

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Огурцова Тетяна Миколаївна

УДК 537.86

ДИСЕРТАЦІЯ
МЕТАЛЕВІ РАМКИ З ФЕРИТОВИМ СТРИЖНЕМ ЯК ПРИЙМАЛЬНІ
АНТЕНИ НАДШИРОКОСМУГОВИХ ІМПУЛЬСНИХ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПОЛІВ

01.04.03 – радіофізика

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.

_____ Т. М. Огурцова

Науковий керівник Почанін Геннадій Петрович,
кандидат фізико–математичних наук, старший науковий співробітник

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Огурцова Т.М. Металеві рамки з феритовим стрижнем як приймальні антени надширокосмугових імпульсних електромагнітних полів. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико–математичних наук за спеціальністю 01.04.03 – радіофізика. – Інститут радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, Харків, 2021.

Дисертаційна робота присвячена вирішенню важливої науково-практичної проблеми: визначення фізичних закономірностей процесу трансформації імпульсного електромагнітного поля нано- та субнаносекундного діапазонів тривалості в імпульсний сигнал на виході приймальної феритової антени й використання цих закономірностей для побудови малогабаритних антен, призначених для чутливого неспотвореного приймання надширокосмугових (НШС) імпульсів електромагнітного поля.

В роботі розглянуто феритові антени, які являють собою феритові стрижні, охоплені витком провідника (рамкою). Як модель взаємодії такої структури з НШС імпульсним полем розглядалось розсіяння імпульсного поля на нескінченному магнітодіелектричному циліндрі (розв’язок задачі дифракції) або циліндрі скінченної довжини (метод FDTD).

За результатами чисельного моделювання визначені оптимальні геометричні та електрофізичні параметри феритових антен для чутливого і неспотвореного приймання НШС імпульсів різних видів: з обвідною у вигляді функції Гауса та високочастотним заповненням, та з часовою залежністю у вигляді функції Гауса та 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса без несучої.

В роботі представлено спосіб визначення частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів довільних розмірів та довільного перерізу.

Показано можливість підвищення чутливості феритової антени шляхом збільшення кількості рамок на стрижні і оптимального розміщення рамок на стрижні. Також виявлено ефект скорочення часу наростання перехідної характеристики антени завдяки оптимальному розміщенню рамок на стрижні, що приводить до розширення робочої смуги частот антени у бік більш високих частот і можливості приймати коротші у часі імпульси.

Далі перелічено **основні результати дисертації**, одержані вперше:

1. Визначено критерії чутливого неспотвореного приймання феритовою антеною НШС сигналів у вигляді імпульсів з гауссовою обвідною та високочастотним заповненням, а також гауссового імпульсу й імпульсів у формі 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса без несучої, що сприяє створенню практичних конструкцій приймальних антен. Критерії пов'язують частотні та часові параметри збуджуючих імпульсів з геометричними й електрофізичними параметрам феритового стрижня.

2. Вперше запропоновано спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів із застосуванням коротких імпульсів електромагнітного поля, що дозволяє визначати ефективну магнітну проникність стрижнів довільних розмірів і довільного перерізу та, завдяки спостереженню в обмеженому часовому вікні, усунути вплив відбиттів від оточуючого середовища на результати вимірювань.

3. Розвинуто для феритових антен методику підвищення чутливості неспотвореного приймання НШС імпульсів шляхом підсумовування сигналів, прийнятих кількома рамками. Експериментально показано, що використання двох рамок приводить до збільшення чутливості антени у 1,5 раза, а трьох – у 1,77 раза у порівнянні з однорамковою антеною.

4. Вперше виявлено, що використання у феритовій антені кількох рамок приводить до зменшення часу наростання перехідної характеристики антени і, як наслідок, до розширення її робочої смуги частот у бік високих частот, що дозволяє реєструвати сигнали коротшої тривалості з підвищеною

точністю. Для антени з двома рамками час наростання зменшується з 3,6 нс до 2,7 нс, а для антени з трьома рамками – з 3,6 нс до 2,3 нс у порівнянні з однорамковою антеною.

Практичне значення отриманих результатів полягає у використанні досліджених у роботі закономірностей при створенні феритових НШС імпульсних антен, особливо для систем підповерхневої радіолокації. Такі антени забезпечать чутливе неспотворене приймання імпульсних сигналів, і тим самим сприятимуть підвищенню точності результатів радіолокаційних вимірювань. Зокрема, феритові антени планується використовувати при розробці багатoelementних антенних систем для радіолокаторів підповерхневого зондування, що створюються в рамках програми НАТО "Наука заради миру та безпеки" у проєкті G5731 "Multi-sensor cooperative robots for shallow buried explosive threat detection".

Ключові слова: НШС імпульсні сигнали, електромагнітне поле, дифракція, рамкова антена, феритова антена, чутливість, неспотворене приймання, ефективна магнітна проникність.

ANNOTATION

Ogurtsova T. M. Metal loops with a ferrite rod as receiving antennas of ultra-wideband pulsed electromagnetic fields. – On the manuscript.

Thesis for a candidate degree in physics and mathematics by speciality 01.04.03 – radiophysics. – O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine, Kharkiv, 2021.

The theses is dedicated to the solution of an important scientific and practical problem: determination of physical regularities of the process of transformation of a pulsed electromagnetic field of nano- and subnanosecond duration ranges into a pulse signal at the output of a receiving ferrite antenna and using these regularities for

construction of small-sized antennas for receiving of the UWB electromagnetic field pulses.

The dissertation considers ferrite antennas, which are ferrite rods covered by a coil of a conductor (loop). The scattering of a pulsed field by an infinite magnetodielectric cylinder (solution of the diffraction problem) or a cylinder of finite length (FDTD method) was considered as a model of the interaction of such a structure with the UWB pulsed field.

According to the results of numerical simulations, the optimal geometric and electrophysical parameters of ferrite antennas for sensitive and undistorted reception of UWB pulses of different types are determined: with the ratio in the form of Gaussian functions and high-quality reduction, and over time dependence on Gaussian functions without a carrier.

The thesis presents a method for determining the frequency dependence of the magnetic permeability of ferrite rods of arbitrary size and arbitrary cross section.

The possibility of increasing the sensitivity of the ferrite antenna by increasing the number of loops on the rod and the optimal placement of the loops on the rod is shown. The effect of reducing the time of increase of the transient characteristic of the antenna due to the optimal placement of the loops on the rod, which leads to the expansion of the operating frequency band of the antenna towards higher frequencies and the ability to receive shorter pulses is discovered.

The main outcomes of the thesis were obtained for the first time:

1. The criteria of sensitive undistorted reception of signals in the form of pulses with Gaussian envelope and high-frequency filling, as well as Gaussian pulse and pulses in the form of the 1st and 2nd derivative of the Gaussian function without carrier, which contributes to the creation of practical constructions are determined. The criteria relate the frequency and time parameters of the excitation pulses to the geometric and electrophysical parameters of the ferrite rod.

2. For the first time a method for measuring the frequency dependence of magnetic permeability of ferrite rods using short pulses of electromagnetic field,

which allows to determine the effective magnetic permeability of rods of arbitrary size and arbitrary cross section and to eliminate environmental effects due to observation in a limited time window is proposed.

3. For ferrite antennas, a method has been developed to increase the sensitivity of undistorted reception of UWB pulses by summing the signals received by several loops. It has been experimentally shown that using of two loops increases the sensitivity by 1.5 times, and three – by 1.77 times compared to a single-loop antenna.

4. For the first time it was found that using of several loops on the ferrite rod reduces the time of increase of the transient response of the antenna and, as a consequence, expands its operating frequency band towards high frequencies, that allows to record shorter signals with increased accuracy. For a two-loop antenna, the rise time is reduced from 3.6 ns to 2.8 ns, for a three-loop antenna – from 3.6 ns to 2.3 ns in comparison to a single-loop antenna.

The practical significance of the obtained results is using of the regularities discovered in the work in the creation of ferrite UWB pulsed antennas for subsurface radar systems. Such antennas will provide sensitive and undistorted reception of pulse signals, and thus help increase the accuracy of radar measurements. In particular, ferrite antennas are planned to be used in the development of multi-element antenna systems for subsurface sensing radars created under NATO's Science for Peace and Security program under project G5731 "Multi-sensor cooperative robots for shallow buried explosive threat detection".

Key words: UWB pulse signals, electromagnetic field, diffraction, loop antenna, ferrite antenna, sensitivity, undistorted reception, effective magnetic permeability.

Список публікацій за темою дисертації:

Основні результати висвітлено у 4 статтях у фахових виданнях України:

1. Огурцова Т. Н., Почанин Г. П., Холод П. В. Рамочная антенна для приема сверхширокополосных импульсных сигналов. *Радиофизика и*

Електроніка. 2003. Т. 8, № 3. С. 429–437.

2. Огурцова Т. Н., Сидоренко Ю. Б. Возбуждение потока магнитной индукции внутри магнетодиэлектрического цилиндра. *Радиофизика и Электроника*. 2009. Т. 14, № 3. С. 259–266.

3. Огурцова Т. Н. Выбор параметров ферритового элемента для импульсной СШП приемной антенны. *Известия вузов. Радиоэлектроника*. 2016. Т. 59, № 9. С. 27–35.

4. Огурцова Т. М., Блинова Н. К., Почанін Г. П., Масалов С. О., Усова В. В. Неспотворений прийом імпульсного сигналу без носійної частоти феритовою антеною. *Вісник Харківського національного університету ім.В.Н.Каразіна. Серія «Радиофизика та електроніка»*. 2019. Вип.31. С. 47–58.

В 1 статті у зарубіжному профільному журналі:

5. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Sidorenko Yu.B. Excitation of an electromagnetic field pulse in the magnetodielectric cylinder. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2013. Vol. 72, N_o 9. P. 777–789.

В патенті України:

6. Спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів: патент на корисну модель UA 126410 U, МПК G01R 33/12 (2006.01); заявл. 07.09.2017; опубл. 25.06.2018, Бюл. № 12. 6 с.

В 9 тезах, опублікованих у збірниках доповідей на міжнародних конференціях:

7. Pochanin G. P., Kholod P.V., Ogurtsova T. N. The UWB receiving loop antenna. *International conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 4th Intl. Conf. ICATT'03, 9–12 Sept. 2003, Sevastopol, Ukraine, 2003*. P. 546–548.

8. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P.V. Multielement UWB receiving antenna. *International conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 4th Intl. Conf. ICATT'03, 9–12 Sept. 2003, Sevastopol, Ukraine, 2003*. P. 549–552.

9. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P.V. Sensitivity of UWB ferrite receiving antennas. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 2nd Intl. Workshop UWBUSIS*, 19–22 Sept. 2004, Sevastopol, Ukraine, 2004. P. 279–281.
10. Kholod P.V., Ogurtsova T. N., Pochanin G. P. Comparison characteristics of small-size UWB receiving antenna. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 3rd Intl. Conf. UWBUSIS*, 18–22 Sept. 2006, Sevastopol, Ukraine, 2006. P. 182–184.
11. Ogurtsova T.N., Pochanin G.P., Sidorenko Yu.B., Kholod P.V. Excitation of pulse magnetic flux inside a magnetodielectric cylinder. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 6th Intl. Conf. UWBUSIS*, 17–21 Sept. 2012, Sevastopol, Ukraine, 2012. P. 229–231.
12. Ogurtsova T.N., Pochanin G.P., Kholod P.V. The effective magnetic permeability of ferrite rods M400HH in the frequency range of 10 – 100 MHz. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Proceedings of the 8th Intl. Conf. UWBUSIS*, 5–11 Sept. 2016, Odessa, Ukraine, 2016. P. 139–141.
13. Ogurtsova T., Kholod P., Klochko G., Pochanin G., Berdnik S., Dumin O. Frequency domain measurement of permeability of M400HH ferrite rods in the VHF range. *International Conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 11th Intl. Conf. ICATT'17*, 24–27 May 2017, Kyiv, Ukraine, 2017. P. 399–401.
14. Kholod P. V., Ogurtsova T.N. Active loop sensor for receiving pulse magnetic fields of nanosecond duration. *International Conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 11th Intl. Conf. ICATT'17*, 24–27 May 2017, Kyiv, Ukraine, 2017. P. 221–223.
15. Ogurtsova T., Blinova N., Pochanin G., Kholod P. Reception of electromagnetic pulses of nanosecond duration by the multi-element ferrite antenna. *2020 IEEE First Ukrainian Microwave Week: Proceedings of the First UkrMW*, 21–25 Sept. 2020, Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 116–120.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	11
ВСТУП	12
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	21
1.1 НШС сигнали та їх застосування	21
1.2 Вимоги до НШС імпульсних антен	23
1.3 Ефективна магнітна проникність феритових стрижнів	30
1.4 Методи розв'язання нестационарних задач розсіювання, вибір моделей приймальних антен	34
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 1	39
РОЗДІЛ 2 ДИФРАКЦІЯ ІМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ НА МАГНІТОДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ЦИЛІНДРІ	41
2.1 Моделі НШС імпульсної антени та поля, що збуджує	42
2.2 Дифракція Н-поляризованої монохроматичної електромагнітної хвилі на нескінченному магнітодіелектричному циліндрі	44
2.2.1 Метод розв'язання	45
2.2.2 Постановка задачі	45
2.2.3 Розв'язання задачі	47
2.2.4 Модуль і фаза магнітної компоненти	51
2.2.5 Спектральні функції циліндра	55
2.3 Дифракція Н-поляризованого імпульсного поля з гаусовою обвідною та несучою на магнітодіелектричному циліндрі	56
2.3.1 Розв'язання задачі	57
2.3.2 Обвідні наведених сигналів та їх спектри	61
2.4 Скінченність довжини циліндра	64
2.5 Співвідношення між оптимальними параметрами стрижня та поля, що збуджує	67
2.6 Експериментальне обґрунтування використаних ідеалізацій	73
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 2	75

	10
РОЗДІЛ 3 ЗБУДЖЕННЯ АНТЕН ІМПУЛЬСНИМ ПОЛЕМ У ВИГЛЯДІ НАЙБІЛЬШ ПОШИРЕНИХ ФУНКЦІЙ БЕЗ НЕСУЧОЇ	78
3.1 Збудження рамкової антени	78
3.2 Збудження феритової рамкової антени	89
3.2.1 Постановка задачі та вибір моделі антени	89
3.2.2 Збудження антени імпульсним полем з часовою залежністю у вигляді функції Гауса	91
3.2.3 Збудження антени імпульсним полем з часовою залежністю у вигляді 1-ї похідної функції Гауса	94
3.2.4 Збудження антени імпульсним полем з часовою залежністю у вигляді 2-ї похідної функції Гауса	98
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 3	102
РОЗДІЛ 4 СПОСІБ ВИМІРЮВАННЯ ЕФЕКТИВНОЇ МАГНІТНОЇ ПРОНИКНОСТІ ФЕРИТОВИХ СТРИЖНІВ	104
4.1 Вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів	108
4.2 Обладнання для вимірювання	109
4.3 Результати вимірювань	112
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 4	117
РОЗДІЛ 5 БАГАТОЕЛЕМЕНТНІ НШС ІМПУЛЬСНІ АНТЕНИ	118
5.1 Багатоелементні рамкові антени	118
5.2 Багатоелементні феритові рамкові антени	125
5.2.1 Метод експериментальних досліджень	125
5.2.2 Результати експериментів	127
ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 5	136
ВИСНОВКИ	137
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	140
ДОДАТОК А СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	153

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

НШС	– надширокосмуговий;
НДР	– науково-дослідна робота;
НКІ	– надкороткий імпульс;
РЛС	– радіолокаційна система;
АЧХ	– амплітудно-частотна характеристика;
ФЧХ	– фазо-частотна характеристика;
ЕМ	– електромагнітний;
ЕРС	– електрорушійна сила;
Спотворення амплітудно-часової залежності прийнятого сигналу	– відмінність амплітудно-часової залежності сигналу на виході антени від амплітудно-часової залежності імпульсу поля, що приймається;
Чутливість антени	– відношення амплітуди сигналу на виході приймальної антени до амплітуди напруженості поля, що приймається;
Просторова протяжність імпульсу	– добуток тривалості імпульсу на швидкість світла;
ДС	– діаграма спрямованості
ПХ	– перехідна характеристика.

ВСТУП

Актуальність теми. Перші публікації про використання в радіолокації та зв'язку надширокосмугових (НШС) сигналів з'явилися більше тридцяти років тому [1–7]. Використання часово- та просторово обмежених електромагнітних полів із різноманітними видами обвідної та шириною спектра значно розширило можливості традиційної радіолокації. Розробка та впровадження надширокосмугових систем стали якісним кроком у розвитку радіолокації (особливо підповерхневого зондування).

Сигнали у вигляді НШС імпульсних електромагнітних полів нано- та субнаносекундного діапазонів тривалостей використовуються в радіолокаційних системах різного цільового призначення, в тому числі в задачах підповерхневого зондування [8–12]. Серед цих задач слід відзначити як найбільш важливу для України – пошук мін під час гуманітарного розмінування (території Донбасу) [13], а також неруйнівний моніторинг і визначення стану підповерхневої частини інженерних споруд – дорожнього одягу [14], мостів, гребель, тощо. Ці задачі піддаються розв'язанню шляхом використання методів НШС радіолокації, але можливості сучасних засобів радіолокації не дають використати їх повною мірою.

Використання НШС імпульсів у підповерхневій радіолокації сформувало особливі вимоги до приймальних антен радарів:

- неспотворене приймання сигналів;
- висока чутливість;
- малі розміри та вага.

Умовою виявлення та розпізнавання підповерхневих об'єктів у першу чергу є висока точність реєстрації та відтворення часових залежностей (форми) прийнятих сигналів, розсіяних середовищем із підповерхневими об'єктами.

Завдяки формі відбитого сигналу можна визначити об'єкт радіолокаційного зондування.

Антени, що використовуються для НШС систем, можна розділити на дві групи.

До першої групи належать електрично великі структури [15]: дзеркальні антени IRA (Impulse Radiating Antenna) [16], ТЕМ рупори [17, 18], антени Вівальді [19], резистивно навантажені диполі [18]. Ці антени можна узгодити в широкій смузі частот і отримати потрібні амплітудно-частотні та фазово-частотні характеристики (АЧХ та ФЧХ). Але через їх великі габарити, що зазвичай в десятки разів перевершують просторову тривалість сигналу, вони не можуть бути використані в системах, що розробляються для підповерхневої радіолокації.

До другої групи слід віднести різні варіанти електричних і магнітних диполів, як з резистивним навантаженнями, так і без них [17, 20]. Це малогабаритні антени, що відрізняються своєю широкосмуговістю. Малі габарити і неспотворене приймання електромагнітних сигналів роблять ці антени привабливими для використання на практиці. Малогабаритні датчики імпульсних електричних і магнітних полів використовувалися для неспотвореного приймання імпульсних сигналів, як у задачах електромагнітної сумісності, так і при вимірюванні параметрів потужних імпульсних електромагнітних полів для потреб атомної промисловості.

Але на відміну від задач електромагнітної сумісності, де амплітуди напруженості електромагнітних полів дуже великі та чутливість антени може бути незначною, в задачах підповерхневої радіолокації сигнали, які треба реєструвати, мають малу амплітуду. Для реєстрації цих сигналів чутливість елементарних антен є недостатньою.

Тому основними задачами, що вимагають свого розв'язання на сучасному етапі розвитку методів і засобів НШС відеоімпульсного підповерхневого зондування, є підвищення якості первинної радіолокаційної інформації, для

чого необхідно якомога точніше відтворювати форму навіть слабких сигналів [21].

Ця задача особливо актуальна тоді, коли необхідно ідентифікувати об'єкти в середовищі, електрофізичні параметри якого майже не відрізняються від параметрів самого об'єкта (слабоконтрастні об'єкти) [22, 23]. Якість первинних даних дуже важлива при глибинному зондуванні середовища, а також при дослідженні середовищ, що характеризуються великими поглинанням і дисперсією.

Частково спрощується виявлення та розпізнавання підземних об'єктів, якщо при обробці отриманих сигналів використовується інформація про електрофізичні параметри ґрунту в частотному діапазоні, що використовується при зондуванні НШС сигналом [24], але далеко не завжди ці характеристики відомі наперед. У роботах [25, 26] розпізнавання як підповерхневих об'єктів, так і об'єктів, що знаходяться у вільному просторі, пропонується на основі резонансів, які відповідають певним розмірам об'єктів і мають місце у полі, відбитому об'єктом. На жаль, такий підхід є ефективним, головним чином, для виявлення об'єктів, що мають симетричну форму і високу добротність, яка сприяє збудженню резонансних коливань у розсіяному полі.

Отже, більш надійним, хоча і складнішим, є розпізнавання об'єктів пошуку, що базується на розв'язанні обернених задач. Для цього потрібно забезпечити якомога точніше відтворення амплітудно-часової залежності сигналів, що приймаються.

За приймання та реєстрацію радіолокаційних сигналів відповідає приймальна антена радара, саме на її удосконалення направлена ця робота. Антена має бути малогабаритною, чутливою, та не спотворювати форму сигналу, що приймається. Ці три вимоги є загальними для будь-яких радіолокаторів. Але треба зазначити, що кожне конкретне практичне завдання потребує антен з такими параметрами, які забезпечують впевнене його виконання. В цьому сенсі такі антени є практично важливими.

Розв'язати задачу чутливого неспотвореного приймання сигналів зондування у вигляді НШС імпульсних електромагнітних полів нано- та субнаносекундного діапазонів тривалостей можна, використовуючи феритові рамкові антени [27, 28]. Наявність фериту суттєво впливає на процеси, які відбуваються в антені при прийманні НШС імпульсного сигналу. В даному випадку виявляються задіяними одразу два механізми. З одного боку, рамка є елементом, який більш чутливий до швидких змін магнітного поля. Повільні зміни індукують в ній дуже малий струм. З іншого – феритовий стрижень, який намагнічується повільніше та концентрує в собі магнітне поле, що збуджує антену, дозволяє значно збільшити магнітну індукцію та, відповідно, струм, що індукується частиною сигналу, яка повільно змінюється. Таким чином, використання феритових стрижнів у приймальних антенах дає змогу підвищити їх чутливість, незважаючи на малі габарити антени та розширити їхню робочу смугу частот у бік низьких частот.

Отже, дослідження фізичних закономірностей процесу трансформації імпульсного електромагнітного поля нано- та субнаносекундного діапазонів тривалості в імпульсний сигнал на виході приймальної феритової антени є важливими та багатообіцяючими для практики. Результати цих досліджень стануть основою для створення малогабаритних антен, призначених для чутливого неспотвореного приймання НШС імпульсів електромагнітного поля.

Мета і завдання дослідження. *Метою роботи* є виявлення та дослідження фізичних закономірностей процесу взаємодії імпульсного електромагнітного поля нано- та субнаносекундного діапазонів тривалості з феритовими стрижнями та використання цих закономірностей для побудови малогабаритних приймальних антен для чутливого неспотвореного приймання електромагнітних імпульсів.

Об'єктом дослідження є електромагнітні процеси, що виникають при дифракції НШС імпульсних електромагнітних полів на магнітодіелектричних стрижнях і стрижнях з електропровідними рамками на них.

Предметом дослідження є взаємозв'язок параметрів збуджуючого імпульсного електромагнітного поля, електродинамічних параметрів феритової антени та результатів перетворення поля, що опромінює антену, в струм або напругу на виході антени.

Для досягнення поставленої у дисертації мети необхідно розв'язати наступні задачі:

- розробити математичні моделі приймальних феритових антен;
- розв'язати задачу дифракції монохроматичного H - поляризованого електромагнітного поля на нескінченному магнітодіелектричному циліндрі як моделі приймальної феритової антени;
- розв'язати задачу дифракції імпульсного H - поляризованого електромагнітного поля у вигляді імпульсів із гауссовою обвідною та високочастотним заповненням на нескінченному магнітодіелектричному циліндрі;
- виконати чисельне моделювання задачі дифракції імпульсних електромагнітних полів без несучої у вигляді функції Гауса, 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса на феритовій антені;
- за результатами моделювання проаналізувати амплітудно-часові залежності розрахованих полів дифракції та імпульсів на виході антени;
- розробити спосіб вимірювання магнітної проникності феритових стрижнів довільної довжини та довільного перерізу та експериментально визначити магнітну проникність феритових стрижнів;
- розвинути методику підвищення чутливості неспотвореного приймання імпульсних електромагнітних полів шляхом підсумовування сигналів, прийнятих кількома рамками, для феритових антен;
- дослідити перехідні характеристики феритових рамкових антен, до складу яких входять кілька рамок.

Методи дослідження. Для розв'язання поставлених задач у дисертації було використано наступні методи:

- метод Фур'є (відокремлення змінних);
- метод інтегрального перетворення Фур'є;
- метод скінченних різниць у часовій області (FDTD);
- метод прямих вимірювань електричних параметрів сигналів.

Наукова новизна одержаних результатів.

Наукова новизна визначається наступними оригінальними результатами, які отримано вперше.

1) Визначено критерії чутливого неспотвореного приймання феритовою антеною НШС сигналів у вигляді імпульсів із гауссовою обвідною та високочастотним заповненням, а також гауссового імпульсу та імпульсів у формі 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса без несучої, що сприяє створенню практичних конструкцій приймальних антен. Критерії пов'язують частотні та часові параметри збуджуючих імпульсів із геометричними та електрофізичними параметрами феритового стрижня.

2) Вперше запропоновано спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів з застосуванням коротких імпульсів електромагнітного поля, що дозволяє визначати ефективну магнітну проникність стрижнів довільних розмірів та довільного перерізу i , завдяки спостереженню в обмеженому часовому вікні, усунути вплив відбиттів від оточуючого середовища на результати вимірювань.

3) Розвинуто для феритових антен методику підвищення чутливості неспотвореного приймання НШС імпульсів шляхом підсумовування сигналів, прийнятих кількома рамками. Експериментально показано, що використання двох рамок приводить до збільшення чутливості антени у 1,5 рази, а трьох – у 1,77 рази у порівнянні з однорамковою антеною.

4) Вперше виявлено, що використання у феритовій антені кількох рамок приводить до зменшення часу наростання перехідної характеристики антени і, як наслідок, до розширення її робочої смуги частот у бік високих частот, що дозволяє реєструвати сигнали коротшої тривалості з підвищеною точністю. Для антени з двома рамками час наростання зменшується з 3,6 нс до 2,7 нс, а для антени з трьома рамками – з 3,6 нс до 2,3 нс у порівнянні з однорамковою антеною.

Практичне значення одержаних результатів полягає у використанні досліджених у роботі закономірностей при створенні феритових НШС імпульсних антен, особливо для систем підповерхневої радіолокації. Такі антени забезпечать чутливе неспотворене приймання імпульсних сигналів, і тим самим сприятимуть підвищенню точності результатів радіолокаційних вимірювань. Зокрема, феритові антени планується використовувати при розробці багатoelementних антенних систем для радіолокаторів підповерхневого зондування, що створюються в рамках програми НАТО "Наука заради миру та безпеки" у проєкті G5731 "Multi-sensor cooperative robots for shallow buried explosive threat detection" ("Багатосенсорні співпрацюючі роботи для виявлення неглибоко прихованих вибухонебезпечних загроз").

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

Дисертаційна робота виконана відповідно до планів науково-дослідних робіт у відділі радіофізичної інтроскопії Інституту радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України у рамках держбюджетних тем: «Розвиток нових методів та засобів радіоінтроскопії в середовищах з дисипативними та дисперсійними властивостями» (0100U006571), «Розвиток методів і засобів радіофізичної інтроскопії» (0103U002265), «Методи і засоби радіофізичної інтроскопії оптично непрозорих середовищ» (0107U001083), «Розвиток методів та удосконалення засобів радіофізичної інтроскопії оптично непрозорих середовищ природного і штучного походження» (0111U010474), «Розвиток методів та засобів радіофізичної інтроскопії оптично непрозорих середовищ

природного та штучного походження» (0117U004035), «Розробка нових методів і засобів отримання інформації про фізичні характеристики природних середовищ, їх структурних неоднорідностей, поверхонь розподілу та окремих об'єктів за даними дистанційного зондування і радіолокації» (0118U003035), НДР в рамках конкурсу спільних проєктів НАНУ та РФФД "Електродинаміка відновлення інформаційних параметрів природних середовищ з використанням атомарних функцій та вейвлетів" (0112U004264), НТР програмно - конкурсної тематики НАН України «Радіолокаційна система для спостереження за переміщенням об'єктів за стінами» (0117U003178).

Особистий внесок здобувача

У роботах, опублікованих у співавторстві, особистий внесок здобувача полягає в участі при формулюванні завдань, проведенні чисельних і натурних експериментів, обговоренні отриманих результатів і підготовці наукових матеріалів до публікацій.

В роботах [29–31] автору належать самостійне розв'язування рівнянь та системи диференціальних рівнянь для знаходження струму у рамкових антенах, самостійна реалізація обчислювальних алгоритмів. В роботах [32–34] автор самостійно розв'язала задачі дифракції, самостійно реалізувала обчислювальні алгоритми. Робота [35] виконана здобувачем одноосібно. В роботі [36] дисертант самостійно сформулювала критерії чутливого неспотвореного приймання феритовою антеною імпульсів поля у вигляді основних функцій без несучої. В роботі [37] автор самостійно виконала патентний пошук і запропонувала формулу винаходу. В роботах [38, 39] автору належить самостійна реалізація обчислювальних алгоритмів. В роботах [40–43] – самостійно обробляла експериментальні дані.

Результати робіт [7, 34, 38, 40, 41] представлені на конференціях здобувачем особисто.

Публікації. Результати дисертації опубліковано в 15 наукових роботах, у тому числі в 4 статтях у фахових виданнях України [29, 32, 35, 36], в 1 статті у

профільному закордонному науковому журналі з імпаکت-фактором, який входить до наукометричної бази SCOPUS [33], у 1 патенті України [37], та в 7 збірниках доповідей на міжнародних конференціях [30, 31, 34, 38–43], які входять до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.

Апробація результатів дисертації. Результати досліджень за темою дисертації доповідались на наукових семінарах Інституту радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова НАН України, а також на міжнародних конференціях:

- *4-th International conference on Antenna Theory and Techniques (Sevastopol, Ukraine, 2003);*
- *2-nd International Conference on Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals (Sevastopol, Ukraine, 2004);*
- *3-rd International Conference on Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals (Sevastopol, Ukraine, 2006);*
- *6-th International Conference on Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals (Sevastopol, Ukraine, 2012);*
- *8-th International Conference on Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals (Odessa, Ukraine, 2016);*
- *11-th International conference on Antenna Theory and Techniques (Kyiv, Ukraine, 2017);*
- *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (Kharkiv, Ukraine, 2020).*

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, переліку умовних скорочень, вступу, 5-х розділів, висновків, списку використаних джерел та додатку А. Обсяг дисертації становить 155 сторінок. Дисертація ілюстрована 51 рисунком і 3-ма таблицями. Список використаних джерел містить 132 бібліографічних посилання.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1 НШС сигнали та їх застосування

У сучасній науковій літературі та практиці побудови надширокосмугових (НШС) радіофізичних і радіоелектронних систем використовується досить широкий набір визначальних термінів і параметрів для конкретизації властивостей тих чи інших НШС сигналів. Глибокий аналіз цієї проблеми наведено в [7, 44, 45] тому не будемо детально зупинятися на його описі. Відзначимо тільки основні моменти, що стосуються необхідних надалі визначень і характеристик розглянутого в дисертаційній роботі сигналу. Перш за все, це стосується визначення його широкосмуговості.

Найширше використання в сучасній науковій літературі отримало визначення НШС сигналу, наведене в [46]. Воно пов'язане з показником широкосмуговості χ , який за визначенням дорівнює

$$\chi = \frac{\Delta f}{f_0} = 2 \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}}, \quad (1.1)$$

де f_{\min} , f_{\max} – верхня і нижня частоти в спектрі сигналу;

$f_0 = (f_{\max} + f_{\min}) / 2$ – середня частота;

$\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ – ширина спектра сигналу.

Найбільший показник широкосмуговості дорівнює 2 і має місце, коли $f_{\min} = 0$. За визначеннями [46] надширокосмуговою є "(А) Радіолокаційна та комунікаційна технології, яка одночасно використовує смугу частот, яка може охоплювати від сотень мегагерц до більш високих радіолокаційних частот. (В)

Сигнал із відносною смугою частот 25% (DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency) або 20% (FCC (Federal Communications Commission)))".

Тут і далі в теоретичній частині дисертаційної роботи, величини f_{\min} і f_{\max} визначаються на рівні спадання спектральної функції в \sqrt{e} разів щодо її головного максимуму. Таке визначення є фізичним з енергетичної точки зору, воно добре узгоджується з відомим співвідношенням $\chi \approx 4/N$, де N – кількість пелюсток НШС сигналу [2, 44].

Згідно з [44] дослідження НШС сигналів і аналіз їх взаємодії з різного роду об'єктами проводиться із застосуванням близько двох десятків моделей НШС сигналів. В основі їх опису використовуються найпростіші дійсні і комплексні функції, функції Гауса і Ерміта, сфероїдальні і ін. Інтенсивно розвиваються методи моделювання на основі вейвлетів і атомарних функцій, моделі фрактальних і випадкових НШС сигналів [47–52].

Основним критерієм вибору моделі виступає область застосування НШС сигналу, що в свою чергу безпосередньо пов'язано з вивченням особливостей поширення його в різних середовищах і взаємодії з об'єктами виявлення, а також приймання і виділення характерних ознак об'єкта. В кожному окремому випадку та чи інша модель обирається як найбільш адекватна досліджуваному реальному сигналу і дає можливість найбільш ефективно проводити розрахунки і аналізувати фізичні процеси взаємодії НШС сигналу з об'єктом.

У дисертаційній роботі спочатку розглянуто досить важливий тип НШС сигналів – імпульси з заповненням гармонійним коливанням. Часто вони мають обвідну гауссової форми [53] і містять кілька періодів радіочастотного коливання. Для подальшого буде корисним вказати на деякі особливості і переваги гауссових моделей НШС сигналів. Перш за все це відносна простота опису, яка робить їх придатними для аналітичних розрахунків. Безперервність і диференційованість функції, яка описує таку модель в широкому частотно-

часовому діапазоні, позбавляє відновлений на практиці сигнал від виникнення помітного ефекту Гібса.

Використання НШС сигналів дозволило значною мірою розширити можливості засобів радіолокації. Майже незамінними вони стали для підповерхневої радіолокації. Вигідними відмінностями НШС імпульсних георадарів від побудованих на основі використання вузькосмугових сигналів, є висока оперативність проведення радіолокаційної зйомки, великий об'єм інформації, що міститься в результатах локації, висока роздільна здатність за глибиною і в горизонтальній площині.

Перші роботи, присвячені застосуванню НШС сигналів в радіозв'язку та радіолокації, були опубліковані понад тридцять років тому [1, 2, 9]. Вони стали базою для вирішення сучасних цільових радіолокаційних завдань, таких як виявлення і розпізнавання космічних апаратів, ракет і літаків, надводних кораблів і підводних човнів, мін, пустот, археологічних, геологічних та інших підповерхневих об'єктів [1–6, 9, 54].

Застосування надкоротких імпульсів (НКІ) в надширокосмуговому зв'язку та радіолокації має суттєві переваги в порівнянні з вузькосмуговими сигналами, обумовлені характером сигналів: їх малою тривалістю і широкою смугою частот, яку займає спектр НКІ. Ці властивості сприяють збільшенню пропускної здатності каналу зв'язку і підвищенню роздільної здатності радіолокатора [6, 55–57], і, оскільки спектри таких сигналів займають відносно низькочастотну область, вони мають змогу глибше проникати всередину такого середовища, як ґрунт.

1.2 Вимоги до НШС імпульсних антен

Застосування НШС сигналів потребувало істотних змін принципів побудови апаратури РЛС [58, 59]. Більшість елементів і вузлів вузькосмугової

техніки, які використовувалися для формування, перетворення і приймання радіолокаційних сигналів, виявилися непридатними.

Нові вимоги стали висуватися і до приймальних антен. В НШС системах вкрай небажаними є спотворення амплітудно-часової залежності прийнятого сигналу, бо саме форма сигналу дозволяє отримувати інформацію про об'єкт радіолокаційного спостереження [21, 60, 61] або є ознакою, за якою здійснюється селекція сигналів в каналі радіозв'язку. *Спотворенням амплітудно-часової залежності прийнятого сигналу будемо вважати відміну амплітудно-часової залежності сигналу на виході антени від амплітудно-часової залежності імпульсу поля, який приймається.*

Для формальної кількісної оцінки спотворення сигналу при перетворенні в роботах [62, 63] запропоновано скористатися таким критерієм, як коефіцієнт кореляції Пірсона, який відображає ступінь схожості вхідного і перетвореного (прийнятого) сигналів. Такі оцінки є корисними при аналізі великих масивів перетворених сигналів. Спотворення можуть виникати як через нерівномірність АЧХ або / та нелінійність ФЧХ антени, так і через залежність від напрямку приходу сигналу відносно антени [64].

Зазвичай для неспотвореного приймання імпульсних сигналів використовувалися малогабаритні датчики імпульсних електричних і магнітних полів, що застосовувалися для вимірюванні параметрів потужних імпульсних полів [65–68]. Чутливість таких датчиків забезпечує можливість вимірювання параметрів потужних імпульсів (наприклад таких, що виникають при блискавицях, електричних розрядах високовольтних ліній передачі, вибуху ядерного заряду, тощо). *Під чутливістю антени будемо розуміти відношення амплітуди сигналу на виході приймальної антени до амплітуди напруженості поля, що приймається.*

Що стосується НШС імпульсних радіолокаторів підповерхневого зондування, то вони потребують антен, які задовольняють наступним вимогам. По-перше, антени не повинні спотворювати форму прийнятого сигналу. Саме

його форма несе інформацію про наявність об'єкта пошуку під поверхнею ґрунту, його геометричну форму та матеріал, з якого складається об'єкт [2]. По-друге, чим ближче розташовані випромінююча та приймальна антени, тим точніші вимірювання [14, 69]. Тому габарити антен мають бути малими. По-третє, вага антени повинна бути такою, яка б не заважала їй легко переміщуватися у зоні зондування.

Дослідженням, спрямованим на розробку саме таких приймальних антен для радіолокаторів підповерхневого зондування, присвячена ця дисертація.

Вимогам до приймальних антен імпульсних радіолокаторів підповерхневого зондування частково відповідають елементарні антени [20], зокрема рамкові антени.

Рамкові антени широко застосовуються для передачі і приймання електромагнітних (ЕМ) хвиль. В якості приймальної така антена використовувалася ще Г.Герцем в його роботах з дослідження процесу поширення ЕМ хвиль у вільному просторі [70]. З тих часів рамкові антени не тільки не втратили своєї актуальності, а й продовжують розширювати сферу свого застосування, стаючи невід'ємною частиною нових радіотехнічних систем [71, 72].

Зазвичай рамкові антени поділяють на два типи. Це електрично малі антени (периметр рамки менше довжини хвилі) і електрично великі антени (периметра рамки більше або дорівнює довжині хвилі) [73]. Електрично малі рамкові антени є широкосмуговими [59, 66]. Завдяки цьому вони широко використовувались в якості приймальних антен малогабаритних широкодіапазонних радіоприймачів і радіонавігаційної апаратури, а також використовуються як датчики напруженості електричних і магнітних полів. Електрично великі рамкові антени застосовуються, в основному, як випромінюючі антени або порівняно вузькосмугові приймальні антени, оскільки мають виражені резонансні властивості.

Інтерес до приймальних рамкових антен як датчиків напруженості НШС імпульсних полів, виник ще в 1960-х роках [65, 74–78]. Ці роботи заклали основу для подальшого створення рамкових антен різного призначення.

