Міністерство освіти і науки України Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

ОВСЯННІКОВА ОЛЕНА ЄВГЕНІВНА

УДК 538.3: 537.86

ДИСЕРТАЦІЯ «ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ АПЕРТУРНИХ АНТЕН»

Спеціальність 01.04.03 – «Радіофізика» (Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

О.Є. Овсяннікова

Науковий керівник Горобець Микола Миколайович, доктор фізикоматематичних наук, професор.

Харків-2019

АНОТАЦІЯ

Овсяннікова О. Є. Електромагнітні поля в ближній зоні апертурних антен. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

здобуття Дисертація на наукового ступеня кандидата фізикоспеціальністю 01.04.03 – радіофізика (Фізикоматематичних наук за Харківський національний математичні науки). _ університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2019.

Дисертаційна робота присвячена розв'язанню актуальної наукової задачі дослідження електромагнітних полів у ближній зоні апертурних випромінювачів довільних електричних розмірів.

Об'єкт дослідження – електромагнітні поля та хвилі в ближній і проміжній зоні апертурних випромінювачів.

Предмет дослідження – просторовий розподіл амплітуд, фаз і поляризації векторів напруженості електричного та магнітного полів апертурних випромінювачів у ближній і проміжній зонах спостереження.

У роботі розв'язана зовнішня векторна задача електродинаміки про випромінювання електромагнітних хвиль апертурними системами з розкривом круглої, квадратної і прямокутної форми для довільних електричних розмірів розкриву та для довільної поляризації поля в розкриві на довільній відстані від випромінювача.

У результаті аналізу встановлено, що у випадку слабоспрямованих антен, якщо діаметр розкриву не перевищує 1–1.5 довжини хвилі, розподіли амплітуд електричних і магнітних полів у ближній зоні круглих і квадратних апертур практично ідентичні. Відстань дальньої зони таких антен дорівнює 1.5 довжини хвилі. У разі збільшення електричних розмірів апертури просторовий розподіл полів у ближній зоні круглих і квадратних апертур якісно близький, однак кількісні данні відрізняються суттєво. У цьому випадку в ближній зоні збуджуються локальні плоскі неоднорідні хвилі електричних і магнітних полів, середні амплітуди яких близькі до амплітуди полів у середині розкриву незалежно від електричних розмірів розкриву антени, тобто прожекторний промінь. Під прожекторним променем розуміємо сукупність паралельних променів у ближній зоні апертурних антен у напрямку максимуму випромінювання, описується плоскою локальною неоднорідною яка електромагнітною хвилею, що біжить. У прожекторному промені зосереджена практично вся потужність випромінювання антени. Геометрично прожекторний промінь являє собою обмежену область простору, протяжність і конфігурація якої визначається електричними розмірами й формою розкриву антени, а також амплітудним фазовим розподілом електромагнітного та джерел випромінювання в ньому. У поперечних перетинах у більшій чи меншій мірі прожекторний промінь повторює форму й розміри розкриву.

Для апертурних антен малих електричних розмірів у ближній і проміжній зонах встановлено, що в таких антенах прожекторний промінь у ближній зоні формується за розмірів сторони апертури, які більші 1–1.5 довжини хвилі. За менших розмірів розкриву випромінювачів залежності амплітуд векторів напруженості електричного й магнітного полів від відстані до точки спостереження мають рівномірно убуваючий характер.

У напрямку нормалі до розкриву, розміри якого більші 1–1.5 довжини хвилі, апертурні антени збуджують хвилю, що біжить, на будь-якій малій відстані від антени. У інших напрямках збуджуються змішані хвилі з активною та реактивною потужністю. Для синфазних апертурних антен з розкривом квадратної форми й розмірами, що змінюються від 20×20 до 100×100 довжин хвиль, встановлено, що такі антени формують прожекторний промінь, який являє собою локальну плоску неоднорідну хвилю, що біжить, амплітуди електричного й магнітного полів у якій у середньому дорівнюють їх амплітудам у середині випромінюючого розкриву незалежно від його розмірів. У цьому полягає принципова відмінність просторового розподілу полів у ближній і проміжній зонах спостереження від просторового розподілу полів у дальній зоні, тобто діаграми спрямованості антени, у якій амплітуди полів визначаються відстанню й площею випромінюючого розкриву антени. Область прожекторного променя, у якій амплітуда поля змінюється мало, сягає аж до половини відстані дальньої зони антени.

Встановлено, що прожекторний промінь у ближній і частково в проміжній зонах формується за прямокутної форми розкриву антени з відношенням сторін, не більшим 2:1. У разі прямокутної форми розкриву порушується рівномірність осциляцій амплітуди електричного й магнітного полів за будь-якої зміни відстані від антени. У випадку відношення сторін розкриву, більшого ніж 5:1–10:1, спадаючий характер цієї залежності переважає й наближається до аналогічної залежності для лінійних тонких дротяних антен.

Теоретично в рамках методу Кірхгофа досліджено вплив розмірів і форми розкривів рупорних антен для постійного або для спадаючого до нуля на краях розкриву амплітудному розподілі й різних за величиною квадратичних фазових розподілів поля в розкриві на просторовий розподіл поля в ближній і проміжній зонах спостереження. Побудована фізико-математична модель, яка описує поведінку хвиль у випадку випромінювання рупорних антен в їх ближній, проміжній і дальній зонах спостереження й придатна для апертурних антен інших типів, зокрема, пірамідальних рупорних, дзеркальних, лінзових і їх різних модифікацій. Принциповою відмінністю просторового розподілу амплітуди хвиль у випадку випромінювання апертурними антенами в ближній і проміжній зонах від лінійних антен є формування прожекторного променя, в якому амплітуди векторів напруженості електричного й магнітного полів і потужність електромагнітної хвилі, що випромінюється, змінюються у міру віддалення точки спостереження від антени по осцилюючим закономірностям. Прожекторний промінь формується не тільки у випадку симетричних (круглих, квадратних) апертур, які збуджуються полем локальної однорідної плоскої хвилі, але й за умов несиметричних (прямокутних або складніших) форм розкриву, у випадку спадаючого амплітудного розподілу й довільному квадратичному фазовому розподілі поля в розкриві. Вибором відношення сторін випромінюючого розкриву й глибини *E* - секторного рупору можливо забезпечити досить близький до постійного розподіл поля на площині, яка перпендикулярна нормалі до розкриву, у ближній зоні рупорної антени.

Розроблена фізико-математична модель, алгоритми й обчислювальні програми дозволяють розв'язати задачу конструктивного синтезу випромінюючої системи з близьким до постійного просторовим розподілом амплітуди і потужності електромагнітного поля у ближній і проміжній зонах.

Наукова новизна отриманих результатів:

Уперше з використанням векторних потенціалів і потенціалів Герца методом Кірхгофа розв'язані зовнішні векторні задачі електродинаміки про випромінювання апертурних антен із плоским розкривом з відомими амплітудними, фазовими й поляризаційними характеристиками векторів напруженості електричного та магнітного полів у розкриві в декартовій системі координат. Знайдено всі компоненти електричних і магнітних полів на кінцевій відстані в ближній, проміжній і дальній зонах спостереження. Уперше показано, що за малих електричних розмірів випромінюючого розкриву антени, які менші за 1–1.5 довжини хвилі, прожекторний промінь в її ближній зоні не формується ні за яких форм розкриву й ні за яких амплітудних і фазових розподілів джерел поля на апертурі. У випадку лінійних антен прожекторний промінь у ближній зоні не формується за жодних електричних довжин антени. Уперше встановлено, що безперервні апертурні антени з розкривом квадратної та круглої форми формують прожекторний промінь у ближній зоні за розмірів розкриву, які більші за 1–1.5 довжин хвилі. Характерною особливістю полів у прожекторному промені є їх рівномірно наростаючі осциляції з періодом, що рівномірно збільшується. Перепад амплітуд у випадку квадратних апертур значно менший, ніж у антен з розкривом круглої форми. Безперервні апертурні антени з розкривом прямокутної форми формують прожекторний промінь у ближній зоні, коли менша зі сторін розкриву має довжину, яка більша за 1–1.5 довжини хвилі. Принциповою особливістю просторового розподілу поля в ближній зоні антен з розкривом прямокутної форми є порушення його регулярного характеру. Це дозволяє вибором відношення сторін розкриву синтезувати поле з однорідним розподілом його амплітуди й потужності в деякому об'ємі простору або на обмеженій площині.

Новизна отриманих результатів підтверджується відсутністю отриманих висновків у відомих раніше положеннях і висновках інших авторів.

Практична значимість отриманих результатів полягає у наступному:

 Створена обчислювальна модель дозволяє визначити розміри вимірювальних полігонів, які забезпечують високу точність вимірювань параметрів і характеристик антен.

– Виявлені можливості синтезу однорідного поля в обмеженому об'ємі і/або на обмеженій поперечній площині в ближній зоні апертурних антен з розкривом прямокутної форми можуть бути використані на практиці в біофізичних і медичних приладах та промислових технологічних процесах, в яких використовуються електромагнітні поля в ближній зоні випромінювачів.

Виявлені явища осцилюючого характеру залежності амплітуди електромагнітних полів від відстані в прожекторному промені апертур круглої і квадратної форми дозволяють уточнити розміри й форму робочої області в системах рухомого радіозв'язку (наприклад на залізничному, автомобільному та морському транспорті).

Ключові слова: електромагнітні поля, зовнішня задача електродинаміки, амплітуда, фаза, поляризація, ближня, проміжна, дальня зона, апертурні випромінювачі, прожекторний промінь.

ABSTRACT

Olena Ye. Ovsyannikova. Electromagnetic fields in the near zone of aperture antennas. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree of Physical and Mathematical sciences: Speciality 01.04.03 – Radiophysics (Physical and Mathematical Sciences). – V. N. Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2019.

Dissertation study is devoted to the solution of the urgent scientific problem of electromagnetic field study in the near zone of arbitrary electric sizes aperture radiators.

Object of study – electromagnetic fields and waves in the near and intermediate zone of apertures radiators.

Subject of the study is the spatial distribution of amplitudes, phases and polarization of electric and magnetic fields vectors of tensity of the aperture radiators in the near and intermediate observation zones.

The study is destinated to the solution of an external vector problem of electrodynamics for electromagnetic waves radiation by aperture systems with an aperture of circular, square and rectangular shapes for arbitrary aperture electric dimensions and also for arbitrary polarization of the field in the aperture at an arbitrary distance from the radiator.

In the case of low-directional antennas, the analysis showed: the aperture diameter being not more than 1–1.5 wavelengths, the amplitudes distribution of the electric and magnetic fields in the near zone of the circular and square apertures are almost identical. The distance of the far zone of this type of antennas is 1.5 wavelengths. If the aperture electrical dimensions increase, the spatial distributions of the fields in the near zone for the circular and square apertures are qualitatively close, but the quantitative data differ significantly. In this case, local flat inhomogeneous waves of electric and magnetic fields are excited in the near zone, and their average

amplitudes are close to that of the fields in the middle of the cross irrespectively to the electrical dimensions of the antenna aperture, i.e. the searchlight beam. The searchlight beam means a set of parallel rays in the near zone of aperture antennas in the direction of radiation maximum, described by a flat local inhomogeneous travelling electromagnetic wave. Almost all the radiation power of the antenna is concentrated in the searchlight beam. Geometrically, the searchlight beam is a limited part of space, its length and configuration is determined by the electrical size and shape of the antenna, as well as the amplitude and phase distribution of electromagnetic radiation sources in it. In the cross sections, more or less, the searchlight beam imitates the shape and dimensions of the aperture.

For aperture antennas of small electrical sizes in the near and intermediate zones, it is established that in this kind of antennas a searchlight beam in the near zone is formed if the sizes of the aperture are being more than 1-1.5 wavelengths. In the case of smaller sizes radiators, the dependence of the amplitude of the electric and magnetic fields vectors of tensity on the distance from the observation point is uniformly decreasing.

In the direction of normal to the aperture, dimensions being above 1-1.5 wavelengths, aperture antennas excite a travelling wave at any small distance from the antenna. In other directions, mixed waves with active and reactive power are excited. For equiphase aperture antennas with square-shaped apertures and dimensions varying in the interval from 20×20 to 100×100 wavelengths, it is found that this type of antennas form a searchlight beam, being local, flat, inhomogeneous travelling wave, with amplitudes of electric and magnetic fields, in the mean, equal to their amplitudes in the middle of the radiating aperture irrespectively to its size. This is a fundamental difference between the spatial distribution of fields in the near and intermediate observation zones and the spatial distribution of fields in the far zone, i.e., flat-top directional pattern, thus, the field amplitudes are determined by the distance and area of the antenna radiating aperture. The region of the searchlight

beam, where the field amplitude varies insignificantly, reaches up to half-distance of the far zone of the antenna.

It is established that the searchlight beam in the near and partially in the intermediate zones is formed by a rectangular shape aperture of the antenna with the ratio of sides not above than 2:1. In the case of rectangular aperture, the oscillations of the amplitude of the electric and magnetic fields are disturbed at any change of distance from the antenna. If the ratio of the sides of the aperture is more than 5:1–10:1, the declining tendency of this dependence dominates and approaches to the similar dependence for linear thin wire antennas.

The influence of the sizes and shapes of horn antenna aperture was theoretically investigated by means of the Kirchhoff method; this method was applied for constant or zero value amplitude distribution at the aperture edges and at different quadratic phase field distributions in the spatial distribution of the near and intermediate zones. A physical and mathematical model was developed and describes the waves behavior in the case of horn antennas radiation in the near, intermediate and far observation zones; this model is suitable for aperture antennas for different aperture shapes, in particular, pyramidal horn, mirror, lens and their various modifications. The fundamental difference between the spatial distribution for values amplitude of waves radiated by aperture antennas in the near and intermediate zones and linear antennas is the formation of a searchlight beam, where the amplitudes of the vectors of electric and magnetic fields and the power of the electromagnetic wave radiated are changing, oscillating patterns as moving away from the point of observation more pronounced. The searchlight beam is formed not only in the case of symmetric (round, square) apertures excited by the field of a local homogeneous flat wave, but also in the case of asymmetric (rectangular or more complex) shapes of aperture, if there are a falling amplitude distribution and an arbitrary quadratic phase distribution of the field in the aperture. By choosing the ratio of the sides of the radiating aperture and the depth E- sector horn, it is possible to provide distribution of the field close enough to the constant one on the plane that is perpendicular to the normal of the aperture, in the near zone of the horn antenna.

The developed physical and mathematical model, algorithms and computational programs allow us to solve the problem of constructive synthesis of the radiating system with a close to constant spatial distribution of the amplitude and power of the electromagnetic field in the near and intermediate zones.

Scientific novelty of the obtained results:

For the first time, applying vector potentials and Hertz potentials, Kirchhoff method was used for solving external vector problems of electrodynamics for aperture antennas radiation in the case of flat aperture with known amplitude, phase and polarization vectors parameters of electric and magnetic fields in the aperture in Cartesians. All components of electric and magnetic fields at finite distance in the near, intermediate and far observation zones were found. Also, for the first time, it is shown that for small electrical dimensions of the radiating antenna aperture, less than 1–1.5 wavelengths, a searchlight beam in its near zone is not formed by any shapes of aperture and by any amplitude and phase distributions of field sources on the aperture. In the case of linear antennas, the searchlight beam in the near zone is not formed at any electric antenna lengths. For the first time, it is also found that continuous aperture antennas with a square and circular apertures form a searchlight beam in the near zone when the sizes of the apertures sides are above than 1-1.5wavelengths. A characteristic feature of the fields in the searchlight beam is their uniformly increasing oscillations with a period growing uniformly. The amplitude difference in the case of square apertures is much smaller than that of antennas with a circular aperture. Continuous aperture antennas with rectangular aperture form a searchlight beam in the near zone when smaller sides of the aperture are more than 1– 1.5 wavelength. A fundamental feature of the field spatial distribution in the near zone of antennas with rectangular aperture is the disturbance of its regular nature. This allows us, by choosing the ratio of the sides of the crossbar, to synthesize a field with a uniform distribution of its amplitude and power in certain volume of space or on a limited plane.

The novelty of the results obtained is confirmed by the absence of findings in previously known provisions and conclusions of other authors.

The practical significance of the results obtained is presented further:

- Developed computational model allows us to determine the sizes of measuring polygons, which provide high accuracy measurements of parameters and characteristics of antennas.

– Identified possibilities of synthesis of a homogeneous field in a limited volume and/or in a restricted transverse plane in the near zone of aperture antennas with rectangular aperture can be applied in practice in biophysical and medical devices and industrial technological processes by using near-field electromagnetic fields radiators.

The observed phenomena of oscillating nature dependence of the electromagnetic field amplitude on the distance in the searchlight beam of apertures of round and square shape allow to specify the size and shape of the working region in mobile radio systems (for example, in rail, road and sea transport).

Keywords: electromagnetic fields, external problem of electrodynamics, amplitude, phase, polarization, near, intermediate, far zone, aperture radiators, searchlight beam.

Список публікацій здобувача:

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.**, Shishkova A. V. Far-field zone range of waveguide oscillators // Telecommunications and Radio Engineering. 2010. Vol. 69. Issue 13. P. 1153–1163. DOI : 10.1615/TelecomRadEng.v69.i13.30 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Расстояние дальней зоны волноводных излучателей // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2008. № 834. Вип. 13. С. 68–76.

(Особистий внесок здобувача: участь у розв'язанні задачі про випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу, що збуджується хвилею основного типу H_{10} , а також в аналізі результатів обчислень; програмування й обчислення амплітудних та фазових характеристик.)

2. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне Есекториальных рупорных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2012. № 1038. Вип. 21. С. 17–24.

(Особистий внесок здобувача: аналіз і формулювання висновку про можливість синтезу однорідного просторового розподілу амплітуд електричних та магнітних полів у ближній зоні Е- секторних рупорних антен одержано авторами спільно, розробка алгоритму, програмування та обчислення амплітудних і фазових характеристик полів у ближній зоні рупорних випромінювачів виконано здобувачем самостійно.)

3. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля вблизи антенны // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2013. № 1094. Вип. 23. С. 51–59.

(Особистий внесок здобувача: розробка алгоритму, програми та обчислення виконані здобувачем самостійно. Аналіз результатів і формулювання висновків проведені авторами спільно.)

4. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Волновые процессы в прожекторном луче апертурных антенн // Прикладная радиоэлектроника. 2015. Т. 14, № 1. С. 51–58.

(Особистий внесок здобувача: розробка алгоритму, програмування й обчислення виконані здобувачем особисто, розв'язання задач, аналіз результатів обчислень та формулювання висновків зроблені авторами спільно.)

5. Gorobets N. N., **Ovsyannikova E. E.** Electromagnetic field and waves near aperture antennas of large electrical sizes // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 12. P. 1041–1050. DOI : 10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Электромагнитные поля и волны вблизи апертурных антенн больших электрических размеров // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2014. № 1115. Вип. 24. С. 111–118.

(Особистий внесок здобувача: розв'язанні електродинамічної задачі про випромінювання, аналіз результатів обчислень і формулювання висновків зроблені авторами спільно, програми та обчислення виконані здобувачем самостійно.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

6. Gorobets N. N., **Ovsyannikova E. E.** Wave processes in the near-field zone of weakly directive aperture radiators of electromagnetic waves // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 8. P. 705–718. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i8.40 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Волновые процессы в ближней зоне слабонаправленных апертурных излучателей электромагнитных волн // Радиотехника : Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2015. Вып. 183. С. 105–115.

(Особистий внесок здобувача: програмування та обчислення виконані здобувачем особисто, аналіз результатів обчислень і формулювання висновків

зроблені авторами спільно.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

7. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Волновые процессы в ближней зоне апертурных антенн с раскрывом круглой формы // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2017. Вип. 26. С. 24–34.

(Особистий внесок здобувача: розв'язання електродинамічної задачі в декартовій системі координат, розробка алгоритму, програмування й обчислення виконані здобувачем особисто, постановка задачі, аналіз результатів обчислень і формулювання висновків зроблені авторами спільно.)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

Атрошенко Л. М., Горобец Н. Н., Шишкова А. В.,
Овсянникова Е. Е. Распределение поля в ближней зоне волноводных и рупорных излучателей // Миллиметровые волны в медицине и биологии : XIV
Рос. симп. с междунар. участием, 2–5 апр. 2007 г.: тезисы докл. Москва, 2007. С. 254–257.

(Особистий внесок здобувача: автор провела обчислення розподілу поля в ближній зоні хвилеводних і рупорних випромінювачів у декартовій системі координат.)

9. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Распределение амплитуд электромагнитных полей на плоскости в ближней и промежуточной зоне антенн с прямоугольной апертурой // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2007: материалы 3-й междунар. молодежной науч.-техн. конф., 16–21 апр. 2007 г., Севастополь, 2007. С. 125.

(Особистий внесок здобувача: автором отримані вирази в декартовій системі координат для компонент електричного й магнітного полів для довільних апертур.)

10. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.**, Shishkova A. V. Near-field plane distribution of rectangular waveguide excited by dominant and higher-order

modes // MSMW'07: Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves : Symposium Proceedings, 25–30 June 2007, Kharkiv, 2007. P. 687–689.

(Особистий внесок здобувача: автор провела обчислення розподілу поля в декартовій системі координат для компонент електричного й магнітного полів для довільних апертур.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

11. Shishkova A. V., Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Near-field Radiation from Sektoral Horns // ICATT'07: Proceedings of International Conference on Antenna Theory and Techniques, 17–21 Sept. 2007, Sevastopol, 2007. P. 134–136.

(Особистий внесок здобувача: автор розробила програмне забезпечення, провела обчислення й приймала участь у аналізі отриманих результатів.)

12. **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Излучение в ближней зоне прямоугольного волновода, возбуждаемого модами высших типов H_{mo} // Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке : XII Междунар. молодежный форум, 1–3 апр. 2008г.: тезисы докл. Харьков, 2008. С. 54.

(Особистий внесок здобувача: автор провела обчислення й приймала участь у аналізі отриманих результатів.)

13. **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Характеристики излучения широкоразмерных *E* - плоскостных секториальных рупоров в ближней, промежуточной и дальней зонах наблюдения // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2008 : материалы 4-ой Междунар. молодежной науч.-техн. конф., 21–25 апр. 2008 г., Севастополь, 2008. С. 170.

(Особистий внесок здобувача: автор створила програмне забезпечення, приймала участь у аналізі отриманих результатів.)

14. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Влияние распределения протяженность ближних амплитудного поля на зоны полей излучателей // СВЧ-техника реактивных апертурных И

телекоммуникационные технологи : материалы 19-ой Междунар. Крым. конф., 14–18 сент. 2009 г., Севастополь, 2009. С. 464–465.

(Особистий внесок здобувача: автору належить розробка алгоритму й дослідження області «ближніх реактивних полів» апертурних випромінювачів квадратної форми з різними законами розподілу поля в розкриві.)

15. **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Влияние величины квадратичных фазовых искажений на пространственное распределение поля в ближней зоне апертурных антенн // Радіофізика, Електроніка, Фотоніка та Біофізика: 9-а Харків. конф. молодих науковців, 1–3 груд. 2009 г. : зб. анот. Харків, 2009. С. 103.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, проведенні обчислень, аналізі отриманих результатів.)

16. **Ovsyannikova O. E.**, Shishkova A. V., Gorobets N. N. Distribution of reactive power density in the near-field region of aperture antennas with different illumination laws // MSMW'10 : Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 21–26 June. 2010, Kharkiv, 2010. P. 1–3.

(Особистий внесок здобувача: автор проводила обчислення й приймала участь в аналізі отриманих результатів.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

17. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Об обеспечении квазиоднородного распределения поля вблизи апертурных антенн // СВЧтехника и телекоммуникационные технологии : материалы 23-й Междунар. Крым. конф., 8–14 сент. 2013р., Севастополь, 2013. С. 622–623.

(Особистий внесок здобувача: автор створила програму для обчислень, брала участь у проведенні обчислень і аналізі результатів.)

18. Gorobets N. N., **Ovsyannikova O. E.** Influence of Radiating Aperture Form on Electric Field Distribution Near Antenna // UWBUSIS'14 : Proceedings of 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 15–19 Sept. 2014, Kharkiv, 2014. P. 67–70.

(Особистий внесок здобувача: автор проводила обчислення й зробила аналіз результатів.)

19. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Электромагнитные поля в ближней зоне слабонаправленных апертурных антен // Проблемы электромагнитной совместимости перспективных беспроводных сетей связи ЭМС-2016 : материалы 2-й Междунар. науч.-техн. конф., 24–25 мая 2016 г., Харьков, 2016. С. 104–107.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у проведенні обчислень й аналізі результатів.)

20. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.** Wave processes in the near-field zone of large aperture antenna // MSMW'16 : Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 20–24 June 2016, Kharkiv, 2016. P. 1–3.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, проведенні обчислень, аналізі отриманих результатів.)

21. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.** Influence of the Form of Radiating Aperture on Wave Processes in the Near Field Omnidirectional Aperture Antennas // UWBUSIS'16: Proceedings of 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 5–11 Sept. 2016, Odessa, 2016. P. 231–233.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у проведенні обчислень, аналізі отриманих результатів.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

22. Горобець М. М., Лєбєдєв А. С., **Овсяннікова О. Є.** Електромагнітні поля і хвилі в ближній зоні антен // Метрологія та вимірювальна техніка

(Метрологія-2016) : X Міжнар. наук.-техн. конф., 5–7 жовт. 2016 р.: тези доп., Харків, 2016. С. 87.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, аналізі отриманих результатів, проведенні обчислень.)

23. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.** Electromagnetic fields in the near-zone of aperture antennas with round opening // ICATT'17 : Proceedings on Flash-drive of International Conference on Antenna Theory and Technique, 1–4 May 2017, Kyiv, 2017. P. 134–136.

(Особистий внесок здобувача: автор розв'язала зовнішню векторну задачу електродинаміки про випромінювання апертурних антен з розкривом круглої форми на довільній відстані, включаючи ближню зону; розробила алгоритм, комп'ютерну програму й провела обчислення.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

24. Gorobets N. N., **Ovsyannikova O. Ye.** Electromagnetic fields in the searchlight beam of aperture antennas with the aperture of a round shape // UWBUSIS'18 : Proceedings on Flash-drive of 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals., 4–7 Sept. 2018, Odessa, 2018. P. 362–365.

(Особистий внесок здобувача: автор розв'язала зовнішню векторну задачу електродинаміки про випромінювання апертурних антен з розкривом круглої форми на довільній відстані, розробила алгоритм, комп'ютерну програму й провела обчислення.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

25. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В., Горобец Н. Н. Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне

апертурных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2009. № 853. Вип. 14. С. 26–34.

(Особистий внесок здобувача: участь у розв'язання задачі про знаходження електричних і магнітних полів випромінювання апертурних антен довільних розмірів з відомими амплітудними розподілами джерел поля в розкриві, а також в аналізі результатів обчислень; програмування й обчислення амплітудних та фазових характеристик полів у ближній зоні здобувач виконала особисто.)

3MICT

ВСТУП		22
РОЗДІЛ	1 Методи розв'язання задачі випромінювання	
електромаг	нітних хвиль апертурними антенами в ближній зоні	31
1.1	Дослідження електромагнітних полів у ближній зоні	
безг	перервних апертурних випромінюючих систем	31
1.2	Наближені методи розв'язання зовнішньої задачі теорії	
ВИП	ромінювання	37
1.3	Метод розкладання на сферичні хвилі	39
1.4	Електромагнітні поля в ближній зоні слабоспрямованих	
ВИП	ромінювачів	41
Висновки д	до розділу 1	46
РОЗДІЛ 2	Електромагнітні поля в ближній зоні антен з круглим	
розкривом		47
2.1	Розв'язання задачі про випромінювання апертурних антен у	
бли	жній зоні	49
2.2	Електромагнітні поля в ближній зоні антен малих	
еле	ктричних розмірів	61
2.3	Електромагнітні поля в ближній зоні антен середніх	
еле	ктричних розмірів	68
2.4	Електромагнітні поля в ближній зоні антен великих	
еле	ктричних розмірів	74
Висновки д	до розділу 2	83
РОЗДІЛ З	Електромагнітні поля в ближній зоні випромінювачів з	
розкривом	квадратної і прямокутної форми	85
3.1	Електромагнітні поля на кінцевих відстанях від апертурних	
анте	ен з розкривом довільної форми	86
3.2	Слабоспрямовані випромінювачі малих електричних	

розмірів	
3.3 Антени середніх електричних розмірів	99
3.4 Антени з розкривом квадратної і прямокутної форми великих	
електричних розмірів	
3.5 Залежність протяжності області ближніх реактивних полів	
від виду амплітудного розподілу поля в розкриві синфазних	
апертурних випромінювачів	111
3.6 Аналіз густини потоку реактивної потужності	
випромінювання в ближній зоні апертурних антен	122
Зисновки до розділу 3	
РОЗДІЛ 4 Електромагнітні поля в ближній зоні хвилеводних і рупорних	
зипромінювачів	
4.1 Електромагнітні поля в ближній зоні прямокутного	
хвилеводу	
4.2 Випромінювання в ближній зоні Е-площинного секторного	
рупору	
4.3 Вплив розмірів розкриву рупора й квадратичних фазових	
розподілів джерел поля на можливість створення рівномірного	
розподілу поля в ближній зоні антени	145
Зисновки до розділу 4	
Зисновки	
Список використаних джерел	
Іодаток А	
цодаток Б	
І одаток В	

ВСТУП

Обгрунтування вибору теми дослідження.

Дослідження електромагнітних полів у ближній зоні випромінюючих систем важливі як з наукової точки зору, так і для розв'язання багатьох амплітудних, Знання фазових i поляризаційних прикладних задач. характеристик електромагнітних полів у ближній зоні необхідні в медичному приладобудуванні для діагностики й лікування різних захворювань, у тому числі онкологічних, у сільськогосподарському виробництві, особливо для передпосівної обробки насіння, термічної обробки ґрунту. Особливий інтерес викликає безконтактна дистанційна передача електричної енергії. У військовій радіотехніці актуальні задачі придушення радіоелектронного обладнання безпілотних літальних апаратів.

Урахування особливостей ближніх полів важливо в разі дослідження взаємодії електромагнітних полів і хвиль з речовиною. Хвилі мікрохвильового діапазону проникають всередину матеріалів і можуть бути джерелами інформації про структуру речовини, локальні об'ємні дефекти, тріщини тощо.

Знання характеристик випромінювання в ближній і проміжній зонах важливі для розв'язання проблем, які пов'язані з забезпеченням спільної одночасної роботи радіоелектронних пристроїв різних частотних діапазонів та різного функціонального призначення, тобто їх електромагнітної сумісності. Самостійне значення має проблема аналізу характеристик електромагнітної екології, пов'язаної з впливом електромагнітних випромінювань на людину й на живу природу. Теоретичне значення має задача підвищення точності обчислення ефектів взаємного впливу близько розташованих антен. У даний час ці питання привертають увагу фахівців у зв'язку з впровадженням мобільних телефонів і систем стільникового зв'язку, в яких необхідно знати напруженість електричного та магнітного полів на малих відстанях від антени. Також важлива проблема захисту технічного персоналу, що обслуговує радіотехнічні системи, що випромінюють електромагнітні хвилі, від впливу потужних електромагнітних полів. Для визначення допустимих норм опромінення необхідно знати густини потоку потужності поля не тільки в дальній зоні, а й на малих відстанях.

У випадку практичного використання хвиль міліметрового діапазону для лікування захворювань людини й тварин, у технологічних мікрохвильових установках в якості опромінюючих пристроїв часто використовуються хвилеводні та рупорні випромінювачі. Використання хвилеводів квадратної і круглої форми поперечного перетину, а також пірамідальних та конічних дозволяє експериментально дослідити вплив стану поляризації рупорів електромагнітного випромінювання на ефективність опромінення біологічних об'єктів [1–10]. Для розв'язання багатьох інших задач так само потрібна висока точність обчислення характеристик випромінювання з відкритого кінця апертурних випромінювачів у ближній зоні, а також достатня для практики точність обчислення характеристик випромінювання гостроспрямованих дзеркальних і лінзових антен. У всіх цих дослідженнях і практичних застосуваннях важливо знати локальні амплітуди електричного та магнітного полів та густину потоку потужності в різних точках об'ємів або на різних площинах у ближній і проміжній зонах спостереження випромінювання антени. Експериментально знаходити просторові або об'ємні розподіли характеристик полів практично неможливо через ефект усереднення поля зондом індикатором поля на площині або в об'ємі простору спостереження.

Хвилеводні й рупорні випромінювачі знаходять широке застосування як самостійні випромінювачі або в якості опромінювачів гостроспрямованих дзеркальних лінзових антен. Також такі випромінювачі широко та застосовуються як елементи фазованих і нефазованих антенних решіток. Подібні антени використовуються В радіолокації, радіоастрономії, В аерокосмічних системах зондування Землі тощо. На відміну від традиційних, добре вивчених і розроблених методів використання електромагнітних хвиль, що вільно поширюються у вільному просторі, для радіозв'язку, радіолокації,

супутникового радіозв'язку та телебачення, радіонавігації, вперше V мікрохвиль освоюваних областях застосування взаємодія між електромагнітною хвилею й об'єктом відбувається в ближній зоні антени. У цьому випадку амплітуди й фази векторів напруженості електричного та магнітного полів і, отже, їх потужність залежать від відстані за складними законами. Тому в ближній зоні немає можливості говорити про діаграму ні спрямованості антени за амплітудними, ні за фазовими, ні 3a поляризаційними характеристиками полів. Тому також важливим виявляється знаходження відстані дальньої зони хвилеводних випромінювачів.

Усі сформульовані вище задачі не вичерпують можливих застосувань антенних систем в їх ближній зоні.

