

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-04>

УДК 621.396.67.012

М.М. ЛЕГЕНЬКИЙ, к. ф.-м. наук, доцент.e-mail: mlegenkiy@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-5945-4002>**В.С. ХРИЧОВ**, Ph.D., н.с.e-mail: v.khrychov@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-1033-1714>*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,
майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна*

МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЇ АНТЕН У БЛИЖНІЙ ЗОНІ

Актуальність. Аналізується отримання мінімізації або максимізації взаємодії між випромінюючою та приймальною антенами (або приймальної антени з полями, відбитими від якоїсь перешкоди) за рахунок орієнтування та розташування антен на певній відстані та під певними кутами. Розв'язання таких задач дозволить створювати ефективні радіоелектронні прилади різного призначення, зокрема, радіолокаційні системи та алгоритми обробки інформації.

Мета роботи – провести моделювання імпульсного випромінювання дипольної антени, визначити закономірності такого випромінювання при різних розташуваннях приймальної антени відносно передавальної. Визначити сигнал у приймальній антені та виявити закономірності його формування.

Матеріали та методи. Для розв'язання поставленої задачі буде використаний метод скінченних різниць в часовій області (Finite Difference Time Domain, FDTD) з використанням алгоритму Yee для чисельного розв'язання рівнянь Максвелла. Спектри випромінюючої та приймальної антени аналізуються за допомогою алгоритму швидкого перетворення Фур'є (Fast Fourier Transform, FFT). Для отримання діаграм спрямованості антени в дальній зоні використовується алгоритм Near to Far Transformation.

Результати. Отримано сигнали у часовій формі для передавальної та приймальної антен. Аналіз спектрів, отриманих за допомогою FFT від часових форм сигналів в передавальній і приймальній антенах, продемонстрував, що у спектрі сигналу для випромінюючої антени присутні складові на низьких частотах нижче 250 МГц, для приймальних антен такі складові не спостерігаються. Отримано часову залежність струму в антені в кожний момент часу і спектр струму, отримано діаграму спрямованості антени в дальній зоні.

Висновки. Для приймальних антен, розташованих на відстані $r = 10\lambda_z$ від випромінюючої, маємо найбільшу складову поля на частоті, що відповідає першому резонансу, особливо суттєво це проявляється розташовані під кутами 70° та 80° , де сигнал в інших антенах (на більшій відстані від випромінюючої) є дуже малим. Для розташовані під прямим кутом, тобто для співвісних антен передача енергії із випромінюючої антени до прийомної є максимальною, але лише на невеликих відстанях, при збільшенні відстані між антенами зв'язок між ними швидко зменшується.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ближня зона, діаграма спрямованості, дипольна антена, FDTD, FFT.

Як цитувати: Легенький М.М., Хричов В.С. Моделювання взаємодії антен у ближній зоні. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024; 40, 42-56. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-04>

In cites: Legenkiy M., Khrychov V. Modeling the interaction of antennas in the near zone. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2024; 40, 42-56 . (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-04>

ВСТУП

Задача створення ефективних радіолокаційних систем та алгоритмів обробки інформації в них нерозривно пов'язані із задачею ефективного вимірювання розсіяння хвиль на різноманітних об'єктах. Для ефективного вимірювання дифракційних характеристик різноманітних структур в ближній зоні досліджено можливість створення спеціальних приймально-передавальних антенних систем із гарною розв'язкою випромінювання. Проведено моделювання імпульсного випромінювання дипольної антени, визначити закономірності такого випромінювання. При різних розташуваннях приймальної антени відносно передавальної визначено сигнал у приймальній антені та виявити закономірності його формування.

Такі дослідження нададуть можливість досягнення мінімізації або максимізації взаємодії приймальної антени з полями, відбитими від якоїсь перешкоди, за рахунок орієнтування та розташування антен на певній відстані та під певними кутами.

Для розв'язання поставленої задачі необхідно визначити поля розсіювання в ближній та дальній зоні та, за їх допомогою, обчислити діаграму розсіювання. При цьому використовуються різні аспекти методу FDTD (Finite Difference in Time Domain) – розбиття обчислювальної області на сітку, запис рівнянь електродинаміки в скінченно-різничній формі, постановка граничних умов, опис джерел, перетворення поля з ближньої зони на дальню.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Як відомо, вся електродинаміка базується на рівняннях Максвелла. Спочатку ці рівняння були сформульовані у часовій області (TD – Time Domain) [1], [2], тобто з урахуванням очевидної залежності всіх функцій від часу. Однак донедавна в основній частині досліджень та навчальній літературі з електродинаміки розглядалися рівняння в частотній області (FD – Frequency Domain). У цьому випадку для всіх полів передбачається гармонічна залежність від часу у вигляді синуса чи косинуса певної частоти. Вважається, що така залежність справедлива для всіх значень часу від мінус до плюс нескінченності. Перехідні процеси (коли подібна часова залежність поля лише встановлюється) при цьому або не розглядаються, або представляються як суперпозиції полів з різною частотою. Перевагою цього підходу є те, що порядок задачі знижується: необхідно визначити лише просторову залежність полів. Причиною широкого використання частотної області є і те, що у докомп'ютерну епоху всі обчислення доводилося проводити аналітично, і тому значно простіше було вирішувати завдання з меншою кількістю змінних. Крім того, перевага на користь частотної області пояснюється тим, що більшість вимірювальної апаратури також орієнтована на роботу з полем певної частоти. Проте з появою комп'ютерів збільшилися можливості проводити складні обчислення, велику роль починають грати чисельні методи, і частіше розв'язуються задачі у часовій області. Подібні завдання стають важливими та актуальними: розробляються імпульсні радары, медичні прилади, що використовують імпульсні електромагнітні хвилі, знаходяться військові застосування імпульсних сигналів.

Розглянемо розв'язання рівнянь Максвелла за допомогою методу FDTD. Алгоритм Yee засновано на тому, що в рівняннях Максвелла зміна електричного поля $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ залежить від розподілу в просторі магнітного поля $\text{rot}(\vec{H})$. Аналогічно, зміна поля $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ залежить від розподілу в просторі поля $\text{rot}(\vec{E})$ [3]. Цей факт, а також використання скінченних різниць для апроксимації похідних дозволяє побудувати ефективну розрахункову схему. При цьому сітки для полів $\vec{E}$ та $\vec{H}$ зміщено одну по відношенню до іншої на половину кроку дискретизації по часу та по кожній із просторових змінних (це забезпечує другий порядок точності при апроксимації похідних). Отримані скінченно-різничні рівняння дозволяють визначити поля $\vec{E}$ та $\vec{H}$ на даному часовому кроці на основі відомих значень полів у попередні моменти часу. При заданих початкових умовах алгоритм Yee дає еволюційне в часі розв'язання від початку відліку часу ($t = 0$) із заданим часовим кроком Δt . Хід розв'язання електродинамічної задачі за допомогою FDTD має наступний вигляд.

1. Визначається розрахункова область, роздільна здатність сітки та граничні умови. Граничні умови можуть бути поглинаючими або періодичними.
2. Усередині розрахункової області розміщуються матеріальні тіла із заданими електродинамічними властивостями.
3. Визначається джерело. Найпростіший спосіб завдання джерела полягає у завданні часової залежності густини струму в рівнянні Ампера. Такий тип джерела зазвичай використовується для моделювання диполів. Для генерації плоскої хвилі зручніший інший тип джерела, що реалізується за допомогою методу повного та розсіяного поля TF/SF (Total Field / Scattered Field).
4. Джерело генерує скінченну в часі електромагнітну хвилю, спектральний склад якої повинен покривати діапазон частот, що цікавить. Далі хвиля падає на тіла, перерозсіюється на них, і, за наявності

граничних умов, що поглинають, через якийсь час виходить із розрахункової області. За необхідності може бути збережений просторовий або часовий розподіл поля у конкретних точках.

