

Міністерство освіти і науки України
Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя

На правах рукопису

Наконежного Мирослава Степановича

УДК 628.98; 535.274.4

**Моделювання та розрахунок процесів у планарних індуктивних
елементах для електронної пускорегулювальної апаратури
люмінесцентних ламп**

Спеціальність 05.09.07 – світлотехніка та джерела світла

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата технічних наук

Науковий керівник
доктор технічних наук
професор Андрійчук В.А.

Ідентичність усіх примірників дисертації

ЗАСВІДЧУЮ

Вчений секретар спеціалізованої

вченої ради

/В.П. Коваль/

Тернопіль – 2016

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
РОЗДІЛ 1. АНАЛІЗ ПЛАНАРНИХ ІНДУКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, ТА ЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ З ЇХ ВИКОРИСТАННЯМ	
1.1. Світлотехнічні та електричні характеристики люмінесцентних ламп з ЕПРА	9
1.2. Використання індуктивних елементів в ЕПРА в якості баластів для ЛЛ	17
1.3. Вплив магнітного середовища на електромагнітні параметри ІЕ.....	25
1.4. Аналіз методів моделювання електромагнітних характеристик індуктивних елементів	30
РОЗДІЛ 2. РОЗРАХУНОК МАГНІТНИХ ТА ЕЛЕКТРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНИХ ІНДУКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ НА ОСНОВІ ЇХ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ	
2.1. Вплив форми котушки індуктивного елемента на його електротехнічні параметри.....	35
2.2. Моделювання та розрахунок параметрів планарного індуктивного елемента з магнітним середовищем.....	45
2.2.1. Розрахунок електричних характеристик..	51
2.2.2. Розрахунок магнітних характеристик ІЕ	65
РОЗДІЛ 3. РОЗРАХУНОК ПИТОМИХ ВТРАТ В ПЛАНАРНОМУ ІНДУКТИВНОМУ ЕЛЕМЕНТІ, ТА ЇХ ВПЛИВ НА ТЕМПЕРАТУРНИЙ РЕЖИМ ЙОГО РОБОТИ	
3.1. Втрати в планарних ІЕ та їх розрахунок.....	74
3.2. Теплові характеристики ІЕ та розрахунок теплового поля.....	82

РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЮВАННЯ ВИХІДНОГО КАСКАДУ ЕПРА ДЛЯ ЛЛ З ПЛАНАРНИМ ІНДУКТИВНИМ ЕЛЕМЕНТОМ

4.1 Розрахунок вихідного каскаду ЕПРА з планарним ІЕ в номінальному режимі роботи	100
4.2. Розрахунок вихідного каскаду ЕПРА ЛЛ на стадіях попереднього підігріву та запалювання.....	104
4.3. Вплив параметрів елементів вихідного каскаду ЕПРА на характеристики ЛЛ в різних режимах роботи.....	103
ВИСНОВКИ	122
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	124

ВСТУП

Актуальність теми. Одним з основних напрямів розвитку світлотехнічної галузі на сьогоднішній час є підвищення ефективності джерел світла та освітлювальних установок. Поряд із світлодіодними, газорозрядні джерела світла, зокрема люмінесцентні лампи (ЛЛ), в цьому плані залишаються найбільш перспективними. В останні роки для освітлення в основному використовуються ЛЛ, діаметр трубки яких менший 20 мм. Такі ЛЛ характеризуються підвищеною світловіддачею (105 лм/Вт) та меншим вмістом ртуті. Вони можуть функціонувати лише в поєднанні з високочастотними електронними пускорегулювальними апаратами (ЕПРА). Використання таких ЕПРА забезпечує відсутність пульсації світлового потоку, збільшення терміну експлуатації, можливість регулювання світлового потоку в широкому діапазоні.

Одним з важливих компонентів ЕПРА є індуктивний елемент (дросель), який виконує роль баласту для ЛЛ. Він виступає окремим елементом схеми і вимагає трудо- і енергоємних операцій при його виготовленні та характеризується великими габаритами. У сучасних ЕПРА баластні дроселі виконуються на магнітопроводах Ш-типу, що характеризуються великими габаритними розмірами в порівнянні з іншими електронними компонентами. Тенденції в розвитку сучасної радіоелектронної апаратури спрямовані на використання гібридно-плівкових інтегральних схем та впровадження однотипного технологічного процесу їх виготовлення. Перспективними є планарні індуктивні елементи (ІЕ), які мають ряд переваг:

- менші габаритні розміри;
- вищі значення магнітного зв'язку між витками обмотки;
- менший розкид параметрів при серійному виробництві пристроїв;
- нижчий рівень електромагнітних перешкод.

Розвитком теоретичних досліджень електромагнітних характеристик планарних ІЕ займалися ряд відомих вчених: П. Л. Калантаров, А. А. Цейтлин, М. В. Немцов, И.А. Громько, С. Н. Ahn, Mark G. Allen, F. Hammerle, Shen Wang, Yan Jiang, K. Barry та інші. Незважаючи на отримані результати, залишається цілий ряд задач, які потребують свого вирішення, а саме: підвищення індуктивності та добротності планарних ІЕ при збереженні масогабаритних показників, дослідження впливу магнітного середовища та форми провідника на електричні та температурні характеристики, розрахунок електронних пристроїв з планарним ІЕ. Тому *актуальним* є моделювання процесів в планарних ІЕ та розрахунок їх конструкцій у мікромодульному виконанні.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконувалася в рамках наукової теми “Регулювання потужності розрядних джерел світла енергоощадними електронними пускорегулювальними апаратами” (номер державної реєстрації 0111U005287).

Мета й задачі дослідження

Метою дослідження є розробка математичної моделі планарного індуктивного елемента та розрахунок його електромагнітних і температурних характеристик.

Для досягнення мети в роботі вирішено наступні задачі:

– побудова математичних моделей, які б дозволяли проводити розрахунок електромагнітних характеристик планарних індуктивних елементів;

- проведення досліджень електричних та магнітних параметрів індуктивних елементів з різними формами провідного елемента;

– розрахунок втрат в індуктивному планарному елементі та розподіл температури;

– розроблення моделі вихідного каскаду електронного пускорегулювального апарата та дослідження індуктивного елемента планарної системи в якості дроселя люмінесцентної лампи.

Об’єкт дослідження – електромагнітні, температурні процеси в планарних індуктивних елементах, зумовлені особливостями їх конструкції та матеріалами виготовлення.

Предмет дослідження – планарні індуктивні елементи в електронних пускорегулювальних апаратах для живлення ЛЛ.

Методи дослідження. Поставлені задачі вирішувалися на основі використання:

- а) методів розрахунку параметрів електромагнітних полів;
- б) сучасних програм для мультифізичного моделювання;
- в) інтерпретованих мов програмування, що базуються на матрицях структурних даних;
- г) методів схемотехніки.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Розроблена математична модель для дослідження магнітних та електричних характеристик планарних індуктивних елементів, що дозволило враховувати особливості його поведінки в високочастотних полях.

2. Розвинуто математичну модель для розрахунку температурних характеристик планарних ІЕ, яка дозволяє враховувати тепловідведення в результаті конвекції, теплопровідності та радіаційного випромінювання.

3. Отримала подальший розвиток модель ЕПРА з індуктивним елементом планарної системи в якості баластного дроселя люмінесцентної лампи, що дозволило врахувати мікромодульний варіант його будови.

Практичне значення отриманих результатів

1. Запропоновано конструкцію планарного індуктивного елемента з феромагнітним заповненням міжвиткового простору.

2. Розроблено схему вихідного каскаду ЕПРА з планарним індуктивним елементом для люмінесцентних ламп та запропоновано методику розрахунку його електромагнітних параметрів.

3. Запропоновано методику та алгоритм розрахунку теплових характеристик індуктивного елемента ЕПРА. Встановлено, що температурний режим в корпусі ЕПРА, для ЛЛ типу Т5 потужністю 35 Вт не залежить від його розташування, для коефіцієнта форми $\gamma_1 = a:b = 1:4$ та круглої конфігурації його конструкції не перевищує 30 °С.

Особистий внесок здобувача. Основні положення та результати дисертаційної роботи отримані автором самостійно. В [23,73] проведено аналіз, вибір та розрахунок параметрів магнітного середовища, в [74] проведено дослідження впливу форми планарного ІЕ на його магнітні параметри, в [87, 74, 125] виконано моделювання магнітних характеристик планарних ІЕ з магнітним середовищем, у [73] проведено моделювання та розрахунок температурних характеристик, у [120, 123] проведено розрахунок та дослідження характеристик вихідного блоку ЕПРА з планарним ІЕ, в [20] проведено дослідження електромагнітної сумісності компактних ЛЛ.

Апробація. Основні результати дисертації були оприлюднені та обговорювалися на наукових конференціях:

1. XVII наукова конференція Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя, 20–21 листопада 2013 р., м. Тернопіль;
2. V Міжнародна науково–технічна конференція "Современные тенденции развития светотехники", 15–16 травня 2013 р., Харків;
3. V Международная научно–техническая конференция, 15–16 мая 2013 г., г Харьков; XI Международная научно–техническая конференция "Проблемы и перспективы развития отечественной светотехники, электротехники и энергетики", 3–4 декабря 2013, Саранск (Россия);

4. V Міжнародна науково–технічна конференція «Моделювання в електротехніці, електроніці та світлотехніці МЕЕС'14», Національний авіаційний університет, Київ, 1–3 жовтня 2014 р;

5. Міжнародна науково–технічна конференція «Фундаментальні та прикладні проблеми сучасних технологій», 19–21 травня 2015 р. м. Тернопіль

Публікації. За темою дисертації опубліковано 12 робіт, зокрема 6 статей у ліцензованих ДАК наукових періодичних виданнях, з них 1 в іноземному виданні, та 1 у виданні, що входить в наукометричну базу Scopus.

Структура й обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел із 125 найменувань, містить 61 рисунок, 6 таблиць. Повний обсяг роботи складає 134 сторінки, основний зміст викладено на 120 сторінках.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ ПЛАНАРНИХ ІНДУКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ТА ЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ З ЇХ ВИКОРИСТАННЯМ

1.1 Світлотехнічні та електричні характеристики люмінесцентних ламп з ЕПРА

Тенденція підвищення енергоефективності ЛЛ при зниженні діаметра розрядної трубки до 16 мм привела до розробки серії ЛЛ третього покоління, які призначені для роботи виключно з ЕПРА. За принципом роботи вони не відрізняються від звичайних лінійних ламп. У конструкцію ламп внесено важливе доповнення – люмінофор з внутрішньої сторони покритий тонкою захисною плівкою, прозорою як для ультрафіолетового, так і для видимого випромінювання.[1] Плівка захищає люмінофор від попадання на нього частинок ртуті, завдяки чому виключається її вплив на люмінофор, чим забезпечується висока стабільність світлового потоку протягом усього терміну служби. Зниження світлового потоку ламп через 10000 годин експлуатації становить 5 %, тоді як для ламп серії T12 вона складає 46 % [2].

Крім цього, дане конструктивне рішення призвело до збільшення терміну служби цих ламп до 40000 годин і світловіддачі до 104 лм/Вт. Основні світлотехнічні характеристики ЛЛ різних типів зведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Світлотехнічні характеристики ЛЛ

Параметри ЛЛ	Тип ЛЛ		
	T12	T8	T5
Потужність, Вт	15–80	14–80	14–54
Світлова віддача, лм/Вт	25–65	25–90	до 104
Термін служби, тис. год.	10	10–15	20–40

Продовження таблиці 1.1

Тип ЛЛ	T12	T8	T5
Колірна температура, К	2700–6500		
Індекс кольоропередачі	50–90		80–90
Кількість ртуті, мг	30		3–5
Зниження світлового потоку (після 10 тис. год. експлуатації), %	46	30	5

Оскільки T5 лампи можуть працювати лише з ЕПРА, то, крім відсутності стандартних втрат на дроселі, практично зникає таке явище як вигорання катодів (що теж веде до втрат за рахунок підвищення їх опору). По електродах лампи в процесі її роботи протікає слабкий струм і вони залишаються холодними, що дає змогу підвищити ККД лампи на 20 – 30 %. Також відсутність вигорання катодів призводить до зникнення темних кілець від випарів вольфраму на кінцях трубки лампи .

Типові значення величин робочого струму та напруги ламп T8 та T5 зведено в таблицю 1.2 [3].

Таблиця 1.2

Електричні характеристики ЛЛ типу T8 та T5

T8			T5		
Потужність лампи, Вт	Струм лампи, А	Напруга на лампі, В	Потужність лампи, Вт	Струм лампи, А	Напруга на лампі, В
18	0,37	57	21	0,165	126
30	0,36	96	28	0,17	166
36	0,43	103	35	0,175	205

Характерною особливістю люмінесцентних ламп є те, що їх світлова віддача зростає з частотою [2]. Збільшення робочої частоти від промислової

50Гц до 30 кГц і вище покращує даний показник на 10 % за рахунок зменшення втрат потужності на катодах.

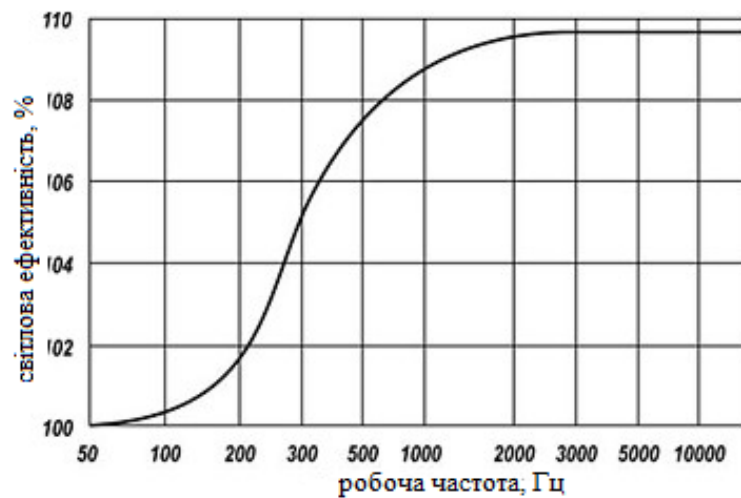


Рис. 1.1 Залежність світлової віддачі ЛЛ від робочої частоти

Робоча частота повинна бути не нижче 16 – 20 кГц, оскільки така частота становить верхній поріг чутливості людського вуха.

В роботі [4,5] показано, що використання ламп Т8 дає можливість економити до 7% електроенергії у порівнянні з лампами типу Т12. В свою чергу лампи Т5 збільшують цей показник на 22% у порівнянні з лампами Т8 та на 42% в порівнянні з лампами Т12. Поєднання нового типу ЛЛ з сучасними ЕПРА та системами регулювання світлового потоку підвищує економію електроенергії до 82%.

Для забезпечування запалювання та роботи ЛЛ застосовують спеціальну пускорегулювальну апаратуру. Існує два види ПРА – електронний і електромагнітний пускорегулювальний апарат (ЕПРА і ЕмПРА). Їх якісно важливим робочим параметром є втрати потужності, яка разом з потужністю лампи дає повну потужність світлового приладу.

У кращих дроселях для ламп потужністю 36 (40) Вт втрати складають близько 6 Вт (приблизно 15% потужності лампи); у малопотужних ламп (4–11 Вт) втрати потужності в дроселях можуть бути рівні потужності самих ламп. В таб. 1.3 приведено значення втрат потужності в дроселях ЕмПРА.

Таблиця 1.3

Клас дроселя	Втрати потужності, Вт		
	3 лампою 18 Вт (%)	3 лампою 36 Вт (%)	3 лампою 58 Вт (%)
D	12 (66)	10 (27)	14 (24)
C	10 (55)	9 (25)	12 (21)
B2	8 (44)	7 (19)	9 (16)
B1	6 (33)	6 (16)	8 (14)

Для подолання цих недоліків найбільш радикальним засобом виявилось живлення ламп струмом підвищеної частоти. Для цього в електричне коло лампи включають електронний пристрій, що перетворює напругу мережі в напругу декілька десятків кГц і усуває недоліки, пов'язані з роботою ЕмПРА.

До переваг ЕПРА можна віднести [4–10];

1. Збільшення світлової віддачі на 10–25% і терміну служби на 20–30 %.
2. Зниження в 1,5–2 рази втрат у ПРА при потужностях ламп до 100 Вт
3. Відсутність пульсацій світлового потоку ЛЛ і акустичного шуму ПРА.
4. Можливість регулювання і стабілізації світлового потоку.
5. Зменшення у кілька разів маси апарата та можливість змінювати його розмір та форму, що дає широкі перспективи по оптимізації конструкції світильників і створенню ЛЛ з вбудованими ЕПРА.
6. Можливість впровадження люмінесцентного освітлення в ОУ з живленням від джерел постійного струму (транспортне та аварійне освітлення, підсвічування рідкокристалічних дисплеїв переносної техніки).
7. Покращення електромагнітної сумісності за рахунок різного типу згладжуючих фільтрів та коректорів коефіцієнта потужності.

Стосовно ефективності ЕПРА, то згідно рішення комісії ЄС [10] (Commission regulation (EC) №№ 244/2009, 245/2009, 859/2009) що до значення коефіцієнта потужності до них ставляться такі вимоги :

- а) для лінійних ламп та модулів на їх основі:

– потужністю від 5 Вт до 25 Вт – не менше 0,7 при роботі в номінальному режимі;

– потужністю понад 25 Вт – не менше 0,85 при роботі в номінальному режимі;

б) для компактних люмінесцентних ламп:

– потужністю від 5 до 25 Вт – не менше 0.5 в номінальному режимі;

– потужністю понад 25 Вт – не менше 0.85 в номінальному режимі;

в) для лінійних ламп та модулів на їх основі, призначених для роботи з пристроєм керування, незалежно від номінальної потужності – додатково не менше 0,6 на всіх режимах роботи.

Переважна більшість ЕПРА має ККД близьке 90 % , коефіцієнт потужності – 0,95 і вище, частоту вихідної напруги – не нижче 30 кГц. Як правило, електронні баласты мають захист від перевантажень і коротких замикань у вихідній ланці. Структура ЕПРА показана на рис. 1.2 .

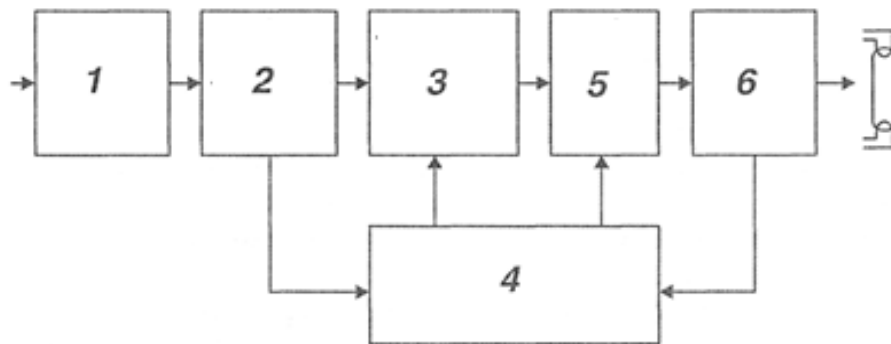


Рис 1.2. Структурна схема сучасного ЕПРА: 1– фільтр високочастотних перешкод, 2 – випрямляч, 3 – коректор форми струму споживаного від електричної мережі стр, 4 – керуючий каскад, 5 – підсилювач потужності, 6 – вихідний каскад.

Відмінності схем ЕПРА різних виробників полягають, в основному, в принципових схемах керуючого каскаду, оскільки інші вузли на даний час відпрацьовані настільки, що є майже уніфікованими.

ЕПРА на дискретних елементах

ЕПРА, реалізовані на дискретних елементах, в основному використовуються в компактних люмінесцентних лампах (КЛЛ) та недорогих електронних баластах для малопотужних лінійних ЛЛ. Керуючий каскад даних електронних баластів практично завжди реалізований на схемі півмостового автогенераторного інвертора. Перевагою таких електронних баластів є їх низька собівартість. У якості силових ключів найчастіше використовуються спеціальні біполярні транзистори. Принципова схема такого ЕПРА показано на рис. 1.3

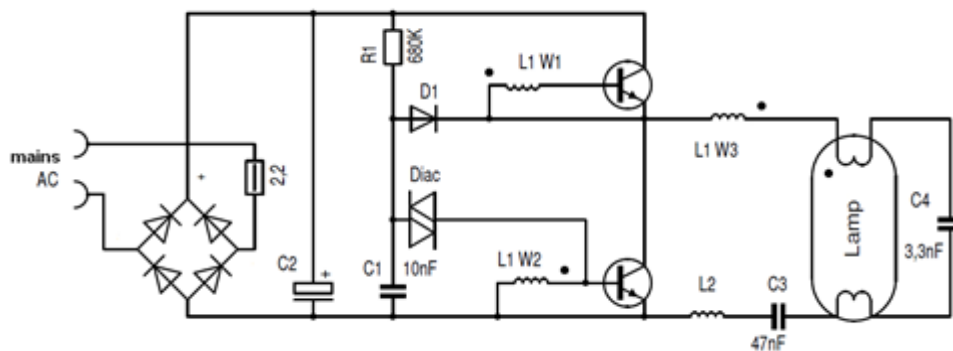


Рис. 1.3. Принципова схема ЕПРА на дискретних елементах [11]

Хоча дані схеми ЕПРА реалізовані в більшості недорогих баластах іноземних та вітчизняних виробників, вони володіють рядом недоліків: відсутністю захисту від аномального режиму, великими втратами в дроселі та високою температурою (до 100 °С) на силових транзисторах. Для зменшення температури виробники занижують вихідну потужність; в результаті споживана потужність 40 Вт лампи складає не більше 35 Вт. Відсутність активного коректора потужності призводить до суттєвого спотворення спожитого струму та завищення показників спожитої електроенергії.

ЕПРА на спеціалізованих мікросхемах

Розвиток енергозберігаючих технологій в світлотехнічній промисловості супроводжується появою і широким впровадженням інтегральних схем (ІС), призначених для керування електронними баластами газорозрядних освітлювальних ламп. Провідні позиції в галузі створення спеціалізованих ІС для керування електронними баластами займають фірми Internatinal Rectifier, ST Microelectronics (SGS–THOMPSON Microelectronics) і Motorola [12-20]. Особливістю цих ІС є наявність інтегрованого вихідного драйвера з максимальною робочою напругою 600В.

ІС серій IR215* (Internatinal Rectifier), MC2151 (Motorola), L6569, L6571 (SGS–THOMPSON Microelectronics), а також мікросхеми з інтегрованими силовими транзисторами IR51Н*** (Internatinal Rectifier), характеризуються стабільністю характеристик, низькою споживаною потужністю, можливістю керування частотою напруги живлення ЛЛ [23, 24].

Мікросхеми IR215*, L6569, L6571 і MC2151 випускаються в корпусах DIP8 і SO8 (для поверхневого монтажу), мають схожу структуру і функціональність. Блок схема мікросхеми IR2155 приведена на рис.1.4.

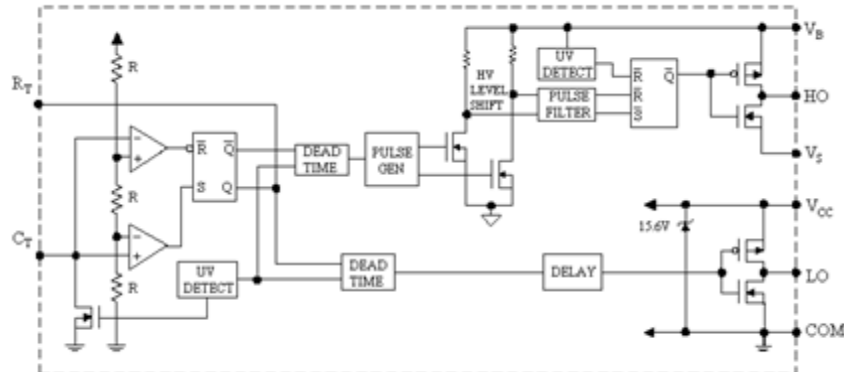


Рис. 1.4 Блок схема ІС IR2155 [18]

Загальним для ІС є наявність генератора на базі популярного таймера серії 555 і двох вихідних каналів для керування МОП–транзисторами. Один з каналів прив'язаний до загальної шини. Другий плаває, забезпечуючи роботу

для сторони високої напруги ключа. ІС мають захист від наскрізних струмів за рахунок тимчасової затримки (1,2 мкс) по каналах керування транзисторів обох плечей півмоста, вузол стабілізації напруги живлення мікросхеми і захист від зниження напруги живлення.

Типове приєднання ІС з півмостовим інвертором показано на рис.1.5. Живлення мікросхем (вивід V_{CC}) здійснюється від силової вітки через баластний резистор R .

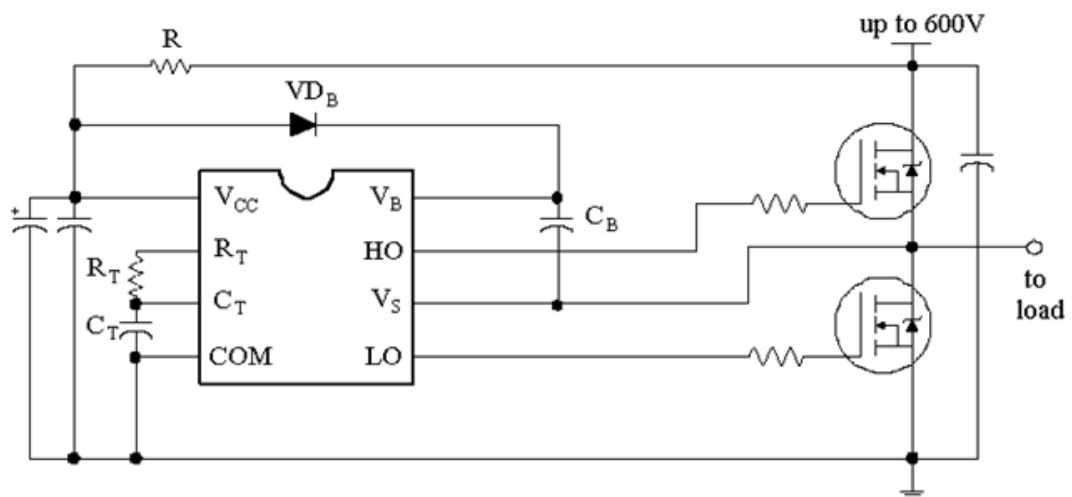


Рис 1.5 Типове включення СМ драйвера з півмостовим інвертором[19]

Частота роботи встановлюється шляхом підключення до виводів R_T , C_T і COM часозадаючого резистора і конденсатора. Окрім функції керування силовими транзисторами ІС може виконувати також ряд додаткових функцій:

- керування вихідною потужністю;
- керування струмом підігріву;
- програмування (установка) часу підігріву;
- програмування (установка) струму підігріву;
- програмування (установка) часу переходу від підпалу до димінгу;

- висока лінійність регулювання потужності на лампі від 1 – 100%;
- захист лампи і електронного баласту.

Деякі виробники в конструкцію ІС інтегрують також коректор коефіцієнта потужності. Наприклад, ІС ICB1FL02G Infineon, що дозволяє зменшити кількість зовнішніх компонентів та зовнішні розміри ЕПРА.

На основі викладених вище даних можна зробити висновок про те, що електронні баласты можуть бути дуже різними як за своїми властивостями, так і за ціною. Їх єдиною спільною рисою є робота на підвищеній частоті.

До останнього часу схеми ЕПРА на дискретних елементах мали одну перевагу – низьку собівартість. Однак, оскільки ціни на мікросхеми для електронних баластів знижуються, а собівартість виготовлення дроселів зростає, то перспективним є перехід до мікромодульного варіанту виготовлення баластного дроселя, який є не лише одним з головних компонентів схеми живлення ЛЛ, але й джерелом втрат [21].

1.2. Використання індуктивних елементів в ЕПРА в якості баластів для ЛЛ

Котушка індуктивності (КІ) – це пасивний елемент, що має властивість концентрувати і запасати електромагнітну енергію. Дросель – це та ж котушка індуктивності, яка має великий опір змінному струму і малий постійному. Розрізняють два типи дроселів: дроселі низької частоти та дроселі високої частоти. Дроселі низької частоти в основному використовуються в випрямляючих пристроях для створення фільтрів згладжуюючих пульсацій. Дроселі високої частоти застосовуються в високочастотних електричних колах для пропускання струмів лише відносно низьких частот.

Дросель характеризується певними параметрами, які зумовлені матеріалом та конструкцією магнітопроводу, та кількістю витків котушки. До них відносяться [21-23]:

Індуктивність L – відношення повного магнітного потоку Φ до струму I який протікає в котушці:

$$L = \Phi w / I = BS w / I,$$

де w – кількість витків, B – магнітна індукція середовища, в якому розповсюджується магнітний потік, S – площа витка. Величина індуктивності котушки прямо пропорційна габаритним розмірам і кількості витків та залежить від матеріалу осердя;

Активний опір R . При постійному струмі активний опір ІЕ визначається омичним опором провідника. При змінному струмі з'являються втрати енергії в ізоляційних матеріалах і в магнітному осерді, які призводять до зростання активного опору. На високих частотах, коли проявляються поверхневі ефекти, збільшується опір самої котушки. В результаті загальний активний опір ІЕ зростає тим більше, чим вища частота струму.

Реактивний опір X_L . Характеризує опір, що надається змінному струму індуктивністю:

$$X_L = \omega L,$$

де $\omega = 2\pi f$ – частота змінного струму.

Добротність Q . Це міра якості ІЕ, що визначається відношенням індуктивного опору до активного:

$$Q = \frac{X_L}{R} = \frac{\omega L}{R}.$$

Добротність ІЕ змінюється з частотою. У невеликому діапазоні частот, на який розраховується ІЕ, активний і індуктивний опір змінюються приблизно однаково, так що їх відношення залишається постійною величиною, тому добротність досить точно характеризує властивості

катушки у всьому робочому діапазоні частот. Чим вища добротність, тим ІЕ ближчий до ідеального, тобто володіє лише головною властивістю – індуктивністю.

Температурний коефіцієнт індуктивності TKL – параметр, що характеризує відносну зміну індуктивності ІЕ при зміні його температури на $1\text{ }^\circ\text{C}$:

$$TKL = \frac{\Delta L}{L_0 \cdot \Delta T},$$

де L_0 – початкове значення індуктивності, ΔL та ΔT – відносні зміни індуктивності та температури, відповідно.

TKL переставляє собою складний параметр, що враховує температурні коефіцієнти магнітної та діалектичної проникності феромагнітного матеріалу, а також теплове розширення катушки та магнітопроводу. Поряд з температурним коефіцієнтом індуктивності використовується температурний коефіцієнт добротності TKQ , що визначається відотною зміною добротності до інтервалу зміни температури:

$$TKQ = \frac{\Delta Q}{Q \cdot \Delta T}.$$

Власна ємність ІЕ (електрична ємність обмотки) C_0 . Визначається як результуюча ємність між елементарними ємностями, що виникають між окремими витками. Власна ємність одношарової планарної катушки залежить від її діаметра, ширини провідника і відстані між витками, та може бути визначена

За своєю формою ІЕ поділяються на три типи:

- тороїдальна катушка. Як правило, така катушка має магнітне осердя тороїдальної форми з прямокутним або круглим перерізом. В цьому випадку

магнітний потік концентрується усередині осердя, розсіювання в оточуюче середовище мінімальне;

- циліндрична котушка (соленоїди). В якій обмотка наноситься на циліндричний каркас з діелектричного матеріалу або на магнітне осердя з круглим або прямокутним перерізом;

- планарна (плоска) котушка являє собою спіраль, в якій витки розташовані в одній площині. Різниця між планарною котушкою індуктивності та котушкою інших типів полягає у співвідношенні кількості витків до кількості шарів, зазвичай вона не менша 10:1. Така конфігурація має ряд переваг в порівнянні з традиційною.

Зменшення впливу ефекту близькості, що призводить до зменшення омичних втрат. В роботі [24] показано, що ефект близькості в багатошаровій витій котушці проявляється лише в крайніх шарах котушки, а в середніх шарах відбувається вирівнювання густини струму. В роботах [25,26] показано, що плоскі магнітні структури володіють більшою густиною магнітної енергії, через що мають більшу ефективність.

Планарні котушки мають велику площу поверхні у співвідношенні до об'єму, за рахунок чого підвищується площа тепловідведення і тим самим забезпечується низька температура роботи в процесі їх експлуатації. Це особливо важливо при використанні в якості магнітного середовища феритів, оскільки вони мають відносно низьку температуру К'юрі (60–120°C), при перевищенні якої магнітна проникність матеріалу різко погіршується [27].

Планарні котушки індуктивності дозволяють виготовляти різного роду мініатюрні пристрої, які по своїй формі можна розділити на меандри і спіральні. Спіральні котушки, в свою чергу, за формою поділяються на кругові, квадратні, полігонні та інші [28-32]. На рис. 1.6 показані варіанти

конфігурацій планарних індуктивних елементів, які застосовуються у високочастотних системах.