Відомі до теперішнього часу [8–12] результати теоретичних й експериментальних досліджень електромагнітних полів у ближній зоні антенних систем, особливо апертурних – хвилеводних, рупорних, дзеркальних, лінзових, які широко використовуються на практиці, не є достатніми для застосування таких антен на практиці.

Таким чином, з урахуванням викладеного вище дослідження електромагнітних полів у ближній зоні апертурних випромінюючих систем є актуальною науковою задачею.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами.

Дисертаційні дослідження проводились відповідно до наступних фундаментальних науково-дослідних робіт кафедри прикладної Харківського електродинаміки національного університету імені В. Н. Каразіна: «Дослідження амплітудних, фазових та поляризаційних характеристик електромагнітних полів в ближній зоні випромінюючих систем» (номер державної реєстрації 0106U003134, 2006 р.–2008 р.), «Оптимізація просторового розподілу поля поблизу пристроїв, які випромінюють електромагнітні хвилі» (номер державної реєстрації 0109U000537, 2009 р.- 2011 р.), «Електромагнітні поля поблизу випромінюючих систем великих електричних розмірів» (номер державної реєстрації 0112U000545, 2012 р.-2014 р.), «Багатопроменеві багатоканальні двохполяризаційні гостроспрямовані випромінюючі мікрохвильового діапазону» системи (номер державної 0113U001321, 2013 р.–2015 р.), «Аналіз і реєстрації синтез заданого просторового розподілу електромагнітного випромінювання антенних решіток на довільних відстанях» (номер державної реєстрації 0116U000811, 2016 р.-2018 р.), в яких автор була виконавцем та її науковий внесок відображено в дисертації.

Мета і завдання дослідження.

Метою дисертаційної роботи є розвиток теорії і дослідження електромагнітних полів у ближній зоні неперервних апертурних випромінюючих систем.

Для досягнення цієї мети необхідно розв'язати такі задачі:

 – розв'язати зовнішню векторну задачу електродинаміки про випромінювання апертурних антен на кінцевій відстані від розкриву в декартовій системі координат;

 дослідити просторовий розподіл амплітуд і фаз електричних та магнітних полів у ближній зоні апертурних антен з розкривом круглої форми довільних електричних розмірів;

 – дослідити просторовий розподіл амплітуд і фаз полів у ближній зоні апертурних антен з розкривом лінійної, квадратної та прямокутної форми за довільних електричних розмірів;

 – дослідити вплив амплітудного й фазового розподілу джерел поля в розкриві випромінюючої системи на просторовий розподіл амплітуді фаз полів у ближній зоні випромінюючих систем.

Об'єкт дослідження. *Об'єктом* дослідження в дисертаційній роботі є електромагнітні поля в ближній і проміжній зонах апертурних випромінювачів.

Предмет дослідження. *Предметом* дослідження в роботі є просторовий розподіл амплітуд і фаз векторів напруженості електричного та магнітного полів апертурних випромінювачів на кінцевій відстані від розкриву в ближній і проміжній зонах спостереження.

Методи дослідження.

Метод Кірхгофа, метод векторних потенціалів і потенціалів Герца (використано для розв'язання задачі про випромінювання апертурних антен з розкривом круглої, квадратної та прямокутної форми довільних електричних розмірів у декартовій системі координат, а також для розв'язання задач про випромінювання хвилеводних і рупорних антен), методи теорії функцій комплексної змінної (використані для визначення амплітуд і фаз електричних та магнітних полів й активної та реактивної потужності), метоли обчислювальної математики (використані для обчислення інтегралів від швидко осцилюючих функцій), сучасні методи програмування (використані для збільшення швидкості розв'язання інтегралів, за допомогою яких виражаються електричні та магнітні поля).

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Уперше розроблено математичне забезпечення розв'язання задачі аналізу та конструктивного синтезу заданого просторового розподілу амплітуд, фаз і поляризації електричного та магнітного полів у ближній зоні апертурних випромінюючих систем довільних електричних розмірів. Це дозволяє знайти усі компоненти електричних і магнітних полів на кінцевій відстані в ближній, проміжній і дальній зонах спостереження.

2. Уперше встановлено, що за електричних розмірів випромінюючого розкриву антени, які менші 1–1.5 довжини хвилі, в її ближній зоні амплітуди електричних та магнітних полів зі збільшенням відстані від антени зменшуються монотонно, а прожекторний промінь не формується ні за яких

форм розкриву та ні за яких амплітудних і фазових розподілів джерел поля на апертурі. У випадку лінійних антен прожекторний промінь у ближній зоні не формується ні за яких електричних довжин антени.

3. Уперше показано, що апертурні антени з розкривом круглої форми формують прожекторний промінь за діаметрів розкриву, які більші 1–1.5 довжини хвилі. Характерною особливістю полів у ближній зоні круглих апертур є глибокі та досить малі (до –53 дБ відносно значення в середині розкриву, діаметр якого дорівнює 100 довжин хвиль) значення амплітуд електричного та магнітного полів за умов збільшення відстані точок спостереження від розкриву.

4. Уперше встановлено, що апертурні антени з розкривом квадратної форми формують прожекторний промінь у ближній зоні за розмірів сторін розкриву, які більші 1–1.5 довжини хвилі. Розмах осциляцій у цьому випадку значно менший, ніж у випадку антен з розкривом круглої форми. Зокрема для розкриву $100\lambda \times 100\lambda$ глобальний мінімум амплітуди поля досягає –4.4 дБ від значення в середині розкриву. Безперервні апертурні антени з розкривом прямокутної форми формують прожекторний промінь у ближній зоні, коли менша зі сторін розкриву має довжину, яка більша 1–1.5 довжини хвилі. Принциповою особливістю просторового розподілу поля в ближній зоні антен з розкривом прямокутної форми є порушення його регулярного характеру. Це дозволяє вибором відношення сторін розкриву синтезувати поле з однорідним розподілом амплітуди й потужності в деякому об'ємі простору або на обмеженій площині в межах прожекторного променя.

Новизна отриманих результатів підтверджується відсутністю отриманих висновків у відомих [8–12] положеннях теорії ближньої зони випромінюючих систем.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що:

1. Створена обчислювальна модель і знайдена на її підставі відстань

дальньої зони апертурних випромінювачів малих електричних розмірів дозволяють визначити розміри вимірювальних полігонів, які забезпечують високу точність визначення параметрів та характеристик антен.

2. Виявлені можливості синтезу рівномірного поля в обмеженому об'ємі і/або на обмеженій площині в ближній зоні апертурних антен з розкривом прямокутної форми можуть бути використані на практиці в біофізичних і медичних приладах та промислових технологічних процесах, в яких використовуються електромагнітні поля в ближній зоні випромінювачів.

3. Виявлені явища осцилюючого характеру залежності амплітуди електромагнітних полів від відстані в прожекторному промені апертур круглої і квадратної форми дозволяють уточнити розміри та форму робочої області в системах рухомого радіозв'язку на транспорті.

Особистий внесок здобувача.

У роботах [13, 27] автору належить розробка алгоритму визначення й дослідження області «ближніх реактивних полів» апертурних випромінювачів квадратної форми з різними законами розподілу поля в розкриві та обчислення. У роботі [14] автор ввела критерії оцінки межі дальньої зони малих порівняно з довжиною хвилі хвилеводних випромінювачів. У роботах [15-19] автором й аналіз розроблені комп'ютерні програми, проведені обчислення електромагнітних полів. У роботах [20, 36, 37] автор розв'язала зовнішню векторну задачу електродинаміки про випромінювання апертурних антен з розкривом круглої форми на довільній відстані, яка включає ближню зону; розробила алгоритм, комп'ютерну програму й провела обчислення. У роботі [21] автор провела обчислення розподілу поля в ближній зоні хвилеводних і рупорних випромінювачів у декартовій системі координат. У роботах [22, 23] автором отримані вирази в декартовій системі координат для компонент електричного й магнітного полів для довільних розмірів апертур. У роботах [24-26] автор створила програмне забезпечення, провела обчислення й приймала участь у аналізі отриманих результатів. У роботах [28, 29, 33–35] автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, проведенні обчислення, аналізі отриманих результатів. У роботах [30–32] автор приймала участь у проведенні обчислення й аналізі результатів.

Апробація матеріалів дисертації.

Наукові результати, отримані в дисертаційній роботі, доповідалися, обговорювалися й публікувалися на наступних 17 міжнародних та українських конференціях і симпозіумах:

14 російський симпозіум з міжнародною участю «Міліметрові хвилі в медицині та біології» (Москва, 2007 р.); Міжнародна молодіжна науковотехнічна конференція «Сучасні проблеми радіотехніки та телекомунікації РТ-2007, PT-2008» (Севастополь, 2007 р., 2008 р.); «International Kharkov Symposium «Physics and Engineering of Millimeter and SubMillimeter Waves» (MSMW'07, Kharkov, 2007; MSMW'10, Kharkov, 2010; MSMW'16, Kharkov, 2016); «International Conference on Antenna Theory and Technicques» (ICATT'07), Sevastopol, 2007; ICATT'17, Kyiv, 2017); XII Міжнародний молодіжний форум «Радіоелектроніка і молодь в XXI столітті» (Харків, 2008р.); Міжнародна Кримська конференція «СВЧ-техніка і телекомунікаційні технології» (КриМіКо'2009, 2009 р.; КриМіКо'2013, 2013 р.); IX Харківська конференція молодих вчених «Радіофізика, Електроніка, Фотоніка та Біофізика» (Харків, 2009 p.); 7th International Conference on «Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals» (UWBUSIS'14, Kharkiv, 2014; UWBUSIS'16, Odessa, 2016; WBUSIS'18, Odessa, 2018); Друга міжнародна науково-технічна конференція «Проблеми електромагнітної сумісності перспективних бездротових мереж зв'язку ЕМС-2016» 2016 р.); Х Міжнародна науково-технічна конференція (Харків, «Метрологія та вимірювальна техніка» («Метрологія 2016», м. Харків).

Публікації.

Результати дисертаційної роботи опубліковані у 25 друкованих наукових працях. З них 7 статей у вітчизняних і зарубіжних спеціалізованих наукових видавництвах (з них 2 статті, що входять до наукометричної бази даних Scopus), 1 стаття, яка додатково відображає наукові результати дисертації, і у 17 матеріалах та тезах доповідей на конференціях (з них 16 доповідей на міжнародних конференціях і симпозіумах). Усі опубліковані наукові роботи відповідають темі дисертаційної роботи.

Обсяг і структура дисертації. Дисертація складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел та трьох додатків. Загальний обсяг дисертації становить 183 сторінки, з яких 118 сторінок основного тексту. Список використаної літератури на 12 сторінках включає в себе 110 найменувань. Всього в дисертації 68 рисунків, 8 таблиць.

РОЗДІЛ 1

МЕТОДИ РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ АПЕРТУРНИМИ АНТЕНАМИ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ

1.1 Дослідження електромагнітних полів у ближній зоні безперервних апертурних випромінюючих систем

Як було зазначено вище, теоретичні дослідження амплітудних, фазових і поляризаційних характеристик електромагнітних полів у ближній та проміжній зонах антен і прикладних задач. Останнім часом багато уваги приділяється вивченню мають велике значення не тільки з наукової точки зору, але також для розв'язання багатьох технічних цих характеристик. Це підтверджується як великою кількістю опублікованих робіт, які присвячені цим питанням, так і постійним зростанням інтересу фахівців до теорії електромагнітного поля в ближній зоні випромінюючих систем.

Перш за все, слід відзначити проблему захисту технічного персоналу, який обслуговує радіотехнічні системи, що випромінюють, від впливу електромагнітного випромінювання великої потужності. Для визначення допустимих норм опромінення необхідно знати густину потоку потужності поля безпосередньо поблизу або на невеликій відстані від антени.

Розглянемо детальніше необхідність урахування особливостей ближнього поля в теоретичних дослідженнях випромінюючих систем. Знання амплітудних, фазових і поляризаційних характеристик ближнього поля має велике значення для обчислення характеристик дзеркальних та лінзових антен з реальними опромінювачами [38], для вивчення впливу на характеристики антен поверхонь, на яких вони розташовані, металевих або діелектричних елементів і конструкцій, що знаходяться поблизу антени. Актуальною задачею є знаходження зв'язку близько розташованих випромінювачів в антенних решітках, особливо в скануючих і багатодіапазонних. Велике практичне

значення має задача аналізу характеристик електромагнітної сумісності близько розташованих антен, зокрема, обчислення параметрів і характеристик захисних екранів, а також інші теоретичні задачі.

Однією з важливих задач є розробка систем радіозв'язку в діапазонах наддовгих, довгих, середніх і коротких хвиль на невеликих відстанях. Оскільки в цих випадках відстань між кореспондентами може бути порядку або навіть меншою довжини хвилі, антени передавачів і приймачів працюють у ближній зоні одна одної. Ця ж особливість зустрічається в геологорозвідці за допомогою радіофізичних методів і в пристроях безконтактного вимірювання або контролю параметрів речовин. Зокрема, у [39] вказано на необхідність урахування ближніх полів за умов конструювання апертурних випромінювачів в електромеханічних пристроях для руйнування мерзлих гірських порід.

Урахування особливостей ближніх полів важливо в теоретичних й експериментальних дослідженнях взаємодії електромагнітних хвиль з речовиною. Особливо важливе значення ці задачі мають у медицині й біології, зокрема – у медичному приладобудуванні. Перераховані проблеми не вичерпують усіх задач, що зустрічаються на практиці, які пов'язані з ближнім полем випромінюючих систем.

Параметри електромагнітних полів і хвиль – амплітуди векторів напруженості електричних та магнітних полів, їх фази, стан поляризації, фазові швидкості, активна й реактивна потужності, хвильовий опір простору поблизу антени в її ближній та проміжній зонах спостереження необхідно знати з достатньою для практики точністю для багатьох застосувань у науці й техніці [1–3].

У [1] викладені технічні досягнення в області застосування електромагнітних хвиль мікрохвильового діапазону в промисловості. Відзначаються в першу чергу переваги й достоїнства мікрохвильового нагріву:

безінерційна робота й безінерційне управління процесом нагріву;

більш висока якість отриманої продукції;

– дуже висока швидкість нагріву.

У [1] також зазначено, що мікрохвильова енергія може грати роль каталізатора в хімічних реакціях, або дозволяє збільшувати ефективність іншого недорогого каталізатора. З інших застосувань мікрохвильового випромінювання у виробництві у [1] зазначено:

прискорене затвердіння бетону;

– подрібнення бетону;

- зварювання пластмас;

– сушка матеріалів;

– обробка листових діелектриків тощо.

У [3] викладені результати використання випромінювання мікрохвиль у медицині, науці й техніці. Особливо відзначаються можливості дослідження біологічних систем за допомогою електромагнітних хвиль мікрохвильового діапазону. В областях використання мікрохвильової енергії в авіації, космічній та військовій техніці відзначаються як унікальні можливості безконтактного живлення авіаційних апаратів, зокрема, гвинтокрилів і космічних апаратів.

Відзначимо далі актуальні на даний час застосування електромагнітних хвиль у ближній і проміжній зонах антен:

– підповерхнева радіолокація [4];

 підвищення точності обчислення характеристик гостроспрямованих параболічних і параболоциліндричних дзеркальних антен за рахунок використання більш точної математичної моделі опромінювача, який враховує поля на кінцевих відстанях від дзеркала;

 забезпечення транспортного й мобільного радіозв'язку в тунелях (особливо в метрополітені) і в шахтах [5, 6];

системи визначення й захисту периметрів та кордонів територій, що охороняються, споруд і будівель [7];

ближня радіолокація на транспорті [7];

 прилади для безпровідної безконтактної передачі електричної енергії електромагнітним полем;

– антенна й радіолокаційна метрологія, джерела еталонних електричних та магнітних полів;

медичні прилади для діагностики й лікування захворювань.

Розглянемо теоретичні методи дослідження полів у ближній зоні апертурних антен. У роботі [40] запропонований метод, який зводиться до складання системи рівнянь для визначення просторового розподілу амплітуд векторів \vec{E} і \vec{H} ближнього поля. Показано, що основний внесок у ближнє поле дають хвилі, напрямок поширення яких занадто далеко виходить за межі кутового сектору, під яким видно апертуру з точки спостереження. Отримано вираз для визначення просторового розподілу полів поблизу антени. Числова перевірка методу заснована на прикладі відновлення діаграми спрямованості однорідної синфазної антенної решітки, яка складається з 10 випромінювачів. Показано, що запропонований метод має похибку на порядок меншу, ніж класичний метод електричного й магнітного векторів Герца, в якому вагові коефіцієнти у виразі для діаграми спрямованості є коефіцієнтами дискретного перетворення Фур'є. Запропонований метод забезпечує більш широкий сектор відновлення. Вагові коефіцієнти в цьому випадку значно відрізняються від коефіцієнтів дискретного перетворення Фур'є.

У статті [41] запропонована наближена теорія великих апертурних антен, що дозволяє знаходити поля в області апертури, у зоні Френеля і в дальній зоні у формі гаусових розкладів. Розподіл поля в апертурі з прямокутною й круглою геометрією представлені функціями Ерміта-Гаусса і Лагерра. В області Френеля використовуються Фур'є-перетворення, які й призводять до модифікованих функцій Ерміта-Гаусса. У таблицях наводяться коефіцієнти розкладів для косинусоїдального й усіченого апертурних розкладів за функціями Гаусса й у ряд Тейлора. Отримані співвідношення можуть бути використані для дослідження антен з дуже низьким рівнем бічних пелюсток. У рівномірному асимптотичному наближенні отримано аналітичне представлення поля в E- площині пірамідального рупору, що збуджується плоскопаралельним хвилеводом. Представлення у вигляді ряду за зворотніми гармонійними функціями характеризується точністю порядку $(1/k^2)$, де k – хвильове число, і залишається справедливим як у дальній, так і у ближній зонах рупору. Числові результати добре узгоджуються з експериментом і уточнюють відомі розрахункові дані, отримані методом геометричної теорії дифракції. Найбільш помітне уточнення має місце в області дальніх бічних пелюсток і у задній півсфері рупору.

Відзначено [42], що часто застосовуються апертури прямокутні, ромбічні, хрестоподібні, у кутах яких поле має особливості типу 1/Rm, де R – відстань від вершини кута й теоретично досліджено розподіл поля поблизу кута плоского металевого сектору, кут при вершині якого змінюється від 0° до 360°. Також наведені формули для електричного й магнітного потенціалів, напруженостей електричного та магнітного полів, густини електричного заряду й поверхневої густини струму у вершині сектору. Зображені розрахункові лінії розподілу цих величин у секторах з різним кутом при вершині. Помічено, що отримані дані добре узгоджуються з відомими даними для напівплощини.

Знання розподілу нульових значень поля в ближній зоні апертурних антен дуже важливе з точки зору захисту навколишнього середовища й зменшення взаємного впливу між сусідніми антенами. Використовуючи метод розбиття апертури й швидкий обчислювальний метод для інтеграла Френеля [43], проведені обчислення поля в ближній зоні. Для перевірки ефективності цього методу були обчисленні значення поля в ближній зоні перед параболічним дзеркалом діаметром $D=140\lambda$. Також було обчислено розподіл поля в зоні від 1D (140 λ) до 4D. У цих випадках виявилось, що: 1) потужність електромагнітного поля, що випромінюється, майже повністю зосереджена перед антеною в циліндричному об'ємі з діаметром трохи більшим апертури; 2) розподіл поля має приблизно такий же характер, як в апертурі дзеркала;
3) поле зовні циліндра зникає, приймаючи значення –36 дБ щодо максимального значення. Найглибше «нульове» значення дорівнює –60 дБ;
4) у ближній зоні менше бічних пелюсток, ніж у діаграмі спрямованості у дальній зоні.

У випадку дослідження розподілу нулів поля в ближній зоні апертурних антен у [43] використовувався метод розбиття апертури на частини таким чином, що для кожної з отриманих субапертур точка, яка досліджується, знаходилася в дальній зоні. Поля від усіх субапертур потім підсумовувалися з урахуванням їхніх фаз. Отримано залежності, що зв'язують розподіл нулів з параметрами антени. Показано, що в ближній зоні фаза не є лінійною функцією координат [43]. Амплітудний розподіл у ближній зоні має нерівномірний характер, причому число максимумів і мінімумів зменшується з віддаленням від антени. За отриманими результатами можна визначити кращі місця для встановлення інших антен або конструктивних елементів даної антени, щоб мінімізувати їхній взаємний вплив і спотворення діаграми спрямованості.

У статті [44] авторами пропонується метод обчислення ближнього поля плоских апертур великих електричних розмірів, який названий субапертурним методом. Його відмінними рисами є: 1) розбиття усієї апертури на прямокутні ділянки (субапертури); 2) апроксимація поля на кожній субапертурі за допомогою системи пробних функцій (степеневих або тригонометричних); 3) аналітичне подання полів субапертур, справедливе в їх ближній зоні, що дозволяє використовувати субапертури з розмірами, що істотно перевищують довжину хвилі. Розглядаються два варіанти субапертурного методу. У першому варіанті виводяться асимптотичні вирази полів субапертур, для шо представляють собою комбінацію функцій параболічного циліндру. У другому варіанті методу виводяться більш прості вирази для полів субапертур, які засновані на використанні наближення Френеля. У цьому випадку поля субапертур представляються у вигляді комбінації інтегралів Френеля.
Проведено числове дослідження точності методу. У першому методі відносна похибка не перевищує 1% на відстані від апертури, яка дорівнює довжині хвилі. У другому похибка менша 0.9% на відстані, яка0 більша 10 розмірів апертури. Представлені результати обчислення ближнього поля для круглої, прямокутної і квадратної апертур. Відзначається, що розроблений субапертурний метод рекомендований для швидкого обчислення ближніх полів апертурних антен.

1.2 Наближені методи розв'язання зовнішньої задачі теорії випромінювання

Для визначення параметрів випромінюючої системи необхідно знати розподіл струмів й електромагнітних полів як у самому випромінювачі (або поблизу нього), так і полів випромінювання, тобто полів на великих відстанях, що використовуються для передачі радіосигналів. Визначення полів всередині й поза антеною становить основну задачу теорії випромінювання. Розв'язання цієї задачі відоме лише у деяких окремих випадках. З огляду на надзвичайну складність задачі у разі її строгої постановки на практиці зазвичай її спрощують. Принципова можливість спрощення задачі заснована на тому, що вплив поля, що випромінюється антеною на розподіл струмів і полів у самій антені невеликий. Це дає можливість знехтувати зазначеним впливом і розбити основну задачу теорії випромінювання на дві: внутрішню й зовнішню. Внутрішня задача полягає у визначенні полів (або розподілу струму) у самій антені, зовнішня – у знаходженні полів у зовнішній за відношенням до антени області за відомим розподілом струмів на самій антені або полів на замкненій поверхні, що охоплює антену.

Теорія випромінювачів з плоским розкривом будь-якої форми базується в основному на наближеному апертурному методі Кірхгофа. Наближені апертурні методи, які засновані на принципі Гюйгенса, в електродинаміці формулюються у вигляді співвідношень, що зв'язують поле випромінювання з електричним і магнітним полями на замкненій поверхні, яка охоплює антену [45-47]. У процесі обчислення згідно з цими співвідношеннями зроблено такі припущення: поле у випромінюючому розкриві вважається рівним полю хвилі, що набігає, таким чином, не враховується дифракція хвиль на відкритому кінці випромінювача, також вважаються рівними нулю струми на «тіньовій» стороні стінок антени, не враховуються вищі типи хвиль, які збуджуються на випромінюючій апертурі. Дослідженню характеристик випромінювання з відкритого кінця круглого хвилеводу на основі наближених апертурних методів присвячено досить багато робіт [46, 48, 49]. Відоме також розв'язання задачі випромінювання з відкритого кінця круглого хвилеводу методом про Л. А. Вайнштейна. Цей метод, як добре відомо [50–52], забезпечує високу точність обчислення в межах усього простору спостереження. Наближений же метод Кірхгофа забезпечує прийнятну для практичної реалізації точність у межах головної пелюстки діаграми спрямованості, проте дає суттєві похибки в описі бокового й заднього випромінювання. Крім того, у роботі М. М. Малова [53], показано, що метод Кірхгофа є ненадійним для обчислення характеристик випромінювання з відкритого кінця хвилеводу на частотах, які близькі до критичних. Однак на прикладі рупорного випромінювача було показано, що апертурні методи дозволяють досить точно обчислювати головну пелюстку діаграми спрямованості, причому 3i збільшенням діаметру хвилеводу відмінності між результатами наближених і строгих методів практично зникають у залежності полів від кутових координат у передньому півпросторі [52].

Необхідно відзначити, що апертурні методи не дозволяють достатньо точно обчислювати фазові, а отже й поляризаційні діаграми спрямованості круглого хвилеводу, без знання яких інформація про випромінювання не є повною. Крім того, у [54] було показано, що наближені апертурні методи не дозволяють обчислювати такі важливі для сучасної радіофізики характеристики, як крос-поляризаційні діаграми спрямованості випромінювання.

1.3 Метод розкладання на сферичні хвилі

Як показано у [45, 55] зовнішня задача електродинаміки про випромінювання неперервних апертурних антен в їхній ближній зоні може бути розв'язана методом розкладання на сферичні хвилі. Відповідно до цього методу будь-яке електромагнітне поле, яке може бути фізично реалізоване, в ізотропному однорідному середовищі без джерел може бути представлено у вигляді суперпозиції сферичних хвиль. Як відомо [56], сферичні хвилі є розв'язаннями рівнянь Максвелла елементарними лля джерела, яке розташоване в точці початку сферичної системи координат, які можуть бути отримані розділенням змінних у сферичній системі координат. Цей метод є більш ефективним в обчислювальному відношенні, оскільки дозволяє звести двовимірне числове інтегрування до одновимірного. У цьому випадку числове інтегрування виконується один раз для знаходження відповідних коефіцієнтів розкладання, далі поля на будь-якій відстані від антени знаходяться шляхом підсумовування ряду. До переваг цього методу слід віднести також той факт, що розкладання на сферичні хвилі справедливо як для ближньої, так і для проміжної і дальньої зони джерела випромінювання.

У [57] запропонований і розвинений високоефективний метод розв'язання тривимірних задач випромінювання та розсіювання, який заснований на методі моментів і методі скінченних різниць, які досить зручні для числових досліджень з використанням сучасних комп'ютерів.

У ряді робіт [55, 58, 59] для знаходження коефіцієнтів розкладання використовують розкладання поля на апертурі випромінювача. Так, у [57] застосований метод розкладання за сферичними функціями для знаходження просторового розподілу полів у ближній зоні конічного рупорного опромінювача, поля на апертурі якого описувалися за допомогою сферичних мод. У цьому випадку коефіцієнти розкладання по сферичним хвилям можуть бути отримані в аналітичному вигляді [55]. Як вже зазначалося вище, на практиці часто виникає проблема вимірювання характеристик випромінювання великих антен, дальня зона яких може досягати десятки кілометрів. У цьому випадку метод розкладання за сферичними хвилями знаходить застосування для перетворення даних, отриманих за допомогою вимірювання полів у ближній зоні, для знаходження характеристик випромінювання в дальній зоні [60]. У роботах А. К. Людвіга і П. Д. Поттера показано, що ця методика може бути також застосована для обчислення полів у ближній зоні з використанням коефіцієнтів, отриманих шляхом розкладання відомого розподілу полів у дальній зоні за сферичними хвильовими функціям. У роботі П. Д. Поттера [61] отримані коефіцієнти в замкненій формі шляхом розкладання ідеалізованої діаграми спрямованості антени Кассегрейна у дальній зоні. Також можливість отримання характеристик конічного рупорного випромінювача у ближній зоні за допомогою розкладання на сферичні хвилі отриманої експериментально діаграми спрямованості в дальній зоні показана в роботах А.К. Людвіга [55, 62].

Метод розкладання за сферичними хвилями може бути застосований для знаходження характеристик ближнього поля шляхом розкладання отриманого тим чи іншим методом поля в дальній зоні для випромінювання з відкритого кінця напівнескінченного прямокутного хвилеводу. Необхідно відзначити, що такий підхід дозволяє розширити область теоретичного дослідження ближньої зони випромінювання з прямокутного хвилеводу, оскільки розв'язання має місце тільки для дальньої зони антени. Як відомо, наближені апертурні методи не дозволяють враховувати вплив ефектів дифракції на відкритому кінці прямокутного хвилеводу. Крім того, відомо, що ці методи дозволяють досить точно описати характеристики випромінювання в передньому півпросторі, проте призводять до суттєвих похибок при описі бокового та заднього випромінювання. Метод векторизованого інтеграла Кирхгофа також не дозволяє обчислювати фазові характеристики випромінювання. Застосування методики розкладання за сферичними функціями з можливістю перетворювати результати розв'язання для дальньої зони в характеристики випромінювання в ближній зоні дає можливість з високою точністю обчислювати амплітудні, фазові й поляризаційні характеристики в ближній і проміжній зонах випромінювання з відкритого кінця квадратного, прямокутного та круглого хвилеводів.

1.4 Електромагнітні поля в ближній зоні слабоспрямованих випромінювачів

У разі вимірювання напруженостей електричного й магнітного полів поблизу джерел електромагнітних полів, поблизу металевих і діелектричних структур, які розсіюють електромагнітні поля, безпосередньо біля приймальних елементів радіоелектронних систем та в інших аналогічних випадках, тобто коли точно визначити амплітудні, фазові й поляризаційні характеристики електромагнітних полів шляхом обчислення неможливо, в якості датчиків електричного поля зазвичай використовуються короткі дротові антени, в якості датчиків магнітного поля – дротові рамки.

Для дослідження електромагнітних полів у ближній зоні випромінювачів необхідні строгі методи розв'язання задач електродинаміки [8, 50, 63–65]. У [50, 63] отримано розв'язання для випромінювання з відкритого кінця круглого хвилеводу. Роботи [64, 65] присвячені задачі про збудження дротяного вібратора. Строгому розв'язанню задачі про розподіл ближнього поля в масивних вібраторних антенах присвячені роботи [66, 67]. У роботі [66] розглядається метод обчислення ближнього електричного поля вібратора, що представляє собою тіло обертання. У основі методу лежить інтегральне рівняння щодо функції розподілу заряду по антені, що визначає амплітуду й фазу нормалі до поверхні складової напруженості електричного поля антени. Розроблена у [66] методика була застосована також для вібраторної антени, покритої шаром діелектрика.

Розглянемо більш детально результати робіт, які присвячені дослідженням електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах вібраторних та апертурних антен. У теорії випромінювання електромагнітних хвиль добре відомі загальні формули, які дозволяють обчислювати поля в проміжній зоні (зоні Френеля випромінюючої системи). Відомо також, що для антен апертурного типу межа дальньої зони в області бокового випромінювання розташована ближче до антени, ніж ця ж межа в області головної пелюстки. Для антен осьового випромінювання закономірності формування полів дальньої зони виявляються прямо протилежними [68]. Однак отримати чітку відповідь на питання, як же з відстанню змінюються поля довільних випромінювачів, не вдається. Відомі лише загальні міркування [69], що в зоні Френеля «на монотонне спадання поля за законом 1/R накладається осцилююче загасаюче коливання».

Дослідження ближнього поля квадратних і круглих апертур описані в сферичній системі координат у [8]. Для антен дротяного типу детально проаналізовано випромінювання елементарного електричного вібратора (диполя Герца), електромагнітне поле якого, крім компоненти, яка пропорційна 1/R, має складові, що визначаються залежностями $1/R^2$ і $1/R^3$. Наявність компонент із залежностями від відстані виду $1/R^2$ і $1/R^3$ вказує як на високу швидкість убування амплітуди поля у міру віддалення від випромінювача, так і на велике зростання амплітуди у випадку наближення до випромінювача. Прийнято вважати [8, 70], що подібні закономірності характерні й для дротяних антен, оскільки поле цих антен визначається інтегруванням полів елементарних випромінювачів (диполів Герца). Однак, знання електромагнітних хвиль і структури ближнього поля диполя Герца не дозволяє судити про фізичні

закономірності ближніх полів реальних антен. Цей висновок справедливий і відносно вібраторних антен, які знаходяться поблизу плоских та кутових екранів кінцевих розмірів, які ідеально проводять [71, 72].

Також слід зазначити, що для малих у порівнянні з довжиною хвилі розкривів хвилеводів класична формула для визначення відстані дальньої зони випромінювання $R_{J3} = 2L^2/\lambda$ не може бути використана [73]. У зв'язку з цим значний інтерес представляє дослідження ближнього поля й визначення межі дальньої зони випромінювачів, розміри яких менші або порядку довжини хвилі. У роботі [74] для аналізу характеристик ближнього поля диполя Герца й уточнення його меж використовувалась оцінка різниці фаз між поперечними складовими електричного та магнітного поля у напрямку головного максимуму діаграми спрямованості. Детальні дослідження електромагнітних полів у ближній зоні коротких дротяних випромінювачів [74, 75] показали, що межа ближньої зони диполя Герца знаходиться на відстані $R < 0.04\lambda$, а межа дальньої зони $R \ge 0.6\lambda$. На основі детального числового аналізу амплітудних і фазових характеристик векторів напруженості електричного та магнітного полів у ближній і проміжній зонах дротяних антен, довжина яких близька до резонансної, показано, що протяжність області ближньої зони тим менша, чим ближче довжина антени до половини довжини хвилі. Діаграма спрямованості напівхвильового вібратора формується на відстанях, які більші 1.5 довжини хвилі.