5. За необхідності розраховується перетворення Фур'є від записаних значень полів. Далі, обробляючи отримані результати (наприклад, інтегруючи потік енергії поля через будь-яку поверхню), можна отримати деякі інтегральні характеристики аналізованої структури. Використовуючи метод перетворення ближнього поля на дальнє (Near to Far Transformation), можна отримати значення полів за межами розрахункової області.

Проведемо моделювання випромінювання дипольної антени, що складається із двох металевих плечей довжиною $N_d / 2$, спрямованих вздовж вісі z . Задля отримання інформації відразу для діапазону частот будемо проводити моделювання в часовій області. Для моделювання використовуємо звичний FDTD алгоритм у тривимірному просторі, обмеженому Perfectly Matched Layer (PML-шарами) для моделювання вільного простору [4]. Для збудження антени використовується комірка між зазначеними плечами, там введено м'яке джерело: тобто окрім звичної формули оновлення E_z компоненти поля додається також часова функція. Фізично таке збудження еквіваленте до введення у зазначеній точці стороннього струму. Часову форму даного струму наведено на Рис. 1-а. Аналітично даний сигнал записується наступним чином (похідна від функції Гауса):

$$s(t) = (t - t_0) \exp\left(-0.5\left((t - t_0)/t_w\right)^2\right), \quad (1)$$

де $t_0 = 0.5$ нс, $t_w = 0.15$ нс.

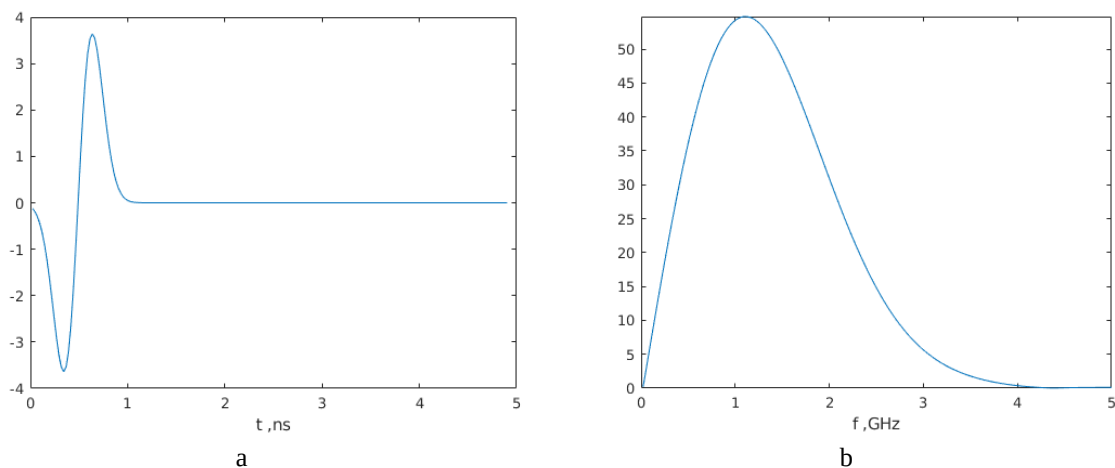


Рис. 1. Збуджуючий сигнал а - часова залежність; б - спектр

Fig. 1. Excitation signal a - time dependence; b - spectrum

Для моделювання металевих плечей антени на них задовольняються граничні умови на поверхні металевого провідника: рівність нулю тангенційної складової електричного поля: $E_z = 0$.

За допомогою алгоритму швидкого перетворення Фур'є (Fast Fourier Transform, FFT) [5] отримано спектр даного сигналу. Як видно з Рис. 1-б, спектр не має складової на нульовій частоті і простягається приблизно до 4 ГГц.

ВИПРОМІНЮВАННЯ СИГНАЛУ

Розглянемо процес випромінювання сигналу. Для цього розрахуємо густину енергії електромагнітного поля в різні моменти часу та наведемо просторовий розподіл цієї густини в різні моменти часу. Як відомо густина енергії електромагнітного поля складається із густини енергії електричного та магнітного поля відповідно

$$w = w_E + w_H, \quad (2)$$

які в свою чергу виражаються через напруженість електричного поля та вектор електричної індукції:

$$w_E = \frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} = \frac{\epsilon_0}{2} |\vec{E}|^2, \quad (3)$$

і напруженість магнітного поля та вектор магнітної індукції:

$$w_H = \frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} = \frac{\mu_0}{2} |\vec{H}|^2. \quad (4)$$

У формулах (3) та (4) густини енергії записано для вільного простору, враховано те, що для вільного простору вектор електричної індукції дорівнює добутку вектору напруженості електричного поля на електричну сталу ϵ_0 , аналогічно вектор магнітної індукції дорівнює добутку вектору напруженості магнітного поля на магнітну сталу μ_0 .

Таким чином, виявляється, що густина електричної енергії є пропорційною до квадрату модуля напруженості електричного поля, тобто до суми квадратів відповідних його компонент

$$w_E = \frac{\epsilon_0}{2} (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2), \quad (5)$$

а густина магнітної енергії – до квадрату модуля напруженості магнітного поля (суми квадратів відповідних його компонент)

$$w_H = \frac{\mu_0}{2} (H_x^2 + H_y^2 + H_z^2). \quad (6)$$

Таким чином, для отримання густини енергії необхідно додати квадрати різних компонент електромагнітного поля. У відповідності до схеми FDTD методу різні компоненти електромагнітного поля розраховуються в різних просторових точках (див. Рис. 2), а компоненти електричного і магнітного полів також і в різні моменти часу. Отже, для того щоб визначити густину енергії слід отримати всі компоненти електромагнітного поля в одній і тій самій просторовій точці в один момент часу. Будемо розраховувати густину енергії в середній точці нижнього куба з Рис. 2 або відповідно в нижній правій вершині з лицьового боку верхнього куба. Для цього треба усереднити чотири сусідніх значення компонент напруженості магнітного поля, отже щоб отримати густину магнітної енергії в точці (i, j, k) використовується формула

$$w_H|_{i+0.5, j+0.5, k+0.5} = \frac{\mu_0}{2} \frac{1}{16} \left[\left(H_x|_{i+0.5, j, k} + H_x|_{i+0.5, j+1, k} + H_x|_{i+0.5, j, k+1} + H_x|_{i+0.5, j+1, k+1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(H_y|_{i, j+0.5, k} + H_y|_{i+1, j+0.5, k} + H_y|_{i, j+0.5, k+1} + H_y|_{i+1, j+0.5, k+1} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(H_z|_{i, j, k+0.5} + H_z|_{i+1, j, k+0.5} + H_z|_{i, j+1, k+0.5} + H_z|_{i+1, j+1, k+0.5} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

В формулі (7) для усереднення кожна компонента поля множиться на коефіцієнт $1/4$, що після піднесення до квадрату дає множник $1/16$ на початку формули.