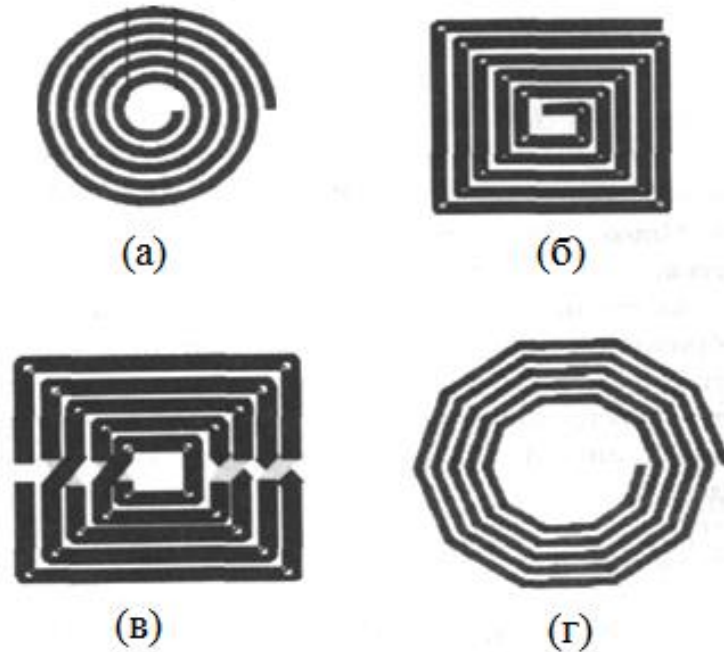


Рис. 1.6. Варіанти спіральних котушок: а – кругова, б – квадратна, в – симетрична, г – полігонна

Такі котушки знаходять своє застосування як елементи гібридних мікросхем. Площа таких котушок не перевищує 1 см^2 , а кількість витків не більше 10. Їх добротність не перевищує 20...30 в діапазоні робочих частот 10...100 МГц.

Індуктивні елементи типу меандр використовуються для одержання низьких значень індуктивності, зазвичай менше 10 нГн, і використовуються в основному в мікросхемах, що працюють на частотах порядку 1–10 МГц [33].

Підвищення індуктивності можна досягнути, розмістивши магнітний матеріал на шляху руху магнітного потоку. Запропонована авторами [40] конструкція (рис. 1.7) дозволяє підвищити індуктивність індуктивного елемента з кількістю витків 30 до 0,2 мкГн.

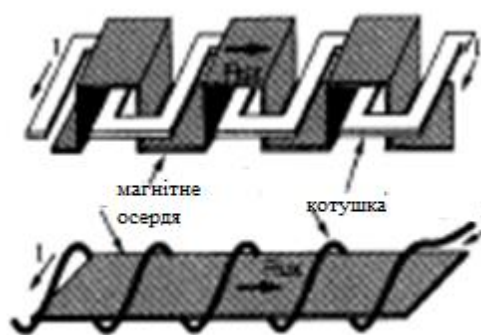


Рис 1.7 Плоскі катушки типу меандр з магнітопроводом.

На відміну від катушок з елементами типу меандр, спіральні катушки володіють більш високою індуктивністю та добротністю, що забезпечило їх ширше використання в електротехніці. Зокрема, для виготовлення елементів безпроводних зарядних пристроїв [34], силових трансформаторів [35-42]. Обмотки таких електричних компонентів можуть виготовлятися у вигляді друкованих доріжок на гнучкій або жорсткій діелектричній підложці з поєднанням феритового осердя (рис 1.8,а).

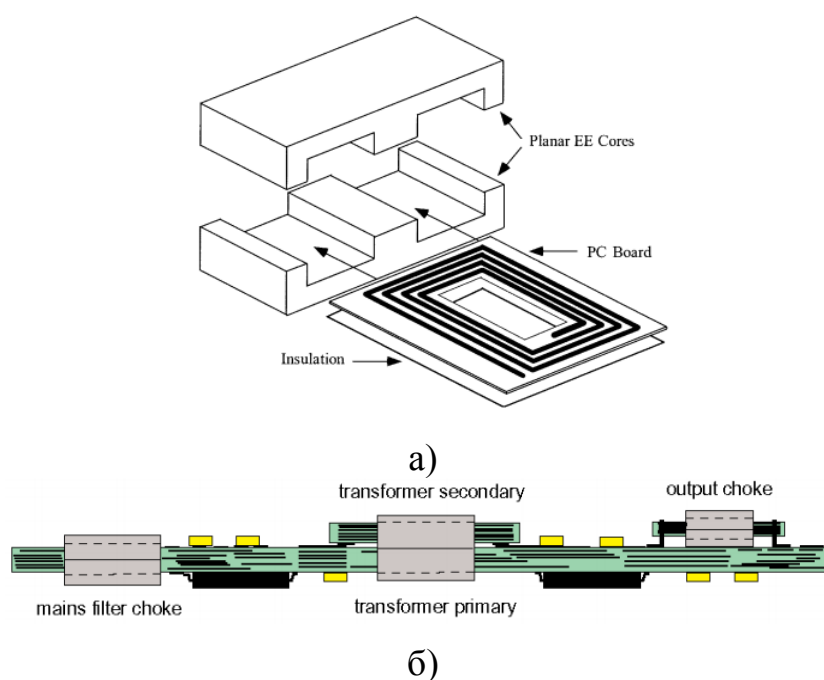


Рис. 1.8. Планарні ІЕ з магнітопроводом: а) трансформатор навісного типу;
б) інтегрований планарний компонент

Зображений на рис.1.8,а трансформатор складається з декількох пластин з нанесеними на них витками обмотки та ізоляційних пластин, що відокремлюють пластини обмотки одну від одної. Всі шари розміщуються один над одним і утримуються двома частинами феритового осердя. Чергування шарів первинної і вторинної обмотками призводить до утворення сильного магнітного зв'язку і, як наслідок, до значного підвищення ККД трансформатора та суттєвого зменшення його габаритних розмірів.

Поряд з ІЕ навісного типу набирають популярності інтегровані планарні компоненти (рис. 1.8,б), які застосовуються в тих випадках, коли складність електричної схеми змушує використовувати багат шарову друковану плату. Типові застосування – малопотужні перетворювачі і пристрої обробки сигналів. У них використовується в основному комбінація Ш–подібного осердя або феритових пластини малих розмірів. Основними конструктивними перевагами є мала висота і хороші високочастотні характеристики.

Навісні компоненти використовуються для потужних перетворювачів. Вони в основному складаються з двох Ш–подібних осердь великого розміру. Основними конструктивними вимогами є теплові характеристики. Конструкція обмотки залежить від сили струму. Занурення навісних компонентів в плату дозволяє зменшити висоту збірки не змінюючи розташування компонентів.

Гібридні компоненти зменшують кількість навісних обмоток за рахунок доріжок на друкованій платі, а в інтегрованому варіанті навісні обмотки взагалі відсутні [33-44]. Можливі також комбінації цих двох типів. Наприклад, перетворювач потужності може мати первинну обмотку трансформатора і дросель мережевого фільтра, вбудовані в друковану плату, а вторинну обмотку і вихідний дросель – на окремих друкованих платах.

Ще однією позитивною характеристикою планарних ІЕ є малий розкид електричних параметрів при їх серійному виробництві. Трансформатор та дросель з дротяною обмоткою володіють великим розкидом параметрів, так як провідник в процесі намотування лягає на каркас нерівномірно, що не може не впливати на параметри пристрою (індуктивність, добротність). Планарні ІЕ збираються на основі багат шарових друкованих плат, кожна з яких виготовляється одним і тим самим способом.

Світовими лідерами з випуску планарних ІЕ є такі фірми як: Ferroxcube, Rayton, Epcos, Murata та ряд інших. Зокрема, фірма Rayton [46] активно розвиває технології побудови гібридних планарних дроселів, які здатні працювати на високих резонансних частотах. Вони побудовані на основі «б-колінного» планарного феромагнітного осердя, сполученого з багатожильною обмоткою. Таке поєднання дозволило отримати високі показники добротності на високих частотах. Наприклад, значення добротності дроселя індуктивністю 40 мкГн при струмі 3 А і робочій частоті 1 МГц становить 500.

Окрім використання планарних ІЕ як окремих компонентів радіоелектронної апаратури, завдяки великій площі поверхні можлива їх комбінація з плоским конденсатором. Таке поєднання дає можливість їх використання в якості фільтрів синфазних перешкод.

В роботі [43] планарний ІЕ запропоновано використати не лише в якості дроселя ЕПРА газорозрядних ламп, але й в поєднанні в одному корпусі із конденсатором як резонансний контур, фільтр вищих гармонік (рис. 1.9).

Достатньо велика площа поверхні магнітопроводу планарного ІЕ дає можливість розмістити на його поверхні плоский конденсатор. Такі інтегровані LC системи запропоновано використовувати як в якості резонансного контура газорозрядних ламп, так і елемента коректора коефіцієнта потужності .

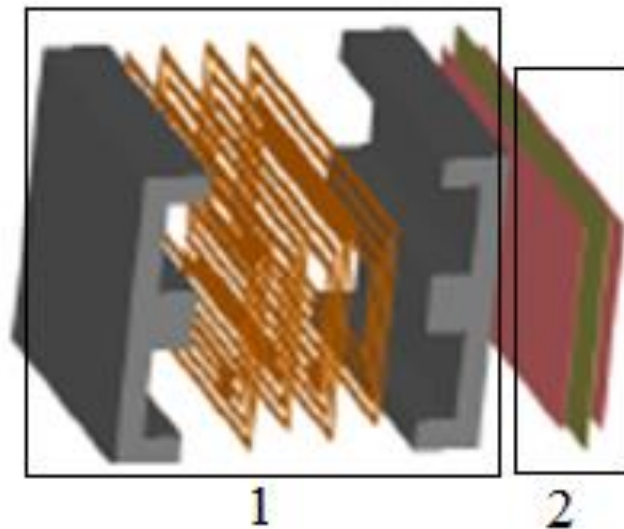


Рис. 1.9. Інтегрований LC елемент 1 – індуктивний елемент, 2 – конденсатор

Показано, що використання таких інтегрованих елементів дозволяє зменшити габаритні розміри ЕПРА в 1,5 рази в порівнянні з використанням дискретних елементів при збереженні електричних характеристик. Проведений температурний розрахунок показав, що середня температура таких структур становить 115 °С при температурі оточуючого середовища 25 °С. Така температура є достатньо високою при умові щільного розміщення компонентів схеми, а такий LC елемент потребує системи додаткового охолодження, оскільки магнітні характеристики деяких феритів сильно залежать від їх температури.

1.3 Вплив магнітного середовища на електромагнітні параметри ІЕ

Для підвищення індуктивності та мінімізації розмірів планарних ІЕ в їх конструкцію додають осердя з феромагнітного матеріалу. Основною характеристикою магнітного матеріалу є магнітна проникність μ . Для практичних цілей використовується відносна магнітна проникність [48]:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0},$$

де μ_0 – магнітна стала.

Низькочастотні перешкоди добре згладжуються котушками з пермалоєвим осердям або з осердям з електротехнічної сталі. При підвищенні частоти перемагнічування до десятків мегагерц втрати на вихрові струми в осерді значно зростають і їх використання стає неефективним.

Були проведені дослідження з вивчення впливу двох типів осердь [49-56]: з пермалою ($\text{Ni}_{0.80} \text{Fe}_{0.2}$) і ортонолу ($\text{Ni}_{0.50} \text{Fe}_{0.5}$) на ІЕ, виконані на кремнієвій підкладці при роботі на низьких частотах. Вони показали, що осердя з пермалою дозволяють отримати великі значення індуктивності в порівнянні з осердям з ортонолу. У ІЕ з осердям з ортонолу струм насичення вищий, ніж у ІЕ з осердям з пермалою.

Пермалої – група сплавів заліза і нікелю (іноді з кобальтом) з вмістом нікелю від 35 до 80 %, легованих Мо, Cr, Mn, Si та іншими елементами. Відрізняються високим значенням магнітної проникності в слабких магнітних полях і малим значенням коерцитивної сили. За вмістом нікелю розрізняють сплави низьконікелеві (40–50% Ni) і високонікелеві (70–80% Ni). Низьконікелеві пермалої характеризуються більш високою індукцією насичення, приблизно вдвічі вищим питомим електричним опором, більш простою термообробкою. Магнітна проникність високонікелевих пермалоїв в кілька разів більша, а коерцитивної сила менша, ніж в низьконікелевих.

Класичний пермалой має склад 78,5% Ni 21,5% Fe. Кращі магнітні властивості у супермаллоя (79% Ni, 15% Fe, 5% Mo, 0,5% Mn). До недоліків цих сплавів слід віднести більш низькі значення індукції насичення і вищу

вартість у порівнянні з електротехнічними сталями, чутливість до механічних напружень і потреба в складній термообробці.

Низьконікелеві пермалої рекомендується застосовувати для малогабаритних трансформаторів, дроселів, реле і деталей магнітопроводів, які працюють з підвищеними індукціями і на підвищених частотах.

Високонікелеві сплави використовують в малогабаритних трансформаторах, реле, магнітних екранах, тонкі стрічки застосовують в імпульсних трансформаторах, магнітних підсилювачах, безконтактних реле.

Зменшення втрат в осерді можливе за рахунок збільшення електричного опору матеріалу осердя. До таких матеріалів відносяться магнітом'які ферити, що являють собою суміш оксидів деяких металів. Промислові магнітом'які ферити – це в основному полікристалічні матеріали, синтезовані по керамічній технології.

Магнітом'які ферити діляться за своєю структурою на три великі класи:

- нікель–цинкові (NiZn);
- марганець–цинкові (MnZn);
- феритові полімерні, композиційні матеріали (FPC), що мають розподілений повітряний зазор.

Нікель–цинкові ферити характеризуються меншою в порівнянні з марганець–цинковими феритами індукцією насичення і, як правило, можуть працювати при більш високих частотах. Їм властива більш висока точка Кюрі (при якій матеріал повністю втрачає свої феромагнітні властивості). FPC–матеріали виконуються як порошкові або стрічкові вироби.

На світовому ринку виробників феромагнітних матеріалів лідируючі позиції займають такі фірми: EPCOS, TDK, HITACHI, Ferroxcube(PHILPS) та ряд інших.

Питомий опір феритів в $10^6 - 10^{13}$ разів більший питомого опору провідних матеріалів, а втрати на вихрові струми, відповідно, менші. Це дозволяє використовувати ферити при виготовленні виробів, призначених для роботи в областях звукових і радіочастот. До недоліків феритів слід віднести низькі значення індукції насичення, порівняно малу магнітну проникність, велику залежність магнітних властивостей від температури, значні крихкість і твердість.

До основних областей застосування MgZn-феритів відносять:

- силові трансформатори джерел електроживлення для частотного діапазону 1 кГц...1МГц;
- потужні котушки індуктивності;
- індуктивні елементи загального призначення;
- телекомунікаційні фільтри.

NiZn-ферити отримали своє розповсюдження при виготовленні:

- резонансних контурів, фільтрів для широкого діапазону частот;
- елементів для екранування від високочастотного випромінювання;
- тококомпенсуючих дроселів;
- широкосмугових трансформаторів.

Вплив температури на параметри феритів

Температурний режим ІЕ являється одним з основних факторів, що впливають на стабільність параметрів феритових осердь, які знаходяться безпосередньо біля джерела тепла (катушки). При зміні температури осердя зміна його початкової магнітної проникності відбувається пропорційно температурі[57]:

$$\Delta\mu/\mu_{\text{поч.}} = \mu_{\text{поч.}} \alpha_{\mu} \Delta T,$$

де $\Delta\mu/\mu_{\text{поч.}}$ – відносна зміна магнітної проникності %; α_{μ} – відносний температурний коефіцієнт магнітної проникності; ΔT – зміна температури. Наприклад, для марки нікель–цинкового феритів 400НН величина α_{μ} в діапазоні температур $-70\dots+70$ °С лежить в межах $+5\dots+15$. Експерименти показали, що тривалий вплив від'ємної температури на ферити марганець – цинкової групи не суттєво впливає на його магнітні параметри, а додатна температура призводить до необоротних процесів та погіршує магнітну проникність. На відміну від них нікель–цинкові ферити можуть стабільно працювати тривалий час при підвищеній додатній температурі.

Для створення індуктивних елементів радіоелектронної апаратури використовують магнітні матеріали, до яких виставляють такі вимоги:

1. Матеріал повинен легко намагнічуватися під дією постійного поля або однополярного імпульсу та легко перемагнічуватися в змінному полі, тобто петля гістерезису повинна бути достатньо вузькою з малим значенням коерцитивної сили і великим значенням магнітної проникності. Такі вимоги дозволяють підвищити ефективність електромагнітних елементів.

2. Матеріал повинен мати велике значення індукції насичення, тобто забезпечувати проникнення найбільшого магнітного потоку в осердя з відповідним поперечним перерізом. Виконання такої вимоги дозволяє одержати найменші габарити та масу пристрою, а якщо задані габарити – то найбільшу потужність або напругу на виході пристрою.

3. Під час роботи в змінному магнітному полі в матеріалі повинні бути найменші витрати, які утворюють вихрові струми, магнітна в'язкість та гістерезис, тому що вони визначають робочу температуру осердя та

пристрою в цілому. Їх зниження не лише підвищує ККД пристрою, а також дозволяє створити елементи, які працюють на підвищених частотах.

Окрім перерахованих головних вимог до магнітних матеріалів, які використовуються в тих чи інших електромагнітних пристроях, виставляють специфічні вимоги. Зокрема вимоги щодо магнітної проникності при імпульсному перемагнічуванні.

1.4 Аналіз методів моделювання електромагнітних характеристик індуктивних елементів

Поширеним методом розрахунку електромагнітних полів є метод скінченних різниць або метод сіток. Суть методу полягає в заміні диференціальних рівнянь кінцево–різницеви аналогами. З математичної точки зору відбувається перехід від безперервного простору до дискретного простору функцій (дискретної скінченно–різницевої сітки). Вирішення завдання, таким чином, зводиться до вирішення системи лінійних рівнянь високого порядку з стрічковою матрицею коефіцієнтів. Метод скінченних різниць застосуємо лише при вирішенні внутрішніх задач Діріхле та Неймана, тобто в строго закритих областях [58-61].

Даний метод застосовується при розрахунку поля в однорідних і в кусочно–однорідних середовищах і ефективно використовується при розрахунку полів з урахуванням об'ємного заряду. Метод скінченних різниць дає стійке вирішення задачі у випадку побудови стійких швидкодіючих ітераційних схем вирішення систем алгебраїчних рівнянь.

При розрахунку методом скінченних елементів будується сітка скінченних елементів: простір який займає поле, розбивається за допомогою прямих і кривих ліній (при двовимірній задачі), а також за допомогою плоских або кривих поверхонь (при тривимірній задачі), на окремі частини, які мають досить малі, але скінченні розміри. Ці частини називаються

скінченними елементами. При вирішенні двовимірної задачі скінченні елементи найчастіше мають форму трикутників або прямокутників, а при тривимірній задачі форму – паралелепіпедів, тетраєдрів, всі бічні поверхні яких є трикутники. Сторони плоских скінченних елементів можуть також обмежуватися кривими лініями, а зовнішні поверхні об'ємних можуть бути вигнутими. Скінченні елементи не повинні перекривати один одного. Особливі точки кінцевих елементів (в цих точках розраховуються значення невідомих параметрів) називаються вузлами або вузловими точками. Вузли збігаються з вершинами скінченних елементів.

Далі для пояснення основної ідеї методу скінченних елементів будемо мати на увазі розрахунок двовимірного безвихрового магнітного поля з допомогою трикутних скінченних елементів першого порядку. Кожен такий елемент має три вершини–вузли. Скалярний магнітний потенціал кожного кінцевого елемента представляється у вигляді полінома з постійними в межах цього елемента коефіцієнтами. Для трикутного елемента потенціал в Декартові системі координат представляється поліномом першого порядку:

$$p = a_i + b_i x + c_i y,$$

де a_i , b_i , c_i – невідомі постійні коефіцієнти.

Основне завдання розрахунку методом скінченних елементів – визначити ці коефіцієнти для всіх скінченних елементів, так як це означає можливість розрахунку скалярного магнітного потенціалу в будь-якій точці поля. На рис. 1.10 приведена модель двовимірного поля, побудованого за допомогою шести трикутних скінченних елементів, номери яких показані цифрами в круглих дужках.

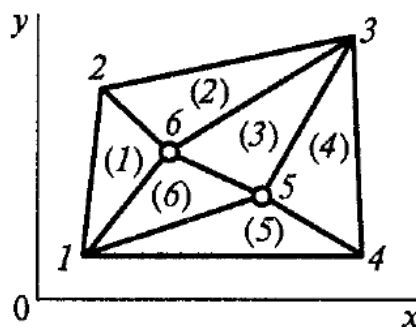


Рис.1.10. Двовимірне поле, розбите на трикутні скінченні елементи: 1 – 6 – вузли сітки, (1) – (6) – скінченні елементи

Номери вузлів зображені цифрами без дужок. Вихідними даними є відомі значення потенціалів або їх градієнтів на границях поля. Це дає додаткові рівняння щодо вузлів, які є загальними у суміжних скінченних елементах. Для вузла (2) можна записати:

$$p_2(1) = p_2(2),$$

а для вузла 6 будемо мати:

$$p_6(1) = p_6(2) = p_6(3) = p_6(6).$$

Основні форми при формуванні системи рівнянь для розрахунку поля методом кінцевих елементів можна отримати різними способами:

- методом мінімізації деякого функціоналу;
- методом зважених нев'язок, наприклад, методом Гальоркіна;
- методом найменших квадратів.

Вихідні дані, доповнені граничними умовами, і енергетичні залежності призводять до системи алгебраїчних рівнянь, яка дозволяє розрахувати шукані коефіцієнти поліномів всіх скінченних елементів. Після визначення в

будь-якому вузлі поля можна визначити напруженість магнітного поля, магнітну індукцію та інші параметри.

Серед засобів забезпечення досліджень важливе місце займають програмні комплекси, засновані на використанні методу скінченних елементів (МСЕ), які дозволяють проводити імітаційне моделювання роботи конструкції на основі опису її геометрії, фізики модельованих процесів, властивостей використаних матеріалів та заданими користувачем початковими даними. Серед комплексів програм можна вказати такі продукти як ANSYS, MSC / NASTRAN, COMSOL Multiphysics, SAMCEF, ABAQUS, FEMAP та інші [62-69].

Програмні комплекси, засновані на використанні методу скінченних елементів, підрозділяються на дві основні групи:

1. Програми кінцево-елементного аналізу (DesignSpace, MSC / InCheck і інші), що вбудовуються на рівні меню відомих CAD- програм і мають в своєму розпорядженні необхідний інструментарій для швидкого розрахунку елементів або складальних одиниць безпосередньо в середовищі їх розробки.

2. Програми, орієнтовані на підготовку повноцінної кінцево-елементної моделі досліджуваного об'єкта або процесів з максимальними можливостями моделювання, врахування особливостей геометричного, силового характеру і виконання різних видів розрахунків (ANSYS, COMSOL Multiphysics).

COMSOL Multiphysics для вирішення задач використовує метод скінчених елементів. Програмне забезпечення запускає аналіз разом з сіткою скінчених елементів враховує, геометричну конфігурацію моделі і контролює похибку моделювання з використанням різноманітних чисельних методів. Програма дозволяє моделювати широкий спектр наукових і інженерних задач з багатьох областей фізики, таких як, акустика, хімічні

реакції, дифузія, електромагнетизм, гідродинаміка, тепломасоперенос, оптика, квантова механіка, напівпровідникові пристрої та багато інших.

Висновки до розділу

1. Проведено аналіз світлотехнічних та електричних характеристик комплекту ЛЛ – ЕПРА.
2. Розглянуто можливі конструкції та особливості поведінки планарних індуктивних елементів в високочастотних електромагнітних полях.
3. Проведено аналіз методів моделювання електромагнітних характеристик індуктивних елементів та існуючих програмних комплексів.

РОЗДІЛ 2

РОЗРАХУНОК МАГНІТНИХ ТА ЕЛЕКТРИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНИХ ІНДУКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ НА ОСНОВІ ЇХ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ

2.1 Вплив форми котушки індуктивного елемента на його електротехнічні параметри

Аналіз існуючих планарних індуктивних елементів показав широку різноманітність форм їх котушок (кругла, квадратна, трикутна, п'ятикутна та ін.) та конструкцій (одно- багат шарова). Вибір тої чи іншої форми та конструкції зумовлений її електротехнічними параметрами (індуктивністю, опором, габаритними розмірами). Тому постає завдання дослідження впливу форми планарної котушки на її електротехнічні параметри.

Для розрахунку власної і взаємної індуктивностей котушок застосовуються два принципово відмінних один від одного методи: метод масивного витка і метод сумування [71].

Метод масивного витка базується на тому, що індуктивність котушки з w витків в w^2 раз більша, ніж індуктивність масивного витка, що має таку ж форму і розміри, як і котушка. Тобто взаємна індуктивність двох котушок з кількістю витків w_1 і w_2 в $w_1 \cdot w_2$ разів більша взаємної індуктивності відповідних масивних витків.

При розрахунку методом сумування власна індуктивність котушки розраховується як сума власних і взаємних індуктивностей всіх її витків, а взаємна індуктивність двох котушок визначається як сума взаємних індуктивностей всіх витків однієї котушки з усіма витками іншої котушки.

В цьому випадку індуктивність планарного ІЕ, який складається з w витків, може бути представлена як:

$$L = \sum_{k=1}^w L_k + \sum_{k=1}^w \sum_{m=1}^w M_{km}, \quad k \neq m, \quad (2.1)$$

де L_k – власна індуктивність k -го витка;

M_{km} – взаємна індуктивність k -го і m -го витка.

Взаємна індуктивність двох окремих витків визначається як:

$$M_{km} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{l_k} \int_{l_m} \frac{dl_k dl_m}{a}, \quad (2.2)$$

де a – найкоротша відстань від елемента dl_k k -го витка до елемента dl_m m -го витка.

Таким чином, взаємна індуктивність витків та індуктивність планарного ІЕ в цілому буде залежати від його геометричних параметрів, що визначають форму, розміри та взаємне розміщення витків.

При розрахунку індуктивності планарного елемента його витки замінили відповідної форми замкнутими контурами рис. 2.1 [72].

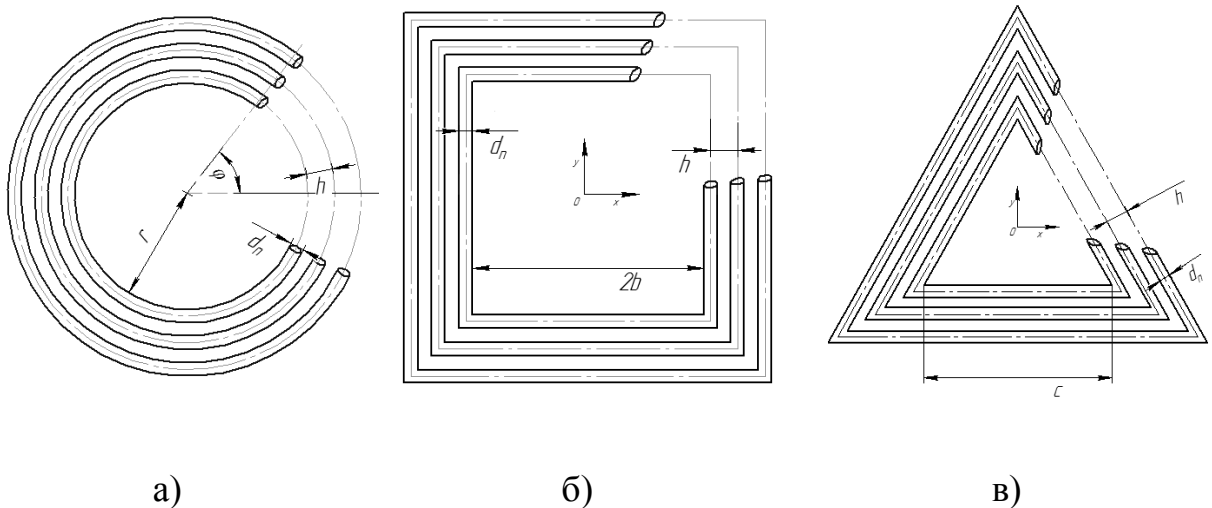


Рис. 2.1. Схематичне представлення планарних котушок різної форми:

а – кругла, б – квадратна, в – трикутна

Індуктивність одношарової котушки круглої форми – $L_{кр.}$, квадратної – $L_{кв.}$, у вигляді рівностороннього трикутника – L_{mp} можна виразити за допомогою таких рівнянь[73]:

$$L_{кр.} = \mu_0 \sum_{k=0}^{w-1} \sum_{m=0}^{w-1} \int_0^{\pi} \frac{C_{1кр} C_{2кр} \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{C_{1кр}^2 + C_{2кр}^2 - 2C_{1кр} C_{2кр} \cos \varphi}}, \quad (2.3)$$

$$C_{1кр} = r + \frac{d_n}{2} + hm, \quad C_{2кр} = r + hk;$$

$$L_{кв.} = \frac{2\mu_0}{\pi} \sum_{k=0}^{w-1} \sum_{m=0}^{w-1} \int_{x_1=0}^{b+\frac{d_n}{2}+kh} \int_{x_2=-b-mh}^{b+mh} \frac{dx_1 dx_2}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + C_{1кв.}^2}} - \frac{dx_1 dx_2}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + C_{2кв.}^2}},$$

$$C_{1кв.} = (m - k)h - \frac{d_n}{2}, \quad C_{2кв.} = 2b + (m + k)h + \frac{d_n}{2}; \quad (2.4)$$

$$L_{mp} = \frac{3\mu_0}{2\pi} \sum_{k=0}^{w-1} \sum_{m=0}^{w-1} \int_{x_1=0}^{\frac{c+d_n\sqrt{3}}{2} + \frac{hm\sqrt{3}}{2}} \int_{x_2=-\frac{c}{2}-hk\sqrt{3}}^{\frac{c}{2}+hk\sqrt{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + C_{1mp}^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + ((\frac{c}{2} - |x_2|)\sqrt{3}) + C_{2mp}^2}} \right) dx_1 dx_2 \quad (2.5)$$

$$C_{1mp} = \frac{d_n}{2} + h(m - k), \quad C_{2mp} = \frac{d_n}{2} + h(m + 2k).$$

де μ_0 – магнітна стала, яка дорівнює $4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м,

m та k – порядковий номер витка котушки (внутрішній виток прийнято за нульовий),

w – кількість витків,

d_n – діаметр провідника,

h – відстань між витками,

r – внутрішній радіус котушки.

Якщо геометричні розміри котушки задано в мм, то її індуктивність визначатиметься в мГн.

Розрахунок проводився для п'яти варіантів котушок:

- 1) кругла радіусом r ;
- 2) квадратна з стороною $b = 2r$, яка описана навколо круглої з радіусом r ;
- 3) кругла радіусом $r_{кв} = r\sqrt{2}$, яка описана навколо квадратної;
- 4) трикутна зі стороною $c = \frac{6r}{\sqrt{3}}$, яка описана навколо круглої з радіусом r ;
- 5) кругла радіусом $r_{mp} = 2r$, яка описана навколо трикутної.

Відстань між витками та діаметр провідника для всіх типів котушок однакові та рівні $h = 0,1$ мм, $d_n = 0,11$ мм. Радіус круглої котушки рівний $r = 6$ мм.

На рис 2.2 показано залежність індуктивності плоских одношарових котушок з різною кількістю витків.

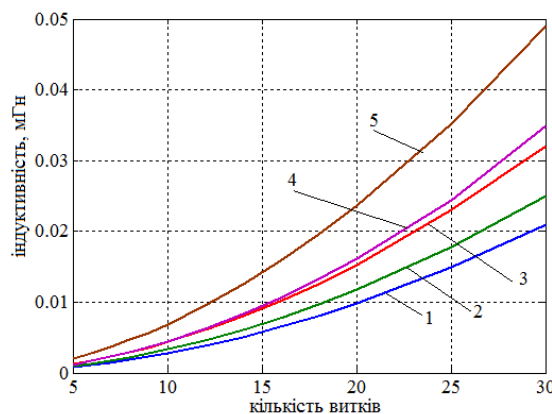


Рис. 2.2 Залежність індуктивності від кількості витків для різного типу плоских одношарових котушок: 1 – кругла радіусом r , 2 – квадратна з стороною $b = 2r$, 3 – кругла радіусом $r_{кв} = r\sqrt{2}$, 4 – трикутна з стороною

$$c = \frac{6r}{\sqrt{3}}, 5 – кругла радіусом $r_{mp} = 2r$.$$

З рисунка видно, що індуктивності для трикутної котушки та круглої з радіусом r_{mp} зростають швидше із збільшенням кількості витків у порівнянні з котушками інших форм. Це пояснюється більшою площею, яку охоплює внутрішній виток, а також більшим приростом загальної площі зі збільшенням кількості витків.

Оскільки котушка повинна забезпечити потрібну індуктивність при малих габаритних розмірах, тому є доцільним розрахувати залежність індуктивності від її площі. Площі даних котушок можна розрахувати, враховуючи вирази для вписаного та описаного кола, для трикутника і квадрата:

$$S_{кр} = \pi r^2, S_{кр,кв} = r_{кв}^2, S_{кр,тр} = r_{тр}^2, S_{кв} = 4r^2, S_{тр} = 3\sqrt{3}r^2, .$$

де $S_{кр}$ – площа круглої котушки,

$S_{кр,кв}$ – площа круглої котушки, описаної навколо квадратної,

$S_{кр,тр}$ – площа круглої котушки, описаної навколо трикутної,

$S_{кв}$ – площа квадратної котушки,

$S_{тр}$ – площа трикутної котушки.