Порівняння різних критеріїв меж зони Френеля й ближньої зони лінійної антени наведено у [8, 76, 77], однак вони не досить точні, оскільки при їх отриманні вираз для функції сферичної хвилі спрощується. У [8] показано, що досліджувати ближнє поле лінійної антени можна на основі її розбиття на елементи – диполі Герца з подальшим підсумовуванням вкладу від кожного елемента у точці спостереження. Цей метод дозволяє знайти поперечні й поздовжні складові електромагнітного поля. Запропоновано розбиття лінійної антени на такі короткі відрізки, що точка спостереження, яка знаходиться по відношенню до всієї антени в області ближнього поля, виявляється у дальній зоні кожного з відрізків [8]. Поля у дальній зоні кожного з відрізків у точці спостереження підсумовуються з відповідними амплітудами й фазами, які обумовлені заданим їх розподілом по всій антені. Аналогічно за цією методикою отримано вираз для поздовжньої компоненти електромагнітного поля прямокутного й круглого випромінювачів [8]. Однак дана методика призводить до похибок для обчислення полів антенних решіток, оскільки в ній не враховуються особливості структури ближнього поля кожного елемента решітки.

Детальний аналіз електромагнітного поля поблизу вібратора проведено у [69]. Наведено вирази для вектора напруженості електричного поля, яке паралельне вісі вібратора E_z , складової вектора напруженості електричного поля E_{ρ} і складової вектора напруженості магнітного поля H_{φ} . Ці обчислювальні співвідношення отримані за умов синусоїдального розподілу струму й тому носять наближений характер.

Порівняльний аналіз меж ближньої реактивної й активної потужностей випромінювання апертурних антен у залежності від їх розмірів для різних амплітудних розподілів струмів, що збуджують антену, проведено в роботах [78–81].

Відомо також [75, 82–84], що ефекти ближньої зони якісно відрізняються в лінійних й апертурних антенах. У випадку апертурних випромінювачів, на відміну від дротяних лінійних антен, в області ближнього поля характеристики випромінювання в напрямку вісі хвилеводу змінюються по осцилюючим закономірностям, відбувається формування «прожекторного променя».

Складнощі теоретичного дослідження електромагнітних полів у ближній зоні випромінюючих систем призводять до необхідності вдосконалення методів обчислення електричного й магнітного поля безпосередньо поблизу антен та антен-датчиків вимірювальних пристроїв [85–93]. На підставі вимірів поля в ближній зоні на циліндричній поверхні отримані співвідношення для обчислення ближнього поля антени і його спектрального складу [93]. У роботі [94] детально проаналізовано динаміку зміни амплітуд полів у ближній зоні, на підставі чого обрані умови вимірювань, які забезпечують мінімальну кількість ітерацій у разі обробки результатів і збереження високої точності вимірювань.

Відзначимо, що розвитку методів аналізу ближнього поля в останнє десятиріччя значно сприяв прогрес обчислювальної техніки, а також розвиток нових методів обчислювальної математики. Дослідженню ближнього поля антени на площині в полярних координатах присвячена робота [95], обчислення ближнього поля циліндричної антени зі зміщеним дзеркалом представлений у [96], точний метод обчислення густини потоку потужності в ближній зоні мікрохвильової антени наведено в роботі [97].

Висновки до розділу 1

1. З аналітичного огляду науково-технічної літератури й критичного аналізу сучасних методів розв'язання зовнішньої задачі електродинаміки та відомих результатів обчислень амплітудних, фазових і поляризаційних характеристик випромінювання апертурних антен випливає, що навіть у найпростішому випадку постійного амплітудного й фазового розподілу джерел електромагнітного поля в апертурі розв'язання задачі зводяться до обчислення подвійних інтегралів від швидкоосцилюючих функцій. Обчислення цих інтегралів з високою точністю вимагає використання спеціальних методів обчислювальної математики і це розв'язання можливо тільки за допомогою сучасних потужних комп'ютерів.

2. У даний час задачі аналізу електромагнітних полів у ближній зоні не мають повного завершеного характеру. Зокрема, слабо вивчені важливі для практики питання визначення просторових розподілів амплітудних, фазових і поляризаційних характеристик векторів напруженості електричного та магнітного поля в ближній зоні випромінюючої системи в залежності від електричних розмірів і форми розкриву, а також від амплітудного та фазового розподілу джерел поля в розкриві. Таким чином, тема дисертаційної роботи актуальна й важлива для багатьох практичних застосувань.

У зв'язку з викладеним очевидна актуальність і практична потреба розвитку теорії ближньої зони випромінюючих систем та дослідження фізичних закономірностей формування просторового розподілу електричних і магнітних полів у ближній зоні апертурних антен.

РОЗДІЛ 2

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ АНТЕН З КРУГЛИМ РОЗКРИВОМ

Метою цього розділу є розробка математичної моделі апертурної антени з розкривом круглої форми в ближній і проміжній зонах та аналіз фізичних закономірностей формування просторового розподілу полів поблизу розкриву.

Апертурні безперервні антени з розкривом круглої форми (дзеркальні антени з рефлектором у вигляді параболоїда обертання, конічні рупорні антени, всеполяризовані випромінювачі у вигляді відкритого кінця круглого хвилеводу і їх різні модифікації та варіанти) широко використовуються в різних областях радіофізики та електроніки у дальній зоні антенних систем. Природно, що задачі про випромінювання таких антен і в дальній, і в ближній зонах спостереження розв'язувалися виключно в сферичній системі координат. Однак очевидно, що апертурні антени з круглим розкривом перспективні для багатьох додатків на практиці для використання їх випромінювання в ближній зоні. Серед цих застосувань особливо слід відзначити застосування в охороні здоров'я й у медицині (гіпертермія, діагностична та лікувальна радіоапаратура), у технологічних процесах у хімічній, харчовій, текстильній та іншій промисловості, у науковому приладобудуванні, у сільськогосподарському виробництві й інших галузях народного господарства. У цих застосуваннях є безліч варіантів, коли необхідно знати розподіл амплітуд електричних і магнітних полів на деяких плоских поверхнях або синтезувати необхідний, наприклад, однорідний розподіл поля на деякій обмеженій ділянці плоскої поверхні або в деякому обмеженому об'ємі простору з координатними межами поблизу розкриву антени. Цілком очевидно, що для розв'язання таких задач необхідно знайти електричні й магнітні поля та вивчити їх поведінку на кінцевій відстані від розкриву в декартовій системі координат.

Хоча ці міркування відносяться до апертурних антен з будь-якою формою розкриву, є доцільним почати дослідження з випадку безперервних апертурних антен з розкривом круглої форми, оскільки саме в цьому випадку ефекти ближньої зони повинні проявитися найповнішим чином. Дійсно, згідно суперпозиції в електродинаміці поле кожній 3 принципом В точці спостереження визначається сумою полів у цій точці від кожної зони Френеля [98]. Через осьову симетрію антен з круглим розкривом принаймні в напрямку нормалі до розкриву всі зони Френеля мають форму кілець відповідних діаметрів. Отже, внесок амплітуд полів кожної зони буде максимально можливий. У разі ж антен з квадратним або прямокутним розкривом зони Френеля з великими номерами матимуть усічену форму і, отже, меншу амплітуду сумарного поля. Унаслідок цього картина сумарного поля навіть у напрямку нормалі до розкриву буде спотворюватися.

У [99] досліджено поздовжній розподіл амплітуди електричного поля в зоні Френеля сфокусованої антени з розкривом круглої форми й показано, що поздовжній розподіл поля в цьому випадку має осцилюючий характер.

Для кількісного аналізу електромагнітних полів поблизу апертурних антен необхідно задати амплітудні й фазові розподіли ортогональних компонент електричного та магнітного полів у випромінюючому розкриві. До теперішнього часу в строгій постановці відомо розв'язання внутрішньої і зовнішньої задачі тільки для відкритого кінця круглого хвилеводу й конічного [63]. Для апертурних антен оптичного типу, широко рупору які використовуються на практиці, загального розв'язання внутрішньої задачі різноманітність електродинаміки немає через можливостей збудження випромінюючого розкриву антени. Проте аналіз фізичних закономірностей електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах спостереження можливий, якщо задавати різні варіанти амплітудно-фазових розподілів джерел полів у розкриві, як зазвичай і роблять [46]. З фізичних міркувань випливає, що найбільш повні прояви впливу форми й електричних розмірів розкриву антени на особливості електромагнітних полів у ближній зоні матимуть місце за умов постійного амплітудного й фазового розподілу поля в розкриві та за умов лінійної поляризації випромінювання. Далі розглянемо саме такий випадок для $\dot{E}_{Sx} = \dot{E}_{S0}$ і $\dot{E}_{Sy} = 0$, тобто для вертикальної лінійної поляризації, для круглих розкривів: а) з діаметром меншим довжини хвилі ($D = 0.5\lambda - 1\lambda$), б) що дорівнює декільком довжинам хвиль ($D = 2\lambda - 10\lambda$), в) з великими електричними розмірами ($D = 20\lambda - 100\lambda$) [20, 36, 37].

2.1 Розв'язання задачі про випромінювання апертурних антен у ближній зоні

Загальне розв'язання зовнішньої векторної задачі електродинаміки про випромінювання апертурних антен з довільною формою розкриву й з використанням векторів Герца отримано раніше [46], а в сферичній системі координат на довільній відстані від розкриву деталізовано у [100]. Як було зазначено вище, для багатьох додатків на практиці необхідно знати амплітудні й фазові характеристики векторів напруженості електричного та магнітного полів на площинах, які паралельні розкриву. Ці характеристики можна одержати шляхом розв'язання зовнішньої задачі електродинаміки [46] у декартовій системі координат. Для поставленої задачі у випадку розкриву круглої форми зручно описувати відомі поля в розкриві \dot{E}_s і \dot{H}_s у полярній системі координат ρ та φ (рис. 2.1).

Як і раніше [46, 100], для розв'язання поставленої задачі скористаємося векторами Герца. Вектори напруженості електричного й магнітного полів запишемо через електричний і магнітний вектори Герца в добре відомому вигляді [46, 100]:

$$\vec{E} = -i\omega\mu rot\,\vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle M} + graddiv\,\vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle 9} + k^2\,\vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle 9}\,,\qquad(2.1)$$

$$\vec{H} = i\omega\varepsilon rot\,\vec{\Pi}^{\,\circ} + graddiv\,\vec{\Pi}^{\,\circ} + k^2\,\vec{\Pi}^{\,\circ}\,, \qquad (2.2)$$



Рис. 2.1 Геометрія задачі

де магнітний і електричний вектори Герца визначаються наступними співвідношеннями:

$$\vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle M} = \frac{1}{4\pi i \mu \omega} \int_{S} \vec{j}^{\scriptscriptstyle M} \psi dS \,, \tag{2.3}$$

$$\vec{\Pi}^{\circ} = \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \int_{S} \vec{j}^{\circ} \psi dS , \qquad (2.4)$$

а

$$\psi = e^{-ikr} / r \,. \tag{2.5}$$

Відстань r від точки розкриву S з поточними координатами ρ , ϕ , до точки спостереження з координатами M(x, y, z):

$$r = \left((x - \rho \cos \varphi)^{2} + (y - \rho \sin \varphi)^{2} + z^{2} \right)^{\frac{1}{2}} =$$

$$= \left(x^{2} + y^{2} + \rho^{2} + z^{2} - 2\rho (x \cos \varphi + y \sin \varphi) \right)^{\frac{1}{2}}.$$
(2.6)

Електричні й еквівалентні магнітні струми виразимо через еквівалентні поля в розкриві $\dot{\vec{E}_s}$ і $\dot{\vec{H}_s}$ у наступному вигляді:

$$\vec{j}^{\circ} = \begin{bmatrix} \vec{z}^{\circ} & \vec{H}_{S} \\ \vec{z}^{\circ} & \vec{H}_{S} \end{bmatrix},$$
(2.7)

$$\vec{j}^{M} = -\left[\vec{z}^{0} \, \vec{E}_{S}\right]. \tag{2.8}$$

У припущенні, що поле на апертурі дорівнює полю хвилі, що падає на розкрив, у всіх точках випромінюючого розкриву справедливе наступне співвідношення для тангенціальних складових електричного й магнітного полів:

$$\dot{\vec{H}}_{S} = \frac{1}{W_{S}} \left[\vec{z}^{0} \, \vec{\vec{E}}_{S} \right], \tag{2.9}$$

де $W_{\rm S}$ – хвильовий опір випромінюючого розкриву.

Для обчислення проекцій векторів полів за ортами декартової системи координат врахуємо розкладання за складовими $\vec{\rho}^0$, $\vec{\phi}^0$ за ортами декартової системи координат, а також відоме співвідношення [51]:

$$\operatorname{graddiv}_{s} \int_{s}^{j^{\mathfrak{d}}} \psi \, dS = \operatorname{sgrad}_{s} \left(\int_{s}^{j^{\mathfrak{d}}} \operatorname{grad} \psi \right) dS \,. \tag{2.10}$$

Крім того, приймається, що величина хвильового опору розкриву у (2.9) постійна. Еквівалентні струми (2.7), (2.8) і поля (2.9) у розкриві приймаються еліптичнополяризованими та представляємо їх у найзагальнішому випадку у вигляді розкладання в ортогональному лінійнополяризованому базисі.

У декартовій системі координат еквівалентне магнітне поле \vec{H}_s у розкриві має вигляд:

$$\vec{H}_{S} = \frac{1}{W_{S}} \begin{bmatrix} \vec{z}^{0} \ \vec{E}_{S} \end{bmatrix} = \frac{1}{W_{S}} \begin{vmatrix} \vec{x}^{0} & \vec{y}^{0} & \vec{z} \\ 0 & 0 & 1 \\ \vec{E}_{x}^{s} & \vec{E}_{y}^{s} & 0 \end{vmatrix} = \frac{1}{W_{S}} \begin{pmatrix} \vec{y}^{0} \ \vec{E}_{x}^{s} - \vec{x}^{0} \ \vec{E}_{y}^{s} \end{pmatrix}.$$
 (2.11)

Далі, скориставшись формулами (2.7), (2.11), отримуємо:

$$\dot{\vec{j}}^{\circ} = \begin{bmatrix} \vec{z}^{0} \cdot \vec{H}_{S} \end{bmatrix} = \frac{1}{W_{S}} \begin{vmatrix} \vec{x}^{0} & \vec{y}^{0} & \vec{z}^{0} \\ 0 & 0 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ -E_{y}^{s} & E_{x}^{s} & 0 \end{vmatrix} = \frac{1}{W_{S}} \left(-\vec{x}^{0} \cdot \vec{E}_{x}^{s} - \vec{y}^{0} \cdot \vec{E}_{y}^{s} \right).$$
(2.12)

Розглянемо далі вираз для еквівалентного магнітного струму. Аналогічно викладеному вище, отримуємо:

$$\dot{\vec{j}}^{M} = -\begin{bmatrix} \vec{z}^{0} & \vec{E}_{s} \end{bmatrix} = -\begin{vmatrix} \vec{x}^{0} & \vec{y}^{0} & \vec{z}^{0} \\ 0 & 0 & 1 \\ \vdots & \vdots \\ E_{x}^{s} & E_{y}^{s} & 0 \end{vmatrix} = \vec{x}^{0} \cdot \vec{E}_{y}^{s} - \vec{y}^{0} \cdot \vec{E}_{x}^{s} .$$
(2.13)

Отримаємо далі –*ikrµrot* $\vec{\Pi}^{M}$ з використанням (2.3):

$$\operatorname{rot} \vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle M} = \operatorname{rot} \frac{1}{4\pi i \mu \omega} \int_{S} \vec{j}^{\scriptscriptstyle M} \psi dS = \frac{1}{4\pi i \mu \omega} \int_{S} \operatorname{rot}(\psi \, \vec{j}^{\scriptscriptstyle M}) dS \,, \qquad (2.14)$$

$$rot(\psi \vec{j}^{s}) = \vec{x}^{0} \frac{\partial}{\partial z}(\psi \vec{E}_{x}^{s}) + \vec{y}^{0} \frac{\partial}{\partial z}(\psi \vec{E}_{y}^{s}) - \vec{z}^{0} \left(\frac{\partial}{\partial x}(\psi \vec{E}_{x}^{s}) + \frac{\partial}{\partial y}(\psi \vec{E}_{y}^{s})\right), \quad (2.15)$$

$$-ikr\mu rot \,\vec{\Pi}^{M} = -\frac{1}{4\pi} \int_{S} (\vec{x}^{0} E_{x}^{s} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \vec{y}^{0} E_{y}^{s} \frac{\partial \psi}{\partial z} - \vec{z}^{0} (E_{x}^{s} \frac{\partial \psi}{\partial x} + E_{y}^{s} \frac{\partial \psi}{\partial y})) dS =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{S} (\vec{x}^{0} E_{x}^{s} \psi f_{z_{1}} + \vec{y}^{0} E_{y}^{s} \psi f_{1} z - \vec{z}^{0} E_{x}^{s} \psi f_{1} (x - \rho \cos \varphi) - (2.16)$$

$$-\vec{z}^{0} E_{y}^{s} \psi f_{1} (y - \rho \sin \varphi)) dS,$$

де введено позначення:

$$f_1 = \frac{(ikr+1)}{r^2} = \frac{ik}{r} + \frac{1}{r^2}.$$
 (2.17)

Далі знаходимо похідні:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\psi(ikr+1)(x-\rho\cos\varphi)}{r^2} = -\psi f_1(x-\rho\cos\varphi), \qquad (2.18)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\frac{\psi(ikr+1)(y-\rho\sin\varphi)}{r^2} = -\psi f_1(y-\rho\sin\varphi), \qquad (2.19)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\psi(ikr+1)z}{r^2} = -f_1 z \,. \tag{2.20}$$

Для отримання виразу $i\omega\varepsilon rot \vec{\Pi}^{\circ}$ скористаємося (2.4):

$$\operatorname{rot} \vec{\Pi}^{\circ} = \operatorname{rot} \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \int_{S} \vec{j}^{\circ} \psi dS = \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \int_{S} \operatorname{rot}(\vec{j}^{\circ} \psi) dS , \qquad (2.21)$$

$$rot(\vec{j}^{\,s}\psi) = -\frac{1}{W_{S}} \left[-\vec{x}^{\,0} \frac{\partial}{\partial z} (\psi \vec{E}_{y}^{\,s}) + \vec{y}^{\,0} \frac{\partial}{\partial z} (\psi \vec{E}_{x}^{\,s}) + \vec{z}^{\,0} \left(\frac{\partial}{\partial x} (\psi \vec{E}_{y}^{\,s}) - \frac{\partial}{\partial y} (\psi \vec{E}_{x}^{\,s}) \right) \right],$$

$$(2.22)$$

$$i\omega\varepsilon rot \,\vec{\Pi}^{\,s} = rot \frac{1}{4\pi i\varepsilon\omega} \int_{S} \vec{j}^{\,s} \psi dS =$$

$$= -\frac{1}{4\pi W_{S}} \int_{S} (\vec{x}^{0} E_{y}^{s} f_{1}z - \vec{y}^{0} E_{x}^{s} f_{1}z - \vec{z}^{0} (E_{y}^{s} f_{1}(x - \rho\cos\varphi)) - E_{x}^{s} f_{1}(y - \rho\sin\varphi)) dS.$$
(2.23)

Далі знаходимо похідні:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\psi(ikr+1)(x-\rho\cos\varphi)}{r^2} = -\psi f_1(x-\rho\cos\varphi), \qquad (2.24)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\frac{\psi(ikr+1)(y-\rho\sin\varphi)}{r^2} = -\psi f_1(y-\rho\sin\varphi), \qquad (2.25)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\psi(ikr+1)z}{r^2} = -\psi f_1 z. \qquad (2.26)$$

Для отримання виразу $k^2 \vec{\Pi}^3$ скористаємося (2.4) і (2.12):

$$k^{2} \vec{\Pi}^{9} = k^{2} \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \int_{S} \vec{j}^{9} \psi dS = k^{2} \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \frac{1}{W_{S}} \int_{S} (-\vec{x}^{0} \vec{E}_{x}^{s} - \vec{y}^{0} \vec{E}_{y}^{s}) \psi dS =$$

$$= -k^{2} \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \frac{1}{W_{S}} \int_{S} (\vec{x}^{0} \vec{E}_{x}^{s} + \vec{y}^{0} \vec{E}_{y}^{s}) \psi dS = \frac{W_{0}i}{W_{S} 2\lambda} \int_{S} (\vec{x}^{0} \vec{E}_{x}^{s} + \vec{y}^{0} \vec{E}_{y}^{s}) \psi dS, \qquad (2.27)$$

де
$$-k^2 \frac{1}{4\pi i \varepsilon \omega} \frac{1}{W_S} = \frac{W_0 i}{W_S 2\lambda}, W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi.$$

Для отримання виразу $k^2 \vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle M}$ скористаємося (2.3) і (2.13):

$$k^{2} \vec{\Pi}^{M} = k^{2} \frac{1}{4\pi i \omega \mu} \int_{S} \vec{j}^{M} \psi dS = -\frac{i}{2\lambda W_{0}} \int_{S} (\vec{x}^{0} E_{y}^{s} - \vec{y}^{0} E_{x}^{s}) \psi dS. \qquad (2.28)$$

3 огляду на співвідношення (2.10), отримаємо вираз для graddiv $\vec{\Pi}^{3}$:

$$graddiv \vec{\Pi}^{\,\circ} = \frac{1}{4\pi i\varepsilon\omega} graddiv \int_{S} \vec{j}^{\,\circ} \psi dS = \frac{1}{4\pi i\varepsilon\omega} \int_{S} grad(\vec{j}^{\,\circ} grad\psi) dS, \quad (2.29)$$

а з урахуванням виразу (2.5):

$$grad\psi = grad \frac{e^{-ikr}}{r} = -\vec{x}^{0}\psi f_{1}(x - \rho\cos\varphi) - \vec{y}^{0}\psi f_{1}(y - \rho\sin\varphi) - \vec{z}^{0}\psi f_{1}z,$$
(2.30)

$$\vec{j}^{\,\mathfrak{s}} \operatorname{grad} \psi = \operatorname{grad} \frac{\psi f_1}{W_S} (E_x^s (x - \rho \cos \varphi) + E_y^s (y - \rho \sin \varphi)). \quad (2.31)$$

Зробимо заміну:

$$f(x, y, z) = \frac{\psi(ikr+1)}{r^2} (E_x^s(x - \rho \cos \varphi) + E_y^s(y - \rho \sin \varphi)), \qquad (2.32)$$

$$gradf = \vec{x}^0 \frac{\partial f}{\partial x} + \vec{y}^0 \frac{\partial f}{\partial y} + \vec{z}^0 \frac{\partial f}{\partial z}.$$
 (2.33)

Знаходимо далі градієнт скалярного добутку:

$$grad(\vec{j}^{\,g}\,grad\psi) = grad\left[\dot{E}_{x}^{\,s}\psi f_{1}(x-\rho\cos\varphi) + \dot{E}_{y}^{\,s}\psi f_{1}(y-\rho\sin\varphi)\right] =$$

$$= \dot{E}_{x}^{\,s}\psi f_{1}(x-\rho\cos\varphi)grad \, \dot{E}_{y}^{\,s}\psi f_{1}(y-\rho\sin\varphi) +$$

$$+ \dot{E}_{y}^{\,s}\psi f_{1}(y-\rho\sin\varphi)grad \, \dot{E}_{x}^{\,s}\psi f_{1}(x-\rho\cos\varphi).$$
(2.34)

3 урахуванням (2.17) і (2.38) знаходимо похідні:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = -E_x^s \psi f_2 (x - \rho \cos \varphi)^2 - E_y^s \psi f_2 (y - \rho \sin \varphi) (x - \rho \cos \varphi) + E_x^s \psi f_1, (2.35)$$

$$\frac{\partial f}{\partial y} = -E_x^s \psi f_2 (x - \rho \cos \varphi) (y - \rho \sin \varphi) - E_y^s \psi f_2 (y - \rho \sin \varphi)^2 + E_y^s \psi f_1,$$
(2.36)

$$\frac{\partial f}{\partial z} = -E_x^s \psi f_2(x - \rho \cos \varphi) z - E_y^s \psi f_2(y - \rho \sin \varphi) z, \qquad (2.37)$$

$$f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} - \frac{k^2}{r^2}.$$
 (2.38)

Підставивши похідні у вираз для graddiv $\vec{\Pi}^{\circ}$, отримуємо:

де

56

$$graddiv \,\vec{H}^{3} = \frac{\lambda W_{0}i}{8\pi^{2}W_{S}} \times \\ \times \int_{S} (\vec{x}^{0} (\vec{E}_{x}^{s} \psi f_{2}(x - \rho \cos \varphi)^{2} + \vec{E}_{y}^{s} \psi f_{2}(y - \rho \sin \varphi)(x - \rho \cos \varphi) - \vec{E}_{x}^{s} \psi f_{1}) + \\ + \vec{y}^{0} (\vec{E}_{x}^{s} \psi f_{2}(x - \rho \cos \varphi))(y - \rho \sin \varphi)) + \vec{E}_{y}^{s} \psi f_{2}(y - \rho \sin \varphi))^{2} - \vec{E}_{y}^{s} \psi) + \\ + \vec{z}^{0} (\vec{E}_{x}^{s} \psi f_{2}(x - \rho \cos \varphi))z + \vec{E}_{y}^{s} \psi f_{2}(y - \rho \sin \varphi))z))dS,$$

$$(2.39)$$

3 огляду на співвідношення $grad \int_{S} \vec{j}^{M} \psi dS = \int_{S} grad(\vec{j}^{M} grad\psi) dS$, отримаємо вираз для graddiv $\vec{\Pi}^{M}$:

$$graddiv\vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle M} = graddiv\frac{1}{4\pi i\mu\omega}\int_{S}\vec{j}^{\scriptscriptstyle M}\psi dS = \frac{1}{4\pi i\mu\omega}\int_{S}grad(\vec{j}^{\scriptscriptstyle M}grad\psi)dS.(2.40)$$

3 урахуванням виразу (2.5):

$$grad\psi = grad \frac{e^{-ikr}}{r} = \vec{x}_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} + \vec{y}_0 \frac{\partial \psi}{\partial y} + \vec{z}_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} =$$

$$= -\vec{x}_0 \psi f_1(x - \rho \cos \varphi) - \vec{y}_0 \psi f_1(y - \rho \sin \varphi) - \vec{z}_0 \psi f_1 z,$$
(2.41)

$$\vec{j}^{\scriptscriptstyle M} \operatorname{grad} \psi = -E_y^s \psi f_1(x - \rho \cos \varphi) + E_x^s \psi f_1(y - \rho \sin \varphi) = g(x, y, z). \quad (2.42)$$

Знаходимо далі градієнт скалярного добутку:

$$grad(\vec{j}^{M}grad\psi) = grad\left[\dot{E}_{x}^{s}\psi f_{1}(x-\rho\cos\varphi) - \dot{E}_{y}^{s}\psi f_{1}(y-\rho\sin\varphi) \right] =$$

$$= \dot{E}_{x}^{s}\psi f_{1}(x-\rho\cos\varphi)grad \dot{E}_{y}^{s}\psi f_{1}(y-\rho\sin\varphi) - \qquad(2.43)$$

$$- \dot{E}_{y}^{s}\psi f_{1}(y-\rho\sin\varphi)grad \dot{E}_{x}^{s}\psi f_{1}(x-\rho\cos\varphi)$$

Далі знаходимо похідні:

$$\frac{\partial g}{\partial x} = -\dot{E}_{y}^{s} \frac{\partial}{\partial x} (\psi f_{1})(x - \rho \cos \varphi) - \dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} + \dot{E}_{x}^{s} \frac{\partial}{\partial x} (\psi f_{1})(y - \rho \sin \varphi) =$$

$$= E_{y}^{s} \psi f_{2}(x - \rho \cos \varphi)(x - \rho \cos \varphi) - \dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} - \dot{E}_{x}^{s} \psi f_{2}(x - \rho \cos \varphi)(y - \rho \sin \varphi),$$
(2.44)

$$\frac{\partial}{\partial x}(\psi f_1) = \frac{\partial r}{\partial x}\frac{\partial}{\partial r}(\psi f_1) = -\psi f_2(x - \rho\cos\varphi), \qquad (2.45)$$

$$\frac{\partial g}{\partial y} = -E_y^s \frac{\partial}{\partial y} (\psi f_1) (x - \rho \cos \varphi) + E_x^s \psi f_1 + E_x^s \frac{\partial}{\partial y} (\psi f_1) (y - \rho \sin \varphi) =$$

$$= E_y^s \psi f_2 (x - \rho \cos \varphi) (x - \rho \cos \varphi) - E_x^s \psi f_1 - E_x^s \psi f_2 (y - \rho \sin \varphi) (y - \rho \sin \varphi),$$
(2.46)

$$\frac{\partial}{\partial y}(\psi f_1) = -\psi f_2(y - \rho \sin \varphi), \qquad (2.47)$$

$$\frac{\partial g}{\partial z} = -E_y^s \frac{\partial}{\partial z} (\psi f_1)(x - \rho \cos \varphi) + E_x^s \frac{\partial}{\partial z} (\psi f_1)(y - \rho \sin \varphi) =$$

$$= E_y^s z \psi f_2(x - \rho \cos \varphi) - E_x^s z \psi f_2(y - \rho \sin \varphi),$$
(2.48)

$$\frac{\partial}{\partial z}(\psi f_1) = -z\psi f_2. \tag{2.49}$$

Підставивши похідні (2.44)–(2.49) у вираз для graddiv $\vec{\Pi}^{\scriptscriptstyle M}$, отримуємо:

$$graddiv \vec{\Pi}^{M} = \frac{1}{4\pi i\mu\omega} \int_{S} grad(\vec{j}^{M}grad\psi) dS = \frac{1}{4\pi i\mu\omega} \int_{S} (\frac{\partial g}{\partial x}\vec{x}^{0} + \vec{y}^{0}\frac{\partial g}{\partial y} + \vec{z}^{0}\frac{\partial g}{\partial z}) dS =$$

$$= \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2}W_{S}} \int_{S} \left(\vec{x}^{0}(\psi f_{2}E_{y}^{s}(y - \rho\cos\varphi)^{2} - \psi f_{1}E_{y}^{s} - \psi f_{2}E_{x}^{s}(y - \rho\sin\varphi)(x - \cos\varphi) + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(x - \rho\sin\varphi)E_{y}^{s}(y - \rho\cos\varphi) + E_{x}^{s}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} - E_{x}^{s}\psi f_{2}) + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} - E_{x}^{s}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi) + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi) + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi) + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi) + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\sin\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi)^{2} + \frac{1}{4\pi^{2}}\psi f_{2}(y - \rho\cos\varphi)^{$$

де
$$\frac{1}{4\pi i\omega\mu} = -\frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0}$$
.

Виконавши відповідні обчислення, отримаємо вирази для ортогональних декартових компонент електричного й магнітного полів випромінювання на довільній відстані від розкриву круглої форми:

$$\dot{E}_{x} = \frac{1}{4\pi} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2} W_{S}} \int_{S} (-\dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1} + \psi f_{2} (x - \rho \cos \varphi)) q_{1}) dS + \frac{iW_{0}}{2\lambda W_{s}} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi dS,$$
(2.51)

$$\dot{E}_{y} = \frac{1}{4\pi} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2} W_{S}} \int_{S} (-\dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} + \psi f_{2} (y - \rho \sin \varphi)) q_{1}) dS + \frac{iW_{0}}{2\lambda W_{S}} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi dS ,$$
(2.52)

$$\dot{E}_{z} = -\frac{1}{4\pi} \int_{S} \psi f_{1} q_{1} dS + \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2} W_{S}} \int_{S} q_{1} \psi f_{2} z dS , \qquad (2.53)$$

$$q_1 = \dot{E}_x^s (x - \rho \cos \varphi)) + \dot{E}_y^s (y - \rho \sin \varphi)). \qquad (2.54)$$

$$\dot{H}_{x} = -\frac{1}{4\pi W_{10}} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2} W_{0}} \int_{S} \left(-\psi f_{1} \dot{E}_{y}^{s} + \psi f_{2} (x - \rho \cos \varphi) q_{2}\right) dS - \frac{i}{2\lambda W_{0}} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi dS ,$$
(2.55)

де

$$\dot{H}_{y} = -\frac{1}{4\pi W_{s}} \int_{S} -\dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2} W_{0}} \int_{S} (\psi f_{2} (y - \rho \sin \varphi) q_{2} + \dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1}) dS + \frac{i}{2\lambda W_{0}} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi dS,$$
(2.56)

$$\dot{H}_{z} = \frac{1}{4\pi W_{S}} \int_{S} q_{2} \psi f_{1} dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2} W_{0}} \int_{S} \psi f_{2} z q_{2} dS , \qquad (2.57)$$

де
$$q_2 = \dot{E}_y^s \left(x - \rho \cos \varphi \right) - \dot{E}_x^s \left(y - \rho \sin \varphi \right).$$
 (2.58)

Для кількісного аналізу просторового розподілу полів у ближній зоні апертурних антен з розкривом круглої форми відповідно до наведеної вище математичної моделі (формули (2.51)–(2.58)) розроблено алгоритм та програмне забезпечення для обчислень амплітудних і фазових характеристик електричних та магнітних полів на кінцевій відстані від антени в її ближній і проміжній зонах у випадку заданих електричних розмірів розкриву.

Для перевірки достовірності й точності створеного математичного забезпечення були виконані наступні операції:

1. Зроблено граничний перехід в отриманих формулах для всіх компонент поля в дальню зону. Формули переходу в точності збігаються з відомими формулами для діаграм спрямованості апертурних антен.