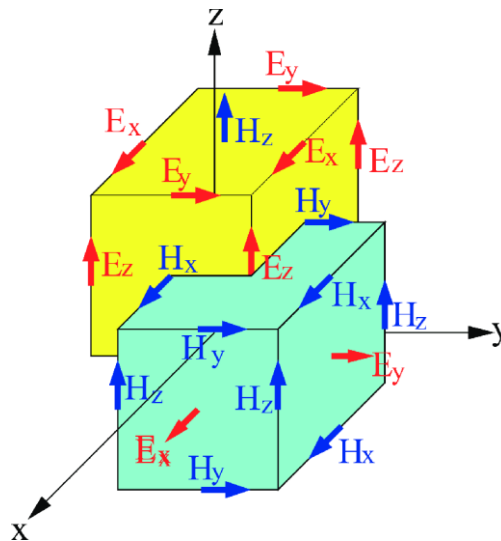


Рис. 2. Комірка Yee ([2]).

Fig. 2. Yee cell

Аналогічним чином усереднюється і напруженість електричного поля (тут усереднюються по два значення компонент напруженості електричного поля, тож після піднесення до квадрату маємо множник $1/4$)

$$w_E|_{i+0.5,j+0.5,k+0.5} = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{1}{4} \left[\left(E_x|_{i,j+0.5,k+0.5} + E_x|_{i+1,j+0.5,k+0.5} \right)^2 + \left(E_y|_{i+0.5,j,k+0.5} + E_y|_{i+0.5,j+1,k+0.5} \right)^2 + \left(E_z|_{i+0.5,j+0.5,k} + E_z|_{i+0.5,j+0.5,k+1} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Отже за допомогою формул (7) та (8) густини електричного та магнітного поля розраховуються в потрібних просторових точках, але через те, що напруженості електричного та магнітного полів визначаються також у різні моменти часу (вони є рознесеними на пів-кроку по часу $\Delta t/2$). Для того щоб додавати отримані за формулами (7) та (8) густини енергії, як у формулі (2) їх спочатку треба отримати для однакових моментів часу.

Для розрахунку густин енергії електричного та магнітного поля в один момент часу використаємо усереднення та врахуємо особливості схеми оновлення полів в алгоритмі Yee методу FDTD.

В алгоритмі Yee використовуються центральні скінченні різниці для апроксимації просторових і часових похідних, побудова комірки, показана на Рис. 2. Компоненти $\vec{E}$ і $\vec{H}$ полів можна розрахувати, що використовуючи «leap-frog» схему. Спочатку, із використанням раніше збережених даних для $\vec{H}$ поля, виконуються всі розрахунки $\vec{E}$ поля в усьому просторі, що моделюється, результати зберігаються в пам'яті замість значень $\vec{E}$ поля в попередній момент часу. Після цього, з використанням щойно отриманих даних для $\vec{E}$ поля, розраховуються нові значення $\vec{H}$ поля в усьому просторі, що моделюється, ці дані зберігаються в пам'яті на місці значень магнітного поля $\vec{H}$ в попередній момент часу. При цьому із значень електричного і магнітного поля в моменти часу, що розташовані на $\Delta t/2$ від поточного (наприклад: для i це будуть $i-1/2$ та $i+1/2$ відповідно), розраховуються значення електричного і магнітного поля в моменти часу більші на Δt (наприклад: i та $i+1/2$ відповідно). Таким чином, виконується один крок по часу. Цей процес продовжується до тих пір, доки це вимагається задачі, що розв'язується.

Розрахунок за допомогою описаної вище процедури називається явною схемою, його застосування дозволяє уникнути проблем пов'язаних з одночасним розв'язанням великої кількості рівнянь та знаходженням зворотніх матриць.

Таким чином, використовуючи для апроксимації описаний алгоритм маємо вирази для визначення нових значень компонентів векторів електромагнітного поля через отримані значення тих же компонент в попередні моменти часу і значення іншого поля в сусідніх точках в попередні моменти часу і джерела в попередній момент часу:

$$E_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} = A_{i,j+1/2,k+1/2} E_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2} + B_{i,j+1/2,k+1/2} \left(\frac{H_z|_{i,j+1,k+1/2}^n - H_z|_{i,j,k+1/2}^n}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i,j+1/2,k+1}^n - H_y|_{i,j+1/2,k}^n}{\Delta z} - J_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^n \right), \quad (9)$$

$$E_y|_{i-1/2,j+1,k+1/2}^{n+1/2} = A_{i-1/2,j+1,k+1/2} E_y|_{i-1/2,j+1,k+1/2}^{n-1/2} + B_{i-1/2,j+1,k+1/2} \left(\frac{H_x|_{i-1/2,j+1,k+1}^n - H_x|_{i-1/2,j+1,k}^n}{\Delta z} - \frac{H_z|_{i,j+1,k+1/2}^n - H_z|_{i-1,j+1,k+1/2}^n}{\Delta x} - J_y|_{i-1/2,j+1,k+1/2}^n \right), \quad (10)$$

$$E_z|_{i-1/2, j+1/2, k+1}^{n+1/2} = A_{i-1/2, j+1/2, k+1} E_z|_{i-1/2, j+1/2, k+1}^{n-1/2} + B_{i-1/2, j+1/2, k+1} \left(\frac{H_y|_{i, j+1/2, k+1}^n - H_y|_{i-1, j+1/2, k+1}^n}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i-1/2, j+1, k+1}^n - H_x|_{i-1/2, j, k+1}^n}{\Delta y} - J_z|_{i-1/2, j+1/2, k+1}^n \right), \quad (11)$$

$$H_x|_{i-1/2, j+1, k+1}^{n+1} = C_{i-1/2, j+1, k+1} H_x|_{i-1/2, j+1, k+1}^n + D_{i-1/2, j+1, k+1} \left(\frac{E_y|_{i-1/2, j+1, k+3/2}^{n+1/2} - E_y|_{i-1/2, j+1, k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i-1/2, j+3/2, k+1}^{n+1/2} - E_z|_{i-1/2, j+1/2, k+1}^{n+1/2}}{\Delta y} - M_x|_{i-1/2, j+1, k+1}^{n+1/2} \right), \quad (12)$$

$$H_y|_{i, j+1/2, k+1}^{n+1} = C_{i, j+1/2, k+1} H_y|_{i, j+1/2, k+1}^n + D_{i, j+1/2, k+1} \left(\frac{E_z|_{i+1/2, j+1/2, k+1}^{n+1/2} - E_z|_{i-1/2, j+1/2, k+1}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i, j+1/2, k+3/2}^{n+1/2} - E_x|_{i, j+1/2, k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - M_y|_{i, j+1/2, k+1}^{n+1/2} \right), \quad (13)$$

$$H_z|_{i, j+1, k+1/2}^{n+1} = C_{i, j+1, k+1/2} H_z|_{i, j+1, k+1/2}^n + D_{i, j+1, k+1/2} \left(\frac{E_x|_{i, j+3/2, k+1/2}^{n+1/2} - E_x|_{i, j+1/2, k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+1/2, j+1, k+1/2}^{n+1/2} - E_y|_{i-1/2, j+1, k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} - M_z|_{i, j+1, k+1/2}^{n+1/2} \right), \quad (14)$$

$$\text{де } A_{i,j,k} = \frac{2\varepsilon_{i,j,k} - \sigma_{i,j,k}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k} + \sigma_{i,j,k}\Delta t}, B_{i,j,k} = \frac{2\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k} + \sigma_{i,j,k}\Delta t}, C_{i,j,k} = \frac{2\mu_{i,j,k} - \sigma_{i,j,k}^*\Delta t}{2\mu_{i,j,k} + \sigma_{i,j,k}^*\Delta t}, D_{i,j,k} = \frac{2\Delta t}{2\mu_{i,j,k} + \sigma_{i,j,k}^*\Delta t}.$$

При оновленні полів у часі спочатку через значення напруженостей електричного поля в момент часу n та значення напруженості магнітного поля в момент часу $n+1/2$ розраховується напруженість електричного поля в момент часу $n+1$. Після цього через значення напруженостей магнітного поля в момент часу $n+1/2$ та щойно отримані значення напруженості електричного поля в момент часу $n+1$ розраховується напруженість магнітного поля в момент часу $n+3/2$.