Вирази для визначення площ відповідних котушок матимуть вигляд:

$$S_{кр} = \pi(r + wd_n + (w-1)h)^2, \quad (2.6)$$

$$S_{кр,кв} = \pi(\sqrt{2}(r + wd_n + (w-1)h))^2, \quad (2.7)$$

$$S_{кр,тр} = \pi(2(r + wd_n + (w-1)h))^2, \quad (2.8)$$

$$S_{кв} = 4(r + wd_n + (w-1)h)^2, \quad (2.9)$$

$$S_{тр} = 3\sqrt{3}(r + wd_n + (w-1)h)^2. \quad (2.10)$$

На рис. 2.3 показано залежності індуктивності одношарових котушок (мГн) від їх площі (мм²). Маркери на графіках відповідають кількості витків $w = [5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 25, 30]$.

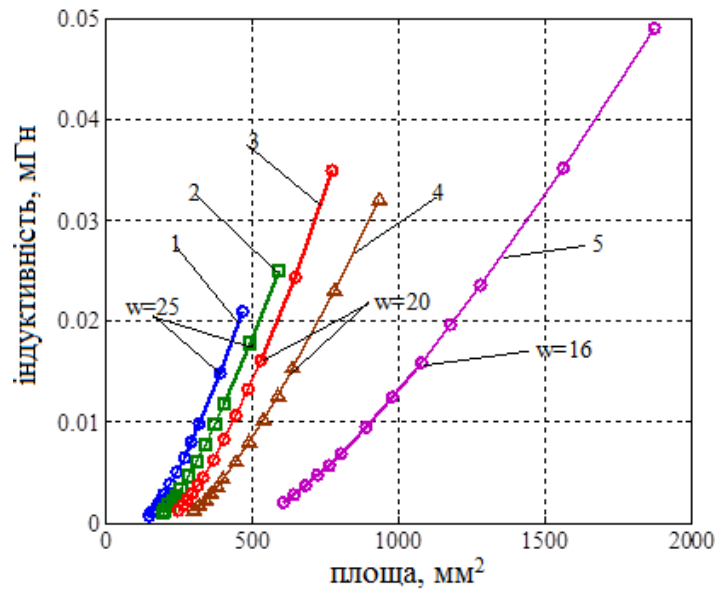


Рис. 2.3 Залежність індуктивності одношарових котушок різної форми від їх площі: 1) – кругла радіусом r , 2 – квадратна з стороною $b = 2r$, 3 – кругла радіусом $r_{кв} = r\sqrt{2}$, 4) – трикутна з стороною $c = \frac{6r}{\sqrt{3}}$, 5 – кругла радіусом

$$r_{mp} = 2r.$$

Видно, що для забезпечення однакової індуктивності (наприклад, 0,015 мГн) котушка круглої форми матиме 25 витків, квадратної – приблизно 23, а трикутної – 19. Круглі котушки, що описані навколо квадратної та трикутної матимуть, 20 та 16 витків, відповідно. Видно, що при вказаній індуктивності площі котушок будуть суттєво відрізнятися, хоча найменшу та найбільшу площі матимуть котушки круглої форми.

При виборі круглої форми котушки варто звернути увагу на те, що для забезпечення малого значення індуктивності та площі ІЕ варто вибирати котушки з малим радіусом внутрішнього витка. Адже, як видно, кругла котушка з радіусом r , маючи 20 витків (крива 1), забезпечує приблизно таку

ж індуктивність, як і кругла котушка, описана навколо трикутної з радіусом $r_{mp} = 2r$ (крива 5), що складається з 12 витків. Причому площа першої становить 320 мм^2 , а другої – 900 мм^2 .

Збільшення кількості витків супроводжується збільшенням довжини провідника, що призводить до зростання омичного опору котушки та збільшення витрат матеріалу на її виготовлення. Загальну довжину провідника котушки з w витків можна розрахувати як суму периметрів її витків. В такому випадку вирази для довжини провідників досліджуваних конфігурацій котушок, виражених через радіус вписаного та описаного кола, дорівнюють:

$$l_{кр} = \sum_{m=1}^w 2\pi(r + wd_n + (w-1)h), \quad (2.11)$$

$$l_{кр,кв} = \sum_{m=1}^w 2\pi(\sqrt{2}(r + wd_n + (w-1)h)), \quad (3.12)$$

$$l_{кр,мп} = \sum_{m=1}^w 4\pi(r + wd_n + (w-1)h), \quad (2.13)$$

$$l_{кв} = \sum_{m=1}^w 8(r + wd_n + (w-1)h), \quad (2.14)$$

$$l_{мп} = \sum_{m=1}^w 6\sqrt{3}(r + wd_n + (w-1)h). \quad (2.15)$$

Опір котушки визначимо з рівняння:

$$R = \rho \frac{l_{ком}}{S_{пр}}, \quad (2.16)$$

де ρ – питомий опір матеріалу (у випадку котушки, виготовленої з мідного провідника, $\rho = 1,75 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$),

$l_{ком}$ – довжина провідника котушки відповідної форми.

Зв'язок між індуктивністю одношарової котушки та її опором показано на рис. 2.4.

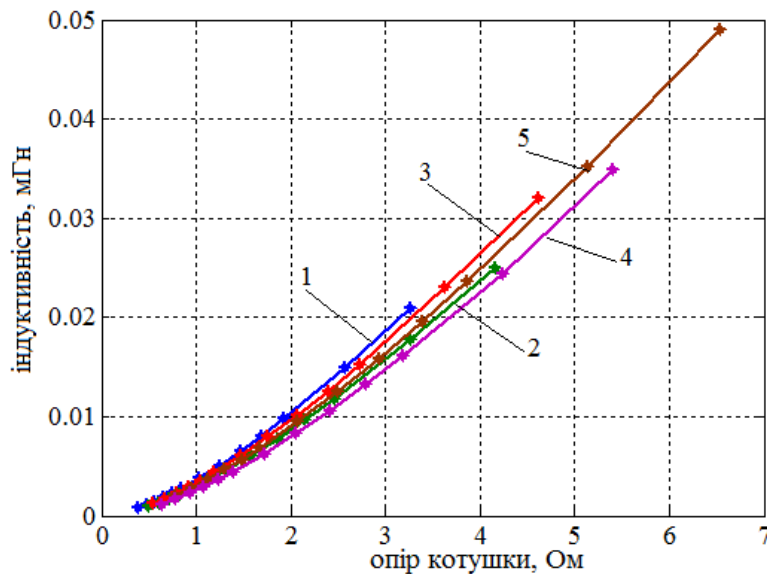


Рис. 2.4 Зв'язок між індуктивністю одношарової котушки та опором її провідника: 1 – круга радіусом r , 2 – квадратна з стороною $b = 2r$, 3 – круга радіусом $r_{ке} = r\sqrt{2}$, 4 – трикутна з стороною $c = \frac{6r}{\sqrt{3}}$, 5 – круга радіусом $r_{mp} = 2r$.

Видно, що опір котушок різної форми при кількості витків менше 10 суттєво не відрізняється та забезпечує приблизно однакову їх індуктивність. При подальшому збільшенні кількості витків залежність опору від конфігурації є більш вираженою. Так кругла котушка індуктивністю 0,02 мГн матиме опір приблизно 3,15 Ом, а трикутна – 3,69 Ом, що на 17 % більше. Також котушки круглої форми, як вписана так і описані навколо квадратної та трикутної, матимуть менший опір, ніж квадратна та трикутна.

Враховуючи, що добротність котушки обернено пропорційна опору провідника, то при одній і тій самій індуктивності добротність котушки круглої конфігурації буде на 17,2 % більша у порівнянні із котушкою трикутної форми.

Варто також відмітити, що форма котушки меншою мірою впливає на її опір, ніж на площу. Тому внутрішній радіус круглої котушки для мінімізації її опору, а отже і підвищення добротності, повинен бути якомога меншим. Вибір квадратної та трикутної форми котушки більш доцільний лише у випадку потреби компактного розміщення серії таких котушок чи інших компонентів на друкованій платі.

Для збільшення індуктивності котушок при збереженні площі їх можна виготовляти з декількох шарів. Індуктивність таких багат шарових ІЕ буде дорівнювати:

$$L_{kp} = \mu_0 \sum_{k=0}^{w-1} \sum_{m=0}^{w-1} \sum_{n=0}^{q-1} \sum_{f=0}^{q-1} \int_0^{\pi} \frac{B_{1kp} B_{2kp} \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{A + B_{1kp}^2 + B_{2kp}^2 - 2B_{1kp} B_{2kp} \cos \varphi}},$$

$$B_{1kp} = r + \frac{d_n}{2} + h_2 m, \quad B_{2kp} = r + h_2 k; \quad A = h^2 (m - k)^2; \quad (2.15)$$

$$L_{кв} = \frac{2\mu_0}{\pi} \sum_{n=0}^{q-1} \sum_{f=0}^{q-1} \sum_{k=0}^{w-1} \sum_{m=0}^{w-1} \int_{x_1=0}^{b+\frac{d_n}{2}+fh_2} \int_{x_2=-b-mh_2}^{b+mh_2} \frac{dx_1 dx_2}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + B_{1кв}^2 + A}} - \frac{dx_1 dx_2}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + B_{2кв}^2 + A}},$$

$$B_{1кв} = (n - f)h_2 - \frac{d_n}{2}, \quad B_{2кв} = 2b + (n + f)h_2 + \frac{d_n}{2}; \quad (2.16)$$

$$L_{mp} = \frac{3\mu_0}{2\pi} \sum_{n=0}^{q-1} \sum_{f=0}^{q-1} \sum_{k=0}^{w-1} \sum_{m=0}^{w-1} \int_{x_1=0}^{\frac{c+d_n\sqrt{3}}{2}+h_2n\sqrt{3}} \int_{x_2=-\frac{c}{2}-h_2f\sqrt{3}}^{\frac{c}{2}+h_2f\sqrt{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + B_{1mp}^2 + A}} - \frac{1}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + ((\frac{c}{2} - |x_2|)\sqrt{3}) + B_{2mp}^2 + A}} \right) dx_1 dx_2,$$

$$B_{1mp} = \frac{d_n}{2} + h_2(n - f), \quad B_{2mp} = \frac{d_n}{2} + h_2(n + 2f), \quad (2.17)$$

де h_2 – відстань між шарами котушки,

n, f – порядкові номери шарів.

На рис. 2.5 приведений зв'язок між індуктивністю котушок різної конфігурації, розрахованих за формулами (2.15 – 2.17), та їх опором. У цьому випадку опір n -шарової котушки розраховувався як сума відповідних опорів одношарових котушок.

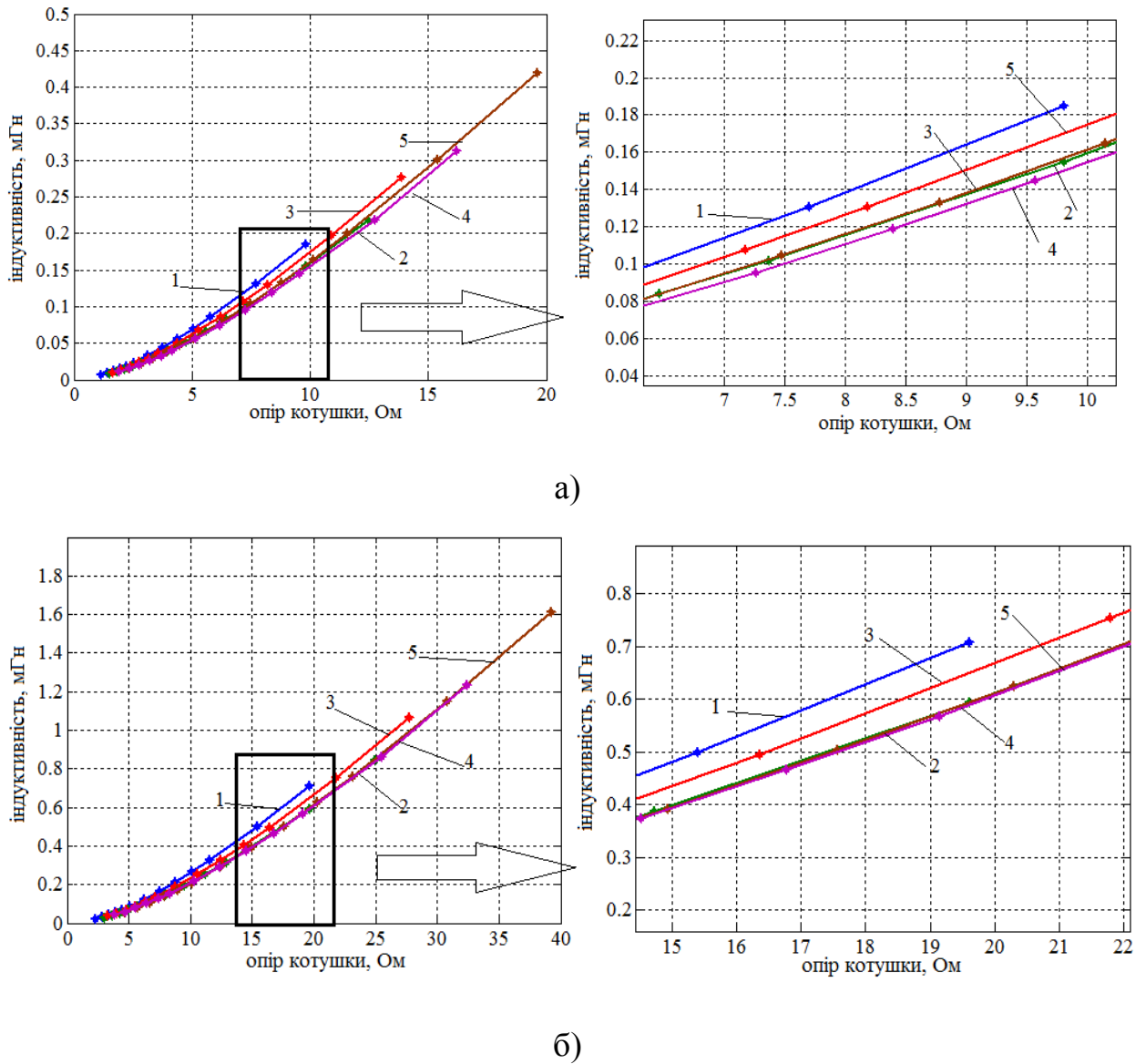


Рис. 2.5 Зв'язок між індуктивністю багатошарових котушок та опором їх провідника: а – тришарової, б – шестишарової: 1 – кругла радіусом r , 2 – квадратна з стороною $b = 2r$, 3 – кругла радіусом $r_{ке} = r\sqrt{2}$, 4) – трикутна з

стороною $c = \frac{6r}{\sqrt{3}}$, 5 – кругла радіусом $r_{mp} = 2r$.

З рисунку видно, що із збільшенням шарів різниця опорів квадратної, трикутної та круглої описаної навколо трикутної, котушок зменшується і при шести шарах практично не відрізняється (рис. 2.5,б криві 2, 4, 5). Опір тришарової трикутної котушки при її індуктивності 0,12 мГн на 17 % більший у порівнянні із круглою (рис. 2.5,а). Збільшення кількості шарів ІЕ призводить як до зростання індуктивності, так і опору. З рис. 2.5,б видно, що опір круглої шестишарової котушки (крива 1) індуктивністю 0,6 мГн становить 17,5 Ом, а трикутної та квадратної (криві 4 та 2) – 19,8 Ом, що на 14 % більше.

Можна зробити висновок, що кругла форма котушки забезпечує кращі електричні характеристики ІЕ у випадку як одношарового, так і багатошарового виконання.

2.2 Моделювання та розрахунок параметрів планарного індуктивного елемента з магнітним середовищем

На основі проведеного аналізу впливу форми планарного ІЕ на його електромагнітні властивості було вибрано варіант багатошарової котушки круглої форми. Для підвищення її індуктивності простір між витками котушки було заповнено феромагнітним матеріалом з високим питомим опором, який виконував одночасно і роль ізолятора. В якості такого матеріалу було використано нікель–цинковий ферит з питомим опором 10^6 Ом·м. Такі ферити отримують поєднанням твердого розчину фериту нікелю (NiFe_2O_4) та фериту цинку (ZnFe_2O_4), та використовують в широкому діапазоні магнітних полів, де немає особливих вимог до температурної стабільності.

Загальний вигляд моделі індуктивного елемента планарної системи зображено на рис.2.6,а.[74]

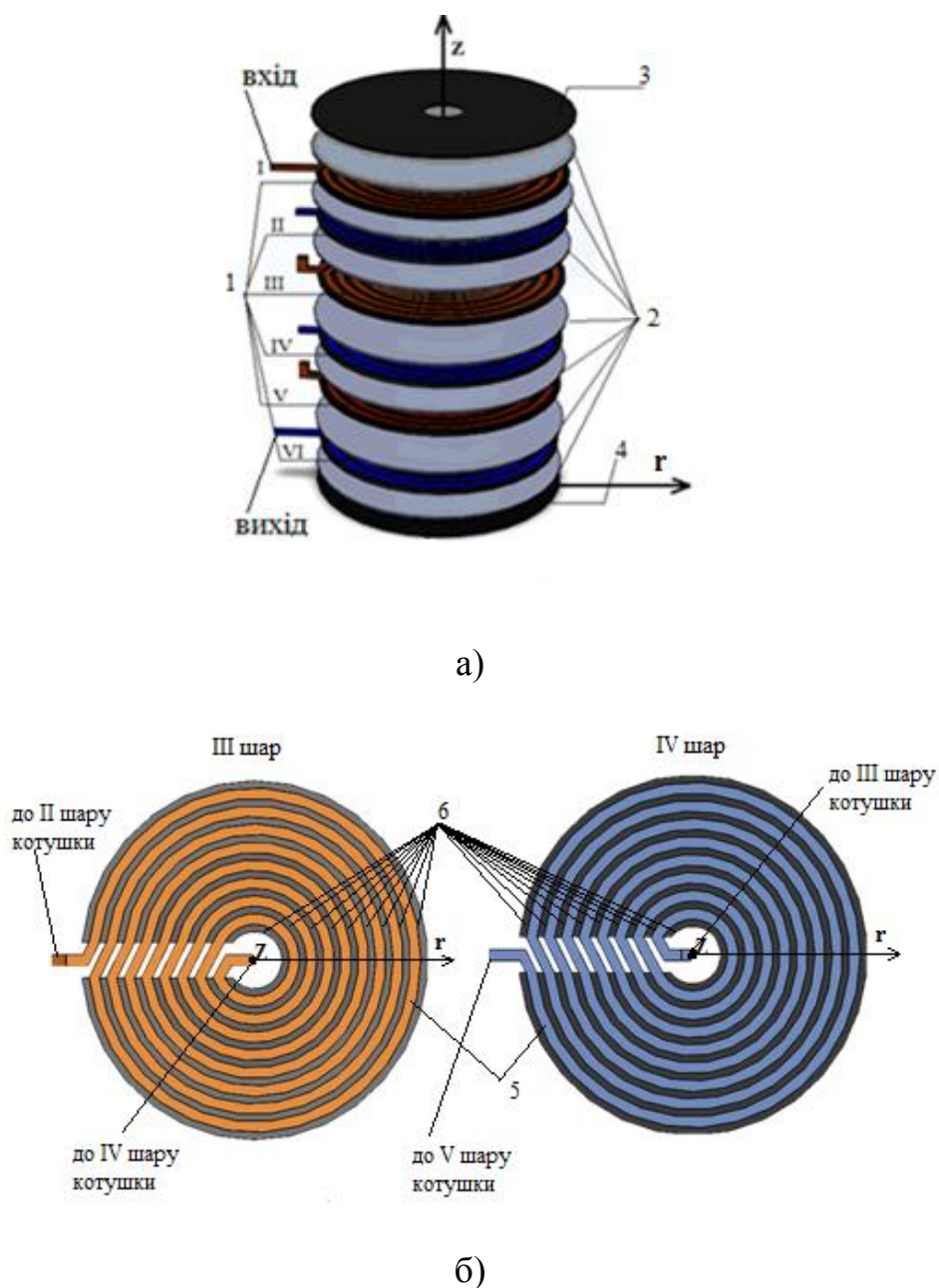


Рис 2.6. Модель дроселя планарної системи: а – загальний вигляд, б – переріз IV та V шару

Окремі шари 1 ІЕ розділені ізоляційними плівками 2 та розміщені між верхньою 3 та нижньою 4 феритовими плівками. Одношарові котушки мають вигляд спіралі, закручені в напрямку за годинниковою стрілкою: непарні шари (I, III, V) – до середини, парні (II, IV, VI) – назовні (рис. 2.6,б).

Така конфігурація шарів ІЕ забезпечує проходження електричного струму в одному напрямку. Простір δ між витками заповнено нікель–цинковим феритом.

Попередні розрахунки індуктивності та опору ІЕ проводилися для котушки, провідник якої мав круглу форму. Також при розрахунку опору не враховувався вплив поверхневих ефектів на розподіл густини струму в провіднику. Для розрахунку електричних та магнітних характеристик ІЕ планарної системи було розроблено його модель в програмному комплексі Comsol Multiphysics, що враховує вплив форми провідника та частоти струму на опір ІЕ та нелінійність залежності $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{H})$ [76-83].

При створенні математичної моделі були зроблені наступні припущення:

- електродинамічні характеристики матеріалів постійні та ізотропні;
- всі величини поля в часі змінюються синусоїдно;
- електромагнітне поле є квазістаціонарним.

Створення моделі та алгоритм розрахунку:

- 1) побудова геометрії та задання класу моделі;
- 2) задання фізичних характеристик матеріалів провідного, ізоляційного та магнітного середовища, відповідним елементам геометрії моделі;
- 3) вибір та опис фізичних процесів, задання початкових та граничних умов;
- 4) створення сітки скінченних елементів;
- 5) розрахунок параметрів та вивід результатів.

Для розрахунку було використано систему рівнянь Максвела, що встановлює зв'язок між компонентами електричного і магнітного полів, а також закон Ампера [84-86].

Система рівнянь для векторного магнітного потенціалу \mathbf{A} матиме вигляд:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}; \\ (j\omega\sigma - \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon) \mathbf{A} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \mu^{-1} \mathbf{B}) = \mathbf{J}_e, \end{cases} \quad (2.18)$$

де \mathbf{B} – вектор магнітної індукції;

σ – питома провідність;

$$j = \sqrt{-1};$$

ω – циклічна частота;

ε_0, μ_0 – електрична та магнітна сталі;

ε, μ – діелектрична та магнітна проникність.

Вектор миттєвого значення густини струму в котушці визначався як

$$\iint_S \mathbf{J}_e = I_k, \quad (2.19)$$

де I_k – струм у котушці, що задавався як початкова умова.

Геометричне представлення моделі ІЕ зображено на рис. 2.7. Котушка збуджувалася синусоїдним струмом I_k в діапазоні частот 10 ... 80 кГц.

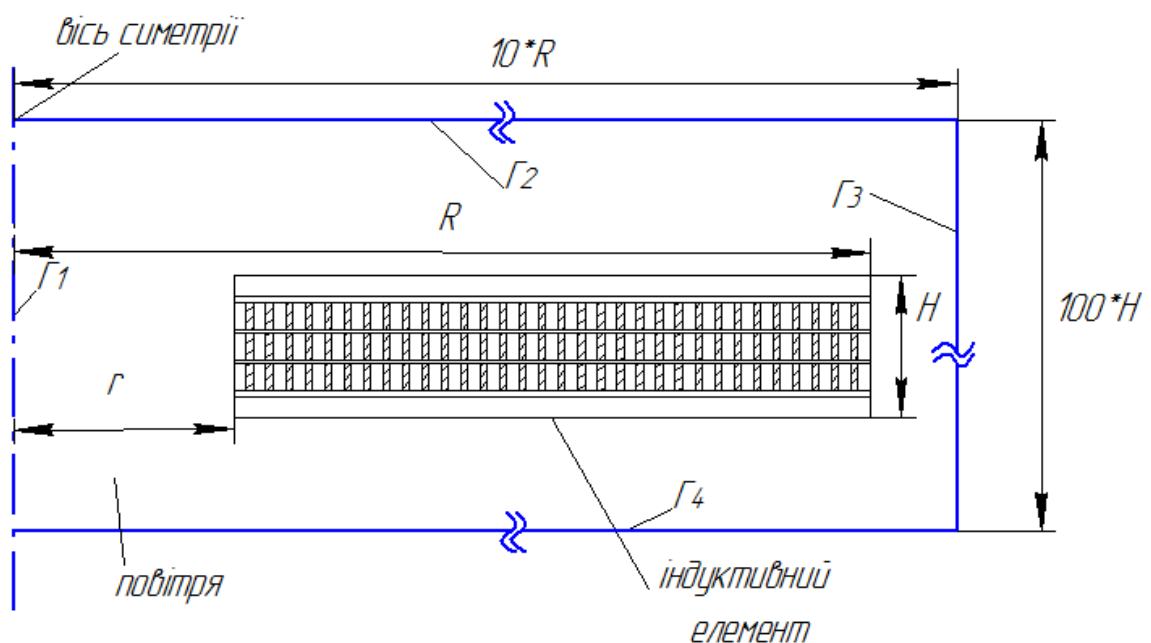


Рис 2.7. Геометрія моделі індуктивного елемента

Витки спіральної котушки планарного ІЕ круглої форми були представлені відповідними замкнутими витками. Це дало змогу перейти від розрахунку тривимірної задачі до плоскої осесиметричної [87-88].

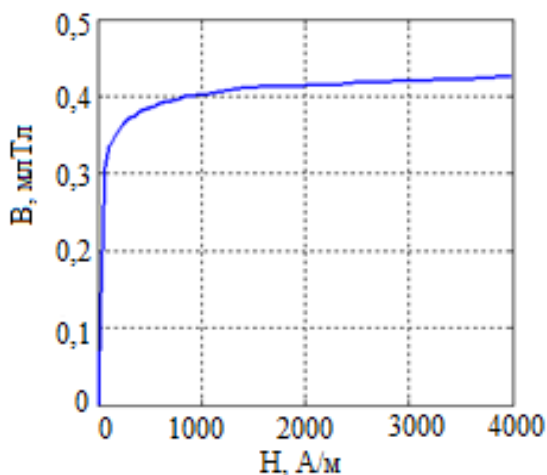
В якості граничних умов було прийнято:

на границі симетрії $\Gamma_1 - B_n = 0$ – нормальна компонента магнітного поля рівна нулю;

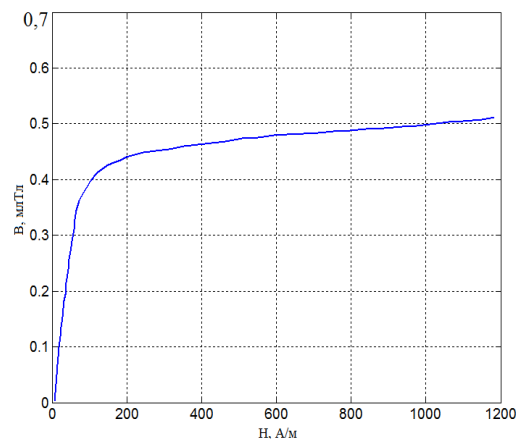
на границі $\Gamma_2 - \Gamma_4$ – умова магнітної ізоляції $\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0$ та електричної ізоляції $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0$, де \mathbf{n} – вектор нормалі до поверхні.

Нелінійність магнітних властивостей магнітопроводу враховувалася за допомогою кривої намагнічування що вводилася в програму у вигляді табличних даних.

В даній конструкції ІЕ верхня та нижня магнітні плівки розділені від провідного матеріалу ізоляційним шаром. Це дозволило використати в якості їх матеріалу окрім нікель–цинкового фериту марки NL80 також магній–цинковий марки PL11, початкові криві намагнічування яких показано на рис. 2.8 [74].



а)



б)

Рис. 2.8. Початкові криві намагнічування феритів марок а – NL80, б – PL11

Простір навколо ІЕ був заповнений повітрям, ширина зони заповнення 43×105 мм. Такі великі розміри області, яка оточує модель ІЕ, вибрано з врахування того, що лінії магнітного поля замикаються на безмежності. Вибір області моделювання, що є близькою до розмірів ІЕ, призведе до отримання неточних результатів.

На основі вихідних даних, доповнених граничними умовами, було розраховано вектор A . Після цього визначили інші інтегральні та диференціальні характеристики поля.

Ключовим кроком для розрахунку математичної моделі в середовищі Comsol Multiphysics є побудова сітки. Цей етап розділяє геометрію моделі на дискретні елементи, мережа яких формує сітку скінчених елементів. Так як метод скінчених елементів – це наближений метод, то точність розрахунків залежить від припущень зроблених в межах однієї дискретної області. Дрібну сітку потрібно формувати на границі розподілу середовищ, та в тих областях моделі де потрібно забезпечити високу точність отриманих результатів. Більш рідка сітка формується в місцях що не представляють уваги для моделювання.

Сітку скінченних елементів для розрахунку електромагнітного поля моделі планарного ІЕ показано на рис.2.9. Вона складається з 13819 трикутників, 2268 скінченних елементів та має 408 вузлів.

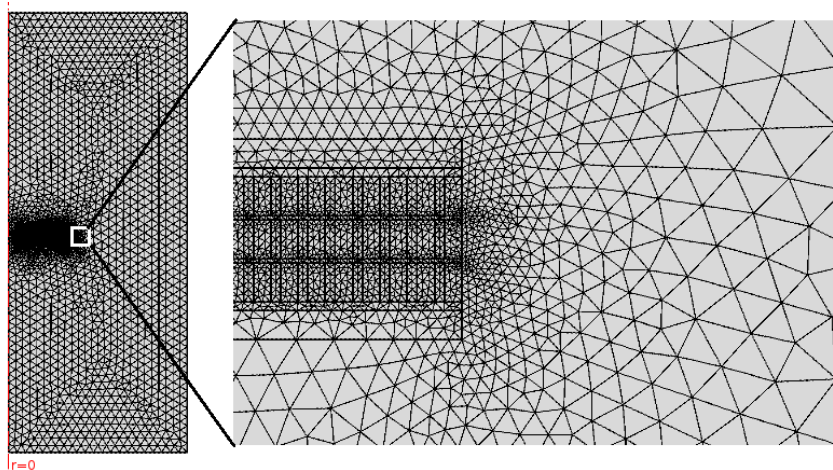


Рис. 2.9. Сітка скінченних елементів математичної моделі

Така кількість скінчених елементів була вибрана виходячи з компромісу ресурсозатрат ЕОМ та точності моделювання. Як показало моделювання збільшення дискретизації геометрії моделі, не впливає на точність результатів, але суттєво збільшує час моделювання.

2.2.1 Розрахунок електричних характеристик

Згідно ГОСТ 23.751–86 [90] густина струму J для провідних доріжок друкованих плат, виготовлених з мідної фольги становить 100–250 А/мм². Зазвичай нижня межа приймається для внутрішніх провідників багат шарових друкованих плат, а верхня – для зовнішніх шарів. Вважається, що теплообмін провідників на зовнішніх шарах кращий і що вони здатні витримувати більші струмові навантаження без небезпечного перегріву.

Для більшості лінійних ЛЛ потужністю до 40 Вт робочий струм становить 0,45 А. При відомих значенні сили струму та допустимого значення густини струму, площу поперечного перерізу провідника S_{np} можна розрахувати з формули:

$$S_{np} = \frac{I_{л}}{J}. \quad (2.20)$$

Згідно [15] для більшості дроселів ЛЛ потужністю до 40 Вт з котушкою, намотаною на магнітопроводі Ш–типу, діаметр провідника складає 0,25 мм. В цьому випадку площа провідника $S_{np} = 0.05$ мм², а $J = 9$ А/мм². Видно, що для доріжок друкованих плат допустима густина струму в 10–25 разів вища в порівнянні з дроселями ЛЛ. Тому для моделювання електромагнітних параметрів планарного ІЕ було вибрано провідник з площею перерізу 0,05 мм².

При роботі ІЕ на високих частотах в його провідниках суттєво виражаються поверхневі ефекти, а саме скін–ефект та ефект близькості [91-94].

Скін–ефект призводить до того, що значна частина провідника не використовується для протікання струму. При цьому зменшується ефективний переріз провідника, а його активний опір зростає.

Якщо в безпосередній близькості один від одного розташовані кілька провідників зі змінним струмом, то кожен з провідників знаходиться не тільки у власному змінному магнітному полі, а й у магнітному полі інших провідників. Це призводить до того, що розподіл змінного струму в кожному провіднику буде відрізнятися від випадку, коли б цей провідник був відокремленим. Даний ефект близькості також призводить до додаткового збільшення активного опору провідників.

Присутність дискретних немагнітних зазорів в осерді створює магнітні поля, не паралельні осі обмотки, які, перетинаючи її, наводять додаткові вихрові струми. Такий ефект часто є домінуючим для витків котушок з магнітним осердям, що знаходяться в безпосередній близькості до немагнітного зазору. Ефект зазору більш інтенсивно проявляється в обмотках з плоским провідником, ніж з круглим у поперечному перерізі. В цьому випадку магнітне поле напрямлене перпендикулярно площині провідника

Дані ефекти надалі будемо називати поверхневими ефектами. При поверхневих ефектах зменшується магнітний потік в середині провідника, що веде до зменшення його індуктивності.

Таким чином наявність поверхневих ефектів призводить до збільшення активного і зменшення індуктивного опору котушки, а дані фізичні процеси потрібно враховувати при розрахунках конструкції ІЕ.