2. Очевидно, що поперечні декартові компоненти електромагнітних полів \dot{E}_x і \dot{H}_y у напрямку нормалі до розкриву антени збігаються зі сферичними компонентами \dot{E}_{θ} та \dot{H}_{φ} . Були обчислені для напрямку $\theta = 0$ усі компоненти полів у декартовій і сферичній системах координат. Обчислення проведені для декількох варіантів розкривів. Виявилося, що відповідні компоненти в точності збігаються, а поздовжні компоненти електромагнітних полів дорівнюють нулю.

3. Перевірялася точність обчислення інтегралів шляхом зміни кроку інтегрування для кожного нового електричного розміру розкриву. Усі подальші обчислення проведені з кроком інтегрування, який забезпечує точність обчислення до четвертого знака після коми.

4. Проведені обчислення просторового розподілу амплітуд електричних і магнітних полів для відомих випадків, наведених у [11]. Результати обчислення збіглися з графічною точністю, що доводить високу точність обчислення й достовірність розробленого математичного забезпечення розв'язання задачі визначення амплітуд полів у ближній зоні апертурних антен.

Розглянемо далі докладніше вплив електричних розмірів випромінюючого розкриву на характер просторового розподілу амплітуд електричних і магнітних полів у ближній та проміжній зонах спостереження безперервних апертурних антен з розкривом круглої форми.

2.2 Електромагнітні поля в ближній зоні антен малих електричних розмірів

Випромінювачі з розкривом круглої форми з малими електричними розмірами апертури використовуються як слабоспрямовані антени в телекомунікаційних системах, як опромінювачі гостроспрямованих дзеркальних і лінзових антен, як елементи гостроспрямованих антенних решіток, у тому числі – скануючих. У всіх цих випадках необхідно знати характеристики електричних і магнітних полів у ближній та проміжній зонах спостереження.

Легко бачити, що за розмірів випромінюючого розкриву, що не перевищує однієї довжини хвилі, будь-яка точка спостереження в ближній, проміжній і дальній зонах знаходиться в межах однієї першої зони Френеля. Отже, у цьому випадку немає фізичних підстав для формування прожекторного променя, для якого характерні осциляції амплітуди й електричного та магнітного полів по мірі віддалення точки спостереження від розкриву антени. Діаграма спрямованості таких антен широка й не має бічних пелюсток, а відстань дальньої зони, як показано нами у [14], дорівнює приблизно двом довжинам хвиль. Для повноти аналізу обчислення амплітудних і фазових характеристик електричних та магнітних полів проведені для трьох значень діаметра розкриву: 0.5; 0.75 і 1.0 довжини хвилі. Амплітудний і фазовий розподіли поля в розкриві прийняті постійними. Прийнято також, що розкрив випромінювача узгоджений з вільним простором $W_s = W_0$. Поляризація випромінювання прийнята лінійною й для визначеності – вертикальною. На 2.2a представлені обчислення амплітуд векторів напруженості рис. електричного й магнітного полів апертурних випромінювачів з круглим розкривом діаметром 0.5, 0.75 1.0 довжини хвилі в залежності від відстані від центру розкриву до точок спостереження в напрямку вісі випромінювача, тобто у даному випадку в напрямку головного максимуму діаграми спрямованості. З рисунка видно, що як й у випадках лінійних випромінювачів та апертурних випромінювачів з прямокутним і квадратним розкривом малих електричних розмірів [16], прожекторний промінь не формується, а амплітуда полів Е та Н рівномірно зменшується зі збільшенням координати z. Швидкість зменшення амплітуди поля тим вища, чим менший електричний розмір розкриву. З рис. 2.2. видно також, що для $D = 0.5\lambda$ амплітуда електричного поля, яка віднесена до її величини в центрі розкриву, тобто на початку координат, більша



Рис. 2.2 Залежності амплітуд (а), різниці фаз електричного й магнітного полів (б) та хвильового опору простору (в) від відстані в напрямку нормалі до розкриву для $D = 0.5\lambda$; 0.75 λ ; 1.0 λ

відносної амплітуди магнітного поля. Для $D = 1\lambda$ відносна амплітуда магнітного поля більша відносної амплітуди електричного поля, а для $D = 0.75\lambda$ поля E/E_{o} і *H*/*H*₀ у ближній та проміжній близькі зонах дуже олне ДО одного.

На рис. 2.2 б представлені залежності від відстані різниці фаз електричного й магнітного полів, обчислені для того ж напрямку нормалі ЛО розкриву Ця випромінювача. важлива характеристика електромагнітного поля, як добре відомо, визначає наявність, локалізацію й величину потужності реактивної електромагнітного поля в ближній зоні антени. З рисунка видно, що i сліл було очікувати, як максимальний фаз КУТ **ЗСУВУ** електричного та магнітного поля (досягає приблизно 35° поблизу розкриву) має місце у випадку випромінювача 3 найменшим 3i діаметром розкриву. збільшенням електричних розмірів розкриву ця різниця фаз і, отже, реактивна потужність електромагнітного поля в ближній зоні, зменшуються. Зокрема, для $D = \lambda$ максимальна різниця фаз *E*- і *H*- полів не перевищує 12° та має місце на відстані близько 0.1 довжини хвилі. На відстані $z = \lambda$, тобто на відстані половини відстані дальньої зони, різниця фаз *E* і *H* полів не перевищує одного градуса. Отже, реактивна потужність поля на цій відстані не перевищує 0.02% від повної потужності електромагнітного поля у області цієї точки спостереження.

Особливістю електромагнітного поля в ближній зоні антен є відмінність хвильового опору простору в ближній зоні від хвильового опору вільного простору в дальній зоні $W_0 = 120\pi$ Ом [11, 16]. На рис. 2.2 в, представлена залежність відношення хвильового опору в ближній зоні W_s до хвилевого опору вільного простору W_0 від відстані z/λ у тому ж напрямку нормалі до розкриву. Видно, що характер цієї залежності досить складний. У цьому випадку максимальна відмінність опорів тим більша, чим більший діаметр розкриву.

З рисунку видно також, що можна визначити діаметр розкриву випромінювача, за якого в заданій точці простору в ближній зоні випромінювача хвильовий опір дорівнюватиме хвильовому опору простору в дальній зоні $W_0 = 120\pi$.

Розглянемо далі розподіл амплітуд і фаз електричних та магнітних полів на плоских поверхнях, які розташовані на різних відстанях від розкриву перпендикулярно вісі випромінювача, тобто на поверхнях z = const. Обчислення проведені для діаметрів розкриву $D = 0.5\lambda$ (рис. 2.3), $D = 0.75\lambda$ (рис. 2.4) і $D = 1\lambda$ (рис. 2.5). Для оцінки поперечних розмірів прожекторного променя (якщо він формується) на горизонтальній осі відзначена величина діаметру випромінюючого розкриву антени. На рисунках приведені обчислення залежності відносних амплітуд електричного E_x/E_{x0} й магнітного H_v/H_{v0}



Рис. 2.3 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром 0.5*λ*



Рис. 2.4 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром 0.75 λ



Рис. 2.5 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром 1*д*

полів на площинах $z = D/4\lambda$; $D/2\lambda$; D/λ ; $1.5D/\lambda$; $2D/\lambda$ та $5D/\lambda$ від поперечної координати x/λ , які обчислені для круглих апертур зазначених вище електричних розмірів. Видно, що приведені залежності мають плавний, регулярно спадаючий характер, що підтверджує отриманий вище висновок про відсутність прожекторного променя в ближній зоні апертурних випромінювачів круглої форми, електричні розміри яких не перевищують довжину хвилі.

Цей же висновок підтверджують й обчислення залежності різниці фаз електричного та магнітного полів, які наведені для тих же площин z = const(рис. 2.3-2.5, ж-м). Так само підтверджують цей висновок й обчислення фазового розподілу електричного та магнітного полів у поперечних площинах (рис. 2.3-2.5, н-т).

2.3 Електромагнітні поля в ближній зоні антен середніх електричних розмірів

У [16] встановлено, що апертурні антени з розкривом квадратної і прямокутної форми формують у ближній зоні прожекторний промінь у випадку, якщо електричні розміри сторін розкриву більші однієї довжини хвилі. Покажемо, що цей висновок справедливий і для апертурних антен з розкривом круглої форми. На рис. 2.6 а-г представлені обчислення, аналогічні наведеним вище на рис. 2.2-2.5, для розкривів діаметром 2; 5 і 10 довжин хвилі. Антени з розмірами такими випромінюючого розкриву вважаються середньої спрямованості. З порівняння залежностей відносних амплітуд полів E_x/E_{x0} і H_{v}/H_{v0} від відстані z/λ у даному випадку апертури круглої форми (рис. 2.6 а, б) з такими ж розмірами для квадратних апертур, які наведені у [16], видно формування прожекторного променя протяжністю такою ж самою, як і для квадратних апертур. Таким чином, прожекторний промінь являє собою

сукупність паралельних променів у ближній зоні апертурних антен у напрямку максимуму випромінювання, яка описується плоскою локальною неоднорідною електромагнітною хвилею, що біжить. Геометрично прожекторний промінь являє собою обмежену область простору, протяжність і конфігурація якої визначається електричними розмірами й формою розкриву антени, а також амплітудним фазовим розподілами джерел електромагнітного та випромінювання в ньому. Амплітуди осциляцій полів істотно більші в максимумах й істотно менші в мінімумах поля, ніж у ближній зоні апертурних антен з розкривом прямокутної або квадратної форми. Число осциляції поля в прожекторному промені дорівнює або на одиницю менше числа, рівного електричному розміру розкриву.



Рис. 2.6 Залежність амплітуд і різниці фаз електричного та магнітного полів і хвилевого опору антен середніх електричних розмірів від відстані в напрямку нормалі до розкриву

Видно також, що нормовані до їх величини в середині розкриву амплітуди електричних E_x/E_{x0} і магнітних H_y/H_{y0} полів відрізняються один від одного незначно. З рис. 2.6 в видно, що різниця фаз електричного й магнітного полів безпосередньо поблизу антени (на відстанях, що не перевищують діаметр розкриву антени) осцилює в межах кутів приблизно від -28 до +22 градусів. На відстанях, які більші за *D*, відмінність різниці фаз *E*- і *H*- полів від нуля дуже мала, що свідчить про відсутність реактивної потужності електромагнітного поля на відстанях, які більші за один розмір розкриву антени. Обчислення показали також, що відношення хвильового опору *W* у ближній зоні до хвильового опору вільного простору в дальній зоні W_0 у залежності від відстані *z* та від поперечних координат *x*, *y*, поблизу розкриву також змінюються по осцилюючій закономірності до відстаней, які не більші розмірів розкриву.

Особливості просторового розподілу електромагнітних полів у прожекторному промені антен з круглим розкривом і середньою спрямованістю ілюструють рис. 2.7-2.9, на яких приведені результати обчислення розподілу амплітудних та фазових характеристик електричного й магнітного полів на поперечних площинах, які розташовані паралельно розкриву з діаметрами 2; 5 і 10 довжин хвиль на відстанях, які змінюються від 0.25 до 5.0 діаметрів розкриву. З порівняння з даними на рис. 2.3-2.5 для слабоспрямованих антен видно динаміку формування прожекторного променя й особливості розподілу полів у просторі поблизу антени. Зокрема, з рис. 2.7-2.9 а-є і рис. 2.7-2.9 н-т, і додаткових обчислень виявилося, що локальна неоднорідна плоска хвиля в ближній зоні антен із середньою спрямованістю має місце на відстанях, які менші двох діаметрів розкриву.



Рис. 2.7 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром 2*λ*



Рис. 2.8 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром 5λ


Рис. 2.9 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром 10λ

2.4 Електромагнітні поля в ближній зоні антен великих електричних розмірів

Розглянемо далі електромагнітні поля в ближній зоні антен з круглим розкривом у випадку його великих електричних розмірів. На рис. 2.12 а, б представлені результати обчислення відносних амплітуд електричних і магнітних полів у залежності від відстані в напрямку нормалі до розкриву діаметром 100 довжин хвилі. Видно, що, як і у випадку антен із середньою спрямованістю в разі збільшення відстані z/λ амплітуди полів змінюються по осцилюючим закономірностям з рівномірним їх зростанням. На відстанях, які більші 1.0-1.5 діаметру розкриву, максимуми амплітуди Е- і Н- полів досягають подвоєного значення їхніх амплітуд у центрі розкриву, а мінімуми зменшуються нуля. Таким чином, просторовому розподілі ДО V електромагнітних полів у ближній зоні апертурних антен із середньою й великою спрямованістю для круглої форми розкриву принципово немає можливостей забезпечення близького до постійного значення амплітуди та потужності електромагнітного поля в деякому об'ємі або на площині, яка паралельна розкриву, у ближній зоні антени, як це має місце у випадку апертурних антен з розкривом прямокутної форми [15, 16]. Другою особливістю електромагнітних полів у ближній зоні антен великих електричних розмірів, які досліджуються, є істотні відмінності поведінки електричних і магнітних полів в області, що безпосередньо примикає до антени, на відстанях, котрі не більші електричного розміру розкриву (рис. 2.10 б-2.12 б). Відзначимо також істотне збільшення протяжності області прожекторного променя у випадку збільшення діаметру розкриву. Це ж явище має місце, як показано у [16], і для апертурних антен з розкривом квадратної та прямокутної форми.

З рис. 2.10 в-2.12 в видно, що протяжність області ближніх реактивних полів не перевищує діаметру розкриву. На цій же відстані зникають осциляції

відношення хвилевого опору в ближній зоні до хвилевого опору вільного простору в дальній зоні антени (рис. 2.10 г-2.11 г).



Рис. 2.10 Залежності амплітуд (а, б), різниці фаз електричного й магнітного полів (в) та хвильового опору (г) антен від відстані до точок спостереження в напрямку нормалі до розкриву для $D = 20\lambda$

На рис. 2.13-2.15 представлені амплітудні й фазові характеристики електричних та магнітних полів у залежності від поперечної координати x/λ , які обчислені для відстаней від однієї чверті діаметру розкриву до 5 діаметрів розкриву.



Рис. 2.11 Залежності амплітуд (а, б), різниці фаз електричного й магнітного полів (в) та хвильового опору (г) антен від відстані до точок спостереження в напрямку нормалі до розкриву для $D = 50\lambda$

З динаміки зміни просторового розподілу амплітуд (рис. 2.13 а-є – 2.15 а-є) і фаз (рис. 2.13 н-т – 2.15 н-т) у залежності від відстані від антени видно, що амплітуди нормованих електричних E_x/E_{x0} та магнітних H_y/H_{y0} полів і різниця їх фаз відрізняються одна від одної незначно вже на досить малих – до половини діаметру розкриву, відстанях від антени. Видно також, що в прожекторному промені зміни відносних амплітуд та фаз полів і, отже, потужності електромагнітного поля, у залежності від поперечних координат

точок спостереження значно менші їх змін у залежності від поздовжніх координат (рис. 2.10 а-в–2.12 а-в).



Рис. 2.12 Залежності амплітуд (а, б), різниці фаз електричного й магнітного полів (в) та хвильового опору (г) антен від відстані до точок спостереження в напрямку нормалі до розкриву для $D = 100\lambda$

Відзначимо, що плоска локальна неоднорідна хвиля в прожекторному промені спостерігається на великих відстанях, які віднесені до довжини хвилі й до діаметру розкриву, як і у випадку апертурних антен з квадратним та прямокутним розкривами великих електричних розмірів [16].



Рис. 2.13 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром $D = 20\lambda$



Рис. 2.14 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром $D = 50\lambda$





Рис. 2.15 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву діаметром $D = 100\lambda$

За даними, які наведені на рис. 2.13, побудовані профілі прожекторного променя за рівнями –3 дБ і –10 дБ від потужності електромагнітного поля в середині розкриву (рис. 2.16, 2.17). Видно, що область прожекторного променя за рівнем половини потужності P_0 поля в розкриві тягнеться до відстані половини відстані дальньої зони $R_{0.5P} = D^2/\lambda$ і повністю вписується в круговий циліндр, діаметр якого дорівнює діаметру випромінюючого розкриву антени. Область прожекторного променя за рівнем –10 дБ від потужності поля в середині розкриву простягається на відстань, яка навіть перевищує відстань дальньої зони $R_{-10dB} = 2D^2/\lambda$ і повністю охоплює циліндр з діаметром, який дорівнює діаметру розкриву антени.



Рис. 2.16 Профіль прожекторного Рис. 2.17 Профіль прожекторного променя по рівню –3 дБ потужності променя по рівню –10 дБ потужності поля в середині розкриву поля в середині розкриву

Залежності відстаней, які визначені в напрямку нормалі до розкриву, до точки, в якій $E_x = E_{x0}$ і $H_y = H_{y0}$, та є рівними $E_x = 0.707E_{x0}$ і $H_y = 0.707H_{y0}$, що визначають межі прожекторного променя за рівнем половини потужності поля у розкриві, від електричного розміру апертури наведені на рис. 2.18 (криві 1 і 2, відповідно). Також тут наведена залежність від електричних розмірів розкриву відстань ближньої зони, яка обчислена за формулою [73]

 $R_{E3} \leq 0.25 D/\lambda + 0.5 D/\lambda \sqrt[3]{D/\lambda}$ (крива 3). Видно, що відстані, які характерні для прожекторного променя (криві 1 і 2), суттєво більші, ніж відстань ближньої зони.

Таким чином, аналіз амплітудних і фазових характеристик електромагнітних полів у випадку випромінювання електромагнітних хвиль у ближній і проміжній зонах апертурних антен з круглим розкривом досить великих електричних розмірів показав, що у цій області простору в напрямку головного максимуму діаграми спрямованості формується та поширюється прожекторний промінь, який математично описується локальною плоскою неоднорідною хвилею, що біжить. У прожекторному промені зосереджена майже вся потужність електромагнітного поля, яке випромінюється антеною.



Рис. 2.18 Залежність протяжності області прожекторного променя до рівня амплітуди поля в середині розкриву $E_x = E_{x0}$ і $H_y = H_{y0}$ (крива 1), до рівня половини потужності поля в середині розкриву $E_x = 0.707 E_{x0}$; $H_y = 0.707 H_{y0}$ (крива 2) та відстані ближньої зони (крива 3)

Наприкінці відзначимо, що зменшити зміни відносних амплітуд і фаз полів у ближній зоні в напрямку до розкриву антени можна шляхом використання спадаючих до країв амплітудних розподілів у синфазному розкриві. Зокрема, у [11] показано, що в разі гіперболічного й гіперболічного в квадраті амплітудного розподілу джерел поля в синфазному круглому розкриві розмах осциляцій поля в прожекторному промені зменшується, особливо в останньому випадку.

Висновки до розділу 2

1. На базі розв'язання зовнішньої векторної задачі електродинаміки створено математичне забезпечення для кількісного аналізу електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах спостереження апертурних антен з розкривом круглої форми. Проведено аналіз амплітудних і фазових характеристик електричних та магнітних полів на кінцевих відстанях від антени для постійних амплітудних і фазових розподілів полів у випромінюючому розкриві у випадку зміни його діаметру в широких межах для антен з малою, середньою і високою спрямованістю.

2. За результатами кількісного аналізу вперше встановлено, що поблизу апертурних антен з розкривом круглої форми просторовий розподіл полів якісно близький до таких у випадку апертурних антен з розкривом квадратної форми, проте кількісні дані відрізняються істотно. Зокрема, для діаметрів розкриву слабоспрямованих антен, які менші однієї довжини хвилі, амплітуди й електричних та магнітних полів рівномірно зменшуються, як і для квадратних та прямокутних антен таких же розмірів. Відстань дальньої зони подібних антен більша за 1.5 довжини хвилі.

3. Визначено умови формування неперервними апертурними антенами прожекторного променя, в якому електричні й магнітні поля утворюють локальну плоску неоднорідну хвилю із середньою амплітудою, яка близька до амплітуди поля в центрі розкриву незалежно від електричних розмірів розкриву антени. У напрямку головного максимуму діаграми спрямованості розглянутих антен амплітуди полів у залежності від відстані змінюються за осцилюючими закономірностями, причому максимуми амплітуд полів найбільші, а мінімуми найменші з усіх можливих варіантів форми розкриву. Число екстремумів амплітуд електричних і магнітних полів збігається та дорівнює числу довжин хвиль, які укладаються на діаметрі розкриву.

4. За умов збільшення діаметру розкриву протяжність області прожекторного променя, яка виражена і у довжинах хвиль, і у діаметрах розкриву, збільшується з більшою швидкістю, як для апертурних антен з квадратним розкривом. Відстань дальньої зони антен, що досліджуються добре описується класичною формулою $R_{_{Z3}} \ge 2D^2/\lambda$. Показано також, що чим більший діаметр розкриву антени, тим більше відрізняються одна від одної відносні амплітуди електричних і магнітних полів безпосередньо поблизу розкриву антени.

5. Побудовано профілі прожекторного променя вближній і проміжній зонах апертурних антен з круглим розкривом за рівнями -3 дБ та -10 дБ від потужності поля в середині розкриву. Встановлено, що профіль прожекторного променя за рівнем -3 дБ повністю вписується у круговий циліндр, діаметр якого дорівнює діаметру розкриву, а протяжність його приблизно дорівнює 20 діаметрів розкриву, тобто половині відстані дальньої зони. Профіль прожекторного прожекторного променя за рівнем -10 дБ повністю включає в себе циліндр діаметром, який дорівнює діаметру розкриву, і протяжність його досягає відстані дальньої зони.

Результати досліджень, які наведені в цьому розділі, опубліковані в роботах [20, 36, 37].

РОЗДІЛ З

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ ВИПРОМІНЮВАЧІВ З РОЗКРИВОМ КВАДРАТНОЇ І ПРЯМОКУТНОЇ ФОРМИ

На теперішній час добре відомо, що просторовий розподіл поля поблизу лінійних й апертурних випромінюючих систем відрізняється якісно залежно від електричних розмірів і форми розкриву антени [83]. Зокрема, у випадку диполя Герца, тобто дуже короткої у порівнянні з довжиною хвилі ($l << \lambda$) тонкої (d << l) дротяної антени, у напрямку нормалі до неї, який збігається з напрямком головного максимуму діаграми спрямованості, амплітуда вектора напруженості електричного поля безпосередньо поблизу диполя зменшується обернено пропорційно відстані в третьому ступені, а магнітного – у другому. У випадку резонансної (напівхвильової) дротяної антени, як показано у [101], амплітуда вектора \vec{E} майже не змінюється до відстані 0.3 довжини хвилі, а далі зменшується обернено пропорційно відстані в першому ступені. Амплітуда вектора \vec{H} у цьому випадку зменшується згідно із законом 1/R, починаючи з дуже малих відстаней (близько 0.01 довжини хвилі) від випромінювача.

У випадку апертурних антен великих електричних розмірів поблизу розкриву в ближній зоні формується прожекторний промінь, в- якому амплітуди векторів \vec{E} і \vec{H} та потужність електромагнітного поля змінюються по осцилюючим закономірностям навколо деякого близького до постійного значення. У [100] показано, що у випадку апертури прямокутної форми регулярний характер осциляцій порушується. Як показано у [15] на прикладі рупорних антен, можна забезпечити близький до однорідного розподіл амплітуди і потужності поля на деякій обмеженій площині або в обмеженому об'ємі в ближній зоні антени апертурного типу належним вибором форми випромінюючого розкриву та амплітудно-фазового розподілу джерел поля на антені. У [16] показано, що в апертурних антенах з малими електричними розмірами розкриву прожекторний промінь у ближній зоні не формується.

Різноманітність просторових розподілів амплітуди і фази електричних та магнітних полів у ближній і проміжній зонах спостереження, якщо змінюються електричні розміри та форма розкриву антени у широких межах, вивчена на цей час недостатньо. У цьому розділі вивчені фізичні закономірності формування просторового розподілу електромагнітного поля поблизу й на різних відстанях від антен з розкривами квадратної та прямокутної форми, а також у випадку лінійних безперервних антен.

3.1 Електромагнітні поля на кінцевих відстанях від апертурних антен з розкривом довільної форми

Залачі амплітудних, поляризаційних визначення фазових i характеристик векторів напруженості електричних та магнітних полів на малих відстанях від випромінюючого розкриву антени довільних розмірів та довільної форми, розв'язання яких забезпечує повний аналіз просторового розподілу електромагнітного поля в ближній і проміжній зонах антен, у загальному вигляді розв'язана у [100, 102] у сферичній системі координат. На практиці, особливо для технологічних мікрохвильових установок, необхідно мати розв'язання цієї задачі в декартовій системі координат. Електричні й магнітні поля отримаємо аналогічно викладеному вище в розділі 2 розв'язанню векторної зовнішньої задачі електродинаміки методом векторних потенціалів і потенціалів Герца, згідно з яким електричні та магнітні поля виражаються через електричні й магнітні вектори Герца співвідношеннями (2.3) та (2.4). Відстань г від точок розкриву поточними координатами 3 v до точок x, спостереження з координатами R, θ, ϕ у сферичній системі:

$$r = \left(R^2 - 2xR\sin\theta\cos\varphi - 2yR\sin\theta\sin\varphi + x^2 + y^2\right)^{1/2}.$$
 (3.1)

1/0

Відстань r від точок розкриву S з поточними координатами x_S , y_S до точок спостереження в декартовій системі з координатами x, y, z:

$$r = \left((x - x_S)^2 + (y - y_S)^2 + z^2 \right)^{1/2}.$$
 (3.2)

Зробивши відповідні математичні перетворення отримаємо всі компоненти електромагнітних полів у сферичній і декартовій системах координат на довільній відстані від випромінювача до точки спостереження.

У сферичній системі координат:

$$\dot{E}_{\theta} = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R}{\lambda} - \frac{iW_0 \cos\theta}{2\pi W_s} \right) \int_{S} \left(\dot{E}_x^s \cos\varphi + \dot{E}_y^s \sin\varphi \right) f_1 \psi dS - \frac{\sin\theta}{4\pi} \int_{S} \left(x \dot{E}_x^s + y \dot{E}_y^s \right) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda W_0 \cos\theta}{8\pi^2 W_s} \int_{S} \left(x \cos\varphi + y \sin\varphi \right) f_2 q_1 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{W_0 \cos\theta}{W_s} \int_{S} \left(\dot{E}_x^s \cos\varphi + \dot{E}_y^s \sin\varphi \right) \psi dS,$$
(3.3)

$$\dot{E}_{\varphi} = -\frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R\cos\theta}{\lambda} - \frac{iW_0}{2\pi W_s} \right) \int_{S} \left(\dot{E}_x^s \sin\varphi - \dot{E}_y^s \cos\varphi \right) f_1 \psi dS - \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_s} \int_{S} \left(x\sin\varphi - y\cos\varphi \right) f_2 q_1 \psi dS - \frac{iW_0}{2\lambda W_s} \int_{S} \left(\dot{E}_x^s \sin\varphi - \dot{E}_y^s \cos\varphi \right) \psi dS,$$
(3.4)

$$\dot{E}_{R} = \frac{\cos\theta}{4\pi} \int_{S} \left(x\dot{E}_{x}^{s} + y\dot{E}_{y}^{s} \right) f_{1}\psi dS - \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2}W_{S}} \left(\sin\theta \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s} \cos\varphi + \dot{E}_{y}^{s} \sin\varphi \right) f_{1}\psi dS + \int_{S} \left(R - \sin\theta \left(x\cos\varphi + y\sin\varphi \right) \right) f_{2}q_{1}\psi dS \right) + \frac{iW_{0}\sin\theta}{2\lambda W_{S}} \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s}\cos\varphi + \dot{E}_{y}^{s}\sin\varphi \right) \psi dS,$$

$$(3.5)$$

$$\dot{H}_{\theta} = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R}{\lambda W_{s}} - \frac{i\cos\theta}{2\pi W_{0}} \right) \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s} \sin\varphi - \dot{E}_{y}^{s} \cos\varphi \right) f_{1} \psi dS - \frac{\sin\theta}{4\pi W_{s}} \int_{S} \left(y\dot{E}_{x}^{s} - x\dot{E}_{y}^{s} \right) f_{1} \psi dS - \frac{i\lambda\cos\theta}{8\pi^{2}W_{0}} \int_{S} \left(x\cos\varphi + y\sin\varphi \right) f_{2} q_{2} \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{\cos\theta}{W_{0}} \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s} \sin\varphi - \dot{E}_{y}^{s} \cos\varphi \right) \psi dS,$$

$$(3.6)$$

$$\dot{H}_{\varphi} = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R\cos\theta}{\lambda W_{S}} - \frac{i}{2\pi W_{0}} \right) \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s} \cos\varphi + \dot{E}_{y}^{s} \sin\varphi \right) f_{1} \psi dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2}W_{0}} \int_{S} \left(x\sin\varphi - y\cos\varphi \right) f_{2} q_{2} \psi dS + \frac{i}{2\pi W_{0}} \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s} \cos\varphi + \dot{E}_{y}^{s} \sin\varphi \right) \psi dS,$$
(3.7)

$$\dot{H}_{R} = \frac{\cos\theta}{4\pi W_{S}} \int_{S} \left(y\dot{E}_{x}^{s} - x\dot{E}_{y} \right) f_{1}\psi dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2}W_{0}} \left(\sin\theta \int_{S} \left(\dot{E}_{y}^{s} \cos\varphi - \dot{E}_{x}^{s} \sin\varphi \right) f_{1}\psi dS + \int_{S} \left(R - \sin\theta \left(x\cos\varphi + y\sin\varphi \right) \right) f_{2}q_{2}\psi dS + \frac{i\sin\theta}{2\lambda W_{0}} \int_{S} \left(\dot{E}_{x}^{s} \sin\varphi - \dot{E}_{y}^{s} \cos\varphi \right) \psi dS,$$
(3.8)

У декартовій системі координат:

$$\dot{E}_{x} = \frac{1}{4\pi} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2} W_{S}} \int_{S} (-\dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1} + \psi f_{2} (x - x_{S}) q_{1}) dS + \frac{iW_{0}}{2\lambda W_{S}} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi dS ,$$
(3.9)

$$\dot{E}_{y} = \frac{1}{4\pi} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2} W_{S}} \int_{S} (-\dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} + \psi f_{2} (y - y_{S}) q_{1}) dS + \frac{iW_{0}}{2\lambda W_{S}} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi dS ,$$
(3.10)

$$\dot{E}_{z} = -\frac{1}{4\pi} \int_{S} \psi f_{1} q_{1} dS + \frac{i\lambda W_{0}}{8\pi^{2} W_{S}} \int_{S} q_{1} \psi f_{2} z dS, \qquad (3.11)$$

$$\dot{H}_{x} = -\frac{1}{4\pi W_{s}} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2} W_{0}} \int_{S} \left(\psi f_{1} \dot{E}_{y}^{s} + \psi f_{2} (x - x_{s}) q_{2}\right) dS - \frac{i}{2\lambda W_{0}} \int_{S} \dot{E}_{y}^{s} \psi dS ,$$
(3.12)

$$\dot{H}_{y} = \frac{1}{4\pi W_{s}} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi f_{1} z dS + \frac{i}{8\pi^{2} W_{0}} \int_{S} \left(\psi f_{2} (y - y_{s}) q_{2} - \dot{E}_{x}^{s} \psi f_{2} \right) dS + \frac{i}{2\lambda W_{0}} \int_{S} \dot{E}_{x}^{s} \psi dS ,$$
(3.13)

$$\dot{H}_{z} = \frac{1}{4\pi W_{S}} \int_{S} -q_{2} \psi f_{1} dS + \frac{i\lambda}{8\pi^{2} W_{0}} \int_{S} \psi f_{2} z q_{2} dS , \qquad (3.14)$$

$$\exists e \ q_1 = \dot{E}_x^s(x - x_s) + \dot{E}_y^s(y - y_s), \ q_2 = \dot{E}_x^s(y - y_s) - \dot{E}_y^s(x - x_s).$$

З отриманих формул видно, що в загальному випадку в ближній зоні апертурних антен не рівні нулю усі шість компонент електромагнітного поля. З (3.3) – (3.14) легко бачити, що цей висновок справедливий не тільки у випадку еліптичної і кругової поляризації, але й у випадку лінійної (вертикальної або горизонтальної) поляризації випромінювання апертурних антен у ближній та проміжній зонах спостереження. Для вивчення фізичних закономірностей формування просторового розподілу електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах спостереження апертурних антен незалежно від їх розмірів необхідні комп'ютерні обчислення.

3.2 Слабоспрямовані випромінювачі малих електричних розмірів

На основі розроблених алгоритмів і комп'ютерних програм проведено обчислення амплітудних та фазових характеристик електричних і магнітних полів на будь-якій малій відстані від випромінюючої апертури квадратної форми, що допускає випромінювання електромагнітних хвиль з довільною лінійною, еліптичною або круговою поляризацією. В обчисленнях амплітудний і фазовий розподіли поля в розкриві прийняті постійними. Оскільки в цьому випадку діюча площа антени максимальна й дорівнює геометричній площі розкриву, ефекти ближньої зони проявляються найбільш повно. Поляризація випромінювання прийнята лінійною вертикальною (уздовж вісі *ох*).