Зазначені дії виконуються на кожному часовому кроці, в результаті них отримуються значення напруженостей електричного та магнітного полів наступні (збільшені на часовий крок Δt) моменти часу. Тож для розрахунку густин енергії електричного та магнітного поля в однакові моменти часу використаємо наступний підхід. Будемо розраховувати густину енергії електромагнітного поля в момент часу $n+1$. В цей же момент часу розраховується і густина енергії електричного поля за формулою (7), але густина енергії магнітного поля розраховується за формулою (8) в моменти часу $n+1/2$ та $n+3/2$, відповідно.

Тож для отримання густини енергії магнітного поля в момент часу $n+1$ вказані значення слід усереднити. Для цього на кожному часовому кроці перед оновленням напруженості магнітного поля розраховуємо густину енергії магнітного поля в момент часу $n+1/2$, а після оновлення напруженості магнітного поля – густину енергії в момент часу $n+3/2$. Усереднення отриманих таким чином величин дає густину енергії магнітного поля у потрібний момент часу $n+1$ і її можна додавати до густини енергії електричного поля для отримання повної густини енергії електромагнітного поля (2).

Отриману таким чином густину енергії зображено на Рис. 3 - 5 для різних моментів часу.

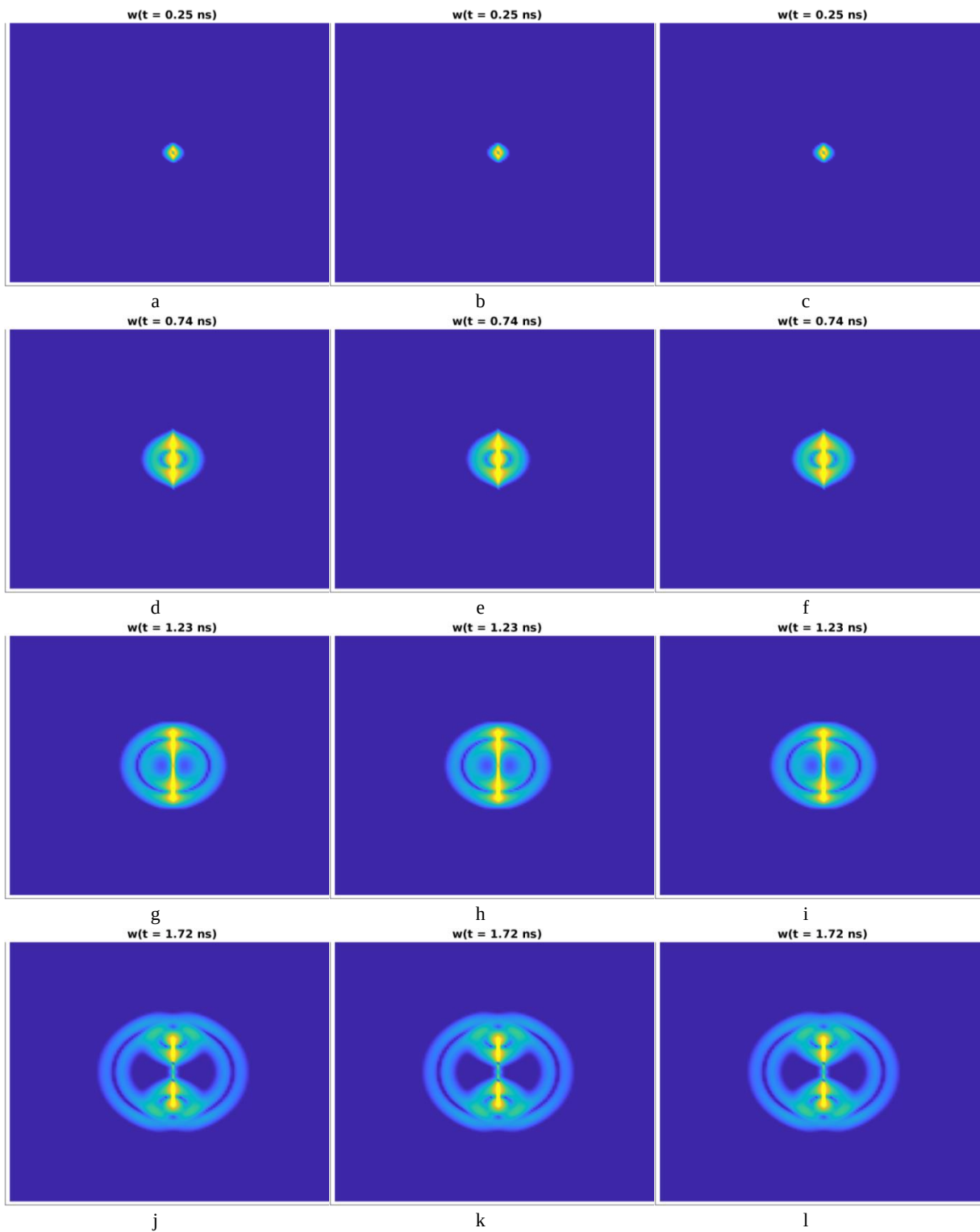


Рис. 3. Енергія електромагнітного поля в різні моменти часу.
 Fig. 3. The energy of the electromagnetic field at different moments of time