Густина струму максимальна на поверхні провідника, але в напрямку до центра зменшується. Товщина скін–шару:

$$\delta_0 = \frac{c}{\sqrt{8\pi\mu\sigma\nu}}, \quad (2.26)$$

де δ_0 – глибина скін-шару,

c – швидкість світла,

μ – магнітна проникність,

σ – електропровідність,

ν – частота струму.

Поверхневий опір провідника при протіканні високочастотного струму може бути виражений :

$$R = \left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

З рівняння видно, що опір провідника зростає з частотою $\omega^{\frac{1}{2}}$, та не залежить від форми самого провідника. Розрахунок опору багат шарових котушок з врахуванням скін-ефекту та ефекту близькості згідно рівняння Дойля [92-96]:

$$\frac{R}{R_0} = \Delta \left[\frac{\sinh(2\Delta) + \sin(2\Delta)}{\cosh(2\Delta) - \cos(2\Delta)} + \frac{2(p^2 - 1)}{3} \frac{\sinh(2\Delta) - \sin(2\Delta)}{\cosh(2\Delta) + \cos(2\Delta)} \right],$$

де Δ – відношення товщини провідника до глибини скін-шару;

p – кількість шарів;

R_0 – опір котушки при постійному струмі.

Виходячи з даного рівняння, можна визначити оптимальну товщину провідника, при якій ефективне значення опору $\frac{R}{R_0}$ буде в межах 1...2.

Для дослідження залежності впливу поверхневих ефектів від товщини провідника було проведено моделювання з трьома варіантами співвідношення сторін. Для характеристики було вибрано параметр $\gamma = a:b$, де a та b ширина та висота провідника, відповідно, який в подальшому будемо називати коефіцієнтом форми. За основу взято розмір 0,11 мм. Розглянуто три випадки: $\gamma_1 = 1:4$, $\gamma_2 = 2:2$, $\gamma_3 = 4:1$ (рис. 2.10). Таке значення коефіцієнта форми дало можливість зберегти площу поперечного перерізу провідника.

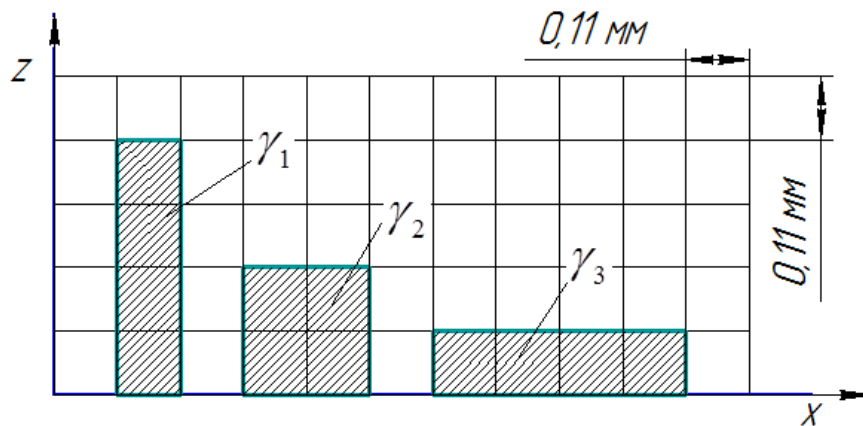


Рис. 2.10. Поперечний переріз провідника з коефіцієнтами форми γ_1 , γ_2 , γ_3

Оскільки відстань між витками, їх кількість та внутрішній радіус котушки для трьох випадків залишалися незмінними, то зростання ширини провідника призводить до збільшення загальної довжини провідника. Тому для порівняння вибрали відношення R/R_0 та R'/R_0 , де R – опір котушки на змінному струмі без магнітного середовища, R' – опір котушки на змінному струмі з наявністю магнітного середовища, R_0 – опір на постійному струмі.

Моделювання проводилося для котушок, які склалися з шести шарів по 32 витки в кожному, з внутрішнім радіусом 3,5 мм та відстанню між витками 0,2 мм для двох випадків: 1 – без магнітного середовища, 2 – з магнітним середовищем.

При такій конфігурації опір котушки при постійному струмі в першому випадку $R_{0\gamma_1} = 1,779$ Ом, в другому $R_{0\gamma_2} = 2,144$ Ом, в третьому $R_{0\gamma_3} = 2,875$ Ом. При розрахунку R_0 в моделі частота $\omega = 0$. Залежності відносного опору котушки від частоти при відсутності магнітного середовища показано на рис. 2.11.

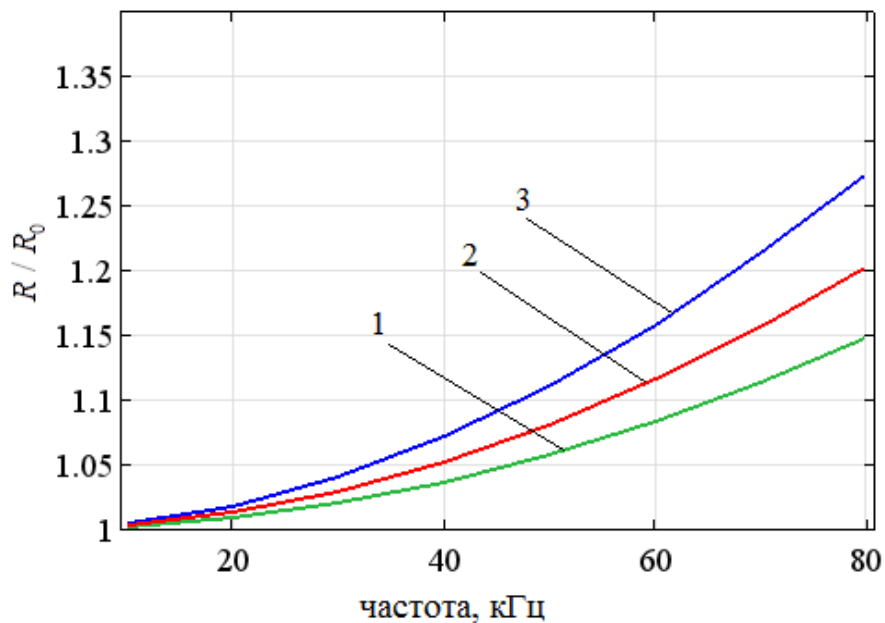


Рис.2.11. Залежність опору ІЕ від частоти, при відсутності магнітного середовища, для трьох варіантів провідника: 1 – γ_1 , 2 – γ_2 , 3 – γ_3

З рис. 2.11 видно, що найбільше значення R/R_0 спостерігається в випадку, коли коефіцієнт форми провідника становить γ_3 , а найменше – при γ_1 . Провідник з коефіцієнтом форми γ_2 займає проміжне значення. У всіх

трьох випадках ефективні значення опору суттєво не відрізняються та лежать в межах $0,15 \dots 0,25$ на частоті 80 кГц.

При наявності магнітного середовища залежність R' / R_0 від частоти для трьох конфігурацій провідника суттєво відрізняються (рис. 2.12). Для співвідношення γ_1 присутність феромагнетика між витками котушки призвела до несуттєвого збільшення опору, а залежність ефективного опору від частоти близька до лінійної. Така ж залежність спостерігається і для квадратної форми провідника (крива 2). У випадку γ_3 суттєве збільшення опору котушки спостерігається на всьому діапазоні частот 10–80 кГц.

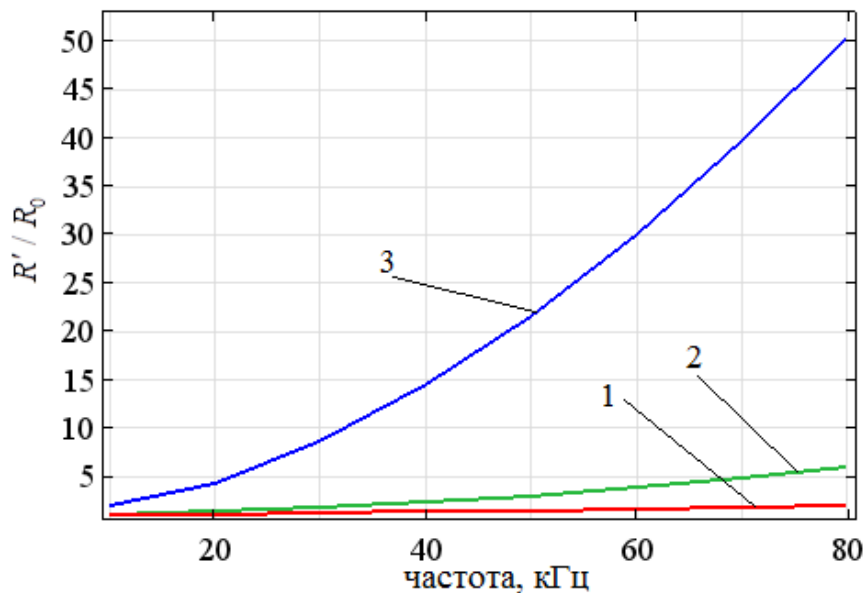


Рис. 2.12. Залежність опору ІЕ від частоти, при наявності магнітного середовища, для трьох конфігурацій провідника: 1 – γ_1 , 2 – γ_2 , 3 – γ_3

Видно, що наявність магнітного середовища призвела до збільшення опору котушки в 10 разів у порівнянні з квадратною формою провідника γ_2 .

Для з'ясування причин такого збільшення було проведено моделювання магнітного поля планарного ІЕ. На рис. 2.13 показано напрям ліній напруженості магнітного поля в площині ІЕ.

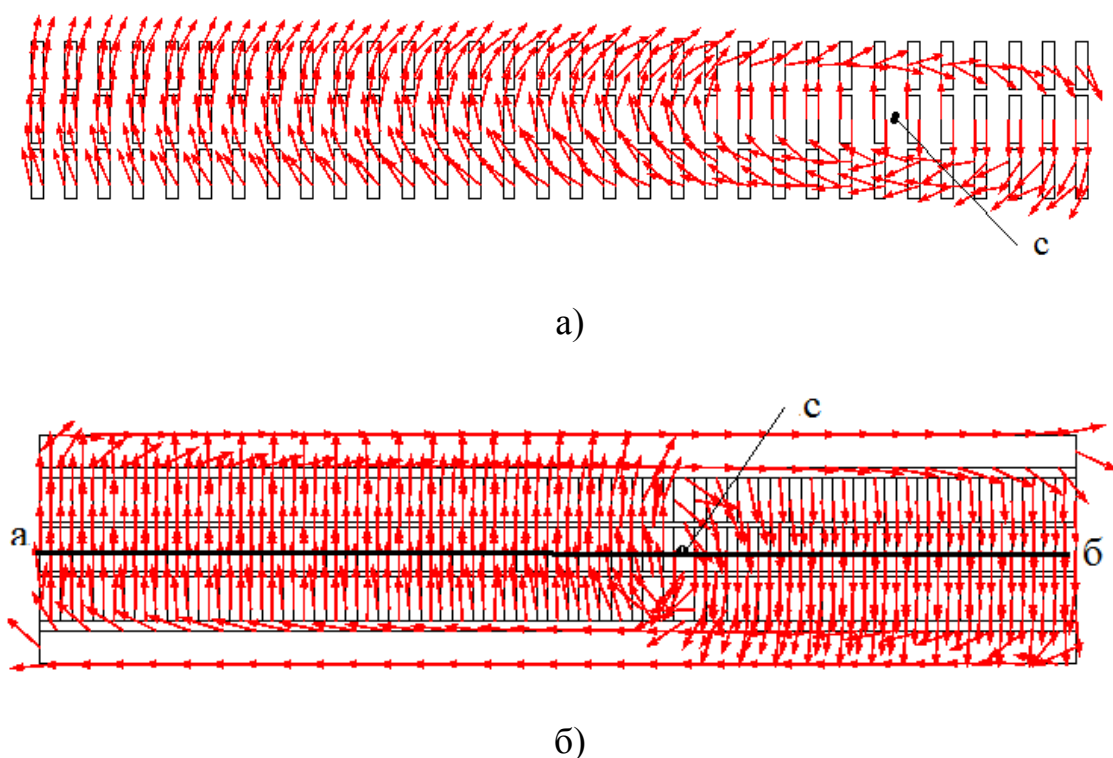


Рис 2.13. Напрямок вектора \mathbf{B} в площині ZX ІЕ: а) при відсутності магнітного середовища, б) при наявності магнітного середовища

Як і в попередньому випадку, моделювання проводилося для двох варіантів ІЕ: без магнітного середовища та з його наявністю. З рис 2.13 видно, що в обох випадках магнітне поле розподілене нерівномірно. При відсутності магнітного середовища (рис. 2.13, а) спостерігається зона з нульовим магнітним полем (нульова зона), яка розміщена ближче до краю котушки (точка с). Дану магнітну аномалію експериментально фіксували автори, під час дослідження магнітного поля одношарової круглої котушки. Як відмічалось в [97], дана зона спостерігається на відстані 0,87 радіуса від центру котушки та не залежить від матеріалу провідника. На такі ж відстані спостерігається дане явище і у випадку тришарової котушки. Причиною

виникнення «нульової зони» є суперпозиція силових ліній магнітного поля, що призводить до розвороту вектора напруженості на 180° .

В зв'язку з відсутністю магнітного поля в даній зоні ІЕ створюються умови для виникнення вихрових магнітних процесів, пов'язаних з суперпозицією магнітних полів провідників та магнітного поля.

При наявності магнітного середовища (рис.2.13,б) нульова зона дещо змістилася до центру ІЕ та знаходиться на відстані $0,72$ довжини його радіусу. Також варто зазначити, що таке розміщення нульової зони спостерігається і при інших співвідношеннях розмірів провідника. На відміну від попереднього випадку в якому, вектор напруженості магнітного поля рухався концентрично відносно нульової зони, при наявності магнітного матеріалу між витками котушки, вектор напруженості магнітного поля практично перпендикулярний площині шарів котушки.

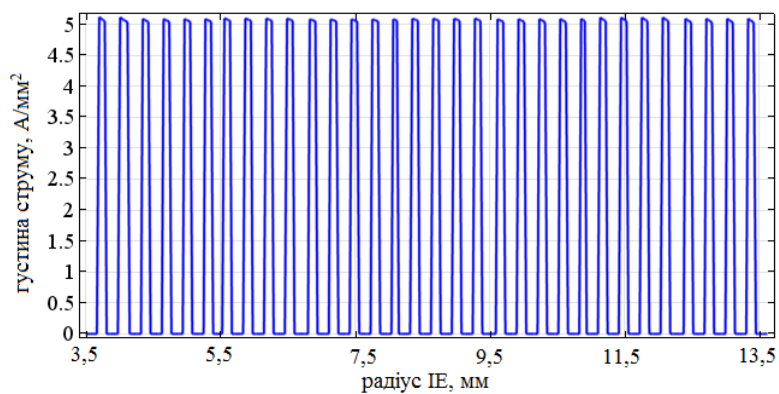
Вплив конструкції ІЕ на розподіл густини струму в його обмотці

Для дослідження впливу нульової зони на розподіл густини струму в котушці ІЕ з магнітним середовищем, в залежності від його коефіцієнта форми, було розраховано розподіл густини струму в другому шарі котушки на частоті 80 кГц, для трьох конфігурацій форми провідника γ_1 , γ_2 , γ_3 (рис. 2.14).

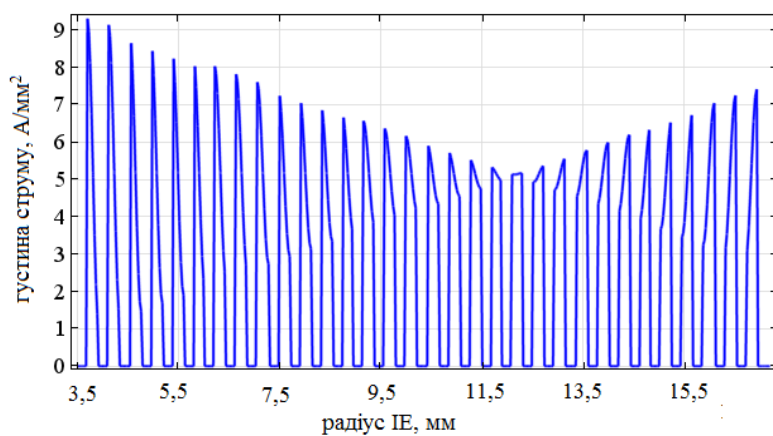
З рис. 2.14,а видно, що у випадку провідника з коефіцієнтом форми γ_1 , густина струму практично рівномірно розподілена у всіх витках котушки вздовж лінії аб (рис. 2.13,б) та становить 5 А/мм². Незначне її збільшення спостерігається на внутрішній стороні провідників.

У випадку провідника з коефіцієнтом форми γ_2 , нерівномірність розподілу густини струму як в котушці, так і в окремо вибраному витку виражена більше (рис. 2.14,б). Видно, що для внутрішнього витка пікове значення густини струму становить 9 А/мм², а для зовнішнього $7,5$ А/мм². Чітко спостерігається область в якій густина струму в провіднику практично

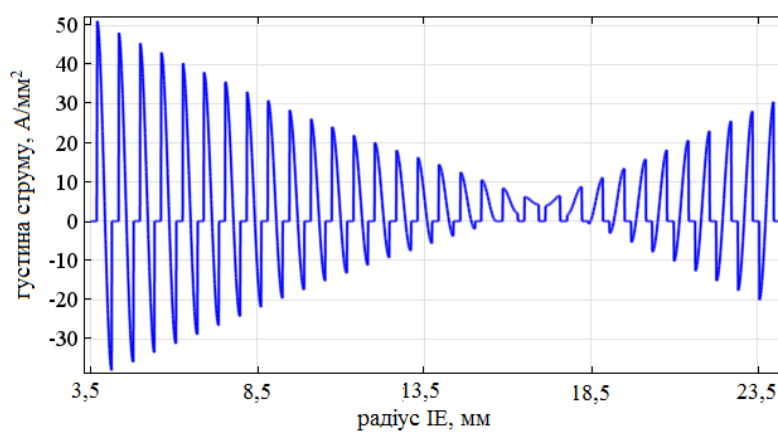
рівномірною та не перевищує значення 5 А/мм^2 . Легко побачити, що дана область знаходиться в нульовій зоні.



(а)



(б)



(в)

Рис. 2. 14. Криві розподілу густини струму в провідниках котушки при наявності магнітного середовища на частоті 80 кГц для трьох конфігурацій форми а – γ_1 , б – γ_2 , в – γ_3

При протіканні високочастотного струму в котушці ІЕ з коефіцієнтом форми γ_3 нерівномірність густини струму в провідниках виражена більше (рис. 2. 14,в). Так для внутрішнього витка максимальна густина струму перевищує 50 А/мм^2 , а для зовнішнього провідника 30 А/мм^2 . Видно, що поряд з протікання струму в провіднику в додатньому напрямі, починає текти струм і в протилежному напрямі. Причому його значення з наближенням провідника до нульової зони зменшується. Спільним для обох картин розподілу густин струмів в котушках ІЕ з γ_2 та γ_3 є те, що в області нульової зони розподіл густини струму в провіднику рівномірний та не перевищує 5 А/мм^2 .

Так як для підвищення індуктивності планарного ІЕ в його обмотці збільшують кількість витків, тому додатково було проведено моделювання електричних параметрів ІЕ з коефіцієнтами форми провідників γ_1 та γ_2 з більшою кількістю витків w . Для ІЕ з γ_1 , $w = 65$, для γ_2 – 52.

Моделювання показало що, для ІЕ з γ_1 розподіл густини струму в котушці залишився такий самий, як і у випадку з $w = 32$. При цьому її опір на частоті перемагнічування 80 кГц становив $R'_{\gamma_1} = 17,45 \text{ Ом}$, а опір на постійному струмі $R_{0\gamma_1} = 5,77 \text{ Ом}$. Для ІЕ з коефіцієнтом форми провідника γ_2 , опір котушки $R'_{\gamma_2} = 60,8 \text{ Ом}$, а опір на постійному струмі $R_{0\gamma_2} = 4,9 \text{ Ом}$. При чому пікове значення густини струму для внутрішнього витка становило 35 А/мм^2 . Збільшення кількості витків привело до зміни R'/R_0 . Так для ІЕ з коефіцієнтом форми γ_2 , $R'_{\gamma_2}/R_{0\gamma_2} = 12,2$, а для ІЕ з γ_1 , $R'_{\gamma_1}/R_{0\gamma_1} = 3,02$.

Порівнявши отримані значення ефективного опору з даними для ІЕ з $w = 32$ (рис. 2. 12) бачимо, що для ІЕ з коефіцієнтом форми провідника γ_2 збільшення кількості витків привело до підвищення ефективного опору

вдвічі. Збільшення кількості витків для ІЕ з γ_1 , не вплинуло на дану величину.

Як бачимо, наявність нульової зони по різному впливає на розподіл густини струму в котушках ІЕ з різними значеннями коефіцієнта форми.

Як було показано (рис. 2.11 та рис. 2.12), наявність магнітного середовища між витками котушки ІЕ призводить до зростання його опору. Для дослідження впливу магнітного середовища на електричні характеристики ІЕ було проведено моделювання розподілу густини струму J в провіднику котушки з магнітним середовищем між витками та без нього.

На рис 2.15,а та 2.15,б показано розподіл густини струму в першому та другому внутрішніх витках трьохшарової котушки з коефіцієнтом форми γ_1 .

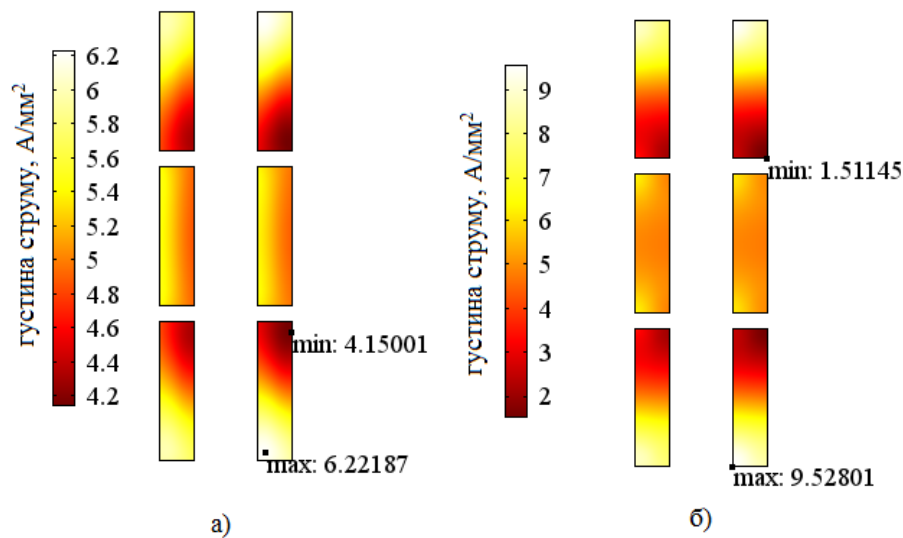


Рис. 2.15. Розподіл густини струму в першому та другому внутрішніх витках трьохшарової котушки з коефіцієнтом форми γ_1 : а – ІЕ без магнітного середовища між витками котушки, б – з магнітним середовищем

Видно, що в обох випадках густина струму в витках котушки нижнього та верхнього шару нерівномірна. Наявність магнітного середовища, призводить до зменшення J в напрямку перпендикулярному до внутрішнього шару котушки (рис. 2.15,б). При чому для обох випадків

густина струму внутрішніх витків практично однакова у всій площині перерізу. Мінімальне значення J_{\min} у витках ІЕ без магнітного середовища становить $4,2 \text{ А/мм}^2$, а максимальне $J_{\max} = 6,2 \text{ А/мм}^2$. При наявності магнітного середовища $J'_{\max} = 9,5 \text{ А/мм}^2$, а $J'_{\min} = 1,5 \text{ А/мм}^2$.

Подібна картина розподілу густини струму спостерігається і у випадку ІЕ з коефіцієнтом форми γ_2 рис. 2.16.

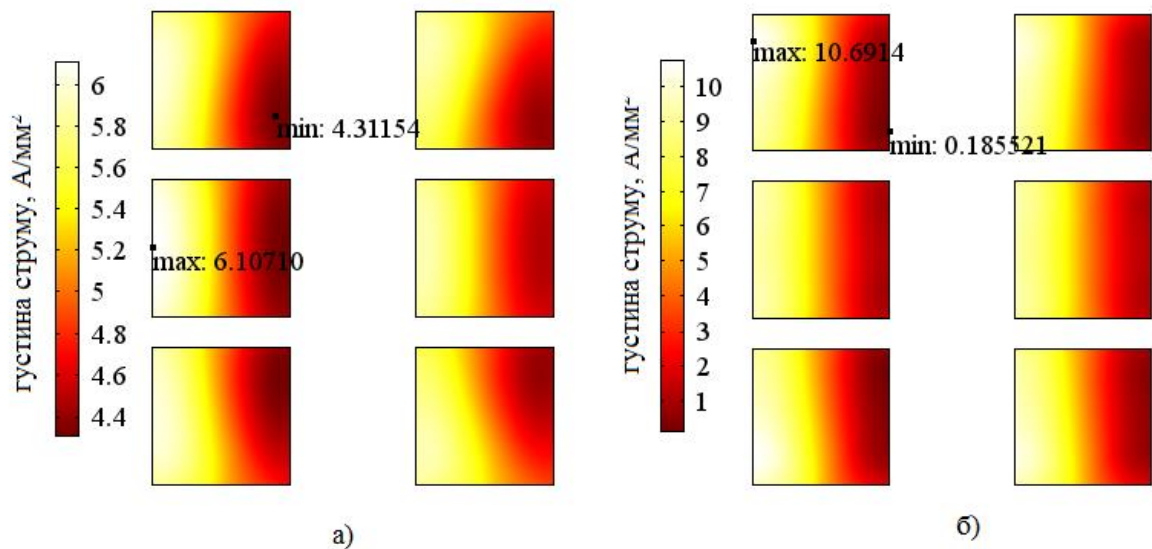


Рис. 2.16. Розподіл густини струму в першому та другому внутрішніх витках трьохшарової котушки з коефіцієнтом форми γ_2 : а – ІЕ без магнітного середовища між витками котушки, б – з магнітним середовищем

Різниця полягає в тому, що зменшення густини струму напрямлене до нульової зони. Така ж нерівномірність густини струму спостерігається для інших провідників ІЕ розміщених ліворуч від нульової зони. Видно, що мінімальне значення густини струму в провіднику ІЕ з магнітним середовищем становить $J'_{\min} = 0,2 \text{ А/мм}^2$, а без магнітного середовища $J_{\min} = 4,1 \text{ А/мм}^2$, що говорить про суттєве зменшення ефективного перерізу провідника. Поряд з цим максимальне значення густини струму практично не змінилося: $J_{\max} = 6,1 \text{ А/мм}^2$, $J'_{\max} = 10,7 \text{ А/мм}^2$.

Для ІЕ без магнітного середовища між витками котушки та коефіцієнтом форми провідника γ_3 мінімальне та максимальне значення J суттєво збільшилося (рис. 2.17,а), $J_{\min} = 2,7 \text{ А/мм}^2$, $J_{\max} = 7,9 \text{ А/мм}^2$. При чому така різниця постерігається для провідників внутрішнього шару, що не властиве ІЕ з коефіцієнтом форми γ_1 .

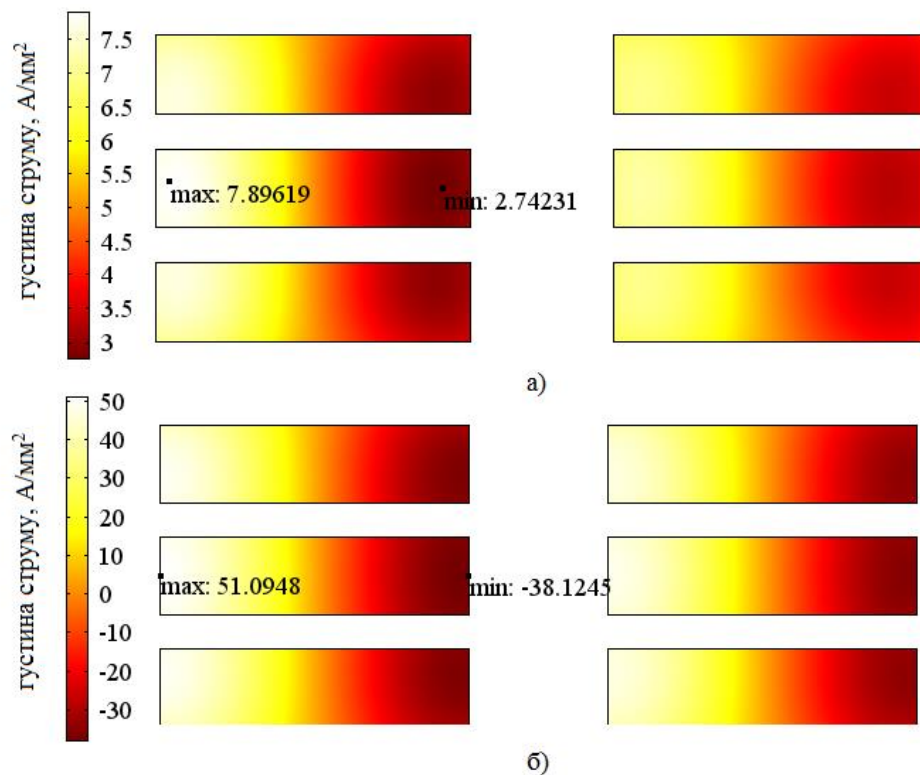


Рис. 2.17. Розподіл густини струму в першому та другому внутрішніх витках трьохшарової котушки з коефіцієнтом форми γ_3 : а – ІЕ без магнітного середовища між витками котушки, б – з магнітним середовищем

Наявність магнітного середовища привело до появи струму в протилежному напрямку $J'_{\min} = -38,1 \text{ А/мм}^2$ (рис.2.17,а). Видно, що зона с таким струмом займає практично половину площі поперечного перерізу провідника. В цьому випадку максимальне значення густини струму становить $J'_{\max} = 51,1 \text{ А/мм}^2$.

Оскільки витки котушки розміщені близько один біля одного то вони утворюють конденсатор, ємність якого буде залежати як від частоти перемагнічування, так і від співвідношення розмірів сторін провідника. Ємність ІЕ можна визначити з рівняння:

$$C = \frac{2 \cdot W_e}{U^2}, \quad (2.30)$$

де W_e – повна електрична енергія ІЕ

U – діюче значення напруги, прикладеної до ІЕ.

Залежність ємності котушки від частоти для трьох випадків конфігурації провідника показано на рис. 2.18.

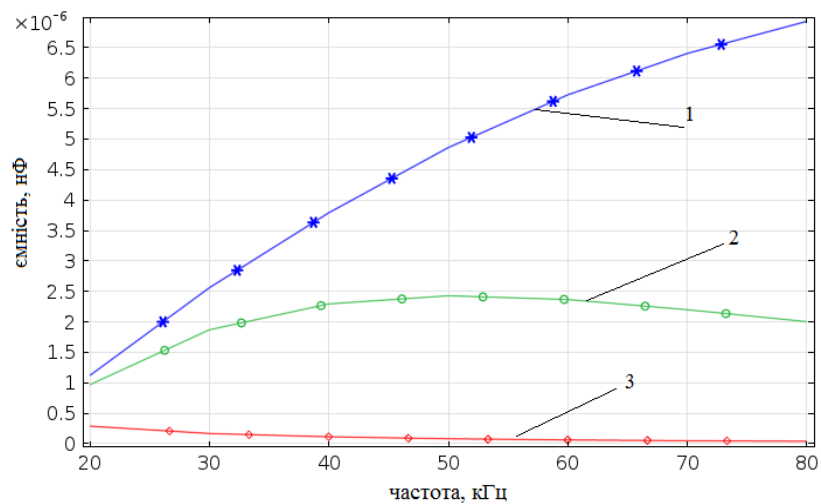


Рис. 2.18. Залежність ємності ІЕ від частоти для трьох варіантів конфігурації форми провідника: 1 – γ_1 , 2 – γ_2 , 3 – γ_3

Видно, що у випадку $\gamma_3 = 4:1$ зі збільшенням частоти ємність котушки зменшується. Це можна пояснити збільшенням скін-ефекту у провідниках, що призводить до більшої нерівномірності розподілів зарядів на поверхні провідників. З тієї ж причини у протилежному випадку при $\gamma_1 = 1:4$ ємність стрімко зростає на всьому діапазоні частот. У випадку квадратної

конфігурації провідника γ_2 ємність котушки залишається практично незмінною на всьому діапазоні частот. Дані особливості варто враховувати при конструюванні ІЕ для роботи на високих частотах, оскільки це впливатиме на його власну резонансну частоту.

З вище наведених рисунків випливає, що в зв'язку з високою робочою частотою котушки, для досягнення низького значення опору, доцільним є використання провідників з $a:b=1:4$, тому подалі дослідження були проведенні саме для такої конфігурації провідника.

2.5.2 Розрахунок магнітних характеристик ІЕ

Індуктивність баластного дроселя ЛЛ лежить у межах 1–2,5 мГн. Такий широкий діапазон значень залежить від багатьох факторів: потужності лампи, робочої частоти, довжини та діаметру колби. Збільшення або зменшення індуктивності дроселя в більшості випадків відбувається за рахунок зміни кількості витків котушки. При чому таке збільшення може відбуватися як за рахунок збільшення кількості витків при незмінній кількості шарів, так і навпаки. Ще одним шляхом зміни індуктивності є зміна внутрішнього отвору ІЕ.