Однак для широкого застосування в НШС імпульсних радіолокаційних системах чутливості таких антен виявилось недостатньо. Спроби створити НШС рамкові антени на базі електрично великих рамкових антен шляхом введення розподіленого резистивного навантаження по периметру рамки до успіхів також не привели. Резистивне навантаження хоча і сприяло вирівнюванню АЧХ антени, та все ж таки поглинало значну частину енергії сигналу [77].

Умови досягнення максимальної чутливості неспотвореного приймання НШС імпульсних сигналів рамковими антенами досліджувались в роботі [66]. Зокрема, було вивчено вплив електричних параметрів і геометричних розмірів рамки на чутливість антени і форму сигналу. Показано, що за умови, коли периметр рамки не перевищує половини просторової протяжності (добутку тривалості на швидкість світла) фронту імпульсу збуджуючого антену поля (електрично мала рамка), і коли стала часу електричного кола рамки значно більша тривалості імпульсу, така рамкова антена здатна приймати імпульсні сигнали практично без спотворень. Однак і при таких розмірах рамкова антена має малу чутливість.

Для досягнення високої чутливості та компактності апаратури розробникам систем НШС імпульсної радіолокації доводиться використовувати приймальні антени з явно нерівномірними амплітудними і фазовими характеристиками передавальної функції в робочій смузі частот, що призводить до викривлення форми сигналу і часткової втрати інформації, а також ускладнює обробку інформації. Тому на сьогоднішній день актуальною залишається задача створення малогабаритних приймальних антен, які мають високу чутливість, не спотворюють форму сигналу і можуть бути використані в НШС системах радіолокації і зв'язку.

Історично перевірений шлях мініатюризації антенних систем (зокрема приймальних антен) – використання в їх складі феритових елементів [27]. Так, наприклад, феритові антени з довжиною феритового стрижня 20 см і діаметром 1 см забезпечують приймання вузькосмугових радіосигналів, довжина хвиль яких сягає сотень і тисяч метрів.

В роботі [79] показано амплітудно-частотну залежність коефіцієнта підсилення для рамкової антени діаметром 3 см (рис. 1.1). Характерним для цієї антени є дуже малі значення коефіцієнту підсилення в області малих частот (до 0,50 ГГц) і їх поступове зростання при просуванні до 3 ГГц. В подальшому коефіцієнт підсилення знов спадає.

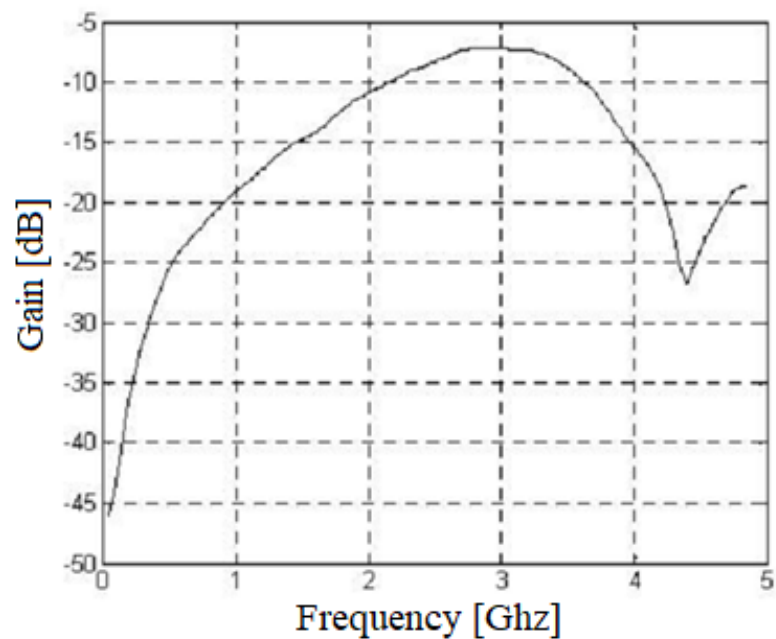


Рисунок 1.1 – Коефіцієнт підсилення рамкової антени (цитується з [79])

В роботі [80] представлені приклади частотних залежностей магнітної проникності залежності для феритів (рис. 1.2). Характерним для них є великі значення магнітної проникності в низькочастотній області і зменшення цього параметра починаючи з певних частот.

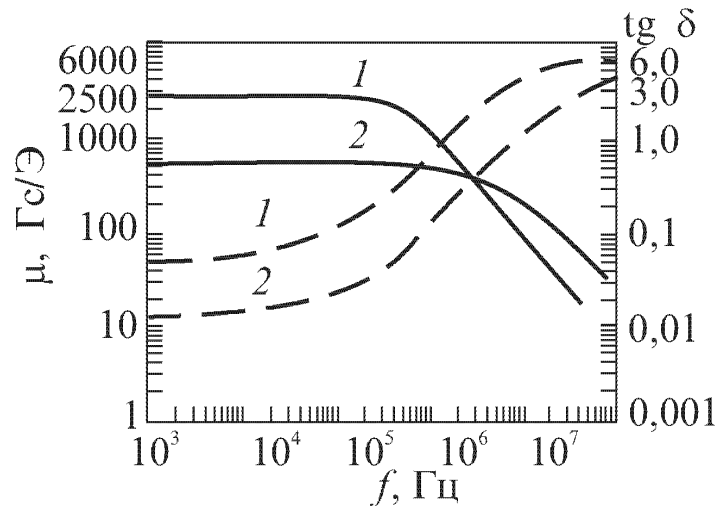


Рисунок 1.2 – Частотна залежність магнітної проникності (суцільні лінії) і тангенса кута втрат (пунктир) фериту, що складається з 30% нікелевого і 70% цинкового феритів: 1 – містить 0,4% FeO; 2 – близько 0,1% FeO (цитується з [80])

Отже, рамка і магнітна проникність мають взаємно протилежні характери частотних залежностей. З одного боку, рамка має істотний коефіцієнт підсилення в певній області високих частот, що забезпечує формування в ній ЕРС електромагнітними полями, які змінюються у часі швидко. Низькочастотна частина спектру індукує в ній незначні ЕРС. З іншого боку, велика магнітна проникність феритового стрижня, введеного в рамку, в μ раз збільшує магнітний потік через рамку і, як наслідок, збільшує ЕРС, наведену низькочастотними компонентами поля, що збуджує антену. Комбінація цих двох тенденцій сприяє розширенню робочої смуги частот і підвищенню чутливості антени, яка представляє собою феритовий стрижень, охоплений рамкою. Зменшення низькочастотної границі робочої смуги частот відповідно до (1.1) збільшує показником широкосмуговості χ і робить таку антену більш надширокосмуговою.

Спектри НШС імпульсів, обраних для моделювання при тривалості гауссова імпульсу 1 нс демонструє рис. 1.3. Велика частина енергії у цих

спектрах розташована у низькочастотній області. Розширення робочої смуги частот антени в область низьких частот дозволяє краще узгодити робочу смугу частот зі спектром сигналу, що приймається, і забезпечити вирівнювання чутливості феритової антени в ширшому діапазоні частот, створюючи умови для чутливого неспотвореного приймання.

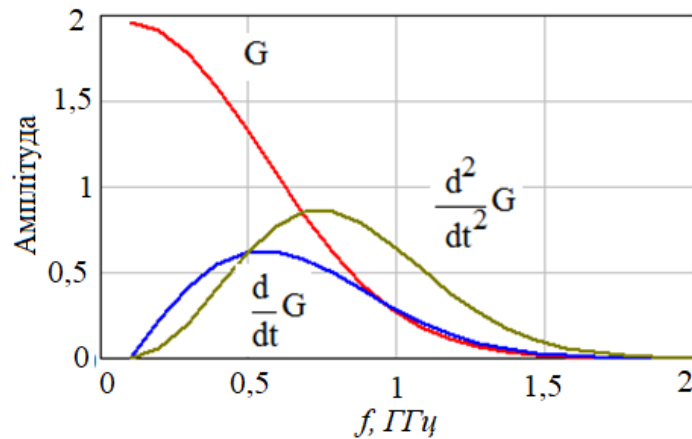


Рисунок 1.3 – Спектри гауссова імпульсу (G) і його двох перших похідних

Описаний вище принцип є передумовою для створення малогабаритних чутливих НШС імпульсних антен, які не спотворюють форму імпульсу при прийманні. Для цього треба оптимально узгодити геометричні, електричні, електромагнітні (магнітна і діелектрична проникності) параметри антени зі спектром сигналу, що приймається.

В сучасних дослідженнях продовжується пошук шляхів розв'язанню проблеми розширення робочого діапазону частот феритових антен і підвищення їх чутливості. З цією метою в роботі [81] пропонується комбінований стрижень з феритів з різною магнітною проникністю і з обмоткою з одного широкого витка (рис. 1.4 а).

В іншому патенті [82] з метою розширення робочої смуги частот в додається друга плоска пластина 4 (рис. 1.4 б), яка утворює майже замкнутий магнітопровід і змінює умови протікання струму в різних частинах рамки 2.

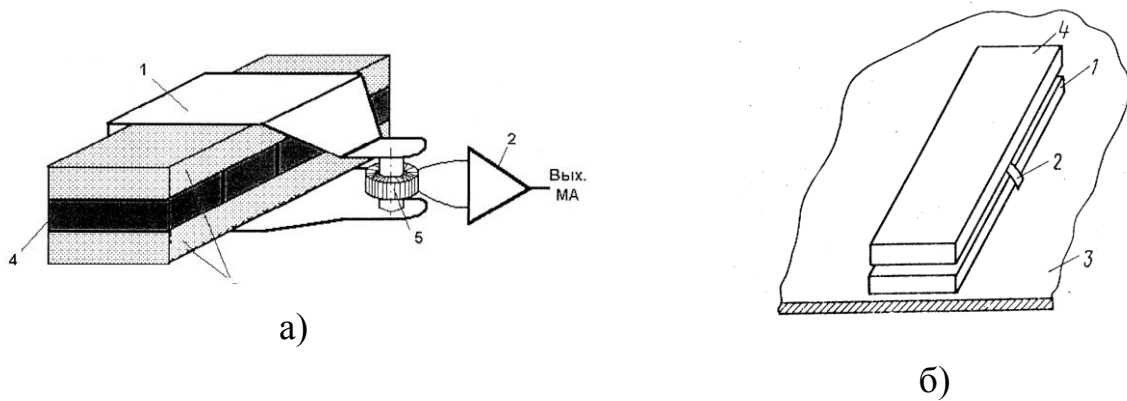


Рисунок 1.4 – Феритова антена: а) – з комбінованим стрижнем (цитується з [81]) та б) – із стрижнем з двох феритових пластин (цитується з [82])

Пропонуються також ідеї щодо зменшення сприйнятливості широкопasmової феритової антени до електричної складової електромагнітного поля [83]. У такий спосіб досягається зменшення рівня завад при прийманні.

ЕРС на виході феритової антени можна збільшити, якщо замість рамки у феритовій антені використати багатовиткову котушку. Але така котушка матиме велику індуктивність, що зробить добротність контуру, який складається з котушки і ємності між її витками, великою. Такий резонансний контур створить умови для виникнення коливань електричного струму і появи післяімпульсних коливань у прийнятому сигналі. Тому підхід, заснований на збільшенні кількості витків котушки, потрібно розвинути для випадку приймання НШС імпульсів поля.

1.3 Ефективна магнітна проникність феритових стрижнів

Ферити – це з'єднання подвійних оксидів заліза і одно- двовалентних металів (нікелю, цинку, марганцю, барію, літію та ін.), що мають властивості феромагнетизму. Технологія їх виготовлення дозволяє отримувати матеріали з

різними заданими параметрами, що поряд з високими електромагнітними параметрами зумовило їх застосування практично у всіх областях електроніки.

Магнітодіелектрики – це композиційні матеріали з суміші порошкоподібного феромагнетика з ізоляційним в'язким матеріалом і називаються за типом феромагнетика, що входить до складу – альсиферовий (робоча частота до 2 МГц), карбонільний (до 100 МГц) і молібден-пермалойовий (до 300 МГц).

Ферити і магнітодіелектрики є магнітними матеріалами з магнітною проникністю (μ до 5×10^4) [84] і високим питомим опором ($\rho \sim 10^{14} \text{ Ом} \times \text{м}$). За значенням коерцитивної сили ферити розділяють на магнітом'які ($H_c \sim 5 \text{ А/м}$), що мають найширше застосування, зокрема для феритових антен, і магнітотверді (H_c до $3 \times 10^5 \text{ А/м}$), що використовуються в магнітних системах гучномовців, гістерезисних двигунів, пристроїв магнітного записування і ін.

Ферити і магнітодіелектрики дуже широко використовуються у приладах НВЧ діапазону в якості активних елементів фазообертачів, атенуаторів, циркуляторів. Можливості створення таких приладів забезпечуються взаємодією електромагнітної енергії хвилі, що біжить хвилеводом, і прецесуючими спінами. Вони проявляють себе при наявності поля намагнічування і поля сигналу. Наявність взаємодії поля з прецесуючими спінами надає змогу керувати магнітною проникністю фериту у широкому діапазоні значень μ . Але такі зміни можуть відбуватися в дуже вузькому діапазоні частот і, як резонансні явища, вони скоріше є заважаючими для НШС приладів.

Тому в подальшому аналізі ферити будемо розглядати, як аморфні речовини. Анізотропія, яка спостерігається у виробках з таких феритів, обумовлена формою феритових елементів і визначається, як ефективна магнітна проникність, що залежить від їх геометричних розмірів [85].

Одним із основних параметрів, що визначає характеристики феритових антен, є ефективна магнітна проникність феритових стрижнів. Вона залежить як

від магнітної проникності самого фериту, так і від відношення довжини стрижня до його діаметра.

Зазвичай, виробники феритових виробів вказують значення магнітної проникності для НЧ діапазону (одиниці мегагерц), де значення магнітної проникності досягають максимальних величин. Так, згідно інструкції виробників, найбільш поширені і доступні стрижні з феритів марки НН рекомендовано використовувати в діапазонах частот: М100НН – до 30 МГц, М400НН – до 3,5 МГц, М600НН – до 1,5 МГц, М1000НН – до 400 кГц і т.д. Для діапазону частот від сотень до тисяч мегагерц, який є найбільш поширеним в підповерхневій радіолокації, даних або немає, або в кращому випадку, вони демонструють лише деяку тенденцію частотної залежності магнітної проникності. А саме на більш високих частотах передбачається використовувати стрижні в приймальних антенах георадарів.

Отже постає задача вимірювання ефективної магнітної проникності феритових стрижнів, призначених для антен.

Підґрунтям для сподівань використати НЧ феритові стрижні для антен георадарів є наступні міркування. Відомо, що магнітна проникність фериту визначається рухливістю доменів, які входять до його складу. Зазвичай до складу фериту входять не тільки такі домени, що перемагнічуються повільно, а й такі, що є більш рухливими [86], і які забезпечують феромагнітні властивості стрижня в діапазоні частот, що нас цікавить. Їхня кількість в окремому стрижні залежить від складу композиційних матеріалів фериту і технології виготовлення.

Незважаючи на те, що науковці усього світу продовжують дослідження і створюють нові феритові матеріали з унікальними властивостями, все ж таки доступними для експериментів зі створення НШС імпульсних приймальних антен залишаються нікель-цинкові ферити (марка НН).

Для створення оптимізованої конструкції антени, у складі якої є феритові стрижні, необхідно знати їхню магнітну проникність в широкому діапазоні

частот. Тому актуальною задачею є експериментальне вимірювання магнітної проникності феритових стрижнів, які маємо в наявності.

У літературі описано низку способів вимірювання магнітної проникності феритів, що дозволяють отримувати характеристики цих виробів в різних діапазонах частот, для стрижнів різних геометричних форм і т.д.

Як приклади методів вимірювання магнітної проникності фериту можна привести такі методи, як синхронні (індукційно-імпульсний, квазістатичний, осцилографічний і ін.) і методи з перетворенням спектра [87]. Але ці методи спрямовані на вимірювання магнітної проникності зразків замкнутої форми (наприклад, кільце, тороїд), що мають замкнуті магнітні лінії. Такі ферити не підходять для використання в феритових антенах. До того ж ці методи в більшості працюють в області низьких частот і за цим параметром не відповідають задачі, що розглядається.

Для вимірювання магнітної проникності феромагнітних матеріалів [60], на високих частотах можна досліджуваний матеріал в спеціальному контейнері розташувати на ділянці хвилеводного тракту коаксіального типу, куди через широкопasmовий змішувач подати зонduючий короткий імпульс електромагнітного поля. Спектр імпульсу цього поля має відповідати смузі частот, в якій потрібно визначити властивості матеріалу. Далі, стробоскопічним приймачем реєструють зонduючий сигнал, відбитий від матеріалу сигнал, а також сигнал, що пройшов через матеріал. За допомогою перетворення Фур'є визначаються спектри зареєстрованих сигналів, а далі – коефіцієнти матриці розсіювання ділянки хвилеводної лінії з феритом. За виміряними коефіцієнтами матриці розсіювання розраховують магнітну проникність матеріалу.

Застосування цього способу також має обмеження через те, що для досліджуваних стрижнів необхідно виготовляти спеціальні коаксіальні контейнери, куди стрижні повинні бути поміщені на час вимірювань. Це є проблематичним, особливо для стрижнів довільного перерізу, тому що контейнери повинні вбудовуватися у хвилеводний тракт і узгоджуватися з його

хвильовим опором. Також стрижні повинні мати отвори для центрального провідника коаксіальної лінії, які впливають на значення вимірюваної величини.

Згадані вище способи дозволяють вимірювати тільки магнітну проникність матеріалу, але не ефективну магнітну проникність стрижнів, яка відіграє основну роль у феритовій антені і залежить як від магнітної проникності самого матеріалу, так і від форми та розмірів феритового стрижня. Ефективна магнітна проникність стрижнів через чинник розмагнічування є меншою від магнітної проникності самого матеріалу, і, щоб отримати саме ефективну магнітну проникність для досліджуваного матеріалу, її надалі потрібно розраховувати за емпірично отриманими формулами [85, 27].

Таким чином, існує необхідність в пошуку нового способу вимірювання безпосередньо ефективної магнітної проникності феритових стрижів і бажано, щоб у такий спосіб можна було отримати ефективну магнітну проникність для феритових стрижів довільного поперечного перерізу і довільної довжини.

1.4 Методи розв'язання нестационарних задач розсіювання, вибір моделей приймальних антен

Принципово важливим для розробників антенних пристроїв є наявність теоретичних моделей, заснованих на строгих аналітичних методах розв'язання відповідних електродинамічних задач (метод розділення змінних, метод власних функцій, метод функції Гріна, перетворення Фур'є) [88–97]. Бажано, щоб теоретична модель: 1) була адекватною (тобто повинна враховувати, по можливості, всі основні чинники, що впливають на працездатність пристрою); 2) використовувала стандартні бібліотеки програм, що істотно полегшує розробку чисельних алгоритмів і програм розрахунку і 3) дозволяла проводити необхідні розрахунки багатопараметричних задач за досить короткий час. У

цьому сенсі розробка аналітичних моделей для ряду практичних застосувань також є актуальним завданням.

Для визначення особливостей збудження, поширення і приймання нестационарних електромагнітних полів в межах макроскопічної електродинаміки необхідно розглядати нестационарні електромагнітні процеси, як в речовині, так і поза нею, з огляду на граничні перетворення.

Основними методами дослідження нестационарних задач розсіювання і приймання є розв'язування відповідних задач, як в часовій, так і в частотній областях. Існування однозначного взаємозв'язку між цими розв'язками дозволяє більш глибоко проаналізувати особливості взаємодії нестационарних електромагнітних сигналів з об'єктами шляхом зіставлення отриманих розв'язків.

Напрямки теоретичних досліджень нестационарних задач розсіювання можна, дотримуючись термінології, прийнятої в [98], умовно розділити на три розділи: аналітичні, чисельні та чисельно-аналітичні. У кожному конкретному випадку використовується той чи інший метод, який найбільш ефективний для розв'язування поставленої задачі. Так, наприклад, аналітичні методи розв'язування в часовій області, як строгі, так і наближені, дають можливість отримати характеристики в широкому діапазоні зміни параметрів досліджуваної структури, встановити контроль точності результатів, отриманих іншими методами, і дозволяють отримати фізичне розуміння задачі, виявити наочний зв'язок між результатами розв'язування і контрольованими параметрами [99].

Існує кілька видів об'єктів з простою геометрією, які допускають точні нестационарні розв'язки в явному вигляді у часовій області, використовуючи розв'язки електродинамічних задач розсіювання в частотній області методом розділення змінних (див., наприклад, [100, 101], а також наведену в них велику бібліографію). Тому нестационарні задачі розсіювання і задачі теорії антен для більш загальних структур спочатку можна розглядати за допомогою чисельного

зворотного перетворення Фур'є від розв'язків, отриманих в частотній області. Перевага такого підходу полягає в тому, що збіжність інтегралів перетворення Фур'є добре обґрунтована.

У той же час наближені аналітичні методи дають розв'язки, придатні для оцінок і проведення первинного аналізу взаємодії електромагнітних імпульсів з фізичними об'єктами складної форми. При довільній формі антен і розсіювачів ефективним засобом аналізу є інтегральні рівняння з їх чисельним розв'язуванням методом моментів. Використання методу моментів обмежує використання перетворення Фур'є в області високих частот або при швидкій зміні в часі. Доводиться збільшувати кількість областей визначення. Збільшення числа областей визначення, зменшуючи їх розмір, дозволяє отримувати більш точні рішення, проте, при цьому значно зростає обсяг обчислень.

Обмеження аналітичних методів перш за все пов'язані з особливостями взаємодії об'єктів з хвилями різних частотних діапазонів. Як і у випадку монохроматичного аналізу, для розв'язання нестационарних електродинамічних задач розглядають методи, які ефективно працюють в низькочастотній, високочастотній і резонансній областях.

У разі використання широкосмугових імпульсних електромагнітних полів є можливість часової роздільності сигналу. У цьому випадку об'єкт з його основними контурами визначається за високочастотною моделлю, а його окремі елементи – методами, розробленими для резонансної і низькочастотної частини спектра сигналу.

Якщо розміри об'єкта істотно менші мінімальної довжини хвилі з частотного спектра зонduючого сигналу, застосовують метод розв'язування, справедливий в низькочастотній області, який базується на розкладанні частотної характеристики за ступенями частот [102–104]. У високочастотній області, коли найбільша довжина хвилі частотного спектра зонduючого сигналу набагато менша характерного розміру об'єкта, можна з успіхом користуватися

наближенням фізичної оптики [90], або методом геометричної теорії дифракції [96], який є більш універсальним, ніж класичний метод фізичної оптики. Також ефективними у використанні для аналізу задач дифракції на об'єктах з великими розмірами виявились асимптотичні високочастотні методи [105]. Наприклад, в роботах [106, 107] з використанням методу геометричної оптики показано, що за певних умов електромагнітне поле може бути сфокусованим в якійсь області навколо фокальної осі всередині діелектричного циліндру, а також встановити, що у фокальній області амплітуди змінюються відповідно до коливальних законів та значних поздовжніх градієнтів поля.

Особливе місце займають методи розрахунку динамічних характеристик об'єктів в резонансній області частот. Більш детально з результатами розв'язування задач в резонансній області можна ознайомитися, наприклад, в [98, 108].

Але застосування одразу кількох методів (НЧ, ВЧ та резонансний) для аналізу поведінки електродинамічних структур у часовій області є складною задачею через необхідність зшивання розв'язків задач, отриманих різними методами.

Поряд з аналітичними, так само отримали розвиток і чисельні методи. Вони можуть бути використані разом, доповнюючи один одного і забезпечуючи більш глибоке розуміння фізичної сутності явищ і підвищення ефективності та точності розрахунків.

Найбільшого поширення набули методи чисельного розв'язування інтегральних рівнянь в часовому і частотному поданнях. Обидва типи рівнянь щодо інформативності результатів не поступаються один одному, і в кожному конкретному випадку вибирається найбільш зручний [99, 109].

Спільне використання аналітичного та чисельного підходів являє собою так званий гібридний або чисельно-аналітичний метод. Найбільш повно методика застосування гібридних методів викладена в [99, 109]. Цей метод з

успіхом використовується для розв'язування задач про лінійні і петльові дротові антени, задач розсіювання на циліндрі і сфері [109–111].

В дисертації для розв'язування задач взаємодії імпульсів з тілами, які є моделями феритових антен, обрані наступні методи: метод, який базується на використанні формального апарату інтегралів Фур'є, та метод скінченних різниць в часовій області FDTD.

Щодо першого методу, суттєвими обставинами є те, що використання інтегральних подань для збуджуючого та розсіяних полів сигналів робить можливим звести задачу, що розглядається, до ключової задачі розсіяння плоскої монохроматичної хвилі, розв'язок якої для тіл, обмежених координатною поверхнею в будь-якій ортогональній системі координат, можна отримати з достатнім ступенем строгості та обґрунтованості за допомогою розвинутого апарату теорії дифракції звичайних плоских хвиль.

Описаний підхід до аналізу реакції об'єкта на імпульсний сигнал відноситься до частотної області з подальшим застосуванням зворотного перетворення Фур'є. Однак, використовуючи ту обставину, що рівняння Максвелла сформульовані у вигляді диференціальних рівнянь в часовому поданні, можна з самого початку розглянути задачу в часовій області, не звертаючись до частотної. Для цього необхідно задати властивості середовища, граничні умови, початкові умови, і в рівняннях Максвелла провести заміну часткових похідних кінцевими різницями. Методика рішення полягає в побудові просторової сітки дискретних точок обраної системи координат, в яких невідомими є значення сіткових функцій в вершинах сітки. Знаючи значення електромагнітних величин в певний момент часу t , відповідно до різницевих рівнянь, що описують еволюцію досліджуваних величин, отримують їх значення в момент $t+\Delta t$. Такий підхід містить ряд проблем, пов'язаних зі стійкістю і збіжністю отриманого розв'язку. Для отримання задовільних розв'язків потрібні великі витрати часу на обчислення. Найбільш розробленим в цьому напрямку є FDTD метод, докладний виклад якого

міститься в [112]. Але універсальність цього методу щодо можливостей аналізу структур, майже довільних за електрофізичними і геометричними параметрами, робить такий підхід перспективним.

Висновки до розділу 1

Аналіз літературних джерел, присвячених вивченню та розробці чутливих малогабаритних приймальних НШС імпульсних антен демонструє, що створення таких антен на сьогоднішній день продовжує бути актуальною задачею. Особливо це важливо для підповерхневого зондування, де великі габарити антени не тільки роблять радар незручним, а й суттєво впливають на точність визначення підповерхневої структури.

У дисертації в якості антен для приймання надширокосмугових імпульсних сигналів розглядаються магнітні антени, що являють собою феритові стрижні, охоплені одним або кількома витками провідника. Характеристики таких антен на сьогодні вивчено недостатньо.

Теоретичне розв'язання проблеми ефективного приймання сигналу антеною пов'язано з вибором моделі приймальної антени, яка повинна мати певні якості в залежності від досліджуваних характеристик, а її параметри можуть бути розраховані з достатнім ступенем точності, і моделі збуджуючого сигналу. Завершальним кроком є постановка і розв'язання задачі розсіювання імпульсного електромагнітного поля на перешкоді, якою виступає обрана модель антени.

В результаті розв'язання такої задачі можливо виявити взаємозв'язок між електродинамічними параметрами циліндра і параметрами збуджуючого імпульсу, які забезпечують чутливе неспотворене приймання імпульсних сигналів. Шляхи вдосконалення НШС феритової антени вбачаються в оптимальному виборі геометричних і електрофізичних параметрів феритових стрижнів для антени.

Потребує подальшого розвитку підхід, спрямований на підвищення чутливості феритової рамкової антени, який полягає у збільшенні кількості елементів (рамок), з подальшим синхронним підсумовуванням енергії, прийнятої кожним з цих елементів. З цією метою необхідно провести ряд чисельних розрахунків та експериментів для з'ясування залежності чутливості такої антени від кількості рамок, їх розташування на стрижні, тощо.

Для оцінки реальних значень магнітної проникності феритових стрижнів, що застосовуються в антенах, необхідно винайти спосіб вимірювання ефективної магнітної проникності феритових стрижнів.

РОЗДІЛ 2

ДИФРАКЦІЯ ІМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ НА МАГНІТОДІЕЛЕКТРИЧНОМУ ЦИЛІНДРІ

При збудженні імпульсним електромагнітним полем рамкової феритової антени у вигляді кінцевого феритового стрижня, охопленого витком провідника (рамкою), в останньому виникає електрорушійна сила (ЕРС) індукції. Для чутливого і неспотвореного приймання імпульсів приймальною антенною від часової залежності ЕРС індукції, наведеної в провіднику, не повинен значно відрізнятися від часової залежності збуджуючого імпульсу. Вид часової залежності ЕРС індукції, наведеної в провіднику, визначається просторово-часовим розподілом потоку магнітної індукції всередині стрижня в площині рамки, що вимагає детального вивчення просторово-часових залежностей наведеного всередині циліндра імпульсного електромагнітного поля при розсіянні на ньому обмежених у часі сигналів.

Метою цього розділу є, використовуючи результати теоретичних досліджень, визначити критерії, яким повинні задовольняти геометричні та електрофізичні параметри феритового стрижня, щоб антена була придатною для чутливого і неспотвореного приймання широкосмугових імпульсів електромагнітного поля.

Для теоретичного дослідження просторово-часових залежностей наведеного всередині циліндра імпульсного поля необхідно обрати модель феритової рамкової антени та модель збуджуючого імпульсного поля.

Змоделюємо антену нескінченним магнітодіелектричним циліндром кругового перетину. Така модель дає змогу отримати строгий розв'язок задачі дифракції імпульсного електромагнітного поля на вказаній перешкоді.

Збуджуючим полем оберемо електромагнітний імпульс з обвідною у вигляді функції Гауса та високочастотним заповненням.

З математичної точки зору розрахунок розсіяних перешкодою імпульсних полів вимагає розв'язання початково-крайових задач для рівнянь Максвелла, методика побудови обґрунтованих рішень яких в даний час інтенсивно розвивається. Прикладом може служити монографія [113], присвячена розробці методів розв'язання таких задач і проведеному на їх базі детальному аналізу фізичних особливостей резонансного розсіювання несинусоїдальних хвиль на широкому класі обмежених у просторі металевих і діелектричних розсіювачів.

Задача розсіювання імпульсного поля магнітодіелектричним циліндром може бути розв'язана як в частотній, так і в часовій областях різними відомими способами.

У цьому розділі рішення такої задачі дифракції буде отримано у вигляді інтегрального подання Фур'є по частотах для відповідних компонент імпульсного поля. Такий підхід дає можливість звести задачу розсіювання імпульсного поля до ключової задачі розсіювання плоскої монохроматичної хвилі на магнітодіелектричному циліндрі, розв'язок якої можна отримати з достатнім ступенем строгості і обґрунтованості за допомогою розвиненого апарату теорії дифракції звичайних плоских хвиль. Обґрунтованість такого підходу показана в [114].

2.1 Моделі НШС імпульсної антени та поля, що збуджує

Будемо вважати, що у фериті, який розглядається, відбуваються зворотні процеси зсуву доменних границь, інтенсивність збуджуючого поля мала і магнітне насичення не відбувається. Зовнішнє підмагнічуюче поле відсутнє, магнітні моменти окремих доменів фериту орієнтовані хаотично, і в цілому речовина вважається розмагніченою.

В якості моделі антени вибраний нескінченний круговий ізотропний магнітодіелектричний циліндр з відносними діелектричною та магнітною проникностями ϵ_2 і μ_2 відповідно. Відносну діелектричну проникність

всередині циліндра будемо вважати дійсною та рівною 5 [115]. Відносну магнітну проникність всередині циліндра представимо у вигляді $\mu_2 = \mu_2' + i\mu_2''$, де μ_2' – дійсна частина магнітної проникності, μ_2'' – її уявна частина. Величина втрат в такому магнітодіелектрику визначається тангенсом кута за формулою $\text{tg}\delta_M = \frac{\mu_2''}{\mu_2'}$. Випадок з ненульовою уявною частиною відповідає пасивному середовищу із поглинанням. Дисперсією магнітної проникності фериту нехтуємо. Електрична провідність феритів, яка залежить від умов їх виготовлення і наявних домішок, становить величину $1 \div 10^{-8} \text{ См / м}$ [115, 116], що дає нам підставу покласти провідність фериту рівною нулю.

Така спрощена модель антени дозволяє простежити особливості формування потоку магнітної індукції, наведеного електромагнітною хвилею, в залежності від геометричних параметрів циліндра і його макроскопічних магнітодіелектричних властивостей.

На рис. 2.1 представлені фото феритової антени (рис. 2.1 а), та її теоретична модель (рис. 2.1 б).

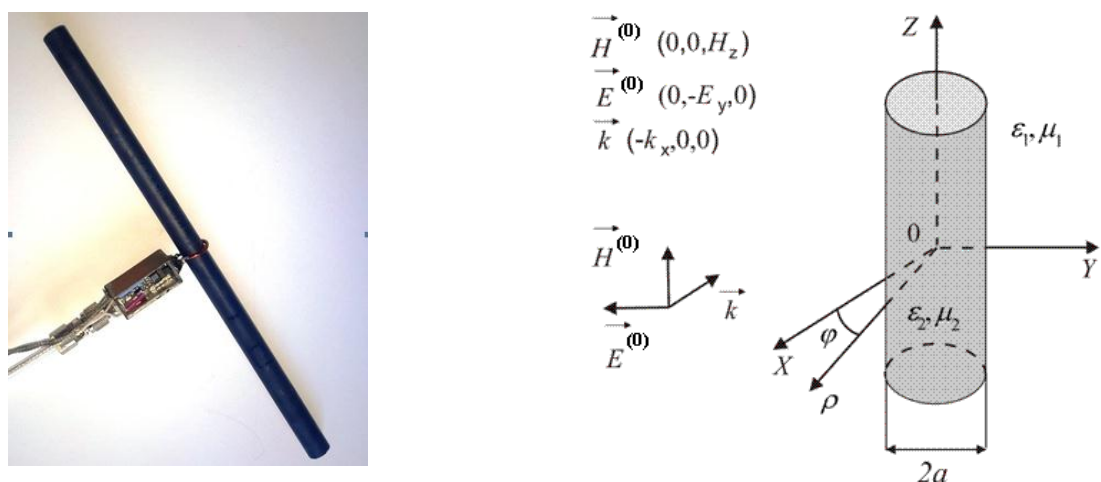


Рисунок 2.1 – а) – фото феритової антени; б) – теоретична модель феритової антени

Збуджуючий НШС сигнал являє собою H - поляризований імпульс електромагнітного поля з обвідною у вигляді функції Гауса та високочастотним заповненням. На рис. 2.1 б показано взаємну орієнтацію розсіювального циліндра і напрямку падіння збуджуючого сигналу. Напрямок падіння вибраний таким, щоб H_z - компонента магнітного поля була направлена вздовж осі циліндра, що забезпечує максимальну амплітуду наведеного всередині циліндра імпульсного магнітного поля.

Строге розв'язання виниклої крайової задачі з постановкою граничних умов, що беруть до уваги скінченність довжини феритового стрижня та пов'язаного з ним кільцевого провідника обмежених розмірів, представляє собою складну математичну задачу, розв'язок якої отримати не вдається. Однак, у разі малості розмірів контуру в порівнянні з просторовою довжиною падаючого імпульсу та при великих відношеннях довжини феритового стрижня до його діаметра їх впливом на дифракційні поля всередині та поза циліндром можна знехтувати.

Експериментальне обґрунтування меж допустимості використаних ідеалізацій при постановці граничної задачі буде наведено далі.

2.2 Дифракція H -поляризованої монохроматичної електромагнітної хвилі на нескінченному магнітодіелектричному циліндрі

Слід зазначити, що дана задача дифракції є класичною за постановкою і для випадку розсіювання на круговому циліндрі з діелектрика та металічному циліндрі розглядалася раніше неодноразово [100, 101, 117, 118]. Однак аналіз властивостей розсіяних полів, що виникають при дифракції на магнітодіелектричному циліндрі, для розглянутої поляризації падаючої хвилі в літературі не зустрічався.

2.2.1 Метод розв'язання

Задача дифракції плоскої H -поляризованої хвилі на нескінченному круговому магнітодіелектричному циліндрі розв'язана методом Фур'є (розділення змінних). Цей строгий метод можна застосовувати, коли поверхня розглядуваного тіла повністю збігається з якою-небудь координатною поверхнею системи координат, в якій можливо розділення змінних в рівнянні Гельмгольца.

Розв'язки задач цим методом вдається отримати лише для тіл найпростішої конфігурації (наприклад, круговий і еліптичний циліндри, півплощини, клин, нескінченно протяжна тонка смуга кінцевої ширини, сфера, круговий конус, еліпсоїд обертання, нескінченно тонкий диск та ін.).

Поверхня нескінченного циліндра повністю збігається з однією з координатних поверхонь циліндричної системи координат, тому природно, що задачу дифракції необхідно формулювати і розв'язувати в цій системі координат.

2.2.2 Постановка задачі

Розглянемо нескінченний магнітодіелектричний круговий циліндр, який знаходиться у вільному просторі, вісь якого збігається з віссю OZ декартової (X, Y, Z) , а також циліндричної (ρ, φ, Z) систем координат (рис. 2.1 б).

Збуджуюча циліндр плоска електромагнітна хвиля з єдиними відмінними від нуля компонентами поля E_y та H_z поширюється проти осі OX і вважається

заданою: $H_z = H_0 e^{-ikx}$, $E_y = e^{-ikx}$, де $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$; ω – кругова частота

збуджуючої монохроматичної хвилі; λ – її довжина; c – швидкість світла у

вільному просторі. Залежність від часу у вигляді $e^{-i\omega t}$ тут і далі опускаємо. Задача полягає у визначенні дифракційних полів поза і всередині циліндра.

Поставлена задача є двовимірною ($\frac{\partial}{\partial z} = 0$), тому компоненти поля $E_\rho^{(p)}, E_\varphi^{(p)}$ (де $p = 0, 1, 2$ для збуджуючої, відбитої та тієї, що пройшла всередину циліндра, хвиль), відповідно до рівнянь Максвелла і обраної орієнтації векторів збуджуючої хвилі, можуть бути виражені в циліндричній системі координат через єдину компоненту $H_z^{(p)}$ наступним чином:

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (\rho E_\varphi^{(p)}) - \frac{\partial}{\partial \varphi} E_\rho^{(p)} \right] = ik\mu H_z^{(p)}; \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} H_z^{(p)} = -ik\varepsilon E_\rho^{(p)}; \\ \frac{\partial}{\partial \rho} H_z^{(p)} = ik\varepsilon E_\varphi^{(p)}, \end{cases} \quad (2.1)$$

де μ, ε – відповідно магнітна та діелектрична проникності середовищ, які розглядаються.

Виходячи з геометрії задачі, компоненти поля $H_z^{(p)}$ повинні:

- задовольняти рівнянню Гельмгольца як поза, так і всередині циліндра;
- представляти собою періодичні функції з періодом 2π відносно змінної φ ;
- бути скінченними в точці $\rho = 0$;
- задовольняти умові відсутності в розсіяному полі хвиль, що приходять з нескінченності.

Крім того, розсіяні поля повинні задовольняти граничним умовам на поверхні циліндра і умові скінченності енергії. Граничні умови полягають в рівності на поверхні $\rho = a$ тангенціальних компонент повних полів поза й усередині циліндра.