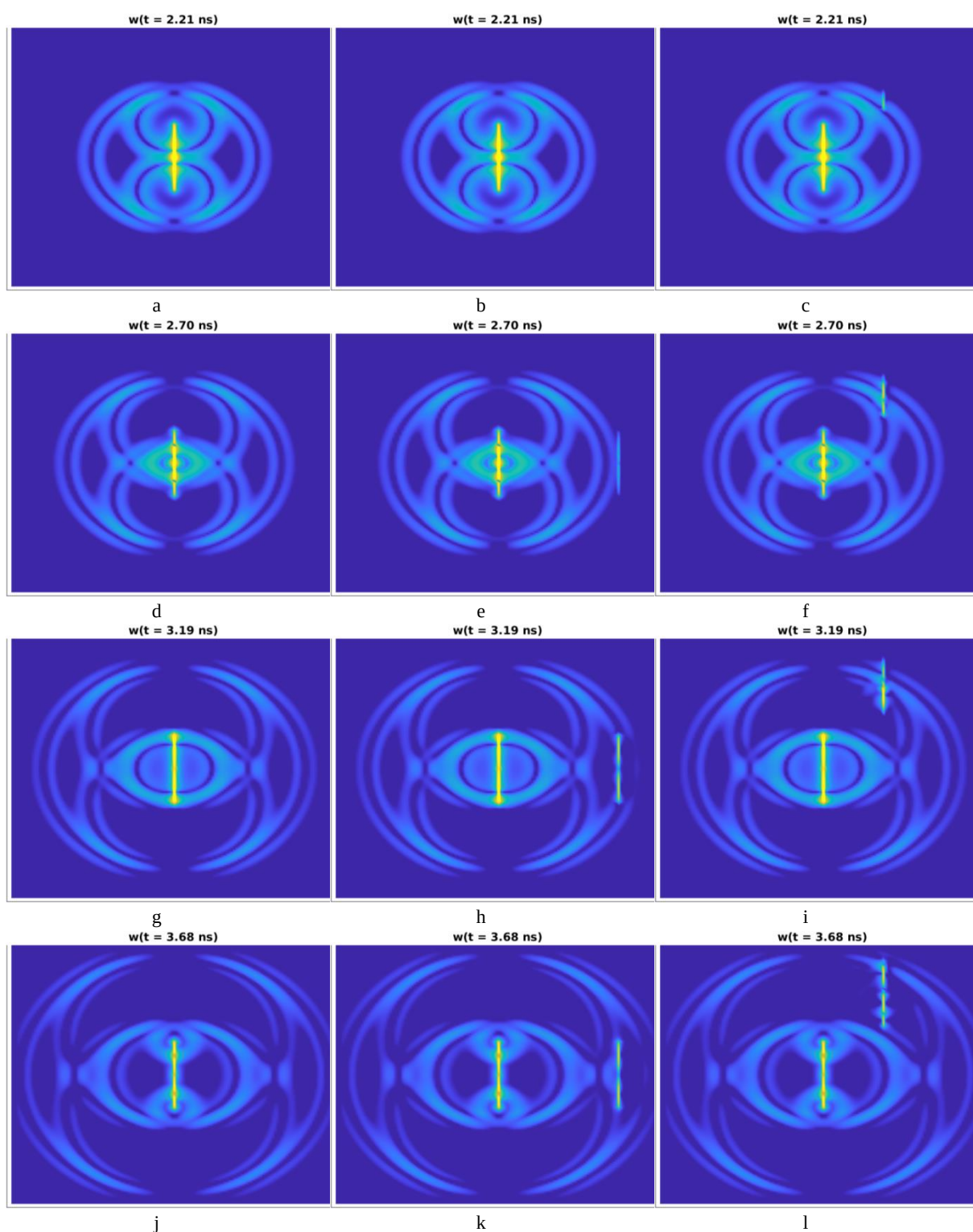


Рис.4. Енергія електромагнітного поля в різні моменти часу.
 Fig. 4. The energy of the electromagnetic field at different moments of time

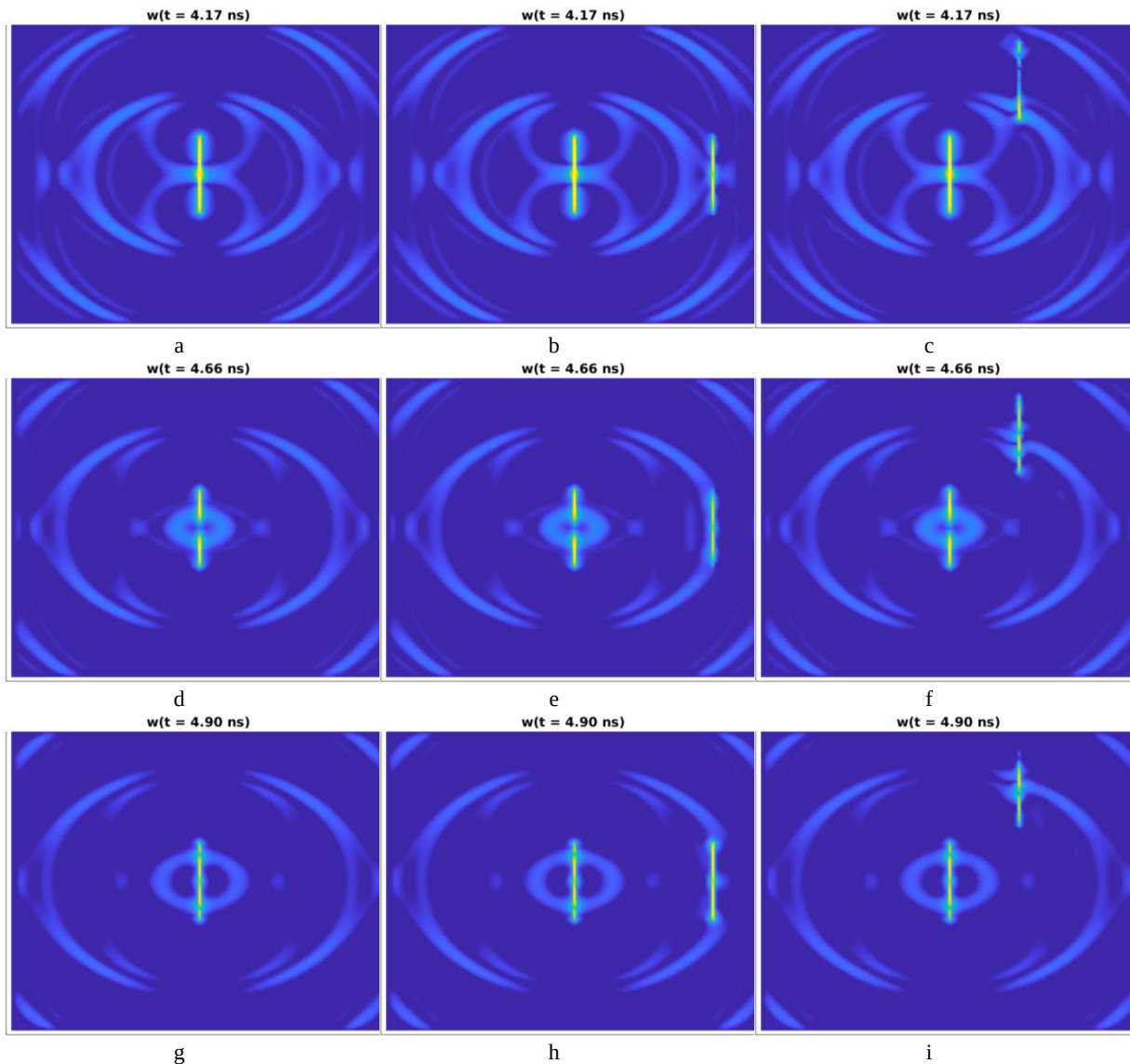


Рис. 5. Енергія електромагнітного поля в різні моменти часу.
 Fig. 5. The energy of the electromagnetic field at different moments of time

На Рис. 3 - 5 зображено просторовий розподіл густини енергії в площині XZ для трьох ситуацій:

- одиночна дипольна антена (рисунки a, d, g та j);
- дві дипольні антени на відстані $d = 50\Delta z$ вздовж вісі X (рисунки b, e, h та k);
- дві дипольні антени на відстані $d = 50\Delta z$ під кутом $\varphi = 60^\circ$ до вісі X (рисунки c, f, i та l).

При цьому перша антена, розташована в центрі малюнку, використовується як випромінююча – на її вхід, як описано вище, подається напруга у вигляді сигналу (1). Друга ж антена використовується як приймальна, на неї ніяка напруга не подається і вона моделюється як просто металевий стрижень, тобто у місці розташування цієї антени накладаються граничні умови на z –проекцію напруженості електричного поля.

Місця розташування антен на рисунках легко ідентифікувати, бо через збудження струмів вздовж плечей антен у відповідних місцях маємо поблизу антен випромінене цими струмами поле і (після описаної вище процедури усереднення при підрахунку густини енергії) більш високе у порівнянні з навколишнім простором значення густини енергії електромагнітного поля.