Враховуючи результати розрахунку електричних параметрів, можна зробити висновок, що для забезпечення меншого значення опору ІЕ доцільно використовувати провідник з коефіцієнтом форми $\gamma_1=1:4$. Тому подальше моделювання проводилося для ІЕ з співвідношенням сторін $a:b=0,11:0,44$ мм.

Оскільки шари котушки поділенні ізолятором з немагнітного матеріалу, то в цьому випадку він виконує роль немагнітного зазору. Товщина ізолятора підібрана таким чином, щоб максимальне значення індукції не перевищувало значення залишкової індукції, що для фериту марки L18Н становить 300 мТл, а для PL11 – 320 мТл. Просторовий розподіл нормальної складової магнітної індукції показано на рис. 2.19.

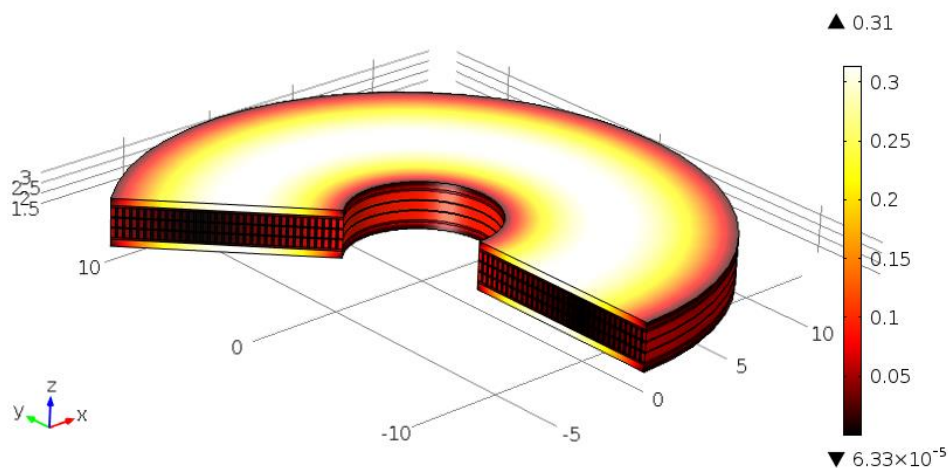


Рис. 2. 19. Просторовий розподіл нормальної складової магнітної індукції планарного ІЕ з феритом нижньої та верхньої плівок марки L18Н

Видно, що величина нормальної складової магнітної індукції нерівномірно розподілена в об'ємі магнітопроводу ІЕ. Максимальне її значення спостерігається в середній частині верхньої та нижньої плівок, мінімальне – в «нульовій зоні».

Знаючи індукцію \mathbf{B} та напруженість \mathbf{H} магнітного поля в кожній точці моделі, середня енергія магнітного поля ІЕ буде визначатися як[100]:

$$W_m = \frac{1}{2} \int \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} dV, \quad (2.32)$$

де V – об'єм ІЕ.

Звідки індуктивність:

$$L = \frac{2W_m}{I^2}. \quad (2.33)$$

З вищенаведених формул можна знайти значення індуктивності планарного ІЕ, графіки залежності якої показано на рис. 2.20.

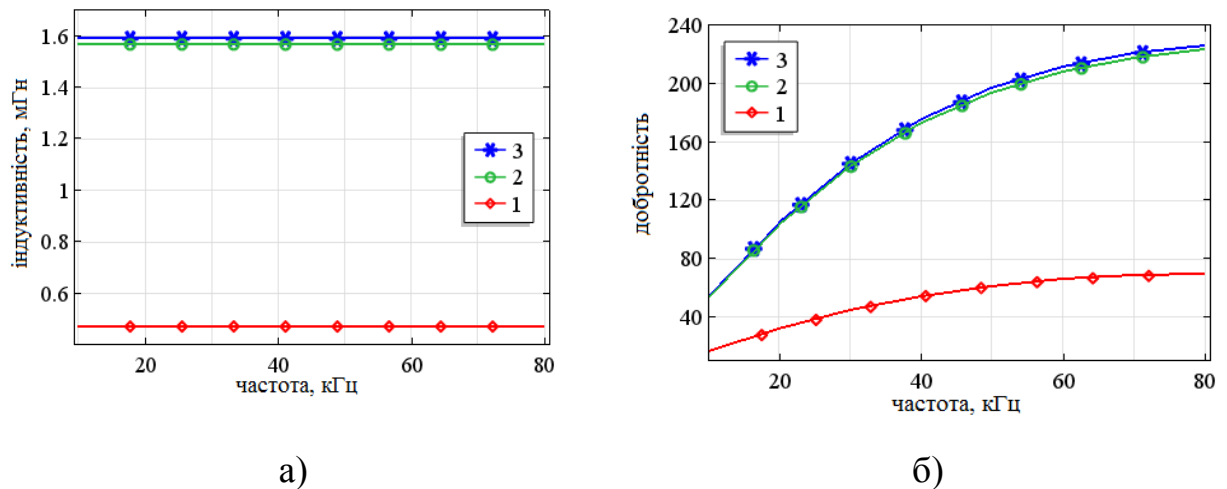


Рис. 2.20. Залежність індуктивності та добротності дроселя від частоти:
 1 – без магнітного середовища між витками котушки, 2 – з магнітним середовищем, верхньою та нижньою плівками з фериту PL11, 3– з магнітним середовищем, верхньою та нижньою плівками з фериту L18Н

Завдяки високому значенню магнітної проникності на високих частотах індуктивність ІЕ з нікель–цинковим феритом в порівнянні з магній–цинковим суттєво не відрізняються (рис. 2.20,а). Заповнення феритом області між витками дає можливість збільшити індуктивність планарного ІЕ більше ніж в три рази – від 0,48 мГн до 1,6 мГн при збереженні габаритних розмір дроселя.

Однією з основних характеристик дроселя є його добротність Q . Дана величина визначається як відношення індуктивного опору до активного:

$$Q = \frac{2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}{R}, \quad (2.34)$$

де f – частота стуму,

R – активний опір котушки.

Як видно з рис. 2.20,б, максимальне значення добротності дроселя знаходиться на високих частотах і мало залежить від матеріалу магнітопроводу верхньої та нижньої плівок.

Збільшення або зменшення індуктивності планарного ІЕ відбувається шляхом зміни кількості витків. Це може відбуватися двома шляхами:

- збільшенням кількості витків при незмінній кількості шарів;
- збільшенням кількості витків за рахунок збільшення кількості шарів.

З рис. 2.13 видно, що лінії індукції магнітного поля циркулюють в площині ІЕ перпендикулярній її виткам, а модуль B набуває максимального значення на середній лінії ІЕ (рис. 2. 19). В цьому випадку магнітний потік Φ через ділянку верхньої та нижньої плівок буде визначатися:

$$\Phi = B \cdot S = B \cdot d_p \cdot 2\pi r, \quad (2.35)$$

де d_p – висота верхньої та нижньої плівок;

r – відстань від осі симетрії до елементарної ділянки.

З іншої сторони із визначення індуктивності магнітний потік, створений котушкою, по якій протікає струм I , можна записати у вигляді:

$$\Phi = L \cdot I. \quad (2.36)$$

Величина магнітної проникності μ зі збільшенням напруженості магнітного поля зростає до

$$\mu_{\max} = \frac{B_s}{\mu_0 H}. \quad (2.37)$$

З виразів 2.35 – 2.37 отримаємо вираз для індуктивності:

$$L = \frac{d_p \cdot 2\pi r \mu(B)}{I}. \quad (2.38)$$

З даного вразу видно, що зростання струму ІЕ призведе при деякій його величині I_{\max} до зниження індуктивності за рахунок зменшення магнітної проникності феромагнітного середовища. На рис. 2.21 показано значення

магнітної проникності феромагнітного середовища ІЕ при різних значення сили струму котушки.

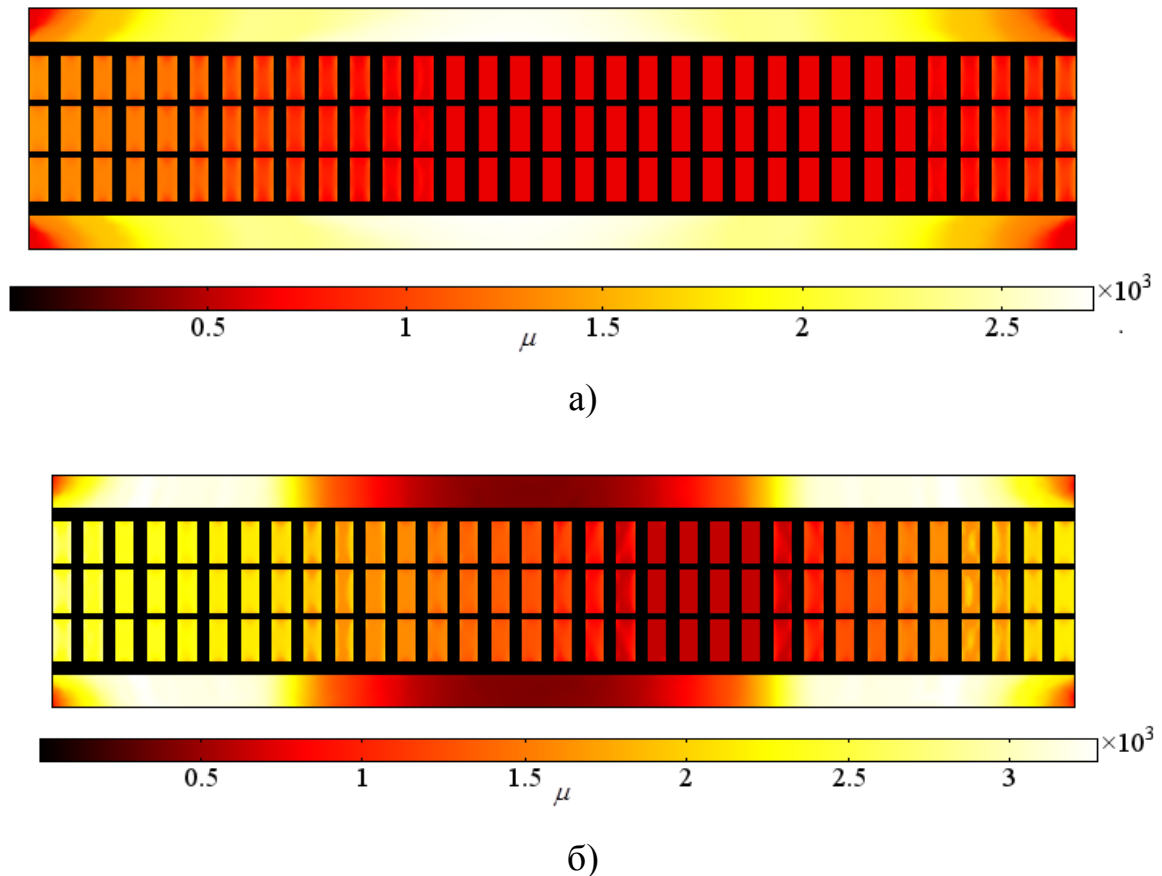


Рис. 2. 21. Залежність магнітної проникності магнітопроводу від сили струму для $d_p = 0,15$ мм: а) $I = 0,1$ А, б) $I = 0,4$ А

З рисунка видно, що у випадку збудження котушки струмом 0,1 А величина μ в центральній частині ІЕ досягає значення 2737, при цьому індуктивність становить 2,1 мГн. Зі збільшенням струму до 0,4 А в середній області верхньої та нижньої плівок ІЕ утворюється частина магнітопроводу, в якій магнітна проникність зменшується. В цьому випадку індуктивність ІЕ становить 1,45 мГн.

Забезпечити постійну величину індуктивності планарного ІЕ можна кількома способами:

1. Збільшити висоту верхньої та нижньої плівок, що дасть змогу збільшити ефективну площу поперечного перерізу магнітопроводу.

Залежності індуктивності планарного ІЕ від робочого струму при різних значення товщини верхньої та нижньої магнітних плівок показано на рис. 2.22.

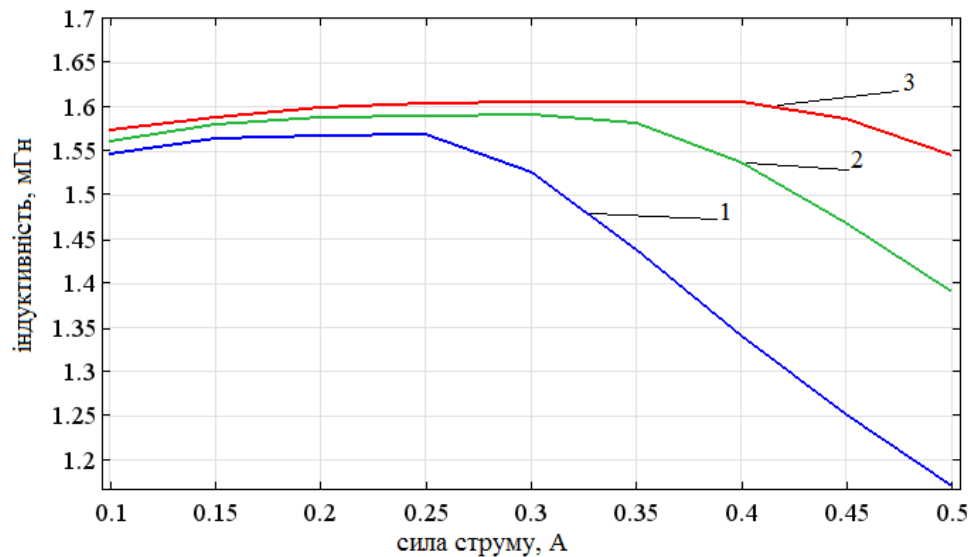


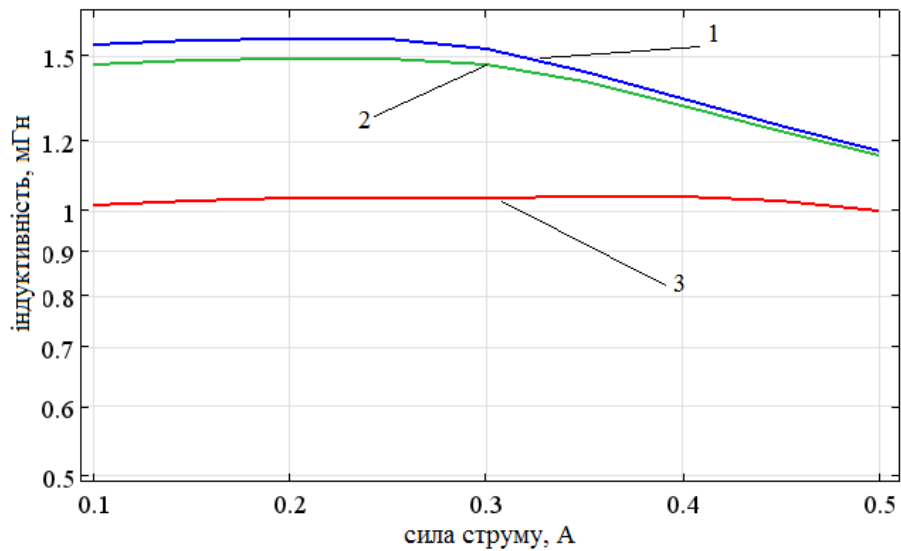
Рис. 2.22. Залежність індуктивності планарного ІЕ від робочого струму котушки для трьох випадків товщини верхньої та нижньої плівок d_p :

$$1 - d_p = 0,23 \text{ мм}, 2 - d_p = 0,33 \text{ мм}, 3 - d_p = 0,43 \text{ мм}$$

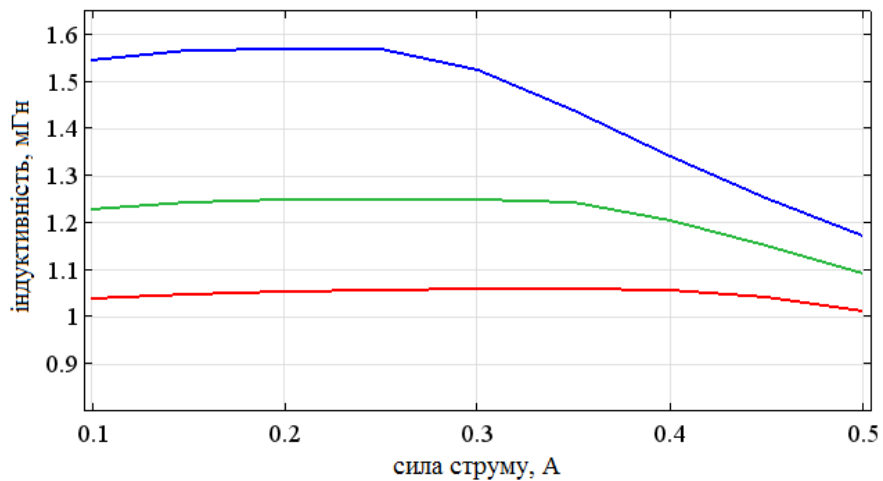
Видно, що при зростанні струму ІЕ для всіх трьох значень d_p відбувається незначний приріст індуктивності, що можна пояснити збільшення об'єму феромагнітного матеріалу. При збільшенні d_p від 0,23 до 0,43 мм спостерігається підвищення максимального робочого струму з 0,25 А до 0,4 А. Причому при товщині верхньої та нижньої плівок $d_p = 0,23$ мм зменшення індуктивності при досягненні максимального робочого струму є більш стрімким, ніж у випадку $d_p = 0,43$ мм.

2. Збільшити висоту ізоляційного шару, тим самим збільшивши довжину немагнітного зазору. Збільшення таким чином немагнітного зазору може бути реалізовано трьома способами: 1 – збільшенням товщини лише ізоляційних шарів, які розміщені між верхньою та нижньою магнітними

плівками; 2 – збільшенням товщини лише ізоляційних шарів, які розташовані між шарами провідного матеріалу; 3 – одночасне використання першого та другого способу. Графіки залежності індуктивності ІЕ при використанні першого та другого способу показано на рис. 2.23.



а)



б)

Рис. 2.23. Залежність індуктивності планарного ІЕ від сили струму: а) – для товщини ізоляційних плівок d_2 у другому випадку: 1 – $d_1 = 0,11$ мм, 2 – $d_1 = 0,15$ мм, 3 – $d_1 = 0,2$ мм, б) для товщини ізоляційних плівок d_1 у першому випадку: 1 – $d_1 = 0,01$ мм, 2 – $d_1 = 0,05$ мм, 3 – $d_1 = 0,08$ мм

З рисунка видно, що обидва способи є однаково ефективними та можуть використовуватися як окремо один від одного, так і в поєднанні. Недоліком такого способу є зменшення індуктивності котушки у порівнянні з індуктивністю, яку б вона могла мати якщо при збільшенні товщини феромагнітних плівок.

Висновки до розділу:

1. На основі проведеного розрахунку магнітоелектричних параметрів планарних котушок круглої, квадратної та трикутної форми без магнітопроводу показано, що у випадку багат шарових котушок, кругла форма забезпечує на 14–17 % кращу добротність у порівнянні з іншими конфігураціями при однаковій індуктивності.

2. Запропоновано конструкцію багат шарового ІЕ планарної системи, в якому міжвитковий простір заповнено нікель-цинковим феритом який є діелектричним матеріалом.

3. Представлено математичну модель та алгоритм розрахунку магнітних та електричних характеристик планарних індуктивних елементів з магнітним середовищем, що враховує форму провідника, частоту струму та нелінійність магнітних характеристик матеріалів. Показано, що наявність магнітного середовища між витками котушки призводить, до підсилення нерівномірного розподілу густини струму, а при коефіцієнті форми $\gamma_3 = 4:1$ до протікання струму в протилежному напрямі.

4. Встановлено, що для котушок з коефіцієнтами форми γ_2 та γ_3 , зростання R' / R_0 відбувається за рахунок збільшення кількості витків котушки та з ростом частоти. Для котушок з коефіцієнтами форми γ_1 підвищення R' / R_0 відбувається лише із збільшенням частоти струму.

5. Заповнення феритом області між витками для коефіцієнта форми провідника γ_1 дає можливість збільшити індуктивність та добротність планарного ІЕ більше ніж в три рази при збереженні габаритних розмірів та незначному збільшенні опору його обмоток.

РОЗДІЛ 3

РОЗРАХУНОК ПИТОМИХ ВТРАТ В ПЛАНАРНОМУ ІНДУКТИВНОМУ ЕЛЕМЕНТІ, ТА ЇХ ВПЛИВ НА ТЕМПЕРАТУРНИЙ РЕЖИМ ЙОГО РОБОТИ

3.1 Втрати в планарних ІЕ та їх розрахунок

При оцінці енергоефективності роботи будь-якого індуктивного елемента використовують повну потужність P_{cn} , корисну потужність $P_{кор.}$ та потужність втрат ΔP . Для задач енергозбереження найчастіше необхідно мати кількісну оцінку потужності втрат.

Втрати в дроселі залежать від матеріалу осердя і обмотки та їх геометричних розмірів. При неправильній конструкції дроселя в ньому на високих частотах виникають значні втрати, які виділяються у вигляді тепла і знижують ККД всієї схеми. Втрати в дроселях мають декілька складових, тому при конструюванні дроселя необхідно знати, які складові домінують, щоб згодом внести відповідні корективи до його конструкції.

В загальному випадку сумарні втрати в дроселі визначаються з рівняння [101]:

$$P_3 = \frac{1}{T} \int_0^T u(t)i(t)dt,$$

де P_3 – сумарна потужність втрат;

$u(t)$ – змінна напруга на дроселі;

$i(t)$ – струм через дросель;

T – період змінних $u(t)$ і $i(t)$.

Втрати в реальному дроселі можна розділити на втрати в осерді $P_{осерд}$ і втрати в обмотці $P_{обм}$. В свою чергу, втрати в осерді включають втрати на

перемагнічування P_{Π} та динамічні втрати або на вихрові струми P_{BC} , які виникають в матеріалі осердя. Втрати в обмотці дроселя поділяються на омічні втрати обмотки на постійному струмі P_r , втрати від скін-ефекту P_{CE} і втрати від ефекту близькості P_{EB} . Таким чином, загальні втрати P_3 в індуктивному елементі мають п'ять складових і можуть бути записані в вигляді [102]:

$$P_3 = P_{осерд} + P_{обм} = (P_{\Pi} + P_{BC}) + (P_r + P_{CE} + P_{EB})$$

Питомі магнітні втрати в одиниці об'єму магнітопроводу $P_{осерд}$ при частоті перемагнічування f можна записати як [103]:

$$P_{осерд} = Wf = \pi B_m H_m f \sin \psi. \quad (3.1)$$

Залежності магнітної індукції і напруженості магнітного поля від часу у комплексній формі матимуть вигляд:

$$B = B_m e^{j(\omega t + \psi_b)} = B_m e^{j\omega t} e^{j\psi_b}, \quad (3.2)$$

$$H = H_m e^{j(\omega t + \psi_h)} = H_m e^{j\omega t} e^{j\psi_h}. \quad (3.3)$$

В такому випадку комплексну магнітну проникність матеріалу $\underline{\mu}$ запишемо у вигляді:

$$\underline{\mu} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} = \frac{B_m e^{j\psi_b}}{\mu_0 H_m e^{j\psi_h}} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} e^{-j(\psi_h - \psi_b)} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} e^{-j\psi}, \quad (3.4)$$

$$\psi = \psi_h - \psi_b, \quad (3.5)$$

де ψ – кут зсуву фаз між напруженістю магнітного поля і магнітною індукцією.

Вираз (3.4) можна звести до вигляду:

$$\underline{\mu} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} \cos \psi - j \frac{B_m}{\mu_0 H_m} \sin \psi = \mu_1 - j \mu_2, \quad (3.6)$$

де

$$\mu_1 = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} \cos \psi, \quad (3.7)$$

$$\mu_2 = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} \sin \psi, \quad (3.8)$$

де $\underline{\mu}$ – комплексна магнітна проникність, в якій дійсна частина μ_1 відповідає за зворотні процеси перемагнічування, а уявна частина μ_2 пропорційна питомим магнітним втратам.

Підставивши (3.8) в (3.1), отримаємо:

$$P_{осерд} = \pi \mu_0 \mu_2 H_m^2 f. \quad (3.9)$$

Варто також відмітити, що значення дійсної та уявної частини магнітної проникності залежить від матеріалу та частоти перемагнічування.

Опір провідника обмотки на постійному струмі R_n визначається геометричними розмірами та питомим опором матеріалу, з якого він виготовлений [104]:

$$R_n = \rho \frac{l}{S}, \quad (3.10)$$

де ρ – питомий електричний опір матеріалу обмотки;

l – довжина провідника обмотки;

S – площа поперечного перетину провідника.

Також питомий електричний опір провідника ρ при деякій температурі T визначається за формулою [105]:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha(T - T_0)), \quad (3.11)$$

де ρ_0 – питомий опір провідника при T_0 ;

α – температурний коефіцієнт опору даного металу.

Для металевих провідників α завжди більше нуля і залишається практично постійним в широкому діапазоні температур. При розрахунках для міді температурний коефіцієнт опору брався $\alpha = 0.004 \text{ K}^{-1}$.

Якщо електричне поле періодично змінюється в часі за синусоїдним законом, то для комплексних амплітуд густини струму \mathbf{J} і напруженості електричного поля \mathbf{E} вирази для середньої активної і реактивної питомих потужностей матимуть вигляд []:

$$P_e = \operatorname{Re} \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (3.12)$$

та

$$P_x = \operatorname{Im} \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (3.13)$$

Рівняння (3.12) дає можливість розрахувати питомі втрати, пов'язані з скін-ефектом, ефектом близькості, та втрати на вихрові струми в котушці та магнітопроводі.

Для розрахунку втрат в ІЕ проводився аналіз розподілу електричних та магнітних полів в діапазоні частот від 10 до 80 кГц на моделі, розглянутій в розділі 2.4. Для цього залежність $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ задавалася співвідношенням [89-91]:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mu_1 + j\mu_2)\mathbf{H}.$$

Розрахунки проводилися для двох випадків конструкції ІЕ: 1 – матеріалом верхньої та нижньої плівок брався нікель–цинковий ферит марки L18Н, 2 – матеріалом верхньої та нижньої плівок брався магній–цинковий ферит марки PL11.

Зміна μ_1 та μ_2 для феритів марок L18Н та PL11 в діапазоні вибраних частот (10–80 кГц) є незначною, тому при моделюванні задавали для фериту PL11 $\mu_1 = 320$ та $\mu_2 = 12$, а для L18Н – $\mu_1 = 800$, $\mu_2 = 2$ [106]. Питомий опір феритів PL11 дорівнює $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, а L18Н – $\rho = 10^6 \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

На рис. 3.1 показано гістограми втрат в ІЕ в діапазоні досліджуваних частот для провідника з коефіцієнтом форми γ_1 .

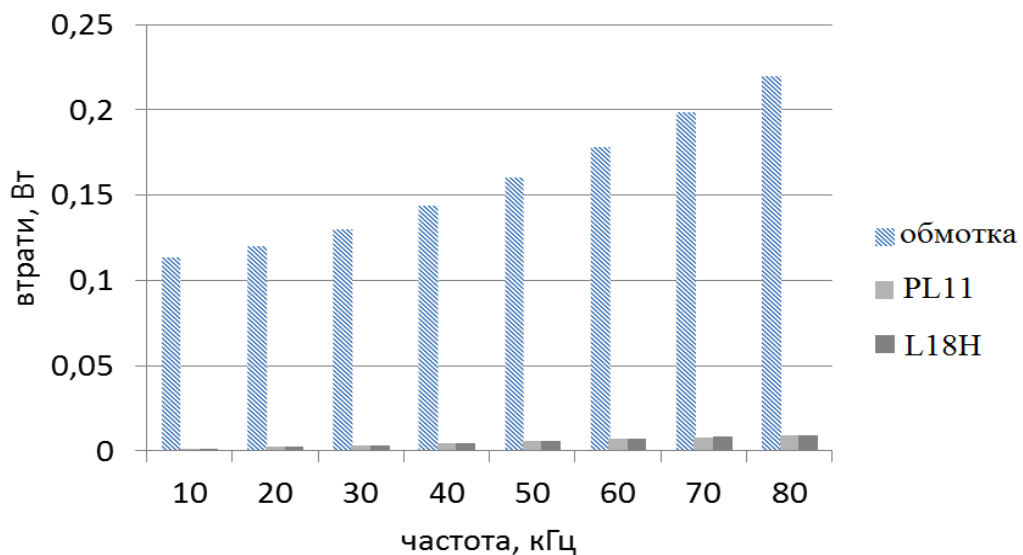


Рис. 3.1 Гістограми втрат в котушці та магнітопроводі ІЕ з коефіцієнтом форми провідника γ_1

З рисунка видно, що зі збільшення частоти електромагнітного поля відбувається зростання втрат як в самій котушці, так і в магнітопроводі. Втрати в котушці з ростом частоти збільшуються за рахунок втрат на поверхневі ефекти. У діапазоні досліджуваних частот ці втрати зростають приблизно від 0,1 до 0,2 Вт.

Варто також зазначити, що основна доля втрат відбувається в провідному елементі ІЕ, тому для більш грубої оцінки втрат ІЕ можна використовувати рівняння Джоуля–Ленца:

Втрати в самій котушці також розподілені нерівномірно. На рис. 3.2 приведено розподіл втрат у витках кожного шару обмотки.

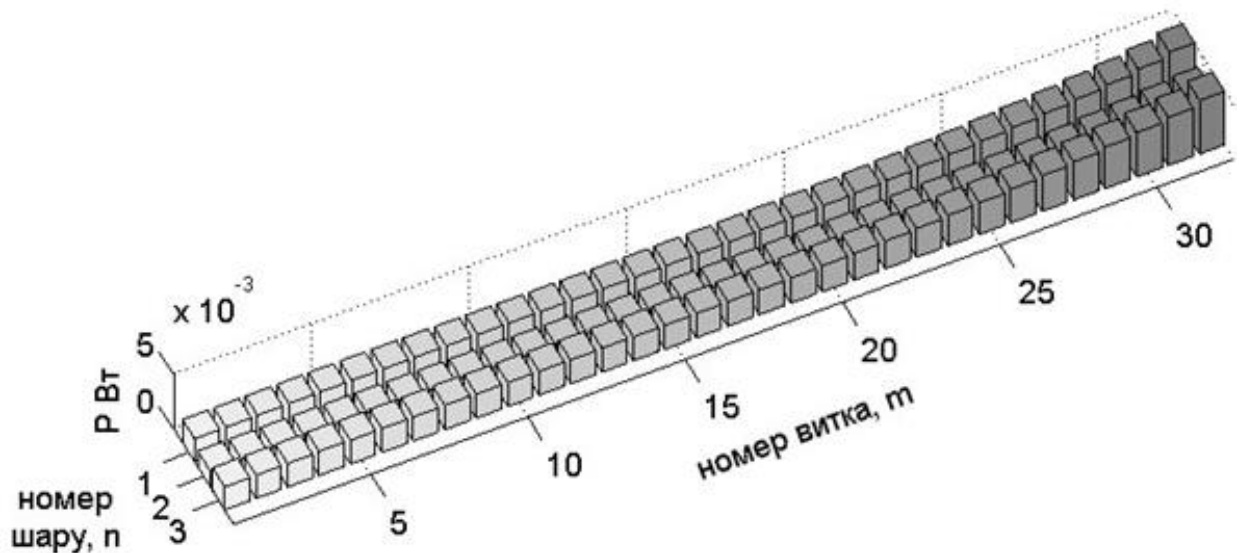


Рис. 3.2 Втрати в витках котушки при частоті 80 кГц та силі струму 250 мА, для провідника з коефіцієнтом форми γ_1

З рисунка видно, що втрати у витку ІЕ зростають з збільшенням його порядкового номера. Крім того, втрати в 1 та 3 шарі суттєво більші в порівнянні з середнім 2 шаром, що пояснюється нерівномірним розподілом густини струму в провіднику.

Зростання втрат в провідниках з вищим порядковим номером m зумовлені збільшенням його опору, оскільки він прямо пропорційний довжині витка, яка зростає зі збільшенням радіуса. Для витків в шарах 1 та 3 під номером $m = 32$ втрати складають 4,8 мВт, а для такого ж витка в шарі 2 – 3,1 мВт. Тому для забезпечення мінімальних втрат в ІЕ доцільно

використовувати багат шарові котушки, так як втрати у внутрішніх шарах є меншими у порівнянні з втратами у зовнішніх.

Втрати в магнітопроводі є несуттєвими в порівнянні з втратами в котушці та не перевищують 0,01 Вт (рис. 3.3).