2.2.3 Розв'язання задачі

Для збуджуючої хвилі, використовуючи відоме розкладання плоскої хвилі за циліндричними хвильовими функціями [100], та з огляду на її напрямок поширення і провівши ряд нескладних перетворень, отримаємо наступне розкладання:

$$e^{-ikx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(k\rho) e^{in\varphi}. \quad (2.2)$$

Виходячи з умов, накладених на розв'язки задачі, відповідні частинні рівняння Гельмгольца вибираємо у вигляді функцій $J_n(k\rho)e^{in\varphi}$ для поля збуджуючої хвилі і $J_n(k\sqrt{\mu_2\varepsilon_2}\rho)e^{in\varphi}$ для поля хвилі, яка пройшла всередину циліндра, $H_n^{(1)}(k\rho)e^{in\varphi}$ для поля відбитої хвилі, де $J_n(u)$ і $H_n^{(1)}(u)$ – функції Бесселя і Ханкеля першого роду n -го порядку відповідно, n – ціле.

При нормальному падінні плоскої хвилі, вторинні поля як поза, так і всередині циліндра будуть полями того ж типу, що й поле збуджуючої хвилі. Виходячи з цього і з урахуванням вибору рішень, компоненти полів відбитої і тієї, що пройшла всередину фериту, хвиль будемо шукати у вигляді розкладань за функціями, що задовольняють зазначеним вище умовам:

$$\begin{aligned} H_z^{(1)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(1)}(k\rho) e^{in\varphi}, & \rho > a; 0 \leq \varphi \leq 2\pi; \\ H_z^{(2)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(k_2\rho) e^{in\varphi}, & \rho < a; 0 \leq \varphi \leq 2\pi, \end{aligned} \quad (2.3)$$

де $k_2 = k\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}$ – хвильове число в магнітодіелектрику;

a_n і b_n – невідомі коефіцієнти розкладу, які належить визначити з граничних умов.

Граничні умови полягають в рівності на поверхні с тангенціальних компонент повних полів поза й усередині циліндра і мають наступний вигляд:

$$\begin{cases} E_{\varphi}^{(0)} + E_{\varphi}^{(1)} = E_{\varphi}^{(2)}; \\ H_z^{(0)} + H_z^{(1)} = H_z^{(2)}. \end{cases} \quad (2.4)$$

Підпорядкувавши граничним умовам (2.4) компоненти полів (2.2) і (2.3) з використанням співвідношень (2.1), одержимо систему рівнянь для знаходження невідомих коефіцієнтів a_n і b_n :

$$\begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n'(ka) e^{in\varphi} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(1)'}(ka) e^{in\varphi} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n'(k_2 a) e^{in\varphi}; \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(ka) e^{in\varphi} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n H_n^{(1)}(ka) e^{in\varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n J_n(k_2 a) e^{in\varphi}, \end{cases} \quad (2.5)$$

де штрих означає похідну циліндричної функції по аргументу.

Прирівнюючи коефіцієнти при $e^{in\varphi}$, отримуємо систему алгебраїчних рівнянь для визначення a_n і b_n :

$$\begin{cases} (-i)^n J_n'(ka) + b_n H_n^{(1)'}(ka) = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} a_n J_n'(k_2 a); \\ (-i)^n J_n(ka) + b_n H_n^{(1)}(ka) = a_n J_n(k_2 a). \end{cases} \quad (2.6)$$

Оскільки $H_z = H_0 e^{-ikx}$, то згідно (2.1), (2.2) і (2.3), компоненти збуджуючої і розсіяних хвиль визначаються наступним чином:

$$\begin{cases} E_{\rho}^{(0)} = H_0 \left[-\frac{2i}{k\rho} \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n n J_n(k\rho) \sin n\varphi \right]; \\ E_{\varphi}^{(0)} = H_0 \left[iJ_1(k\rho) - 2i \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n J_n'(k\rho) \cos n\varphi \right]; \\ H_z^{(0)} = H_0 \left[J_0(k\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n J_n(k\rho) \cos n\varphi \right]; \end{cases} \quad (2.7)$$

$$\begin{cases} E_{\rho}^{(1)} = -H_0 \left[\frac{2i}{k\rho} \sum_{n=1}^{\infty} b_n n H_n^{(1)}(k\rho) \sin n\varphi \right]; \\ E_{\varphi}^{(1)} = H_0 \left[i b_0 H_n^{(1)}(k\rho) - 2i \sum_{n=1}^{\infty} b_n H_n^{(1)'}(k\rho) \cos n\varphi \right]; \quad \text{для } \rho > a \\ H_z^{(1)} = H_0 \left[b_0 H_0^{(1)}(k\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n H_n^{(1)}(k\rho) \cos n\varphi \right]; \end{cases} \quad (2.8)$$

$$\begin{cases} E_{\rho}^{(2)} = -H_0 \left[\frac{2i}{k_2\rho} \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \sum_{n=1}^{\infty} a_n n J_n(k_2\rho) \sin n\varphi \right]; \\ E_{\varphi}^{(2)} = H_0 \left[i \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} a_0 J_1(k_2\rho) - 2i \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_n'(k_2\rho) \cos n\varphi \right]; \quad \text{для } \rho > a \\ H_z^{(2)} = H_0 \left[a_0 J_0(k_2\rho) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_n(k_2\rho) \cos n\varphi \right]. \end{cases} \quad (2.9)$$

З (2.6) невідомі коефіцієнти розкладання для розсіяних полів мають такий вигляд:

$$a_n = (-i)^n \frac{J_n(ka) H_n^{(1)'}(ka) - J_n'(ka) H_n^{(1)}(ka)}{J_n(k_2a) H_n^{(1)'}(ka) - \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} H_n^{(1)}(ka) J_n'(k_2a)}; \quad (2.10)$$

$$b_n = (-i)^n \frac{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} J_n(ka) J_n'(k_2 a) - J_n'(ka) J_n(k_2 a)}{J_n(k_2 a) H_n^{(1)'}(ka) - \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} H_n^{(1)}(ka) J_n'(k_2 a)}. \quad (2.11)$$

Після підстановки (2.10), (2.11) в (2.8) і (2.9) отримуємо остаточні вирази, що описують розподіл шуканих компонент розсіяних електромагнітних полів для кожної з розглянутих областей простору.

Надалі нас буде цікавити просторовий розподіл складової поля $H_z^{(2)}$ як визначальної компоненти при аналізі потоку магнітної індукції, наведеної всередині циліндра.

Як виходить з (2.7) – (2.9), повне поле поза циліндром, що представляє собою суму полів збуджуючої і відбитої хвиль, і поле всередині циліндра представляються у вигляді нескінченних рядів. Тільки в окремих випадках можна зробити граничні переходи від нескінченних рядів до прямих формул. Наприклад, такі переходи мають місце для випадків, коли довжина збуджуючої циліндр електромагнітної хвилі у багато разів перевершує його діаметр, або навпаки, коли діаметр циліндра набагато більший за неї.

Так, для довгохвильового випадку, коли $ka \rightarrow 0, k_2 a \rightarrow 0$, використовуючи відомі асимптотичні вирази для циліндричних функцій [119], поле $H_z^{(2)}$, яке пройшло всередину феритового стрижня, можна представити у вигляді:

$$H_z^{(2)} = \frac{1 + \frac{i}{\pi} \left[\left(\frac{2}{ka} \right)^2 + 2 \ln \frac{ka}{2} \right]}{\mu_2 + \frac{i}{\pi} \left[\left(\frac{2}{ka} \right)^2 + 2\mu_2 \ln \frac{ka}{2} \right]}. \quad (2.12)$$

Чисельний аналіз показав, що якщо за точне взяти значення поля, пораховане за (2.9) для десяти членів ряду, то модуль і фаза, пораховані за (2.12) для $k_2 a$ порядку 10^{-3} , мають похибку 10^{-7} і 10^{-4} відповідно. Для $k_2 a$ порядку 10^{-2} модуль і фаза поля всередині циліндра мають похибки 10^{-5} і 10^{-3} відповідно.

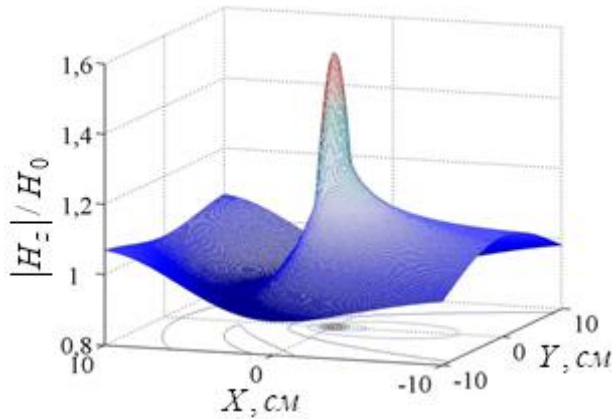
У короткохвильовому випадку, коли діаметр циліндра в багато разів перевершує довжину хвилі, його габарити стають неконструктивними і аналіз аналітичного виразу (2.9) з точки зору побудови приймальної антени не має собою окремого інтересу.

2.2.4 Модуль і фаза магнітної компоненти

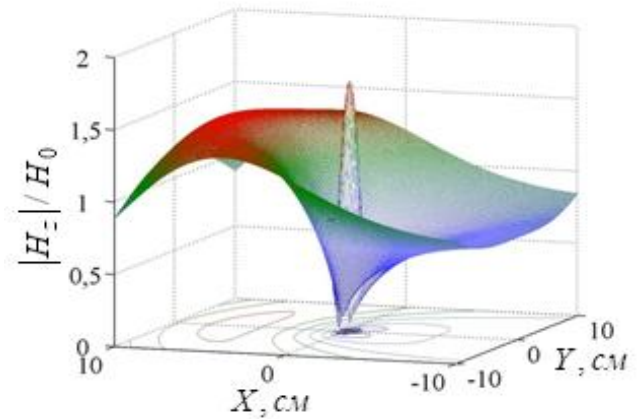
На рис. 2.2 представлені пронормовані на амплітуду магнітного поля збуджуючої хвилі модулі магнітного поля всередині циліндра та поза ним при розсіянні на циліндрі хвилі довжиною $\lambda = 30$ см, при деяких величинах радіуса циліндра a та відносної магнітної проникності μ_2 . Радіус стрижня та його магнітна проникність мають значення: $a = 1$ см, $\mu_2 = 5$ (рис. 2.2 а); $a = 1$ см, $\mu_2 = 30$ (рис. 2.2 б); $a = 3$ см, $\mu_2 = 5$ (рис. 2.2 в); $a = 7,5$ см, $\mu_2 = 5$ (рис. 2.2 г).

Рис. 2.3 демонструє розподіли ліній рівних фаз розсіяних полів всередині та поблизу циліндра при тих самих значеннях параметрів a і μ_2 , що і на рис. 2.2.

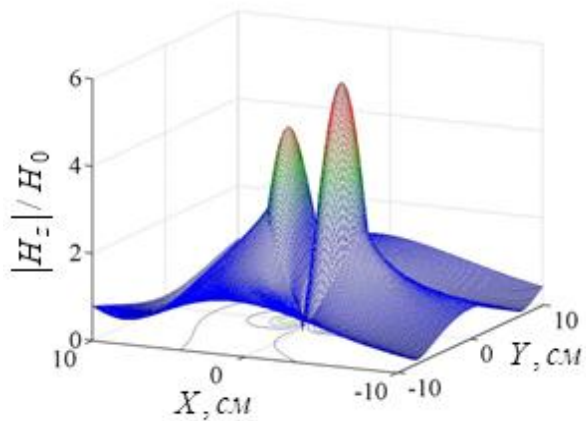
Чисельний аналіз виразів (2.7) – (2.9) показав, що для розрахунків полів для даних випадків у відповідних сумах достатньо взяти до уваги дванадцять доданків.



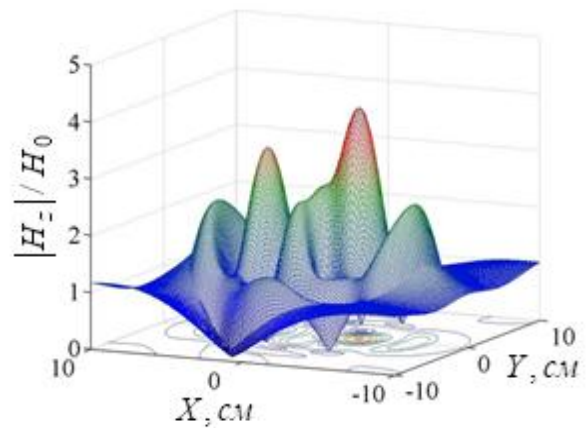
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.2 – Модуль магнітної компоненти поля: а) – $a = 1 \text{ см}$, $\mu_2 = 5$;

б) – $a = 1 \text{ см}$, $\mu_2 = 30$; в) – $a = 3 \text{ см}$, $\mu_2 = 5$; г) – $a = 7,5 \text{ см}$, $\mu_2 = 5$

Наведені розподіли полів демонструють ефект «втягування» поля всередину феритового стрижня. Як і слід було очікувати, при фіксованому радіусі циліндра амплітуда напруженості поля всередині циліндра збільшується зі зростанням магнітної проникності фериту. Збільшення радіуса феритового стрижня при фіксованому значенні μ_2 помітно ускладнює картину розподілу поля всередині стрижня. Так, при малих радіусах стрижня амплітуда наведеного плоскою хвилею поля має один максимум поблизу осі циліндра

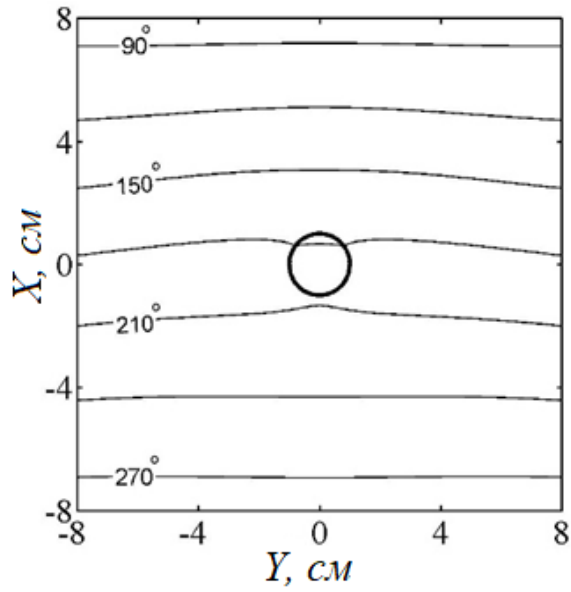
(рис. 2.2 а, б). Зі збільшенням радіуса виникає множина локальних максимумів і мінімумів в розподілі амплітуди у внутрішній області, що мають інтерференційний характер (рис. 2.2 в, г).

На рис. 2.2 а показаний просторовий розподіл модуля магнітної компоненти для випадку, коли відношення діаметра циліндра до довжини хвилі в речовині близько 0,3. Модуль магнітної компоненти має один максимум поблизу осі циліндра, вектори напруженості магнітного поля у всіх точках циліндра синфазні (рис. 2.3 а).

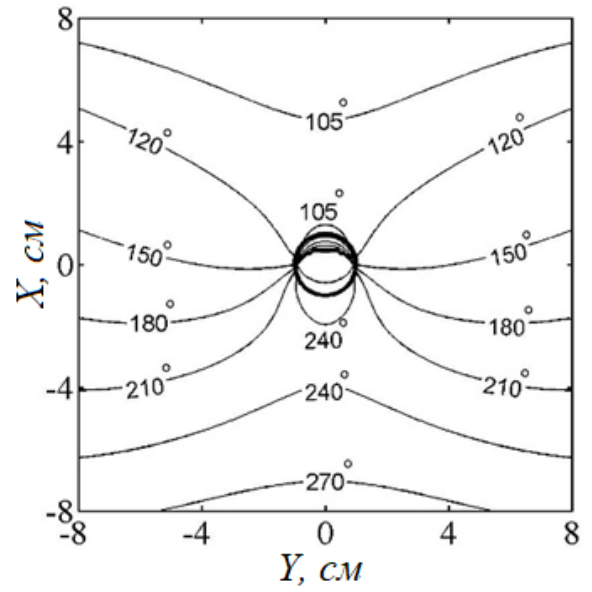
На рис. 2.2 в показаний просторовий розподіл модуля магнітної компоненти для випадку, коли діаметр циліндра сумірний з довжиною хвилі в речовині. Модуль магнітної компоненти має два максимуми всередині циліндра, вектори напруженості магнітного поля в точках циліндра протифазні (рис. 2.3 в), що призводить до зменшення потоку магнітної індукції через рамку.

Із наведених фазових розподілів бачимо, що при малих радіусах циліндра a і малій магнітній проникності циліндра μ_2 , коли відношення діаметра циліндра до довжини хвилі в речовині не більше 0,5 (рис. 2.3 а), збуджуюча хвиля плавно огинає перешкоду з одночасним проникненням всередину циліндра, практично без спотворення своєї структури. Вектори напруженості магнітного поля у всіх точках циліндра синфазні.

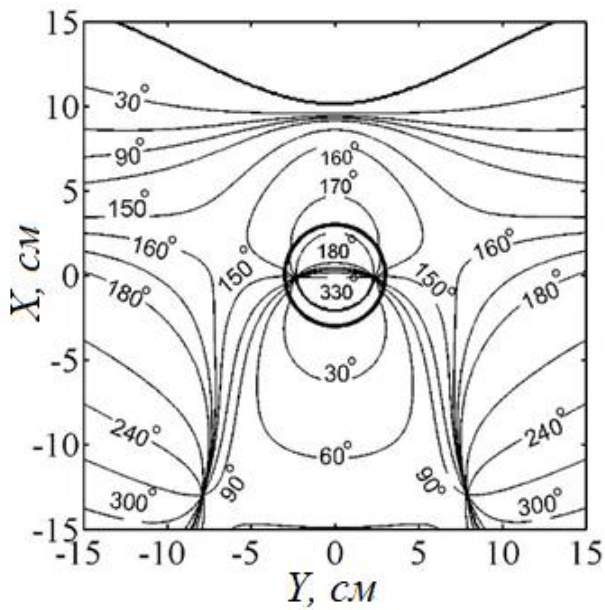
При збільшенні μ_2 і a всередині і поза феритовим стрижнем з'являються вузли фази, що відповідає виникненню вихрового руху енергії навколо цих вузлів (рис. 2.3 в–д). При цьому потік енергії падаючої хвилі обтікає ці зони. Вектори напруженості магнітного поля всередині циліндра протифазні, що призводить до зменшення потоку магнітної індукції через поперечний переріз циліндра.



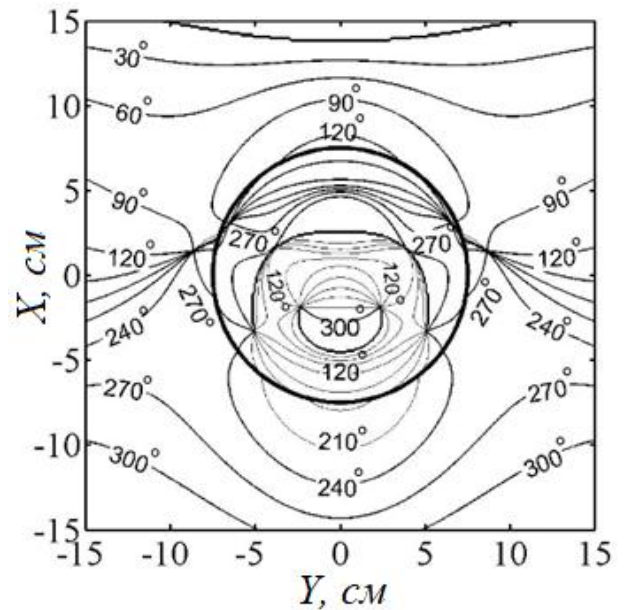
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2.3 – Фаза магнітної компоненти поля: а) – $a = 1 \text{ см}$, $\mu_2 = 5$;

б) – $a = 1 \text{ см}$, $\mu_2 = 30$; в) – $a = 3 \text{ см}$, $\mu_2 = 5$; г) – $a = 7,5 \text{ см}$, $\mu_2 = 5$

2.2.5 Спектральні функції циліндра

Назвемо частотні залежності модуля магнітної компоненти поля $H_z^{(2)}(\omega, x, y)$ – спектральними функціями циліндра і позначимо їх як $\varphi^{(2)}(\omega, x, y)$, тобто $\varphi^{(2)}(\omega, x, y) = |H_z^{(2)}(\omega, x, y)|$.

Проаналізуємо частотну залежність спектральної функції $\varphi^{(2)}(\omega, 0, 0)$ на осі циліндра, тому що її поведінка визначає характеристики наведеного імпульсного поля (вид обвідної, ширину спектра, величину пікової амплітуди, тривалість наведеного імпульсного сигналу). На рис. 2.4 представлені графіки частотних залежностей спектральних функцій $\varphi^{(2)}(\omega, 0, 0)$ імпульсного поля всередині циліндра при деяких параметрах радіуса циліндра a та відносної магнітної проникності μ_2 .

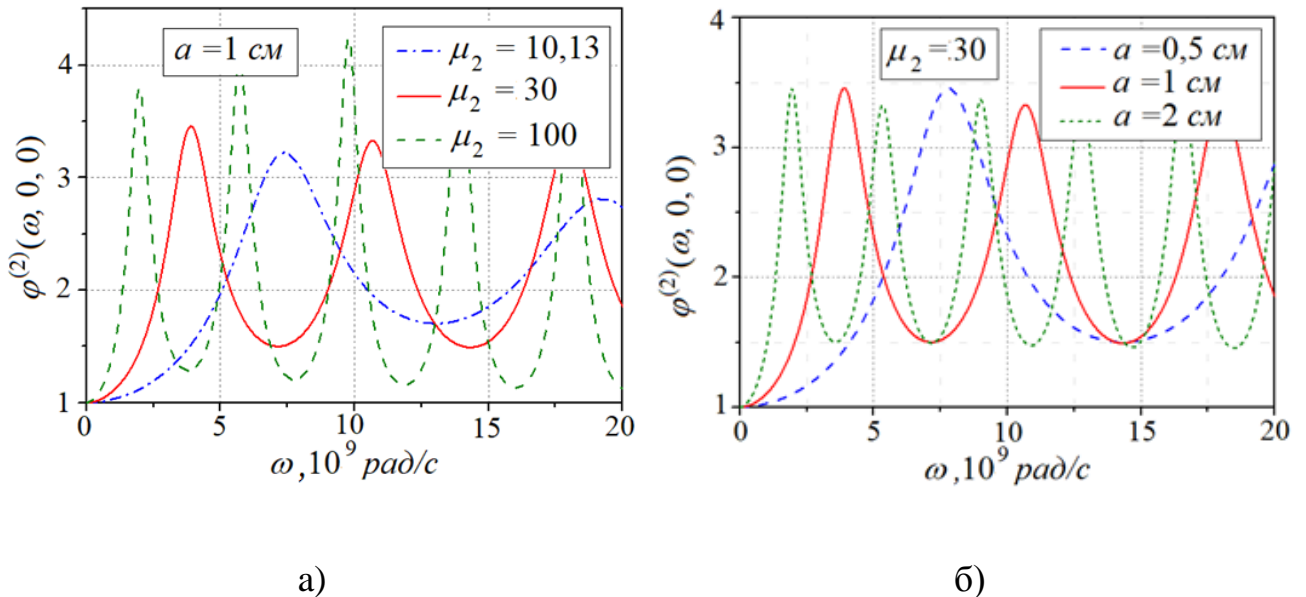


Рисунок 2.4 – Спектральні функції циліндра

Як бачимо з приведених графіків, ці функції мають ділянки частотної залежності з різною кривизною. Чим більша відносна магнітна проникність фериту при фіксованій величині радіуса циліндра, тим частіші коливання

функції (рис. 2. а). Аналогічна залежність спостерігається при збільшенні радіуса циліндра і фіксованій величині відносної магнітної проникності (рис. 2.4 б). Природно припустити, що вид наведеного всередині циліндра імпульсного поля буде визначатися шириною смуги частотного спектра $F^{(0)}(\omega)$ збуджуючого гауссового імпульсу і характером частотної залежності спектральної функції $\varphi^{(2)}(\omega, x, y)$ на ділянці, який охоплює цей спектр [120, 121].

2.3 Дифракція H -поляризованого імпульсного електромагнітного поля з гаусовою обвідною та несучою на магнітодіелектричному циліндрі

У цьому підрозділі приведено розв'язок задачі дифракції електромагнітного імпульсу з гауссовою обвідною та частотним заповненням на ізотропному магнітодіелектричному круговому циліндрі нескінченної довжини з комплексною магнітною проникністю. Для розв'язання цієї задачі був застосований метод, що базується на використанні формального апарата інтегрального перетворення Фур'є для компонент імпульсного поля, що дозволило звести задачу, що розглядається, до ключової задачі розсіювання плоскої монохроматичної хвилі на магнітодіелектричному циліндрі.

Досліджено вплив електродинамічних параметрів циліндра на амплітудно-часову (частотну) залежність магнітної складової напруженості імпульсного електромагнітного поля, наведеного всередині циліндра. Напівемпірично оцінено вплив скінченності довжини циліндра на основні характеристики наведеного всередині нього імпульсу електромагнітного поля.

2.3.1 Розв'язання задачі

Взаємну орієнтацію розсіюючого циліндра і напрямку падіння збуджуючого імпульсу показано на рис. 2.1 б.

Нехай з боку осі OX циліндр збуджується обмеженим в просторі і в часі електромагнітним імпульсом з обвідною у вигляді функції Гауса з високочастотним заповненням, який задається формулою:

$$\Phi(t) = \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{2T_0^2}\right\} \exp(-i\omega_0(t-t_0)), \quad (2.13)$$

де t_0 – початковий час запізнювання імпульсу;

ω_0 – частота заповнення;

T_0 – відрізок часу, за який величина квадрата його амплітуди зменшується в e разів у порівнянні з максимальним значенням.

Тривалість імпульсу визначимо як подвоєний відрізок часу T_0 , а ширину спектра – на рівні, де значення спектральної функції зменшується в \sqrt{e} разів. На рис. 2.5, як приклад, представлені сигнал з несучою циклічною частотою $\omega_0 = 3,9 \times 10^9$ рад/с, промодульований по амплітуді гауссовим імпульсом з тривалістю $2T_0 = 1$ нс (рис. 2.5 а) і нормована обвідна його частотного спектра (рис. 2.5 б).

Задача полягає у визначенні просторових і часових характеристик розсіяного електромагнітного імпульсу, що виникає при дифракції на магнітодіелектричному циліндрі імпульсу з обвідною у вигляді функції Гауса з високочастотним заповненням.

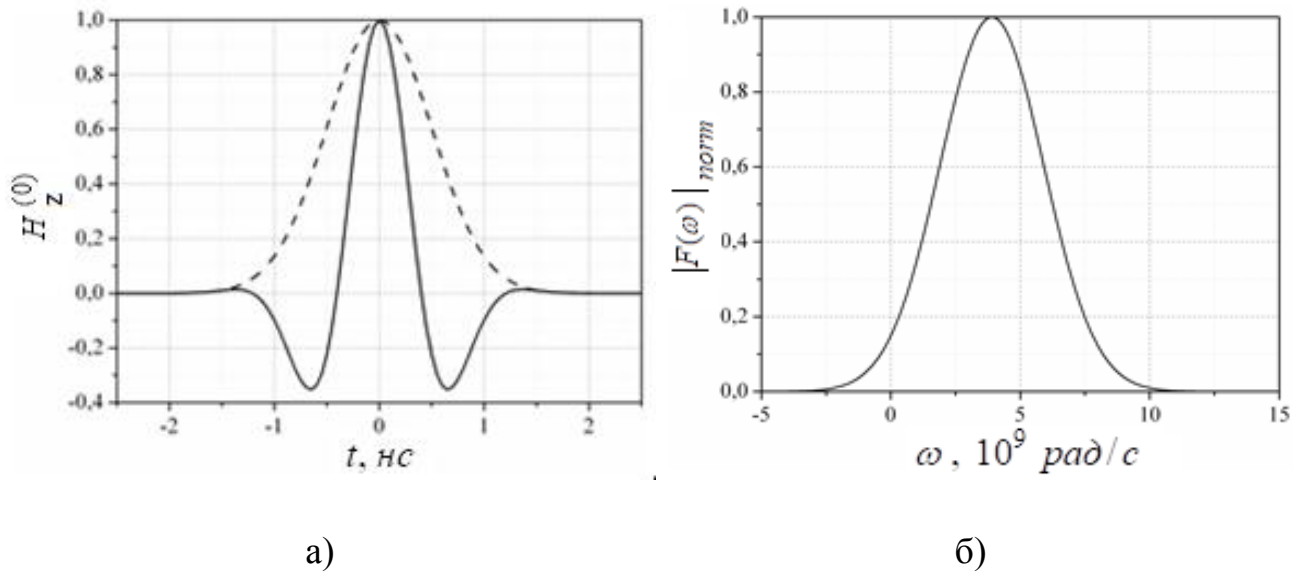


Рисунок 2.5 – а) – Сигнал з несучою циклічною частотою

$\omega_0 = 3,9 \times 10^9 \text{ рад/с}$ (суцільна крива), промодульований по амплітуді гаусовим імпульсом з тривалістю 1 нс (пунктирна крива); б) – нормована обвідна частотного спектра сигналу

Вектори напруженості збуджуючого та шуканого розсіяного імпульсного електромагнітного поля (його електрична або магнітна складова) повинні задовольняти однорідному хвильовому рівнянню:

$$\Delta U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0, \quad (2.14)$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

Тут і далі під функцією $U = U(x, y, z, t)$ будемо розуміти H_z - складову магнітного вектора збуджуючого перешкоду, або розсіяного поля. Інші компоненти електромагнітного поля визначаються з рівнянь Максвелла.

Нехай збуджуюче поле $U^{(0)}$ задовольняє початковим умовам у площині $x=0$:

$$\begin{cases} U^{(0)}(0, t) = \Phi(t), \\ \left. \frac{\partial}{\partial x} U^{(0)}(x, t) \right|_{x=0} = \frac{1}{c} \frac{d\Phi(t)}{dt} \equiv \Phi_1(t), \end{cases} \quad (2.15)$$

де $\Phi(t) = f(t) \exp(-i\omega_0(t-t_0))$; $f(t) = \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{2T_0^2}\right\}$ – функція, що описує

обвідну імпульсу в площині $x=0$;

t_0 – початковий час запізнювання імпульсу.

Відомо, що задання функції та її похідної в деякій точці простору (або часу) достатньо для визначення функції всюди [117]. Тож для імпульсу збуджуючого поля отримаємо наступний вираз:

$$U^{(0)}(x, t) = \exp\left\{-\frac{(t-t_0+x/c)^2}{2T_0^2}\right\} \exp(-i\omega_0(t-t_0+x/c)). \quad (2.16)$$

Вираз (2.16) описує модульовану по амплітуді хвилю з плоским фронтом. Максимум обвідної і її фронт переміщуються зі швидкістю c , а форма обвідної зберігається гауссовою з ростом координати і часу та визначається початковими умовами при $x=0$.

Використовуючи подання у вигляді інтеграла Фур'є за частотами для відповідних компонент поля [122, 114], розв'язок рівняння (2.14) для розсіяного імпульсного поля в силу його лінійності будемо шукати у вигляді:

$$U^{(p)}(y, x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F^{(0)}(\omega) H_z^{(p)}(\omega, y, x) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.17)$$

де індекс $p=1$ означає область поза циліндром; $p=2$ – область всередині циліндра; $H_z^{(p)}(\omega, y, x)$ – розв'язки задачі дифракції плоских монохроматичних

хвиль з фіксованою частотою. Функція $F^{(0)}(\omega)$ визначена як частотний спектр збуджуючого імпульсу наступним виразом:

$$F^{(0)}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} U^{(0)}(0,t) e^{i\omega t} dt \quad (2.18)$$

Частотний спектр імпульсу, який пройшов всередину циліндра, визначимо як:

$$F^{(2)}(y, x, \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} U^{(2)}(y, x, t) e^{i\omega t} dt \quad (2.19)$$

Функції $H^{(p)}(\omega, y, x)$, які є розв'язками граничної задачі в режимі сталих гармонійних коливань, повинні забезпечувати виконання граничних умов на поверхні циліндра при обраній поляризації збуджуючого поля і задовольняти умовам, сформульованим для розсіяного імпульсу.

Таким чином, для розв'язку задачі про розсіяння електромагнітного імпульсу нескінченним магнітодіелектричним круговим циліндром необхідно було сформулювати і розв'язати ключову задачу розсіювання плоскої хвилі з фіксованою частотою ω на розглянутій перешкоді. Єдиність отриманого розв'язку є наслідком сформульованих нами і накладених на шукану функцію умов. Формальне рішення задачі визначення спектральних функцій $H^{(p)}(\omega, y, x)$ для розсіяного імпульсного поля було наведено у попередньому підрозділі.

2.3.2 Обвідні наведених сигналів та їх спектри

На рис. 2.6 представлені нормовані на максимум обвідної розсіюваного радіоімпульсу обвідні імпульсних сигналів, наведених всередині циліндрів з параметрами $a = 1 \text{ см}$, $\mu_2' = 30; 100$ ($\mu_2'' = 0$) при різних центральних частотах спектра збуджуючого імпульсу ω_0 . Тривалість збуджуючого імпульсу тут і далі $2T_0 = 1 \text{ нс}$. З представлених результатів бачимо, що у наведеного поля форма обвідної залишається близькою до гауссової у разі, якщо в області центральної частоти спектра збуджуючого імпульсу ω_0 характер частотної залежності спектральної функції циліндра $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ і спектрального розподілу збуджуючого імпульсу $F^{(0)}(\omega)$ збігаються. При цьому спостерігається спотворення форми імпульсу у вигляді розширення заднього фронту наведеного імпульсу і, як наслідок, збільшення його тривалості.

Найбільші спотворення форми обвідної наведеного імпульсу виникають тоді, коли в області центральної частоти спектра збуджуючого імпульсу ω_0 спектральна функція збуджуючого імпульсу $F^{(0)}(\omega)$ має локальний максимум, а спектральна функція $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ – локальний мінімум. (рис. 2.6 в). Особливо це позначається на формі заднього фронту обвідної наведеного імпульсу, де спостерігається його порізаність і сильне затягування аж до втрати гауссової форми. Величина пікової амплітуди імпульсу, який проникнув всередину циліндра, більше в тих випадках, коли центральна частота спектра збуджуючого поля ω_0 потрапляє в область локального максимуму спектральної функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ (рис. 2.6 а). Внесення магнітних втрат ($\mu_2'' > 0$) призводить до зменшення пікових амплітуд обвідних наведених сигналів і згладжування порізаності їх задніх фронтів.

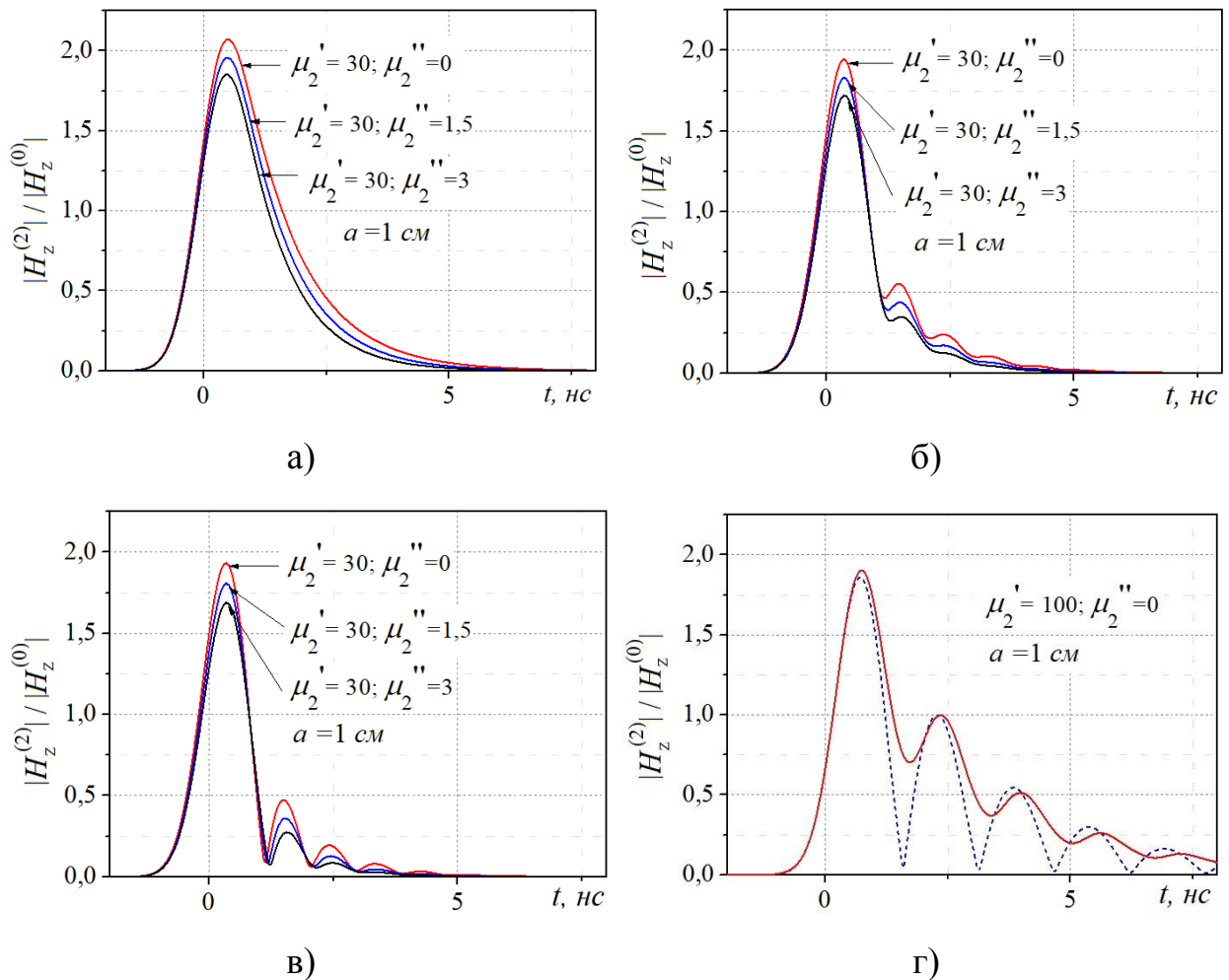


Рисунок 2.6 – Нормовані обвідні імпульсних сигналів, наведених всередині циліндра, у разі, коли центральна частота спектра збуджуючого імпульсу ω_0 потрапляє в область: а) – локального максимуму функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$; б) – перехідної частини; в) – локального мінімуму; г) – локального максимуму (суцільна крива), локального мінімуму (пунктирна крива)

На рис. 2.7 представлені графіки нормованих обвідних частотного спектра падаючого імпульсу $F^{(0)}(\omega)$ (крива 1) та частотних спектрів наведених всередині циліндра імпульсів $F^{(2)}(\omega)$ (криві 2 і 3). З метою порівняння ширини спектрів наведених всередині циліндра імпульсів з шириною частотного спектра падаючого імпульсу, центральні частоти спектрів суміщені. Частотний

спектр кривої 2 відповідає імпульсу, обвідна якого зображена на рис. 2.6 а ($\mu_2''=0$) Частотний спектр кривої 3 – імпульсу, обвідна якого зображена на рис. 2.6 в ($\mu_2''=0$) На амплітудному рівні $1/\sqrt{e}$ легко простежити зміни ширини спектра для наведених всередині циліндра імпульсів в порівнянні з шириною частотного спектра збуджуючого імпульсу.

Наведені криві демонструють, що звуження спектра відбувається в тому випадку, коли центральна частота спектра падаючого імпульсу ω_0 належить області локального максимуму спектральної функції (рис. 2.7, крива 2).