Розглянемо спочатку розподіл амплітуд і фах електричних та магнітних полів у ближній зоні апертурних антен з розкривом квадратної форми. На представлені рис. 3.1 обчислення залежності результати амплітуди електричного (рис. 3.1а) і магнітного (рис. 3.1б) полів від відстані до точки спостереження в напрямку нормалі до випромінюючого розкриву, тобто від поздовжньої координати, яка нормована до довжини хвилі, для шести варіантів розмірів розкриву, які змінюються від $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ до $3\lambda \times 3\lambda$. В обчисленнях аналогічно викладеному вище в розділі 2 поля Е і Н в ближній зоні нормовані до їхніх значень у середині розкриву E_0 і H_0 , відповідно. З рисунку видно, що для розмірів розкриву, які менші $\lambda \times \lambda$, поблизу апертурної антени, на відміну від випадків великих електричних розмірів розкриву, прожекторний промінь не формується. Залежності амплітуд полів від відстані мають вигляд рівномірно спадаючих функцій, який характерний для лінійних антен [16, 74]. Однак, вже для розмірів $\lambda \times \lambda$ у залежностях, що досліджуються, є перегин на досить малій відстані від антени. Для більших розмірів розкриву ($1.5\lambda \times 1.5\lambda$, $2\lambda \times 2\lambda$ і $3\lambda \times 3\lambda$) на рисунку видно початок формування прожекторного променя. З порівняння з даними [16] випливає, що мінімальний перепад амплітуди поля в міру віддалення точки спостереження від антени має місце у випадку

слабоспрямованих апертурних антен з розкривом квадратної форми. З порівняння залежностей E_x/E_{x0} і H_y/H_{y0} у прожекторному промені антени з розмірами розкриву $2\lambda \times 2\lambda$ на рис. 3.1 з аналогічними залежностями для більших апертур [16–18, 100] видно, що перепад амплітуд полів у прожекторному промені великих антен значно більший (від 0.58 E_0 у глобальному мінімумі до 1.8 E_0 у глобальному максимумі), ніж для випадку малих антен (від 0.78 E_0 до 1.6 E_0 для розкриву $2\lambda \times 2\lambda$ на рис. 3.1). Важливо для практики і те, що максимум амплітуди поля малих апертурних антен, які менші $\lambda \times \lambda$, як і лінійних антен, має місце безпосередньо біля розкриву, а глобальний максимум амплітуди поля великих антен – на значній відстані від розкриву.



Рис. 3.1 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів від відстані до випромінювача в напрямку нормалі до розкриву

Отже, електричний пробій малих антен з великою потужністю випромінювання найбільш імовірний безпосередньо поблизу антени, а великих антен – на деякій, цілком певній відстані від антени, яка залежить від електричних розмірів розкриву. Результати обчислень цієї відстані досить точно апроксимуються формулою

$$R_{\rm max} / \lambda = 0.38 (L / \lambda)^{1.98} - 0.29, \qquad (3.15)$$

де *L* – довжина більшої зі сторін розкриву антени.

Розглянемо далі вплив форми випромінюючого розкриву для малих його розмірів на розподіл поля поблизу випромінювача. На рис. 3.2 приведена розглянута вище залежність амплітуди електричного й магнітного полів від відстані до точки спостереження в напрямку нормалі до розкриву у випадку зміни його форми від квадратної з розмірами 0.5×0.5 довжини хвилі до близької до лінійної із розмірами $0.5\lambda \times 0.05\lambda$. Видно, що в міру наближення до антени амплітуда поля збільшується, причому найбільш повільно – у випадку квадратного розкриву й з усе більшою швидкістю в міру зменшення однієї зі сторін. Зокрема, для відношення сторін розкриву 10:1 (у даному випадку $0.5\lambda \times 0.05\lambda$) ця залежність практично збігається з такою ж залежністю для лінійної аротяної антени в ближній зоні – пропорційно $1/R^3$. Іншими словами, для малих електричних розмірів антени вона може вважатися лінійною в разі співвідношення розмірів сторін більше 5:1 – 10:1.

На рис. 3.3 наведені такі ж залежності у випадку зміни форми розкриву від квадратної $2\lambda \times 2\lambda$ до майже лінійної $2\lambda \times 0.01\lambda$. Видно, що вже для співвідношення розмірів сторін розкриву 2:1 в ближній зоні є всього один екстремум (максимум) поля. Для подальшого зменшення однієї зі сторін залежність, що досліджується, стає регулярно спадаючою – як для лінійної антени.

Таким чином, обчислення просторового розподілу поля в ближній зоні однорідних апертурних антен малих електричних розмірів показали, що ці розподіли такі ж, як і у випадку хвилеводних і рупорних антен у площині електричного вектора поля [14].

На рис. 3.4 представлена залежність різниці фаз електричного й магнітного полів та хвильового опору простору поблизу апертурних антен від відстані до точок спостереження в напрямку нормалі до розкриву. Для малих

розмірів сторін розкриву (0.5 $\lambda \times 0.5\lambda$) ця залежність збільшується регулярно в міру зменшення відстані від випромінювача.



Рис. 3.2 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів апертурних випромінювачів від відстані у випадку зміни форми розкриву від квадратної 0.5 λ × 0.5 λ до лінійної 0.5 λ × 0.05 λ



Рис. 3.3 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів апертурних випромінювачів від відстані у випадку зміни форми розкриву від квадратної $2\lambda \times 2\lambda$ до лінійної $2\lambda \times 0.1\lambda$

Видно, що на деякій відстані близько L/8 для $L = 2\lambda$ ця різниця фаз збільшується до -15° , і збільшується ще більше безпосередньо поблизу антени.

Розглянемо далі залежність від розмірів розкриву випромінювача й координат точок спостереження хвильового опору простору в ближній зоні апертурних випромінювачів малих електричних розмірів. З представлених на рис. 3.4 б результатів обчислень видно, що в напрямку нормалі до розкриву, як і у випадку апертурних антен великих електричних розмірів [16], хвильовий опір простору в ближній і проміжній зонах спостереження дорівнює хвильовому опору вільного простору W_0 на відстанях від розкриву, які більші 1–1.5 довжини хвилі. На менших відстанях від випромінювача, а також в інших напрямках, цей опір відрізняється від W_0 , причому закони його зміни в залежності від координат істотно залежать від розмірів випромінювача.



Рис. 3.4 Залежності різниці фаз (а) й відношення амплітуд ортогональних компонент електромагнітного поля ($W = E_{\theta}/H_{\phi}$), яке нормоване до величини хвильового опору вільного простору (W_0) (б), від поздовжньої координати z/λ

Далі були обчислені аналогічно [16–18, 100] залежності E_x/E_{x0} і H_y/H_{y0} від поперечної координати x у випадку віддалення площин спостереження $z_n = const$ на певні відстані від апертури для деяких розмірів розкриву ($0.5\lambda \times 0.5\lambda$ на рис. $3.5(a-\epsilon)$ та $2\lambda \times 2\lambda$ на рис. $3.6(a-\epsilon)$). Площини спостереження вибиралися кратними чверті розміру розкриву. Амплітуди полів

для малих розмірів апертур рівномірно зменшуються зі збільшенням координати x точки спостереження. Іншими словами, у випадку, який досліджується – для малих апертур, які менші однієї довжини хвилі, прожекторний промінь у ближній зоні не формується. Для дещо більших розмірів розкривів випромінювачів ($1.5\lambda \times 1.5\lambda$, $2\lambda \times 2\lambda$ і $3\lambda \times 3\lambda$) проявляється, хоча і слабо, ефект формування прожекторного променя.

Відзначимо також, що в ближній зоні апертурних випромінювачів просторові розподіли електричних і магнітних полів відрізняються один від одного, причому тим більше, чим менші електричні розміри розкриву.

Аналогічно [16] обчислені різниці фаз електричного й магнітного полів у залежності від поперечних координат для зазначених вище розмірів апертур та координат точок спостереження (рис. 3.5 (ж-м), 3.6 (ж-м)). З результатів обчислення видно, що в напрямку нормалі до розкриву випромінювача різниця фаз поперечних E_x - і H_y - компонент електромагнітного поля близька до нуля для всіх обчислених варіантів розмірів випромінювачів на малих відстанях від антени. Отже, в апертурних антенах у напрямку нормалі до розкриву в ближній і проміжній зонах спостереження утворюється хвиля, яка біжить і потужність електромагнітного поля має активний характер. Цим апертурні антени відрізняються від лінійних (вібраторних і щілинних), в яких у ближній зоні має місце режим змішаних хвиль і потужність поля має активну та реактивну складові [74]. У напрямках, які відмінні від напрямку нормалі до розкриву антени, також існують змішані хвилі й активна та реактивна потужності електромагнітного поля. У випадку антен з малими (менше однієї довжини хвилі) розмірами розкриву з віддаленням від напрямку нормалі різниця фаз змінюється монотонно. У разі ж великих розмірів (рис. 3.6 (ж-м)) в області прожекторного променя ця різниця фаз змінюється по осцилюючим закономірностям, але з малим відхиленням від нуля.

На рис. 3.5 (н-т) і 3.6 (н-т) представлені обчислення фазового розподілу електричного та магнітного полів на поперечних паралельних розкриву

площинах, які розташовані на відстанях, кратних чверті розміру розкриву $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ і $2\lambda \times 2\lambda$.

З рис. 3.5 н видно, що на відстані 0.125 λ фазовий розподіл електричного поля в межах розмірів розкриву близький до постійного, але вже на відстані, яка дорівнює половині розміру сторони розкриву, фазовий розподіл електричного поля набуває квадратичного характеру та локальна плоска хвиля трансформується у сферичну. Фазовий розподіл магнітного поля має квадратичний характер вже на відстані однієї чверті розміру розкриву.

З рис. 3.6 (н-т) видно, що у випадку збільшення розмірів розкриву до $2\lambda \times 2\lambda$, тобто, коли в найближчій зоні випромінювача формується прожекторний промінь, фазові розподіли електричного й магнітного полів практично не відрізняються один від одного. Таким чином, у межах хвильової трубки, яка відповідає розкриву випромінювача, формується локальна плоска хвиля з малою неоднорідністю амплітуди й фази.

Поза цією хвильовою трубкою амплітуди електричних і магнітних полів швидко зменшуються, а фазові розподіли близькі до квадратичних. З цього випливає, що фазові швидкості векторів напруженості електричних і магнітних полів у різних напрямках у ближній зоні відрізняються від швидкості світла, а різниця фаз цих полів не є лінійною функцією відстані до точок спостереження, як це має місце в дальній зоні систем, які випромінюють.



Рис. 3.5 Амплітудні й фазові характеристики електричного й магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву 0.5 $\lambda \times 0.5\lambda$



Рис. 3.6 Амплітудні й фазові характеристики електричного й магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву $2\lambda \times 2\lambda$

3.3 Антени середніх електричних розмірів

Для вивчення фізичних закономірностей формування амплітудних і фазових характеристик електричних та магнітних полів у ближній зоні апертурних антен середніх електричних розмірів однорідних синфазних апертурних антен були обчислені ці характеристики у випадках розкривів квадратної форми з розмірами $5\lambda \times 5\lambda$; $10\lambda \times 10\lambda$ і $15\lambda \times 15\lambda$ (рис. 3.7). Видно, що у цих варіантах середніх електричних розмірів випромінюючого розкриву прожекторний промінь цілком формується. Число екстремумів амплітуди поля дорівнює числу, рівному електричній довжині сторони розкриву. Характер осциляцій поля в даному випадку якісно такий же, як для менших електричних розмірів розкриву (рис. 3.1). Однак, межа ближньої зони [73]

$$\frac{R_{\scriptscriptstyle B3}}{\lambda} \le 0.25 \frac{L}{\lambda} + 0.5 \frac{L}{\lambda} \sqrt[3]{\frac{L}{\lambda}}$$
(3.16)

зміщується до антени. Так, для розкриву $10\lambda \times 10\lambda$ ця межа змістилася до відстані глобального мінімуму амплітуди електричного поля, а для розкриву $15\lambda \times 15\lambda$ – до відстані передостаннього максимуму поля в прожекторному промені.

Якісно новий характер у даному випадку набувають залежності амплітуди поля, що досліджуються від відстані для прямокутної форми випромінюючого розкриву (рис. 3.8, 3.9). Перш за все зазначимо, що прожекторний промінь формується зі зміною відношення сторін розкриву від 1:1 до приблизно 2:1. Монотонний характер осциляцій поля для квадратного розкриву порушується. Останній максимум амплітуди поля в прожекторному промені не обов'язково є глобальним максимумом, як і останній мінімум. З'являються також області простору, в яких амплітуда поля змінюється мало (наприклад, на ділянці від 7 до 13 довжин хвиль кривої для розкриву $10\lambda \times 7.5\lambda$

(рис. 3.9)). Відзначимо, що це явище було виявлено у [100] і більш детально досліджено у [15] у випадку рупорних антен. Для відношення сторін 5:1 і більше прожекторний промінь не формується, і залежність, що досліджується, стає спадаючою як у випадку лінійних тонких дротяних антен. Однак, на відміну від розглянутого вище випадку апертурних антен малих електричних розмірів, коли, як видно з рис. 3.2, амплітуда поля монотонно зменшується, хоча і з різною швидкістю в залежності від ширини розкриву, у випадку антен середніх електричних розмірів на цю залежність, що регулярно спадає, накладаються високочастотні коливання зі зростаючим у міру збільшення відстані періодом. З рис. 3.9 видно, що зі збільшенням відношення сторін розкриву антени до 10:1–100:1 відповідні залежності практично зливаються.

Також були обчислені залежності відношення амплітуд електричного й магнітного полів, які мають фізичний зміст хвильового опору простору в прожекторному промені, у різних площинах спостереження. Виявилося, що навіть на мінімальній відстані $z = 25\lambda$ відмінність $W = E_x/H_y$ від хвильового опору W_0 вільного простору не перевищує 2%.



Рис. 3.7 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів апертурних випромінювачів з квадратним розкривом середніх електричних розмірів від відстані



Рис. 3.8 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів апертурних випромінювачів від відстані у випадку зміни форми розкриву від квадратної $5\lambda \times 5\lambda$ до лінійної $5\lambda \times 0.01\lambda$



Рис. 3.9 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів апертурних випромінювачів від відстані у випадку зміни форми розкриву від квадратної $10\lambda \times 10\lambda$ до лінійної $10\lambda \times 0.1\lambda$

3.4 Антени з розкривом квадратної і прямокутної форми великих електричних розмірів

Дослідимо амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів на кінцевій відстані від апертурних антени великих електричних розмірів. Обчислення проводилися для квадратних синфазних апертур з постійними амплітудними розподілами джерел поля для розмірів 20×20, 50×50, 75×75 і 100×100 довжин хвиль. Обчислення проводилися як у напрямку зовнішньої нормалі до розкриву, так і в поперечних цьому напрямку площинах зі зміною їх відстані від розкриву в широких межах аж до половини відстані дальньої зони, тобто до L^2/λ .

Результати обчислення залежностей амплітуд векторів напруженостей електричного й магнітного полів, нормованих до їхніх значень у середині випромінюючого розкриву, від відстані в напрямку нормалі до площини розкриву, представлені на рис. 3.10. Ці залежності мають осцилюючий характер, причому пепепад амплітуд полів збільшується по мірі віддалення точки спостереження від розкриву. Збільшується також і просторовий період осциляцій амплітуд полів у випадку віддалення точки спостереження від розкриву. Зрозуміло, що осцилюючий характер залежності, яка досліджується, обумовлений зміною числа синфазних і протифазних зон Френеля, що дають суттєвий внесок у сумарне поле в кожній точці спостереження в ближній і проміжній зонах спостереження мірі віддалення антени. ПО точки спостереження від розкриву [16, 98].

У [16] нами показано, що для розмірів розкриву, які більші 50×50 довжин хвиль, у залежності амплітуд полів E і H від відстані в напрямку нормалі до розкриву квадратної форми з'являється локальна область з наростаючими та спадаючими амплітудами з досить малими їх змінами – не більше 4% від середнього значення. З викладеного випливає, що у напрямку нормалі до розкриву квадратної форми в ближній зоні збуджується й поширюється неоднорідна плоска хвиля. Абсолютні значення амплітуд електричного й магнітного полів пов'язані через константу, яка дорівнює хвильовому опору вільного простору $E_x/H_y = W_0$. Поздовжні компоненти векторів напруженості електричного й магнітного полів дорівнюють нулю.

Обчислення різниці фаз електричного й магнітного полів показали, що в напрямку нормалі до розкриву ця різниця фаз дорівнює нулю.



Рис. 3.10 Залежність амплітуд електричного й магнітного полів квадратної апертури з розмірами $100\lambda \times 100\lambda$ від відстані в напрямку нормалі до розкриву

Таким чином. аналіз амплітудних i фазових характеристик електромагнітних полів у ближній та проміжній зонах апертурних антен з розкривом прямокутної форми великих електричних розмірів показав, що в цій області простору, як і у випадку апертурних антен з розкривом круглої форми, у напрямку головного максимуму діаграми спрямованості формується й поширюється прожекторний промінь, який математично описується локальною плоскою неоднорідною хвилею, яка біжить. На відміну від вивчених вище просторових розподілів характеристик електромагнітних полів у ближній зоні антен з розкривом круглої форми, у випадку, що розглянуто, зміна амплітуд електричних і магнітних полів у процесі поширення хвилі відбувається в значно менших межах. Більш того, для певних значень відношення довжини й ширини розкриву можливе формування однорідного електромагнітного поля в певних областях ближньої зони як у поздовжніх напрямках, так і в поперечних площинах. Поза прожекторним променем потужність електромагнітного поля, яке випромінюється антеною, значно зменшується.

Вивчене явище поширення електромагнітних хвиль на значні відстані практично без втрат за умов випромінювання апертурними антенами великих електричних розмірів може бути використано на практиці для багатьох застосувань. Можливо найбільш цікавими з них є бездротова безконтактна передача енергії на транспортні засоби й безпілотні апарати, що літають, створення локальних мереж передачі інформації, охоронні та доглядові радіоелектронні системи тощо. У всіх подібних випадках необхідно знати зв'язок протяжності області прожекторного променя з електричними розмірами апертури. Очевидно, що у загальному вигляді ця задача не розв'язується, тому що структура поля в прожекторного та фазового розподілів джерел поля в розмірів антени, але і від амплітудного та фазового розподілів джерел поля в розкриві й форми самого розкриву.

Для визначеності будемо вважати точкою, у якій закінчується область прожекторного променя, найбільш віддалену від розкриву точку, в якій у напрямку зовнішньої нормалі до розкриву амплітуда вектора напруженості електричного й магнітного полів дорівнює її значенню в середині розкриву антени E_{x0} та H_{y0} (варіант 1), або значенням глобального мінімуму E і H полів у прожекторному промені (варіант 2). На рис.3.11 представлені обчислення цих відстаней у залежності від розміру сторони розкриву квадратної форми. Видно, що перший варіант визначення протяжності прожекторного променя досягає половини відстані дальньої зони $R_1 \approx L^2 / \lambda$, а другий – майже в півтора рази більше $R_2 \approx 1.5L^2 / \lambda$.

Розглянемо далі вплив форми випромінюючого розкриву на поведінку поля в ближній зоні апертурних антен великих електричних розмірів. На рис. 3.12 представлені залежності амплітуди електричного поля від відстані точки спостереження від антени за умов зміни розмірів апертури від $50\lambda \times 50\lambda$ до $50\lambda \times 0.1\lambda$. Видно, що у випадку відношення сторін розкриву більше 10:1 в ближній зоні таких антен формується прожекторний промінь.



Рис. 3.11 Залежність протяжності області прожекторного променя від розмірів розкриву антени

При відношенні сторін більше 50:1 прожекторний промінь не спостерігається: як і в попередніх випадках малих та середніх розмірів розкриву антени поле приймає рівномірно спадаючий характер як у випадку лінійних дротових або вузьких щілинних антен. Однак, на відміну від розглянутих вище випадків, отримані залежності мають зовсім інший характер осциляцій: на низькочастотні осциляції поля, які породжуються меншими сторонами випромінюючого розкриву, накладаються високочастотні осциляції поля, які породжуються більшими сторонами розкриву.

Для більш докладного вивчення цього ефекту на рис. 3.13 наведені залежності від відстані амплітуди електричного й магнітного полів трьох апертурних антен: з розкривами $10\lambda \times 10\lambda$; $50\lambda \times 50\lambda$ і $50\lambda \times 10\lambda$. З рисунку видно ефект накладення низькочастотних осциляцій поля прожекторного променя антени з квадратним розкривом менших електричних розмірів і високочастотних осциляцій поля від розкриву більших розмірів. Відзначимо, що як показали обчислення, виявлені осциляції амплітуди поля, пов'язані з суперпозицією хвиль, дифрагованих на більших і менших сторонах розкриву, стають істотними для відношення сторін, які менші 2:1.



Рис. 3.12 Залежності амплітуди електричного поля від відстані точки спостереження від антени у випадку зміни розмірів апертури від $50\lambda \times 50\lambda$ до $50\lambda \times 0.1\lambda$



Рис. 3.13 Залежності амплітуди електричного (а) й магнітного (б) полів апертурних випромінювачів від відстані для трьох апертурних антен з розкривами $10\lambda \times 10\lambda$; $50\lambda \times 50\lambda$ та $50\lambda \times 10\lambda$

З проведених результатів обчислень видно також, що в прожекторному промені амплітуда поля в середньому така ж, як у середині розкриву незалежно від його розмірів. У дальній же зоні амплітуда поля визначається площею випромінюючого розкриву.

Відзначимо також, що порівняння результатів обчислень ближніх полів рупорних антен з різними розмірами й різними відношеннями сторін у розкриві прямокутної форми показало, що отримані вище фізичні закономірності та

висновки мають місце для спадаючих до країв амплітудних розподілів джерел поля в розкриві антени, яка випромінює.

Виявлене явище формування слабонеоднорідної плоскої хвилі в прожекторному промені в ближній зоні апертурних антен великих електричних розмірів може бути використано в техніці антенних вимірювань.

Як було зазначено вище, поля в ближній зоні визначають електричну міцність антени. Дійсно, з проведених досліджень видно, що в ближній зоні антени амплітуди вектора напруженості змінного електричного поля може в два рази перевищувати амплітуду електричного поля у випромінюючому розкриві антени. Очевидно, що електричний пробій найбільш імовірний в області простору, в якій має місце глобальний максимум амплітуди електричного поля. З іншого боку, різного роду обтікачі й інші захисні оболонки антен радіоелектронних систем різних типів та різного функціонального призначення доцільно розміщувати в областях простору, в яких має місце глобальний мінімум амплітуди електричного поля. У цьому випадку вплив захисної оболонки на параметри й характеристики антени буде мінімальним.

На рис 3.14 представлена залежність відношення амплітуд ортогональних компонент електричного й магнітного полів ($W = E_x/H_y$), яке нормоване до величини хвильового опору вільного простору (W_0), для розміру розкриву $100\lambda \times 100\lambda$ від відстані. З порівняння з обчисленнями, які представлені на рис. 3.4 б, видно, що у випадку збільшення електричних розмірів розкриву хвильовий опір простору в ближній зоні апертурних антени все менше відрізняється від хвильового опору вільного простору в дальній зоні.

Розглянемо далі поля в хвильовій трубці, яка власне і є прожекторним променем. На рис. 3.15 а-е представлені обчислення залежностей амплітуд поперечних компонент електричного й магнітного полів, які нормовані до відповідного значення в середині розкриву з розмірами $100\lambda \times 100\lambda$, від поперечних координат точок спостереження, які знаходяться на площинах, що

паралельні випромінюючому розкриву, на різних відстанях z від 25 λ до 500 λ від антени. З рис. 3.15 а видно, що на відстані чверті сторони розкриву амплітуди полів у поперечному перерізі хвильової трубки, яка відповідає розкриву антени (на рисунку показано суцільною лінією), дуже мало відрізняються від їхніх значень у розкриві. Але в цьому випадку нормовані амплітуди полів E_x/E_{x0} і H_v/H_{v0} відрізняються один від одного, причому амплітуда електричного поля дещо більша магнітного. На відстані, яка більша 1.5 розміру сторони розкриву (рис. 3.15 г) поля збігаються між собою як у дальній зоні антени. Число осциляцій амплітуд полів зменшується і їх період збільшується. У випадку подальшого збільшення відстані плошини спостереження від антени число осциляцій амплітуд полів зменшується, але зміни амплітуд полів збільшуються до країв площини спостереження. Одночасно амплітуди полів прожекторним поза променем швидко зменшуються (рис. 3.15 д, ϵ).

На рис. 3.15 ж-м показані різниці фаз поперечних компонент електричного й магнітного полів $\arg E_x - \arg H_y$, які обчислені у залежності від поперечної координати для різних площин спостереження $z_n = const$. Як добре відомо з теорії електромагнітних полів у ближній зоні диполя Герца [74], у хвилі, що біжить, ця різниця фаз дорівнює нулю. З рис. 3.15 ж-м видно, що в прожекторному промені в межах розмірів апертури антени навіть на найменшій відстані $z = 25\lambda$ відмінність цієї різниці фаз від нуля дуже мала – не більше $\pm 0.6^{\circ}$. Звідси випливає, що реактивна потужність електромагнітного поля в ближній зоні апертурних антен великих електричних розмірів у прожекторному промені досить мала.

Перейдемо до аналізу фазових співвідношень полів у прожекторному промені. На рис. 3.15 н-т представлені обчислення залежності від поперечної координати x точки спостереження різниці фаз $arg E(x,z=z_n) - arg E(x=0,z=z_n)$ і $arg H(x,z=z_n) - arg H(x=0,z=z_n)$, де
z_n – відповідна координата поперечної площини спостереження z = const. Посуті графіки на рис. 3.16 н-т представляють собою фронт хвилі, яка поширюється від антени, у межах розмірів розкриву. Видно, що фронт хвилі електричного й магнітного полів відрізняються (досить незначно) лише на відстані площини спостереження від розкриву, яка дорівнює 25 довжин хвиль, тобто чверті розміру розкриву. На більших відстанях фази полів *E* і *H* збігаються, як в електромагнітній хвилі, що біжить. Осциляції фаз полів на площинах спостереження *z_n* = *const* в більшій частині поперечного перерізу прожекторного променя незначні, причому в міру віддалення площини спостереження від антени просторовий період осциляцій збільшується.

Таким чином, детальний аналіз просторового розподілу полів поблизу апертурних антен великих електричних розмірів показав, що такі антени формують прожекторний промінь, який являє собою плоску слабонеоднорідну електромагнітну хвилю, яка поширюється практично без зменшення амплітуди до відстаней, які дорівнюють половині відстані дальньої зони антени.



Рис. 3.14 Залежність відношення амплітуд електричного та магнітного поля $(W = E_x/H_y)$, яке нормоване до величини хвильового опору вільного простору (W_0) , від відстані



<u>x/λ</u> 100



Рис. 3.15 Амплітудні й фазові характеристики електричного та магнітного полів у площинах, які паралельні розкриву 100 ×

3.5 Залежність протяжності області ближніх реактивних полів від виду амплітудного розподілу поля в розкриві синфазних апертурних випромінювачів

Уточнимо межі зон випромінювання – ближньої, проміжної і дальньої – для апертурних антен та їхньої залежності від амплітудного розподілу джерел поля у випромінюючому розкриві. У даний час питання про межі різних зон випромінювання, а також термінологія у визначенні зон широко обговорюється в літературі [11, 12, 104–106]. У вітчизняній літературі прийнято розділяти зони випромінювання на ближню, проміжну й дальню. Згідно зі стандартами ІЕЕЕ [103] зони випромінювання синфазної апертури також поділяють на три зони, однак прийнята інша термінологія, а також є відмінності v визначенні меж зон випромінювання. Так, згідно зі [103] синфазна апертура з розміром D у E - або Н - площині має три різні зони випромінювання. Перша – дальня зона, або зона Фраунгофера, на відстанях, які більші $R \ge 2D^2/\lambda$, де кутовий розподіл поля не залежить від відстані від антени й випромінюється сферична хвиля. Друга – «область ближніх випромінюючих полів» (зона Френеля), на відстанях $\lambda/2\pi \le R \le 2D^2/\lambda$, де кутовий розподіл поля залежить від відстані від антени. У цій області хвиля, що випромінюється, перетворюється з плоскої хвилі у випромінюючому розкриві в сферичну на межі дальньої зони. Третя – «область ближніх реактивних полів», розташована на відстані від 0 і до $\lambda/2\pi$ від антени, де реактивне поле переважає [11].

Деякі автори розрізняють усередині зони Френеля зону Релея, яка розташована на відстані, яка менша $R_{rel} = D^2/2\lambda$. У цій області випромінювання сконцентрованого в середині прожекторного променя хвиля, що випромінюється, є локальною плоскою. У [11] показана необхідність знаходження нового критерію визначення зовнішньої зони області «ближніх реактивних полів», оскільки критерій $\lambda/2\pi$ сумнівний. У роботі [104]

Р. С. Хансен отримав, що для великих апертурних антен реактивні поля зосереджені на дуже малих відстанях, які менші однієї довжини хвилі від антени, і в якості зовнішньої межі області ближніх реактивних полів береться відстань $R_{radiat} = \lambda$. А. Д. Ягхіан [105] відзначав, що незважаючи на те, що, загальноприйнятою межею області реактивних полів вважають $\lambda/2\pi$, вимірювання в ближній зоні показали, що відстані λ або такого порядку є більш коректним критерієм зовнішньої межу, як $R_{radiat} = 0.62\sqrt{D^3/\lambda}$. У роботі [11] представлено обгрунтування вибору критерію зовнішньої межі зони ближніх реактивних полів апертурних випромінювачів з розкривом круглої форми з наступними законами розподілу поля у випромінюючому розкриві – однорідне, спадаюче до нуля на краях розкриву параболічне, параболічне в квадраті.

Використовуючи отримані вище вирази (3.3)-(3.14) для компонент електромагнітного поля, нами проведені обчислення характеристик випромінювання апертурних антен з розкривом квадратної форми з різними розподілами поля у випромінюючому розкриві з розмірами $a \times b$. Вид амплітудних розподілів наведено на рис 3.16. Для кожного розподілу поля проведено обчислення характеристик випромінювання для різних електричних розмірів розкриву, як на різних поперечних площинах, так і вздовж нормалі до розкриву в ближній зоні.

Приймемо, що зовнішню межу зони ближніх реактивних полів можна визначити по положенню в просторі останнього інтерференційного мінімуму. Зокрема, для апертури з однорідним розподілом поля в розкриві зовнішня межа області ближніх реактивних полів відповідає положенню останнього мінімуму. У роботі [11] вона визначена, як $R = R_r = D^2/8\lambda$ і $R = 1.14R_r$ для круглої і квадратної апертури, відповідно. Цікавим є визначення зовнішньої межі зони ближніх реактивних полів випромінювачів з розкривом квадратної форми для наступних амплітудних розподілів поля у випромінюючому розкриві:

$$F_{1}(y_{s}) = 1, \ F_{2}(y_{s}) = \cos(\pi y_{s}/b), \ F_{3}(y_{s}) = \cos^{2}(\pi y_{s}/b), \ F_{4}(y_{s}) = \cos^{4}(\pi y_{s}/b),$$

$$F_{5}(y_{s}) = \cos^{6}(\pi y_{s}/b), \ F_{6}(y_{s}) = 1 - 2y_{s}/|b|, \ F_{7}(y_{s}) = 1 - \sqrt{2y_{s}/|b|},$$

$$F_{8}(y_{s}) = 1 - \sqrt{2y_{s}/|b|}, \ F_{9}(y_{s}) = 1 - \sqrt{2y_{s}/|b|}, \ F_{10}(y_{s}) = \sqrt{\cos(\pi y_{s}/b)},$$

$$F_{11}(y_{s}) = \sqrt{\cos(\pi y_{s}/b)}, \ F_{12}(y_{s}) = \sqrt{\cos(\pi y_{s}/b)}.$$
(3.17)

Запропоновані розподіли охоплюють широке коло варіантів випромінюючих систем від низькочастотних до терагерцових й оптичних діапазонів.



Рис. 3.16 Варіанти амплітудних розподілів поля в розкриві випромінювача з електричними розмірами 5λ×5λ

Для визначення межі зони ближніх реактивних полів спрямованих апертурних антен з розкривом квадратної форми проведено аналіз [13] наступних залежностей: амплітуди поля в напрямку головного максимуму випромінювання $E_x(z / \lambda, x = 0, y = 0)$, яка нормована до амплітуди поля в середині випромінюючого розкриву, як функції відстані від антени до точки відношення амплітуд спостереження; поперечних компонент електромагнітного поля ($W = E_x/H_y$), яке нормоване до величини хвильового опору вільного простору (W₀) в залежності від відстані від антени до точки спостереження; різниці фаз між напруженістю електричного й магнітного полів у залежності від відстані; просторовий розподіл реактивної потужності випромінювання. Обчислення проводилися для наступних розмірів випромінюючих розкривів: $3\lambda \times 3\lambda$, $4\lambda \times 4\lambda$, $5\lambda \times 5\lambda$, $10\lambda \times 10\lambda$, $15\lambda \times 15\lambda$, $20\lambda \times 20\lambda$, $25\lambda \times 25\lambda$, $35\lambda \times 35\lambda$ i $50\lambda \times 50\lambda$.

На рис.3.17 представлені залежності амплітуди електричного поля Е, нормованої до амплітуди напруженості електричного поля в середині розкриву, від відстані від випромінювача до точки спостереження в напрямку нормалі до апертури для наведених на рис 3.16 амплітудних розподілів поля. Обчислення показали, що чим більший електричний розмір випромінювача, тим більша протяжність зони осциляцій поля в ближній зоні, причому протяжність цієї області слабо залежить від характеру амплітудного розподілу, особливо для випромінювачів з апертурами великих електричних розмірів (b>10 λ). Для малих випромінювачів (наприклад, $a = b = 3\lambda$) протяжність зони осциляцій, а, отже й межа області реактивних полів, суттєво залежить від виду амплітудного розподілу. Важливо, що розмах осциляцій істотно залежить від виду амплітудного розподілу в розкриві випромінювача. Видно, що для розподілів $F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/|b|}, \qquad F_8(y_s) = 1 - \sqrt[4]{2y_s/|b|}, \qquad F_9(y_s) = 1 - \sqrt[6]{2y_s/|b|}$ виду спостерігається мінімальна глибина осциляцій. Дана особливість може бути використана для конструювання випромінювачів, які дозволяють створити близький до рівномірного розподіл амплітуди поля в заданому об'ємі простору. Відзначимо, що такі вимоги ставляться до опромінювачів біологічних об'єктів, які розташовані, зокрема, у чашці Петрі.