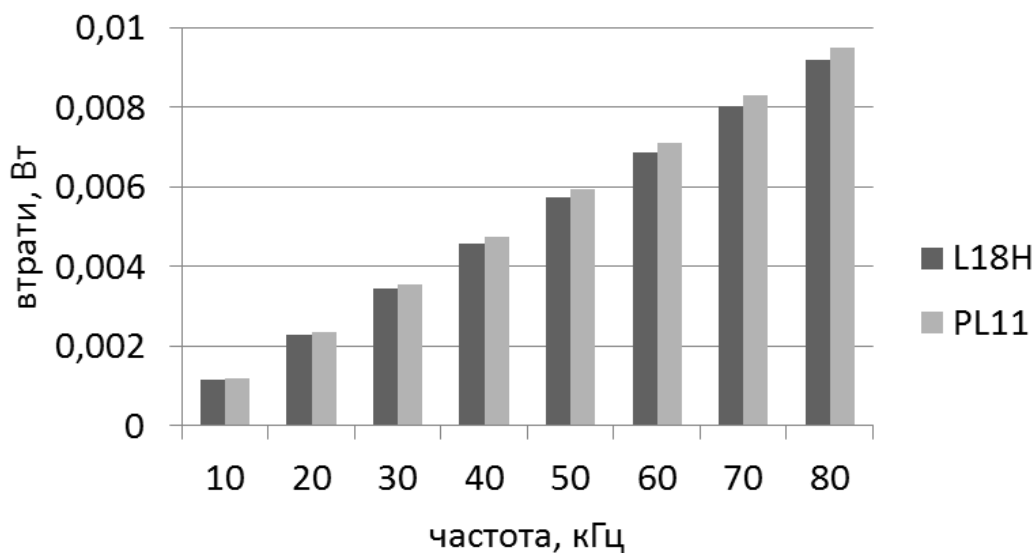


Рис. 3.3 Залежність втрат в магнітопроводі ІЕ від частоти з феритовими плівками L18H та PL11

З рисунків видно, що повні втрати у магнітопроводі як з нікель–цинковим феритом, так і магній–цинковим феритом в діапазоні частот 10 ... 40 кГц практично не відрізняються. Незначне збільшення втрат ІЕ з феритом марки PL11 спостерігається на частотах, вищих 60 кГц. Таким чином з токи зору ефективності роботи ІЕ в якості матеріалів верхньої та нижньої плівок можна брати ферити обох марок.

Раніше було показано, що для різних значень коефіцієнта форми провідника опір котушки ІЕ при протіканні високочастотного струму суттєво збільшується у порівнянні з опором при постійному струмі, тому є доцільним провести розрахунок втрат в ІЕ з коефіцієнтом форми провідника γ_2 та γ_3 .

Гістограми залежності загальних втрат від частоти в діапазоні 10...80 кГц показано на рис. 3.4.

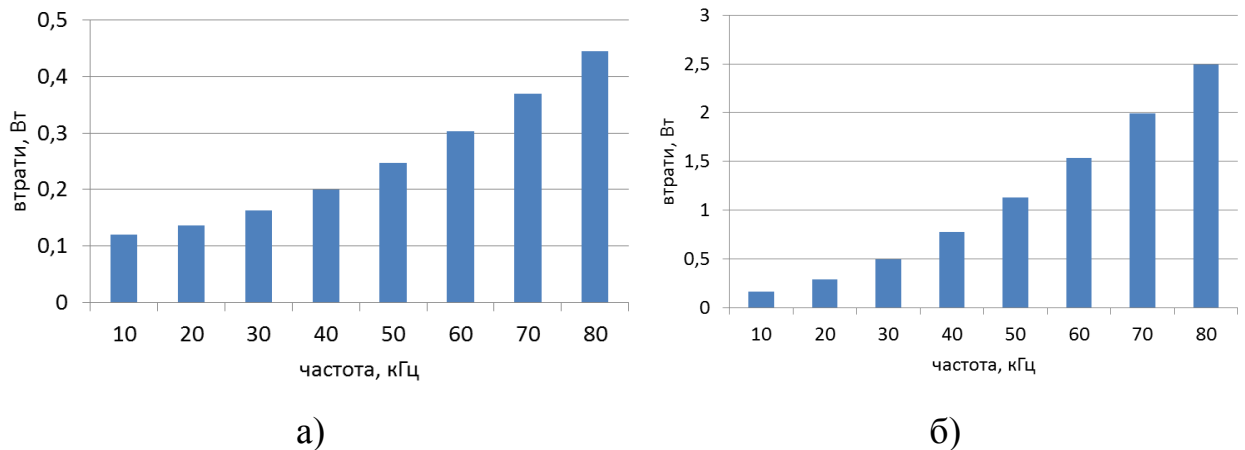


Рис. 3.4 Гістограми втрат в котушці ІЕ при різному коефіцієнті форми провідника: а) γ_2 , б) γ_3

Оскільки зміна форми провідника призведе до зміни радіуса ІЕ та його індуктивності, то при моделюванні було вибрано таку кількість витків, щоб індуктивності планарних ІЕ залишалися приблизно однаковими. Для γ_2 котушка складалася з трьох шарів по 29 витків в кожному, що забезпечило індуктивність 1,57 мГн. У випадку γ_3 індуктивність планарного ІЕ була рівна 1,49 мГн при трьох шарах по 25 витків в кожному.

Розрахунки показали, що втрати в котушці з квадратною формою витків γ_2 у порівнянні з формою провідника γ_1 є вдвічі більшими та складають 0,44 Вт на частоті електромагнітного поля 80 кГц. У випадку γ_3 вже на частоті 30 кГц втрати складають 0,5 Вт і стрімко зростають, досягаючи 2,5 Вт на частоті 80 кГц.

Варто також зазначити, що зі збільшенням радіусу ІЕ зріс і об'єм магнітопроводу верхньої та нижньої плівок, що призвело до зростання втрат у ньому. У випадку провідника з коефіцієнтом форми γ_2 на частоті 80 кГц втрати для фериту L18Н складають 0,01 Вт, а для фериту PL11 – 0,011 Вт. У

випадку γ_3 втрати для фериту L18H були рівні 0,012 Вт, а для PL11 – 0,014 Вт. Хоча зміна форми провідника і призвела до збільшення втрат в магнітопроводі, вони все ж залишаються набагато меншими порівняно з втратами в котушці.

3.2 Теплові характеристики ІЕ та розрахунок теплового поля

Проблема відведення тепла є важливою при конструюванні радіоелектронних приладів. З появою малогабаритних електронних компонентів зростає щільність їх розміщення на друкованій платі та споживана ними потужність. Для забезпечення нормального теплового режиму приладу потрібно забезпечити нормальний тепловий режим кожного окремого елемента [107]. При цьому повинні виконуватись такі умови:

- 1) температура елемента або середовища навколо нього повинна знаходитися в межах, визначених технічними умовами незалежно від зміни температури оточуючого середовища;
- 2) температура елемента повинна бути такою, щоб його робота забезпечувалася із заданою надійністю.

Тепловий режим всієї апаратури вважається нормальним, якщо забезпечується нормальний тепловий режим всіх його елементів без виключення.

Для забезпечення нормального температурного режиму розглянемо баланс енергії, яка підводиться і відводиться від ІЕ. Всю енергію, яка підводиться до ІЕ, можна розділити на корисну E_k – електричну енергію що перетворюється в магнітну і навпаки, енергію яка перетворюється на теплову та витрачається на нагрівання ІЕ – $E_{наг.}$, та теплове випромінювання $E_{випр.}$. Співвідношення між корисною і перетвореною в теплову енергіями визначається коефіцієнтом корисної дії η :

$$\eta = \frac{E_{к.}}{E_{к.} + E_{наг.} + E_{випр.}}. \quad (3.14)$$

Розглянемо теплову напруженість, яка визначається об'ємною або поверхневою густиною теплового потоку [108]:

$$q_v = \frac{P}{V}, \quad (3.15)$$

$$q_s = \frac{P}{S}, \quad (3.16)$$

де P – споживана потужність;

V – об'єм нагрітої зони;

S – площа поверхні тепловіддачі.

Згідно рівнянь (3.15) та (3.16) було розраховано об'ємну та поверхневу густина теплового потоку для трьох варіантів планарних ІЕ з різними формами провідника котушки. Результати розрахунку приведені в табл. 3.1.

Таблиця 3.1

Об'ємна та поверхнева густини теплового потоку для трьох варіантів планарних ІЕ з різними коефіцієнтами формами провідника котушки

Коефіцієнт форми провідника	Об'єм ІЕ, V , $см^3$	Площа поверхні тепловіддачі, S , $см^2$	Частота перемагнічування, f , кГц	Об'ємна густина теплового потоку, q_v , $Вт / см^3$	Поверхнева густина теплового потоку, q_s , $Вт / см^2$
1	2	3	4	5	6
γ_1	1,24	13,34	10	0,092	0,009

Продовження таблиці 3.1

			20	0,098	0,009
			30	0,108	0,010
			40	0,120	0,011
			50	0,134	0,012
			60	0,149	0,014
			70	0,166	0,015
γ_2	1,22	17,048	80	0,184	0,017
			10	0,099	0,007
			20	0,112	0,008
			30	0,134	0,010
γ_2			40	0,164	0,012
			50	0,202	0,014
			60	0,248	0,018
			70	0,302	0,022
			80	0,364	0,026
γ_3	1,53	25,057	10	0,106	0,006
			20	0,189	0,012
			30	0,324	0,020
			40	0,508	0,031
			50	0,736	0,045
			60	1,004	0,061
			70	1,304	0,080
			80	1,631	0,100

Відповідно до густини теплового потоку електронні пристрої поділяються на теплоненавантаженні ($q_s < 0,05$ Вт / см²) та теплонавантаженні ($q_s > 0,05$ Вт / см²). У теплоненавантаженних

конструкціях їх температура при природному охолодженні щодо температури оточуючого середовища не перевищує $30\text{ }^{\circ}\text{C}$. В теплонавантажених конструкціях потрібно використовувати примусове охолодження. Як видно з табл. 3.1 конструкції ІЕ з коефіцієнтами провідника γ_1 , γ_2 з врахуванням зростання втрат з частотою перемагнічування залишаються теплонавантаженими на всьому діапазоні частот. У випадку γ_3 на частоті вищій 60 кГц конструкція планарного ІЕ є теплонавантаженою та потребує примусового охолодження для забезпечення нормального теплового режиму.

Для розрахунку температурного режиму планарного ІЕ була розроблена модель, яка базується на геометрії моделі, що використовувалася для розрахунку магнітних та електричних параметрів ІЕ, але доповнена елементом друкованої плати рис. 3.5.

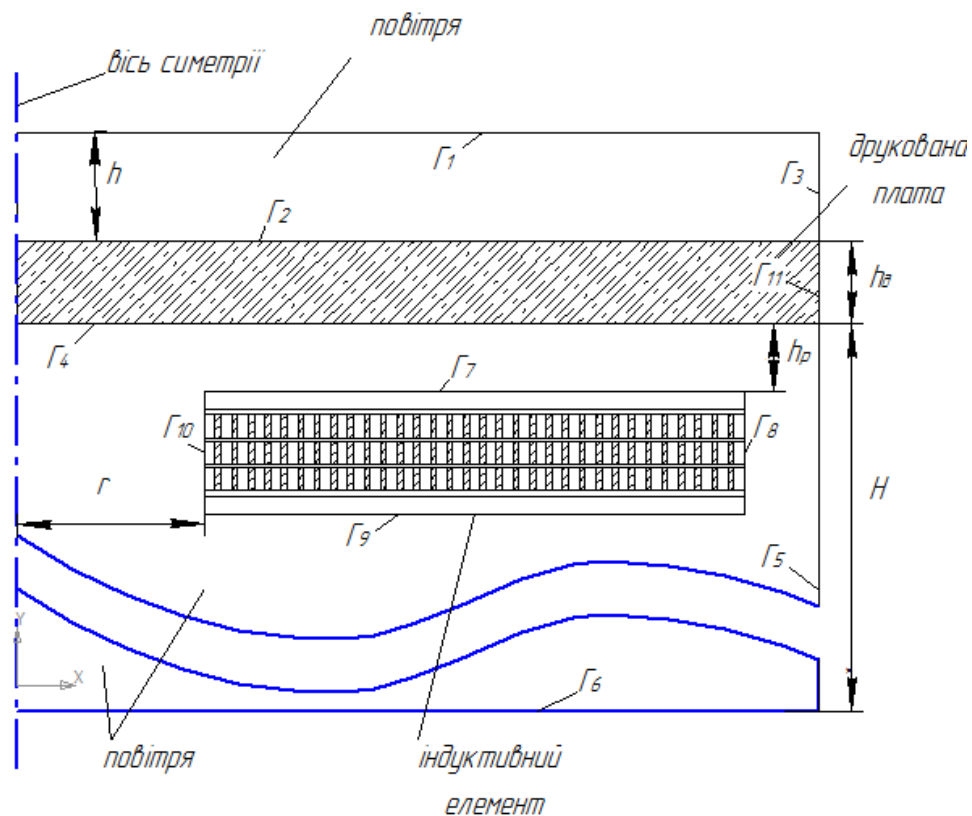


Рис. 3.5 Геометрія моделі для розрахунку теплових характеристик ІЕ.

При моделюванні вважалось, що ІЕ знаходиться в корпусі ЕПРА, який закріплений в світловому приладі. ІЕ розміщувався на відстані h_p від друкованої плати, товщина якої складає $h_o = 2$ мм. Сама друкована плата закріплена в корпусі ЕПРА на відстані $h = 2$ мм від верхньої кришки, яка контактує з оточуючим середовищем.

При створенні математичної моделі теплопровідності та конвекції планарного ІЕ були зроблені наступні припущення:

- повітря, яке оточує ІЕ задовольняє наближення Буссінеска;
- повітря вважається прозорим, а тверді поверхні, що беруть участь в теплообміні, вважаються сірими поверхнями;
- на межі розділу різнорідних середовищ реалізується умова ідеального теплового контакту;
- повітряні потоки – ламінарні.

Для температурного розрахунку ІЕ визначали в кожен момент часу значення температури T у всіх точках простору моделі (рис. 3.5). Для цього використовували рівняння неперервності теплового потоку для ІЕ та друкованої плати [109-112]:

$$c\rho \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k\nabla T) + Q, \quad (3.17)$$

де c – питома ізобарна теплоємність;

ρ – густина речовини.

Сумарна кількість теплоти, яка виділяється в ІЕ за рахунок теплових втрат як в магнітопроводі, так і в самій котушці [113]:

$$Q = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) + \frac{1}{2} \operatorname{Re}(j\omega \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}). \quad (3.18)$$

Оскільки ІЕ оточений повітрям, то для нього рівняння неперервності теплового потоку матиме вигляд:

$$\rho_n c \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q_n, \quad (3.19)$$

де \mathbf{u} – вектор швидкості повітря;

ρ_n – густина повітря при температурі T ;

Q_n – кількість теплоти, що передається від ІЕ.

Для опису процесу конвекції повітря використали рівняння механіки газу, що дозволило знайти вектор \mathbf{u} та значення тиску p в кожній точці моделі [114]:

$$\rho_n (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \left[-p \mathbf{I} + \eta (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T) - \frac{3}{2} \eta (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right] + \mathbf{F}, \quad (3.20)$$

де η – в'язкість повітря;

\mathbf{I} – одинична матриця.

Вираз для сили \mathbf{F} , що діє на одиницю об'єму нагрітого повітря:

$$\mathbf{F} = \mathbf{g} \cdot \rho_n, \quad (3.21)$$

де \mathbf{g} – прискорення вільного падіння.

Для розрахунків використовували також рівняння нерозривності:

$$\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{u}) = 0. \quad (3.22)$$

Рівняння (3.17) – (3.22) були доповнені граничними умовами, які показані на рис. 3.5.

Для температурного розрахунку ІЕ було використано наступні граничні умови:

На $\Gamma_7 - \Gamma_{10}$ – умова теплового випромінювання:

$$-\mathbf{n} \cdot (k_\phi \nabla \cdot T) = \varepsilon_\phi (G - \sigma T^4), \text{ та } (1 - \alpha)G = J_0 - \varepsilon_\phi \sigma T^4,$$

де ε_ϕ – коефіцієнт чорноти фериту;

\mathbf{n} – вектор нормалі до поверхні;

J_0 – сумарний вихідний потік випромінювання, що включає в себе власне випромінювання $\varepsilon_\phi \sigma T^4$, та відбите $(1 - \varepsilon_\phi)G$;

σ – константа Стефана–Больцмана.

На осі симетрії – умова симетрії.

На Γ_5 , та Γ_6 – умова відкритої границі.

$$T = T_{\text{ноч}}, \text{ якщо } \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} < 0, \text{ та } -\nabla T \cdot \mathbf{n} = 0, \text{ якщо } \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} \geq 0,$$

де $T_{\text{ноч}}$ – початкова температура моделювання.

Вважається, що температура верхньої кришки, яка контактує з оточуючим середовищем, залишається постійною, тому на границях Γ_1 та Γ_{11} задавалася постійна температура $T_{\text{ноч}}$.

Для розрахунку конвекції повітря на границях Γ_1 , Γ_2 , Γ_4 , $\Gamma_7 - \Gamma_{10}$, що оточують ІЕ та друковану плату, було використано граничну умову «стіна»:

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0.$$

При цій умові повітря не може проходити через обрані границі.

Так як ІЕ знаходиться в корпусі ЕПРА, то повітря в ньому може вільно переміщуватися. Для цього на границях Γ_3 , Γ_5 , Γ_6 для області повітря, які знаходяться всередині корпусу, використано умову відкритої границі:

$$\left[-p\mathbf{I} + \eta(\nabla\mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T) - \frac{3}{2}\eta(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \right] \mathbf{n} = p_0\mathbf{n}.$$

З рівняння видно, що конвекції повітря відбувається при умові, коли тиск в досліджуваній області є більшим, ніж тиск за межею області моделювання p_0 .

Теплофізичні характеристики матеріалів, що були використані для моделювання, зведено в табл. 3.2 [89 115].

Таблиця 3.2

Теплофізичні характеристики матеріалів

Тип матеріалу	Густина, кг/м ³	Теплоємність, Дж/(кг·К)	Коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К)	Температура К'юрі, °С
Ферит NL80	5250	756	9,7	180
Ферит PL11	4900	720	16	240
Мідь	8700	385	400	–
Ізолятор (SiO ₂)	2200	298	9	–
Друкована плата (FR4)	1900	1369	0,3	–

Модель зводиться до розрахунку трьох взаємозв'язаних моделей: магнітоелектричної, температурної та конвекції. На кожному кроці розрахунку магнітоелектрична модель передає значення кількості теплоти, яка виділяється за рахунок втрат температурній моделі та моделі конвекції повітря. Вони в свою чергу передають значення температури в магнітоелектричну модель для врахування залежності опору котушки від температури.

Моделювання проводили на частоті 80 кГц при силі струму 250 мА та початковій температурі $T_{\text{поч}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ та тиску $p_0 = 1 \text{ атм}$ (101.3 кПа) для котушки з коефіцієнтом форма γ_1 . У першому випадку вважалося, що ІЕ перебуває на відстані $d = 3 \text{ мм}$ від друкованої плати. В цьому випадку повітря під дією конвекційних потоків може рухатися між друкованою платою та ІЕ. Температурне поле та розподіл швидкостей повітря після $t = 6 \text{ с}$ показано на рис. 3.6.

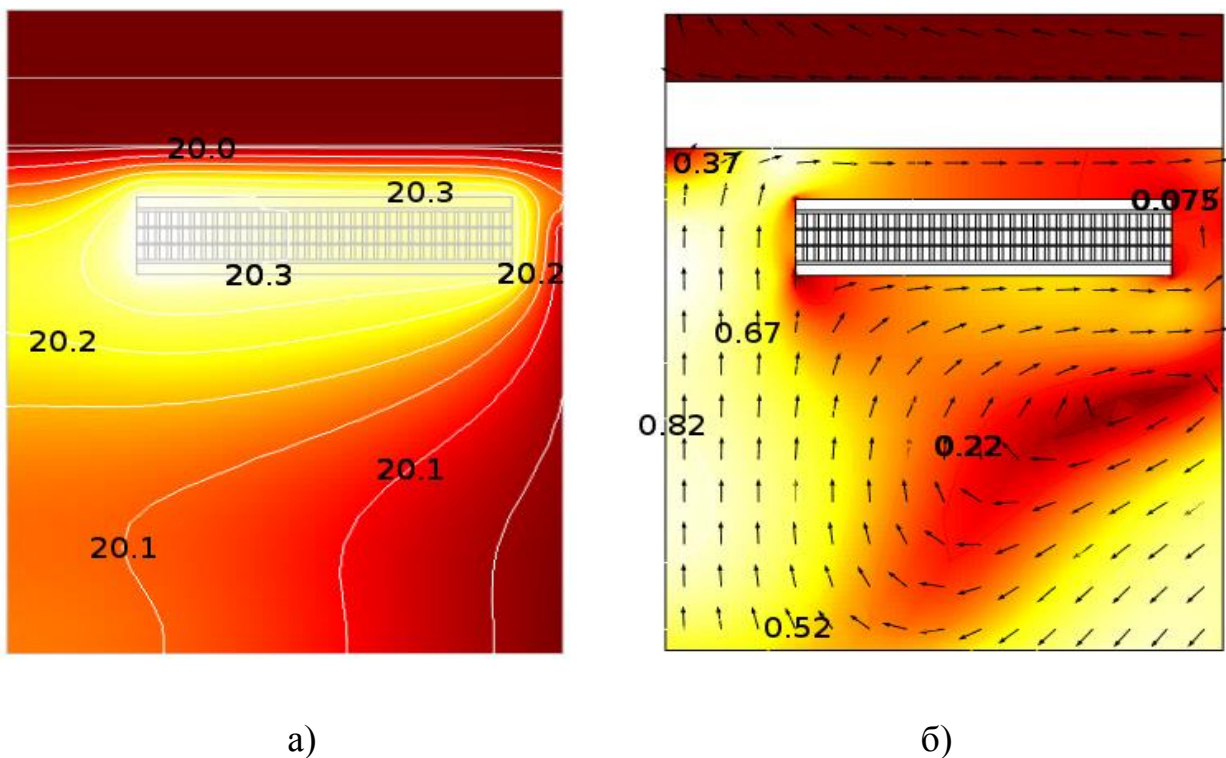


Рис. 3.6 Ізолінії температури, $^\circ\text{C}$ (а) та розподіл швидкостей повітря, мм/с (б) після $t = 6 \text{ с}$.

З рис. 3.6,а видно, що температура ІЕ підвищується рівномірно, різниця між центральною частиною та зовнішньою складає $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температура друкованої плати та прошарку повітря між нею та корпусом ЕПРА залишається на рівні $20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Нерівномірне нагрівання оточуючого повітря призводить до різниці тисків в окремих областях та породжує конвекційні потоки (рис. 3.6б). Видно, що більш нагріте повітря піднімається до поверхні ІЕ тим самим забираючи частину теплоти від нього як з зовнішньої поверхні, так і з поверхні яка розміщена ближче до друкованої плати. Максимальна швидкість потоку повітря спостерігається біля осі симетрії та складає $0,82\text{ мм/с}$.

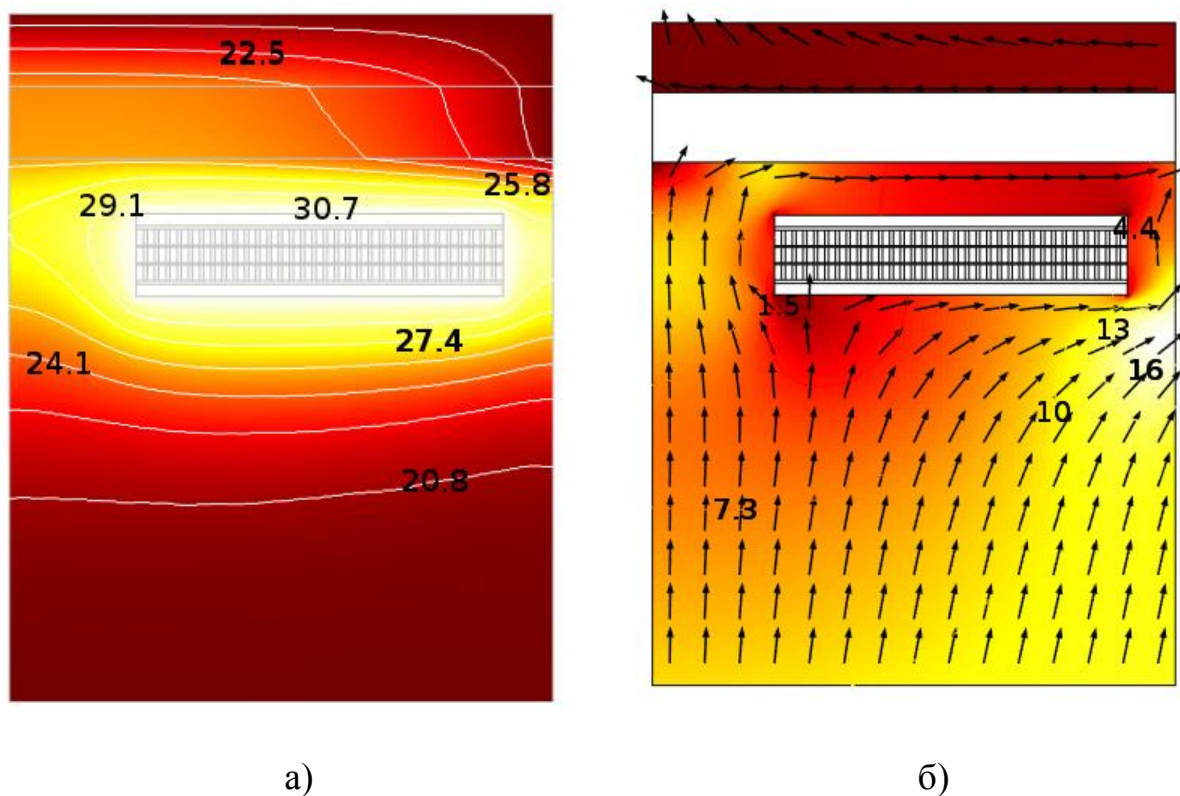


Рис. 3.7 Ізолінії температури, $^{\circ}\text{C}$ (а), та розподіл швидкостей повітря, мм/с (б) в стані температурної рівноваги

На 2500 с (≈ 41 хв.) модель досягнула стану температурної рівноваги, з максимальною температурою $30,7\text{ }^{\circ}\text{C}$ (рис. 3.7,а). При цьому розподіл температури є нерівномірним: в центральній частині вона дорівнює $29,1\text{ }^{\circ}\text{C}$, а на зовнішніх краях $25,8\text{ }^{\circ}\text{C}$.

За рахунок конвекційних потоків основна маса теплого повітря піднімається вгору та відводиться назовні, максимальна швидкість потоку повітря становить 16 мм/с (рис. 3.7,б). Незаповнений простір в центральній частині індуктивного елемента служить додатковим отвором для відводу тепла зумовленого як нагріванням, так і в результаті взаємного випромінювання протилежних поверхонь.

Також видно, що температура друкованої плати відрізняється від температури ІЕ і складає приблизно $22\text{ }^{\circ}\text{C}$.

На рис. 3.8 представлено просторовий температурний розподіл навколо ІЕ у стані термодинамічної рівноваги.

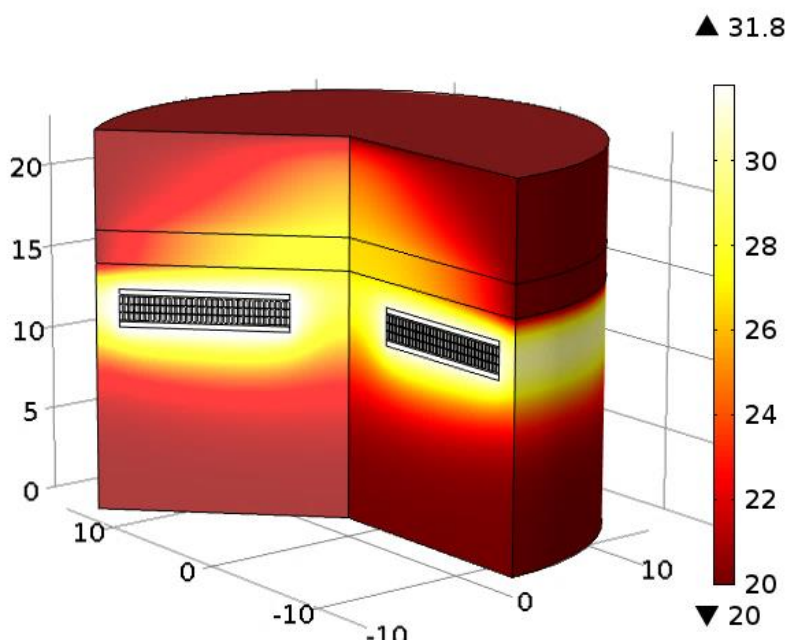


Рис. 3.8 Просторовий температурний розподіл навколо ІЕ у стані термодинамічної рівноваги

Було також розглянуто випадок, коли ІЕ розміщений безпосередньо на друкованій платі, тобто між ними існує тепловий контакт. Це дає можливість відводити тепло не лише за рахунок конвекції, а й за допомогою теплопровідності. Результати моделювання температурного розподілу та напрямку конвекційних потоків показано на рис. 3.9.

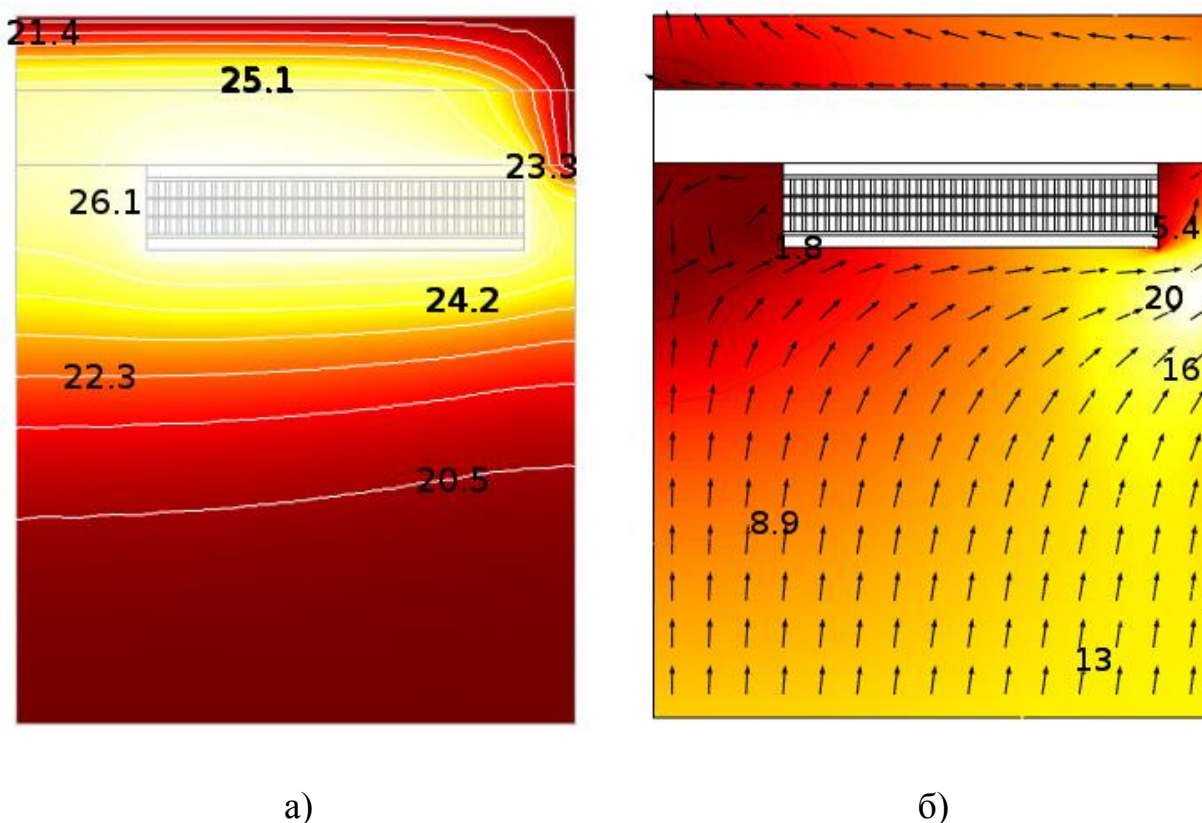


Рис. 3.9. Ізолінії температури (а) та напрямку конвекційних потоків (б) у стані температурної рівноваги при розміщенні ІЕ на друкованій платі

В цьому випадку температура ІЕ є суттєво нижчою і розподілена нерівномірно по об'єму рис.3.9,а. При такому розміщенні, як і в попередньому випадку, це зумовлено малою площею тепловідведення, а також відсутністю повітряних потоків рис. 3.9,б.

Температура ж друкованої плати теж зросла в порівнянні з попереднім розміщенням ІЕ до 25 °С. Така зміна температури не вплине як на саму

плату, так і на інші компоненти схеми, оскільки нагрівання в основному відбувається в області, яка розміщена під самим індуктивним елементом.

Для аналізу відводу тепла шляхом випромінювання виходимо з того, що коефіцієнт чорноти фериту $\varepsilon_\phi=0,2$ [116]. На відміну від конвекційних потоків, які поширюються вгору відносно поверхні ІЕ та в основному призводять до нагрівання друкованої плати, тепла енергія випромінювання поширюється у всіх напрямках і тим самим нагріває оточуючі компоненти електричної схеми.