На Рис. 3 та Рис. 4 показано лише початкові моменти збудження випромінювальної антени, тож на них приймальні антени жодним чином себе не проявляють – до них поле ще не дійшло (лише на малюнку f з Рис. 4 поле починає «торкатися» другої приймальної антени). При цьому можна прослідити як

відбувається процес випромінювання електромагнітної хвилі. Хвиля випромінюється із локальних центрів, де струм стикається із неоднорідністю: це точка запитки антени та кінці її плечей, на рисунках добре видно, як накладаються хвилі, що виромінюються із цих точок. Навіть після вимкнення джерела тобто, коли збуджуючий сигнал зменшується до нуля (1), випромінююча антена залишається помітною на тлі навколишнього вільного простору – не вся енергія випромінюється. При поширенні випромінена електромагнітна хвиля досягає місця розташування приймальної антени і збуджує вздовж даної антени струм, який, в свою чергу, частинно перевипромінюється до вільного простору. Слід зазначити, що до антени 2 розташованої під кутом хвиля потрапляє з меншою амплітудою ніж до антени 1 через структуру випроміненого поля, а також через просторове розташування цієї антени вона збуджується нерівномірно (починаючи із нижнього плеча).

СИГНАЛИ В ПРИЙМАЛЬНИХ АНТЕНАХ

Для того щоб докладніше дослідити взаємодію між передавальною антеною та приймальною антеною, розташованою на різних відстанях від приймальної та зсунутою вбік на різні відстані, наведемо часові залежності поля в приймальній антені для різних відстаней між центром передавальної антени та приймальної антени r та різним кутом між напрямом від центру передавальної антени та приймальної антени та віссю $X - \varphi$. На Рис. 6 наведено відповідні часові залежності сигналу в приймальній антені.

Суцільна червона крива на Рис. 6 представляє собою часову залежність сигналу у передавальній антені. Ця залежність суттєво відрізняється від збуджуючого сигналу, зображеного на Рис. 1-а через взаємодію створеного таким джерелом електромагнітного поля із елементами антени. Сигнал частково відбивається від початку антени і випромінюється до вільного простору, частково збуджує струм, який поширюється вздовж плечей антени і при взаємодії із кінцями плечей також частково випромінюється до вільного простору, а частково відбивається і формує струм, що поширюється в зворотному напрямку і такий процес продовжується. Інші криві окрім суцільної червоної на Рис. 6 представляють собою часові залежності сигналу на вході приймальної антени при різних її положеннях (при різних r та φ). Зазначені криві мають меншу амплітуду ніж сигнал у випромінюючій антені, а також дещо запізнюються в часі у порівнянні із згаданим сигналом. Зменшення амплітуди пов'язане із взаємодією поля із плечами випромінюючої антени, а також з тим, що при випромінюванні сигнал зазнає дифракційних втрат (цим зокрема пояснюється зменшення амплітуди сигналу при збільшенні відстані від передавальної до приймальної антени). Часова затримка τ пояснюється скінченням часом поширення електромагнітної енергії у просторі $\tau = \frac{d}{c}$, де d - відстань між антенами, c - швидкість світла у вільному просторі, Також

зазначимо, що у приймальних антенах сигнал стає тривалішим у часі в порівнянні із сигналом у випромінюючій антені. Тобто випромінений сигнал зазнає дисперсії при поширенні – його часова форма змінюється. Те що сигнал у приймальній антені довго осцилює після збудження свідчить про те, що даний сигнал здебільшого має складову на одній (або декількох) окремих частотах. Тобто найбільш ефективно випромінюються та поширюються складові на окремих частотах.

Якщо прослідкувати часові залежності сигналів для приймальних антен, розташованих під кутами $\varphi = 50^\circ$ і більше, то можна помітити, що на близьких відстанях від випромінюючої антени амплітуда сигналу в приймальній антені збільшується, при збільшенні відстані амплітуда сигналу в приймальній антені швидко згасає. Це пояснюється випромінюванням від кінців плечей антени. Слід зазначити, що для кутів $\varphi = 70^\circ - 90^\circ$ при $r = 10\lambda_z$ сигнал має близьку до гармонічної часову форму і згасає дуже повільно. Натомість, при збільшенні відстані r такого не спостерігається, отже, тут маємо реактивні поля.

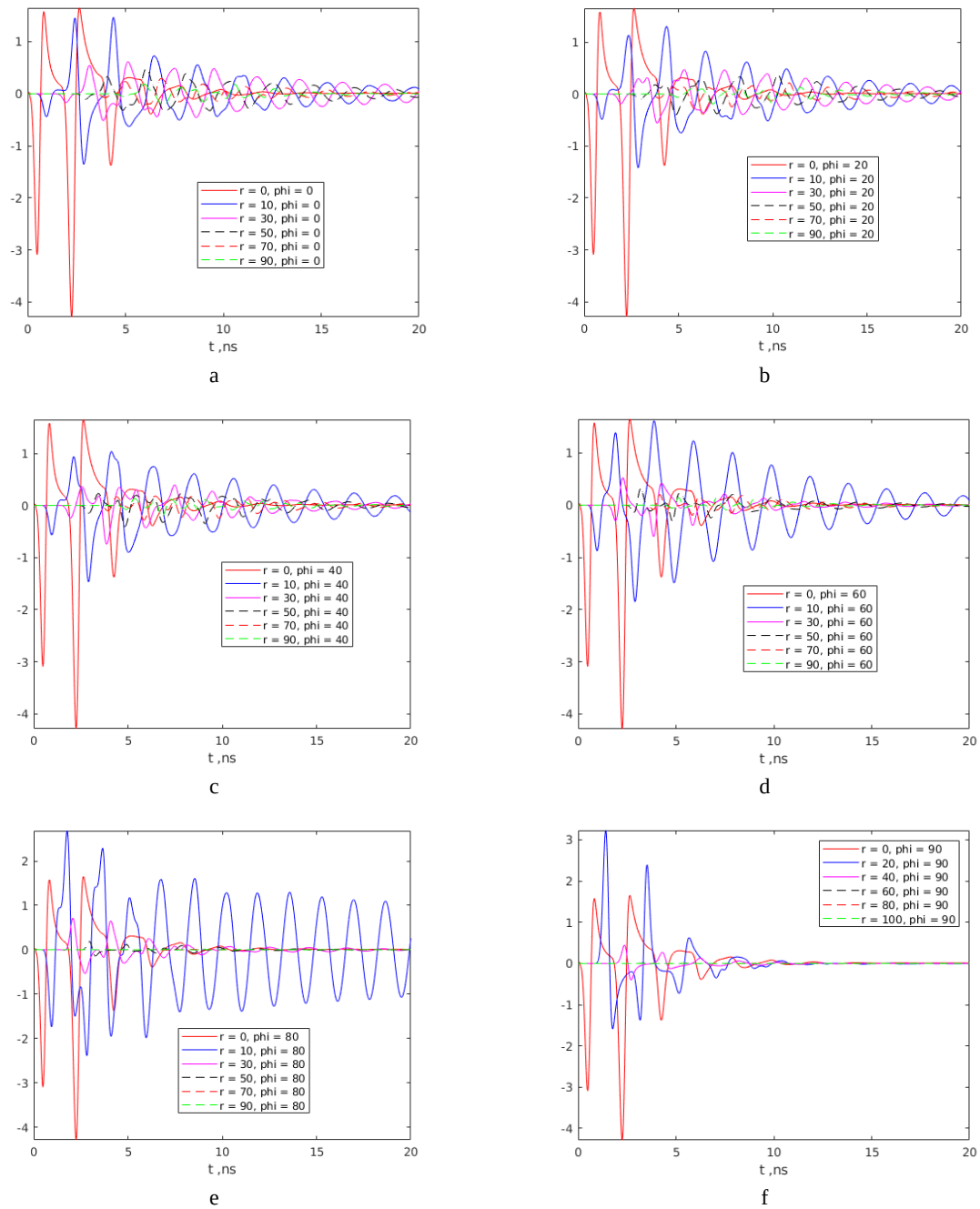


Рис. 6. Часова форма сигналу у випромінюючій та приймальній антені.