Найбільші спотворення спектра у вигляді його значного розширення і втрати характеру гауссового розподілу, як і в випадку з обвідною амплітуди наведеного поля, спостерігаються для тих імпульсів, у яких центральна частота спектра падаючого імпульсу ω_0 належить області локального мінімуму спектральної функції (рис. 2.7, крива 3).

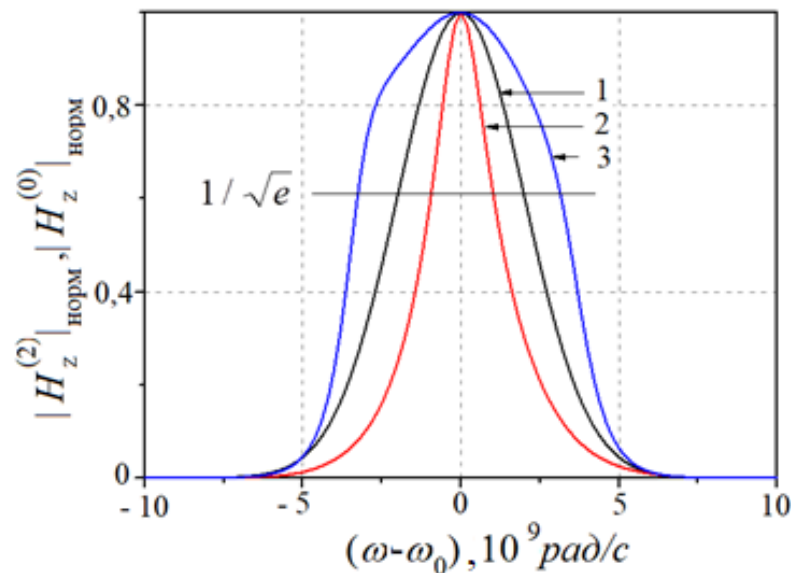


Рисунок 2.7 – Нормовані обвідні частотних спектрів: 1 – збуджуючого імпульсу; 2 – наведеного всередині циліндра імпульсу, обвідна якого показана на рис. 2.6 а; 3 – наведеного всередині циліндра імпульсу, обвідна якого показана на рис. 2.6 в

2.4 Скінченність довжини циліндра

Отриманий розв'язок задачі дифракції справедливий для випадку розсіювання імпульсного поля на магнітодіелектричному циліндрі нескінченної довжини. Звісно, на практиці використовуються структури кінцевих розмірів. З певним ступенем точності вплив скінченності циліндра можна оцінити.

Відомо (наприклад, [123]), що в циліндрі кінцевої довжини індукція магнітного поля розподілена нерівномірно щодо середини і його кінців, наявність яких породжує так зване розмагнічувальне поле. Величина його впливу на наведене магнітне поле всередині феритового циліндра може бути оцінена за допомогою розмагнічувального фактора, що залежить від відношення довжини циліндра до його діаметра. Точно розрахувати його величину вдається тільки для деяких тіл правильної форми обмежених розмірів, у яких індукція магнітного поля розподілена рівномірно по всьому об'єму, наприклад, для витягнутих еліпсоїдів. З наведеної в [123] таблиці слідує, що, починаючи з деяких величин відношення довжини циліндра до його діаметра значення розмагнічувального фактора для еліпсоїда і циліндра кінцевої довжини практично збігаються. Для різних величин магнітної проникності завжди можна вибрати відповідну величину відношення довжини циліндра до його діаметра, при якому величина помилки в розрахунку розмагнічувального фактора не буде перевищувати одиниць або часток відсотків. Такий підхід можливий для дуже довгих циліндрів.

Більш універсальним видається спосіб обчислення впливу розмагнічувального фактора з використанням поняття ефективної магнітної проникності феритового циліндра кінцевої довжини. Для її визначення скористаємося експериментально отриманим співвідношенням [27, 85]:

$$\mu_{ef} = \frac{\mu_2}{1 + 0.84(d/l)^{1.7}(\mu_2 - 1)}, \quad (2.20)$$

де $d = 2a$ – діаметр циліндра;

l – його довжина;

μ_2 – відносна магнітна проникність нескінченного циліндра.

На рис. 2.8 представлені графіки залежності ефективної магнітної проникності μ_{ef} від відношення довжини циліндра до його діаметра l/d для феритових циліндрів з радіусом $a = 1 \text{ см}$ і магнітними проникностями $\mu_2 = 30 ; 50 ; 100$. Графіки демонструють, що при довжині циліндра, що значно перевищує його діаметр, ефективна магнітна проникність наближається до свого граничного значення, справедливого для відносної магнітної проникності циліндра нескінченної довжини.

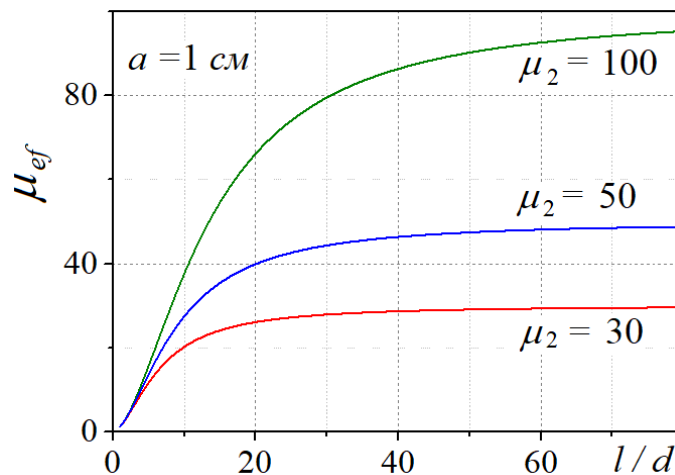


Рисунок 2.8 – Ефективна магнітна проникність циліндра

Проаналізуємо вплив скінченності довжини циліндра на величини пікової амплітуди наведеного всередині циліндра імпульсного поля, для чого проведемо розрахунки імпульсних полів у внутрішній області циліндра згідно (2.17) з підстановкою (2.20).

На рис. 2.9 представлені графіки залежності пікової амплітуди імпульсу, наведеного всередині циліндра, від величини відношення його довжини до діаметра. Параметри циліндра: $a = 0,5 \text{ см} ; 1 \text{ см} ; 2 \text{ см} ; \mu_2 = 30$.

При довжині циліндра, що значно перевищує його діаметр, пікова амплітуда наближається до свого граничного значення, рівного піковій амплітуді наведеного імпульсу в циліндрі нескінченної довжини. Невеликі локальні збільшення або зменшення пікової амплітуди при малих величинах l/d пов'язані з тим, що центральна частота ω_0 спектра збуджуючого імпульсу належить області локальних максимуму або мінімуму спектральної функції $\varphi^{(2)}(\omega, x, y)$ для циліндра кінцевої довжини з ефективною магнітною проникністю, яка визначається відповідно до (2.20).

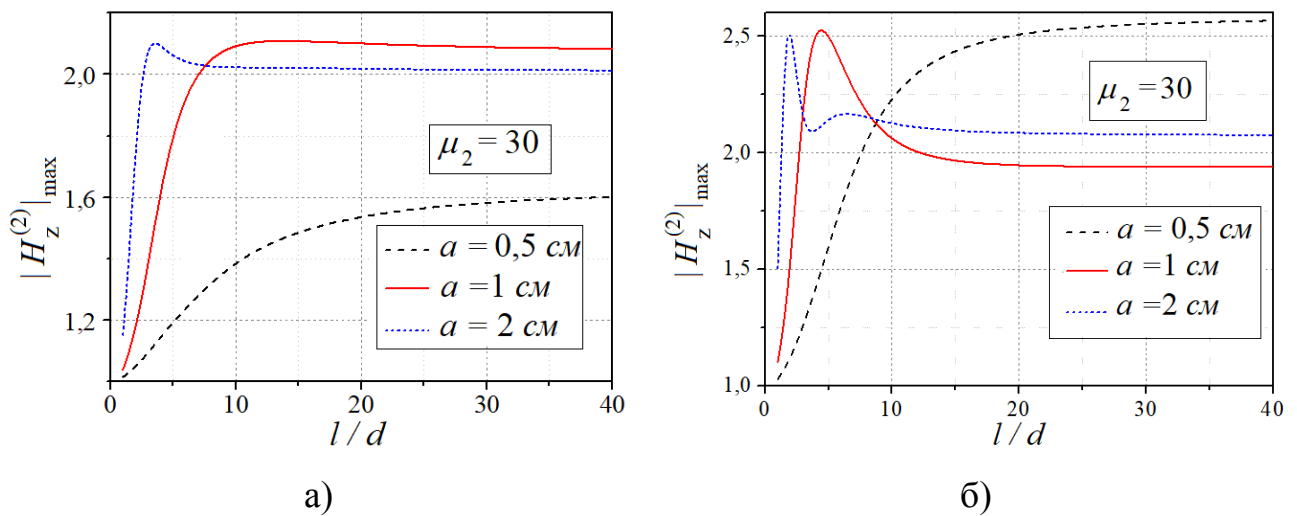


Рисунок 2.9 – Залежності пікової амплітуди імпульса, наведеного всередині циліндра від відношення його довжини до діаметра. Центральна

частота спектра падаючого сигналу $\omega_0 = 3,9 \times 10^9 \text{ рад/с}$ (а),

$$\omega_0 = 7,14 \times 10^9 \text{ рад/с} \text{ (б)}$$

Розглянемо більш детально графік залежності пікової амплітуди наведеного всередині циліндра імпульсу від відношення l/d для циліндра з параметрами $a = 1 \text{ см}$; $\mu_2 = 30$. Центральна частота спектра збуджуючого сигналу $\omega_0 = 7,14 \times 10^9 \text{ рад/с}$ (рис. 2.9 б, суцільна крива). При цій частоті спектральна функція $\varphi^{(2)}(\omega, x, y)$ для нескінченного циліндра має свій перший локальний мінімум. Збільшення пікової амплітуди відбувається при $l/d = 4,4$, для якого $\mu_{ef} = 10,13$. Спектральна функція $\varphi^{(2)}(\omega, x, y)$ для циліндра з такими параметрами показана на рис. 2.4. Як бачимо, в області $\omega_0 = 7,14 \times 10^9 \text{ рад/с}$ вона має локальний максимум, що і є причиною сплеску пікової амплітуди. Далі, із збільшенням l/d , а відповідно, і μ_{ef} , центральна частота спектра збуджуючого сигналу $F(\omega)$ потрапляє до області, де спектральна функція $\varphi^{(2)}(\omega, x, y)$ має локальний мінімум. При цьому ефективна магнітна проникність μ_{ef} прямує до значення магнітної проникності циліндра нескінченної довжини μ_2 , і пікова амплітуда виходить на своє асимптотичне значення, яке відповідає амплітуді наведеного імпульсу в циліндрі нескінченної довжини.

2.5 Співвідношення між оптимальними параметрами стрижня та поля, що збуджує

Оскільки характеристики імпульсної НШС приймальної феритової антени залежать від електродинамічних параметрів феритового стрижня (магнітної проникності фериту, геометричних розмірів циліндра), для створення практичних конструкцій необхідно вибрати їх оптимальний набір.

Теоретичний аналіз амплітудно-часових залежностей НШС імпульсних полів, індукованих всередині феритових стрижнів з різними електродинамічними параметрами, може істотно спростити цей процес.

У даному підрозділі об'єктом дослідження будуть характеристики імпульсу електрорушійної сили (ЕРС) індукції у контурі. Неспотворене приймання НШС сигналу означає, що амплітудно-часова залежність імпульсу ЕРС індукції в контурі максимально повторює амплітудно-часову залежність імпульсного поля у точці приймання.

Потік магнітної індукції всередині циліндра визначається виразом
$$\Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^a \mu_2 H_z^{(2)} \rho d\rho d\varphi,$$
 де $H_z^{(2)}$ – z - ва компонента імпульсного магнітного поля всередині циліндра, яка визначається із граничної задачі дифракції [33] виразом (2.17).

Зміна магнітного потоку, що пронизує площу замкнутого контуру, приводить до виникнення в ньому ЕРС індукції, прямо пропорційної швидкості зміни потоку.

Дослідимо, як залежать форми імпульсів ЕРС від відношення діаметра циліндра до довжини хвилі в речовині $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0$. На рис. 2.10 показані обвідні та високочастотні заповнення імпульсів ЕРС індукції в контурі при збудженні циліндрів з радіусами $a = 0,3 \text{ см}; 0,5 \text{ см}; 1 \text{ см}$ імпульсом з тривалістю $2T_0 = 0,5 \text{ нс}$. Одиницями вимірювань ЕРС на цьому рисунку і далі у розділі 2 є одиниці електричного потенціалу системи СГСЕ.

Обвідні імпульсів спотворюються, особливо це позначається на формі заднього фронту. Форми обвідної ближчі до гауссової і мають більшу амплітуду, коли центральна частота збуджуючого імпульсу ω_0 належить області локального максимуму функцій $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$, де характер частотної залежності функцій $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ і спектрального розподілу $F^{(0)}(\omega)$ збуджуючого імпульсу мають схожий характер (рис. 2.10 а). Для цих випадків $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 0,5$. Найбільші спотворення форм обвідної виникають тоді, коли центральна частота спектра належить області локального мінімуму

функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ (рис. 2.10 б). Для цих випадків $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 1$. З точки зору фізики це пояснюється тим, що, як показано в [32], коли діаметр циліндра сумірний з довжиною півхвилі в речовині ($2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 0,5$ і частота падаючого поля належить області першого локального максимуму функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$), вектори напруженості магнітного поля у всіх точках циліндра синфазні. А коли діаметр циліндра сумісний з довжиною хвилі ($2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 1$ і частота падаючого поля належить області першого локального мінімуму), вектори напруженості магнітного поля в різних областях поперечного перерізу циліндра протифазні, що призводить до зменшення потоку магнітної індукції (через часткову компенсацію магнітних полів).

Збільшення радіуса циліндра при постійній тривалості імпульсу приводить до зростання пікової амплітуди обвідної імпульсу ЕРС індукції, а значить, до зростання чутливості приймальної антени. Однак, збільшення радіуса призводить і до спотворення форми обвідної. Це пояснюється тим, що для даних параметрів ширина смуги частотного спектра збуджуючого імпульсу значно перевершує ширину частотної смуги функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ в області її локального максимуму.

На рис. 2.11 представлені обвідні з високочастотним заповненням імпульсів ЕРС індукції в контурі при збудженні циліндра з $a = 0,5$ см імпульсами з тривалістю $2T_0 = 0,3$ нс; $0,5$ нс; 1 нс.

На рис. 2.11 а представлені результати розрахунків, коли центральна частота спектра збуджуючого імпульсу ω_0 належить області локального максимуму спектральної функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ і $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 0,5$, на рис. 2.11 б – коли ω_0 належить області її локального мінімуму і $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 1$.

Аналізуючи графіки на рис. 2.11, бачимо, що з ростом тривалості збуджуючого імпульсу при фіксованому радіусі циліндра пікова амплітуда

обвідної імпульсу ЕРС теж зростає, що приводить до збільшення чутливості приймальної антени. Однак зі зростанням тривалості імпульсу та незмінних величинах високочастотного заповнення імпульс вже не є НШС [2].

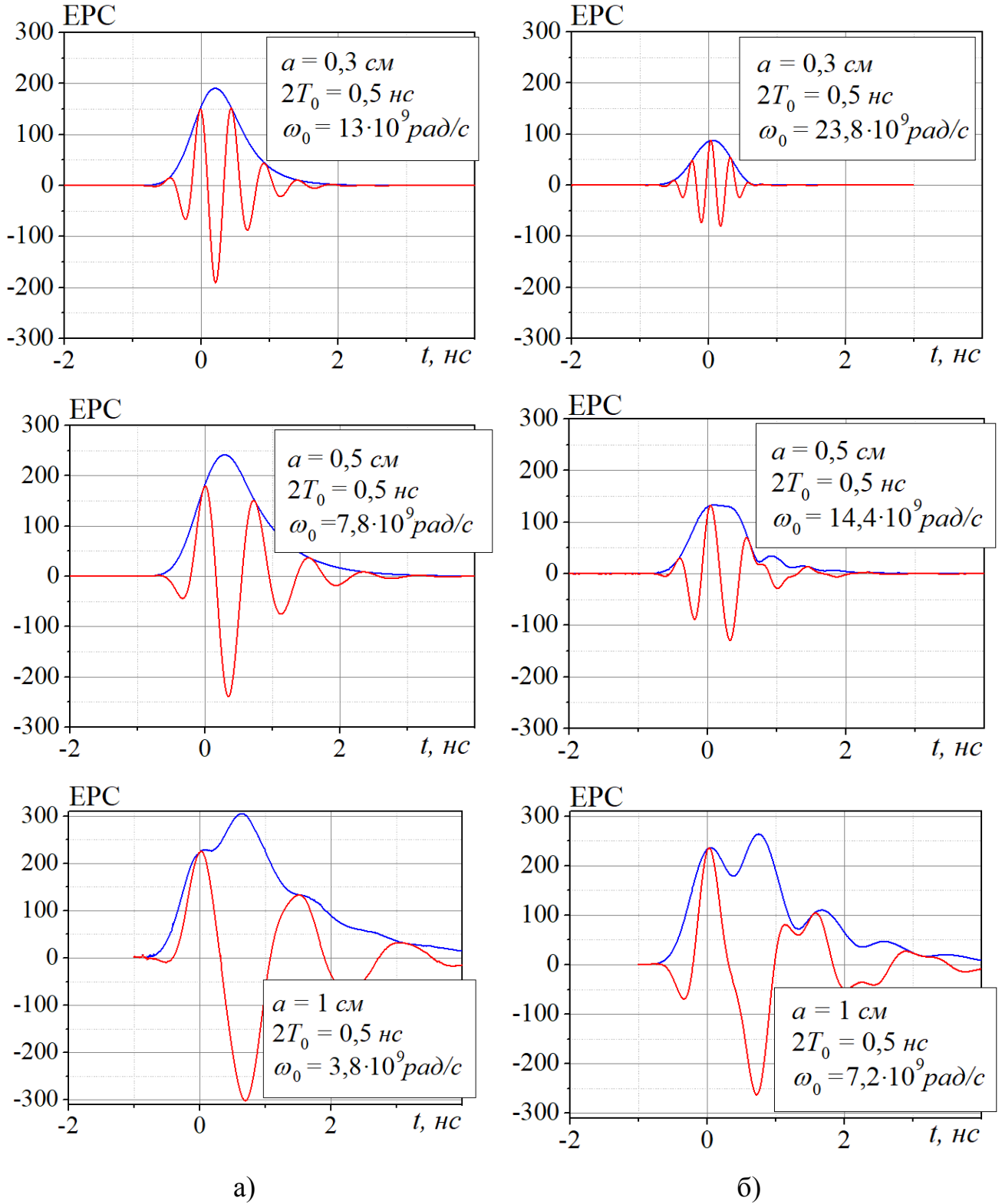


Рисунок 2.10 – Імпульси ЕРС індукції в контурі

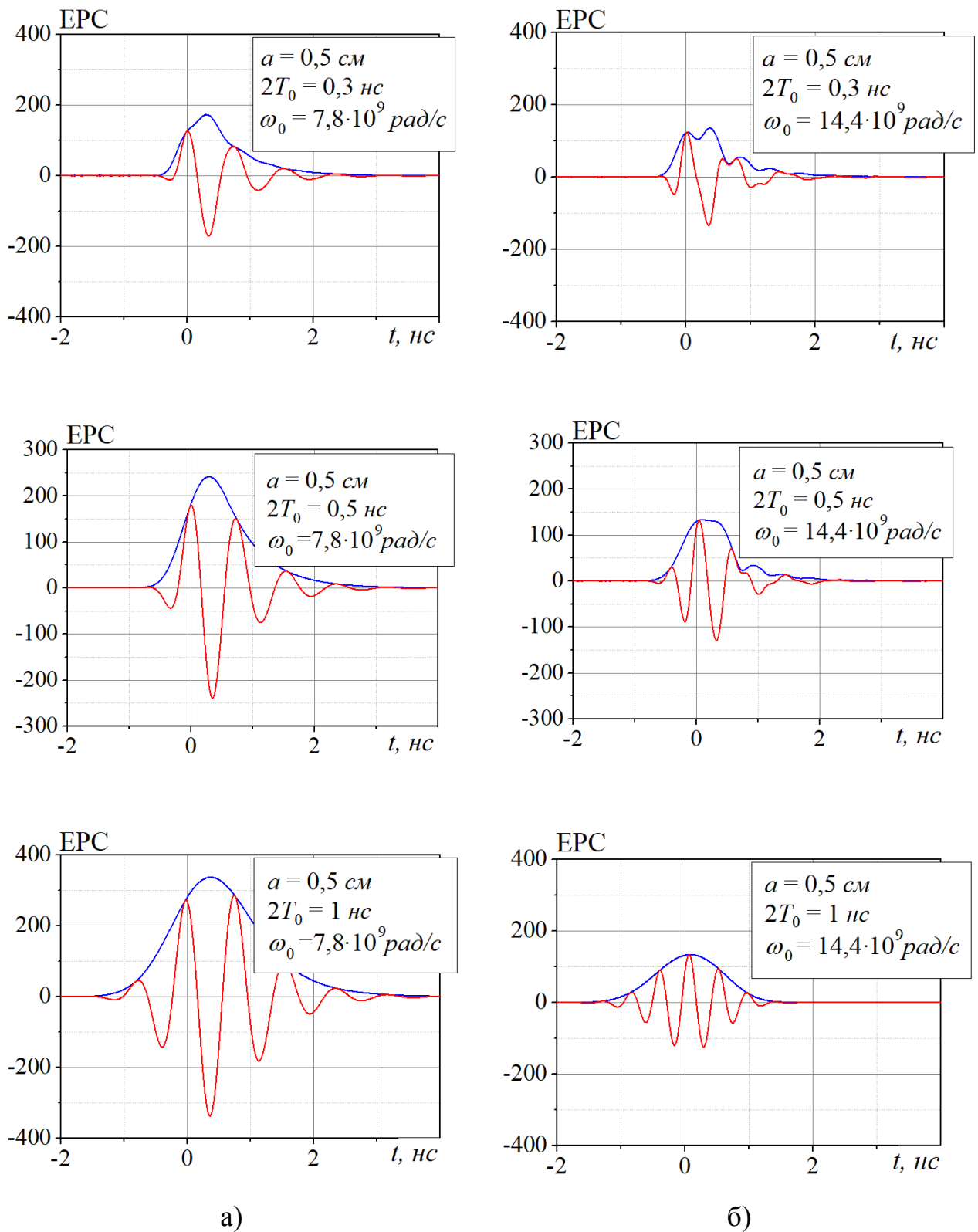


Рисунок 2.11 – Імпульси ЕРС індукції в контурі: а) – $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2} / \lambda_0 \approx 0,5$;

б) – $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2} / \lambda_0 \approx 1$

Зменшення тривалості збуджуючого імпульсу призводить до спотворення форми обвідної імпульсу ЕРС індукції. Це пояснюється тим, що зі зменшенням тривалості зростає ширина смуги спектра імпульсу і для даних параметрів ширина смуги частотного спектра збуджуючого імпульсу значно перевершує смугу частот функції $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ в області її локального максимуму.

На рис. 2.12 представлені залежності пікової амплітуди обвідних імпульсів ЕРС індукції в контурі від центральної частоти спектра збуджуючого імпульсу при тривалості імпульсів $2T_0 = 0,3 \text{ нс}; 0,5 \text{ нс}; 1 \text{ нс}; 2 \text{ нс}$ та фіксованій величині радіуса циліндра $a = 0,5 \text{ см}$.

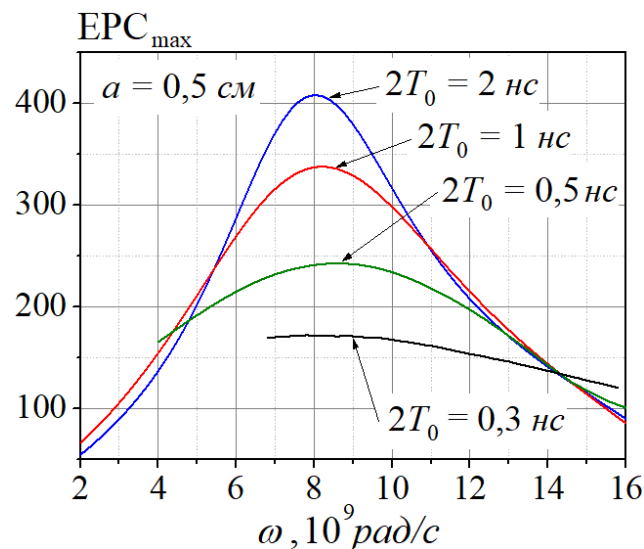


Рисунок 2.12 – Пікова амплітуда обвідних імпульсів ЕРС індукції в контурі

Як бачимо з графіків, імпульси ЕРС індукції приймають максимальне значення, коли центральна частота спектра збуджуючого імпульсу належить області локального максимуму спектральної функції циліндра $\varphi^{(2)}(\omega, y, x)$ для $a = 0,5 \text{ см}$ (рис. 2.4б), і виконується співвідношення $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2} / \lambda_0 \approx 0,5$.

2.6 Експериментальне обґрунтування використаних ідеалізацій

При постановці граничної задачі дифракції були введені ідеалізації в частині впливу скінченності довжини циліндра і розсіяних на рамці імпульсних полів. Так, не враховувався вплив поля, розсіяного на перешкоді у вигляді кінцевого провідника, на дифракційні поля всередині і поза циліндром, а довжина циліндра вважалась нескінченною, що виключало врахування впливу розмагнічувального фактора від кінців циліндра. Природно, виникає необхідність обґрунтування цих наближень. З цією метою було проведено ряд експериментів на реальних зразках феритових антен в режимі приймання НШС імпульсних сигналів. Метою експериментів було порівняти значення ефективної магнітної проникності, розраховані за напівемпіричною формулою (2.20) та розраховані за експериментальними даними.

Експерименти проводилися в ТЕМ камері, описаній в [124], в робочу зону якої поміщалися випробовувані зразки рамкових феритових антен.

В якості феритових елементів були використані стрижні з діаметром $d = 2a = 1 \text{ см}$ і довжинами $l = 4,5; 11; 20; 31; 40 \text{ см}$.

На рис. 2.13 представлені епюри імпульсного сигналу з тривалістю 5 нс і часом наростання $2,5 \text{ нс}$, що поширюється в ТЕМ камері при відсутності рамки з феритом (рис. 2.13 а), і сигналів, прийнятих досліджуваною рамкою без феритового стержня і зі стрижнями різної довжини (рис. 2.13 б). Наведені графіки демонструють, що рамкова антена з феритовим стрижнем ефективно приймає НШС імпульсні сигнали, практично не вносячи відчутних спотворень в форму сигналу, зберігаючи час наростання імпульсу і його тривалість. «Продовження» імпульсів, що спостерігаються після 17 нс , обумовлені прийнятими рамкою відбитими сигналами від приймального кінця ТЕМ камери з огляду на її неідеальне узгодження. Внесення в рамку феритового циліндра

істотно (в даному експерименті більш ніж у 20 разів) підвищує чутливість антени.

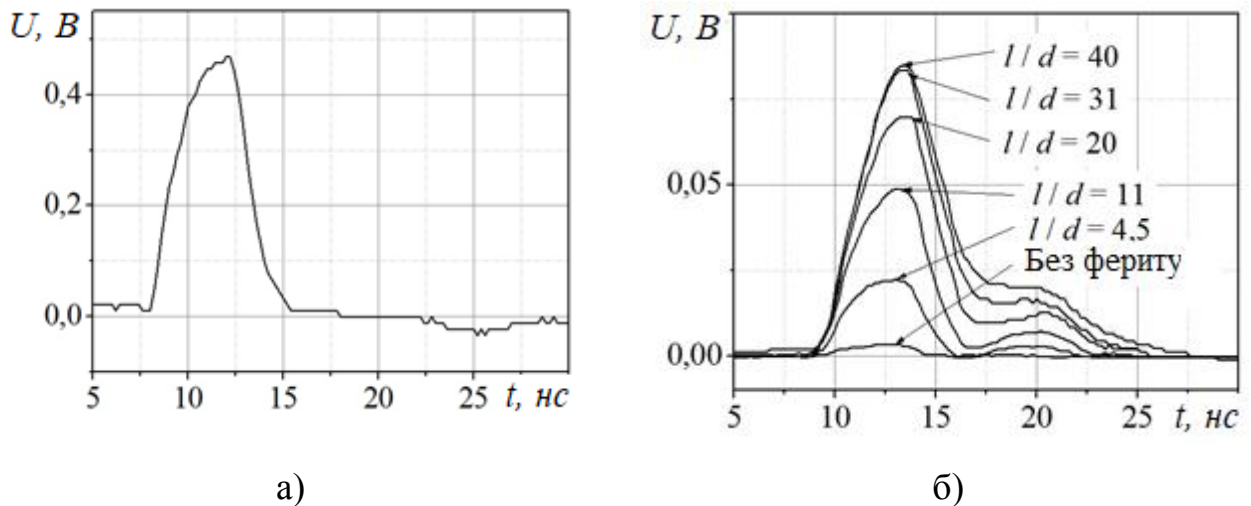


Рисунок 2.13 – Імпульсні сигнали в ТЕМ камері: а) – без рамки та стрижня; б) – прийняті рамкою без стрижня та зі стрижнями різної довжини

Наявність торців циліндра породжує так зване розмагнічувальне поле, вплив якого на наведене поле всередині циліндра може бути оцінений за допомогою розмагнічувального фактора, що залежить від відношення довжини циліндра до його діаметра [123]. Вплив розмагнічувального фактора можна врахувати, використовуючи поняття ефективної магнітної проникності феритового циліндра скінченної довжини μ_{ef} [27, 85] за формулою (2.20). При довжині циліндра, що значно перевищує його діаметр, μ_{ef} наближається до свого граничного значення, справедливого для циліндра нескінченної довжини.

На рис. 2.14 наведені криві залежностей ефективної магнітної проникності феритового циліндра μ_{ef} для $\mu_2 = 25$, розрахованої за формулою (2.20), і отриманої експериментально по спектральним розподілам імпульсних сигналів, прийнятих рамковою антеною з феритовими стрижнями різної довжини.

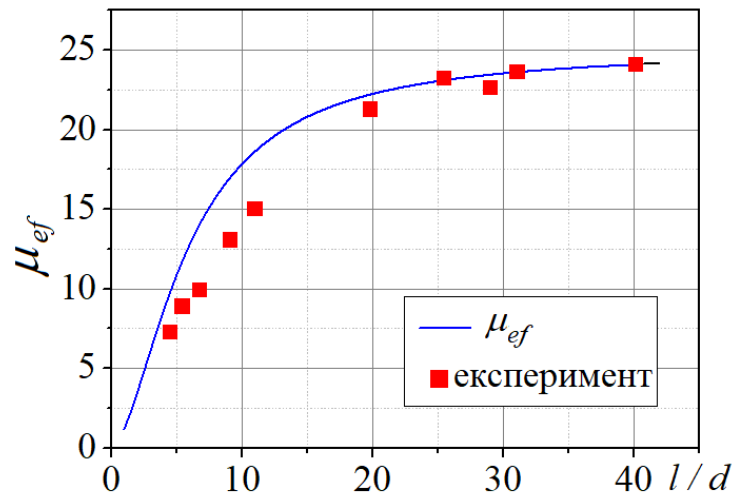


Рисунок 2.14 – Ефективна магнітна проникність, розрахована за допомогою формули (суцільна лінія), та отримана експериментально (кубики)

Як бачимо, закон зміни ефективної магнітної проникності в обох випадках носить схожий характер. Використовуючи формулу для μ_{ef} , в [33], була обчислена максимальна амплітуда імпульсу напруженості магнітного поля на осі циліндра ($a = 0,5 \text{ см}$; $\mu_2 = 30$; $2T_0 = 1 \text{ нс}$; $\omega_0 = 7,14 \cdot 10^9 \text{ рад/с}$). Відхилення цієї величини від аналогічної для нескінченного циліндра з $l/d = 20$ складає 3,3%, з $l/d = 30$ – 1,3%. Отже, можна вважати, що прийняті під час розв’язування задачі допущення виправдані.

Висновки до розділу 2

Наведено розв’язок задачі дифракції плоскої монохроматичної H - поляризованої електромагнітної хвилі на нескінченному круговому ізотропному магнітодіелектричному циліндрі довільного радіусу, який є моделлю стрижня феритової рамкової антени. Отримано характер амплітудного і фазового розподілів дифракційного поля всередині і поблизу циліндра.

Досліджено частотну залежність спектральної функції циліндра від радіусу та відносної магнітної проникності циліндра.

Отримано розв'язок задачі дифракції H - поляризованого електромагнітного імпульсу з гауссовою обвідною та високочастотним заповненням на тій самій перешкоді. Досліджено вплив радіусу та відносної магнітної проникності циліндра на амплітудно-часову залежність магнітної складової наведеного імпульсного поля всередині циліндра.

Показано, що у наведеного поля форма обвідної зберігається близькою до гауссової у разі, коли центральна частота спектра збуджуючого імпульсу належить області локального максимуму спектральної функції циліндра. При цьому пікова амплітуда обвідної наведеного всередині циліндра імпульсу буде максимальною.

Розраховано амплітудно-часові залежності імпульсу ЕРС індукції, що виникає в замкнутому провідному контурі, що охоплює циліндр, в наближенні відсутності його впливу на розсіяні поля всередині та поза циліндром. Досліджено вплив тривалості і несучої часових збуджуючого імпульсного поля та радіуса і відносної магнітної проникності циліндра, що розсіює, на амплітудно-часову залежність імпульсу ЕРС.

Вперше визначені критерії чутливого неспотвореного приймання феритовою антеною НШС сигналу з гауссовою обвідною та високочастотним заповненням. Потрібно, щоб параметри циліндра і збуджуючого імпульсу задовольняли співвідношенню $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 0,5$ (a – радіус стрижня, ε_2, μ_2 відносні діелектрична і магнітна проникності стрижня, λ_0 – довжина хвилі несучої) і ширина спектру імпульсу не перевищувала ширину смуги частот спектральної функції циліндра в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується в \sqrt{e} раз.

Отримано напівемпіричну оцінку впливу скінченності довжини циліндра на величину наведеного всередині нього імпульсу електромагнітного поля. Так,

для $l/d = 20$ відхилення цієї величини від аналогічної для нескінченного циліндра складає 3,3 %, для $l/d = 30$ – 1,3 %. Для довжини циліндра, що значно перевищує його діаметр, пікова амплітуда наведеного імпульсу прагне до свого граничного значення, рівного піковій амплітуді наведеного імпульсу в циліндрі нескінченної довжини.

Результати розділу опубліковані автором у роботах [32–35, 38].

РОЗДІЛ 3

ЗБУДЖЕННЯ АНТЕН ІМПУЛЬСНИМ ПОЛЕМ У ВИГЛЯДІ НАЙБІЛЬШ ПОШИРЕНИХ ФУНКЦІЙ БЕЗ НЕСУЧОЇ

У цьому розділі за допомогою чисельного моделювання методом FDTD будуть визначені співвідношення між оптимальними, з точки зору ефективного неспотвореного приймання сигналу, електродинамічними параметрами феритового елемента антени та частотно-часовими параметрами збуджуючого імпульсного поля у вигляді найбільш поширених функції без несучої частоти, а саме функції Гауса, 1-ї та 2-ї похідної функції Гауса. Саме такі часові залежності відбитих полів зустрічаються на практиці НШС рефлектометричних та радіолокаційних вимірювань найчастіше.

Також буде досліджено умови отримання максимально досяжної чутливості неспотвореного приймання НШС імпульсних сигналів у вигляді функції Гауса малогабаритними антенами магнітного типу – рамками.

3.1 Збудження рамкової антени

У цьому підрозділі коротко зупинимось на визначенні умов отримання максимально досяжної чутливості неспотвореного приймання НШС імпульсних сигналів малогабаритними рамками без феритових стрижнів всередині. Розглянемо основні чинники, що визначають їх чутливість і неспотвореність приймання. Результати отримані з використанням методу кінцевих різниць в часовій області FDTD та методики, яка базується на точних аналітичних виразах для наведених струмів у рамці.

Нехай плоска електромагнітна хвиля, у якої вектор електричної компоненти \vec{E} спрямований уздовж осі y декартової системи координат, а

вектор магнітної компоненти \vec{H} уздовж осі z , поширюється проти осі x (рис. 3.1). Часова залежність \vec{E} та \vec{H} має вигляд гауссового імпульсу:

$$H(t) = H_0 \exp\left(-\left[\frac{t-t_z}{t_d}\right]^2\right), \quad E(t) = H(t)Z_0, \quad (3.1)$$

де t_z – затримка імпульсу відносно початку часової осі;

t_d – тривалість імпульсу;

Z_0 – хвильовий опір вільного простору.

Досліджувана приймальня антена у вигляді кільця діаметром D з металевого провідника круглого перетину діаметром d розташовується в площині $z=0$. Навантаженням рамки є активний опір R , включений в розрив провідника.

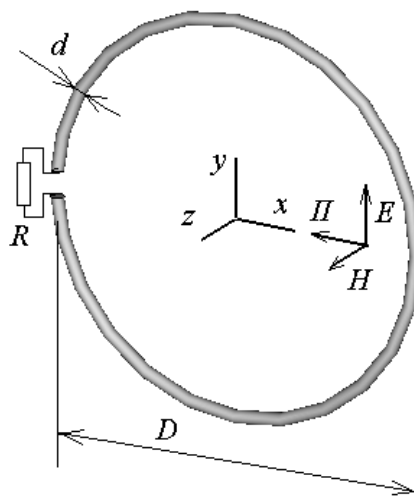


Рисунок 3.1 – Рамкова антена

Нехай виконується умова квазістаціонарності, тобто $D \ll ct_d$.

Тоді під дією збуджуючого поля в рамці виникає ЕРС:

$$U(t) = -\mu_0 S \frac{dH(t)}{dt}, \quad (3.2)$$

де μ_0 – магнітна стала (або магнітна проникність вільного простору);

S – площа рамки.

Еквівалентна схема досліджуваної приймальної антени представлена на рис. 3.2, де L – індуктивність рамки; R_{rad} – опір випромінювання приймальної антени.

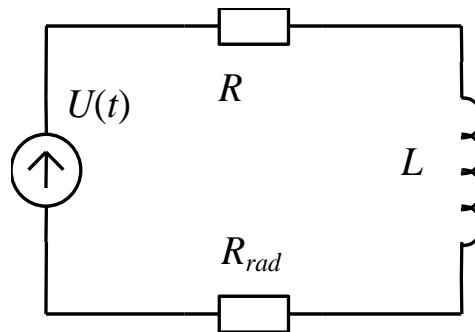


Рисунок 3.2 – Еквівалентна схема рамкової антени

Оскільки R_{rad} рамки малий, струм $i(t)$, що виникає у рамці, можна отримати, підставивши $U(t)$ в праву частину диференційного рівняння LR ланцюга:

$$L \frac{di(t)}{dt} + i(t)R = U(t). \quad (3.3)$$

Нехай $R \rightarrow 0$, тоді другим доданком в лівій частині (3.3) можна знехтувати. В результаті підстановки (3.2) в (3.3) отримуємо:

$$L \frac{di(t)}{dt} = -\mu_0 S \frac{dH(t)}{dt}. \quad (3.4)$$

Звідси

$$i(t) = -\frac{\mu_0 S}{L} H(t). \quad (3.5)$$

Отже, при умові малості опорів R_{rad} і R , тобто якщо індуктивний опір рамки значно перевищує опір навантаження і опір випромінювання, струм у рамці є пропорційним напруженості магнітного поля.