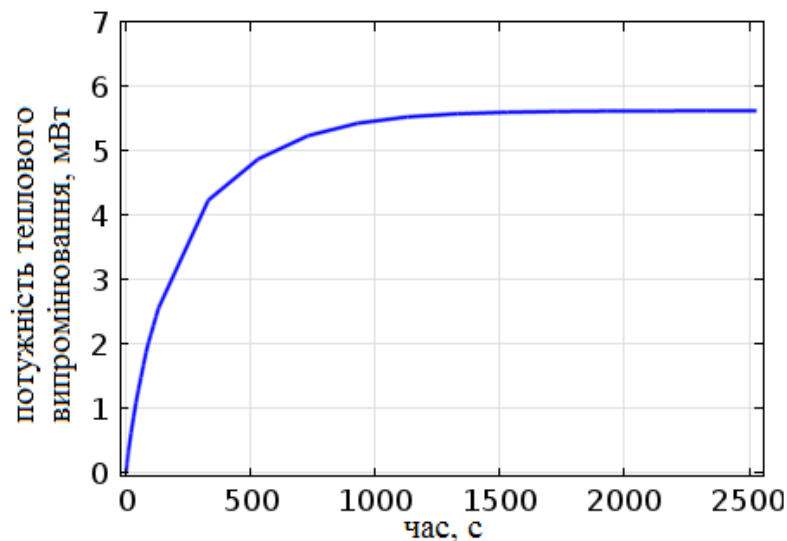


Рис. 3.10 Залежність потужності теплового випромінювання зовнішньої поверхні ІЕ від часу моделювання

З рис. 3.10 видно, що потужність втрат за рахунок випромінювання в зв'язку з відносно низькою температурою самого ІЕ є незначною та складає 5,6 мВт для зовнішніх поверхонь. Це зумовлено низькою температурою самого ІЕ.

Залежність температури ІЕ від часу для обох випадків показано на рис. 3.11

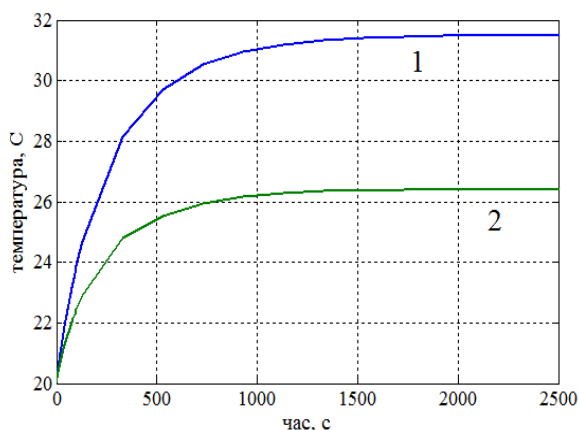
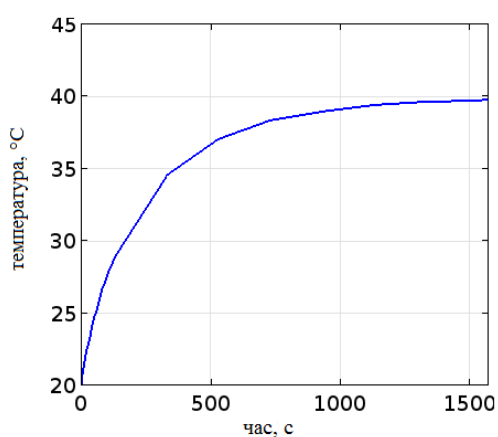


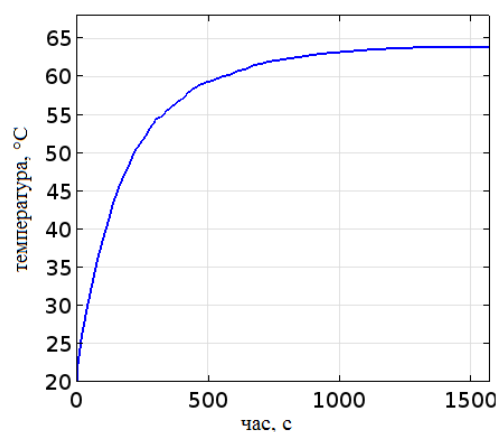
Рис. 3.11 Залежність температури від часу: 1 – у випадку розміщення ІЕ під друкованою платою; 2 – при розміщенні на поверхні друкованої плати

З рисунка видно, що процес нагрівання в обох випадках проходить з однаковою швидкістю. Основне підвищення температури відбувається протягом перших 500 с. Далі температура повільно стабілізується та досягає стану термодинамічної рівноваги через 2500 с. Можна говорити, що ІЕ виходить в робочий температурний стан через 16 хвилин.

У випадку використання провідника котушки з коефіцієнтом форми γ_2 , при тих самих початкових умовах температура ІЕ досягнула $31,7\text{ }^\circ\text{C}$ рис. 3.12,а.



а)



б)

Рис.3.12 Ізолінії температури у стані температурної рівноваги: а) у випадку коефіцієнта форми γ_2 , б) у випадку γ_3

Така температура не є високою, а ІЕ з такою формою провідника може працювати без додаткового охолодження, оскільки різниця між початковою температурою та температурою в робочому режимі не перевищує 12° , що набагато менше 30° .

У випадку використання провідника з коефіцієнтом форми γ_3 (рис. 3.12,б) середнє значення температури ІЕ становить 64°C . На відміну від попереднього випадку така температура ІЕ є високою, а його використання можливе лише у випадку додаткового охолодження. Ще одним недоліком такої конструкції є те, що магнітна проникність феромагнетиків зі збільшенням температури змінюється, в результаті чого індуктивність ІЕ теж залежатиме від температури.

Оскільки ІЕ буде використовуватися в якості дроселя ЛЛ, то також було проведено моделювання впливу величини струму на його температуру. Для цього діюче значення струму було збільшено до 450 мА , що характерне для ЛЛ типу Т8 потужністю 38 Вт . На рис 3.13 показано температурний розподіл в стані термодинамічної рівноваги при струмі 450 мА для коефіцієнта форми провідника γ_1 .

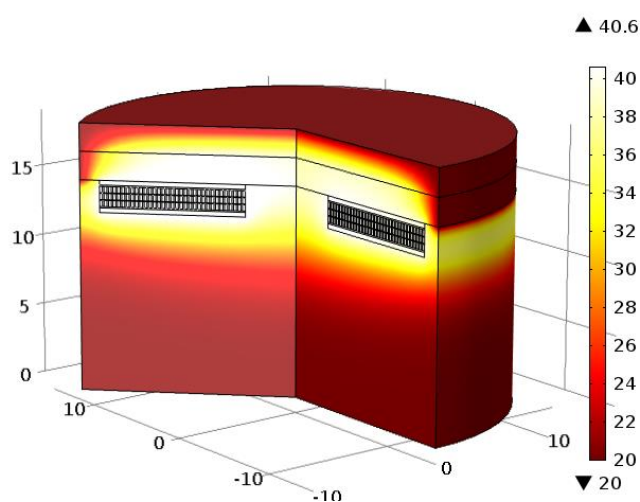


Рис. 3.13. Просторовий температурний розподіл навколо ІЕ у стані термодинамічної рівноваги при струмі 450 мА

Видно що температура ІЕ у випадку живлення струмом 450 мА становить близько 40 °С.

Збільшення температури ІЕ згідно (3.11) призводитиме до збільшення питомого опору котушки. На рис. 3.14 показано залежність опору ІЕ від температури при збудженні струмами 250 мА, 450мА.

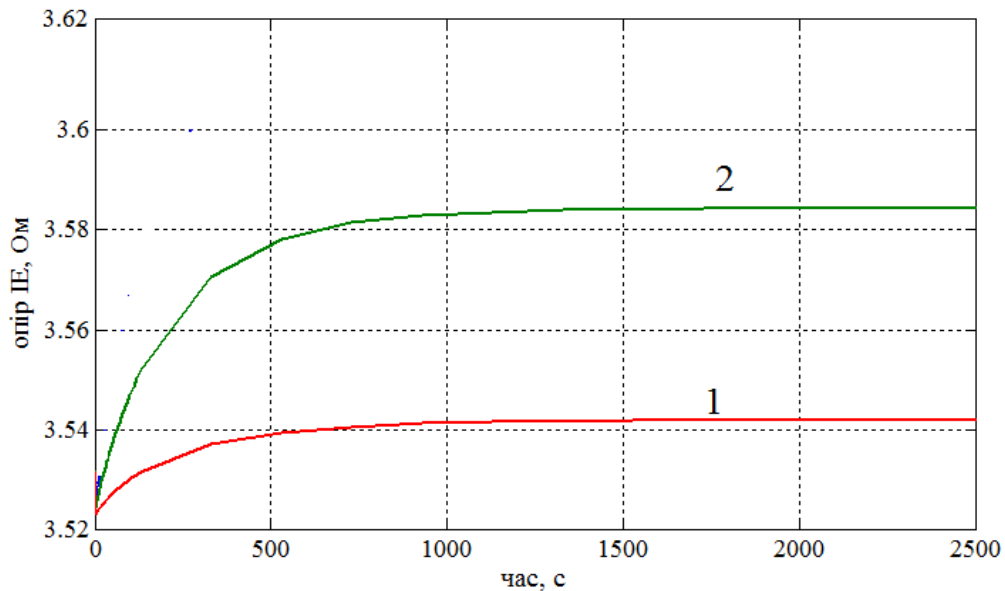
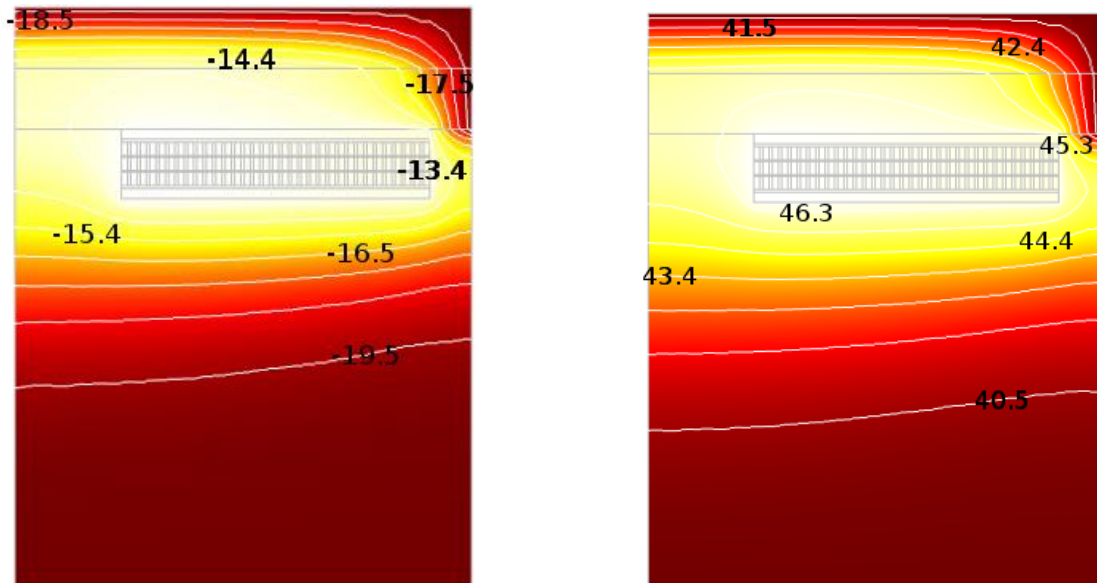


Рис. 3. 14. Залежність опору провідника від температури ІЕ: 1 – при силі струму 250 мА, 2 – при силі струму 450 мА

Видно, що при силі струму 250 мА опір котушки зростає на 0,02 Ом, а при силі струму 450 мА – на 0,6 Ом. Таке незначне збільшення опору котушки ІЕ не призведе до суттєвого зменшення її добротності, тому при розрахунках індуктивності та добротності його можна не враховувати.

Планарний ІЕ як елемент ЕПРА повинен експлуатуватися в діапазоні температур, що відповідають заявленим для роботи комплекту ЛЛ+ЕПРА. Для більшості ЛЛ діапазон робочих температур складає $-20 \dots +40$ °С. Результати моделювання температурного розподілу для ІЕ з коефіцієнтом форми провідника γ_1 показано на рис. 3.15.



а)

б)

Рис. 3.15. Ізолінії температури ІЕ: а) $T_{ноч} = -20\text{ °C}$, б) $T_{ноч} = 40\text{ °C}$.

З рис. 3.15 видно, що в обох випадках відбувається збільшення температури ІЕ на $6,3\text{ °C}$ відносно початкової температури. Таке незначне зростання температури дозволяє використовувати ІЕ планарної системи в достатньо широкому діапазоні робочих температур.

Висновки до розділу:

1. Проведено розрахунок втрат потужності в планарному ІЕ та показано, що основна частка втрат відбувається в котушці, причому використання ІЕ з коефіцієнтом форми провідника γ_3 можливе лише у випадку наявності примусового охолодження для забезпечення нормального теплового режиму. У випадку коефіцієнта форми γ_1 та γ_2 втрати потужності не перевищують $0,25\text{ Вт}$ та $0,45\text{ Вт}$, відповідно, що дозволяє використовувати такі конструкції ІЕ без додаткової системи охолодження.

2. Запропоновано математичну модель та алгоритм для розрахунку температурних характеристик планарних ІЕ при їх охолодженні за рахунок конвекції теплопровідності та випромінювання. На основі моделі проведено

розрахунок теплових втрат та показано, що охолодження лише за рахунок конвекції є малоефективним через малі геометричні розміри індуктивного елемента.

3. В зв'язку з низькими тепловими втратами ІЕ з коефіцієнтом форми γ_1 запропоновано розміщувати його безпосередньо на поверхні друкованої плати, що дало змогу додаткового відвести тепло та знизити робочу температуру на 5 °С.

РОЗДІЛ 4

МОДЕЛЮВАННЯ ВИХІДНОГО КАСКАДУ ЕПРА ДЛЯ ЛЛ З ПЛАНАРНИМ ІНДУКТИВНИМ ЕЛЕМЕНТОМ

4.1 Розрахунок вихідного каскаду ЕПРА з планарним ІЕ в номінальному режимі роботи

На сьогоднішній час асортимент ЕПРА нараховує десятки типів, що призначені для різної кількості і потужності ламп, наявністю або відсутністю можливості регулювання світлового потоку, холодного або гарячого запалювання лампи.

При всій такій різноманітності схемне рішення ЕПРА суттєво не відрізняється. Найбільш поширеною схемою вихідного каскаду є напівмостовий резонансний інвертор рис. 4.1. Незалежно від режиму роботи для запалювання ЛЛ в переважній більшості використовується явище резонансу напруги у вихідному каскаді [117]. Він є одним з головних та незамінних структурних елементів ЕПРА, що забезпечує роботу ЛЛ на всіх її стадіях: розігрів електродів, запалювання, горіння. Тому від вибору елементів вихідного каскаду залежать світлотехнічні та експлуатаційні характеристики як ЛЛ, так і самого ЕПРА.

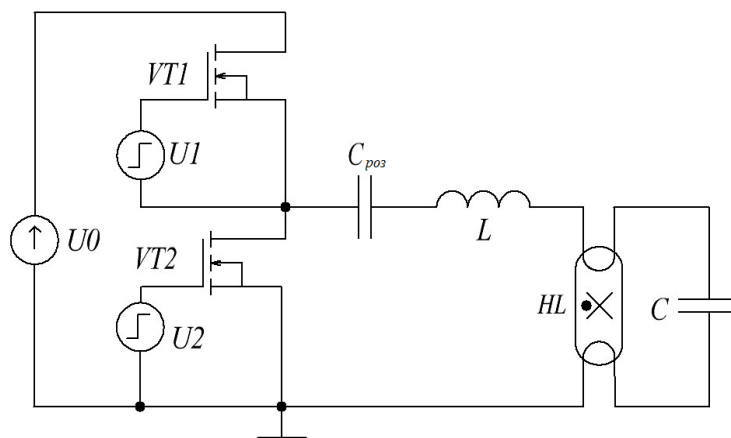


Рис. 4.1. Принципова схема вихідного каскаду ЕПРА

Найбільш поширеною схемою вихідного каскаду є напівмостовий резонансний інвертор з послідовним коливальним контуром $LCC_{\text{роз}}$, в якому ЛЛ під'єднана паралельно до конденсатора C . Робота ключів $VT1$ і $VT2$ керується напругами $U1$ і $U2$, які формуються драйвером [118].

Для розрахунку та правильного вибору елементів резонансного контура необхідно знати основні параметри ЛЛ.

При роботі ЛЛ на частоті вищій 10 кГц через інерційність процесів в плазмі розряду її вольт–амперну характеристику (ВАХ) можна вважати лінійною. Це дозволяє розглядати лампу як активний опір.

Для розрахунку номінального режиму роботи вихідного каскаду замінимо її еквівалентним опором, величина якого:

$$R_l = \frac{U_{ак}}{I_l}, \quad (4.1)$$

де $U_{ак}$, I_l – діючі значення напруги між електродами та струму лампи в номінальному режимі роботи.

Еквівалентну схему вихідного каскаду ЕПРА зобразимо у вигляді, показаному на рис. 4.2. Тут ЛЛ представлена резисторами $R1 - R4$, що являють собою опір ділянок електродів, та R_l – еквівалентний опір плазмового розряду.

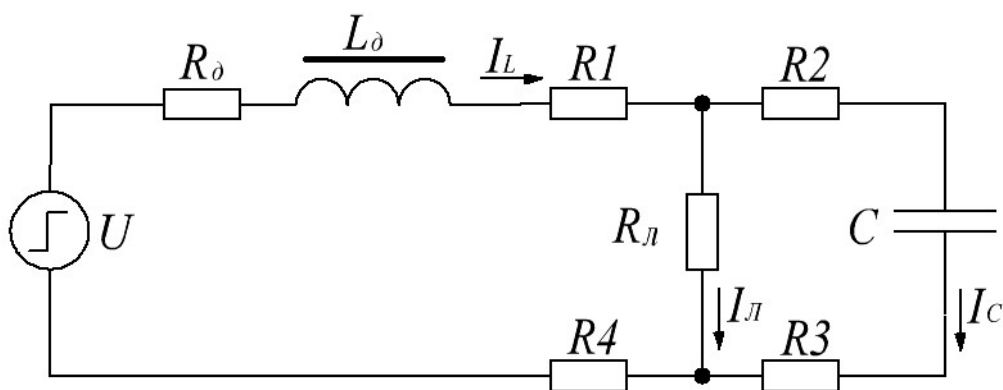


Рис 4.2 Еквівалентна схема вихідного каскаду ЕПРА .

Визначимо струм лампи при відомих параметрах вихідного каскаду та джерела живлення. Для цього запишемо вираз для напруги між електродами лампи:

$$U_{ак} = I_l \cdot R_l. \quad (4.2)$$

Струм через конденсатор C визначимо як:

$$\dot{I}_{mC} = \frac{\dot{U}_{m(ак)}}{\underline{Z}_C}, \quad (4.3)$$

де \underline{Z}_C – комплексний опір вітки, по якій протікає струм \dot{I}_{mC} :

$$\underline{Z}_C = R_2 + R_3 - \frac{j}{\omega_n C}, \quad (4.4)$$

де ω_n – частота напруги живлення в номінальному режимі,

$R_k = R_2 + R_3$ – активний опір вітки зі струмом \dot{I}_{mC} .

Струм через дросель дорівнює:

$$\dot{I}_{mL} = \dot{I}_{mI} + \dot{I}_C, \quad (4.5)$$

а напруга на лампі:

$$\dot{U}_{mI} = \dot{I}_{mL} (R_1 + R_4) + \dot{I}_{mI} \cdot R_l. \quad (4.6)$$

За законом Кірхгофа запишемо вираз для вхідної напруги:

$$\dot{U}_m = \dot{I}_{mL} (R_0 + j\omega_n L) + \dot{I}_{mL} (R_1 + R_4) + \dot{I}_{mI} R_l, \quad (4.7)$$

де R_δ – резистивний опір котушки дроселя.

Позначимо:

$$\underline{Z}_\delta = R_\delta + j\omega_n L + R_1 + R_4 \quad (4.8)$$

Вираз (4.7) можна записати у вигляді:

$$\dot{U}_m = \dot{I}_{mL} \cdot \underline{Z}_\delta + \dot{I}_{mЛ} \cdot R_\lambda. \quad (4.9)$$

Підставивши (4.2),(4.3), (4.5) в (4.9), отримаємо:

$$\dot{U}_m = \dot{I}_{mЛ} \left(\underline{Z}_\delta + R_\lambda + \frac{R_\lambda \underline{Z}_\delta}{\underline{Z}_C} \right). \quad (4.10)$$

Остаточно вираз для струму через лампу при відомих параметрах вихідного каскаду та джерела живлення матиме вигляд:

$$\dot{I}_{mЛ} = \frac{\dot{U}_m}{\underline{Z}_\delta + R_\lambda + \frac{R_\lambda \underline{Z}_\delta}{\underline{Z}_C}}. \quad (4.11)$$

Для подальших розрахунків будемо вважати, що опори катодів ЛЛ та внутрішній опір котушки дроселя є набагато меншими в порівнянні з реактивним опором дроселя та конденсатора. Тоді рівняння (4.4) та (4.8) можна записати у вигляді:

$$\underline{Z}_C \approx -\frac{j}{\omega_n C}, \text{ та } \underline{Z}_\delta \approx j\omega_n L.$$

З (4.11) видно, що максимальний струм через лампу при сталій індуктивності дроселя та заданій частоті буде протікати при умові резонансу:

$$\omega_n L = \frac{1}{\omega_n C}.$$

За цієї умови рівняння (4.11) прийме вигляд:

$$i_{m\Gamma} \approx \frac{\dot{U}_m}{\underline{Z}_\partial + R_\Gamma - R_\Gamma} = \frac{\dot{U}_m \eta}{\underline{Z}_\partial}, \quad (4.12)$$

де η – коефіцієнт втрат енергії в котушці дроселя та на електродах ЛЛ.

Остаточно вираз для індуктивності дроселя матиме вигляд:

$$L = \frac{\dot{U}_m \eta}{\omega_n I_{m\Gamma}}. \quad (4.13)$$

Величина ємності конденсатора C вибирається із співвідношення:

$$C = \frac{1}{\omega_n^2 L}. \quad (4.19)$$

4.2 Розрахунок вихідного каскаду ЕПРА ЛЛ на стадіях попереднього підігріву та запалювання

В режимі запалювання опір лампи будемо вважати рівним безмежності. Тоді вихідний каскад можна представити електричною схемою, яка приведена на рис. 4.3. Лампа змодельована електродами R_{e1} та R_{e2} . Оскільки опір розрядного проміжку між електродами на початку стадії

запалювання дорівнює безмежності, то в даній еквівалентній схемі R_d відсутній.

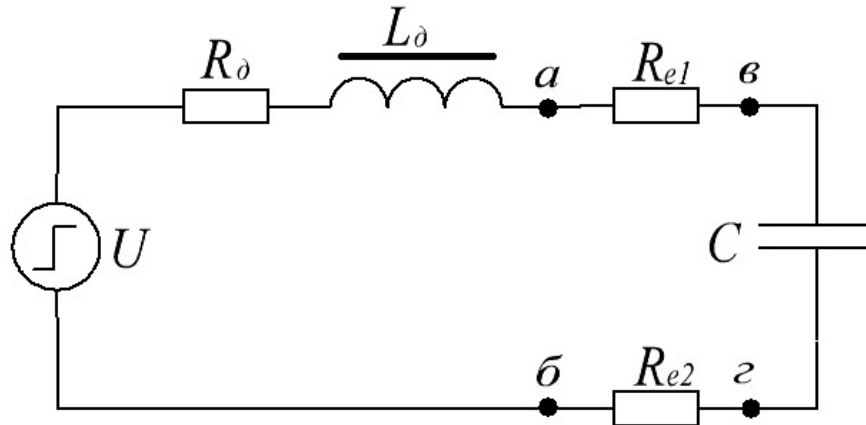


Рис. 4.3. Еквівалентна схема вихідного каскаду ПРА в стадії запалювання

Запишемо повний комплексний опір схеми, представленої на рис. 4.3, для першої гармоніки:

$$\underline{Z} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = \frac{R\omega C + j(\omega^2 LC - 1)}{\omega C}, \quad (4.20)$$

де R – активний опір кола, який дорівнює $R = R_d + R_{e1} + R_{e2}$.

Опір ділянки кола ab в момент запалювання:

$$Z_{zn} = R_e - j\frac{1}{\omega C} = \frac{R_e\omega C - j}{\omega C}, \quad (4.21)$$

де $R_e = R_{e1} + R_{e2}$.

Тоді струм через електроди лампи:

$$\dot{i}_{zn} = \frac{\dot{U}_m}{\underline{Z}}. \quad (4.22)$$

Підставивши (4.20) в (4.22) та перейшовши до дійсних значень, отримаємо вираз для визначення струму через електроди лампи в режимі запалювання:

$$I_{zn} = \frac{U \cdot \omega_{zn} C}{\sqrt{R^2 \omega_{zn}^2 C^2 + (\omega_{zn}^2 LC - 1)^2}}. \quad (4.23)$$

При цьому повинна виконуватися умова:

$$I_{zn} \leq I_{zn.макс},$$

де $I_{zn.макс}$ – максимально допустимий струм через електроди для даного типу ЛЛ.

Аналогічно як для номінального режиму роботи лампи запишемо рівняння, що описує режим запалювання:

$$\dot{U}_{зан} = \dot{I}_{зан} \cdot \underline{Z}_{зан}. \quad (4.24)$$

Вираз для напруги запалювання отримаємо, підставивши в (4.24) вирази (4.23) та (4.21) і перейшовши до дійсних значень:

$$U_{zn} = \frac{U \sqrt{R_e^2 \omega_{zn}^2 C^2 + 1}}{\sqrt{R^2 \omega_{zn}^2 C^2 + (\omega_{zn}^2 LC - 1)^2}}. \quad (4.25)$$

При розрахунку струму та напруги попереднього розігріву електродів лампи еквівалентна схема резонансного контура матиме вигляд як і на рис. 4.3. Тоді вирази для напруги у $U_{роз}$ та струму $I_{роз}$ розігріву матимуть вигляд:

$$U_{роз} = \frac{U \sqrt{R_e^2 \omega_{роз}^2 C^2 + 1}}{\sqrt{R^2 \omega_{роз}^2 C^2 + (\omega_{роз}^2 LC - 1)}}; \quad (4.26)$$

$$I_{роз} = \frac{U \cdot \omega_{роз} C}{\sqrt{R^2 \omega_{роз}^2 C^2 + (\omega_{роз}^2 LC - 1)^2}}. \quad (4.27)$$

З рівнянь (4.23) – (4.27) видно, що напруги та струми для стадій розігріву та запалювання будуть визначатися лише робочою частотою вихідного каскаду ЕПРА.

4.3 Вплив параметрів елементів вихідного каскаду ЕПРА на характеристики ЛЛ в різних режимах роботи

Сама ідея високочастотного живлення ЛЛ пов'язана зі зменшенням масогабаритних характеристик баластного дроселя. При цьому виникає ряд нових проблем. Із збільшенням частоти ростуть вимоги до частотних характеристик транзисторів, збільшується рівень імпульсних перешкод та втрат на перемикання. Оптимальним рішенням є вибір частоти перетворювача в діапазоні 40...90 кГц.

В попередніх розділах було показано, що максимальне значення добротності планарного ІЕ лежить в частотному діапазоні 60 ... 80 кГц, тому попередньо виберемо частоту живлення 80 кГц.

Для лампи типу Т5 потужністю 35 Вт діючі значення робочої напруги та струму дорівнюють: $U_{ак} = 205$ В, $I_{л} = 0,175$ А. Тоді еквівалентний опір лампи в робочому режимі згідно (4.1) буде дорівнювати $R_{л} = 1170$ Ом.

Для дослідження роботи ЛЛ з планарним ІЕ було проведено моделювання роботи вихідного каскаду в середовищі Comsol Multiphysics. Для цього модель ІЕ, яка описана в розділі 2.4, було доповнено схемою електричного кола вихідного каскаду[119-125]. Принципова електрична схема показана на рис. 4.4.

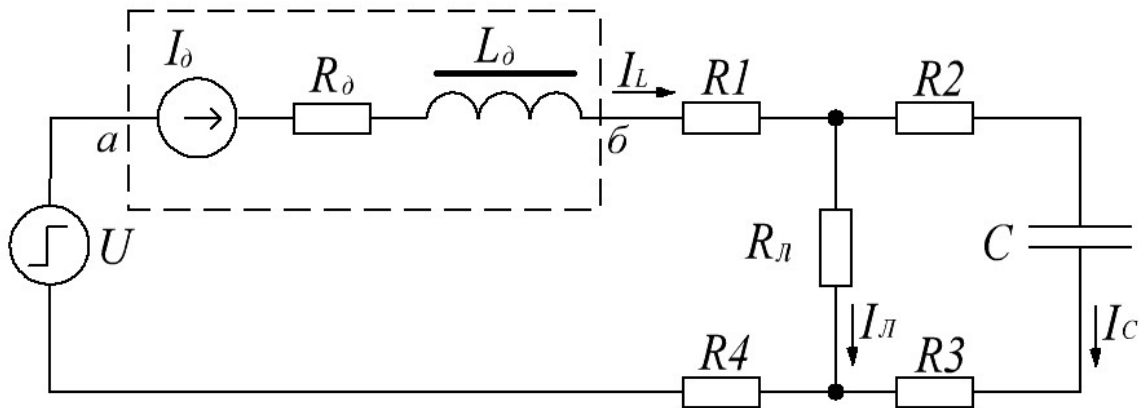


Рис. 4.4. Принципова електрична схема вихідного каскаду з планарним ІЕ.

Для розрахунку параметрів ІЕ було використано взаємний розв'язок колової та польової задачі. Алгоритм розрахунку I_0 , R_0 , та L_0 наступний:

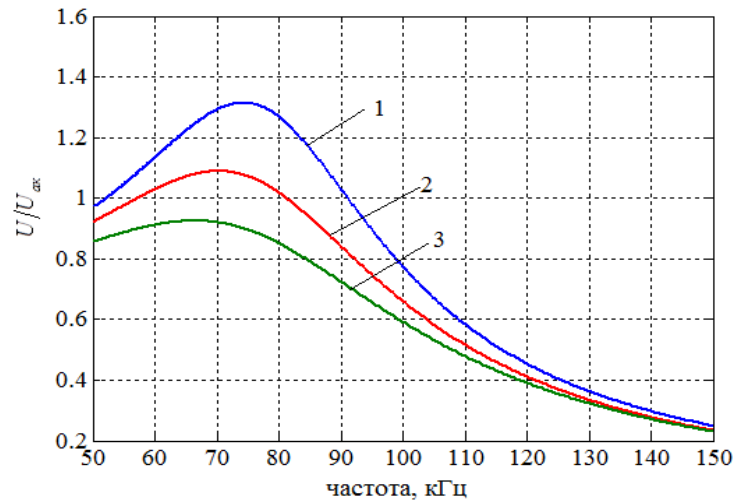
- для кожного проміжку Δt визначаємо величину напруги U_0 в вузлах ab ;
- розраховуємо величину A :

$$-\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \mu^{-1} \mathbf{B}) = \sigma \frac{U_0}{S_{np}}; \quad (4.26)$$

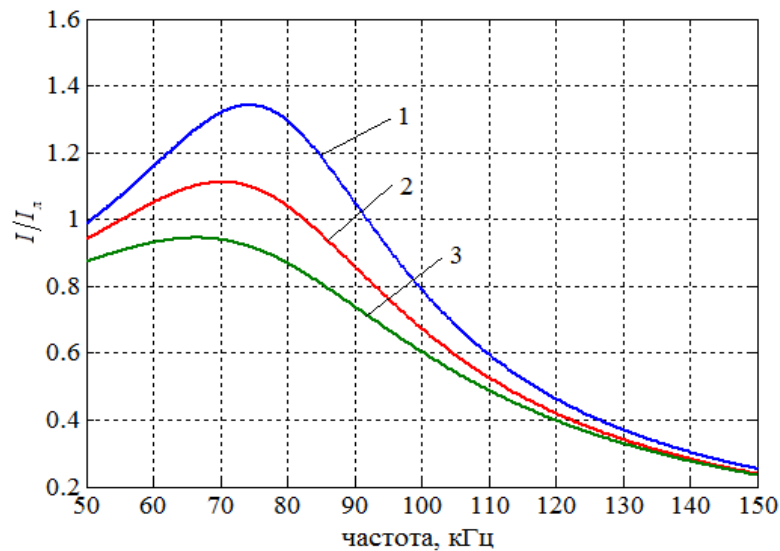
- з розподілу вектора A та $\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$ розраховуємо величину магнітної та електричної енергії планарного ІЕ;
- визначаємо I_0 , R_0 , та L_0 .

Модель ІЕ представлена джерелом струму I_0 , опором R_0 та індуктивністю L_0 . Знаючи напругу $U = 155$ В, опір лампи R_L та частоту f_p з рівняння (4.18) визначаємо величину індуктивності планарного ІЕ, яка дорівнює $L_0 = 1,54$ мГн. Тоді ємність резонансного конденсатора C згідно (4.19) буде дорівнювати $C = 2,57$ нФ. З таблиці номіналів конденсаторів можна побачити, що найбільш близькими значеннями є 2,2 нФ, 2,7 нФ та 3,3 нФ. З рівнянь (4.18) та (4.19) видно, що збільшення ємності резонансного конденсатора призведе як до зростання струму ЛЛ, так і до зменшення індуктивності дроселя. Тому було проведено розрахунок впливу ємності та індуктивності на величину струму та напруги для різного діапазону частот.

На рис. 4.5 показано частотні залежності напруги та струму лампи відносно номінальних при різних значеннях індуктивності баластного дроселя та ємності резонансного конденсатора в діапазоні частот 50–150 кГц.