Fig. 6. The signal in the radiating and receiving antenna in time domain

Для того, щоб докладніше проаналізувати отримані часові форми сигналів в антенах розрахуємо їх спектри за допомогою FFT, відповідні залежності наведено на Рис. 7.

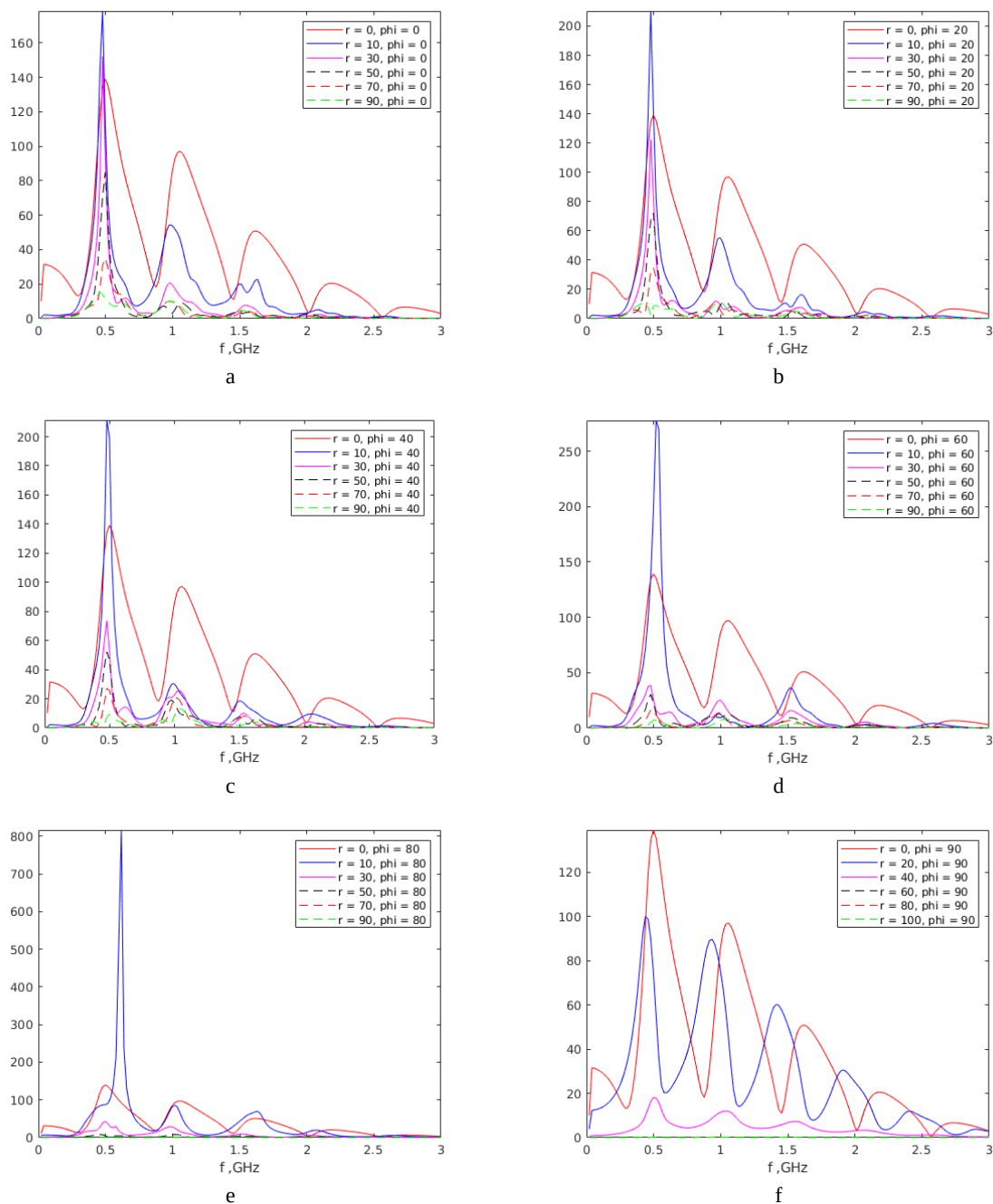


Рис. 7. Спектри сигналу у випромінюючій та приймальній антені.

Fig. 7. Signal spectra in the radiating and receiving antenna.

Слід зазначити, що дана випромінювальна структура (дипольна антена) є резонансною структурою, отже, на відповідних спектрах маємо піки, що відповідають різним частотам.

Червона суцільна лінія на Рис. 7 представляє собою спектр сигналу у випромінюючій антені, тут маємо резонансну залежність, що відповідає різному розподілу струму вздовж плечей антени. Для випадку, коли ціле число напівхвиль струму вкладається вздовж антени, маємо максимуми спектру, між ними (коли непарне число чвертин хвиль вкладається вздовж антени) – мінімуми, відповідно.

Слід зазначити, що максимуми та мінімуми на Рис. 7 не точно відповідають довжинам хвиль, де задовольняються вищевказані співвідношення. Це пов'язано з тим, що у випадку неідеального тонкого диполя на закономірності випромінювання також впливає сингулярність поля поблизу кінця плеча антени.

В результаті довжина диполя ніби збільшується і, зазвичай, замість довжини антени використовується її ефективна довжина [6].

Що стосується прийомних антен, спектри сигналів на цих антенах також мають схожу структуру, але положення максимумів та мінімумів спектрів відрізняються через те, що в приймальних антенах сингулярність поля поблизу кінців антени не так суттєво проявляється.

СТРУМ В АНТЕНІ ТА ДІАГРАМА СПРЯМОВАНOSTІ

Використовуючи алгоритм FDTD отримано сигнали у часовій формі для передавальної та приймальної антен. Аналіз спектрів, отриманих за допомогою FFT від часових форм сигналів в передавальній і приймальній антенах продемонстрував, що у спектрі сигналу для випромінюючої антени присутні складові на низьких частотах нижче 250 МГц, для приймальних антен такі складові не спостерігаються. Це пояснюється тим, що складові на низьких частотах погано випромінюються. Також слід відмітити, що для приймальних антен розташованих на відстані $r = 10\Delta z$ від випромінюючої маємо найбільшу складову поля на частоті, що відповідає першому резонансу, особливо суттєво це проявляється при $\varphi = 80^\circ$, де сигнал в інших антенах (на більшій відстані від випромінюючої) є дуже малим.

Слід зазначити, що для $\varphi = 90^\circ$, тобто для співвісних антен передача енергії із випромінюючої антени до прийомної є максимальною, але лише на невеликих відстанях, при збільшенні відстані між антенами зв'язок між ними швидко зменшується.

На поверхні антени можна визначити струм, що тече вздовж плеча. І рівняння Максвелла для ротора магнітного поля з урахуванням граничних умов для напруженості електричного поля на ідеальній металевій поверхні маємо

$$\vec{J} = \text{rot}\vec{H}. \quad (15)$$

Рівняння (15) дискретизується так само, як і звичні рівняння Максвелла на скінченно різничній сітці. Таким чином, отримуємо можливість розрахувати густину струму, що тече вздовж плеча антени в кожен момент часу.