Таким чином, для того, щоб прийняти імпульсний сигнал і точно передати часову залежність імпульсу збуджуючого поля, слід мінімізувати величини опорів R і R_{rad} .

Можливість збільшення розмірів рамки обмежена умовою квазістаціонарності. Дослідимо, наскільки можна збільшувати діаметр рамки, зберігаючи неспотвореною форму прийнятого імпульсного сигналу. Для цього скористаємось методом кінцевих різниць у часовій області (FDTD) [112, 125].

Нехай рамка збуджується гауссовим імпульсом з тривалістю $t_d = 0,8 \text{ нс}$. Рамка виготовлена з провідника з $d = 1 \text{ мм}$. Опір навантаження $R = 0,001 \text{ Ом}$. На рис. 3.3 представлені імпульси струму в антені при різних значеннях діаметра рамки D .

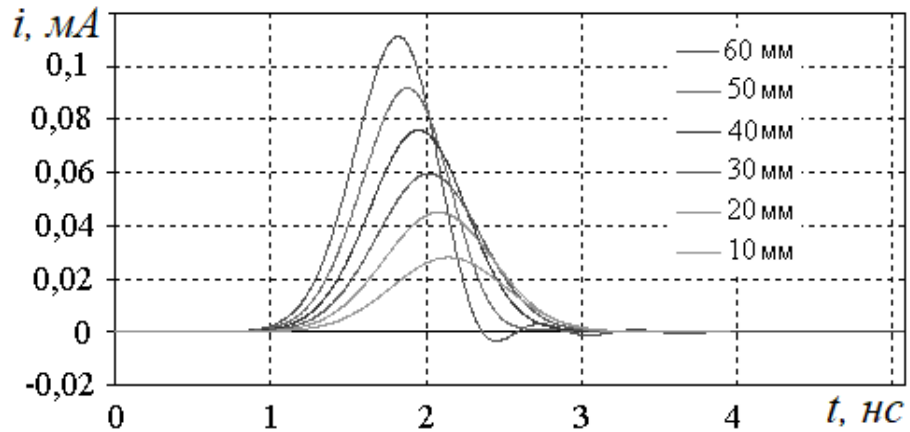


Рисунок 3.3 – Струм у рамці при різних діаметрах рамки

З результатів моделювання слідує, що зі збільшенням діаметра рамки зростає амплітуда прийнятого сигналу. Однак форма імпульсу зберігається неспотвореною тільки до $D = 40$ мм. При подальшому збільшенні D в прийнятому сигналі з'являється викид негативної полярності, що переходить в коливання. При $D = 40$ мм довжина провідника рамки дорівнює 126 мм. При $t_d = 0,8$ нс просторова тривалість імпульсу $ct_d = 240$ мм. Таким чином, коли периметр рамки стає $\pi D \geq ct_d / 2$, рамка набуває властивостей лінії передачі з розподіленими параметрами, в антені виникає коливальний процес, що спотворює форму прийнятого сигналу.

З результатів моделювання також можна зробити висновок, що амплітуда імпульсу струму пропорційна діаметру рамки (рис. 3.4), незважаючи на те, що $S = \pi D^2 / 4$, і слід було б очікувати квадратичної залежності $i_{\max}(D)$. Така поведінка імпульсу струму пояснюється двома причинами:

– по-перше, з ростом діаметра D збільшується індуктивність L рамки

$$L = \frac{\mu_0 D}{2} \left(\ln \frac{8D}{d} - 2 \right).$$

Оскільки L в знаменнику (3.5), зі збільшенням D зростання амплітуди імпульсу струму сповільнюється;

– по-друге, зі збільшенням D зростає R_{rad} , в результаті чого все більша частина енергії збуджуючого поля перевипромінюється, що також призводить до сповільнення росту амплітуди струму в антені.

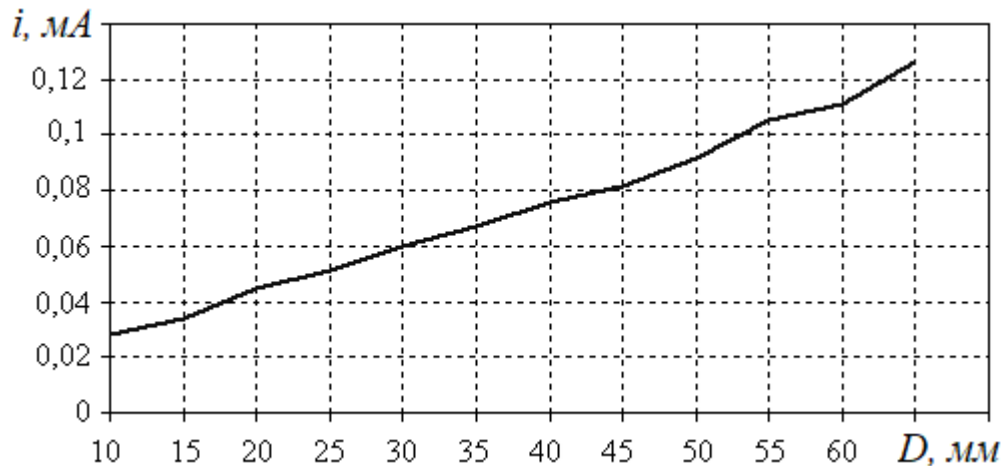


Рисунок 3.4 – Амплітуда імпульсу струму в залежності від діаметра рамки

Вираз (3.4) отримано з (3.3) за умови $R \rightarrow 0$. Однак на практиці цю умову виконати важко. До того ж, якщо $R \rightarrow 0$, то потужність сигналу в навантаженні $P = i^2 R \rightarrow 0$. Тому виникає задача визначення значень R , при яких другим доданком в лівій частині (3.3) все ще можна знехтувати. Це означає збереження режиму неспотвореного приймання і передачі в навантаження максимальної потужності.

Для розв'язування цієї задачі знайдемо розв'язок диференційного рівняння (3.3) з правою частиною (3.2) при часовій залежності $H(t)$ у вигляді гауссового імпульсу (3.1). Шуканий розв'язок має вигляд:

$$i(t) = \frac{K}{L} e^{-\frac{t}{\tau}} \left[e^{-\xi_1^2} - e^{-\xi_2^2} + \frac{t_d}{\tau} \int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{-\xi^2} d\xi \right], \quad (3.6)$$

$$\text{де } K = \mu_0 H_0 \exp\left(-\left(\frac{t_z}{t_d}\right)^2 - \frac{(2t_z\tau - t_d^2)^2}{16t_d^2\tau^2}\right);$$

$$\tau = \frac{L}{R};$$

$$\xi_1 = -\frac{2\tau t_z + t_d^2}{2\tau t_d};$$

$$\xi_2 = \frac{t}{t_d} + \xi_1.$$

На рис. 3.5 представлені розраховані по (3.6) імпульси струму в рамці при різних R для $D = 40$ мм.

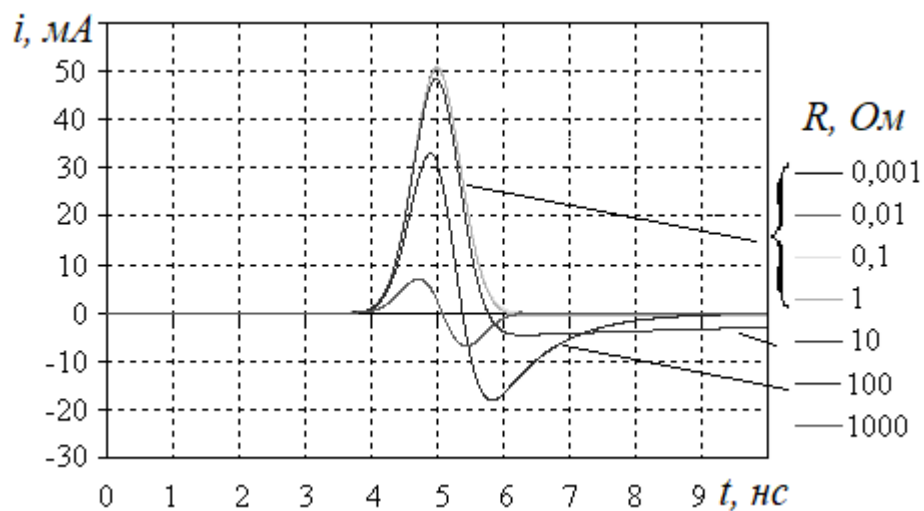


Рисунок 3.5 – Імпульси струму в антені для різних R

Порівняння результатів, отриманих за формулою (3.6), з результатами FDTD моделювання в ряді контрольних значень R показує повну відповідність форм імпульсів струму для $0,001 \text{ Ом} \leq R \leq 100 \text{ Ом}$.

На рис. 3.6 представлені розрахунки методом FDTD залежностей амплітуд струмів у рамці в залежності від R . З розрахунків слідує, що значення

i_{\max} практично не змінюється аж до $R \approx 1 \text{ Ом}$, при якому починають проявляється диференційні властивості приймальної антени.

Незначно менші амплітуди струму в рамці на рис. 3.5 в порівнянні з амплітудами струму на рис. 3.6 обумовлені тим, що у формулі (3.6) не враховано ЕРС, що виникає в антені під дією електричної складової збуджуючого поля.

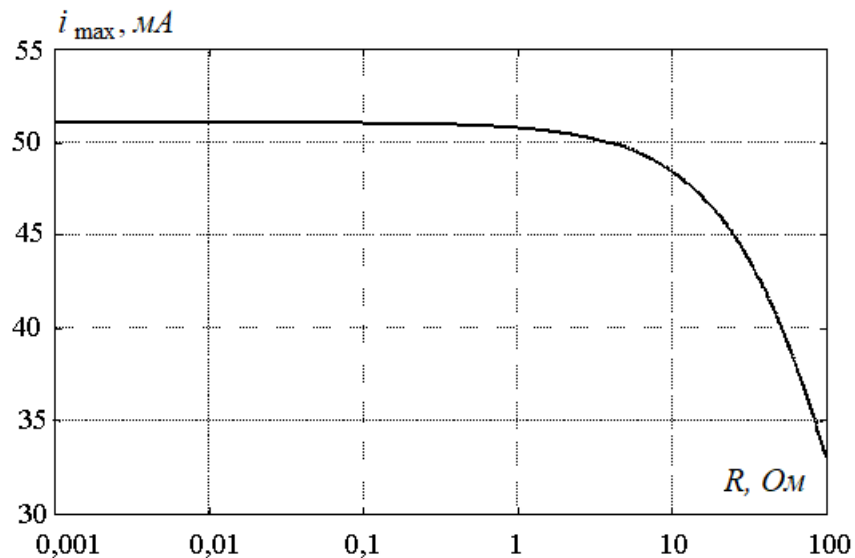


Рисунок 3.6 – Максимальна амплітуда струму в рамці в залежності від R

Подальше збільшення опору навантаження ($R > 1 \text{ Ом}$) приводить до збільшення потужності P , що передається антеною в приймач (рис. 3.7) і при $P = 165 \text{ Ом}$ досягає максимуму, проте форма прийнятого сигналу (рис. 3.8) при такому R значно відрізняється від форми збуджуючого гауссового імпульсу. Це неприйнятно для НШС приймальної антени.

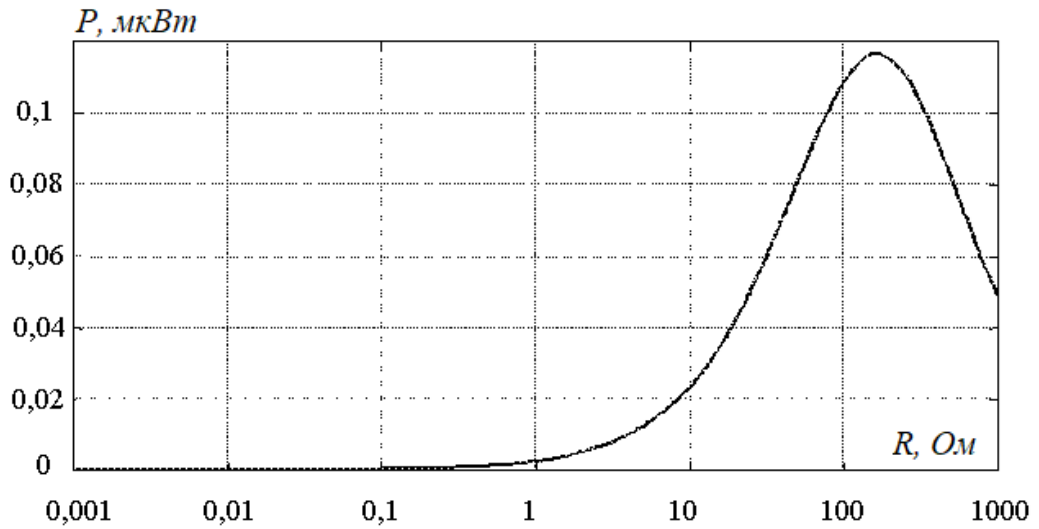


Рисунок 3.7 – Потужність прийнятого сигналу

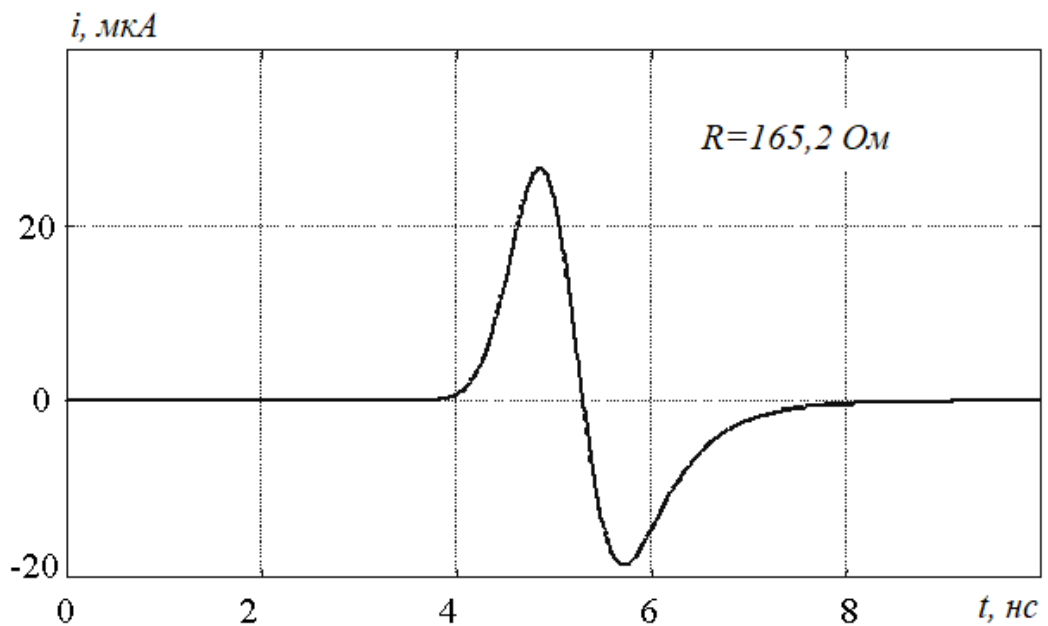


Рисунок 3.8 – Імпульс струму за умови передачі максимальної потужності в навантаження

З виразу (3.5) видно, що для збільшення струму в рамці слід зменшувати L . Щоб проілюструвати це положення, наведемо результати розрахунку

імпульсів струму в рамці для різних значень L (рис. 3.9). При фіксованому діаметрі рамки її індуктивність визначається діаметром провідника d .

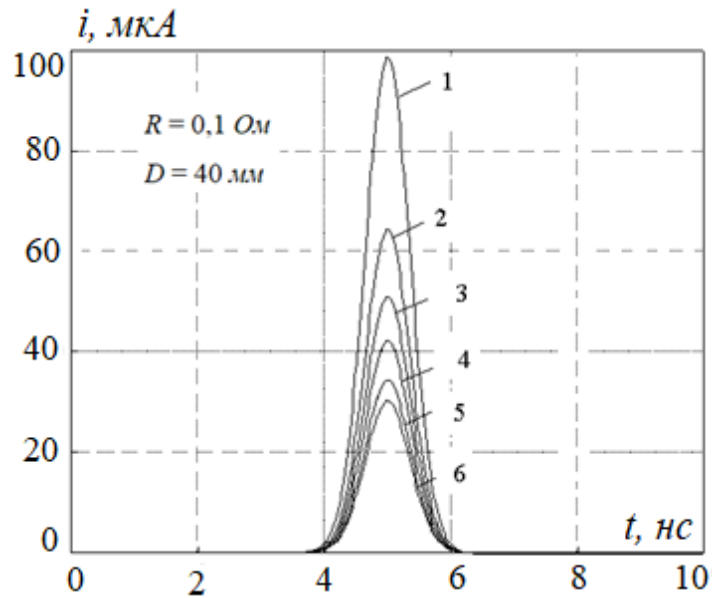


Рисунок 3.9 – Форми імпульсів струму при різних значеннях індуктивності рамки: 1 – $L = 43 \text{ нГ}$ ($d = 10$); 2 – $L = 66 \text{ нГ}$ ($d = 4 \text{ мм}$); 3 – $L = 83 \text{ нГ}$ ($d = 2 \text{ мм}$); 4 – $L = 100 \text{ нГ}$ ($d = 1,0 \text{ мм}$); 5 – $L = 124 \text{ нГ}$ ($d = 0,4 \text{ мм}$); 6 – $L = 141 \text{ нГ}$ ($d = 0,2 \text{ мм}$)

Дуже важливо те, що жоден з імпульсів не має викиду негативної полярності. Це свідчить про те, що дана приймальня антена не проявляє властивості диференціювання. Отже, в діапазоні зазначених параметрів антени вона зберігає властивість широкосмуговості.

Рис. 3.10 ілюструє зростання амплітуди струму в антені із зменшенням індуктивності.

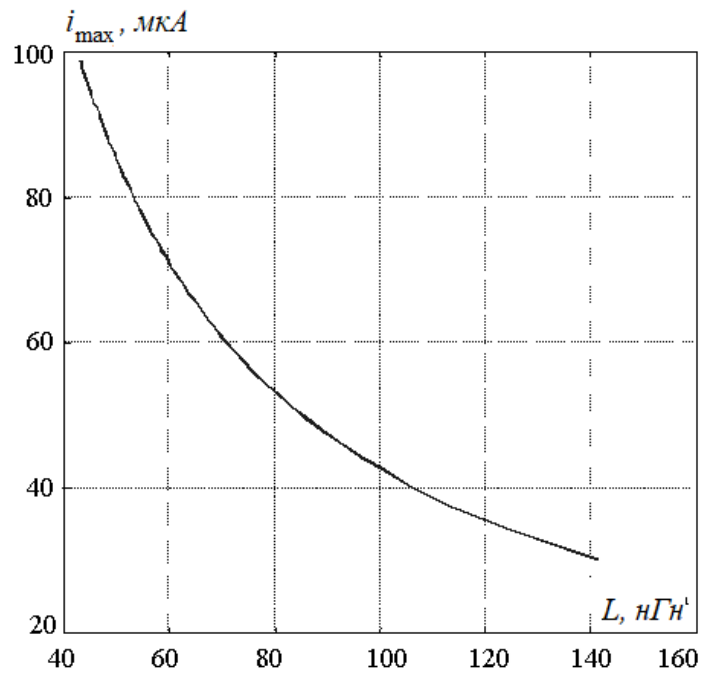


Рисунок 3.10 – Залежність максимальної амплітуди імпульсів струму від індуктивності рамки

Чутливість НШС приймача визначається співвідношенням між амплітудою сигналу і амплітудою шуму. Зі зменшенням вхідного опору підсилювача, що підключається до антени, зменшується рівень шумів, що діють на його вході. Отже, вибір малого R означає зниження рівня шумів, а значить, з огляду на залежність амплітуди струму від R (рис. 3,6), і підвищення чутливості приймача.

Таким чином, для неспотвореного приймання НШС імпульсного сигналу гауссової форми тривалістю $0,8 \text{ нс}$ найбільш підходить рамка з $D=40 \text{ мм}$, навантажена на опір $R < 1 \text{ Ом}$. Для досягнення більшої чутливості приймальної антени слід обирати форму провідника рамки, що забезпечує меншу індуктивність.

3.2 Збудження феритової рамкової антени

Для розрахунків наведених струмів у провіднику, який охоплює феритовий стрижень, будемо використовувати метод FDTD, який дозволяє розрахувати амплітудно-часові параметри імпульсів струму, індукованих в приймальній рамці феритової антени.

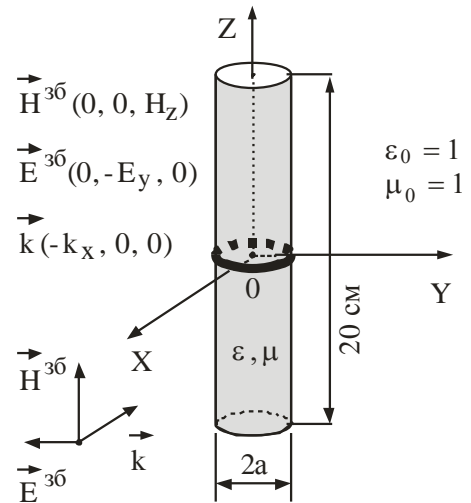
3.2.1 Постановка задачі та вибір моделі антени

Досліджуваним об'єктом є феритова антена, яка моделюється циліндром з радіусами 0,25 см або 0,5 см, з довжиною 20 см, відносними електричною проникністю $\varepsilon = 5$ та магнітною проникністю $\mu = 30$. Циліндр розміщений у середовищі з відносними електричною $\varepsilon_0 = 1$ та магнітною $\mu_0 = 1$ проникностями. Циліндр посередині охоплює виток ідеального провідника. Ця структура збуджується плоскими імпульсними електромагнітними хвилями з часовою залежністю у вигляді функції Гауса, а також 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса. Геометричні параметри феритового циліндра є такими, що відповідають параметрам реальних феритових стрижнів.

На рис. 3.11 представлені фото феритової антени (рис. 3.11 а) та її модель для чисельного моделювання із зазначенням взаємної орієнтації стрижня та напрямку падіння збуджуючого електромагнітного імпульсу (рис. 3.11 б).



а)



б)

Рисунок 3.11 – а) Фото феритової антени; б) модель антени для чисельного моделювання

Для подальшого аналізу умов неспотвореного приймання імпульсних сигналів феритовою антеною нам знадобляться спектральні функції феритових циліндрів (на осі стрижня) з радіусами $a = 0,25 \text{ см}; 0,5 \text{ см}$ та відносними магнітною та діелектричною проникностями $\mu = 30; \varepsilon = 5$ (рис. 3.12). Ширину смуги частот спектральної функції циліндра будемо вимірювати в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів.

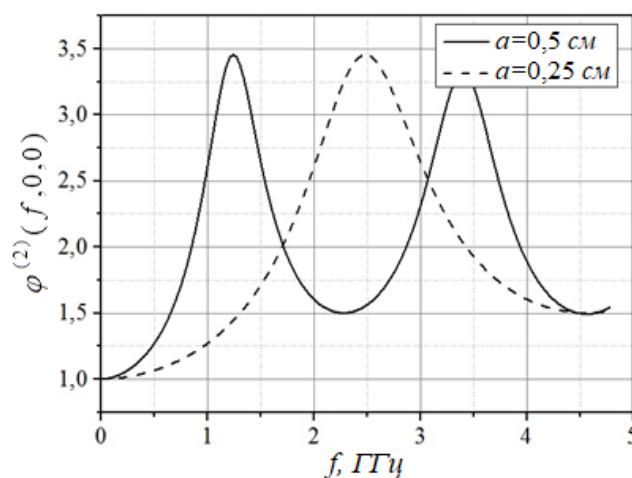


Рисунок 3.12 – Спектральні функції циліндрів

3.2.2 Збудження антени імпульсним полем з часовою залежністю у вигляді функції Гауса

На рис. 3.13 представлені імпульси у вигляді функції Гауса з тривалостями $2T_0 = 0,2; 0,4; 0,8; 1,2$ нс (рис. 3.13 а) та їх нормовані спектри (рис. 3.13 б). Тривалість імпульсів будемо визначати як подвоєний проміжок часу T_0 , за який величина квадрата його амплітуди зменшується в e разів у порівнянні з максимальним значенням, а ширину спектра – на рівні, де значення спектральної функції зменшується в \sqrt{e} разів.

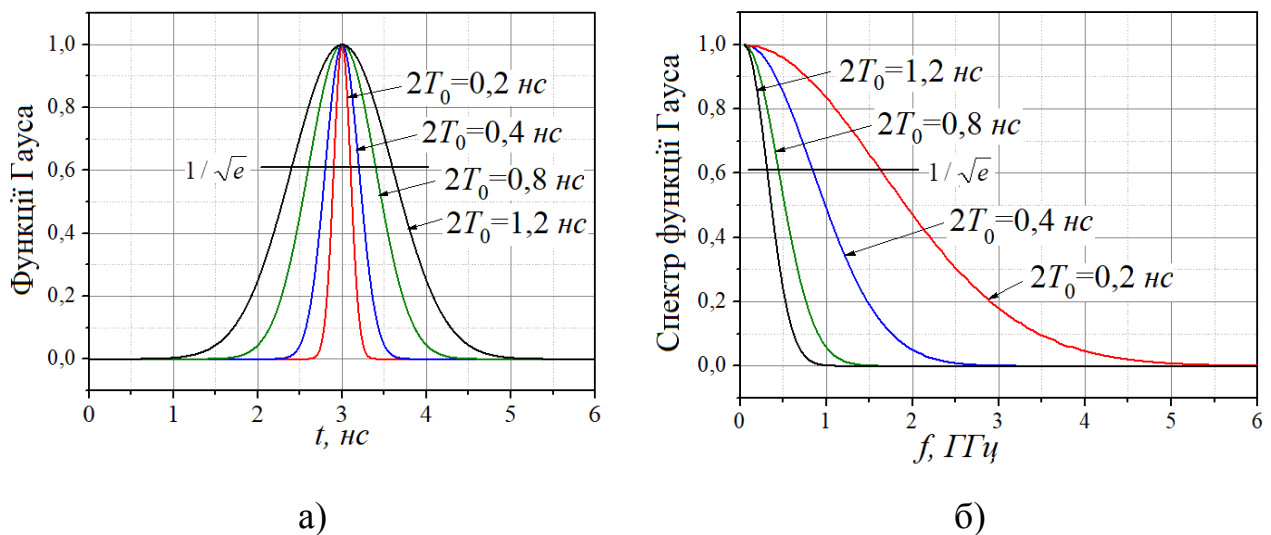
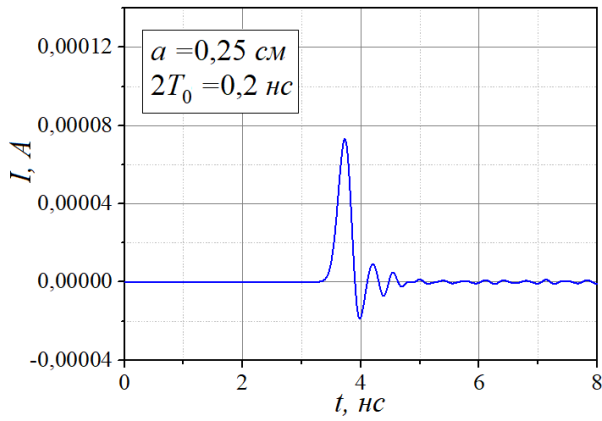
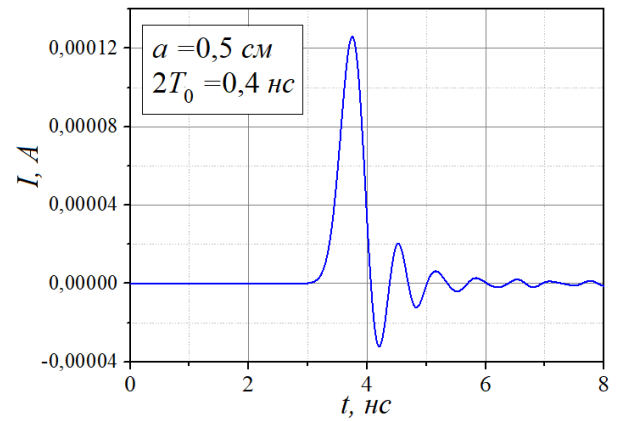


Рисунок 3.13 – а) Функції Гауса та б) їх спектри

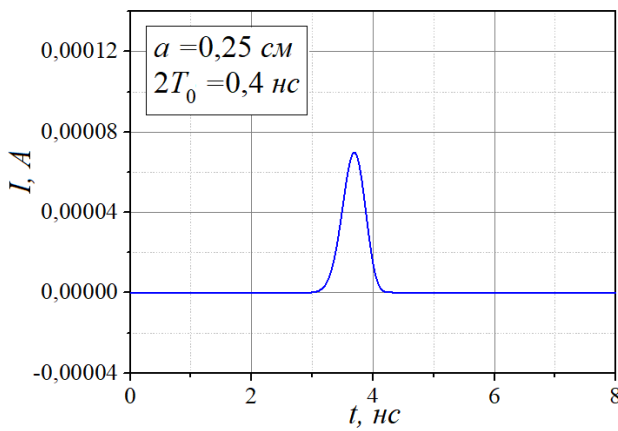
На рис. 3.14 представлені розраховані у результаті чисельного моделювання часові залежності наведених імпульсів струму у провіднику, який охоплює феритові стрижні з радіусами $a = 0,25$ см (перший стовпчик) та $a = 0,5$ см (другий стовпчик). Збуджуючі імпульси мають вигляд функцій Гауса та тривалості $2T_0 = 0,2; 0,4; 0,8; 1,2$ нс.



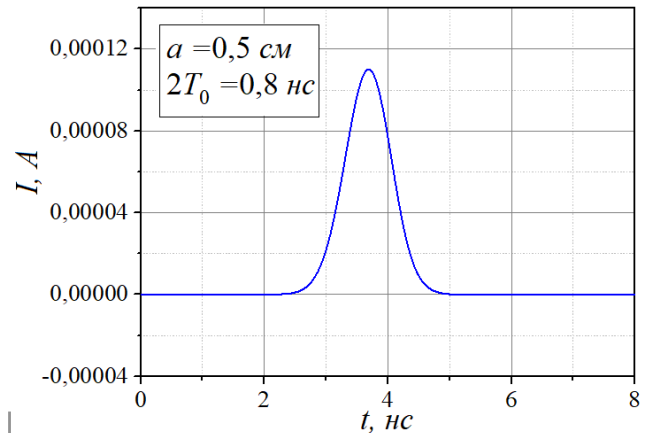
а)



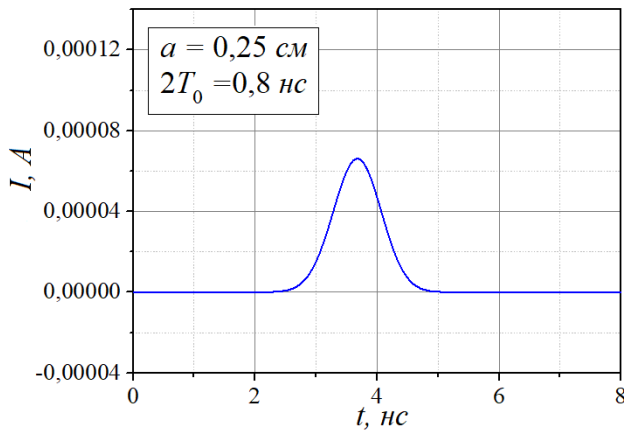
г)



б)

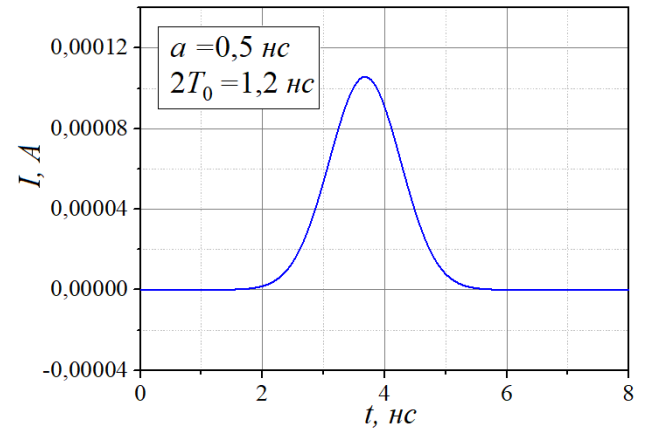


д)



в)

$a = 0,25 cm$



е)

$a = 0,5 cm$

Рисунок 3.14 – Імпульси струму, наведені у провіднику, який охоплює феритовий стрижень радіусом $a = 0,25 cm$ (перший стовпчик) та радіусом $a = 0,5 cm$ (другий стовпчик)

Дослідимо, як залежать спотворення форми наведеного в провіднику імпульсу струму від параметрів задачі.

Для імпульсів, зображених на рис. 3.14, у Таблиці 2.1 зведені параметри збуджуючих імпульсів, спектральних функцій циліндрів, розраховані відношення діаметра циліндра до просторової тривалості імпульсу в фериті на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального значення, які дорівнюють $\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{2T_0 \cdot c}$.

Таблиця 2.1

Тривалість функції Гауса $2T_0$, нс	0,2	0,4	0,8	1,2
Ширина спектру функції Гауса Δf , ГГц	1,6	0,8	0,4	0,265
$a = 0,25$ см				
Ширина спектру спектральної функції стрижня, ГГц	1,6			
$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{2T_0 \cdot c}$	1	0,5	0,26	0,17
«-» – форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» – форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.	-	+	+	
$a = 0,5$ см				
Ширина спектру спектральної функції стрижня, ГГц	0,8			
$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{2T_0 \cdot c}$	2	1	0,52	0,34
«-» – форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» – форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.		-	+	+

Аналізуючи дані Таблиці 2.1, можна зробити висновок, що форма наведеного імпульсу струму не спотворюється, якщо виконується умова

$$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{2T_0 \cdot c} \leq 0,5 \quad (3.7)$$

та ширина спектру збуджуючого імпульсу не перевищує ширину смуги частот спектральної функції циліндра в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів (рис. 3.14 б, в, д, є).

В інших випадках (рис. 3.14 а, г) з'являються післяімпульсні коливання, яких немає в електромагнітному полі, що збуджує стрижень.

3.2.3 Збудження антени імпульсним полем з часовою залежністю у вигляді 1-ї похідної функції Гауса

В радіолокаційних застосуваннях сигнали, як правило, не несуть в своєму спектрі складової поля, що відповідає нульовій частоті. Вони зазвичай мають форму знакозмінної функції. Прикладом такої функції є 1-а похідна за часом від функції Гауса.

На рис. 3.15 зображені імпульси у вигляді 1-ї похідної функції Гауса з тривалостями $T = 0,8; 1,6; 3,2; 4,8 \text{ нс}$ (рис. 3.15 а) та їх нормовані спектри (рис. 3.15 б). Тривалість імпульсу T визначатимемо так, як показано вертикальними рисками для імпульсу з $T = 4,8 \text{ нс}$. Позначимо як Δt тривалість імпульсу на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального значення модуля його амплітуди. Ширину спектру будемо визначати на рівні $1/\sqrt{e}$ від його максимального значення.

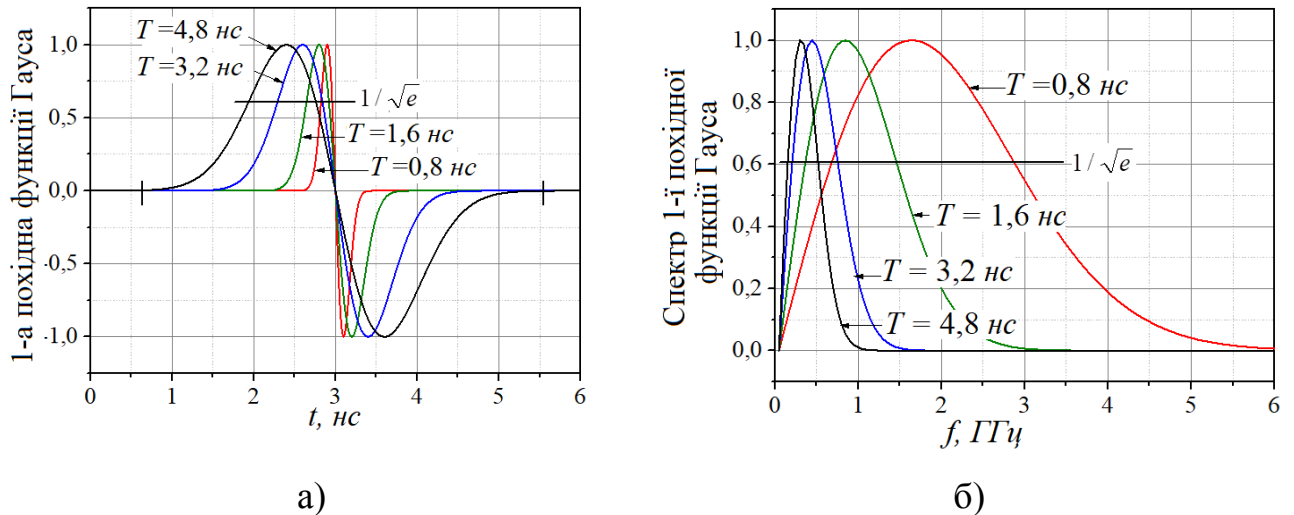
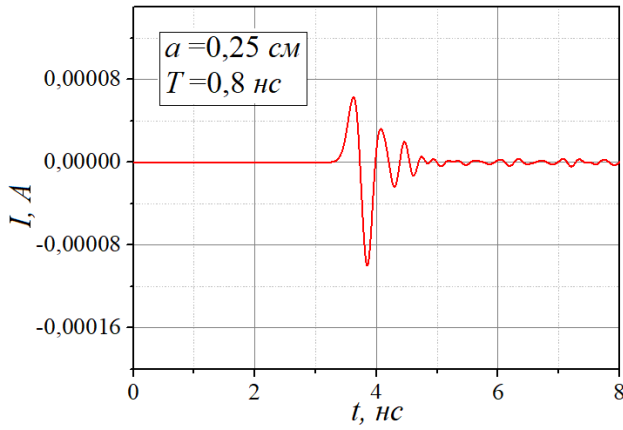


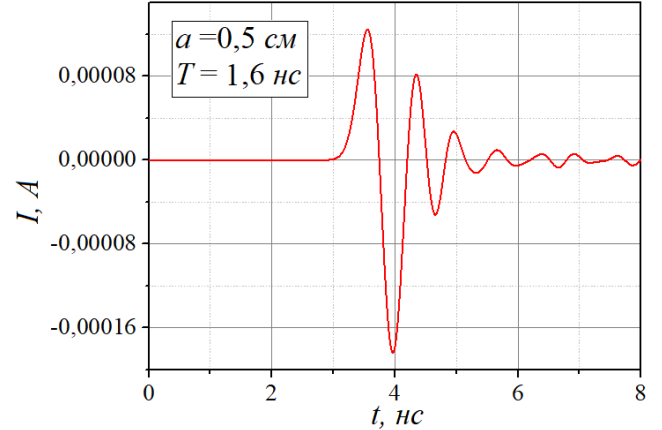
Рисунок 3.15 – а) 1-і похідні функції Гауса та б) їх частотні спектри

На рис. 3.16 представлені розраховані у результаті чисельного моделювання часові залежності наведених імпульсів струму у провіднику, який охоплює феритові стрижні з радіусами $a = 0,25 \text{ см}$ (перший стовпчик) та $a = 0,5 \text{ см}$ (другий стовпчик). Збуджуючі імпульси мають вигляд 1-х похідних функцій Гауса та тривалості $T = 0,8; 1,6; 3,2; 4,8 \text{ нс}$.

