual coupling between slots printed at the back of elliptical dielectric lenses // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. - 1999. - **47**, N10. - P.1504-1507.
22. *Pavasic A. P., del Rio D. L., Mosig J. R., Eleftheriades G. V.* Three-dimensional ray-tracing to model internal reflections in off-axis lens antennas // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. - 2006. - **54**, N2. - P.604-613.
23. *Shlager K. L., Schneider J. B.* A selective survey of the finite-difference time-domain literature // *IEEE Antennas Propagation Magazine*. - 1995. - **37**, N4. - P.39-57.
24. *Godi G., Sauleau R., Thouroude D.*, Performance of reduced size substrate lens antennas for millimetre-wave communications // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. - 2005. - **53**, N4. - P.1278-1286.
25. *van der Vorst M. J. M., de Maagt P. J. I.* Efficient body of revolution finite-difference time-domain modeling of integrated lens antennas // *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* - 2002. - **12**, N7. - P.258-260.
26. *Hower G. L., Olsen R. G., Earls J. D., Schneider J. B.* Inaccuracies in numerical calculations of scattering near natural frequencies of penetrable objects // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. - 1993. - **41**, N7. - P.982-986.
27. *Boriskin A. V., Boriskina S. V., Nosich A. I., Benson T. M., Sewell P., Altintas A.* Lens or resonator? – electro-magnetic behavior of an extended hemieliptical lens for a sub-mm wave receiver // *Microwave Optical Techn. Letters*. - 2004. - **43**, N6. - P.515-158.
28. *Boriskin A. V., Boriskina S. V., Sauleau R.* Exact near fields of 2-D models of extended hemieliptical lenses made of rexolite, quartz and silicon // *Proc. Int. Conf. Math Methods in EM Theory (MMET\*06)*. - Kharkiv, 2006. - P.109-111.
29. *Muller C.* Foundations of the mathematical theory of electromagnetic waves. – Berlin: Springer, 1969. - 350 p.
30. *Sirenko Y. K., Pazynin V. L., Vyazmitinova A. I., Sirenko K. Y.* Compact obstacles in free space: virtual boundaries for scalar and vector ‘open’ initial boundary-value problems in electromagnetic wave scattering theory // *Electromagnetic Waves and Electronic Systems*. - 2003. - **8**, N11&12. - P.33-54 (in Russian).
31. *Rokhlin V.* Rapid solution of integral equations of scattering theory in two dimensions // *J. of Computational Physics*. - 1990. - **86**. - P. 414-439.
32. *Wang L., Alex Cox J., Friedman A.* Modal analysis of homogeneous optical waveguides by the boundary integral formulation and the Nystrom method // *J. Optical Soc. America A*. - 1998. - **15**. - P.92-100.
33. *Boriskina S. V., Benson T. M., Sewell P., Nosich A. I.* Accurate simulation of 2D optical microcavities with uniquely solvable boundary integral equations and trigonometric-Galerkin discretization // *J. Optical Soc. America A*. - 2004. - **21**, N3. - P.393-402.
34. *Berenger L.-P.* Perfectly matched layer for the FDTD solution of wave-structure interaction problem // *IEEE Trans. Antennas Propag.* - 1996. - **44**, N1. - P.110-118.
35. *Nosich A. I.* MAR in wave-scattering and eigenvalue problems: foundations and review of solutions // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. - 1999. - **41**, N3. - P.34-49.
36. *Gardner M.* Mathematical games // *Scient. American*. - 1965. - **213**, N3. - P.222-232.
37. *Amini S., Kirkup S.M.* Solutions of Helmholtz equation in the exterior domain by elementary boundary integral methods // *Journal Computational Physics*. - 1995. - **118**. - P.208-221.
38. *Gmachl C., Capasso F., Narimanov E. E., Nöckel J. U., Stone A. D., Faist J., Sivco D. L., Cho A. Y.* High-power directional emission from microlasers with chaotic resonators // *Science*. - 1998. - **280**. - P.1556-1564.
39. *Вайнштейн Л. А.*, Открытые резонаторы и открытые волноводы // - М.: Сов. радио, 1966. - 475 с.
40. *Otero P., Alvarez-Melcon A., Zürcher J.-F., Mosig J.R.* A microstrip-coupled slot-loop antenna for integrated receivers in the millimeter-wave band // *Microwave & Optical Technol. Lett.* - 1998. - **18**, N2. - P.91-95.
41. *Kobayashi H., Yasuoka Y.* Receiving Properties of Extended Hemispherical Lens Coupled Slot Antennas for 94-GHz Millimeter Wave Radiation // *Electronics Communications in Japan, part 1*. - 2001. - **84**, N6. - P.32-40.

#### COMPARATIVE STUDY ON ACCURACY OF FDTD-, GO/PO-, AND IE-BASED ALGORITHMS WITH APPLICATION TO COMPACT INTEGRATED LENSES ANALYSIS

A. V. Boriskin, G. Godi, A. Rolland,  
R. Sauleau, A. I. Nosich

The aim of the paper is to assess the accuracy and relevance of numerical algorithms based on FDTD and a combination of Geometrical and Physical Optics (GO/PO) principles for the analysis of reduced-size dielectric lenses used in integrated antennas for mm and sub-mm wave applications. As a benchmark solution, we use the Muller’s boundary integral equations (IE) discretized with the trigonometric Galerkin scheme that has guaranteed and fast convergence as well as controllable accuracy. The lens cross-section is chosen typical for practical applications, namely an extended hemiellipse whose eccentricity satisfies the GO focusing condition. The analysis concerns homogeneous lenses made of rexolite, quartz, and silicon with a cross-section size varying between 3 and 20 wavelengths in free space. We consider the problem in 2-D formulation. The lens is excited by either a plane wave or a line current in receiving or emitting modes, respectively. Both *E*- and *H*-polarizations are considered. The comparison characteristics are extracted from both near- and far-field analysis.

**Key words:** dielectric lens antennas, numerical algorithms, GO, PO, FDTD, Muller’s integral equations.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ  
АЛГОРИТМОВ НА БАЗЕ ГО/ФО, FDTD И  
ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА  
КОМПАКТНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЛИНЗ  
ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ АНТЕНН  
МИЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛИМЕТРОВЫХ  
ДИАПАЗОНОВ

А. В. Борискин, Г. Годи, А. Ролланд,  
Р. Соло, А. И. Носич

Исследуются точность и применимость численных алгоритмов, основанных на методах геометрической и физической оптики (ГО/ФО), методе конечных разностей во временной области (FDTD) для анализа электромагнитных свойств двумерных полуэллиптических линз с небольшими

волновыми размерами, которые являются ключевыми элементами современных интегрированных линзовых антенн в системах мм и субмм диапазона длин волн. Эталонное решение получено методом граничных интегральных уравнений типа Мюллера, которые обеспечивают контролируемую точность численного решения задачи дифракции электромагнитных волн на диэлектрическом цилиндре произвольного поперечного сечения. Численные результаты получены для обеих поляризации и касаются характеристик полей в ближней и дальней зонах полуэллиптических линз, изготовленных из рексолита, кварца и силикона. При анализе особое внимание уделяется резонансным явлениям в середине линзы.

**Ключевые слова:** диэлектрическая линзовая антенна, численный алгоритм, ГО, ФО, FDTD, интегральные уравнения.

*Рукопис надійшов 14 лютого 2007 р.*