Для визначення межі області ближніх реактивних полів випромінювачів з розкривом квадратної форми скористаємося критерієм, який було запропоновано в роботі [11]. За залежностями амплітуди поля від відстані визначено положення останнього інтерференційного мінімуму для квадратних випромінювачів різних електричних розмірів з різними законами амплітудного розподілу в розкриві (Табл. 3.1, Табл. 3.2).



Рис. 3.17 Залежність E_x компоненти поля як функції відстані від антени у напрямку головного максимуму x = 0, y = 0 для різних амплітудних розподілів для розкривів із розмірами: $5\lambda \times 5\lambda$ (а), $10\lambda \times 10\lambda$ (б), $20\lambda \times 20\lambda$ (в), $50\lambda \times 50\lambda$ (г)

У таблицях величина R_r , тобто відстань Релея, задається співвідношенням $R_r = b^2/2\lambda$. У [11] межа області реактивних полів для

випромінювачів квадратної форми визначена як $1.14R_r/4$. Видно, що для малих випромінювачів ($3\lambda \times 3\lambda$) останній інтерференційний мінімум розташований на відстані, яка відрізняється від $1.14R_r/4$. Даний результат вимагає уточнення критерію для оцінки зовнішньої межі області ближніх реактивних полів, оскільки критерій положення «останнього інтерференційного мінімуму» придатний тільки для апертур, які формують у ближній зоні прожекторний промінь, тобто розміри яких не менші за 1–1.5 довжини хвилі.

Таблиця. 3.1

Зовнішня межа області ближніх реактивних полів апертурних антен, яка визначена за положенням останнього інтерференційного мінімуму поля в прожекторному промені

Вид амплітудних	Електричні розміри розкривів		
розподілів	$3\lambda \times 3\lambda$	$5\lambda \times 5\lambda$	$10\lambda \times 10\lambda$
$F_1(y_s) = 1$	$0.8 R_r / 4$	$1.04 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$
$F_2(y_s) = \cos(\pi y_s/b)$	$0.67 R_r / 4$	0.97 R _r / 4	$1.09 R_r / 4$
$F_3(y_S) = \cos^2(\pi y_S/b)$	$0.76 R_r / 4$	$R_r / 4$	1.11 <i>R_r</i> / 4
$F_4(y_S) = \cos^4\left(\pi y_S/b\right)$	$0.98 R_r / 4$	$1.06 R_r / 4$	$1.14 R_r / 4$
$F_5(y_S) = \cos^6\left(\pi y_S/b\right)$	$0.16 R_r / 4$	$1.09 R_r / 4$	$1.15 R_r / 4$
$F_6(y_S) = 1 - 2y_S / b $	$0.76 R_r / 4$	<i>R</i> _{<i>r</i>} / 4	1.1 <i>R_r</i> / 4
$F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/ b }$	0.8 R _r / 4	$1.02 R_r / 4$	1.1 R _r / 4
$F_8(y_S) = 1 - \sqrt[4]{2y_S/ b }$	0.84 R _r / 4	$1.03 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$
$F_{9}(y_{s}) = 1 - \sqrt[6]{2y_{s}/ b }$	0.89 R _r / 4	$1.04 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$
$F_{10}(y_S) = \sqrt{\cos(\pi y_S/b)}$	0.71 <i>R_r</i> / 4	$1.01 R_r / 4$	$1.09 R_r / 4$
$F_{11}(y_S) = \sqrt[4]{\cos(\pi y_S/b)}$	$0.71 R_r / 4$	$R_r / 4$	$1.1 R_r / 4$
$F_{12}(y_S) = \sqrt[6]{\cos(\pi y_S/b)}$	0.76 R _r / 4	$1.01 R_r / 4$	$1.1 R_r / 4$

117

Зовнішня межа області ближніх реактивних полів гостроспрямованих апертурних антен, яка визначена за положенням останнього інтерференційного мінімуму поля в прожекторному промені для великих розмірів апертур

Вид амплітудних	Електричні розміри розкривів		
розподілів	$20\lambda \times 20\lambda$	$35\lambda \times 35\lambda$	$50\lambda \times 50\lambda$
$F_1(y_S) = 1$	$1.14 R_r / 4$	1.14 <i>R_r</i> / 4	$1.14 R_r / 4$
$F_2(y_S) = \cos(\pi y_S/b)$	$1.11 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$
$F_3(y_s) = \cos^2(\pi y_s/b)$	1.13 R _r / 4	1.14 <i>R_r</i> / 4	1.14 <i>R</i> _r / 4
$F_4(y_S) = \cos^4\left(\pi y_S/b\right)$	$1.16 R_r / 4$	$1.16 R_r / 4$	$1.16 R_r / 4$
$F_5(y_S) = \cos^6(\pi y_S/b)$	$1.17 R_r / 4$	$1.17 R_r / 4$	1.17 <i>R</i> _r / 4
$F_6(y_S) = 1 - 2y_S / b $	$1.13 R_r / 4$	1.13 R _r / 4	1.13 <i>R</i> _r / 4
$F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/ b }$	1.14 <i>R</i> _r / 4	1.14 R _r / 4	1.14 R _r / 4
$F_8(y_s) = 1 - \sqrt[4]{2y_s/ b }$	1.14 <i>R</i> _r / 4	1.15 R _r / 4	1.15 R _r / 4
$F_{9}(y_{s}) = 1 - \sqrt[6]{2y_{s}/ b }$	1.14 <i>R</i> _r / 4	$1.15 R_r / 4$	1.15 R _r / 4
$F_{10}(y_S) = \sqrt{\cos(\pi y_S/b)}$	1.11 <i>R</i> _r / 4	1.11 R _r / 4	1.11 R _r / 4
$F_{11}(y_S) = \sqrt[4]{\cos(\pi y_S/b)}$	1.11 R _r / 4	1.11 R _r / 4	$1.12 R_r / 4$
$F_{12}(y_s) = \sqrt[6]{\cos(\pi y_s/b)}$	$1.12 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$	$1.12 R_r / 4$

Для визначення зовнішньої межі області «ближніх реактивних полів» введемо додаткові критерії і визначимо:

1. відстані від антени, починаючи з яких $|1 - W/W_0| \le 0.01$, де $W = E_x/H_y$ – хвильовий опір простору поблизу антени;

2. відстані, починаючи з яких виконується співвідношення $|\arg(E_x) - \arg(H_y)| \le 1^\circ;$

3. відстані, починаючи з яких відношення густини потоку реактивної потужності до активної $|P_r/P_a| \leq -20$ дБ.

Дані про межі області ближніх реактивних полів, отримані відповідно до наведених вище критеріїв, наведені в Табл. 3.3, Табл. 3.4.

На рис. 3.18 представлена залежність відношення амплітуд поперечних компонент електричного й магнітного полів ($W=E_x/H_y$), яке нормоване до величини хвильового опору вільного простору W_0 , у залежності від відстані від антени до точки спостереження для різних розмірів квадратних апертур. Для аналізу величин цього відношення на відстанях, які визначені за положенням останнього інтерференційного мінімуму (Табл. 3.1, Табл. 3.2), з'ясувалося, що для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані з відповідним положенням останнього мінімуму, відмінність відношення амплітуд $W=E_x/H_y$ від хвильового опору вільного простору становить 7%. Для розміру $10\lambda \times 10\lambda$ ця відмінність становить приблизно 2%, а для розкриву з розмірами, які більші $20\lambda \times 20\lambda$, ця величина не перевищує 1% (для розподілів F_2 , F_3 , F_4 , F_5 , F_6 , F_7 , F_8 , F_9).

Таблиця 3.3

Межі областей ближніх реактивних полів апертурних антен, які отримані за сукупністю критеріїв

Вид амплітудних	Електричні розміри розкривів		
розподілів	$3\lambda \times 3\lambda$	$5\lambda \times 5\lambda$	$10\lambda \times 10\lambda$
$F_2(y_S) = \cos(\pi y_S/b)$	$3.2 R_r / 4$	$2.4 R_r / 4$	$1.3 R_r / 4$
$F_3(y_S) = \cos^2(\pi y_S/b)$	3.83 R _r / 4	$2.6 R_r / 4$	1.5 R _r / 4
$F_4(y_S) = \cos^4\left(\pi y_S/b\right)$	$4.4 R_r / 4$	2.7 R _r / 4	$1.6 R_r / 4$
$F_5(y_S) = \cos^6\left(\pi y_S/b\right)$	$4.6 R_r / 4$	2.8 R _r / 4	$1.64 R_r / 4$
$F_6(y_s) = 1 - 2y_s / b $	$3.4 R_r / 4$	2.4 R _r / 4	1.44 R _r / 4

Вид амплітудних	Електричні розміри розкривів		
розподілів	$3\lambda \times 3\lambda$	$5\lambda \times 5\lambda$	$10\lambda \times 10\lambda$
$F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/ b }$	$4.08 R_r / 4$	2.48 R _r / 4	$1.5 R_r / 4$
$F_8(y_S) = 1 - \sqrt[4]{2y_S/ b }$	3.96 R _r / 4	2.53 R _r / 4	0.72 R _r / 4
$F_{9}(y_{s}) = 1 - \sqrt[6]{2y_{s}/ b }$	$4.05 R_r / 4$	2.54 R _r / 4	$1.5 R_r / 4$
$F_{10}(y_S) = \sqrt{\cos(\pi y_S/b)}$	2.8 R _r / 4	$2.06 R_r / 4$	$1.04 R_r / 4$
$F_{11}(y_S) = \sqrt[4]{\cos(\pi y_S/b)}$	2.3 R _r / 4	$1.78 R_r / 4$	$1.17 R_r / 4$
$F_{12}(y_S) = \sqrt[6]{\cos(\pi y_S/b)}$	1.9 R _r / 4	$1.5 R_r / 4$	$0.56 R_r / 4$

Продовження таблиці 3.3

Таблиця 3.4

Межі області ближніх реактивних полів гостроспрямованих апертурних антен, які отримані за сукупністю критеріїв

Вид амплітудних	Електричні розміри розкривів		
розподілів	$20\lambda imes 20\lambda$	$25\lambda \times 25\lambda$	$50\lambda \times 50\lambda$
$F_2(y_S) = \cos(\pi y_S/b)$	0.54 R _r / 4	0.25 R _r / 4	$0.14 R_r / 4$
$F_3(y_S) = \cos^2(\pi y_S/b)$	0.54 R _r / 4	0.25 R _r / 4	0.14 R _r / 4
$F_4(y_S) = \cos^4(\pi y_S/b)$	0.54 R _r / 4	0.25 R _r / 4	0.14 R _r / 4
$F_5(y_s) = \cos^6(\pi y_s/b)$	$0.55 R_r / 4$	0.25 R _r / 4	$0.14 R_r / 4$
$F_6(y_s) = 1 - 2y_s / b $	0.54 R _r / 4	0.25 R _r / 4	0.14 R _r / 4
$F_7(y_S) = 1 - \sqrt{2y_S/ b }$	0.54 R _r / 4	0.25 R _r / 4	0.14 R _r / 4
$F_8(y_S) = 1 - \sqrt[4]{2y_S/ b }$	$0.54 R_r / 4$	0.25 R _r / 4	$0.14 R_r / 4$
$F_9(y_s) = 1 - \sqrt[6]{2y_s/ b }$	0.54 R _r / 4	0.25 R _r / 4	0.14 R _r / 4
$F_{10}(y_S) = \sqrt{\cos(\pi y_S/b)}$	$0.53 R_r / 4$	0.25 R _r / 4	0.14 R _r / 4
$F_{11}(y_s) = \sqrt[4]{\cos(\pi y_s/b)}$	$0.35 R_r / 4$	$0.18 R_r / 4$	$0.09 R_r / 4$
$F_{12}(y_S) = \sqrt[6]{\cos(\pi y_S/b)}$	$0.3 R_r / 4$	$0.12 R_r / 4$	$0.09 R_r / 4$

Далі були проведені обчислення просторового розподілу амплітуди електричного й магнітного полів у головних площинах спостереження на різних відстанях в області ближніх реактивних полів для розкривів різних електричних розмірів ($3\lambda \times 3\lambda$, $4\lambda \times 4\lambda$, $5\lambda \times 5\lambda$, $10\lambda \times 10\lambda$, $15\lambda \times 15\lambda$, $25\lambda \times 25\lambda$, $35\lambda \times 35\lambda$ та $50\lambda \times 50\lambda$). З обчислень з'ясувалось, що в *E* - площині безпосередньо поблизу антени форма розподілу поля в області ближніх реактивних полів повторює розподіл поля в розкриві й наближається до постійного. У дальній зоні амплітудні характеристики поля слабо змінюються від координат *x*, *y* у межах розкриву, хвиля може розглядатися як слабонеоднорідна плоска. Поза межами розкриву амплітуда поля різко спадає. У *H* - площині амплітудний розподіл змінюється по косинусоїдальному закону як у розкриві, так й у ближній зоні.

На рис. 3.19 приведена залежність різниці фаз між електричним і магнітним полями в залежності від відстані від антени до точки спостереження. Відомо, що в дальній зоні поля синфазні. У ближній же зоні ця величина відмінна від нуля, а залежність від відстані має осцилюючий характер. З аналізу різниці фаз E- і H- полів на відстанях, які визначені за положенням останнього інтерференційного мінімуму (Табл. 3.1, Табл. 3.2), витікає, що для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані з відповідним положенням останнього мінімуму, величина різниці фаз становить приблизно 1.9° . Для розкриву $10\lambda \times 10\lambda$ ця величина для різних розподілів не перевищує 0.46° , а для розкриву розмірами більше $20\lambda \times 20\lambda$ різниця фаз на відстані з відповідним положенням останнього мінімуму не перевищує 0.1° . Для рівномірного амплітудного розподілу як різниця фаз, так і відношення амплітуд електричного та магнітного полів встановлюються характерними для дальньої зони, починаючи з самого розкриву в площинах спостереження $\varphi = \pm 45^{\circ}$ й у напрямку нормалі.





Рис. 3.18 Залежність відношення амплітуд компонент електричного й магнітного полів ($W = E_x/H_y$), нормоване до величини хвильового опору вільного простору (W_0) для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ від відстані

Рис. 3.19 Залежність різниці фаз між електричним і магнітним полями в напрямку нормалі до розкриву 5λ×5λ від відстані

У цих напрямках відсутня реактивна складова потужність (рис.3.20). У випадку відхилення від зазначених напрямків та для розкривів прямокутної форми це явище не спостерігається. Такий висновок легко зробити також за умов аналітичного розгляду виразів для електричного й магнітного полів у заданих напрямках.

відстані останнього інтерференційного Обчислення до мінімуму (Табл. 3.1, Табл. 3.2) порівнювалися з результатами обчислень відстаней, які отримані відповідно до запропонованих критеріїв (Табл. 3.3, Табл. 3.4). Виявилося, що межі області реактивних полів можна визначати по положенню останнього інтерференційного мінімуму (як це було зроблено у [11]) тільки для випадку випромінювачів, електричні розміри яких більші 10 $\lambda \times 10\lambda$. Для менших же випромінювачів критерій $|P_r/P_a| \le -20$ дБ реалізується на відстанях, у два рази перевершують відстань які більше ніж ДО останнього інтерференційного мінімуму.



Рис. 3.20 Модуль відношення густини потоку реактивної потужності до активної в напрямку нормалі до розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ від відстані

3.6 Аналіз густини потоку реактивної потужності випромінювання в ближній зоні апертурних антен

Проведемо більш детальний аналіз густини потоку реактивної потужності в ближній зоні синфазних випромінювачів з різними розподілами амплітуди поля у випромінюючому розкриві.

Як було зазначено вище, результати обчислень показали, що для рівномірного амплітудного розподілу як різниця фаз, так і відношення амплітуд електричного та магнітного полів встановлюються характерними для дальньої зони, починаючи з самого розкриву в площинах спостереження |x| = |y|, тобто для $\varphi = \pm 45^{\circ}$, і в напрямку нормалі. У цих напрямках спостерігається також відсутність реактивної складової потужності (рис. 3.21 a, б, в). За умов відхилення від зазначених напрямків для розкривів прямокутної, а не квадратної форми, це явище не спостерігається.

На рис. 3.21-3.23 представлена залежність від поперечних координат x і у модуля відношення густини потоку реактивної потужності до активної для розкривів випромінювачів $5\lambda \times 5\lambda$, $10\lambda \times 10\lambda$ та $20\lambda \times 20\lambda$ на поперечних площинах, які паралельні розкриву й розташовані на різних відстанях від нього для розподілів $F_1(y_s) = 1$ і $F_2(y_s) = \cos(\pi y_s/b)$. На рис. 3.24 представлені аналогічні залежності для розкривів $5\lambda \times 5\lambda$ (рис. 3.24 a, б), $10\lambda \times 10\lambda$ (рис. 3.24 в, г), $20\lambda \times 20\lambda$ (рис. 3.24 д, є) для випадку амплітудного розподілу $F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/|b|}$ на різних відстанях від випромінювача до точки спостереження. Обчислення показали, що за умов однорідного амплітудного розподілу, як вже зазначалося вище, у всіх площинах спостереження в перетинах |x| = |y| відсутня реактивна складова густини потоку потужності. Картина просторового розподілу реактивної складової потужності симетрична щодо вісей |x| = |y|. Для розкриву прямокутної, а не квадратної форми, а також відмінні однорідного. розподілів, які від симетрія розподілу для випромінюваного поля порушується. Обчислення показали, що чим більший електричний розмір розкриву випромінювача, тим більша протяжність області осциляцій амплітуди поля в напрямку нормалі до розкриву в ближній зоні, причому протяжність цієї області слабо залежить від характеру амплітудного розподілу, особливо для великих електричних розмірів випромінювачів $(b>10\lambda)$. Для малих випромінювачів (наприклад $a=b=3\lambda$) протяжність області осциляцій, а, отже, і межа області ближніх реактивних полів, залежить від амплітудного розподілу. Глибина осциляцій у цьому випадку істотно більше залежить від виду амплітудного розподілу в розкриві випромінювача. Виявилося, що як і для випадків вивчених вище амплітудних розподілів виду $F_1(y_s) = 1$ та $F_2(y_s) = \cos(\pi y_s/b)$ (рис. 3.21-3.23) у випадках, що розглядаються виду $F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/|b|}$, $F_8(y_s) = 1 - \sqrt[4]{2y_s/|b|}$ спостерігається мінімальна глибина осциляцій. Дана особливість також може бути використана для створення випромінювачів, які дозволяють реалізувати рівномірний розподіл амплітуди поля в заданому об'ємі або на поперечних площинах.



Рис. 3.21 Залежність відношення густини потоку реактивної потужності до активної від поперечних координат x і y для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на різних відстанях для однорідного (а, б, в) та косинусоїдального (г, д, є) амплітудних розподілів



Рис. 3.22 Залежність відношення густини потоку реактивної потужності до активної від поперечних координат x і y для розкриву $10\lambda \times 10\lambda$ на різних відстанях для однорідного (а, б, в) та косинусоїдального (г, д, є) амплітудних розподілів



Рис. 3.23 Залежність відношення густини потоку реактивної потужності до активної від поперечних координат x і y для розкриву $20\lambda \times 20\lambda$ на різних відстанях для однорідного (а, б, в) та косинусоїдального (г, д, є) амплітудних розподілів





 $5\lambda \times 5\lambda$, $z = 5\lambda$

 $^{1,0} x/\lambda^{1,5}$

 $10\lambda \times 10\lambda$, $z = 5\lambda$

2,0

2,5

2,0

1,5 1,7

1,0

0,5

0,0 | 0,0

0,5

Рис. 3.24 Залежність відношення густини потоку реактивної потужності до активної від поперечних координат x і y для розкривів $5\lambda \times 5\lambda$ (a, б), $10\lambda \times 10\lambda$ (в, г), $20\lambda \times 20\lambda$ (д, ϵ) на різних відстанях для розподілу $F_7(y_s) = 1 - \sqrt{2y_s/|b|}$

5

Висновки до розділу 3

1. Уперше встановлено, що в апертурних антенах прожекторний промінь у ближній зоні формується за розмірів сторін апертури, які більші однієї довжини хвилі. За менших розмірів розкриву випромінювачів залежності амплітуд векторів напруженості електричного й магнітного полів від відстані до точки спостереження мають рівномірно спадаючий характер.

2. Уперше встановлено, що для практичних застосувань, зокрема, зменшення взаємного впливу один на одного випромінювачів в антенних решітках, доцільно використовувати апертурні антени максимально можливих розмірів випромінюючого розкриву. Це пояснюється тим, що в апертурних антенах потужність випромінювання зосереджена в прожекторному промені, а в лінійних антенах вона зосереджена безпосередньо поблизу антени.

3. Уперше показано, що в прожекторному промені апертурні антени з розкривом квадратної форми формують локальну плоску слабонеоднорідну хвилю, амплітуди електричного й магнітного полів в якій у середньому рівні їх амплітудам у середині випромінюючого розкриву незалежно від його розмірів. Цей висновок справедливий і для апертурних антен з розкривом прямокутної форми.

4. У результаті обчислення й аналізу просторового розподілу векторів електричного та магнітного полів уперше встановлено, що в разі апертурних антен з розкривом прямокутної форми порушується рівномірність осциляції амплітуд полів у випадку зміни відстані від антени. Зокрема, з'являються обмежені об'єми або плоскі ділянки в поперечному перетині прожекторного променя, в яких амплітуди полів близькі до постійних. Цей ефект дозволяє оптимізувати пристрої опромінення різних середовищ у ближній зоні антен.

Результати досліджень, які наведені в цьому розділі, опубліковані в роботах [13, 16–19, 21, 27–35].

РОЗДІЛ 4

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПОЛЯ В БЛИЖНІЙ ЗОНІ ХВИЛЕВОДНИХ І РУПОРНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

Хвилеводні й рупорні випромінювачі, як добре відомо [46, 107], широко використовуються в якості слабоспрямованих антен з широкою та середньою телекомунікаційних спрямованістю системах, опромінювачів В гостроспрямованих дзеркальних і лінзових антен у системах наддалекого та космічного радіозв'язку, радіолокації, радіоастрономії, радіорелейних лініях, елементарних випромінювачів гостроспрямованих та скануючих антенних решіток для радіолокації, радіозв'язку й інших подібних застосувань. Для підвищення точності обчислення параметрів і характеристик таких антен необхідно якомога точніше знати поля в їхній ближній, проміжній та дальній зонах спостереження. Таким чином, обчислення амплітудних і фазових характеристик векторів напруженості електричних та магнітних полів й аналіз електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах хвилевідних та рупорних випромінювачів є актуальною й важливою в практичному відношенні задачею.

4.1 Електромагнітні поля в ближній зоні прямокутного хвилеводу

На основі розробленої вище математичної моделі проведені обчислення амплітудних і фазових характеристик полів хвилевідних випромінювачів у ближній, проміжній та дальній зонах. Для верифікації отриманого розв'язання й розробленого алгоритму проведено обчислення поперечних компонент поля \dot{E}_{θ} , \dot{H}_{φ} у сферичній системі координат і \dot{E}_{x} , \dot{H}_{y} компонент поля в декартовій системі від відстані в напрямку нормалі до розкриву хвилеводу (рис. 4.1).

Амплітуди електричного й магнітного полів у розкриві випромінювача та в будь-якій точці спостереження визначаються потужністю мікрохвилевого поля, що передається по хвилеводу. У загальному випадку за теоремою Умова-

$$P_{3\vec{0}} = \frac{1}{2} Re \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \left[\vec{E} \times \vec{H^*} \right] \vec{z^0} dx dy .$$
(4.1)

Тут $\overrightarrow{H^*}$ – комплексно-спряжена амплітуда напруженості магнітного поля.

Вважаючи для визначеності $P_{3\vec{0}} = 1Bm$, отримуємо:

$$E_0 = 2\sqrt{\frac{W_{10}}{ab}},$$
 (4.2)

де $W_{10} = W_0 / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}$ – хвильовий опір хвилеводу.

Обчислення залежності хвильового опору, яке нормоване до хвильового опору вільного простору W/W_0 , від відстані R/λ від антени до точки спостереження в тому ж напрямку, наведені на рис. 4.2. З рисунка видно, що за розмірів розкриву, які більші за 1.5–2 довжини хвилі, у ближній зоні випромінювача формується прожекторний промінь – зона осциляції залежності амплітуд компонент поля від відстані від антени до точки спостереження. Обчислення амплітуди електричного й магнітного полів у напрямку головного максимуму випромінювання x=0, y=0 (декартова система координат) і $\theta=0$, $\varphi=0$ (сферична система координат) співпали в обох системах координат, що підтверджує правильність отриманих формул і розробленої програми для декартової системи координат [22].



Рис. 4.1 Залежність відносних амплітуд електричного (а) й магнітного (б) поля в сферичній і декартовій системах координат у напрямку нормалі до розкриву хвилеводу



Рис. 4.2 Відношення амплітуд електричного й магнітного полів ($W = E_{\theta} / H_{\varphi}$), нормоване до величини хвильового опору вільного простору, у сферичній та декартовій системах координат, у напрямку нормалі до розкриву хвилеводу

Відомо, що класична формула для відстані дальньої зони антен не застосовна для випромінювачів, розміри яких менші довжини хвилі. Визначимо межі дальньої зони для хвилевідних випромінювачів малих електричних розмірів випромінюючого розкриву виходячи з аналізу амплітудних і фазових характеристик електричних та магнітних полів поблизу випромінювачів, що досліджуються. Для цього будемо досліджувати такі залежності: залежність амплітуд усіх компонент поля від кутових координат на різних відстанях від розкриву антени до точки спостереження;

залежність різниці фаз поперечних компонент електричного й магнітного полів від відстані;

– залежність відношення амплітуд поперечних компонент електричного й магнітного полів ($W = E_{\theta}/H_{\varphi}$), яке нормоване до величини хвильового опору вільного простору, від відстані від антени до точки спостереження.

На рис. 4.3-4.4 наведені залежності амплітуд компонент поля $E_{\theta}/E_{\theta \max(0)}$ і $E_{\varphi}/E_{\varphi \max(0)}$ від кута θ для двох випадків розміру розкриву $1\lambda \times 1\lambda$ та $0.5\lambda \times 1\lambda$ для різних відстаней від розкриву випромінювача. З аналізу цих залежностей випливає, що форма діаграми спрямованості, яка характерна для дальньої зони, встановлюється на відстанях, які більші приблизно за 1.3 довжини хвилі.



Рис. 4.3 Залежність $E_{\theta}/E_{\theta \max(0)}$ від кута θ для розмірів розкриву хвилеводу 1 $\lambda \times 1\lambda$ і 0.5 $\lambda \times 1\lambda$ на різних відстанях від антени в площині *E*

Відомо, що в дальній зоні поля поперечні й поздовжня компонента електричного поля $E_R = 0$. Тому для визначення межі дальньої зони хвилеводних випромінювачів, розміри розкриву яких не перевищують довжини

хвилі, проаналізуємо величину поздовжньої компоненти E_R на заданих відстанях у ближній зоні у всьому просторі спостереження.



Рис. 4.4 Залежність $E_{\varphi}/E_{\varphi \max(0)}$ від кута θ для розмірів розкриву хвилеводу 1 $\lambda \times 1\lambda$ і 0.5 $\lambda \times 1\lambda$ на різних відстанях від антени в площині H

На рис. 4.5 наведені залежності $E_R/E_{\theta \max(0)}$ від кута θ на різних відстанях від розкриву випромінювача з розмірами розкриву $1\lambda \times 1\lambda$ і $0.5\lambda \times 1\lambda$. Знайдемо відстані, на яких максимум відношення $E_R/E_{\theta \max(0)}$ не перевищує -20дБ.



Рис. 4.5 Залежність амплітуди поздовжньої компоненти поля E_R , яка нормована до максимальної величини електричного поля $E_{\theta \max(0)}$, від кута θ для випромінювачів з розмірами розкриву $1\lambda \times 1\lambda$ і $0.5\lambda \times 1\lambda$ на різних відстанях

Обчислення показали, що для розкривів розмірами $0.3\lambda \times 0.6\lambda$, $0.1\lambda \times 0.6\lambda$ відстань, на якій відношення $E_R/E_{\theta \max(0)}$ не перевищує -20 дБ, дорівнює $R = 1.3\lambda$, для розкривів розмірами $0.5\lambda \times 1\lambda$, $0.1\lambda \times 1\lambda$, $0.6\lambda \times 0.6\lambda$ ця відстань не перевищує $R = 1.5\lambda$, а для розкриву розміром $1\lambda \times 1\lambda$ ця відстань $R_{Д3} \approx 2.2\lambda$ (рис 4.5 а), (Додаток Б, Табл. 1-Табл. 4) [14].

Оскільки в дальній зоні хвильовий опір дорівнює опору вільного простору, для кожного розміру хвилеводу визначалася відстань, на якій відмінність відношення одиниці перевищувала 1%. W/W_0 від не Проаналізувавши відношення хвильового опору простору в ближній зоні $(W = E_{\theta}/H_{\varphi})$, до величини хвильового опору вільного простору (W_0) в напрямку нормалі до розкриву хвилеводу, отримуємо відстань дальньої зони $R_{II} = 1.51\lambda$ (рис. 4.7).





напрямку нормалі ДО розкриву хвилеводу від відстані

Таким проведений аналіз поводження поблизу чином, ХВИЛЬ хвилевідного випромінювача, що збуджується хвилею основного типу, вказує,

що відстань дальньої зони в цьому випадку $R_{\pi^3} \ge 2.2\lambda$.

Розглянемо далі розподіл поля в просторі в ближній зоні хвилеводних і рупорних випромінювачів у декартовій системі координат. На рис. 4.8, рис. 4.9 наведені обчислення амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в головних площинах спостереження на відстанях 0.2 і 1 для квадратного та прямокутних розкривів. Видно, що в Е-площині поблизу розкриву антени (рис. 4.8 а) форма розподілу поля в області ближніх реактивних полів повторює розподіл поля в розкриві. На великих відстанях амплітуди полів слабо змінюються в залежності від координат x, y на поперечній плоскій поверхні в межах розкриву й хвиля є неоднорідною плоскою. У *Н* - площині розподіл електричного поля також повторює розподіл поля в розкриві, що спадає до країв за косинусоїдальним законом, причому ширина залежності амплітуди поля від поперечних координат слабо змінюється від розміру хвилеводу (рис. 4.9 б). В Е-площині розподіл поля на відстані $z = 1\lambda$ практично постійний у межах розкриву хвилеводу (рис. 4.9 а), а за межами цієї області простору амплітуда поля швидко зменшується. Таким чином, розглянутий випромінювач у ближній зоні формує прожекторний промінь за розмірів розкриву більше $1\lambda \times 5\lambda$.



Рис. 4.8 Залежність амплітуди E_x - компоненти поля в головних площинах спостереження на відстані 0.2 λ від розкриву антени до точки спостереження для квадратного й прямокутних розкривів



Рис. 4.9 Залежність амплітуди E_x - компоненти поля в головних площинах спостереження на відстані 1 λ від розкриву антени до точки спостереження для квадратного й прямокутних розкривів

Відомо [46], що існує оптимальне співвідношення сторін розкриву пірамідального рупору в E- і H-площинах $L_E/L_H = 1/1.33$, за умов якого забезпечується рівність ширини його діаграми спрямованості в Е-та Нплощинах. У цьому випадку діаграми спрямованості хвилевідних і рупорних антен мають, як правило, вісесиметричну форму, що важливо для багатьох практичних застосувань (опромінювачі вісесиметричних гостроспрямованих дзеркальних і лінзових антен, випромінювачі фазованих та нефазованих антенних решіток тощо.). На рис. 4.10 наведені обчислення залежності амплітуди вектора напруженості електричного поля від поперечних координат на різних відстанях від розкриву у випадку розмірів його сторін $a = 1\lambda$ і $b = 1.33\lambda$ [24]. З рисунка видно, що в дальній зоні (для $z = 5\lambda$) просторовий розподіл поля в ортогональних площинах, як і слід було очікувати, збігається. У ближній зоні просторові розподіли амплітуд полів у Е-і Н-площинах відрізняються досить суттєво. Таким чином, для ближньої зони даний критерій забезпечення вісевої симетрії просторового розподілу амплітуди й потужності електромагнітного поля непридатний.

Відзначимо, що розроблене математичне й програмне забезпечення обчислення просторового розподілу амплітуд електричних та магнітних полів на кінцевій відстані від розкриву хвилеводного й рупорного випромінювачів, наведене вище, дозволяє забезпечити відповідне оптимальне відношення сторін випромінювача для будь-якого конкретного випадку відстані від розкриву в ближній зоні.



Рис. 4.10 Розподіл амплітуди електричного поля в ближній зоні пірамідального рупору з вісесиметричною діаграмою спрямованості

4.2 Випромінювання в ближній зоні *E* - площинного секторного рупору

Як добре відомо [46], за умов збільшення ширини тільки однієї пари вузьких або широких стінок прямокутного хвилеводу отримуємо, відповідно, *E* - площинні або *H* - площинні секторні рупори.