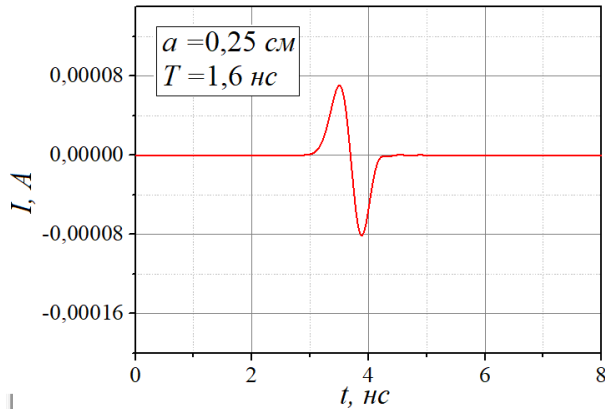
Розрахуємо для параметрів задачі відношення діаметра циліндра до просторової тривалості імпульсу в фериті на рівні $1/\sqrt{e}$ від модуля максимального значення, яке дорівнює $\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$.



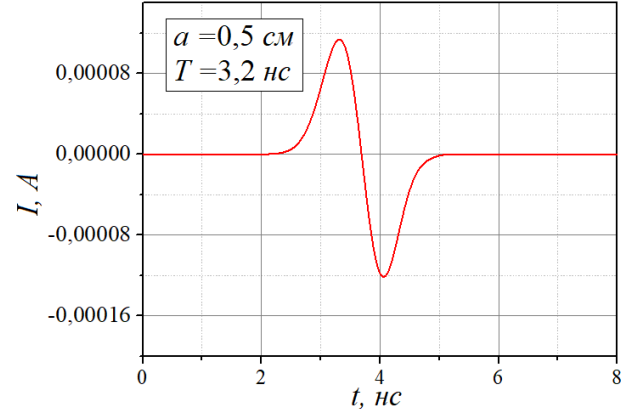
а)



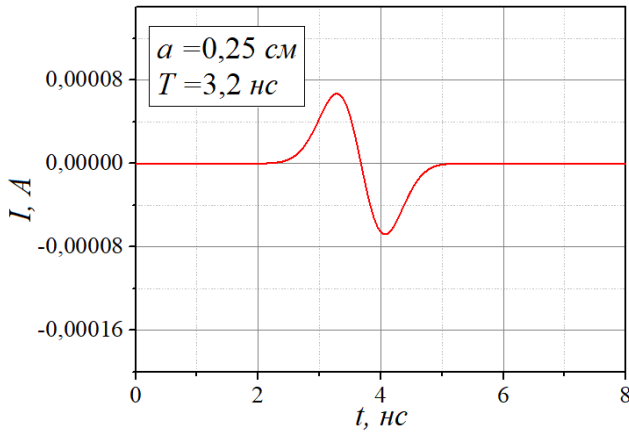
г)



б)

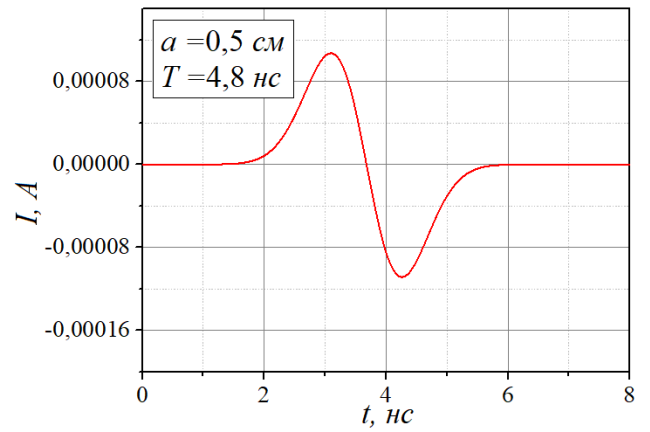


д)



в)

$a = 0,25 \text{ cm}$



е)

$a = 0,5 \text{ cm}$

Рисунок 3.16 – Імпульси струму, наведені у провіднику, який охоплює феритовий стрижень радіусом $a = 0,25 \text{ cm}$ (перший стовпчик) та радіусом $a = 0,5 \text{ cm}$ (другий стовпчик) імпульсами електромагнітного поля з часовою залежністю у вигляді 1-ї похідної функції Гауса

У Таблиці 2.2 зведені параметри збуджуючих імпульсів, спектральних функцій циліндрів, розраховані відношення $\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$ для імпульсів, зображених на рис. 3.16.

Таблиця 2.2

Тривалість 1-ї похідної функції Гауса T , нс	0,8	1,6	3,2	4,8
Ширина спектра 1-ї похідної функції Гауса Δf , ГГц	2,18	1,09	0,55	0,36
Δt , нс	0,15	0,3	0,6	0,9
$a = 0,25$ см				
Ширина спектра спектральної функції циліндра, ГГц	1,6			
$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	1,36	0,68	0,34	0,23
«-» – форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» – форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.	-	+	+	
$a = 0,5$ см				
Ширина спектра спектральної функції циліндра, ГГц	0,8			
$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	2,72	1,36	0,68	0,46
«-» – форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» – форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.		-	+	+

Як бачимо, форма наведеного імпульсу струму не спотворюється, якщо виконується умова

$$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c} \leq 0,5 \quad (3.8)$$

та ширина спектра збуджуючого імпульсу не перевищує ширину смуги частот спектральної функції циліндра в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів (рис. 316 б, в, д, є).

На відміну від умови (3.7) замість параметра $2T_0$, при оцінці умов неспотвореного приймання на перший план виходить час Δt .

3.2.4 Збудження антени імпульсним полем з часовою залежністю у вигляді 2-ї похідної функції Гауса

Якщо радіолокаційний імпульс з часовою залежністю у вигляді 1-ї похідної від функції Гауса відбивається від діелектричного шару, він набуває форми другої похідної за часом від функції Гауса [1]. Тому важливим для практики є розгляд задачі реєстрації феритовою антеною імпульсу у вигляді 2-ї похідної і визначення умов неспотвореного приймання таких сигналів.

На рис. 3.17 зображені імпульси у вигляді 2-ї похідної функції Гауса з тривалостями $T = 0,85; 1,7; 3,4; 5,1 \text{ нс}$ (рис. 3.17 а) та їх нормовані спектри (рис. 3.17 б). Тривалість імпульсу визначатимемо так, як показано вертикальними рисками для імпульсу з $T = 5,1 \text{ нс}$. Як і раніше, Δt – тривалість імпульсу на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального значення модуля його амплітуди. Розрахуємо для параметрів задачі відношення діаметра циліндра до просторової тривалості імпульсу в фериті на рівні $1/\sqrt{e}$ від модуля максимального значення, яке дорівнює $\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$. Ширину спектра будемо визначати на рівні $1/\sqrt{e}$ від його максимального значення.

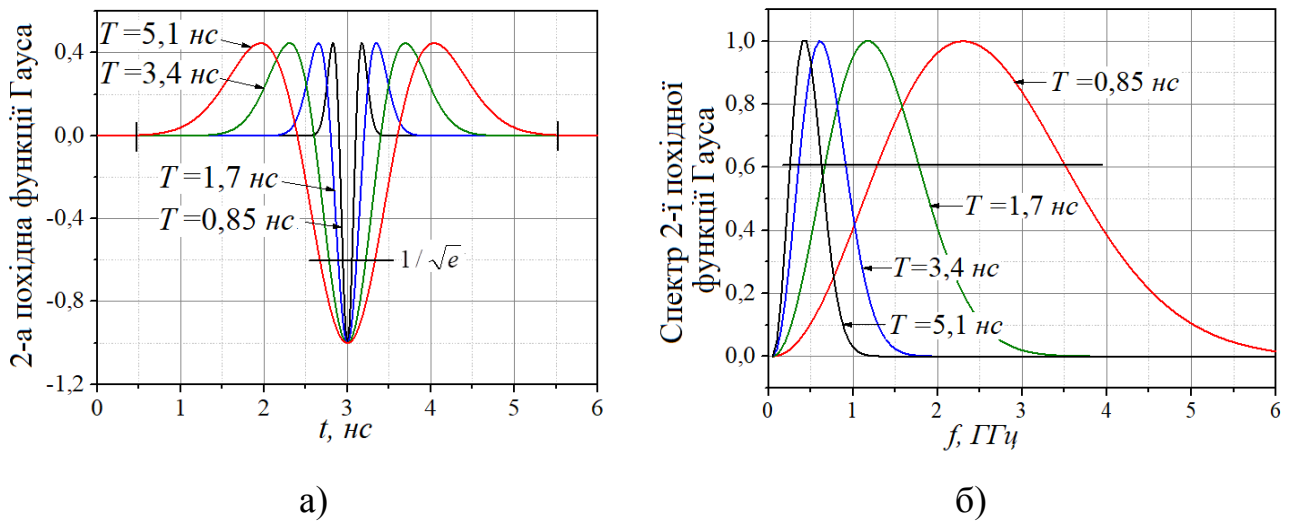
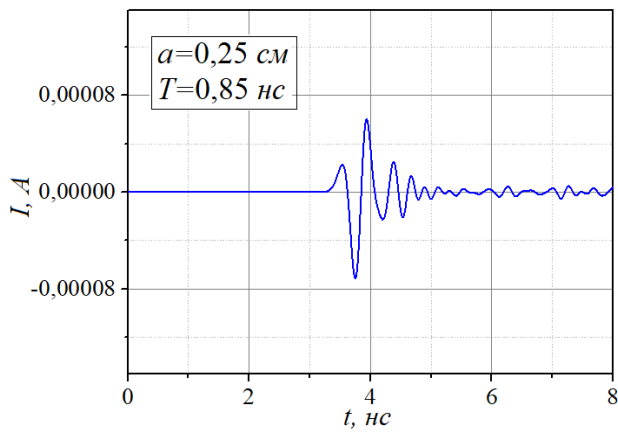


Рисунок 3.17 – а) 2-ї похідні функції Гауса та б) їх частотні спектри

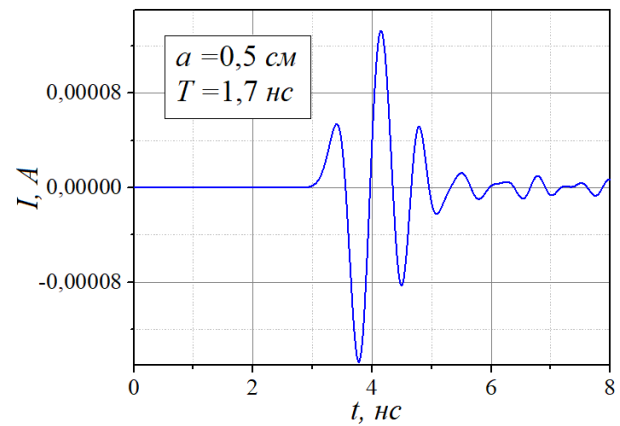
На рис. 3.18 представлені розраховані у результаті чисельного моделювання часові залежності наведених імпульсів струму у провіднику, який охоплює феритові стрижні з радіусами $a = 0,25$ см (перший стовпчик) та $a = 0,5$ см (другий стовпчик). Збуджуючі імпульси мають вигляд 2-х похідних функцій Гауса та тривалості $T = 0,85 ; 1,7 ; 3,4 ; 5,1$ нс.

Розрахуємо для параметрів задачі відношення діаметра циліндра до просторової тривалості імпульсу в фериті на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального

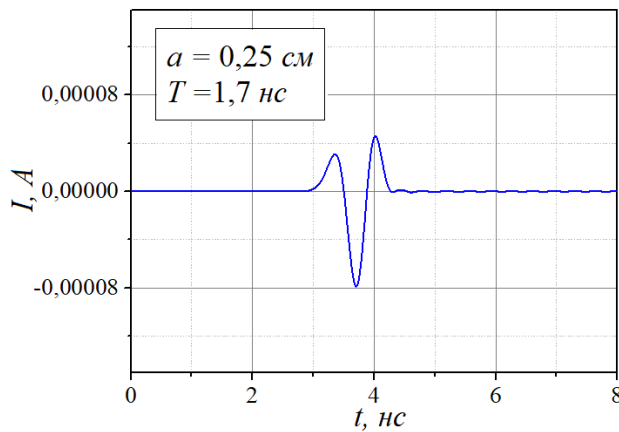
значення модуля функції, яке дорівнює $\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$.



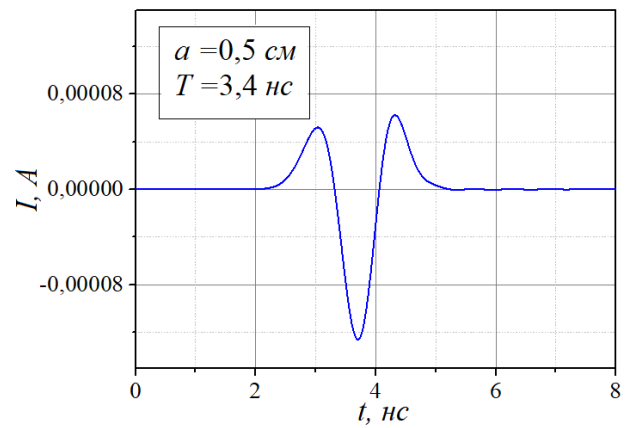
а)



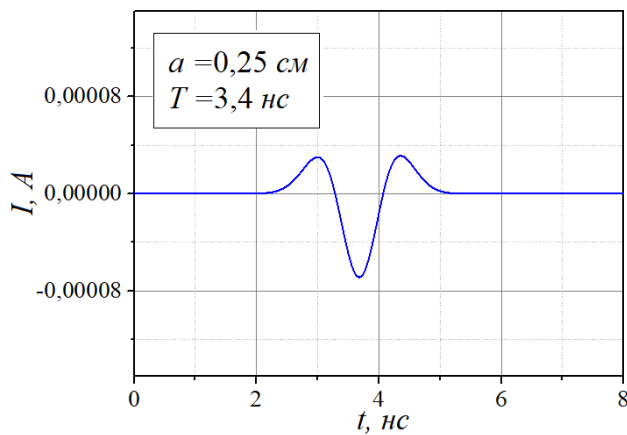
г)



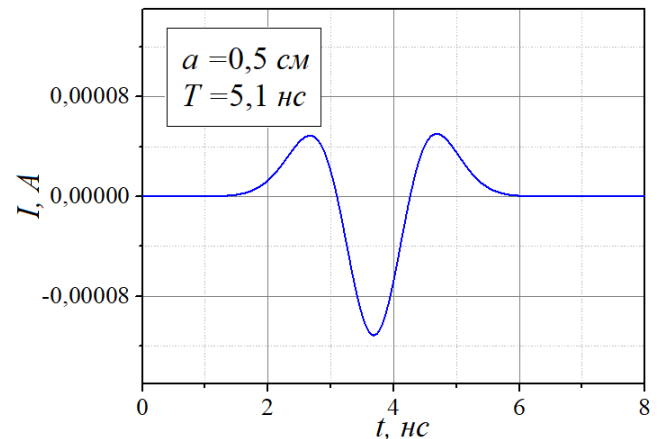
б)



д)



в)

 $a = 0,25 cm$ 

е)

 $a = 0,5 cm$

Рисунок 3.18 – Імпульси струму, наведені у провіднику, який охоплює феритовий стрижень радіусом $a = 0,25 cm$ (перший стовпчик) та радіусом $a = 0,5 cm$ (другий стовпчик) імпульсами електромагнітного поля з часовою залежністю у вигляді 2-ї похідної функції Гауса

Розрахуємо для параметрів задачі відношення діаметра циліндра до просторової тривалості імпульсу в фериті на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального значення модуля функції, яке дорівнює $\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$.

У Таблиці 2.3 зведені параметри збуджуючих імпульсів, спектральних функцій стрижнів, розраховані відношення $\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$ для імпульсів, зображених на рис. 3.18.

Таблиця 2.3

Тривалість 2-ї похідної функції Гауса T , нс	0,85	1,7	3,4	5,1
Δt , нс	0,11	0,22	0,44	0,66
Ширина спектра 2-ї похідної функції Гауса Δf , ГГц	2,2	1,1	0,55	0,37
$a = 0,5$ см				
Ширина спектра спектральної функції циліндра, ГГц	1,6			
$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	1,86	0,93	0,46	0,31
«-» – форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» – форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.	-	-	+	
$a = 0,5$ см				
Ширина спектра спектральної функції циліндра, ГГц	0,8			
$\frac{2a\sqrt{\epsilon\mu}}{\Delta t \cdot c}$	3,72	1,86	0,92	0,62
«-» – форма наведеного імпульсу струму спотворена; «+» – форма наведеного імпульсу струму неспотворена або спотворена незначно.		-	-	+

Як бачимо, форма наведеного імпульсу струму не спотворюється, якщо виконується умова

$$\frac{2a\sqrt{\varepsilon\mu}}{\Delta t \cdot c} \leq 0,5 \quad (3.9)$$

та ширина спектра збуджуючого імпульсу не перевищує ширину смуги частот спектральної функції стрижня в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується у \sqrt{e} разів (рис. 3.18 в, є)

Величини $2T_0$, Δt для всіх трьох імпульсів, що розглядаються, можна описати однаково. Це тривалість імпульсу на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального значення модуля його амплітуди.

Висновки до розділу 3

В результаті моделювання та чисельних розрахунків були визначені співвідношення між оптимальними параметрами приймальної рамкової антени та збуджуючого її імпульсного поля у вигляді функції Гауса.

Для неспотвореного приймання сигналу діаметр рамки повинен бути меншим половини просторової тривалості збуджуючого імпульсу. Слід мінімізувати величини опору навантаження та опору випромінювання. На практиці опір навантаження повинен знаходитись в межах $0,001 \div 1$ Ом. Для досягнення більшої чутливості антени слід вибирати форму провідника рамки, що забезпечує меншу індуктивність.

Вперше визначені критерії чутливого неспотвореного приймання феритовими рамковими НШС сигналів у вигляді найбільш поширених функцій без несучої, а саме функції Гауса, 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса. Потрібно,

щоб параметри циліндра і збуджуючого імпульсу задовольняли співвідношенню $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/c\Delta t \leq 0,5$ (a – радіус стрижня, ε_2, μ_2 – відносні діелектрична і магнітна проникності стрижня, Δt – тривалість імпульсів на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимального модуля амплітуди імпульсів) і ширина спектра імпульсу не перевищувала ширину смуги частот спектральної функції циліндра в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується в \sqrt{e} раз.

Результати розділу опубліковані автором у роботах [29, 30, 36].

РОЗДІЛ 4

СПОСІБ ВИМІРЮВАННЯ ЕФЕКТИВНОЇ МАГНІТНОЇ ПРОНИКНОСТІ ФЕРИТОВИХ СТРИЖНІВ

В першому розділі були описані відомі способи вимірювань магнітної проникності феритових виробів та причини, через які ці способи неможливо використати для вимірювання магнітної проникності феритових стрижнів.

В дисертаційній роботі розглянуто спосіб вимірювання магнітної проникності, стрижнів, в основі якого є відмінність магнітних потоків через площу рамки, яка виникає, якщо в рамці є магнітодіелектричний циліндр, або він відсутній. Дійсно, магнітний потік Φ через рамку площею S визначається, як [126]:

$$\Phi = \int_S \vec{B} d\vec{s},$$

де \vec{B} – вектор магнітної індукції, який є добутком вектора напруженості магнітного поля \vec{H} і магнітної проникності речовини $\mu_0\mu_2$ ($\vec{B} = \mu_0\mu_2\vec{H}$).

При зміні магнітного потоку крізь рамку у часі, у провіднику рамки виникає ЕРС, яка дорівнює взятій зі знаком мінус швидкості зміни магнітного потоку:

$$E_{PC} = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Забезпечити зміну магнітного потоку у часі для виконання вимірювань можна, змінюючи у часі напруженість магнітного поля $\vec{H}(t)$.

Таким чином, якщо змінювати напруженість магнітного поля і реєструвати ЕРС e_0 у рамці, яка знаходиться у вільному просторі, і ЕРС e_2 у

рамці, площу якої займає речовина з відносною магнітною проникністю μ_2 , то відносну магнітну проникність речовини можна знайти, як відношення цих двох ЕРС

$$\mu_2 = \frac{e_2}{e_0}.$$

Цей підхід покладено в основу способу вимірювання ефективної магнітної проникності феритових стрижнів, які передбачається використовувати в НШС імпульсних приймальних феритових антенах.

Вимірювання в частотній області. В роботі [41], виконаній за участю автора дисертації, було зроблено спробу вимірювання магнітної проникності феритових стрижнів методом, що працює в частотній області [127].

За цим методом для вимірювання магнітної проникності феритових зразків розімкнутої форми на досліджуваному зразку треба щільно до його поверхні на однаковій відстані від його центру співвісно розмістити збуджуючу і приймальну котушки. Через збуджуючу котушку пропустити змінний струм, який збуджує потік магнітної індукції у зразку. Цей потік наводив ЕРС у приймальній котушці. ЕРС реєструвалась відповідним приладом. Далі досліджуваний зразок треба вийняти з котушок. Котушки повинні залишатися в тому ж положенні. Знову подавався такий же, як і раніше, змінний струм у першу котушку і реєструвалась ЕРС в приймальній котушці. Частотна залежність магнітної проникності зразка розраховувалась як відношення ЕРС у вимірюванні зі стрижнем в середині котушок до ЕРС у вимірюванні без стрижня на відповідних частотах.

Для того, щоб провести вимірювання на частотах десятки – сотні мегагерц, багатовиткову котушку довелося замінити одновитковими рамками. Інакше, через велику індуктивність котушки, змінний струм не досягав амплітуди, необхідної для вимірювань.

Як зразки досліджувалися стрижні з діаметром 10 мм і довжиною $l = 65; 110; 200$ мм. Збуджуюча і приймальня рамки, що використані в експериментах, були однакові і розташовані співвісно, їх внутрішній діаметр дорівнює діаметру стрижнів (рис. 4.1). З виходу панорамного вимірювача Agilent Network Analyzer 8510E (10 МГц ÷ 20 ГГц) сигнал подавався на збуджуючу рамку, в середині якої індукувався потік магнітної індукції, феритовим зразком він передавався до приймальної рамки, в якій наводився індукований струм (ЕРС). Навантаженням приймальної рамки був широкосмуговий підсилювач (перетворювач струму в напругу) з дуже малим вхідним опором.

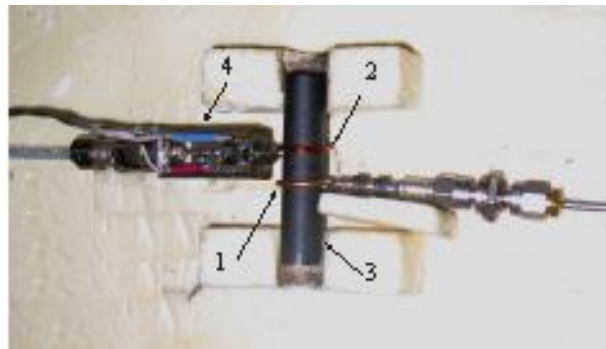


Рисунок 4.1 – Збуджувач 1, приймальна рамка 2 на феритовому стрижні 3, широкосмуговий підсилювач 4

В експерименті спочатку вимірювався коефіцієнт передачі від збуджуючої рамки в приймальну за відсутності зразка, потім той же параметр вимірювався при наявності феритового стрижня. За різницею коефіцієнтів передачі визначали відношення струмів (ЕРС) в приймальній рамці в разі наявності та відсутності стрижня. З відношення напруг обчислювали значення магнітної проникності феритового зразка, використовуючи співвідношення

$$\mu_2 / \mu_0 = U_2 / U_0 = 10^{1/20 \cdot v},$$

де μ_0 – відносна магнітна проникність вільного простору;

μ_2 – відносна магнітна проникність феритового стрижня (шукана величина);

U_0 – амплітуда напруги в приймальній рамці в разі відсутності зразка ($\mu_0=1$);

U_2 – амплітуда напруги в приймальній рамці в разі наявності зразка в рамках;

ν – різниця коефіцієнтів передачі в децибелах.

В ході експериментів змінювалися довжина стрижнів l , а також відстань між рамками $b = 2; 4; 6; 10$ мм. З'ясувалось, що вибір відстані між рамками істотно впливає на коректність результатів вимірювань магнітної проникності. З одного боку, ця відстань не повинна бути занадто малою, оскільки в цьому випадку буде впливати взаємний зв'язок між рамками. З іншого боку, вона не повинна бути занадто великою, оскільки через відсутність зв'язку між рамками U_0 наближається до нуля, і разом з цим результат розрахунку μ_2 наближається до нескінченості. До того ж, в діапазоні частот, де відбуваються вимірювання, ферит може мати великі втрати, які також зменшать амплітуду ЕРС в приймальній рамці. Ці обставини впливають на потік магнітної індукції в рамках, і як наслідок, на величину вимірюваної магнітної проникності.

На рис. 4.2 представлені графіки залежностей виміряних у такий спосіб магнітних проникностей феритового стрижня довжиною $l = 200$ мм від відстані між рамками b . З графіків видно, що при збільшенні відстані між рамками значення магнітної проникності зростають, причому більшою мірою для низьких частот розглянутого діапазону.

Таким чином, наведений експеримент підтверджує можливість вимірювання частотних залежностей магнітної проникності феритових стрижнів шляхом порівняння ЕРС, індукованих в рамці без стрижня і зі стрижнем. Але залежність результату від відстані між збуджуючою і приймальною рамками вказує на необхідність удосконалення способу вимірювання.

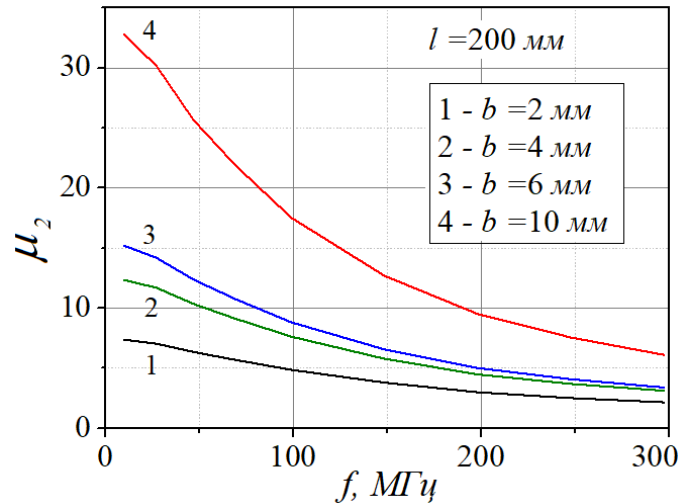


Рисунок 4.2 – Вимірня магнітна проникність феритового стрижня довжиною $l = 200$ мм при різних відстанях b між збуджуючою і приймальною рамками

Вимірювання в часовій області. Далі наводиться новий, запропонований в [37] спосіб вимірювання частотної залежності ефективної магнітної проникності феритових стрижнів довільної довжини та довільного поперечного перерізу.

Особливістю цього способу є те, що в ньому для збудження магнітного потоку в стрижні використовуються короткі НШС імпульси ЕМ поля.

4.1 Вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів

Новий, запропонований в [37] оригінальний спосіб вимірювання частотної залежності ефективної магнітної проникності феритового стрижня приймальної антени включає в себе наступні кроки:

1. Збудження феритової антени Н-поляризованим ЕМ імпульсом, спектр якого займає смугу частот, в якій потрібно визначити ефективну магнітну проникність стрижня, і реєстрацію наведеної ЕРС на виході антени;

2. Збудження рамкової антени без феритового стрижня таким самим ЕМ імпульсом і реєстрацію наведеної в ній ЕРС;

3. Обчислення Фур'є-спектрів зареєстрованих імпульсів і визначення ефективної проникності як відношення амплітуд ЕРС на однакових частотах.

Враховуючи те, що реєстрація імпульсу ЕРС при наявності стрижня у одновитковій котушці відбувалася для стрижня конкретної форми і розмірів, то в результаті отримуємо частотну залежність ефективної магнітної проникності саме цього конкретного феритового стрижня.

4.2 Обладнання для вимірювання

З метою розширення смуги частот в напрямку низьких частот запропоновану в патенті [37] блок-схему обладнання було удосконалено шляхом використання ТЕМ камери [128, 124] як системи для створення тестового поля.

На рис. 4.3 схематично зображена блок-схема обладнання для вимірювання ефективної магнітної проникності феритових стрижнів, де 1 – генератор імпульсів, 2 – стробоскопічний приймач, 3 – узгоджуючий симетруючий трансформатор, 4 – система полеутворення – ТЕМ камера, 5 – узгоджуючий симетруючий трансформатор, 6 – одновиткова котушка з феритом або без нього, 7 – широкосмуговий узгоджуючий підсилювач [42], 8 – персональний комп'ютер.

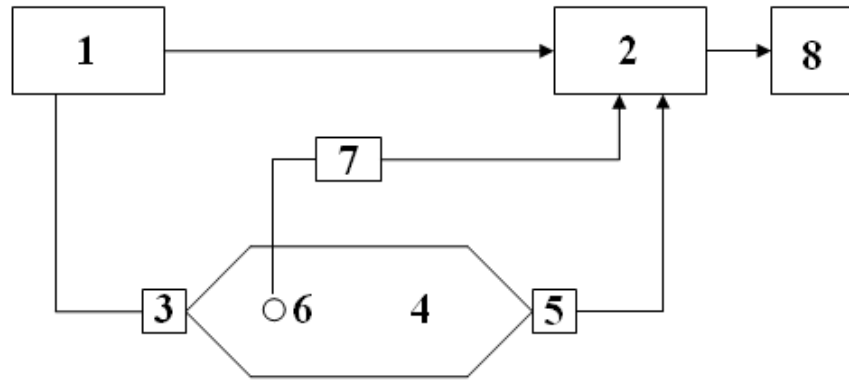


Рисунок 4.3 – Блок-схема обладнання для вимірювання ефективної магнітної проникності феритових стрижнів

Новий спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів реалізують наступним чином. Імпульсний сигнал, що формується генератором 1, через узгоджуючий симетруючий трансформатор 3 на вході TEM камери 4 передається до робочої зони (смушкової частини всередині камери). Створене імпульсне поле опромінює феритовий стрижень, охоплений всередині одновитковою котушкою 6. Котушка зі стрижнем розміщені так, щоб магнітна компонента збуджуючого імпульсного ЕМ поля була спрямована вздовж осі стрижня ортогонально до площини витка (рис. 4.4). Змінний потік магнітної індукції у стрижні через поверхню, обмежену витком котушки, наводить у котушці імпульс ЕРС, який через широкосмуговий узгоджуючий підсилювач 7 передається до першого входу стробоскопічного приймача 2. Прийнятий імпульс перетворюють у цифровий вигляд, цифровий код передають до персонального комп'ютера 8 для подальшого зберігання і обробки. Сигнал з виходу TEM камери через трансформатор 5 подають до другого входу стробоскопічного приймача 2 для контролю функціонування вимірювального обладнання.

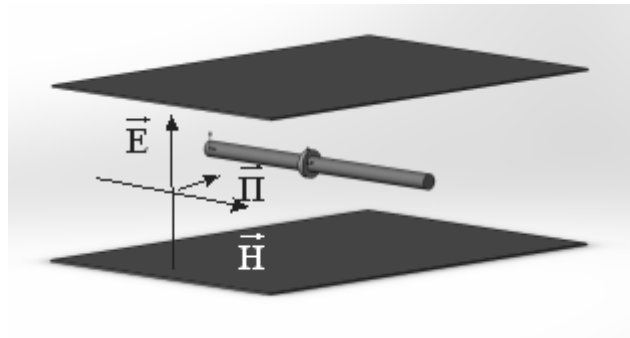


Рисунок 4.4 – Взаємна орієнтація рамки, стрижня і елементів хвилеводної структури TEM камери

Далі феритовий стрижень видаляють з котушки, залишаючи котушку на тому ж місці, опромінюють котушку таким самим імпульсним електромагнітним полем. Змінний потік магнітної індукції через поверхню, обмежену витком котушки, наводить у котушці імпульс ЕРС, який через широкопasmовий узгоджувач 7 подають до входу приймача 2. Знову прийнятий імпульс перетворюють у цифровий вигляд і цифровий код передають до персонального комп'ютера 8 для подальшого зберігання і обробки. Синхронізація приймача 2 здійснюється синхроімпульсами від генератора імпульсів 1.

За допомогою дискретного перетворення Фур'є [129, 130] розраховують спектри сигналів, прийнятих одновитковою котушкою і одновитковою котушкою з феритовим стрижнем. Ефективна магнітна проникність є відношенням спектральних компонент на відповідних частотах.

Застосування саме НШС коротких імпульсів електромагнітного поля дозволяє проводити вимірювання в умовах звичайної лабораторії, не використовуючи безлунові камери.

4.3 Результати вимірювань

Згідно з інструкцією стрижні з феритів марки НН рекомендується використовувати в діапазонах частот: 100НН – до 30 МГц, 400НН – до 3,5 МГц, 600НН – до 1,5 МГц, 1000НН – до 400 кГц.

Огляд доступних ресурсів (Інтернет та наукові публікації) показав, що спеціалізовані для використання в діапазоні частот від МГц до ГГц, який відповідає радіолокаційним застосуванням, феритові стрижні і взагалі феритові вироби наразі відсутні. Тому було прийняте рішення із застосуванням запропонованого способу [37] провести вимірювання і визначити величини ефективної магнітної проникності доступних феритових стрижнів.

У даному підрозділі наведені результати вимірювань величини ефективної магнітної проникності для ряду феритових стрижнів марки М400НН.

В установці для вимірювань (рис. 4.3) використовувався генератор імпульсів Г5–78, що може формувати імпульси напруги з амплітудою від 0 до 5 В, тривалістю від 1 нс і більше, часом наростання більше 0,5 нс. З генератора збуджуючий ТЕМ камеру сигнал проходить через відрізок коаксіального кабелю РК–50 і узгоджуючий симетруючий трансформатор.

Необхідні для подальшого аналізу сигнали: від генератора (рис. 4.6 а–1), приймальної антени (рис. 4.6 б) і той, який проходить через порожню ТЕМ камеру (рис. 4.6 а–2), реєструвалися осцилографом С1–70 (рис. 4.3) зі стробоскопічним блоком підсилювача 1У1700 і блоком розгортки 1Р2700. Робоча смуга блоку 1У1700 становить $0 \div 3,5$ ГГц.

Два широкосмугових трансформатора на лініях [131] на вході і на виході ТЕМ камери забезпечують симетрування і узгодження опорів коаксіальних ліній і входу (виходу) ТЕМ камери для сигналів з часом наростання (спаду) не менше 1 нс і тривалістю до 100 нс. Втрати в одному трансформаторі не перевищують 0,5 дБ.

Використана в експериментах TEM камера являє собою відрізок однорідної смужкової лінії з шириною смуг 400 мм, відстанню між смугами 390 мм. Хвильовий опір такої лінії $\approx 170 \text{ Ом}$. Для збудження смужкової лінії використана узгоджувальна секція у вигляді TEM рупора. На виході смужкова лінія навантажена на аналогічну збуджуючій узгоджувальну секцію, яка дозволяє послабити відбиття від кінця смужкової лінії і забезпечує контроль проходження імпульсного сигналу через TEM камеру.

Фото робочої зони TEM камери представлено на рис. 4.5. Автор вважає за необхідне подякувати Тищенка А. С., який розробив та виготовив TEM камеру, що використано в експериментах.



Рисунок 4.5 – Фото робочої зони TEM камери

Продемонструємо хід та результати експериментального визначення частотної магнітної проникності феритових стрижнів згідно з запропонованим способом.

Досліджувані феритові стрижні мали діаметр $d = 1 \text{ см}$ та різну довжину l , для яких відношення довжини стрижня до його діаметра дорівнювало $l/d = 4,5; 11; 20$.

Одновиткова котушка з внутрішнім діаметром витка 1 см з мідного дроту діаметром 1 мм без стрижня та за наявності в котушці стрижнів збуджувалась імпульсним електромагнітним полем тривалістю 5 нс і часом наростання 2 нс .

На рис. 4.6 зображені імпульси напруги на виході узгоджуючого підсилювача, прийняті одновитковою котушкою без стрижня та за наявності в котушці феритових стрижнів, при опроміненні їх імпульсним електромагнітним полем.

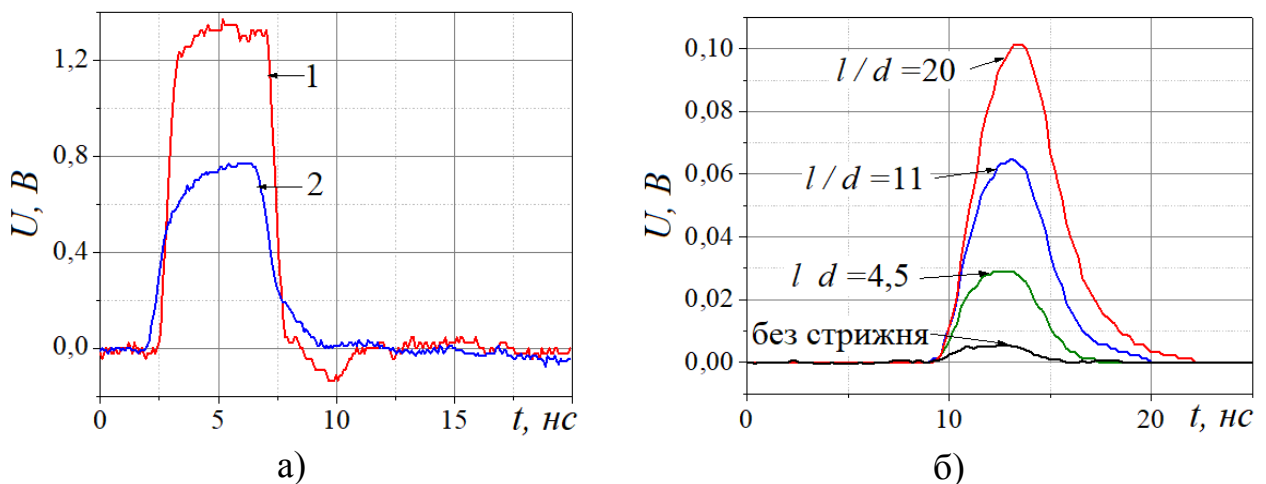


Рисунок 4.6 – Імпульси напруги: а) 1 – на виході генератора імпульсів, 2 – той, що пройшов порожню ТЕМ камеру; б) на виході узгоджуючого підсилювача, зареєстровані у одновитковій котушці без стрижня та за наявності в котушці феритових стрижнів різної довжини

Аналіз даних графіків показує, що зі збільшенням довжини стрижнів зростає амплітуда імпульсів ЕРС, зареєстрованих у одновитковій котушці, що означає збільшення чутливості антени. В даному експерименті введення в рамку феритового стрижня довжиною $l = 20 \text{ см}$ підвищує чутливість антени в

близько до 18 разів. Однак зі збільшенням довжини стрижнів зростає час наростання і спаду зареєстрованих імпульсів ЕРС.

Далі для одержаних імпульсів з використанням перетворення Фур'є були розраховані їх спектри, графіки яких зображені на рис. 4.7.