На Рис. 8 показано густину струму в антені в різні моменти часу. При цьому нижня на малюнку вісь відповідає часу (там відкладено номери часових кроків, в ці моменти час відрізняється на значення Δt), інша горизонтальна вісь відповідає координатам відкладеним вздовж антени (точка запитки розташована посередині). На цьому рисунку видно, як струм поширюється із точки запитки вздовж плечей антени, потім відбивається від їх кінців і поширюється в зворотньому напрямку, після відбиття від точки запитки все повторюється. При цьому видно, як амплітуда струму в антені поступово згасає, дещо збільшуючись лише на кінцях антени.

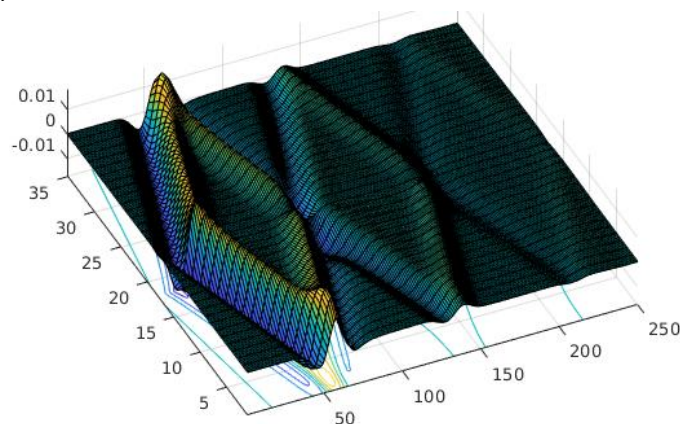


Рис. 8. Густина струму у випромінюючій антені в різні моменти часу.

Fig. 8 Current density in the radiating antenna at different times

Таким чином, можна отримати часову залежність струму в антені в кожний момент часу і, застосувавши FFT, - спектр струму, що тече вздовж антени, в кожній її точці. Застосувавши відомий алгоритм Near to Far Transformation [7] отримуємо діаграму спрямованості антени в дальній зоні. Приклад діаграми спрямованості випромінюючої антени для частоти 300 МГц наведено на Рис. 9.

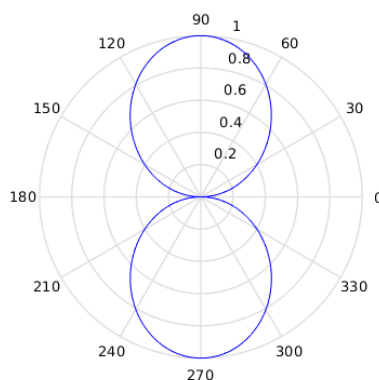


Рис. 9. Діаграма спрямованості випромінюючої антени.

Fig. 9. Radiation pattern of the radiating antenna.

ВИСНОВКИ

Для багатьох застосунків важливим є створення антенних систем із випромінюючої та приймальної антен, для яких електродинамічний зв'язок між ними є великим або малим. В цьому випадку обидві антени розташовано поблизу одна до одної, тож їх розташовано в ближній зоні. В даній роботі така взаємодія антен досліджується за допомогою метода скінченних різниць в часовій області (FDTD). Цей метод дозволяє отримати результати відразу для смуги частот, що містяться в спектрі збуджуючого сигналу. Проведено моделювання імпульсного випромінювання дипольної антени при різних просторових положеннях приймальної антени відносно випромінюючої. Отримано та проаналізовано часові форми та спектри сигналів, які при цьому виникають в передавальній та приймальній антенах. Також досліджено розподіл густини енергії електромагнітного поля у вільному просторі поблизу антен для різного просторового розташування приймальної антени відносно випромінюючої. Отримані часові та спектральні залежності дозволяють надати рекомендації щодо оптимального розташування приймальної антени відносно випромінюючої задля досягнення великого або малого електродинамічного зв'язку між ними

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Muller, Jérôme, et al. "Finite-difference time-domain and near-field-to-far-field transformation in the spectral domain: application to scattering objects with complex shapes in the vicinity of a semi-infinite dielectric medium." *JOSA A* 28.5 (2011): 868-878.
2. Kitsunezaki Naofumi. *Electro-magnetic Simulation Based on the Integral Form of Maxwell's Equations*. In: *Recent Advances in Integral Equations*. IntechOpen, 2018. p. 63.
3. Kane Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, May 1966
4. Taflove, Allen, Ardavan Oskooi, and Steven G. Johnson, eds. *Advances in FDTD computational electrodynamics: photonics and nanotechnology*. Artech house, 2013
5. Heckbert, Paul. "Fourier transforms and the fast Fourier transform (FFT) algorithm." *Computer Graphics* 2.1995 (1995): 15-463.
6. Kruschke A. *Rothammel's Antenna Book*. – 2019.
7. Muller, Jérôme, et al. "Finite-difference time-domain and near-field-to-far-field transformation in the spectral domain: application to scattering objects with complex shapes in the vicinity of a semi-infinite dielectric medium." *JOSA A* 28.5 (2011): 868-878.

Стаття надійшла до редакції: 8 лютого 2024 р.

Рекомендовано до друку: 22 березня 2024 р.

SIMULATION OF INTERACTION OF ANTENNAS IN THE NEAR ZONE

M. Legenkiy, V. Khrychov

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

Relevance. Obtaining the minimization or maximization of the interaction between the radiating and receiving antennas (or the receiving antenna with fields reflected from some obstacle) due to the orientation and location of the antennas at a certain distance and at certain angles is analyzed. Solving such problems will allow creating effective radio-electronic devices for various purposes, in particular, radar systems and information processing algorithms.

The purpose of the work is to carry out modeling of the pulsed radiation of a dipole antenna, determine the patterns of such radiation at different locations of the receiving antenna relative to the transmitting antenna. To determine the signal in the receiving antenna and identify the regularities of its formation.

Materials and methods. To solve the given problem, the Finite Difference Time Domain (FDTD) method was used with using the Yee algorithm for the numerical solution of Maxwell's equations. The spectra of the emitting and receiving antennas are analyzed using the Fast Fourier Transform (FFT) algorithm. The Near to Far Transformation algorithm is used to obtain antenna directional diagrams in the far zone.

Results. Received signals in time form for transmitting and receiving antennas. The analysis of the spectra obtained using FFT from the time forms of the signals in the transmitting and receiving antennas demonstrated that the signal spectrum for the radiating antenna contains components at low frequencies below 250 MHz, such components are not observed for the receiving antennas. The time dependence of the current in the antenna at each moment of time and the spectrum of the current were obtained, the directional diagram of the antenna in the far zone was obtained.

Conclusion. For receiving antennas located at a distance $r = 10\Delta z$ from the radiating one, we have the largest component of the field at the frequency corresponding to the first resonance, this is especially significantly manifested in those located at angle 80° , where the signal in other antennas (at a greater distance from the emitting one) is very small. For antennas located at a right angle, that is, for coaxial antennas, the energy transfer from the radiating antenna to the receiving antenna is maximal, but only at short distances, as the distance between the antennas increases, the connection between them quickly decreases.

KEYWORDS: *near zone, directional diagram, dipole antenna, FDTD, FFT.*

The article was received by the editors: February 8 2024

The article is recommended for printing: March 22 2024