В *E*- площинному рупорі збуджується й поширюється циліндрична хвиля. Фазова швидкість поширення хвилі в рупорі така ж, як у хвилеводі й визначається формулою $V_{\phi} = c / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$. Амплітуда поля в *H*- площині змінюється за законом косинуса, але фазові спотворення відсутні. Фазові спотворення мають місце лише в *E*- площині, де амплітуда поля постійна. Структура поля в рупорі подібна до структури поля в прямокутному хвилеводі,

але є істотні відмінності. Хвиля в рупорі є циліндричною, тому поле в розкриві рупору виражається через циліндричні функції Ханкеля. Оскільки розкрив рупору плоский, а хвиля до розкриву підходить з циліндричним фазовим фронтом, то поле в будь-якій точці розкриву буде відставати по фазі на величину:

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R^2 + x^2} - R \right), \tag{4.3}$$

де $R = \frac{a}{2} ctg\alpha$, α – кут розкриву рупору.

Поле в розкриві *E* - площинного секторного рупору представимо в наступному вигляді:

$$\dot{E}_x = \dot{E}_0 \cos\left(\frac{\pi y}{b}\right) e^{i\varphi(x)}, \quad \dot{E}_y = 0, \qquad (4.4)$$

де $\varphi(x)$ – фазовий розподіл поля в розкриві.

Розглянемо залежності амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля від координат xі y на різних відстанях від розкриву рупору до точки спостереження для різних значень електричних розмірів розкриву. На рис. 4.11-4.15 наведені такі залежності випромінювання рупору з синфазним розкривом, а на рис. 4.16-4.20 – ті ж самі залежності для випадку випромінювання E- секторного рупору з урахуванням фазових розподілів згідно (4.3). Обчислення проведені для різних відстаней ($z = 0.1\lambda$, 0.5λ , 1λ , 1.5λ , 5λ) для випадку розкриву рупору $\alpha = 40^{\circ}$.

Видно, що квадратичний фазовий розподіл призводить до збільшення ширини залежності амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в E- площині в порівнянні з випадком синфазного рупору. Фазові спотворення впливають на розподіл поля в E- площині сильніше, ніж в H- площині. Для всіх розглянутих розкривів несинфазних рупорів на відстані 1.5λ , на відміну від випадку синфазних рупорів, має місце зменшення амплітуди E_x - компоненти поля. На відстані 5λ у випадку зі спотвореннями розподіл поля згладжується. У синфазному рупорі на відстані 5λ в E- і H- площині розподіли E_x компоненти поля близькі один до одного. У E- площині фазові спотворення призводять до збільшення ширини залежності амплітуди поля від поперечної координати. У розглянутих залежностях з'являються додаткові осциляції в межах області, які відповідають розкриву рупору, амплітуда поля зменшується з меншою швидкістю, ніж для випадку синфазного випромінювача. Фазові спотворення практично не впливають на розподіл амплітуди поля в Hплощині.

У випадку віддалення від розкриву рупору форма розподілу поля в області ближніх реактивних полів повторює розподіл поля в розкриві рупору. У дальній зоні амплітудні характеристики поля слабо змінюються від координат x і y на ділянці поперечної площини, розміри та форма якої збігаються з розмірами й формою розкриву. Таким чином, у цій області простору в ближній зоні випромінювання рупорних антен являє собою локально неоднорідну плоску хвилю.

На рис. 4.21-4.23 представлені розподіли поля \dot{E}_x - компоненти в *E*- і *H*- площинах для апертури $5\lambda \times 5\lambda$. Видно, що ці розподіли мають осцилюючий характер, причому амплітуди осциляцій змінюються в залежності від відстані від антени до точки спостереження в ближній зоні й від кута розкриву рупору. За умов збільшення кута розкриву рупору, що відповідає більшим фазовим спотворенням, збільшується ширина цієї залежності, рівень бічних осциляцій у максимумах збільшується (рис. 4.21 б, $z = 1\lambda$). У *H*площині ці залежності мають більш монотонний характер, причому форма розподілу поля в поперечних площинах на різних відстанях не змінюється істотно за умов збільшення кута розкриву рупору, а осциляції поля відсутні.

Обчислення й аналіз характеристик випромінювання на різних відстанях від антени для фіксованого розміру випромінюючого розкриву та різного значення кута розкриву рупору показали, що можна реалізувати оптимальний варіант кута розкриву рупору й розмірів його апертури для формування вісесиметричного розподілу випромінювання в просторі в ближній зоні *E*секторного рупору [24]. Зокрема, для квадратного розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ для $\alpha = 80^{0}$ амплітуди поля в *E*- і *H*- площинах спостереження збігаються з графічною точністю в межах від -0.8λ до 0.8λ для $z = 0.5\lambda$ (рис. 4.21 а). Таким чином, можлива оптимізація *E*- секторного рупору для створення вісесиметричних характеристик випромінювання в його ближній зоні шляхом підбору відповідної величини квадратичних фазових розподілів для заданих розмірів рупору.



Рис. 4.11 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання синфазного рупору на відстані $z = 0.1\lambda$ від розкриву в E-(а) і H- (б) площинах



Рис. 4.12 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання синфазного рупору на відстані $z = 0.5\lambda$ від розкриву в E-(а) і H- (б) площинах



Рис. 4.13 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання синфазного рупору на відстані $z = 1\lambda$ від розкриву в E-(а) і H- (б) площинах



Рис. 4.14 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання синфазного рупору на відстані $z = 1.5\lambda$ від розкриву в E-(а) і H- (б) площинах



Рис. 4.15 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання синфазного рупору на відстані $z = 5\lambda$ від розкриву в E-(а) і H- (б) площинах



Рис. 4.16 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання синфазного рупору на відстані $z = 0.1\lambda$ від розкриву в E-(a) і H-(б) площинах з урахуванням квадратичних фазових розподілів



Рис. 4.17 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти випромінювання рупору на відстані $z = 0.5\lambda$ від розкриву в E-(а) і H-(б) площинах з урахуванням квадратичних фазових розподілів



Рис. 4.18 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в напрямку вісі рупору на відстані $z = 1\lambda$ від розкриву в E-(а) і H-(б) площинах з урахуванням квадратичних фазових розподілів



Рис. 4.19 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в напрямку вісі рупору на відстані $z = 1.5\lambda$ від розкриву в E-(а) і H-(б) площинах з урахуванням квадратичних фазових розподілів



Рис. 4.20 Залежність амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в напрямку вісі рупору на відстані $z = 5\lambda$ від розкриву в E-(а) і H-(б) площинах з урахуванням квадратичних фазових розподілів



Рис. 4.21 Розподіл амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в E- і H- площинах для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на відстанях $z = 0.5\lambda$ (а) та $z = 1\lambda$ (б)



Рис. 4.22 Розподіл амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в E- і H - площинах для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на відстанях $z = 2\lambda$ (а) та $z = 10\lambda$ (б)



Рис. 4.23 Розподіл амплітуди \dot{E}_x - компоненти поля в *E*- і *H* - площинах для розкриву $5\lambda \times 5\lambda$ на відстані $z = 25\lambda$
4.3 Вплив розмірів розкриву рупору й квадратичних фазових розподілів джерел поля на можливість створення рівномірного розподілу поля в ближній зоні антени

3a електромагнітних **VMOB** практичного використання ХВИЛЬ діапазону в біомедичних мікрохвильового застосуваннях, зокрема ДЛЯ експериментальних досліджень впливу випромінювання на біологічні об'єкти, у технологічних мікрохвильових установках тощо, в якості пристроїв, що випромінюють електромагнітні хвилі. використовуються рупорні випромінювачі. У всіх цих дослідженнях і практичних додатках важливо знати амплітуди електричного та магнітного полів і густину потоку потужності в локальних областях або на різних поперечних площинах у ближній та проміжній зонах спостереження випромінювачів. Для створення нових технічних пристроїв на базі випромінювачів мікрохвильового діапазону потрібні антени, які забезпечували б однорідний розподіл амплітуд Е-і Нполів як у поздовжньому, так і в поперечному перерізі на малій відстані від антени. У зв'язку з цим необхідний детальний аналіз фізичних процесів, які відбуваються за умов формування просторового розподілу випромінювання електромагнітних хвиль апертурними антенами, в їхній ближній і проміжній зонах спостереження.

Аналізу фізичних явищ у випадку формування просторових й об'ємних розподілів поля поблизу антени присвячено багато як класичних, так і сучасних робіт. Ще у [109] вказано, що поблизу апертурних антен з симетричною круглою апертурою утворюється область прожекторного променя, в якій амплітуди компонент і потужність поля осцилюють. Такі ж явища мають місце і у випадку симетричної апертури квадратної форми [100]. Однак, як показано в [100], якщо апертура має прямокутну форму, то рівномірність осциляцій поля поблизу апертури порушується й з'являються локальні поздовжні області, в яких і амплітуди, і потужність поля змінюються мало. З фізичних міркувань очевидно, що квадратичні фазові розподіли також повинні істотно впливати на формування просторового розподілу поля як у деякому заданому об'ємі, так і на поперечних площинах поблизу антени. У зв'язку з цим виникає необхідність дослідження впливу форми випромінюючого розкриву й фазового розподілу джерел поля на закономірності формування просторового розподілу випромінювання апертурних антен в «області ближніх випромінюючих полів» (зона Френеля) і в «області ближніх реактивних полів» [11].

Розглянемо характеристики випромінювання канонічних випромінювачів – прямокутних хвилеводів і секторних рупорів, які збуджуються модою основного типу *H*₁₀.

Поле в розкриві рупору, який збуджується хвилею H_{10} , може бути представлено в загальному випадку у вигляді (4.4), де $\varphi(x) = k_2 x^2 - (k_2 - 3)$ значення фази на краях розкриву) фазовий розподіл поля в апертурі рупору, який визначається співвідношенням

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\lambda_g} \left(\sqrt{R^2 + x^2} - R \right). \tag{4.5}$$

Тут $\lambda_g = \lambda_0 / \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2}$ – довжина хвилі в рупорі, $\lambda_c = 2L_H$ – критична довжина хвилі основної моди секторного рупору, $L_E \times L_H$ – розміри розкриву рупору, $R = (L_E/2)ctg\alpha$ – довжина рупору, яка відлічується від його вершини, 2α – кут розчину рупору. Константа E_0 , що входить у вираз (4.4), знаходиться з визначення потужності поля всередині хвилеводу.

У випадку фіксованого розміру розкриву рупору чим більший кут α , тим більша кривизна фронту хвилі на апертурі рупору. Відзначимо, що діаграми спрямованості рупору в площинах *E*- і *H*- незалежні, тому зміна розмірів випромінюючої апертури рупору в *Е* - площині призводить до зміни діаграми спрямованості тільки в цій площині [46].

Спершу дослідимо вплив квадратичного фазового розподілу в розкриві рупору на закономірності формування просторового розподілу амплітуди вектора напруженості електричного поля в напрямку вісі рупору. З обчислень (рис. 4.24) видно, що у випадку синфазного розкриву ($k_2 = 0$) амплітуда поля регулярно осцилює і досягає максимуму, який дорівнює 1.8*E*₀ на відстані 0.17 відстані дальньої зони. За умов невеликої фазової похибки $k_2 = -\pi/4$ зміна амплітуди поля уздовж вісі рупору якісно така ж, однак максимальна амплітуда поля зменшується до 1.48Е, кількість максимумів і мінімумів полів така ж. За умов подальшого збільшення квадратичної фазової похибки ($k_2 = -\pi/2$) осцилюючий характер зміни амплітуди поля уздовж вісі рупору зберігається, причому два останніх максимуми збігаються за величиною і рівні 1.15 Е, а інші відрізняються один від одного на досить малу величину. Таким чином, певна величина квадратичної фазової похибки в розкриві рупору певного розміру призводить до того, що осциляції амплітуди поля в області прожекторного променя зменшуються. За умов подальшого збільшення k_2 ці ефекти посилюються. Зокрема, для $k_2 = -3\pi/4$ амплітуда поля змінюється від $0.7E_0$ до $0.85 E_{\scriptscriptstyle 0}$ на відстані від 10 до 80 довжин хвиль. У випадках більших $k_{\scriptscriptstyle 2}$ амплітуди полів збільшуються по мірі наближення до антени.

Проведені додатково обчислення характеристик випромінювання рупорних антен з різними розмірами розкривів для різних розподілів поля на апертурі антени підтвердили отримані висновки.

Відзначимо, що квадратичні фазові розподіли призводять до збільшення ширини просторового розподілу амплітуди E_x - компоненти поля в E - площині в порівнянні з випадком синфазного випромінювача. Фазовий розподіл впливає на розподіл поля у E - площині сильніше, ніж у H - площині. Виберемо фізико-математичну модель, яка передбачає однорідний по всій апертурі амплітудний розподіл джерел поля. У цьому випадку максимально проявляються усі фізичні закономірності впливу квадратичних фазових розподілів джерел поля на формування просторового розподілу поля поблизу випромінювача. На рис. 4.24 представлені розподіли E_x/E_{x0} компоненти поля уздовж вісі *z* для випадку апертур з розмірами $9\lambda \times 9\lambda$; $9\lambda \times 7.5\lambda$ і $9\lambda \times 10.5\lambda$, для кутів розкриву рупору $2\alpha = 0^{\circ}$, 30° і 60° для



Рис. 4.24 Залежності нормованої амплітуди електричної компоненти поля E_x/E_{x0} від відстані від випромінювача до точки спостереження в напрямку нормалі до апертури для однорідного амплітудного розподілу поля на апертурі й кутів розкриву рупору: $\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 15^\circ$ і $\alpha = 30^\circ$ для апертур з розмірами $9\lambda \times 9\lambda$ (a), $9\lambda \times 7.5\lambda$ (б), $9\lambda \times 10.5\lambda$ (в)

однорідного розподілу амплітуди поля в розкриві. З рис. 4.24 а видно, що у випадку синфазного розкриву квадратної форми, як і у випадках, наведених у [109] для розкриву круглої форми та в [100] для квадратного розкриву з розмірами $10\lambda \times 10\lambda$, амплітуда вектора напруженості електричного поля змінюється по мірі віддалення від розкриву в напрямку нормалі до нього по осцилюючій закономірності з рівномірним збільшенням періоду й амплітуди осциляцій. Іншими словами, поблизу синфазного рупору формується область прожекторного променя, в якому густина потоку потужності електромагнітного поля уздовж променя змінюється незначно.

За умов наявності квадратичних фазових розподілів джерел поля в розкриві рупору, що виникають унаслідок граничних умов електродинаміки, закони зміни амплітуди поля в області прожекторного променя в залежності від відстані від розкриву змінюються дуже істотно: розмах і глибина осциляцій зменшуються та протяжність області простору, в якій амплітуда поля змінюється незначно, збільшується. Крім того, з'явилася тенденція слабого рівномірного зменшення середнього значення амплітуди поля за умов збереження осцилюючого характеру її залежності від координати z, яка характерна для проміжної зони спостереження [73].

З рис. 4.24 а видно також, що існує оптимальний квадратичний фазовий розподіл, у випадку якого забезпечується мінімальна зміна амплітуди поля за умов збільшення відстані від випромінювача. Так, для кутів розкриву рупору $2\alpha = 30^{\circ}$ амплітуда поля в залежності від координати *z* змінюється значно менше, ніж для кутів розкриву $2\alpha = 60^{\circ}$ (за таких же розмірів сторін розкриву рупору).

Таким чином, результати обчислення залежності амплітуди вектору напруженості електричного поля від відстані в ближній і проміжній зонах спостереження, а також обчислення для інших розмірів рупорів та кутів їхнього розкриву, доводять можливість збільшення протяжності області прожекторного променя з мінімальними змінами амплітуди й потужності електромагнітного поля.

Розглянемо далі можливості зміни за рахунок квадратичних фазових розподілів джерел поля в розкриві характеру розподілів поля поблизу рупорних антен з прямокутним розкривом. У [100] вперше показано, що в апертурних збуджуються синфазно, у ближній і проміжній антенах, які зонах спостереження для певних відношень сторін розкриву утворюються локальні області з близькими до постійного розподілу амплітуди та потужності поля. Очевидно, що квадратичні фазові розподіли джерел поля за умов відповідного вибору відношення сторін розкриву дозволять збільшити розміри цих областей. Результати обчислень, які наведені на рис. 4.246, підтверджують це припущення. Зокрема, для кутів розкриву рупору $2\alpha = 60^{\circ}$ і розмірів сторін рупору 9×7.5 довжини хвилі амплітуда поля на відстані від одного розміру меншої сторони рупору практично не змінюється у випадку збільшення цієї відстані більш ніж у чотири рази (до 33λ).

В оптимальному для наведеного вище варіанту кута $2\alpha = 30^{\circ}$ розкриву рупору з квадратним розкривом осциляції амплітуди поля більші.

У випадку збільшення розміру сторони рупору в площині магнітного вектора поля до 10.5 довжини хвилі, як видно з рис. 4.24 в, мінімум осциляцій амплітуди поля має місце для $2\alpha = 60^{\circ}$ на менших відстанях від рупору. Отже, фізичні закономірності формування характеру просторового розподілу поля в ближній і проміжній зонах спостереження випромінювача дозволяють шляхом зміни електричних розмірів рупору, форми розкриву та глибини рупору забезпечити близький до постійного просторовий розподіл амплітуди й потужності електромагнітного поля в значній області простору як у ближній, так і в проміжній зонах.

Розглянемо далі явище формування просторового розподілу поля в ближній і проміжній зонах рупорних випромінювачів зі спадаючим до країв рупору амплітудним розподілом (4.4) та квадратичним фазовим розподілом (4.5) поля в розкриві. У [13] показано, що в антенах, які збуджені синфазно, від виду амплітудного розподілу істотно залежить протяжність області прожекторного променя, а також розмах осциляцій поля в цій області.

Для вивчення ефектів впливу квадратичного фазового розподілу поля в розкриві рупору на рис. 4.25 наведені залежності нормованої амплітуди поля E_x/E_{x0} у напрямку нормалі до розкриву від відстані від середини розкриву для косинусоїдального амплітудного розподілу поля на апертурі для рупорів з квадратним розкривом 9×9 довжини хвилі й кутами розкривів $2\alpha = 30^{\circ}$ та 60° . Тут же наведена така ж залежність для синфазного рупору ($2\alpha = 0^{\circ}$). З порівняння відповідних залежностей видно, що, як і у вивченому вище випадку постійного амплітудного розподілу, квадратичні фазові розподіли для спадаючих до нуля по косинусоїдальним законам амплітудних розподілів призводять до зменшення відмінності мінімальних та максимальних значень амплітуди і потужності електромагнітного поля в області прожекторного променя, а також до зміни протяжності цієї області. Видно також, що мають місце оптимальні в сенсі забезпечення в заданому об'ємі простору близького до рівномірного розподілу поля кути розкриву рупору, але вони відрізняються від відповідних значень для апертури, яка збуджується рівномірно. З рис. 4.25 видно, що ближчий до постійного просторовий розподіл поля має місце в першому випадку для $2\alpha = 30^\circ$, а в другому – для $2\alpha = 60^\circ$. Однак з наведених на рис. 4.25 обчислень, а також аналогічних обчислень для інших розмірів рупорів видно, що зміною квадратичних фазових розподілів поля в розкриві рупору шляхом зміни його глибини можна забезпечувати близький до постійного просторовий розподіл поля в ближній і проміжній зонах рупорних випромінювачів.

На практиці часто важливо забезпечити близький до постійного розподіл амплітуди й потужності електромагнітного поля в площинах, які паралельні площині розкриву на деякій (зазвичай заданій) відстані від випромінювача. Для не дуже великих площин об'єктів, які опромінюються, вимога забезпечення рівномірності опромінення по всій площині реалізується за умов розташування об'єкта в дальній зоні антени. Однак очевидно, що в цьому випадку коефіцієнт корисної дії взаємодії випромінювання з об'єктом буде дуже малим. Тому необхідно вивчити можливості забезпечення близького до однорідного розподілу поля в поперечних перетинах у ближній і проміжній зонах апертурних, зокрема, рупорних антен.



Рис. 4.25 Залежності нормованої амплітуди електричного поля E_x/E_{x0} від відстані від випромінювача до точки спостереження в напрямку нормалі до апертури для косинусоїдального амплітудного розподілу поля на апертурі й кутів розкриву рупору $\alpha = 0^\circ$, 15° і 30°, для апертури розмірами $9\lambda \times 9\lambda$

Розв'язання задачі визначення всіх компонент електромагнітного поля апертурних випромінювачів у декартовій системі координат на малій відстані від випромінювача отримано вище (див. розділи 2-3). За розробленими алгоритмами й програмами були проведені обчислення залежності нормованої амплітуди електричного поля E_x / E_{x0} від поперечних координат x та y, які нормовані до довжини хвилі, відповідно в площині електричного (y=0) та магнітного (x=0) векторів поля. Відстані між розкривом антени й площиною спостереження були параметрами задачі. На рис.4.26 показано розподіл E_x / E_{x0} компоненти поля у E- і H площинах для рупору з апертурами $9\lambda \times 9\lambda$ та $9\lambda \times 9.75\lambda$ на різних відстанях від антени. В E- площині залежності напруженості поля від координат змінюються складним чином: вони мають осцилюючий характер, причому характер кривих сильно змінюється в залежності від відстані від антени до точки спостереження в ближній зоні, а також від кута розкриву рупору. У Hплощині ці залежності мають менші амплітуди осциляцій поля. Зокрема, як видно з рис.4.26 б, у випадку косинусоїдального амплітудного розподілу поля в розкриві у H- площині поле має тільки одну варіацію уздовж поперечної координати.

З рис. 4.26 видно вплив форми розкриву на закони розподілу поля в поперечних площинах. Зокрема, видно, що для квадратного розкриву $9\lambda \times 9\lambda$ поблизу нього число осциляцій більше, ніж у випадку прямокутного розкриву $9\lambda \times 9.75\lambda$.

Таким чином, проведені дослідження доводять, що можна реалізувати близькі до постійних розподіли амплітуди й потужності електромагнітного поля в заданому об'ємі в ближній зоні шляхом вибору розмірів розкриву та кута розкриву рупору.



Рис. 4.26 Залежність нормованих амплітуд електричного поля E_x / E_{x0} у E- і H- площинах на різних відстанях z від розкриву для рупорів: а) – $\alpha = 15^{\circ}$, $z = 0.65\lambda$, $9\lambda \times 9\lambda$, постійний амплітудний розподіл; б) – $\alpha = 30^{\circ}$, $z = 1.45\lambda$, $9\lambda \times 9\lambda$, косинусоїдальний амплітудний розподіл; в) – $\alpha = 15^{\circ}$, $z = 0.25\lambda$, $9\lambda \times 9.75\lambda$, постійний амплітудний розподіл;

Висновки до розділу 4

Уперше розроблена фізико-математична модель, 1. яка описує амплітуду, фазу й поляризацію випромінювання електромагнітних хвиль ближній, проміжній рупорними антенами В їхній та дальній зонах спостереження й показано, що принциповою відмінністю просторового розподілу випромінювання апертурних антен від лінійних антен є формування прожекторного променя. Доведено, що прожекторний промінь утворюється не тільки у випадку симетричних круглих і квадратних апертур, які збуджуються полем однорідної плоскої хвилі, але й у випадку несиметричних прямокутних форм розкриву, спадаючого амплітудного розподілу та довільного квадратичного фазового розподілу поля в розкриві.

2. Досліджено можливості зменшення амплітуди осциляцій поля в області прожекторного променя в ближній і проміжній зонах апертурних антен як у напрямку нормалі до розкриву, так і в площинах, які паралельні розкриву, на різних відстанях від антени. Уперше показано, що збільшити об'єми простору або розміри поперечної площини з близьким до постійного розподілом поля можна шляхом збільшення розмірів випромінюючої апертури антени. Додаткові можливості реалізації цього ефекту досягаються зміною форми розкриву, використанням спадаючих до країв апертури амплітудних розподілів полів і квадратичних фазових розподілів полів у розкриві. Зміна форми розкриву більше впливає на просторовий розподіл поля на менших відстанях від антени, а квадратичні фазові розподіли – на більших.

3. Доведено, що побудовані фізико-математичні моделі, алгоритми й програми дозволяють розв'язати задачу конструктивного синтезу рупорних антен з близьким до постійного просторовим розподілом амплітуди й потужності електромагнітного поля в ближній та проміжній зонах.

Результати досліджень, наведені в цьому розділі, опубліковані в роботах [14, 15, 22–26].

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі розв'язана актуальна наукова задача розвитку теорії електромагнітних полів у ближній зоні безперервних апертурних випромінювачів довільних електричних розмірів. Уперше отримано такі наукові й практичні результати:

1. Уперше розв'язана зовнішня векторна задача електродинаміки про випромінювання безперервних апертурних випромінюючих систем з розкривом круглої, квадратної і прямокутної форми для довільної поляризації поля у випромінюючому розкриві на довільній відстані від випромінюючої системи в ближній та проміжній зонах спостереження в декартовій системі координат. На амплітудні й фазові розподіли джерел поля в розкриві та його розміри не накладається ніяких обмежень.

2. Уперше розроблено математичне забезпечення для дослідження амплітуди, фази й поляризації електромагнітних полів у ближній зоні безперервних апертурних антен з випромінюючим розкривом круглої форми, за допомогою якого вперше показано, що у випадку малих діаметрів розкриву (не більше однієї довжини хвилі) амплітуди електричних та магнітних полів у напрямку нормалі до розкриву монотонно зменшуються зі збільшенням відстані по закону, близькому до експоненціального. Швидкість убування полів тим більша, чим менші електричні розміри розкриву антени. Відстань дальньої зони таких випромінювачів дорівнює 1-1.5 довжини хвилі незалежно від діаметру розкриву.

3. Уперше показано, що у випадку діаметрів розкриву, які більші однієїпівтори довжини хвилі, безперервні апертурні антени з розкривом круглої форми в ближній зоні формують прожекторний промінь, який є локальною плоскою неоднорідною хвилею, що займає обмежений об'єм близької до циліндричної форми. Діаметр прожекторного променя дещо менший діаметру розкриву випромінювача, а протяжність області прожекторного променя тягнеться до половини відстані дальньої зони $R_{m} \leq D^2/\lambda$. У напрямку нормалі до розкриву амплітуди електричних і магнітних полів у залежності від відстані змінюються по осцилюючим закономірностям з наростаючою амплітудою й періодом осциляцій, що збільшується. У цьому випадку середня амплітуда напруженості й електричного, і магнітного полів у прожекторному промені в середині розкриву. його величини Відносні амплітуди близька до полів електричного й магнітного відрізняються між собою тільки безпосередньо поблизу розкриву випромінювача, причому тим більше, чим більше діаметр апертури. Відношення амплітуд електричного й магнітного полів, тобто хвильовий опір простору в ближній зоні випромінюючої системи, у залежності від відстані від розкриву змінюється також по осцилюючій закономірності, причому він тим менше відрізняється від хвильового опору дальній зоні, чим більший вільного простору В діаметр розкриву випромінювача. Різниця фаз електричного й магнітного полів у прожекторному промені, яка визначає величину й локалізацію активної і реактивної потужностей електромагнітного поля в ближній зоні апертурних антен з круглим розкривом, мало відрізняється від нуля на відстанях, які дещо більші діаметру розкриву. Поза межами прожекторного променя поле значно зменшується.

4. Характер розподілу амплітуди поля в ближній зоні безперервних апертурних випромінювачів з розкривом квадратної форми якісно близький до характеру розподілу амплітуди поля в ближній зоні апертурних антен з розкривом круглої форми. Уперше показано, що прожекторний промінь формується за розмірів сторін розкриву, які більші 1–1.5 довжини хвилі. Електричні й магнітні поля в прожекторному промені в залежності від відстані змінюються по регулярним осцилюючим закономірностям, але амплітуди поля в їх максимумах і мінімумах відрізняються від величини в середині розкриву значно менше, ніж у випадку апертури круглої форми.

5. Уперше показано, що розподіли амплітуди поля в ближній зоні безперервних апертурних антен з розкривом прямокутної форми мають нову якість – порушується регулярний характер осциляцій залежності амплітуд електричного й магнітного полів від відстані в напрямку нормалі до розкриву. Шляхом відповідного вибору відношення сторін розкриву випромінювача є можливість забезпечити однорідність поля в деякому об'ємі в межах прожекторного променя або на обмеженій ділянці поперечної площини, що часто важливо для практики. У випадку збільшення розміру меншої зі сторін прямокутного розкриву до 3-5 довжини хвилі залежність амплітуди електричного й магнітного полів у прожекторному промені від відстані набуває характеру суперпозиції двох регулярних коливань – з меншим періодом від квадратного розкриву, сторона якого дорівнює більшій стороні прямокутного, і з більшим періодом від квадратного розкриву, сторона якого дорівнює меншій стороні прямокутного. Характерний для лінійних антен рівномірний убуваючий закон зменшення амплітуди електричного й магнітного полів у разі збільшення відстані від розкриву випромінювача має місце для відношень сторін розкриву, які більші 5:1 – 10:1.

6. Уперше розв'язана зовнішня векторна задача електродинаміки про випромінювання рупорних антен у ближній і проміжній зонах з урахуванням квадратичних фазових розподілів джерел поля в розкриві в декартовій і сферичній системах координат. У результаті дослідження розподілу амплітуд полів поблизу рупорних антен доведено можливість зменшення амплітуди осциляцій електричних і магнітних полів у ближній зоні за рахунок використання спадаючих до країв амплітудних розподілів та квадратичних фазових розподілів різної величини поля на розкриві. Виявлено, що зміна амплітудного розподілу й форми розкриву більше впливає на характер розподілу поля в просторі поблизу рупору, а варіації квадратичних фазових розподілів зміною глибини рупору – на більших відстанях. 7. З аналізу розподілу амплітуд і фаз електричного та магнітного полів у ближній зоні апертурних і лінійних антен з розмірами апертури, меншими довжини хвилі, уперше показано, що відстань дальньої зони таких антен дорівнює півтори-дві довжини хвилі за будь-яких форм розкриву й амплітуднофазових розподілів джерел поля на антені.

8. Уперше показано, що лінійні антени не формують прожекторний промінь у ближній зоні ні за яких електричних розмірів і ні за яких амплітуднофазових розподілів джерел поля на антені.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

 СВЧ-Энергетика. Т. 1. Генерирование. Передача. Выпрямление / под ред. Э. Окресса, Э. Д. Шлифера ; пер. с англ. В. Г. Алыбина. Москва, 1971.
 463 с.

 СВЧ-Энергетика. Т. 2. Применение энергии сверхвысоких частот в промышленности / под ред. Э. Окресса, Э. Д. Шлифера ; пер. с англ.
 В. Г. Алыбина. Москва, 1971. 271 с.

 СВЧ-Энергетика. Т. 3. Применение энергии сверхвысоких частот в медицине, науке и технике / под ред. Э. Окресса, Э. Д. Шлифера ; пер. с англ.
 В. Г. Алыбина. Москва, 1971. 272 с.

4. Pochanin G. P., Masalov S. A., Ruban V. P. Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets, and Applications / ed. by J. D. Taylor. London : CRC Press-Taylor & Francis Group, 2016. 476 p.

5. Єлізаренко А.О. Методи забезпечення необхідної надійності каналів рухомого технологічного радіозв'язку в умовах впливу інфраструктури залізниць : дис. ... канд. техн. наук : 05.12.02 : «Телекомунікаційні системи та мережі». Харків, 2015. 157 с.

Обеспечение радиосвязи в тоннелях // Железные дороги мира. 1995.
 № 11. С. 42–47.

Хлопов Г. І. Когерентні системи ближньої радіолокації міліметрового діапазону : автореф. дис. на здобуття наукового ступеня д-ра техн. наук : спец. 05.12.17 «Радіотехнічні та телевізійні системи». Харків, 2002.
 33 с.

 Уолтер К. Антенны бегущей волны / пер. с англ. А. Д. Иванова ; под ред. А. Ф. Чаплина. Москва, 1970. 447 с.

9. Hansen R. C., Bailin L. L. A new method of near field analysis // IEEE Trans. Antennas Propag. 1960. Vol. 7, № 5. P. 458–467.

10. Shahbazov V. G., Chepel L. M., Gorobets N. N., Kiyko V. I., Snopik L. M., Kutchin L. F., Grabina V. A., Shcorbatov Yu. G. Influence of the state polarization of electromagnetic waves of the biological properties of seeds of agricultural plants // Electromagnetic Compatibility: abstr. XIII-th International Wroclaw Symposium on Electromagnetic Compatibility. (EMC-96), 28 June – 1 July 1996, Wroclaw, 1996. P. 133–135.

11. Laybros S., Combes P. F., Mametsa H. J. The «very-near-field» Region of Equiphase Radiating Apertures // IEEE Antennas Propag. Mag. 2005. Vol. 47, № 4. P. 50–66. DOI : 10.1109/MAP.2005.1589874.

12. Laybros S., Combes P. F. On Radiating Zone Boundaries of Short $\lambda/2$ and λ Dipoles // IEEE Antennas Propag. Mag. 2004. Vol. 46, No 5. P. 53–64. DOI : 10.1109/MAP.2004.1388826.

13. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В., Горобец Н. Н. Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне апертурных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2009. № 853. Вип. 14. С. 26–34.

14. Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye., Shishkova A. V. Far-field zone range of waveguide oscillators // Telecommunications and Radio Engineering. 2010. Vol. 69. Issue 13. P. 1153–1163. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v69.i13.30 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Расстояние дальней зоны волноводных излучателей // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2008. № 834. Вип. 13. С. 68–76.

15. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне Е-секториальных рупорных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2012. № 1038. Вип. 21. С. 17–24.

16. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля

вблизи антенны // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2013. № 1094. Вип. 23. С. 51–59.

17. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Волновые процессы в прожекторном луче апертурных антенн // Прикладная радиоэлектроника. 2015.
 Т. 14, № 1. С. 51–58.