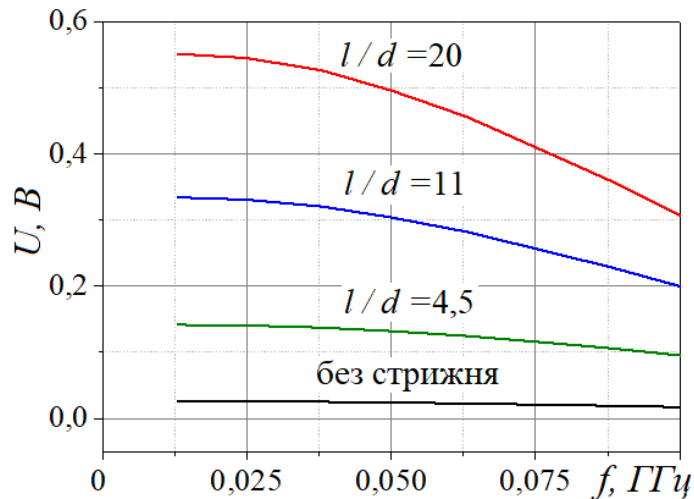


Рисунок 4.7 – Спектри сигналів, зареєстрованих одновитковою котушкою без стрижня та за наявності в котушці феритових стрижнів

Частотну залежність магнітної проникності стрижня визначали як відношення амплітуд спектральних компонент сигналів, зареєстрованих за наявності феритового стрижня в котушці та без нього на відповідних частотах.

На рис. 4.8 зображені графіки частотних залежностей ефективної магнітної проникності феритових циліндрів з діаметром $d=1\text{ см}$ та різною довжиною l , для яких відношення довжини стрижня до його діаметра дорівнює $l/d=4,5; 11; 20$.

Аналіз отриманих результатів будемо проводити в частотному діапазоні до $0,1\text{ ГГц}$, що відповідає ширині спектра прийнятого сигналу при тривалості збуджуючого імпульсу 5 нс .

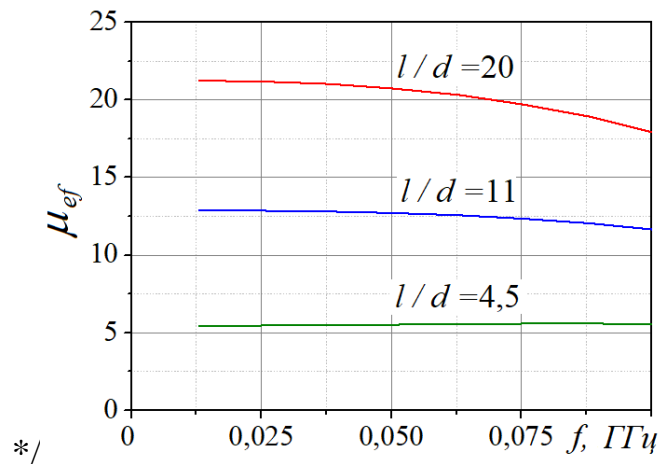


Рисунок 4.8 – Ефективна магнітна проникність феритових стрижнів з діаметром $d = 1$ см, для яких $l/d = 4,5; 11; 20$

З графіків на рис. 4.8 видно, що в даному діапазоні частот для стрижнів з невеликими величинами відношення довжини стрижня до його діаметра l/d (наприклад, $l/d = 4,5$) ефективна магнітна проникність залишається постійною. Зі збільшенням довжини стрижнів ($l/d = 11$ і більше) спостерігається спад ефективної магнітної проникності на високих частотах. Це пояснює зростання часу наростання зареєстрованих імпульсів і затягування їх задніх фронтів, які ми спостерігали на рис. 4.6.

Графіки на рис. 4.8 також демонструють, що зі збільшенням відношення l/d ефективна магнітна проникність феритових стрижнів зростає. Характер її зростання з виходом на асимптотичне значення магнітної проникності матеріалу добре збігається з аналогічною залежністю ефективної проникності від довжини феритового стрижня, наведеною в [27].

Висновки до розділу 4

Запропоновано новий спосіб вимірювання частотної залежності ефективної магнітної проникності феритових стрижнів довільних розмірів та довільного перерізу. У рамці, яка знаходиться у ТЕМ камері, реєструють імпульси електрорушійної сили за наявності стрижня та без нього. Розраховують спектри обох імпульсів. Частотну залежність відносної магнітної проникності стрижня визначають як відношення амплітуд спектральних компонент на однакових частотах за наявності стрижня і без нього.

Перевагою такого способу є те, що результатом є частотна залежність ефективної магнітної проникності для конкретного феритового стрижня.

Завдяки тому, що вимірювання відбуваються з використанням коротких імпульсів електромагнітного поля в обмеженому часовому вікні, досягається мінімізація впливу відбиттів від оточуючого середовища на результати вимірювань. Це сприяє точності результатів вимірювань.

Результати розділу опубліковані автором у роботах [37, 39-42].

РОЗДІЛ 5

БАГАТОЕЛЕМЕНТНІ НШС ІМПУЛЬСНІ АНТЕНИ

Для підвищення чутливості приймання рамковою або феритовою рамковою антенами НШС імпульсів електромагнітного поля, здавалося б, можна скористатися підходом, який полягає в збільшенні кількості витків провідника. Але індуктивність багатовиткових антен і ємність між витками суттєво обмежують робочу смугу частот антени, сприяють прояву резонансних властивостей антен.

У роботі розглядається інший шлях збільшення амплітуди сигналу, що приймається, який полягає у збільшенні кількості елементів (рамок), з подальшим синхронним підсумовуванням енергії, прийнятої кожним з цих елементів. Йдучи цим шляхом, треба зважати на два аспекти. По-перше, між близько розташованими рамками існує суттєвий електродинамічний зв'язок, який зменшує загальну амплітуду прийнятого сигналу. Для зменшення цього зв'язку треба збільшувати відстань між рамками. По-друге, при рознесенні рамок на стрижні вони переміщуються до краю стрижня, де, завдяки фактору розмагнічування, амплітуда прийнятого рамкою сигналу зменшується.

Далі на основі аналізу результатів експериментів та чисельних розрахунків з'ясуємо можливості і умови підвищення чутливості приймальних рамкової та феритової рамкової антен через збільшення кількості та оптимальне розміщення рамок.

5.1 Багатоелементні рамкові антени

У розділі 3 було показано, що для збереження надширокосмуговості приймальної рамкової антени довжина провідника рамки не повинна перевищувати половини тривалості прийнятого імпульсного сигналу. Тому доводиться вирішувати задачу підвищення чутливості приймальної рамкової

антени, не вдаючись до збільшення площі рамки.

Одним із способів підвищення чутливості є використання в якості приймальної антени декількох одновиткових надширокосмугових рамок, навантажених на НШС підсилувачі, і подальше підсумовування прийнятих імпульсів. Далі розглянуті основні чинники, що визначають чутливість НШС багатоелементних рамкових антен.

Збільшення кількості рамок в приймальній антені до n означає підсумовування ЕРС n послідовно підключених одновиткових рамок безпосередньо в антені. Якщо операцію підсумовування виконати після підсилення (рис. 5.1), то через малий вхідний опір підсилувачів зберігається надширокосмуговість кожного приймального елемента, забезпечується розв'язка між виходами приймальних елементів і створюється можливість синхронного підсумовування сигналів, що надходять від усіх приймальних елементів.

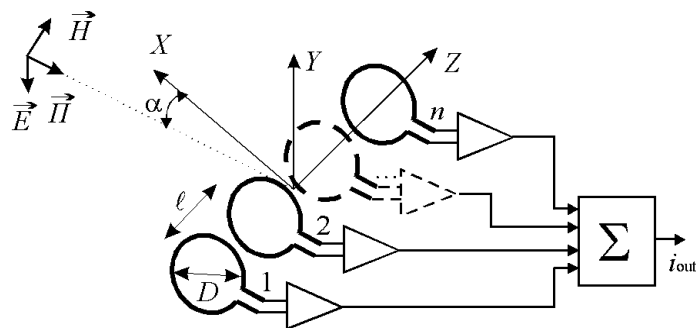


Рисунок 5.1 – n - елементна рамкова антена

Нехай збуджуюче поле є плоскою електромагнітної хвилею, у якій вектор електричної компоненти \vec{E} з напруженістю 1 В/м спрямований уздовж осі OY декартової системи координат, а вектор магнітної компоненти \vec{H} паралельний осі OZ (рис. 5.1). Часова залежність \vec{E} і \vec{H} має вигляд гауссового імпульсу (рис. 3.1).

Досліджувана приймальна антена являє собою n рамок діаметром D з металевого провідника круглого перетину діаметром d розташованих в площинах, паралельних площині $Z = 0$ з кроком l . Кожна рамка навантажена вхідним опором підсилювача R .

У разі наявності кількох розташованих поруч рамок для визначення струму в них слід розв'язати систему звичайних диференціальних рівнянь [132]:

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^n M_{1m} \frac{di_1}{dt} + R i_1 = U_1(t), \\ \sum_{m=1}^n M_{2m} \frac{di_2}{dt} + R i_2 = U_2(t), \\ \dots\dots\dots \\ \sum_{m=1}^n M_{nm} \frac{di_n}{dt} + R i_n = U_n(t), \end{cases}, \quad (5.1)$$

де M_{nm} – взаємна індукція n -ї та m -ї рамок;

$M_{nm} = L$ – індуктивність рамки при $n=m$;

i_n – струм в n -й рамці;

$U_n(t)$ – ЕРС в n -й рамці (3.2), що наводиться під дією збуджуючого магнітного поля (3.1).

При $n \neq m$ взаємна індукція рамок визначається виразом:

$$M_{nm} = \mu_0 \sqrt{r_n r_m} f(k), \quad (5.2)$$

де r_m та r_n – радіуси n -ї та m -ї рамок;

$$f(k) = \left(\frac{2}{k} - k \right) K - \frac{2}{k} E;$$

K , E – еліптичні інтеграли першого та другого роду відповідно;

$$k^2 = \frac{4r_n r_m}{(l_{nm})^2 + (r_n + r_m)^2};$$

l_{nm} – відстань між n -ю і m -ю рамками.

Оскільки антенна система складається з n однакових рамок, ЕРС, наведені збуджуючим полем у рамках, рівні між собою: $U_1(t) = U_2(t) = \dots = U_n(t) = U(t)$. Розв'язками системи (5.1) є струми i_m у приймальних рамках.

Під дією збуджуючого поля на виході суматора n - елементної приймальної антени отримуємо струм:

$$i_{out} = \sum_{m=1}^n \xi_m i_m, \quad (5.3)$$

де ξ_m – коефіцієнт підсилення струму m -го НШС підсилювача.

Для розрахунків в якості елемента антенної системи використаємо рамку (досліджену в розділі 3) з $D = 40$ мм, провідник якої має діаметр $d = 1$ мм, навантажену опором $R < 1$ Ом, що дозволяє без спотворення форми приймати НШС імпульсний сигнал гауссової форми тривалістю 0,8 нс.

З точки зору розробників радіоприймальної апаратури цілком природним є прагнення зменшити габарити приймальної антени, що для багатоеlementної антенної системи, що розглядається, еквівалентно зменшенню l . Однак при малих значеннях l наявність взаємної індукції між елементами антенної системи призводить до зменшення амплітуди струму в рамках.

Вищесказане ілюструє рис. 5.2 а, на якому зображені залежності максимальної амплітуди вихідного струму i_{out} (5.3) при $\xi_n = 1$ для всіх n від відстані між елементами антени l для двох-, трьох- і чотирьохелементних антен.

При $l = 2$ мм взаємна індукція M_{nm} між елементами антени велика. Тому, незважаючи на збільшення n до 4, максимум сумарної амплітуди не

перевищує $2i_{\max}$ одноелементної антени. (На рис. 5.2 а пунктирними лініями позначені значення i_{out} для $n = 1, 2, 3, 4$ при $M_{nm} = 0$.) По мірі збільшення l зменшується M_{nm} , що приводить спочатку до швидкого, а потім уповільненого зростання i_{out} . Максимальна амплітуда сумарного струму в двохелементній антені практично досягає свого максимального значення вже при $l \approx 55 \text{ мм}$, в трьохелементній антені – при $l \approx 70 \text{ мм}$, а в чотирьохелементній антені – при $l \approx 55 \text{ мм}$.

Таким чином, для отримання двократного виграшу по максимальній амплітуді прийнятого сигналу (або двократного збільшення чутливості) в порівнянні з одноелементною антеною необхідно використовувати або двохелементну антену розміром $\approx 55 \text{ мм}$ уздовж осі OZ , або трьохелементну антену розміром $\approx 16 \text{ мм}$, або чотирьохелементну антену розміром $\approx 12 \text{ мм}$. Трикратний виграш отримується при використанні трьохелементної антени розміром $\approx 140 \text{ мм}$ уздовж осі OZ або чотирьохелементної антени розміром $\approx 45 \text{ мм}$.

Оскільки діаметр однорамкової антени суттєво менший за просторову тривалість імпульсу, що приймається, геометричні розміри рамки практично не впливають на форму діаграми спрямованості (ДС). Збільшення числа рамок в антені та відстані між ними приводить до звуження ДС антени. На рис. 5.2 б зображено ненормовані ДС n – елементних антен ($n=1, 2, 3, 4$). Чотирьохелементна антена на рівні $0,5$ має ширину ДС на 20° меншу, ніж одноелементна (100° і 120° відповідно). Незважаючи на те, що довжина антени в осьовому напрямку порівняна з просторовою тривалість імпульсу, вплив багатоеlementності на ширину ДС незначний.

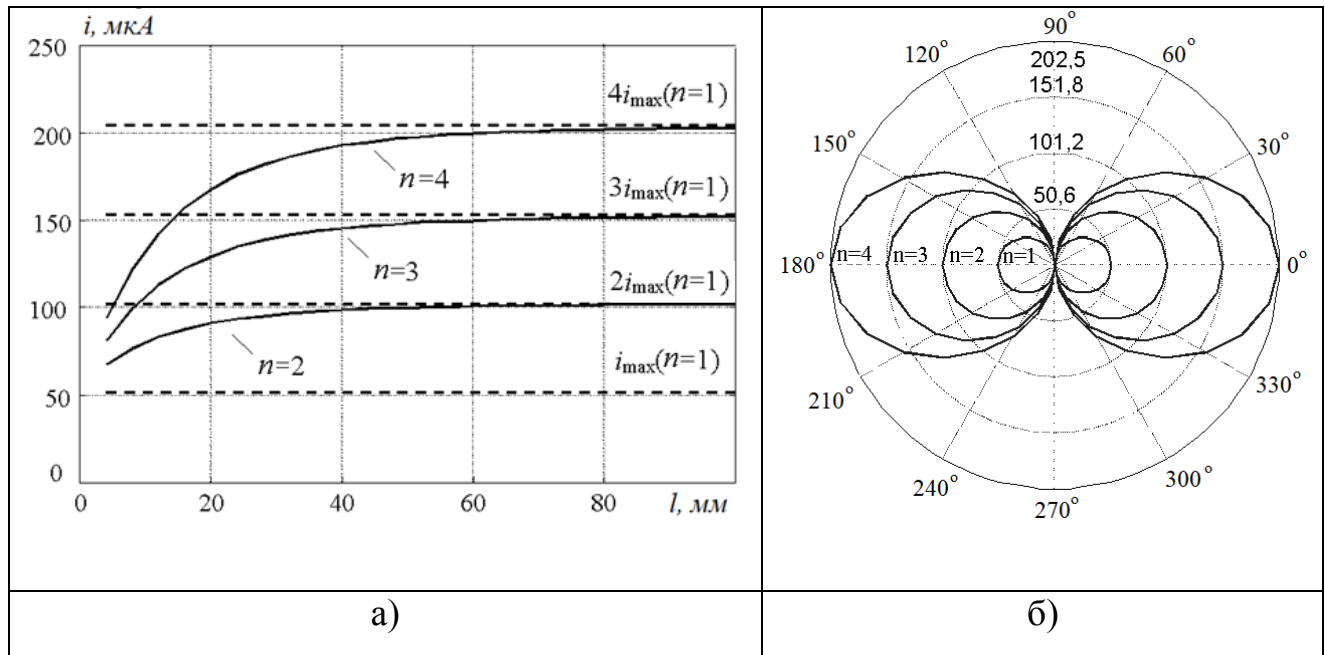


Рисунок 5.2 – а) - Струм в n - елементних антенах; б) – діаграма спрямованості n – елементних антен

Вище були приведені результати досліджень для випадку нормального падіння електромагнітної хвилі на антену ($\alpha=0^\circ$). Розглянемо особливості формування ДС n – елементної антени з $\alpha \neq 0^\circ$. В силу аксіальної симетрії ДС в площині XOY має форму тора, характерну для однієї рамки. Розглянемо ДС в площині XOZ .

Якщо $\alpha=0^\circ$, то імпульс поля, що падає, збуджує всі рамки одночасно. Якщо $0^\circ < \alpha < 180^\circ$, то ЄРС наводиться спочатку в першому, потім у другому, і нарешті, в n – елементі. $U_1(t), U_2(t), \dots, U_n(t)$ мають часову затримку. Час запізнювання Δt_m появи струму в m – му елементі відносно першого елемента

визначається виразом $\Delta t_m = (m - 1) \frac{l}{c} \sin \alpha, m = 2, 3, \dots, n$.

Як приклад розглянемо похиле падіння НШС імпульсного сигналу на чотирьохелементну антенну систему з $l=90$ мм. При такій відстані між рамками взаємна індукція досить мала, що забезпечує максимальну амплітуду

струму i_{out} . На рис. 5.3 а-в зображені імпульси струму на виходах чотирьох елементів антен для $\alpha = 0^\circ, 40^\circ, 80^\circ$. На рис. 5.3 г показані результати підсумовування імпульсів, прийнятих всіма елементами антени для розглянутих напрямків падіння.

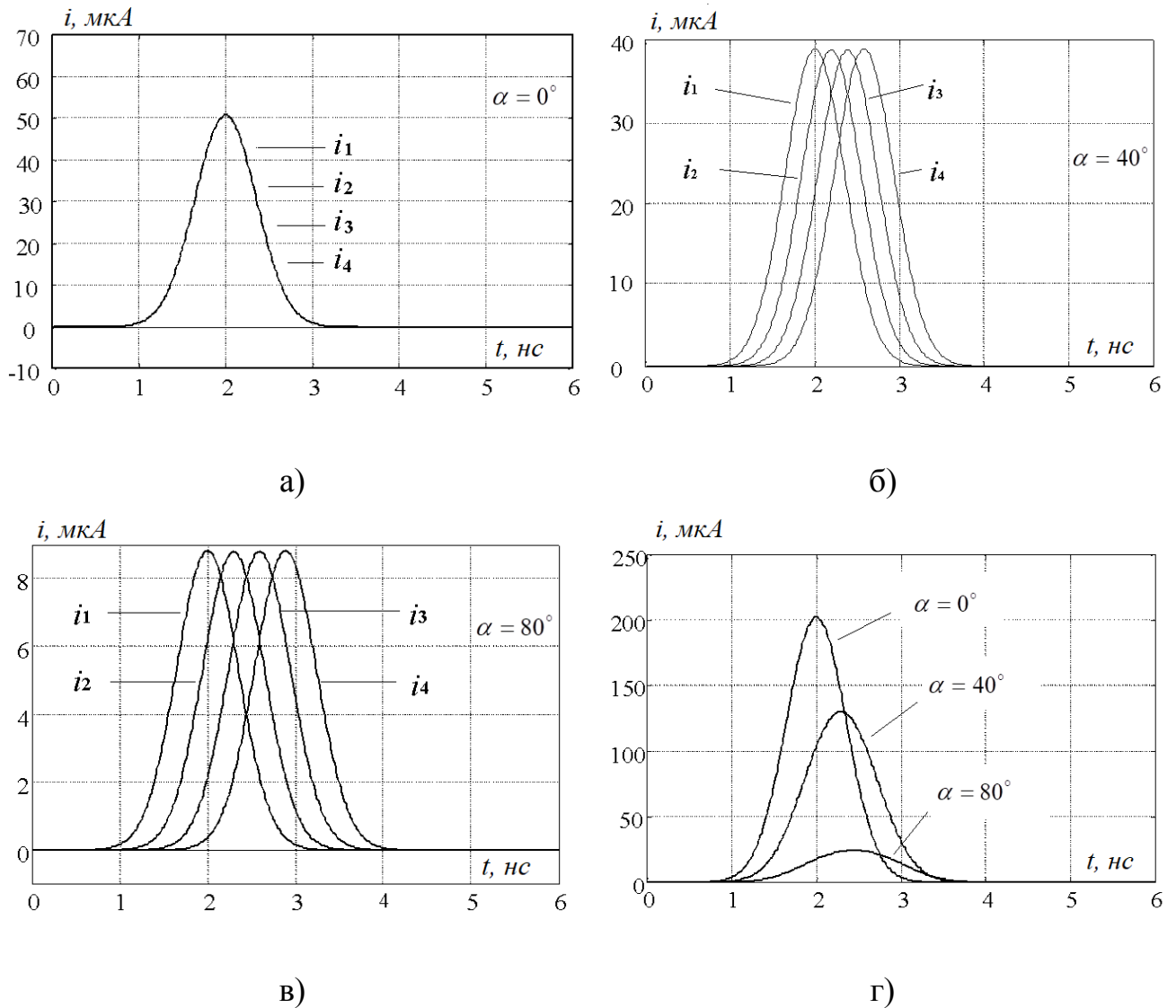


Рисунок 5.3 – Імпульси струму на виході елементів антен для $\alpha = 0^\circ, 40^\circ, 80^\circ$ (а – в); імпульси струму на виході суматора (г)

При $\alpha = 0^\circ$ всі чотири імпульси формуються одночасно. Збільшення кута нахилу падіння до $\alpha = 40^\circ$, потім до $\alpha = 80^\circ$ призводить до затримки між імпульсами в сусідніх елементах $0,2 \text{ нс}$ та $0,3 \text{ нс}$ відповідно (рис. 5.3 а-в).

Сумарний струм у чотирьохрамковій антені є найбільшим при $\alpha = 0^\circ$ ($\max(i_{out}) = 202 \text{ мкА}$), при цьому спотворення форми імпульсу є мінімальним ($t_d = 0,8 \text{ нс}$). Збільшення кута нахилу падіння до $\alpha = 40^\circ$ призводить до зменшення амплітуди ($\max(i_{out}) = 130 \text{ мкА}$) та збільшення тривалості імпульсу ($t_d = 1 \text{ нс}$). При $\alpha = 80^\circ$ амплітуда струму спадає до $\max(i_{out}) = 24,7 \text{ мкА}$, тривалість імпульсу стає ще більшою ($t_d = 1,27 \text{ нс}$).

Для аналізу властивостей багатоеlementної НШС приймальної антени використана спрощена методика, що дозволяє швидко оцінити характеристики антени. Більш строгий підхід вимагає також обліку струму, індукованого в рамці електричною компонентою збуджуючого поля. Однак внесок електричної компоненти в індукований струм дуже малий, що в даній задачі дозволяє знехтувати ним. Основні закономірності формування імпульсів струму в розглянутій антені були перевірені за допомогою FDTD методу (розрахунки виконані в ряді контрольних точок). Порівняння показало хороший збіг результатів, отриманих з використанням зазначених підходів.

5.2 Багатоеlementні феритові рамкові антени

5.2.1 Метод експериментальних досліджень

Досліджувана приймальна феритова антена розташовувалась всередині TEM камери, в якій збуджувалось електромагнітне поле у вигляді імпульсів наносекундного діапазону тривалостей та ступінчатої функції.

Попередні дослідження показали, що для неспотвореного приймання найкраще використовувати низькоомне навантаження рамки. Стандартні

широкосмугові підсилювачі, що працюють в діапазоні частот близько 1 ГГц , мають вхідний опір 50 Ом . Навантаження рамки таким підсилювачем призведе до викривлення форми прийнятого сигналу (розділ 3). Тому для передачі прийнятого сигналу до схеми реєстрації було розроблено спеціальний перетворювач струм - напруга, вхідний опір якого складав кілька сотих Ома. Виготовлення такого перетворювача є досить складною технічною проблемою через велику вірогідність збудження підсилювача і перехід його до режиму автогенерації. Тим більш складною є задача створення кількох ідентичних за параметрами перетворювачів. Тому при проведенні вимірювань використовувався лише один перетворювач струм - напруга, який по черзі під'єднувався до певних рамок. Інші кільця були короткозамкнені, щоб змодельовати їхнє навантаження низькоомним підсилювачем.

Під час експериментів стрижень був охоплений одним, двома або трьома окремими кільцями провідника. Домовимося називати металеве кільце з приєднаним підсилювачем активним кільцем (АК), а металеве кільце без підсилювача пасивним кільцем (ПК). Оскільки і пасивне, і активне кільця мають дуже малий опір, можна вважати, що під дією магнітного поля і в АК, і в ПК відбуваються однакові електричні процеси, і в них буде наведено однаковий струм.

Отже для того, щоб визначити амплітуду імпульсу, наприклад, двохелементної антени (два кільця), треба розташувати кільця у певних положеннях на стрижні і підключаючи перетворювач струм - напруга по черзі то до одного кільця, то до другого, зареєструвати і передати до комп'ютера обидва імпульси. При цьому кільце, не підключене до перетворювача, має бути короткозамкненим. Імпульсом на виході такої двохелементної антени будемо вважати суму імпульсів, зареєстрованих кожним кільцем, коли до нього підключали перетворювач струм - напруга.

Будемо збуджувати приймальну антену імпульсами електромагнітного поля у вигляді ступінчатої функції та трапецієподібними імпульсами з тривалостями 2 нс , 5 нс та 10 нс .

Для проведення експериментальних досліджень використано вимірювальну установку, блок - схема якої зображена на рис. 4.3.

Приймальну антену поміщали у ТЕМ камеру таким чином, щоб магнітна компонента поширюваного імпульсного електромагнітного поля була спрямована вздовж осі стрижня, перпендикулярно до площин рамок.

5.2.2 Результати експериментів

На рис. 5.4 представлені залежності пікових амплітуд імпульсів у АК від відстані між кільцями l . Схеми розміщення кілець на стрижні представлені у верхніх кутках рисунків. Номера експериментів 1–6 відповідають рисункам а–є.

1 експеримент (рис. 5.4 а). На стрижні розміщене одне АК. Спочатку воно знаходиться посередині стрижня, потім переміщується до краю стрижня з кроком 1 см .

Як бачимо, пікова амплітуда імпульсу у АК найбільша, коли АК знаходиться посередині стрижня, і зменшується, коли АК переміщується до краю стрижня. Це пояснюється тим, що в феритовому стрижні кінцевої довжини через фактор розмагнічування магнітна проникність досягає свого найбільшого значення посередині стрижня і зменшується на його кінцях.

2 експеримент (рис. 5.4 б). На стрижні розміщені два кільця. Посередині стрижня постійно знаходиться АК, а інше, ПК переміщується від центру до краю стрижня з кроком 1 см . Точка з абсцисою 11 відповідає піковій амплітуді імпульсу у АК, коли АК розміщене посередині стрижня, а ПК відсутнє.

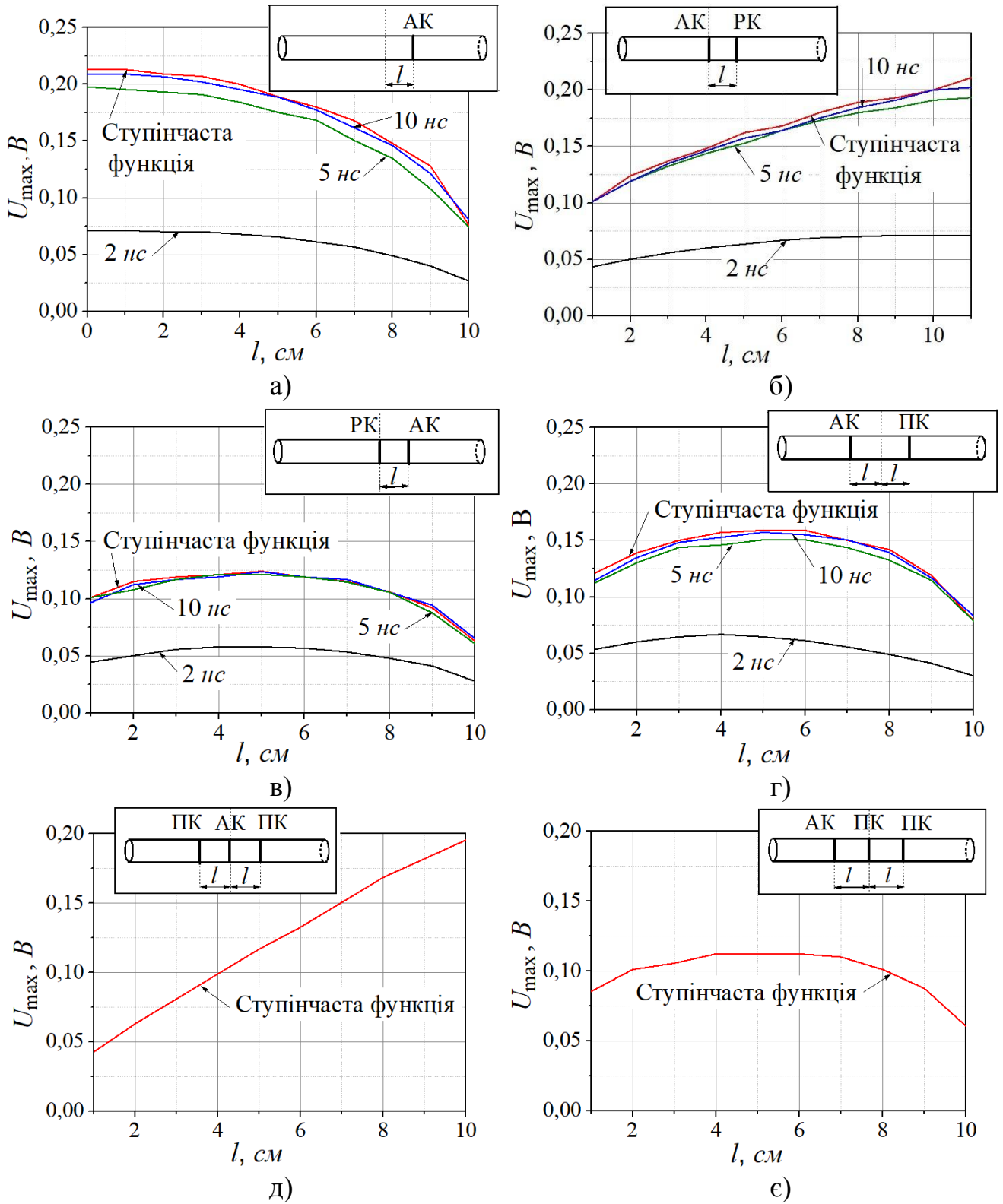


Рисунок 5.4 – Пікові амплітуди імпульсів у АК

З появою другого кільця спостерігається взаємний вплив кілець одне на одне, що проявляється у зменшенні пікової амплітуди імпульсу у АК у порівнянні з піковою амплітудою імпульсу у поодинокому кільці, розміщеному посередині стрижня. Цей вплив є тим більшим, чим ближче одне до одного розміщені кільця.

При рознесенні кілець взаємний вплив зменшується. Так, при малій тривалості імпульсу (2 нс) кільця вже мало впливають одне на одне, коли вони рознесені на 7 см і більше. При більшій тривалості імпульсу (5 нс, 10 нс) для зменшення взаємного впливу кілець їх треба розносити на більшу відстань.

3 експеримент (рис. 5.4 в). На стрижні розміщені два кільця. Посередині стрижня постійно знаходиться ПК, а інше, АК переміщується від центру до краю стрижня з кроком 1 см.

Спочатку на пікові амплітуди імпульсів у АК впливає сильний зв'язок між кільцями, обумовлений близькістю розміщення кілець, і пікова амплітуда невисока. При рознесенні кілець їх взаємний вплив зменшується, при цьому пікова амплітуда збільшується. При подальшому рознесенні кілець, хоча електродинамічний зв'язок між кільцями зменшується, пікова амплітуда імпульсу у АК теж починає зменшуватися. Це пояснюється тим, що при наближенні до краю стрижня зменшується його магнітна проникність, і це призводить до зменшення пікової амплітуди прийнятого сигналу.

Для даного експерименту існує оптимальне відносне розміщення активного і пасивного кілець. Це АК на відстані 4 см від ПК для імпульсу з тривалістю 2 нс, АК на відстані 4-6 см для імпульсів з тривалостями 5 нс, 10 нс та ступінчатої функції.

4 експеримент (рис. 5.4 г). На стрижні на однаковій відстані від центру в різні сторони розміщені два кільця – АК та ПК. Обидва кільця переміщуються в різні сторони від центру стрижня з кроком 1 см.

Як і в попередньому експерименті, для цього експерименту є оптимальне розміщення активного і пасивного кілець. Для імпульсу з тривалістю 2 нс

оптимальна відстань від середини стрижня до кілець дорівнює 4 см, для імпульсів з більшою тривалістю – це 5-6 см.

Аналізуючи криві на рис. 5.4 а–г, можна зробити ще один висновок. Криві для імпульсу у вигляді ступінчатої функції та імпульсів з тривалостями 5 нс та 10 нс дуже близькі. Це свідчить про те, що при збудженні антени імпульсами з тривалостями 5 нс і 10 нс майже всі домени феритового стрижня встигають перемагнітитись і вплинути на величину магнітного потоку у стрижні. Чого не можна сказати при збудженні антени імпульсами меншої тривалості (2 нс).

5 експеримент (рис. 5.4 д). Наступні два експерименти проведено для збуджуючого сигналу у вигляді ступінчатої функції.

На стрижні розміщені три кільця. Одне АК знаходиться посередині стрижня постійно, два ПК знаходяться по обидві сторони на однаковій відстані від центру стрижня. Переміщуємо пасивні кільця до країв стрижня з кроком 1 см.

Як бачимо, при малих відстанях між кільцями вони впливають одне на одне і амплітуда імпульсу у АК є незначною. З ростом відстані між кільцями зменшується взаємозв'язок кілець і амплітуда імпульсів у АК збільшується. Для стрижня даної марки і даних геометричних розмірів два бокові ПК завжди впливають на прийнятий у АК сигнал. Це проявляється в тому, що амплітуда прийнятого сигналу не досягає тієї величин, яку вона досягає у поодинокому кільці, розміщеному посередині стрижня.

6 експеримент (рис. 5.4 е). На стрижні розміщені три кільця. Одне ПК знаходиться посередині стрижня постійно, інші два кільця (активне і пасивне) знаходяться по обидві сторони від середини стрижня на однаковій відстані. Бокові активне і пасивне кільця переміщуємо від середини стрижня до краю з кроком 1 см.

Спочатку амплітуда сигналу у АК зростає за рахунок рознесення кілець і зменшення зв'язку між ними, потім набуває оптимального значення, після чого

спадає через зменшення магнітної проникності на краю стрижня. Для такої комбінації кілець оптимальною відстанню між серединою стрижня (ПК) та кільцями по обидві сторони від нього є 4–6 см.

Отримані вище результати дозволяють визначити оптимальне розміщення рамок на стрижні для підвищення чутливості приймання НШС імпульсних сигналів шляхом підсумовування сигналів, прийнятих водночас кількома рамками.

На рис. 5.5 а зображено графіки залежності сум пікових амплітуд прийнятих сигналів у всіх рамках від відстані між ними, якщо рамки розміщені наступним чином:

а) крива АК(0)–АК. Дві рамки розміщені так, як у 2 та 3 експериментах, тобто одна рамка знаходиться посередині стрижня постійно, інша переміщується до краю стрижня з кроком 1 см;

б) крива АК–0–АК. Дві рамки розміщені так, як у 4 експерименті, тобто обидві рамки знаходяться на однаковій відстані по обидві сторони від середини стрижня. Обидві рамки переміщуються від середини до краю стрижня з кроком 1 см;

в) крива АК–АК(0)–АК. На стрижні розміщені три рамки так, як у 5 та 6 експериментах, тобто одна рамка знаходиться посередині стрижня, дві інших рамки по обидві сторони від середини стрижня на однаковій відстані. Одна рамка постійно знаходиться посередині стрижня, дві інших переміщуються по обидві сторони до країв стрижня з кроком 1 см.

Пунктирна лінія – це рівень пікової амплітуди прийнятого сигналу у поодинокій рамці, яка розміщена посередині стрижня.

Графіки на рис. 5.5 а демонструють, що, використовуючи дві рамки на стрижні, одна з яких розташована посередині стрижня, а інша – на відстані 7–8 см від неї, можна збільшити пікову амплітуду прийнятого сигналу у 1,4 рази у порівнянні з антеною з однією рамкою, розміщеною посередині стрижня.

Причому використання двох рамок у будь-якому випадку, крім того, коли відстань між рамками дорівнює 1 см , дає кращий результат, ніж одна рамка.

Якщо дві рамки розташовані на однаковій відстані по обидві сторони від середини стрижня, можна збільшити пікову амплітуду прийнятого сигналу до 1,5 разів у порівнянні з антеною з однією рамкою, розміщеною посередині стрижня. Оптимальним є рознесення рамок на відстань 5 см від центра стрижня. Використання двох рамок у будь-якому випадку, крім того, коли рамки знаходяться на протилежних краях стрижня, дає більший за амплітудою імпульс, ніж одна рамка.

Трьохрамкова антена показує підвищення чутливості при всіх розглянутих відстанях між рамками. Якщо відстань між середньою і боковими рамками досягає $7\div 8\text{ см}$, пікова амплітуда прийнятого сигналу набуває свого максимального значення, яке в 1,77 рази більше, ніж пікова амплітуда імпульсу, прийнятого антеною з однією рамкою посередині (пунктирна лінія).

З усіх розглянутих комбінацій розміщення двох або трьох рамок на стрижні найбільша пікова амплітуда прийнятого імпульсу досягається, коли на стрижень одягнуто 3 рамки, одна з яких розміщена посередині стрижня, а дві інші – на відстані $7\div 8\text{ см}$ по обидві сторони від неї.

Порівняємо експериментальні результати з розрахованими методом FDTD для двох- і трьохелементних антен. Для чисельного моделювання розміри феритового стрижня візьмемо такими, що відповідають стрижням, використаним у експерименті, а саме довжиною 20 см і діаметром 1 см ; відносні магнітну та електричну проникності вважатимемо такими, що дорівнюють 30 та 5 відповідно. Рамки розміщені на стрижні так, як кільця в експериментах. На рис. 5.5 б зображені графіки залежності пікових амплітуд сум наведених струмів у рамках від відстані між ними при збудженні приймальної антени імпульсом поля у вигляді функції Гауса з тривалістю $1,2\text{ нс}$. Зазначимо, що при заданих електрофізичних параметрах форма наведеного струму не спотворюється і повторює форму функції Гауса.

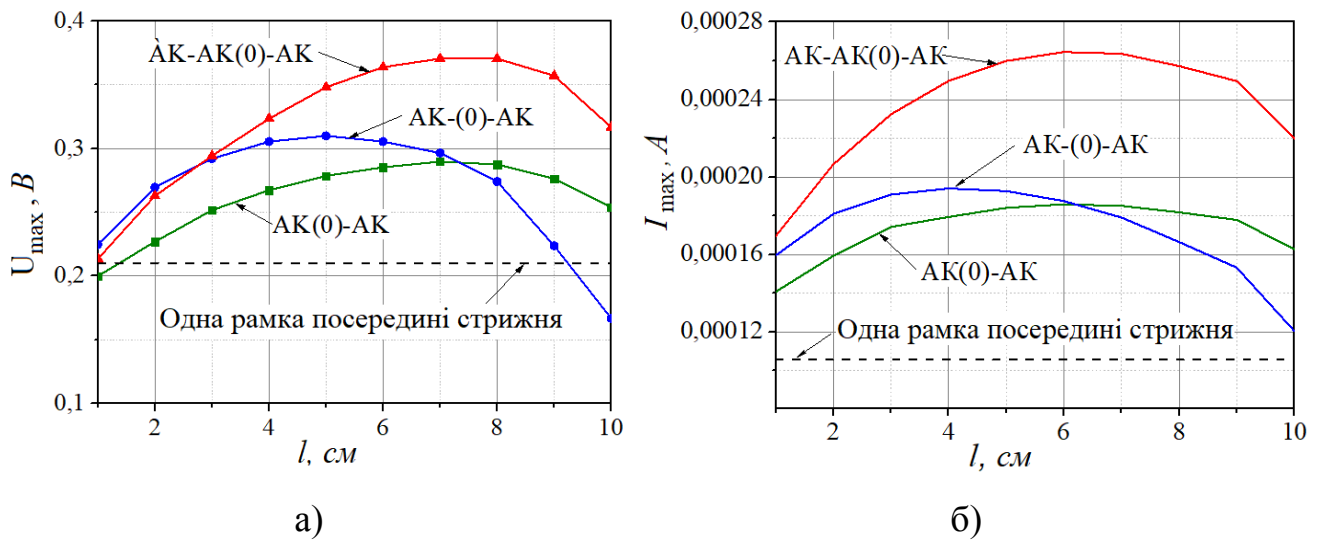


Рисунок 5.5 – Суми пікових амплітуд прийнятих сигналів у всіх рамках, отриманих експериментально (а), та розраховані методом FDTD (б)

Як бачимо, криві на рис. 5.5 а та рис. 5.5 б мають схожий характер.

Результати вимірювань також надають змогу оцінити вплив кількості і розташування кілець багатоелементної антени на час наростання її перехідної характеристики. Час наростання перехідної характеристики антени – це той час, протягом якого амплітуда прийнятого імпульсу змінюється від 0,1 до 0,9 від максимальної величини, якщо імпульс поля, що збуджує приймальну антену, має вигляд ступінчастої функції. На практиці сформувати сигнал у вигляді ступінчастої функції неможливо. Але для експериментальних досліджень можна вважати ступінчастою функцією сигнал, час наростання якого значно менший ніж час наростання імпульсу на виході антени.

Генератор імпульсів Г5–78 формує на виході імпульси з часом наростання 0,5 нс. В експерименті на виході феритової антени спостерігаються імпульси з часом наростання кілька наносекунд. Це значно більше, ніж 0,5 нс. Отже, сигнал з виходу генератора Г5–78 можна вважати ступінчастим і придатним для тестування багатоелементної феритової антени.

На рис. 5.6 представлені у порівнянні приклади перехідних характеристик одно-, двох- та трьохрамкових феритових антен. Найкоротший час наростання відповідає трьохрамковій антені. Найбільший час наростання у феритовій антені з однією рамкою.

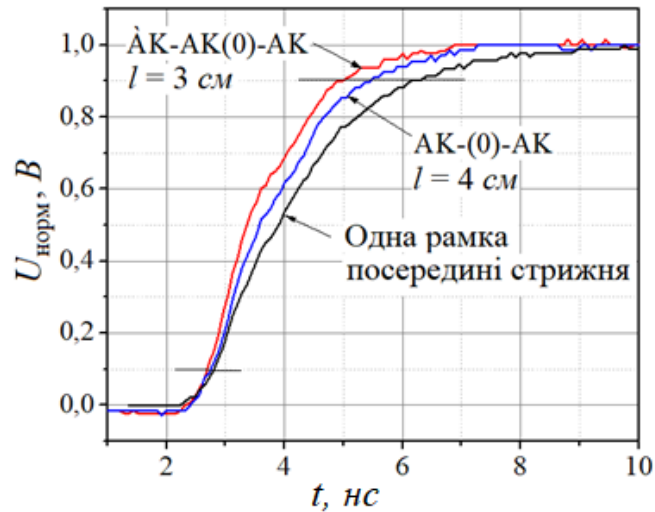


Рисунок 5.6 – Перехідні характеристики одно-, двох- та трьохрамкових феритових антен

Увесь масив експериментальних даних був проаналізований для усіх комбінацій розташування рамок на стрижні. За експериментальними даними побудовано графіки залежності часу наростання перехідної характеристики для одно-, двох- і трьохрамкових феритових антен (рис. 5.7).

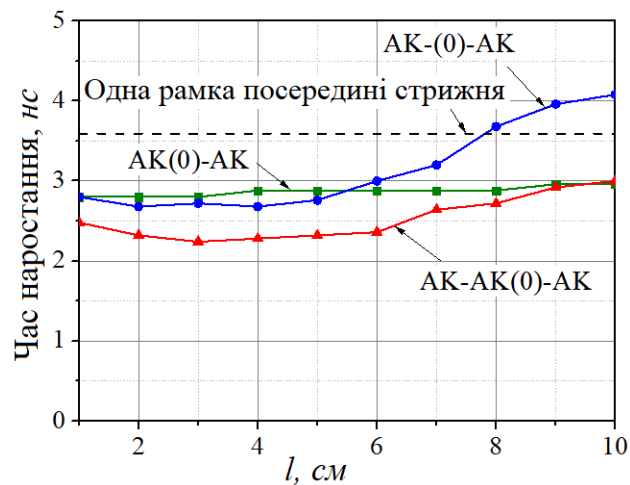


Рисунок 5.7 – Час наростання перехідної характеристики двох- та трьохрамкових феритових антен

Рамку одноелементної антени розташовано в середині стрижня, де чутливість такої антени найвища. При цьому час наростання перехідної характеристики дорівнює $3,6 \text{ нс}$. Якщо до такої антени додати ще одну рамку і, змінюючи її положення з кроком 1 см вздовж стрижня, спостерігати за часом наростання перехідної характеристики (АК(0)–АК), можна відзначити, що час наростання зменшується до $2,8 \text{ нс}$ і утримується на цьому рівні майже незалежно від l .

Інша залежність часу наростання перехідної характеристики спостерігається, якщо рамки двоелементної антени розташовувати симетрично відносно центру стрижня ((АК–(0)–АК) на рис. 5.7). При рознесенні рамок час наростання перехідної характеристики спочатку зменшується і досягає свого мінімального значення $2,8 \text{ нс}$ при $l = 2 \div 4 \text{ см}$. При подальшому рознесенні рамок час наростання збільшується і вже після 8 см перевищує час наростання перехідної характеристики однорамкової антени.

Додавання ще однієї рамки дозволяє ще зменшити час наростання перехідної характеристики антени. Загалом незалежно від розташування рамок трьохрамкової антени (АК–АК(0)–АК) час наростання її перехідної характеристики є меншим, ніж у двох попередніх варіантів. Найменше значення часу наростання перехідної характеристики $2,3 \text{ нс}$ спостерігається, коли одна з рамок знаходиться посередині феритового стрижня, а дві інші – на відстані порядку 4 см від першої.

Зменшення часу наростання перехідної характеристики (що також означає розширення робочої смуги частот антени в бік високих частот) сприяє реєстрації коротших імпульсів, завдяки чому зростатиме точність радіолокаційних вимірювань.

Необхідно зазначити, що позиції l , для яких досягається найвища чутливість багатоелементної феритової антени, майже співпадають з позиціями l , для яких спостерігається мінімальний час наростання перехідної

характеристики. Отже, використання кількох рамок надає змогу одночасно і підвищити чутливість антени, і зменшити час наростання її перехідної характеристики.

Висновки до розділу 5

Досліджено спосіб підвищення чутливості рамкових НШС імпульсних антен, заснований на підсумовуванні сигналів, прийнятих паралельно і співвісно розташованими кількома рамками, оптимізованими для приймання імпульсів певної тривалості і форми.

Для феритових антен розвинуто методику підвищення чутливості неспотвореного приймання шляхом підсумовування сигналів, прийнятих кількома рамками, яка враховує взаємний зв'язок між рамками та розмагнічувальний фактор феритового стрижня кінцевої довжини. Використання двох рамок підвищує чутливість у 1,5 рази, а трьох – у 1,77 рази у порівнянні з поодинокую рамкою, розміщеною посередині стрижня.

Вперше виявлено, що при використанні кількох рамок на феритовому стрижні зменшується час наростання перехідної характеристики антени. Використання двох рамок зменшує час наростання перехідної характеристики антени у 1,3 рази, трьох рамок – у 1,57 разів у порівнянні з однорамковою антеною.

Зменшення часу наростання перехідної характеристики означає розширення робочої смуги частот антени у бік високих частот і дозволяє реєструвати сигнали коротшої тривалості з підвищеною точністю.

Результати розділу опубліковані автором у роботах [29, 31,43].

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вивчено актуальну задачу радіофізики – дослідження фізичних закономірностей процесу взаємодії імпульсного електромагнітного поля нано- та субнаносекундного діапазонів тривалості з феритовими стрижнями та стрижнями з рамками з метою створення малогабаритних приймальних антен для чутливого неспотвореного приймання електромагнітних імпульсів.

Основні результати роботи зводяться до наступного:

1) Наведено розв’язок задачі дифракції монохроматичного H - поляризованого електромагнітного поля на нескінченному магнітодіелектричному циліндрі як моделі приймальної феритової антени. Ця задача є базовою для розв’язку задачі дифракції імпульсного H - поляризованого електромагнітного поля з обвідною у вигляді функції Гауса та високочастотним заповненням на цій перешкоді. Досліджено особливості амплітудно-часової залежності імпульсу електрорушійної сили індукції, що виникає в замкнутому провідному контурі, який охоплює циліндр.

2) Визначені критерії чутливого неспотвореного приймання феритовою антеною НШС сигналів з гауссовою обвідною та високочастотним заповненням. Потрібно, щоб параметри циліндра і збуджуючого імпульсу задовольняли співвідношенню $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/\lambda_0 \approx 0,5$ (a – радіус стрижня, ε_2 , μ_2 – відносні діелектрична і магнітна проникності стрижня, λ_0 – довжина хвилі несучої), і ширина спектру імпульсу не перевищувала ширину смуги частот спектральної функції циліндра в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується в \sqrt{e} раз.

3) За результатами чисельного моделювання задачі дифракції імпульсних електромагнітних полів вигляді найбільш поширених функцій без несучої, а саме функції Гауса, 1-ї та 2-ї похідних функції Гауса на феритовому

стрижні, охопленому витком провідника, досліджено амплітудно-часові залежності імпульсів на виході приймальної феритової антени.

4) Визначені критерії чутливого неспотвореного приймання НШС сигналів у вигляді найбільш поширених функцій без несучої. Параметри циліндра і збуджуючого імпульсу мають задовольняти співвідношенню $2a\sqrt{\varepsilon_2\mu_2}/c\Delta t \approx 0,5$ (a – радіус стрижня, ε_2, μ_2 – відносні діелектрична і магнітна проникності стрижня, Δt – тривалість імпульсів на рівні $1/\sqrt{e}$ від максимальної амплітуди імпульсів), ширина спектра імпульсу має не перевищувати ширину смуги частот спектральної функції циліндра в області її першого локального максимуму на рівні, де амплітуда зменшується в \sqrt{e} раз.

5) Вперше запропоновано новий спосіб вимірювання частотної залежності ефективної магнітної проникності феритових стрижнів довільних розмірів та довільного перерізу (патент на корисну модель UA 126410 U). Завдяки використанню коротких імпульсів електромагнітного поля і обмеженню часового вікна спостереження, усунуто вплив відбиттів від оточуючого середовища на результати вимірювань.

6) Для феритових антен розвинуто методику підвищення чутливості неспотвореного приймання шляхом підсумовування сигналів, прийнятих кількома рамками, яка враховує взаємний зв'язок між рамками та розмагнічувальний фактор феритового стрижня. Використання двох рамок підвищує чутливість у 1,5 раза, а трьох – у 1,77 раза у порівнянні з поодинокую рамкою, розміщеною посередині стрижня.

7) Досліджено вплив кількості приймальних рамок на перехідні характеристики багатоеlementної феритової антени. Вперше виявлено, що час наростання перехідної характеристики антени зменшується, якщо на феритовому стрижні розташувати кілька приймальних рамок. Використання двох рамок зменшує час наростання перехідної характеристики антени у 1,3 рази, а трьох рамок – у 1,57 разів у порівнянні з однорамковою антеною.

Зменшення часу наростання перехідної характеристики означає розширення робочої смуги частот антени у бік високих частот, що дозволяє реєструвати сигнали коротшої тривалості з підвищеною точністю.

Отримані в дисертації результати є базовими для розробки високочутливих приймальних антен НШС радіолокаторів.

Проведені додатково оцінки продемонстрували, що феритові приймальні антени за чутливістю подібні до екранованих щілинних приймальних антен, які використовуються у НШС імпульсному георадарі роботизованої платформи "UGO-1st", яку розроблено у відділі радіофізичної інтроскопії ІРЕ ім. О. Я. Усикова НАН України при виконанні проєкту G5014 "Holographic and impulse subsurface radar for landmine and IED detection" за програмою НАТО "Наука заради миру та безпеки". Зважаючи на менші розміри феритових приймальних антен, вони є перспективними для використання в удосконаленому георадарі, що створюється в рамках проєкту G5731 "Multi-sensor cooperative robots for shallow buried explosive threat detection", що виконується.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. М.: Радио и связь, 1985. 376 с.
2. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 192 с.
3. Ширман Я.Д. О первых отечественных исследованиях по СШП локации. *Радиотехника и электроника*. 1991. Т. 36, № 1. С. 96–100.
4. Introduction to Ultra-wideband Radar Systems / Edited by James D. Taylor. CRC press Boca Raton, Ann Arbor, London, Tokyo, 1995. 672 p.
5. Бункин Б. В. Особенности, проблемы и перспективы субнаносекундных видеоимпульсных РЛС. *Радиотехника*. 1995. № 4–5. С. 128–133.
6. Иммореев И. Я., Судаков А. А. Сверхширокополосная система связи с высокой скоростью передачи данных. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2002. Т. 7, № 4. С. 466-471.
7. Федотов Д. В., Судаков А. А. Сигналы, используемые в СШП радиосистемах. *Научно-технические вестники ИТМО*. 2005. № 7. С. 54–61.
8. Финкельштейн М. И., Кутев В. А., Золотарев В. П. Применение радиолокационного подповерхностного зондирования в инженерной геологии. М.: Недра, 1986. 128 с.
9. Финкельштейн М. И., Карпухин В. И., Кутев В. А., Метелкин В. Н. Подповерхностная радиолокация / под ред. М. И. Фипкельштейна. М.: Радио и связь, 1994. 216 с.
10. Ultrawideband Radar: Applications and Design / ed. by J. D. Taylor. CRC Press, 2012. 536 p.
11. Биорадиолокация / под ред. А. С. Бугаева, С. И. Ивашова, И. Я. Иммореева. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2010. 396 с.
12. Ground Penetrating Radar: Theory and Applications / ed. by H. Jol. Elsevier Science, 2008. 544 p.

13. Capineri L., Bechtel T., Pochanin G. Holographic and Impulse Subsurface Radar for Landmine and IED Detection in. *Explosives Detection. NATO Science for Peace and Security. Series B: Physics and Biophysics* / ed. by L. Capineri, E. Turmuş. Springer, Dordrecht, 2019. P. 12–13
14. Pochanin G. P., Masalov S. A., Ruban V. P., Kholod P. V., Batrakov D. O., Batrakova A. G., Varianytsia–Roshchupkina L. A., Urdzik S. N., Pochanin O. G. Advances in Short–Range Distance and Permittivity Ground–Penetrating Radar Measurements for Road Surface Surveying. *Advanced Ultrawideband Radar: Signals, Targets, and Applications*: collective monograph / ed. by J. D. Taylor. London: CRC Press, Taylor&Francis Group, 2016. P. 19–64.
15. Thomas A. Milligan. Modern antenna design. 2-nd ed. Wiley-IEEE Press, 2005. 632 p.
16. Giri D. V., Baum C. E. Reflector IRA Design and Boresight Temporal Waveforms. *Sensor and Simulation Notes*. 1994. Note 365.
17. Hans G. Schantz. The Art and Science of Ultrawideband Antennas. Artech House, 2015. 591 p.
18. Ben Allen, Mischa Dohler, Ernest Okon, Wasim Malik, Anthony Brown, David Edwards. Ultra Wideband Antennas and Propagation for Communications, Radar and Imaging. John Wiley & Sons, 2006. 480 p.
19. Бутрым А. Ю. Импульсные сигналы в волноводах с неоднородным заполнением и в расширяющихся щелевых антеннах (Анализ во временной области): дис. ... канд. физ.–мат. наук: 01.04.03. Харьков, 2005. 189 с.
20. Pochanin G. P. UWB/SP antennas classification. *Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves: Proceedings of the 2nd Intl. Symp. MSMW'94, 7-10 June 1994, Kharkiv, Ukraine, 1994. Vol. 3. P. 549–550.*

21. Масалов С. А., Почанин Г. П. Проблемы и пути развития СШП видеоимпульсной георадиолокации. *Радиофизика и электроника*. 2005. Т. 10, спец. вып. С. 633–640.
22. Вопросы подповерхностной радиолокации: монография / под ред. А. Ю. Гринева. М.: Радиотехника, 2005. 416 с.
23. Bernth A. T. Johansson. Ground Penetrating Radar Array and Timing Circuit, United States Patent US 6496137 B1, 2002.
24. Pivovarov E. A. and Gorobets N. N. Multialternative detection and recognition of subsurface objects as per the preliminary diagnostics of soil. *Microwave & Telecommunication Technology: Proceedings of the 24-th Intl. Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology*, 7-13 Sept. 2014, Sevastopol, Ukraine, 2014. P. 1181–1182.
25. Baum C. E., Symmetry in target recognition. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Proceedings of the 4th Intl. Conf. UWBUSIS*, 15-19 Sept. 2008, Sevastopol, Ukraine, 2008. P. 12-15.
26. Sukharevsky O. I., Zalevsky G. S., Vasilets V. A. Modeling of Ultrawideband (UWB) Impulse Scattering by Aerial and Subsurface Resonant Objects Based on Integral Equation Solving. *Advanced Ultrawideband Radar Systems* / ed. by James D. Taylor. CRC Press Taylor & Francis Group Boca Raton London, New York, 2016. P. 195-235.
27. Фрадин А. З. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1977. 440 с.
28. Хомич В. И. Ферритовые антенны: массовая радиобиблиотека. М.: Энергия, 1969. Вып. 721. 96 с.
29. Огурцова Т. Н., Почанин Г. П., Холод П.В. Рамочная антенна для приема сверхширокополосных импульсных сигналов. *Радиофизика и Электроника*. 2003. Т. 8, № 3. С. 429–437.
30. Pochanin G. P., Kholod P.V., Ogurtsova T. N. The UWB receiving loop antenna. *Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 4th Intl. Conf. ICATT*, 9-12 Sept. 2003, Sevastopol, Ukraine, 2003. P. 546–548.

31. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P.V. Multielement UWB receiving antenna. *International Conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 4th Intl. Conf. ICATT'03*, 9-12 Sept. 2003, Sevastopol, Ukraine, 2003. P. 549–552.
32. Огурцова Т. Н., Сидоренко Ю. Б. Возбуждение потока магнитной индукции внутри магнетодиэлектрического цилиндра. *Радиофизика и Электроника*. 2009. Т. 14, № 3. С. 259–266.
33. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Sidorenko Yu.B. Excitation of an electromagnetic field pulse in the magnetodielectric cylinder. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2013. Vol. 72, No 9. – P. 777–789.
34. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Sidorenko Yu. B., Kholod P. V. Excitation of pulse magnetic flux inside a magnetodielectric cylinder. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 6th Intl. Conf. UWBUSIS*, 17-21 Sept. 2012, Sevastopol, Ukraine, 2012. P. 229–231.
35. Огурцова Т. Н. Выбор параметров ферритового элемента для импульсной СШП приемной антенны. *Известия вузов. Радиоэлектроника*. 2016. Т. 59, № 9. С. 27–35.
36. Огурцова Т. М., Блинова Н. К., Почанін Г. П., Масалов С. О., Усова В. В. Неспотворений прийом імпульсного сигналу без носійної частоти феритовою антеною. *Вісник Харківського національного університету ім.В.Н.Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*. 2019. Вип.31. С. 47–58.
37. Спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів: пат. на корисну модель UA 126410 U, МПК G01R 33/12 (2006.01); заявл. 07.09.2017; опубл. 25.06.2018, Бюл. № 12. 4 с.
38. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P.V. Sensitivity of UWB ferrite receiving antennas. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals:*

- Proceedings of the 2nd Intl. Conf. UWBUSIS, 19-22 Sept. 2004, Sevastopol, Ukraine, 2004. P. 279–281.
39. Kholod P. V., Ogurtsova T. N., Pochanin G. P. Comparison characteristics of small-size UWB receiving antenna. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 3rd Intl. Conf. UWBUSIS*, 18-22 Sept. 2006, Sevastopol, Ukraine, 2006. P. 182–184.
 40. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P. V. The effective magnetic permeability of ferrite rods M400HH in the frequency range of 10 – 100 MHz. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 8th Intl. Conf. UWBUSIS*, 5-11 Sept. 2016, Sevastopol, Ukraine, 2016. P. 139–141.
 41. Ogurtsova T., Kholod P., Klochko G., Pochanin G., Berdnik S., Dumin O. Frequency Domain Measurement of Permeability of M400HH Ferrite Rods in the VHF Range. *International Conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 11th Intl. Conf. ICATT'17*, 24-27 May 2017, Sevastopol, Ukraine, 2017. P. 399–401.
 42. Kholod P. V., Ogurtsova T.N. Active loop sensor for receiving pulse magnetic fields of nanosecond duration. *International Conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 11th Intl. Conf. ICATT'17*, 24-27 May 2017, Sevastopol, Ukraine, 2017. P. 221–223.
 43. Ogurtsova T., Blinova N., Pochanin G., Kholod P. Reception of Electromagnetic Pulses of Nanosecond Duration by the Multi-Element Ferrite Antenna // *2020 IEEE First Ukrainian Microwave Week: Proceedings of the First UkrMW*, 21–25 Sept. 2020, Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 116–120.
 44. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и процессы: монография. Харків: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. 576 с.
 45. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и физические процессы. 1. Основные понятия, модели и методы описания. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2008. Т. 13, № 2. С. 166–194.

46. 1672–2006 – IEEE Standard for Ultrawideband Radar Definitions. 2007. P. 1–19.
47. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2005. Т. 10, № 1. С. 62–84.
48. Радзиевский В. Г., Трифонов П. А. Модели сверхширокополосных сигналов. *Радиотехника*. 2006. № 6. С. 43–49.
49. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения сверхширокополосных сигналов на фоне помех. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2002. Т. 7, № 1. С. 43–63.
50. Кравченко В. Ф., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Новый класс аналитических вейвлетов Кравченко–Рвачева в задачах анализа сверхширокополосных сигналов и процессов. *Успехи современной радиоэлектроники*. 2007. № 5. С. 29–47.
51. Кравченко В. Ф., Рвачев В. А., Рвачев В. Л. Математические методы обработки сигналов на основе атомарных функций. *Радиотехника и электроника*. 1995. Т. 40, № 9. С. 1385–1406.
52. Кравченко В. Ф. Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям. М.: Радиотехника, 2003. 512 с.
53. Sholtz R. A. Multiple access with time-hopping impulse modulation. *IEEE Military Communications Conference: Proceedings of the MILCOM'93*, 11-14 Oct. 1993, Bedford, MA, 1993. Vol. 2. P. 537–542.
54. Morey R. N. Geophysical survey system employing electromagnetic impulses, United States Patent US 3806795 A, 1974.
55. Щербак Н. Сверхширокополосная радиолокация. Что это такое? *Электроника: НТБ*. 2002. № 3. С. 38–46.
56. Иммореев И. Я. Сверхширокополосные радары. Особенности и возможности. *Радиотехника и электроника*. 2009. Т. 54, № 1. С. 5–31.
57. Иммореев И. Я., Синявин А. Н. Излучение сверхширокополосных сигналов. *Антенны*. 2001. Вып. 1(47). С. 8–16.

58. Титов А. Н., Грибанов А. Н. Импульсные антенны: особенности проектирования. *Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике*: сб. докл. IV Всеросс. научн. конф., Муром (Россия), 25-27 июня 2013, Муром: Изд.– полигр. центр МИ ВлГУ, 2013. С. 216–221.
59. Harmuth H. F. *Antennas and waveguides for nonsinusoidal waves*. New York: Academic Press, 1984. 276 p.
60. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Г. В. Глебович и др.; под ред. Г. В. Глебовича. М.: Радио и связь, 1984. 256 с.
61. Сиренко Ю. К., Сухаревский И. В., Сухаревский О. И., Яшина Н. П. Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн. Харьков: Крок, 2000. 344 с.
62. Ruban V. P., Pochanin G. P. Sampling duration for noisy signal conversion. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Proceedings of the 5th Intl. Conf. UWBUSIS, 6-10 Sept. 2010, Sevastopol, Ukraine, 2010*. P. 275–277.
63. Ruban V. P., Pochanin G. P., Shuba O. O., Pochanin O. G. GPR Receiver with Adjustable Frequency Bandwidth. *International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar: Proceedings of the 8th Intl. Conf. IWAGPR'15, 7-10 July 2015, Florence, Italy, 2015*. P. 1–4.
64. Gorobets N. N., Nechosa A. V. Superwide–Band Signal Distortion Caused by Linear Dipole Antennas. *Telecommunications and Radio Engineering*. 1999. Vol. 53, N_o 3. P. 36–41.
65. Kanda M. Standard probes for electromagnetic field measurements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1993. Vol. 41, N_o 10. P. 1349–1364.
66. Esselle K. P., Stuchly S. S. Resistively loaded loop as a pulse receiving antenna. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1990. Vol. 38, N_o 7. P. 1123–1126.

67. Stuchly M. A., LePoncher H., Gibbons D. T., Thansandote A. Active magnetic field sensor for measurement of transients. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. 2001. Vol. 33, No 4. P. 275–279.
68. Панин В. В., Степанов Б. М. Измерение импульсных магнитных и электрических полей. М.: Энергоиздат, 1987. 120 с.
69. Varianytsia–Roshchupkin L., Pochanin G., Pochanina I., Masalov S. Comparison of the Different Antenna Configurations for GPR Probing of the Layered Medium. *International Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar: Proceedings of the 8th Intl. Conf. IWAGPR'15, 7-10 July 2015, Florence, Italy, 2015*.
70. Герц Г. О лучах электрической силы. *Успехи физических наук*. 1938. Т. 19, Вып. 4. С. 559–570.
71. Швец А. В., Кровонос А. П., Иванов В.К. Комплекс для многокомпонентных измерений СНЧ–ОНЧ электромагнитных полей. *Радиофизика и электроника*. 2016. Т. 7(21), № 4. С. 49–55.
72. Meloling J. H., Rockway J. W., Daiy M. P., Monges A. R., Allen J. C., Nielsen W. R., McGinnis P. M., Thompson R. B., Mozaffar N. A. A vector-sensing antenna system: A high frequency, vector-sensing array based on the two port loop antenna element. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2016. Vol. 58, No 6. P. 57–63.
73. Smith G. S. Loop antennas. *Antenna engineering handbook: 4th ed.* J. L. Volakis, McGraw–Hill, 2007. – Chapter 5. – P. 112–136.
74. Partridge R. E. Combined E and B sensor. Note 3. *Sensor & Simulation Notes*. Notes on EMP and related Subjects / ed. by C. E. Baum. Los Alamos Scientific Laboratory. 1964. 3 p.
75. Theobald K. On the properties of loop antennas. Note 4. *Sensor & Simulation Notes*. Notes on EMP and related subjects / ed. by C. E. Baum. Los Alamos Scientific Laboratory. 1964. 6 p.

76. Baum C. E. Minimizing transit time effects in sensor cables. Note 6. *Sensor & Simulation Notes*. Notes on EMP and related subjects / ed. by C.E. Baum. Air Force Weapons Laboratory. 1964. 11 p.
77. Kanda M. An electromagnetic near-field sensor for simultaneous electric and magnetic field measurement. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. 1984. Vol. EMC-26, N_o 3. P. 102–110.
78. Harmuth H. F., Ding-Rong S. Antennas for nonsinusoidal waves: II–Sensors. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. 1983. Vol. EMC-25, N_o 5. P. 107–115.
79. Yarovoy A. G., Vorobyov A. V. Widening of operational frequency band of the loop antenna. *International Conference on Ultra-Wideband: Proceeding of the IEEE Intl. Conf. ICU*, 5-8 Sept. 2005, Zurich, Switzerland, 2005. P. 206–209.
80. Боровик Е. С, Еременко В. В., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму: 3–е изд., перераб. и доп. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 512 с.
81. Широкополосная приемная ферритовая антенна с комбинированным сердечником: патент Российской Федерации RU 2256264 С1, H01Q7/08/(RU), № 2004110863/09; заявл. 2004.04.06.; опубл. 2005.07., Бюл. № 19. 11 с.
82. Магнитная антенна: а.с. СССР SU 1681356 А1, H 01 Q 7/06. № 4349964/09; заявл. 26.12.87; опубл. 30.09.91, Бюл. № 36. 35 с.
83. Конструкция широкополосной приемной ферритовой антенны с улучшенным экранированием: патент Российской Федерации Ru 2380801 С2, H 01 Q 7/08, H 01 Q 7/04. № 2008101338/09; заявл. 09.01.2008; опубл. 27.01.2010, Бюл. №3. 10 с.
84. <https://static.chipdip.ru/lib/245/DOC000245900.pdf>
85. Сандомирский С. Г. Расчет и анализ размагничивающего фактора ферромагнитных тел. Минск: Беларуская навука, 2015. 243 с.

86. Вонсовский С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара, ферро-, антиферро-, и ферримагнетиков. М.: Наука, 1971. 1032 с.
87. Спектор С. А. Электрические измерения физических величин. Методы измерений. Л.: Энергоатомиздат, 1987. 320 с.
88. Уфимцев П.Я. Теория дифракционных краевых волн в электродинамике. М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2007. 366 с.
89. Подосенов С. А., Потапов А. А., Соколов А. А. Импульсная электродинамика широкополосных радиосистем и поля связанных структур. М.: Радиотехника, 2003. 720 с.
90. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Советское радио, 1962. 240 с.
91. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966. 240 с.
92. Ильинский А. С., Кравцов В. С., Свешников А. Г. Математические модели электродинамики: учебное пособие для ВУЗов. М.: Высшая школа, 1991. 224 с.
93. Бабич В. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. Метод эталонных задач. М.: Наука, 1972. 456 с.
94. Лукин Д. С., Спиридонов Ю. Г. Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. М.: Мысль, 1971. 265 с.
95. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
96. Боровиков В. А., Кинбер В. А. Геометрическая теория дифракции. М.: Советское радио, 1978. 248 с.
97. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
98. Баум К. Э. Новые методы нестационарного (широкополосного) анализа и синтеза антенн и рассеивателей. *ТИИЭР*. 1976. Т. 64, № 11. С. 53–74.

99. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры. М.: Мир, 1977. 485 с.
100. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. Минск: Наука и техника, 1968. 584 с.
101. Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 272 с.
102. Ксиенски А., Линь Ю., Уайт Л. Идентификация целей на низких частотах. *ТИИЭР*. 1975. Т. 63, № 12. С. 21–31.
103. Kleinman R. E., Senior T. B. A. Low-frequency scattering by space object. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*. 1975. Vol. AES-11. P. 672–675.
104. Kennaugh E. M., Moffatt D. L. Transient and impulse response approximations. *Proceedings of the IEEE*. 1965. Vol. 53, No. 8. P. 893–901.
105. Sukharevsky O. I., Vasilets V. A., Nechitaylo S. V., Klopov G. I. High-frequency Methods for Applied Problems of Electromagnetic Wave Scattering. *International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter, and Submillimeter Waves: Proceedings of the 9th Intl. Symp. MSMW'2016, 21-24 June 2016, Kharkiv, Ukraine, 2016*. [Electron recourse].
106. Stasjuk N. N., Gorobets N. N. The influence of illuminating wave polarization state on the electromagnetic field distribution inside the dielectric cylinder. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Proceedings of the 5th Intl. Conf. UWBUSIS, 6-10 Sept. 2010, Sevastopol, Ukraine, 2010*. P. 96–98.
107. Gorobets N., Statsyuk N. Electromagnetic wave focusing in a dielectric cylinder. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2010. Vol. 69, No. 9. P. 751–762.
108. Tesche F. M. On the Analysis of Scattering and Antenna Problems Using the Singularity Expansion Technique. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1973. Vol. AP-21, No. 1, P. 53–62.

109. Bevensee R. M., Brittingham J. N., Deadrick F. J., et al. Computer Codes for EMP Interaction and Coupling. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1978. Vol. AP-26, No 1. P. 156–165.
110. Marin L. Naturel–Mode Representation of Transient Scattered Fields. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1973. Vol. AP-21, No 6. P. 809–818.
111. Marin L., Latham R.W. Representation of Transient Scattered Fields in Terms of the Oscillations of Bodies. *Proceedings of the IEEE.* 1972. Vol. 60, No 5. P. 640–641.
112. Taflove A., Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite–Difference Time–Domain Method. Boston: Artech House, 2000. 866 p.
113. Кравченко В. Ф., Сиренко Ю. К., Сиренко К. Ю. Преобразование и излучение электромагнитных волн открытыми резонансными структурами. Моделирование и анализ переходных и установившихся процессов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. 320 с.
114. Зернов Н. В. О решении нестационарных краевых задач электродинамики. *ДАН СССР.* 1951. Т. 30, № 1. С. 33–35.
115. Семенов Н. А. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. 480 с.
116. Такэси Т. Ферриты. М.: Металлургия, 1964. 194 с.
117. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М.: Гостехиздат, 1948. 540 с.
118. Никольский В. В. Теория электромагнитного поля. М.: Высшая школа, 1961. 372 с.
119. Справочник по специальным функциям. С формулами, графиками и математическими таблицами / под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. М.: Наука, 1979. 832 с.
120. Вайнштейн Л. А. Распространение импульсов. *УФН.* 1976. Т. 118, Вып. 2. С. 339–367.
121. Биргер Е. С., Вайнштейн Л. А. Сигналы в длинной линии с поглощением и дисперсией. 1973. Т. 18, Вып. 3. С. 449–460.

122. Титчмарш Э. Ч. Введение в теорию интегралов Фурье. М.–Л.: ОГИЗ, 1948. 418 с.
123. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: Иностранная литература, 1956. 784 с.
124. Орленко А. А., Холод П. В. Активная антенна–зонд для измерения параметров импульсных электрических полей наносекундной длительности. *Радиофизика и электроника*. 2000. Т. 5, № 2. С. 128–133.
125. Peterson A. F., Ray S. L., Mittra R. Computational methods for electromagnetics. New York: IEEE Press, 1998. 592 p.
126. Нейман Л. Р., Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники: учебник для вузов. В 2 т. 3–е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоиздат. Ленингр. отделение, 1981. Т. 1. 536 с.
127. Сандовский В. А. Исследование резонансных явлений в ферритовых образцах. *Электричество*. 2013. № 9. С. 56–61.
128. <https://emcfastpass.com/tem-cell-guide/>
129. Ричард Лайонс. Цифровая обработка сигналов. 2-е изд. М.: ООО «Бином–Пресс», 2006. 656 с.
130. Бондарев В. Н., Трёстер Г., Чернега В. С. Цифровая обработка сигналов: методы и средства: учебное пособие для вузов. 2-е изд. Харьков: Конус, 2001. 398 с.
131. Лондон С. Е., Томашевич С. В. Справочник по высокочастотным трансформаторным устройствам. М.: Радио и связь, 1984. 216 с.
132. Нейман Л. Р., Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники: учебник для вузов. В 2 т. 3–е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоиздат. Ленингр. отделение, 1981. Т. 2. 416 с.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Огурцова Т. Н., Почанин Г. П., Холод П.В. Рамочная антенна для приема сверхширокополосных импульсных сигналов. *Радиофизика и Электроника*. 2003. Т. 8, № 3, С. 429–437.

2. Огурцова Т.Н., Сидоренко Ю.Б. Возбуждение потока магнитной индукции внутри магнетодиэлектрического цилиндра. *Радиофизика и Электроника*. 2009. Т. 14, № 3. С. 259–266.

Огурцова Т.Н. Выбор параметров ферритового элемента для импульсной СШП приемной антенны. *Известия вузов. Радиоэлектроника*. 2016. Т. 59, № 9. С. 27–35.

3. Огурцова Т. М., Блинова Н. К., Почанин Г. П., Масалов С. О., Усова В. В. Неспотворений прийом імпульсного сигналу без несучої частоти феритовою антеною. *Вісник Харківського національного університету ім.В.Н.Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка»*. 2019. Вип.31. С. 47–58.

4. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Sidorenko Yu.B. Excitation of an electromagnetic field pulse in the magnetodielectric cylinder. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2013. Vol. 72, Is. 9. P. 777–789.

Патенти:

1. Спосіб вимірювання частотної залежності магнітної проникності феритових стрижнів: патент на корисну модель UA 126410 U, МПК G01R 33/12 (2006.01); заявл. 07.09.2017; опубл. 25.06.2018, Бюл. № 12. 6 с.

ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Pochanin G. P., Kholod P.V., Ogurtsova T. N. The UWB receiving loop antenna. *International conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 4th Intl. Conf. ICATT'03*, 9–12 Sept. 2003, Sevastopol, Ukraine, 2003. P. 546–548.
2. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P.V. Multielement UWB receiving antenna. *International conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of 4th Intl. Conf. ICATT'03*, 9–12 Sept 2003, Sevastopol, Ukraine, 2003. – P. 549–552.
3. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Kholod P.V. Sensitivity of UWB ferrite receiving antennas. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 2nd Intl. Workshop UWBUSIS*, 19–22 Sept. 2004, Sevastopol, Ukraine, 2004. P. 279–281.
4. Kholod P. V., Ogurtsova T. N., Pochanin G. P. Comparison characteristics of small-size UWB receiving antenna. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 3rd Intl. Conf. UWBUSIS*, 18–22 Sept. 2006, Sevastopol, Ukraine, 2006. P. 182–184.
5. Ogurtsova T. N., Pochanin G. P., Sidorenko Yu. B., Kholod P. V. Excitation of pulse magnetic flux inside a magnetodielectric cylinder. *Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals: Proceedings of the 6th Intl. Conf. UWBUSIS*, 17–21 Sept. 2012, Sevastopol, Ukraine, 2012. P. 229–231.
6. Ogurtsova T.N., Pochanin G.P., Kholod P.V. The effective magnetic permeability of ferrite rods M400HH in the frequency range of 10 – 100 MHz. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals: Proceedings of the 8th Intl. Conf. UWBUSIS*, 5–11 Sept. 2016, Odessa, Ukraine, 2016. P. 139–141.
7. Ogurtsova T., Kholod P., Klochko G., Pochanin G., Berdnik S., Dumin O. Frequency Domain Measurement of Permeability of M400HH Ferrite Rods in the VHF Range. *International Conference on Antenna Theory and Techniques:*

Proceedings of the 11th Intl. Conf. ICATT'17, 24–27 May 2017, Kyiv, Ukraine, 2017. P. 399–401.

8. Kholod P. V., Ogurtsova T.N. Active loop sensor for receiving pulse magnetic fields of nanosecond duration. *International Conference on Antenna Theory and Techniques: Proceedings of the 11th Intl. Conf. ICATT'17, 24–27 May 2017, Kyiv, Ukraine, 2017. P. 221–223.*

9. Ogurtsova T., Blinova N., Pochanin G., Kholod P. Reception of Electromagnetic Pulses of Nanosecond Duration by the Multi-Element Ferrite Antenna. *2020 IEEE First Ukrainian Microwave Week: Proceedings of the First UkrMW, 21–25 Sept. 2020, Kharkiv, Ukraine, 2020. P. 116–120.*