 Gorobets N. N., Ovsyannikova E. E. Electromagnetic field and waves near aperture antennas of large electrical sizes // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 12. P. 1041–1050. DOI : 10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Электромагнитные поля и волны вблизи апертурных антенн больших электрических размеров // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2014. № 1115. Вип. 24. С. 111–118.

19. Gorobets N. N., Ovsyannikova E. E. Wave processes in the near-field zone of weakly directive aperture radiators of electromagnetic waves // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 8. P. 705–718. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i8.40 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Волновые процессы в ближней зоне слабонаправленных апертурных излучателей электромагнитных волн // Радиотехника : Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2015. Вып. 183. С. 105–115.

20. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Волновые процессы в ближней зоне апертурных антенн с раскрывом круглой формы // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2017. Вип. 26. С. 24–34.

21. Атрошенко Л. М., Горобец Н. Н., Шишкова А. В., Овсянникова Е. Е. Распределение поля в ближней зоне волноводных и рупорных излучателей // Миллиметровые волны в медицине и биологии : XIV Рос. симп. с междунар. участием, 2–5 апр. 2007 г.: тезисы докл. Москва, 2007. С. 254–257.

22. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Распределение амплитуд электромагнитных полей на плоскости в ближней и промежуточной зоне антенн с прямоугольной апертурой // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2007: материалы 3-й междунар. молодежной науч.-техн. конф., 16–21 апр. 2007 г., Севастополь, 2007. С. 125.

23. Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye., Shishkova A. V. Near-field plane distribution of rectangular waveguide excited by dominant and higher-order modes // MSMW'07: Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 25–30 June 2007, Kharkiv, 2007. P. 687–689.

24. Shishkova A. V., Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Near-field Radiation from Sektoral Horns // ICATT'07: Proceedings of International Conference on Antenna Theory and Techniques, 17–21 Sept. 2007, Sevastopol, 2007. P. 134–136.

25. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Излучение в ближней зоне прямоугольного волновода, возбуждаемого модами высших типов H_{mo} // Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке : XII междунар. молодежный форум, 1–3 апр. 2008г. : тезисы докл. Харьков, 2008. С. 54.

26. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Характеристики излучения широкоразмерных *Е*-плоскостных секториальных рупоров в ближней, промежуточной и дальней зонах наблюдения // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2008 : материалы 4-ой Междунар. молодежной науч.-техн. конф., 21–25 апр. 2008 г., Севастополь, 2008. С. 170.

27. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Влияние протяженность амплитудного распределения зоны ближних поля на реактивных полей апертурных излучателей // СВЧ-техника И телекоммуникационные технологи : материалы 19-ой Междунар. Крым. конф., 14-18 сент. 2009 г., Севастополь, 2009. С. 464-465.

28. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Влияние величины квадратичных фазовых искажений на пространственное распределение поля в ближней зоне апертурных антенн // Радіофізика, Електроніка, Фотоніка та Біофізика : зб. анот. 9-ої Харків. конф. молодих науковців, 1–3 груд. 2009 г. : зб. анот. Харків, 2009. С. 103.

29. Ovsyannikova O. E., Shishkova A. V., Gorobets N. N. Distribution of reactive power density in the near-field region of aperture antennas with different illumination laws // MSMW'10 : Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 21–26 June. 2010, Kharkiv, 2010. P. 1–3.

30. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Об обеспечении квазиоднородного распределения поля вблизи апертурных антенн // СВЧтехника и телекоммуникационные технологии : материалы 23-й Междунар. Крым. конф., 8–14 сент. 2013р., Севастополь, 2013. С. 622–623.

31. Gorobets N. N., Ovsyannikova O. E. Influence of Radiating Aperture Form on Electric Field Distribution Near Antenna // UWBUSIS'14 : Proceedings of 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 15–19 Sept. 2014, Kharkiv, 2014. P. 67–70.

32. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Электромагнитные поля в ближней зоне слабонаправленных апертурных антен // Проблемы электромагнитной совместимости перспективных беспроводных сетей связи ЭМС-2016 : материалы 2-й Междунар. науч.-техн. конф., 24–25 мая 2016 г., Харьков, 2016. С. 104–107.

33. Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Wave processes in the near-field zone of large aperture antenna // MSMW'16 : Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 20–24 June 2016, Kharkiv, 2016. P. 1–3.

34. Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Influence of the Form of Radiating Aperture on Wave Processes in the Near Field Omnidirectional Aperture

Antennas // UWBUSIS'16: Proceedings of 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 5–11 Sept. 2016, Odessa, 2016. P. 231–233.

35. Горобець М. М., Лєбєдєв А. С., Овсяннікова О. Є. Електромагнітні поля і хвилі в ближній зоні антен // Метрологія та вимірювальна техніка (Метрологія-2016) : Х Міжнар. наук.-техн. конф., 5–7 жовт. 2016 р.: тези доп., Харків, 2016. С. 87.

36. Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Electromagnetic fields in the near-zone of aperture antennas with round opening // ICATT'17 : Proceedings on Flash-drive of International Conference on Antenna Theory and Technique, 1–4 May 2017, Kyiv, 2017. P. 134–136.

37. Gorobets N. N., Ovsyannikova O. Ye. Electromagnetic fields in the searchlight beam of aperture antennas with the aperture of a round shape // UWBUSIS'18 : Proceedings on Flash-drive of 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals., 4–7 Sept. 2018, Odessa, 2018. P. 362–365.

38. Нарбут В. П., Хмель В. Ф. Поляризация излучения зеркальных антенн. Киев, 1978. 280 с.

39. Драбкин А. Л. Ближнее электромагнитное поле апертурного излучателя // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 10. С. 2007–2013.

40. Соловцов С. Л. Система уравнений для определения диаграммы направленности антенны по отсчетам ближнего поля // Радиоэлектроника : Изв. вузов. Спец. вып. : Электродинамика и антенно-волновые устройства. 1984. Т. 27, № 2. С. 83–84.

41. Sanyal Subrata, Bhattacharyya A. K. Near and far fields of an aperture antenna – solution by uniform asymptotic theory of diffraction // Antennas and Propagation Society International Symposium, 24–28 May 1982, New York, 1982. Vol. 2. P. 629–631. DOI : 10.1109/APS.1982.1148832.

42. Smedt R de, Bladel J. G van. Field singularities near aperture corners // JEEProc A-Physical. 1987. Vol. 134, № 8, P. 694–698. DOI : 10.1049/ip-a1.19870093.

43. Yukuan Mao, Vari Li. A study of null distribution of neanfield of aperture antenna // Electromagnetic Compafibility: VIII-th International Wroclaw Symposium on Electromagnetic Compatibility, 24–26 June 1986. Wroclaw, 1986, P. 41–42.

44. Тролкин С. К., Хэмалян А. Д., Кондратьев А. С. Метод расчета ближнего поля плоского излучающего раскрыва. Горький : Ред. журн. «Радиофизика. Изв. вузов», 1987. 20 с. Деп. в ВИНИТИ 25.06.87, № 4687–В87.

45. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнитизма : пер. с англ. Москва, 1948. 534 с.

46. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. Харьков, 1960. 283 с.

47. Кюн Р. Микроволновые антенны (Антенны сверхвысоких частот) / пер. с нем. В. И. Тарабрина, Э. В. Лабецкого ; под ред. М. П. Долуханова. Москва, 1967. 518 с.

48. Chu L. J. Calculation of the radiation properties of hollow pipes and horns // J. Applied Physics. 1940. № 11. P. 603–610. URL : https://doi.org/10.1063/1.1712839 (date of application: 03.10.2019).

49. Clarricoats P. J. B.AdvancedAntennaTechnology.London : Microwave Exhibition&Publishers. 1981. P. 301–305.

50. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. Москва, 1966. 430 с.

51. Фрадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. Москва, 1957. 646 с.

52. Горобец Н. Н., Орлова Л. В. Расчет характеристик излучения из открытого конца круглого волновода. Киев, 1986. 27 с.

53. Малов Н. Н. О расчете поля излучения волнопровода // Журнал эксперимент. и теор. физики. 1944. Т. 14, № 6. С. 83–86.

54. Hombach V. Radiation from Flanged Waveguide // Proc. International Symposium on Electromagnetic Theory (URSI). Santiago de Compostela (Spain), 1983. P. 77–80.

55. Ludwig A. C. Spherical-wave theory // The handbook of antenna design / eds. A. W. Rudge, K. Milne, A. D. Olver, P. Knight. London, 1982. Vol. 1. P. 101–123.

56. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики: в 2 т. Т. 2.: пер. с англ. Москва, 1960. 898 с.

57. Hansen J. E. Spherical near-field antenna measurements. London, 1988. 385 p.

58. Clarricoats P. J. B., Olver A. D. Corrugated horns for microwave antennas. London : Peter Peregrinus Ltd., 1984. 398 p.

59. Clarricoats P. J. B., Olver A. D. Near-field radiation characteristics of corrugated horns // Electron. Lett. 1971. Vol. 7, № 16. P. 446–448. DOI : 10.1049/el:19710303.

60. Jensen F., Larsen Fl. Holm. Spherical near-field techniques // IEEE AP-S Symposium Digest. Stanford (USA). 1977. Vol. 15. P. 378–381. DOI : 10.1109/APS.1977.1147751.

61. Potter P. D. Application of spherical wave theory to cassegrainian-fed paraboloids // IEEE Trans. Antennas Propag. 1967. Vol. 15, № 6. P. 727–736. DOI : 10.1109/TAP.1967.1139053.

62. Ludwig A. C. Near-field far-field transformations using sphericalwave expansions // IEEE Trans. Antennas Propag. 1971. Vol. 19, № 26. P. 214– 220. URL : https://pdfs.semanticscholar.org/306f/e8cf9ff9df713537d8668c527f81 66e86466.pdf (date of application : 09.09.2019).

63. Вайнштейн Л. А. Дифракция электромагнитных и звуковых волн на открытом конце воловода. Москва, 1953. 204 с.

64. Hallen E. Theoretical investigathions into the transmitting and receiving qualities of antenna // Nova Acta Reg. Soc. Sci. Ups. 1938. Vol. 11, № 4. P. 1–44.

65. Леонтович М., Левин М. К теории возбуждения колебаний в вибраторах антенн // Журнал технической физики. 1944. Т. 14, № 9. С. 481–506.

66. Васильев Е. Н., Серегина А. Р. Об одном методе расчета ближнего поля вибраторной антенны // Радиотехника. 1971. Т. 16, № 6. С. 929–935.

67. Васильев Е. Н., Седельникова З. В., Серегина А. Р. Строгое решение задачи возбуждения диэлектрической антенны // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26, № 1. С. 53–58.

68. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. 2-е изд., перераб. и доп. Москва, 1975. 527 с.

69. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенны сантиметровых и дециметровых волн. Ч. 1. Москва, 1955. 207 с.

70. Марков Г. Т., Петров Б. М., Грудинская Г. П. Электродинамика и распространение радиоволн. Москва, 1979. 374 с.

71. Елисеева Н. П., Горобец Н. Н. Дифракция излучения проволочной антенны на прямоугольных и уголковых экранах : монография. Харьков : ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. 380 с.

72. Катрич В. О., Нестеренко М. В., Горобець М. М., Бердник С. Л., Думін О. М., Почанін Г. П., Дробахін О. О., Пєнкін Ю. М. Випромінюючі структури багатофункціональних радіоелектронних систем : монографія / ред. В. О. Катрич. LAP LAMBERT Academic Publishing RU. 2017. 400 с.

73. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. Москва, 1988. 432 с.

74. Горобец Н. Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного поля // Методы и средства измерения в области электромагнитной совместимости НТК : труды III Респ. конф., 21–25 октября 1991 г., Винница, 1991. С. 95–100.

75. Горобец Н. Н., Горобец Ю. Н., Цехмистро Р. И. Характеристики электромагнитных полей в ближней зоне коротких проволочных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2000. № 467. С. 62–66.

76. Ehrenspeck H. W., Poehler H. A New Method for Obtaining Maximum Gain from Yagi Antennas // IRE Trans. Antennas Propag. 1959. Vol. 7, № 4. P. 379– 386. URL : http://antena.fe.unilj.si/literatura/Razno/Antene/knjige/Ehrenspeck/01144708.pdf (date of application: 14.08.2019).

77. Bruce E., Beck A. C., Lowry L. R. Horisontal Rhombic Antennas // Proc. IRE. 1935. Vol. 23, № 1. P. 24–46. URL : https://archive.org/details/bstj14-1-135 (date of application: 24.09.2019).

78. Hu Ming-Kuei. Fresnel region fields distributions of circular aperture antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. I960. Vol. 8, № 3. P. 344–346. DOI : 10.1109/TAP.1960.1144853.

79. Hu Ming-Kuei. Fresnel region fields of circular aperture antennas // J. Res. Nat. Bur. Std. 1961. Vol. 65, № 2. P. 137–147. URL : https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/65D/jresv65Dn2p137_A1b.pdf (date of application: 22.09.2019).

80. Ricardi L. J., Hansen R. C. Comparison of line and square source near fields // IEEE Trans. Antennas Propag. 1963. № 6. Vol. 11. P. 711–712.

81. Bickmore R. W., Hansen R. C. Antennas power densities in the Fresnel region // Proc. IRE. 1959. Vol. 47, № 12. P. 2119–2120.

82. Швыркин Н. В., Горобец Н. Н. Поле излучения линейной антенны в ближней зоне // Вестн. Харьков. ун-та. Серия «Генерация, распространение и рассеяние электромагнитных волн». 1981. № 216. Вып. 10. С. 29–34.

83. Горобец Н. Н. Анализ распределения поля вблизи линейных и апертурных антенн // Вопросы обеспечения стойкости радиоэлектронных средств к воздействию электромагнитных излучений естественного и искусственного происхождения : Всесоюз. науч.-техн. конф., 14–16 мая 1991 г. : Ч. 2. тезисы докл. Харьков, 1991. С. 29–30.

84. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн.Москва, 1983. 295 с.

85. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Москва, 1974. 504 с.

86. Bucci O. M., D'Elia G, Giovanni Leone, Pierri R. Far-field computation from amplitude near-field data on surface. Cylindrical case // Proc. IEEE. 1992.
Vol. 139, № 2 P. 143–148. DOI : 10.1049/ip-h-2.1992.0027.

87. Aumann H. M., Willwerth F. G. Synthesys of phased array far-field patterns by focusing in near field // Proc. IEEE Nat Radar Conf. Dallas (USA), 1989.P. 101. DOI : 10.1109/NRC.1989.47624.

88. Lord J. L., Gook G. G., Anderson A. P. Retrieval of driving currents of dipole arrays from the radiated field magnitude // Proc. 21 st European Microwave Conf. Stuttgard (Germany), 1991. P. 623–628. DOI : 10.1109/EUMA.1991.336371.

89. Stouhton R. Optimal near-field measurement in the presence of noise and reflection // Acoust. Soc. 1992. Vol. 92, № 2. P. 831–840.

90. Serafin D.Lasserre J. L., Bolomey J. C., Cottard G., Garreau P.,Lucas F., Therond F.Spherical Near-Field Facility for Microwave CouplingAssessments in the 100 MHz – 6GHz Frequency Range // IEEE Trans. Electromagn.Compat.1998.Vol. 40,№ 3.P. 225–234.URL : https://www.academia.edu/26190725/Spherical_near-

field_facility_for_microwave_coupling_assessments_in_the_100_MHz-

6_GHz_frequency_range (date of application : 03.10.2019).

91. Anderson A. P., Cheung Y. D., Junkin G. Phase retrieval near-field metrology of unknown apertures // Electron Lett. 1992. Vol 28, № 5. P. 454–455. DOI : 10.1049/el:19920286.

92. Bolomey J. C., Cown B. J., Fine G., Jofre L., Mostafavi M., Picard D., Estrada J. P., Friederich P. G., Cain F. L. Rapid near-field antenna testing via arrays of modulated scattering probes // IEEE Trans. Antennas Propag. 1998. Vol. 36, №6. P. 804–814. URL : https://core.ac.uk/download/pdf/41829098.pdf (date of application : 10.10.2019). 93. Усин В. А., Шведова Н. А. О требуемой дискретности измерений ближнего поля на цилиндрическиой поверхности // Радиотехника / ХГУ. Харьков, 1984. № 65. С. 91–95.

94. Нечеса А. В. Выбор области измерений ближнего поля при определении характеристик антенн амплитудным методом // Вісник Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія : Радіофізика та електроніка. 2001. № 513. С. 140–146.

95. Yaghijan A. D. Antenna coupling and near-field sampling in plane-polar coordinates // IEEE Trans. Antennas Propag. 1992.Vol. 40, № 3. P. 304–312. DOI : 10.1109/8.135473.

96. Katsumassa M., Ichiro F. Near field computation of a small offset cylindrical antenna by boundary-element method // IEEE Trans. Inst Electron. Inform. and Commun. 1989. Vol. 72, № 5. P. 567–569. URL : http://ijssst.info/Vol-17/No-32/paper6.pdf (date of application : 24.09.2019).

97. Lewis R. L., Newell A. C. Efficient and accurate method for calculating and representing power density in near-zone of microwave antennas // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1988. Vol. 36, № 6. P. 890–901. DOI : 10.1109/8.1193.

98. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. Москва, 1972. 464 с.

99. Должиков В. В. Продольное распределение интенсивности поля в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Харьков. 1998. Вып. 106. С. 87–96.

100. Горобец Н. Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах // Вестн. Харьков. ун-та. Серия «Радиофизика та электроника». 1980. № 203. Вып. 9. С. 26–34.

101. Горобец Н. Н., Цехмистро Р. И. Эффекты ближней зоны резонансных проволочных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2001. № 513. Вип. 1. С. 112–118.

102. Волошин В. А., Горобец Н. Н. Поляризационные характеристики прямоугольного раскрыва в ближней зоне // Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот : Респ. межвед. науч.-техн. сб. / ХГУ имени А. М. Горького. Харьков, 1971. С. 29–36.

103. IEEE Standard Definition of Terms for Antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. 1969. Vol. 17, № 3. P. 262–269.

104. Microwave Scanning Antennas / ed. by R. C. Hansen. Los Altos, CA : Peninsula Pub. 1985. Vol. 1. 442 p.

105. Yaghjian A. D. An Overview of Near-Field Antenna Measurements // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. 1986. Vol. 34, № 1. P. 30–45. URL : http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.205.6268&rep=rep1 &type=pdf (date of application : 15.09.2019).

106. Balanis C. A. Antenna Theory. Analisis and Desing. New York : John Wiley and Sons, 1982. 790 p.

107. Ільницький Л. Я., Савченко О. Я., Сібрук Л. В. Антени та пристрої надвисоких частот : підручник для ВНЗ. Київ, 2003. 496 с.

108. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. Москва, 1970. 440 с.

109. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Москва, 1973. 856 с.

110. Драбкин А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г. Антенно-фидерные устройства. Москва, 1974. 536 с.

Додаток А

Список публикаций соискателя:

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.**, Shishkova A. V. Far-field zone range of waveguide oscillators // Telecommunications and Radio Engineering. 2010. Vol. 69. Issue 13. P. 1153–1163. DOI : 10.1615/TelecomRadEng.v69.i13.30 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Расстояние дальней зоны волноводных излучателей // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2008. № 834. Вип. 13. С. 68–76.

(Особистий внесок здобувача: участь у розв'язанні задачі про випромінювання з відкритого кінця прямокутного хвилеводу, що збуджується хвилею основного типу H_{10} , а також в аналізі результатів обчислень; програмування й обчислення амплітудних та фазових характеристик.)

2. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне Есекториальных рупорных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2012. № 1038. Вип. 21. С. 17–24.

(Особистий внесок здобувача: аналіз і формулювання висновку про можливість синтезу однорідного просторового розподілу амплітуд електричних та магнітних полів у ближній зоні Е- секторних рупорних антен одержано авторами спільно, розробка алгоритму, програмування та обчислення амплітудних і фазових характеристик полів у ближній зоні рупорних випромінювачів виконано здобувачем самостійно.)

3. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля вблизи антенны // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2013. № 1094. Вип. 23. С. 51–59.

174

(Особистий внесок здобувача: розробка алгоритму, програми та обчислення виконані здобувачем самостійно. Аналіз результатів і формулювання висновків проведені авторами спільно.)

4. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Волновые процессы в прожекторном луче апертурных антенн // Прикладная радиоэлектроника. 2015. Т. 14, № 1. С. 51–58.

(Особистий внесок здобувача: розробка алгоритму, програмування й обчислення виконані здобувачем особисто, розв'язання задач, аналіз результатів обчислень та формулювання висновків зроблені авторами спільно.)

5. Gorobets N. N., **Ovsyannikova E. E.** Electromagnetic field and waves near aperture antennas of large electrical sizes // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 12. P. 1041–1050. DOI : 10.1615/TelecomRadEng.v75.i12.10 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Электромагнитные поля и волны вблизи апертурных антенн больших электрических размеров // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2014. № 1115. Вип. 24. С. 111–118.

(Особистий внесок здобувача: розв'язанні електродинамічної задачі про випромінювання, аналіз результатів обчислень і формулювання висновків зроблені авторами спільно, програми та обчислення виконані здобувачем самостійно.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

6. Gorobets N. N., **Ovsyannikova E. E.** Wave processes in the near-field zone of weakly directive aperture radiators of electromagnetic waves // Telecommunications and Radio Engineering. 2016. Vol. 75. Issue 8. P. 705–718. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i8.40 ; Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е. Волновые процессы в ближней зоне слабонаправленных апертурных излучателей электромагнитных волн // Радиотехника : Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2015. Вып. 183. С. 105–115.

(Особистий внесок здобувача: програмування та обчислення виконані здобувачем особисто, аналіз результатів обчислень і формулювання висновків

зроблені авторами спільно.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

7. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Волновые процессы в ближней зоне апертурных антенн с раскрывом круглой формы // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2017. Вип. 26. С. 24–34.

(Особистий внесок здобувача: розв'язання електродинамічної задачі в декартовій системі координат, розробка алгоритму, програмування й обчислення виконані здобувачем особисто, постановка задачі, аналіз результатів обчислень і формулювання висновків зроблені авторами спільно.)

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

8. Атрошенко Л. М., Горобец Н. Н., Шишкова А. В., Овсянникова Е. Е. Распределение поля в ближней зоне волноводных и рупорных излучателей // Миллиметровые волны в медицине и биологии : XIV Рос. симп. с междунар. участием, 2–5 апр. 2007 г.: тезисы докл. Москва, 2007. С. 254–257.

(Особистий внесок здобувача: автор провела обчислення розподілу поля в ближній зоні хвилеводних і рупорних випромінювачів у декартовій системі координат.)

9. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Распределение амплитуд электромагнитных полей на плоскости в ближней и промежуточной зоне антенн с прямоугольной апертурой // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2007: материалы 3-й междунар. молодежной науч.-техн. конф., 16–21 апр. 2007 г., Севастополь, 2007. С. 125.

(Особистий внесок здобувача: автором отримані вирази в декартовій системі координат для компонент електричного й магнітного полів для довільних апертур.)

10. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.**, Shishkova A. V. Near-field plane distribution of rectangular waveguide excited by dominant and higher-order

modes // MSMW'07: Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves : Symposium Proceedings, 25–30 June 2007, Kharkiv, 2007. P. 687–689.

(Особистий внесок здобувача: автор провела обчислення розподілу поля в декартовій системі координат для компонент електричного й магнітного полів для довільних апертур.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

11. Shishkova A. V., Gorobets N. N., Ovsyannikova Ye. Ye. Near-field Radiation from Sektoral Horns // ICATT'07: Proceedings of International Conference on Antenna Theory and Techniques, 17–21 Sept. 2007, Sevastopol, 2007. P. 134–136.

(Особистий внесок здобувача: автор розробила програмне забезпечення, провела обчислення й приймала участь у аналізі отриманих результатів.)

12. **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Излучение в ближней зоне прямоугольного волновода, возбуждаемого модами высших типов H_{mo} // Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке : XII Междунар. молодежный форум, 1–3 апр. 2008г.: тезисы докл. Харьков, 2008. С. 54.

(Особистий внесок здобувача: автор провела обчислення й приймала участь у аналізі отриманих результатів.)

13. **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Характеристики излучения широкоразмерных *Е* - плоскостных секториальных рупоров в ближней, промежуточной и дальней зонах наблюдения // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2008 : материалы 4-ой Междунар. молодежной науч.-техн. конф., 21–25 апр. 2008 г., Севастополь, 2008. С. 170.

(Особистий внесок здобувача: автор створила програмне забезпечення, приймала участь у аналізі отриманих результатів.)

14. Горобец Н. Н., Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В. Влияние распределения протяженность ближних амплитудного поля на зоны полей излучателей // СВЧ-техника реактивных апертурных И

телекоммуникационные технологи : материалы 19-ой Междунар. Крым. конф., 14–18 сент. 2009 г., Севастополь, 2009. С. 464–465.

(Особистий внесок здобувача: автору належить розробка алгоритму й дослідження області «ближніх реактивних полів» апертурних випромінювачів квадратної форми з різними законами розподілу поля в розкриві.)

15. **Овсянникова Е. Е.**, Шишкова А. В. Влияние величины квадратичных фазовых искажений на пространственное распределение поля в ближней зоне апертурных антенн // Радіофізика, Електроніка, Фотоніка та Біофізика: 9-а Харків. конф. молодих науковців, 1–3 груд. 2009 г. : зб. анот. Харків, 2009. С. 103.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, проведенні обчислень, аналізі отриманих результатів.)

16. **Ovsyannikova O. E.**, Shishkova A. V., Gorobets N. N. Distribution of reactive power density in the near-field region of aperture antennas with different illumination laws // MSMW'10 : Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 21–26 June. 2010, Kharkiv, 2010. P. 1–3.

(Особистий внесок здобувача: автор проводила обчислення й приймала участь в аналізі отриманих результатів.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

17. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Об обеспечении квазиоднородного распределения поля вблизи апертурных антенн // СВЧтехника и телекоммуникационные технологии : материалы 23-й Междунар. Крым. конф., 8–14 сент. 2013р., Севастополь, 2013. С. 622–623.

(Особистий внесок здобувача: автор створила програму для обчислень, брала участь у проведенні обчислень і аналізі результатів.)

18. Gorobets N. N., **Ovsyannikova O. E.** Influence of Radiating Aperture Form on Electric Field Distribution Near Antenna // UWBUSIS'14 : Proceedings of 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 15–19 Sept. 2014, Kharkiv, 2014. P. 67–70.

(Особистий внесок здобувача: автор проводила обчислення й зробила аналіз результатів.)

19. Горобец Н. Н., **Овсянникова Е. Е.** Электромагнитные поля в ближней зоне слабонаправленных апертурных антен // Проблемы электромагнитной совместимости перспективных беспроводных сетей связи ЭМС-2016 : материалы 2-й Междунар. науч.-техн. конф., 24–25 мая 2016 г., Харьков, 2016. С. 104–107.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у проведенні обчислень й аналізі результатів.)

20. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.** Wave processes in the near-field zone of large aperture antenna // MSMW'16 : Proceedings of International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves, 20–24 June 2016, Kharkiv, 2016. P. 1–3.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, проведенні обчислень, аналізі отриманих результатів.)

21. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.** Influence of the Form of Radiating Aperture on Wave Processes in the Near Field Omnidirectional Aperture Antennas // UWBUSIS'16: Proceedings of 8th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 5–11 Sept. 2016, Odessa, 2016. P. 231–233.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у проведенні обчислень, аналізі отриманих результатів.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

22. Горобець М. М., Лєбєдєв А. С., **Овсяннікова О. Є.** Електромагнітні поля і хвилі в ближній зоні антен // Метрологія та вимірювальна техніка

(Метрологія-2016) : X Міжнар. наук.-техн. конф., 5–7 жовт. 2016 р.: тези доп., Харків, 2016. С. 87.

(Особистий внесок здобувача: автор приймала участь у створенні програмного забезпечення, аналізі отриманих результатів, проведенні обчислень.)

23. Gorobets N. N., **Ovsyannikova Ye. Ye.** Electromagnetic fields in the near-zone of aperture antennas with round opening // ICATT'17 : Proceedings on Flash-drive of International Conference on Antenna Theory and Technique, 1–4 May 2017, Kyiv, 2017. P. 134–136.

(Особистий внесок здобувача: автор розв'язала зовнішню векторну задачу електродинаміки про випромінювання апертурних антен з розкривом круглої форми на довільній відстані, включаючи ближню зону; розробила алгоритм, комп'ютерну програму й провела обчислення.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

24. Gorobets N. N., **Ovsyannikova O. Ye.** Electromagnetic fields in the searchlight beam of aperture antennas with the aperture of a round shape // UWBUSIS'18 : Proceedings on Flash-drive of 9th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals., 4–7 Sept. 2018, Odessa, 2018. P. 362–365.

(Особистий внесок здобувача: автор розв'язала зовнішню векторну задачу електродинаміки про випромінювання апертурних антен з розкривом круглої форми на довільній відстані, розробила алгоритм, комп'ютерну програму й провела обчислення.) (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Scopus.)

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

25. Овсянникова Е. Е., Шишкова А. В., Горобец Н. Н. Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне

апертурных антенн // Вісн. Харків. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2009. № 853. Вип. 14. С. 26–34.

(Особистий внесок здобувача: участь у розв'язання задачі про знаходження електричних і магнітних полів випромінювання апертурних антен довільних розмірів з відомими амплітудними розподілами джерел поля в розкриві, а також в аналізі результатів обчислень; програмування й обчислення амплітудних та фазових характеристик полів у ближній зоні здобувач виконала особисто.)
Додаток Б

Таблиця Б.1

Значення відстаней, на яких відмінність відношення W / W_0 від одиниці не перевищує 1% для різних варіантів розкриву хвилеводу

Розміри розкриву	R / λ
$1 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =1.16 λ
$0.5 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =1.06 λ
$0.1 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =1.51 λ
0.6λ x 0.6λ	<i>R</i> =0.31 λ
$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$	<i>R</i> =1.06 λ
$0.1\lambda\mathrm{x}0.6\lambda$	<i>R</i> =1.21 λ

Таблиця Б.2

Значення межі дальньої зони, яка визначається за різницею фаз між електричним і магнітнім полем в залежності від відстані для різних

• •		
DO3MIDIB	розкриви	хвилеволу
T T.	I I J	

Розміри розкриву	R / λ
$1 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =0.91 λ
$0.5 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =0.91 λ
$0.1 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =1.06 λ
$0.6\lambda x 0.6\lambda$	<i>R</i> =0.51 λ
$0.3 \lambda x 0. \lambda$	<i>R</i> =0.56 λ
$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$	<i>R</i> =0.66 λ

Відстані, на яких встановлюється форма діаграми спрямованості для різних розмірів розкриву хвилеводу на різних відстанях від антени в

Розміри розкриву	Е-пл.	Н-пл.	
$1 \lambda x 1 \lambda$		$R=1.5\lambda$	
$0.5 \lambda x 1 \lambda$	<i>R</i> =1.5 λ	$R=1.3 \lambda$	
$0.1 \lambda x 1 \lambda$	$R=1 \lambda$	$R=1.5\lambda$	
$0.6\lambda x 0.6\lambda$	$R=1.3 \lambda$	$R=1.3 \lambda$	
$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$	$R=1.3 \lambda$	$R=1.3 \lambda$	
$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$	$R=1 \lambda$	$R=1.3 \lambda$	

площинах Е та Н

Таблиця Б.4

Відстані, на яких максимум відношення $E_R / E_{\theta \max(0)}$ не перевищує –20дБ

	•	• •		
лля	різних	варіантів	розкриву	хвилеволу
	P	2	postprizj	

R=0.5 λ	R=1 λ	R=1.3 λ	R=1.5 λ	R=1.7 λ	R=2 λ	R=2.2 λ
						$1 \lambda x 1 \lambda$
			$0.5 \lambda x 1 \lambda$	$0.5 \lambda x 1 \lambda$	$0.5 \lambda x 1 \lambda$	$0.5 \lambda x 1 \lambda$
			$0.1 \lambda x 1 \lambda$	$0.1\lambda\mathrm{x}1\lambda$	$0.1 \lambda x 1 \lambda$	$0.1 \lambda x 1 \lambda$
			0.6λ x 0.6λ	$0.6 \lambda x 0.6 \lambda$	0.6λ x 0.6λ	0.6λ x 0.6λ
		$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.3 \lambda x 0.6 \lambda$
		$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$	$0.1 \lambda x 0.6 \lambda$

Додаток В АКТ ВПРОВАДЖЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЙНИХ **ДОСЛІДЖЕНЬ**



AKT

про впровадження результатів дисертаційної роботи Овсяннікової Олени Євгенівни за темою «Електромагнітні поля в ближній зоні апертурних антен», яка представлена на здобуття наукового ступеня кандидата фізико - математичних наук за спеціальністю 01.04.03 - радіофізика.

Комісія у складі:

Голова комісії – Єлісєєва Н. П. – доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, професор кафедри прикладної електродинаміки.

Члени комісії:

Блинова Н. К. - кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, доцент кафедри прикладної електродинаміки;

Кийко В. І. - кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, старший науковий співробітник кафедри прикладної електродинаміки

склала даний акт у тому, що результати дисертаційної роботи Овсяннікової О. Є. а саме:

1. Методика розв'язання зовнішньої задачі електродинаміки про випромінювання апертурних антен у ближній зоні;

2. Результати дослідження електромагнітних полів у ближній зоні апертурних антен із розкривом круглої, квадратної та прямокутної форми використано в навчальному процесі кафедри прикладної електродинаміки факультету радіофізики, біомедичної електроніки та комп'ютерних систем Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна в курсі лекцій та на практичних заняттях дисципліни «Електромагнітні поля і хвилі в ближній зоні антен».

Голова комісії

Н. П. Єліссєва Н. К. Блинова

Члени комісії

E ser eecks

В. І. Кийко