а)



б)

Рис. 4.5 Частотні залежності напруги (а) та струму (б) лампи відносно їх номінальних значень при різних значеннях індуктивності баластного дроселя та ємності резонансного конденсатора: 1 – $L_0 = 1,2$ мГн, $C = 3,3$ нФ, 2 –

$L_0 = 1,5$ мГн, $C = 2,7$ нФ, 3 – $L_0 = 1,8$ мГн, $C = 2,2$ нФ.

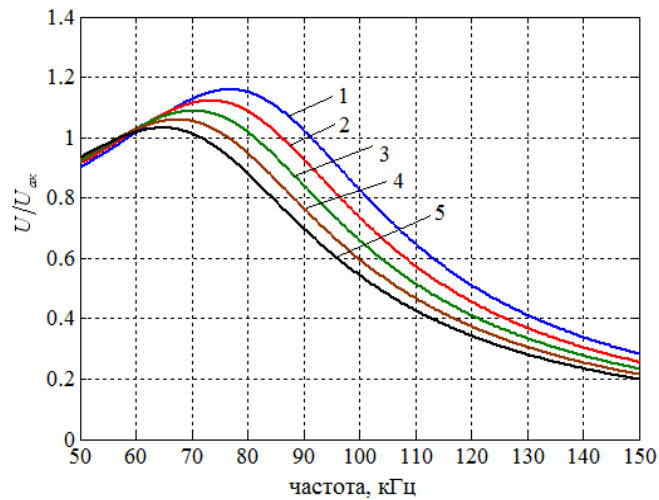
Із приведених залежностей випливає, що збільшення ємності конденсатора призводить до більш стрімкого зростання напруги та струму ЛЛ в околі частот близьких до резонансної. Також видно, що при частотах, менших за резонансну, зростання струму з ростом частоти є менш стрімким в порівнянні з частотами, вищими за резонансну. При збільшенні частоти вище $1,6f_p$ частотні залежності струму та напруги для обох випадків ємностей конденсаторів є лінійними.

З рис. 4.5,а видно, що комбінації індуктивності та ємності перевищують потрібне значення напруги на лампі. Величина струму для $L_0 = 1,8$ мГн та $C = 2,2$ нФ є меншою ніж робочий струм ЛЛ. У випадку коли $L_0 = 1,2$ мГн, $C = 3,3$ нФ – навпаки струм ЛЛ суттєво перевищує її номінальне значення. Тому при виборі конденсатора його слід брати з меншою ємністю, оскільки підвищене значення робочого струму призводить до швидшого старіння електродів лампи, що негативно впливає на строк її служби.

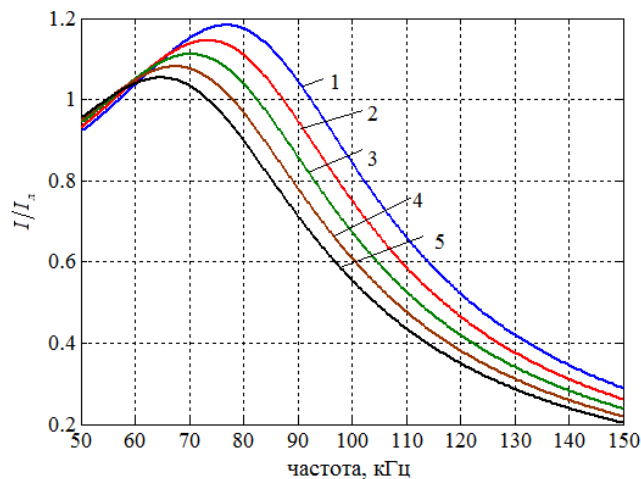
Також варто зазначити, що резонанс напруги у вихідному каскаді ЛЛ спостерігається на частоті, меншій ніж $f_p = 80$ кГц, що пояснюється збільшенням повного опору вихідного каскаду за рахунок опору котушки дроселя та електродів ЛЛ.

Так як номінальні значення конденсаторів не є довільними, то для забезпечення потрібних значень напруги та струму лампи було проведено розрахунок частотних залежностей цих величин для різних значень індуктивності дроселя.

При розрахунках L_0 ємність резонансного конденсатора залишалась рівною $C = 2,7$ нФ. Частотні залежності напруги та струму лампи відносно номінальних при різних значеннях індуктивності баластного дроселя показано на рис. 4.6.



а)



б)

Рис. 4.6 Частотні залежності напруги (а) та струму (б) лампи відносно їх номінальних значень при різних значеннях індуктивності баластного дроселя: 1 – $L_{\text{д}} = 1,3$ мГн, 2 – $L_{\text{д}} = 1,4$ мГн, 3 – $L_{\text{д}} = 1,5$ мГн, 4 – $L_{\text{д}} = 1,6$ мГн, 5 – $L_{\text{д}} = 1,7$ мГн.

З рис. 4.6 видно, що для забезпечення потрібного значення напруги та струму лампи на частоті 80 кГц, індуктивність дроселя повинна складати 1,6 мГн (крива 4). Незначна зміна індуктивності суттєво збільшує як напругу на ЛЛ, так і її струм, що потрібно враховувати при розрахунку конструкції планарного ІЕ. Також видно, що для забезпечення резонансу напруг в

контурі потрібно проводити підбір індуктивності паралельно зі зміною частоти живлення.

Роботу ЕПРА можна розділити на два етапи: пусковий режим та нормальний робочий режим. На першому етапі відбувається запалювання лампи. Він може слідувати після попереднього розігріву електродів, а для малопотужних КЛЛ запалювання може відбуватися за умови холодних катодів. Попередній розігрів є важливим етапом, оскільки він визначає строк служби лампи та напругу запалювання. В зв'язку з цим постає задача вибору найбільш впливових факторів на даний режим роботи вихідного каскаду, що дозволило б оптимально вибрати елементи схеми для забезпечення надійної роботи ЛЛ.

Підігрів електродів ЛЛ може відбуватися декількома шляхами. Паралельно резонансному конденсатору підключається позистор з позитивним температурним коефіцієнтом опору. Його задача полягає в уповільненні зростання напруги на конденсаторі, завдяки чому збільшується час протікання струму через електроди ЛЛ.

При умові високочастотного підігріву електродів частота слідування імпульсів, що поступають з інвертора, перевищує у 2...3 рази резонансну частоту коливного контуру, утворену індуктивністю L_0 дроселя та ємністю конденсатора C . За таких умов напруга на лампі нижча від напруги виникнення розряду. При поступовому зниженні частоти живлення напруга на елементах контура зростає і схема переходить в режим розігріву електродів. При цьому струм, що протікає через електроди лампи, наближається до робочого, а напруга лампи ще не встигає досягнути значень, при яких можлива іонізація розрядного проміжку. Коли частота наблизиться до резонансної, а електроди розігріються до появи термоелектронної емісії, відбудеться запалювання лампи. В подальшому вихідний каскад переходить в нормальний робочий режим, що забезпечує стійке горіння газового розряду.

Підігрів електродів з використанням позистора застосовується в основному для ламп КЛЛ, а його робота не впливає на величину струму та напруги елементів резонансного контура. Тому розрахунок впливу величини індуктивності та ємності на параметри вихідного каскаду були приведені для випадку високочастотного підігріву.

Частотні залежності струму розігріву електродів лампи для $L = 1.6$ мГн та $C = 2.7$ нФ приведено на рис. 4.7. Отриманий графік описує явище резонансу в коливному контурі з втратами.

Струм розігріву досягає максимуму на резонансній частоті та визначається активним опором контура і напругою живлення. Можливі випадки, коли він перевищуватиме допустимі значення для даної лампи. Тому в ЕПРА з запалюванням на резонансній частоті контура для зменшення перевантаження струмом розігріву електродів доцільно застосовувати ЛЛ з високоомним катодом.

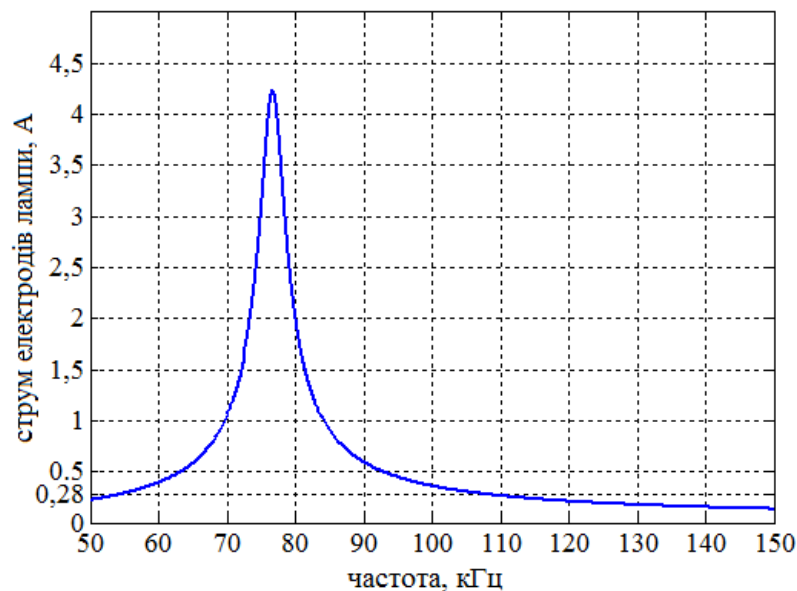


Рис. 4.7. Частотна залежність струму розігріву електродів лампи

Крім цього, тривалість протікання такого струму повинна складати 4 с. На такий струм повинні бути розраховані і силові елементи ЕПРА, що вимагає запасу за потужністю в нормальному режимі роботи.

Для більшості ламп типу T5 потужністю 35 Вт струм розігріву електродів становить 0,28 А (амплітудне значення). В цьому випадку, як видно з рис. 4.7, така величина струму досягається на частоті 110 кГц.

Розглянемо як змінюється струм розігріву електродів при зміні індуктивності дроселя. Вказана залежність приведена на рис. 4.8.

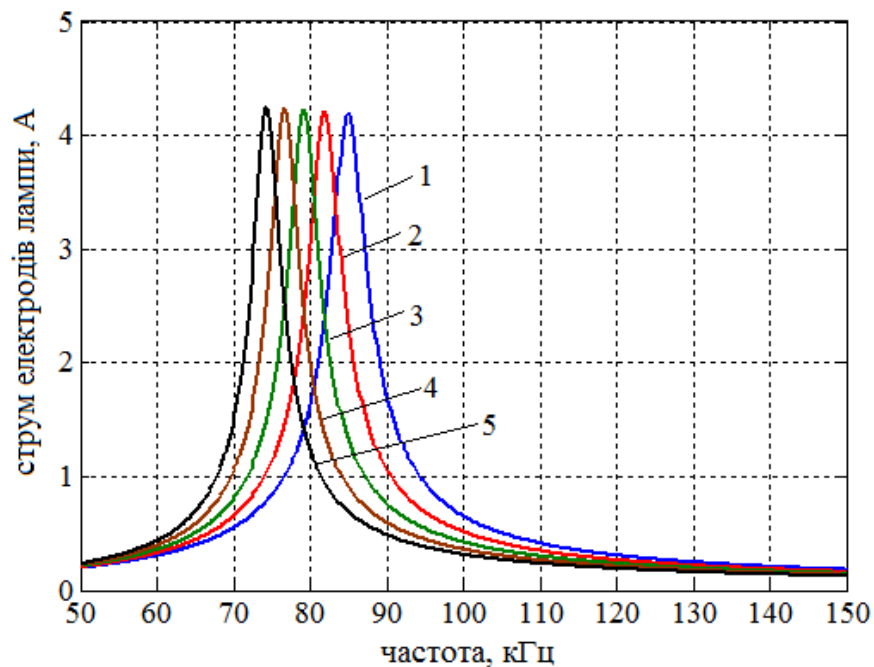


Рис. 4.8. Частотні залежності струму електродів лампи при зміні індуктивності дроселя: 1 – 1,3 мГн, 2 – 1,4 мГн, 3 – 1,5 мГн, 4 – 1,6 мГн, 5 – 1,7 мГн.

Видно, що при зміні індуктивності дроселя пік кривої зміщується в область вищих частот, але максимальне значення струму не змінюється, та залишається приблизно рівним 4,2 А. Також зі зменшенням індуктивності дроселя величина струму на частоті 110 кГц зменшується. Причому для індуктивностей 1,6 та 1,7 мГн ця зміна є незначною, а при наступних зменшеннях на 0,1 мГн приріст струму розігріву електродів зростає.

Залежність напруги на лампі в режимі запалювання від частоти показано на рис. 4.9.

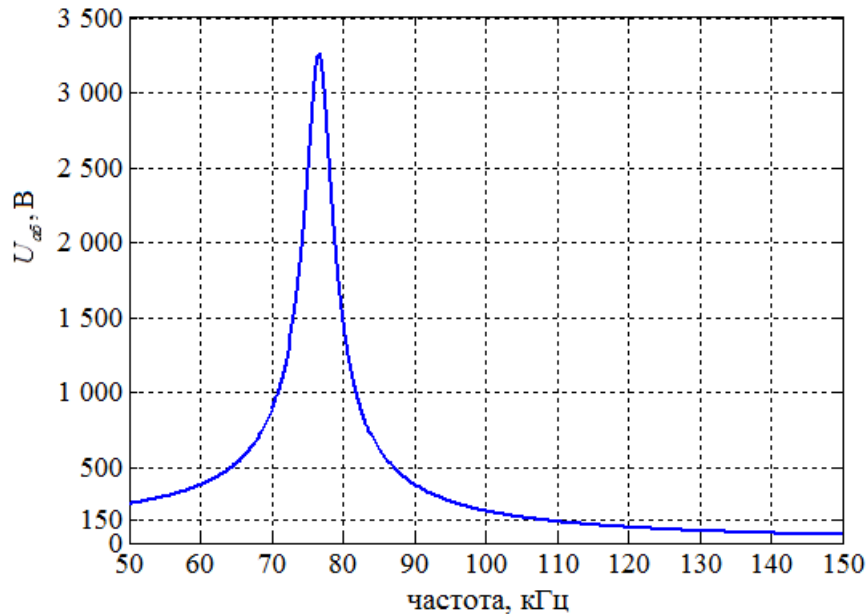


Рис. 4.9. Частотна залежність напруги на лампі в режимі запалювання

Як видно пік напруги в точці резонансу досягає значення 3.5 кВ, що в 3 – 4 рази перевищує типову напругу запалювання для ламп даного типу (900 – 1000 В). Згідно (4.25) вона прямо пропорційна характеристичному опору контура та обернено пропорційна активному опору схеми. На таку напругу повинні бути розраховані елементи схеми ЕПРА при відсутності спеціального захисту схеми від не запалювання ЛЛ.

З рис. 4.10 випливає, що зі зменшенням індуктивності дроселя максимум напруги холостого ходу теж зменшується, що пояснюється зниженням добротності контура. Тому регулювання значення величини напруги в ЕПРА з запалюванням ламп на резонансній частоті можна здійснювати шляхом зміни індуктивності дроселя з відповідним корегуванням робочої частоти. Це дасть змогу забезпечити виконання умови резонансу.

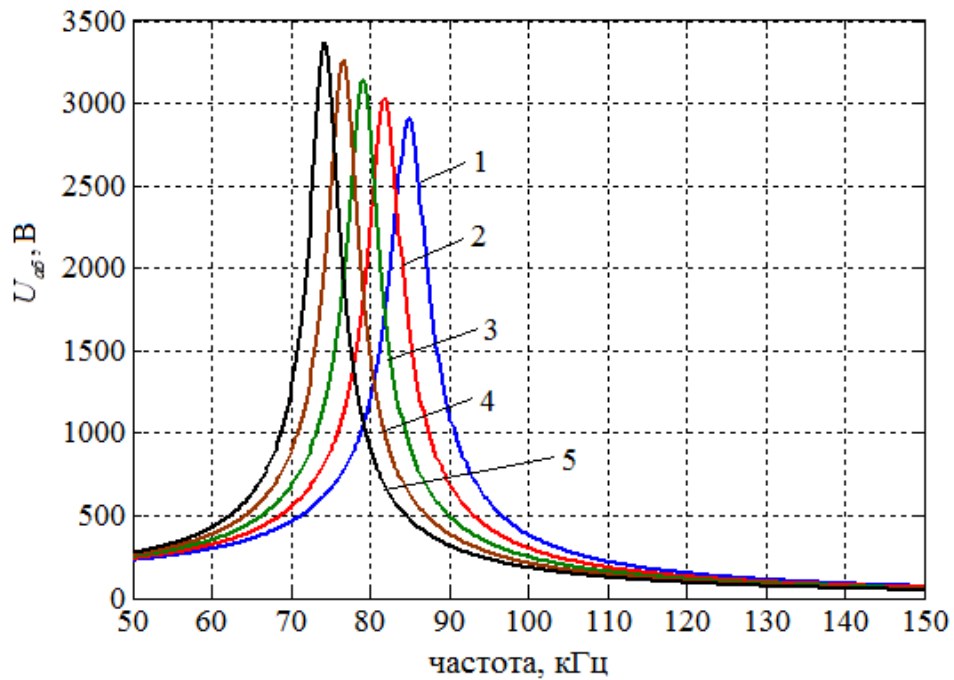


Рис. 4.10 Частотні залежності напруги холостого ходу при зміні індуктивності дроселя: 1 – 1,3 мГн, 2 – 1,4 мГн, 3 – 1,5 мГн, 4 – 1,6 мГн, 5 – 1,7 мГн.

З рис. 4.10 видно, що зміна індуктивності в незначній мірі вплине на напругу розігріву електродів лампи на частоті 110 кГц.

З вище наведених графіків видно, що для роботи резонансного контура в режимі розігріву катодів потрібно, щоб індуктивність дроселя була рівна $1,6 \pm 0,1$ мГн. Таке його значення, з однієї сторони, забезпечує потрібне значення струму розігріву електродів, а з іншої – наруга на резонансному конденсаторі в режимі розігріву є набагато менша від напруги запалювання лампи.

Відхилення індуктивності дроселя в більшу сторону призведе до зменшення струму розігріву електродів та зниження їх температури, що негативно впливатиме на пусковий струм лампи та зниження строку її служби. Відхилення індуктивності в меншу сторону, навпаки спричинить зростання струму попереднього розігріву ЛЛ, що призведе до більш швидкого зношення її електродів та, як наслідок, зниження строку служби.

Тому в даному випадку значення індуктивності дроселя суттєво впливатиме на строк експлуатації ЛЛ.

На основі вище проведених розрахунків значень напруги і струму лампи в різних режимах її роботи було вибрано оптимальні значення частот коливного контуру для режимів підігріву, запалювання, робочого (рис. 4.11).

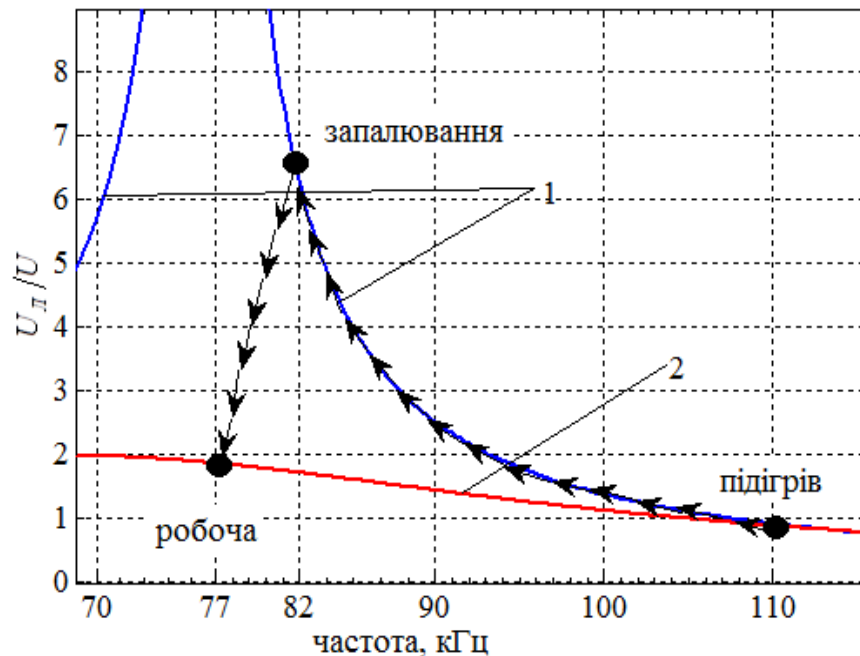


Рис 4. 11. Відношення напруги на лампі U_L до напруги на інверторі U від частоти: 1 – режим запалювання, 2 – робочий режим

Розрахунок номінальних параметрів елементів вихідного каскаду проводився за наступним алгоритмом:

- 1) із значення струму ЛЛ та частоти слідування імпульсів інвертора розраховуємо величини індуктивності дроселя та ємності конденсатора;
- 2) по розрахованому значенню ємності вибираємо конденсатор з близьким номінальним значенням з наявної номенклатури;
- 3) перераховуємо значення індуктивності дроселя або, при можливості, змінюємо частоту слідування імпульсів.

- 4) з частотної залежності струму електродів ЛЛ вибираємо частоту підігріву $\omega_{роз}$ такою, при якій значення струму через електроди ЛЛ не перевищує максимально допустиме для даного типу лампи;
- 5) з частотної залежності напруги на резонансному конденсаторі вибираємо частоту ω_{zn} , при якій напруга на ЛЛ рівна напрузі запалювання.

Коли розряду в лампі немає, її опір достатньо великий, а резонансний контур L, C, R_d має високу добротність. Процес запалювання лампи полягає в плавному зменшенні частоти резонансного контура від частоти підігріву (110 кГц) до робочої частоти (77 кГц). При цьому траєкторія переміщення робочої точки відбувається по резонансній кривій з високою добротністю (ділянка «підігрів – запалювання»). Зі зменшенням частоти значення напруги на конденсаторі зростає та при досягненні 1000 В (точка запалювання на рис. 4.11) відбувається запалювання розряду лампи.

Поява опору R_d призводить до зниження добротності контура. В подальшому частота поступово зменшується до робочої (з 82 кГц до 77 кГц).

Вище приведені розрахунки дали можливість розрахувати конфігурацію планарного ІЕ. Для цього При розрахунку враховувалися струм попереднього розігріву електродів ЛЛ. Адже від струму ІЕ залежить вибір товщини верхньої та нижньої плівок та товщина ізоляційних шарів. Якщо це не врахувати, то зростання струму призведе до різкого зниження індуктивності, а отже, індуктивного опору дроселя, що, в свою чергу, призведе до зростання струму електродів лампи та їх виходу з ладу.

Загальний вигляд планарного ІЕ для ЛЛ типу Т5 з потужністю 35 Вт показано на рис. 4.12, геометричні розміри зведено в табл. 4.1.

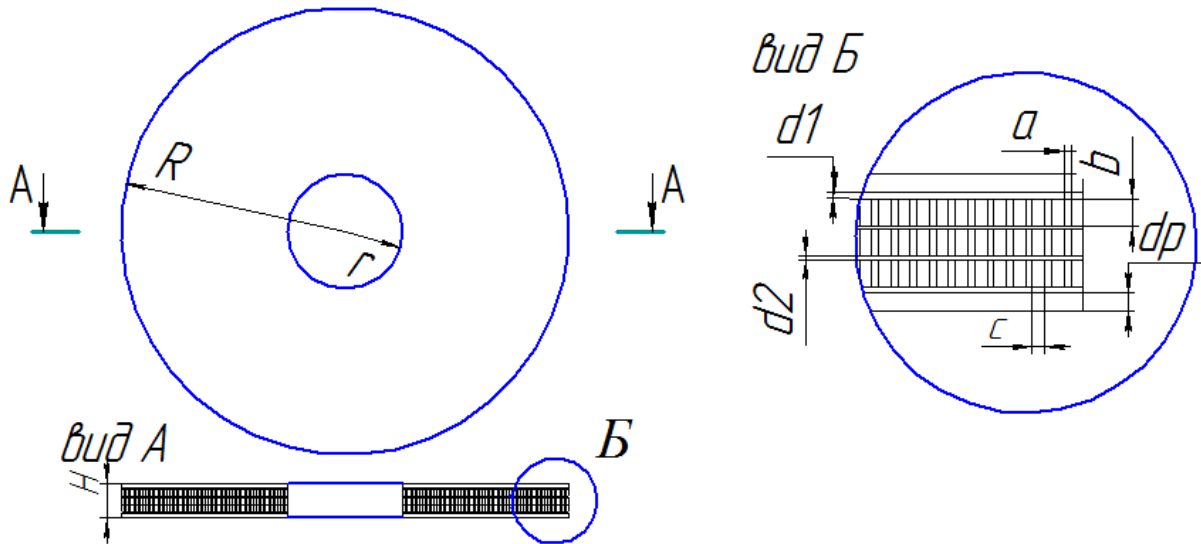


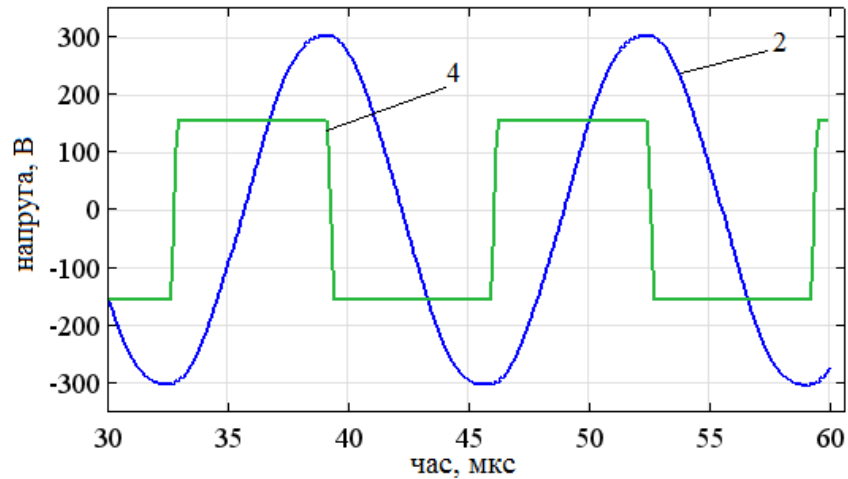
Рис. 4.12 Загальний вигляд планарного ІЕ для ЛЛ Т5 35 Вт

Таблиця 4.1

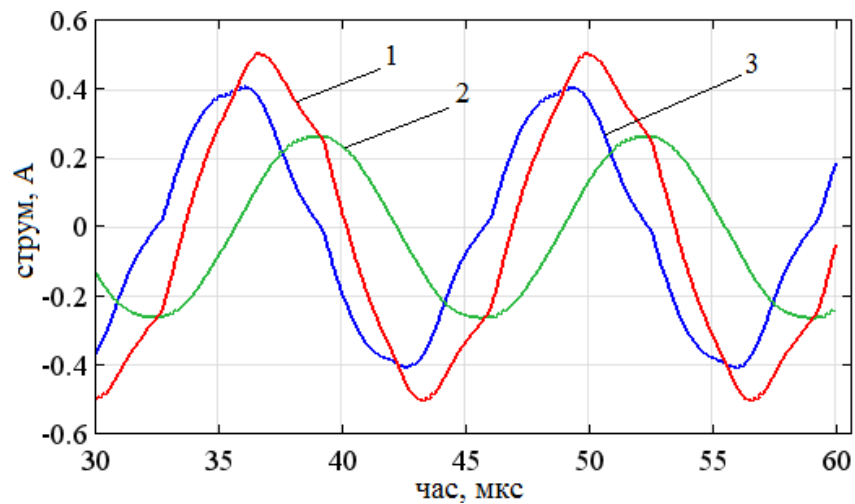
Геометричні розміри планарного ІЕ для ЛЛ Т5 35 Вт

Кількість витків	32
Кількість шарів	3
Внутрішній радіус ІЕ, r , мм	3,4
Зовнішній радіус ІЕ, R , мм	13,5
Товщина, H , мм	2,28
Ширина провідника, a , мм	0,11
Відстань між витками, b , мм	0,2
Товщина ізолятора, $d2$, мм	0,05
Товщина плівок, dp , мм	0,33
Товщина ізолятора між плівками та котушкою, $d1$, мм	0,33

Шляхом моделювання отримано осцилограми напруг та струмів лампи і дроселя при роботі в номінальному режимі, які показано на рис. 4.13.



а)



б)

Рис. 4.13 . Осцилограми напруги (а) та струму (б) елементів вихідного каскаду: 1 – дроселя; 2 – лампи; 3 – конденсатора; 4 – напруги на інверторі

З рис. 4.13а та 4.13б видно, що конфігурація планарного ІЕ забезпечує потрібне значення струму та напруги лампи, амплітудне значення яких дорівнює 0,247 А та 300 В, відповідно. Струм дроселя є в два рази вищим та становить 0,5 А.

Висновки до розділу

1. Проведено розрахунок вихідного каскаду ЛЛ та запропоновано алгоритм розрахунку номінальних параметрів його елементів, що

дозволило провести моделювання індуктивного елемента планарної системи в якості дроселя люмінесцентної лампи.

2. Розраховано частотні залежності струму та напруги ЛЛ типу T5 з потужністю 35 Вт в режимах підігріву, запалювання та горіння, для яких запропоновано значення частоти резонансного контуру для забезпечення нормальної роботи ЛЛ.
3. На основі розрахунків запропоновано конструкцію ІЕ планарної системи та проведено моделювання його роботи в якості баластного дроселя ЛЛ. Показано, що розрахована конструкція забезпечує необхідну величину напруги та струму на лампі.

ВИСНОВКИ

1. Проведено розрахунок індуктивності, опору та добротності планарних ІЕ круглої, квадратної та трикутної форми. Показано, що оптимальною є багат шарова котушка, круглої форми, яка забезпечує на 17 % більшу добротність у порівнянні з іншими конфігураціями, при однаковій індуктивності.

2. Запропоновано конструкцію багат шарового ІЕ планарної системи в якому міжвитковий простір заповнено нікель–цинковим феритом марки PL11.

3. Розроблено математичну модель та алгоритм розрахунку магнітних та електричних характеристик планарних ІЕ з магнітним середовищем, що враховує форму провідника, частоту струму та нелінійність магнітних характеристик матеріалів. Встановлено, що наявність магнітного середовища змінює розподіл густини струму в котушці ІЕ та призводить до зростання його опору. Оптимальним перерізом провідника є $a:b=1:4$.

4. Проведено розрахунок втрат потужності в планарному ІЕ та показано, що основна доля втрат відбувається в обмотках котушки, у випадку коефіцієнта форми провідника $\gamma_1=0,11:0,44$ та $\gamma_2=0,22:0,22$ мм втрати потужності не перевищують 0,25 Вт та 0,45 Вт, відповідно.

5. На основі математичної моделі запропоновано алгоритм розрахунку температурних характеристик планарних ІЕ при їх охолодженні за рахунок конвекції, теплопровідності та радіаційного випромінювання. Показано, що ІЕ з коефіцієнтами форми γ_1 та γ_2 можна використовувати в ЕПРА без додаткового охолодження.

6. Запропоновано методику розрахунку електромагнітних параметрів ІЕ планарної системи для ЕПРА ЛЛ та проведено їх розрахунок для лампи Т5 потужністю 35 Вт.

7. Визначено частотний діапазон резонансу та нормальної роботи ЛЛІ типу Т5 потужністю 35 Вт в режимах підігріву, запалювання та горіння, на основі розрахунку вихідного каскаду ЕПРА з планарним ІЕ.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. В Остроухов. Люминесцентные лампы Т5 против Т8.// Светотехника – 2013. - № 2–3. - С. 6-9.
2. Новое поколение ламп типа Т5 [Электронный ресурс] – Режим доступа <http://www.undp-light.ru/upload/BR-3.pdf>
3. Справочная книга по светотехнике: [3-е изд., перераб. и доп. / Под. ред. Ю.Б. Айзенберга]. – М.: Знак, 2006. – 972 с.
4. Электронные пускорегулирующие аппараты [Электронный ресурс] – Режим доступа <http://www.undp-light.ru/upload/BR-4.pdf>
5. О.Ю. Егорова. Анализ работы газоразрядных ламп с пускорегулирующими аппаратами разных типов / О.Ю. Егорова, Ю.Н. Кушнарёва // Системы обработки інформації. – 2009 – № 3(77) – С. 20-23.
6. Электронный пускорегулирующий аппарат [Электронный ресурс] – Режим доступа <https://ru.wikipedia.org>
7. Л. Битно. Что такое хорошо и что такое плохо? Электроника для светотехники / Л. Битно, В. Токарев, Ю. Битно.// Компоненты и технологии. – 2001 – №5 – [Цит. 2015, 11 листопада]. –Режим доступа до журн.: http://www.kit-e.ru/articles/led/2001_05_56.php
8. С.Н. Кухаренко. Электронные пускорегулирующие аппараты для люминесцентных ламп низкого давления. / С.Н. Кухаренко, Н.И. Вяхирев, Б.А.Верига// Вестник ГГТУ Им. П.О. Сухого. – 2012 – № 1 – С. 60-64.
9. Модернизация осветительной установки путем замены электромагнитных пускорегулирующих аппаратов на электронные. XIII научно-технической конференции аспирантов та студентов. [«Автоматизация технологических объектов та процесів. Пошук молодих»] (м. Донецьк, 2013 р) ДонНТУ, 2013. – 441 с.
10. Welz T., Hischer R., Hilty L. M. Environmental impacts of lighting technologies—Life cycle assessment and sensitivity analysis //Environmental Impact Assessment Review. – 2011. – Т. 31. – №. 3. – С. 334-34

11. Электронный пускорегулирующий аппарат [Электронный ресурс] – Режим доступа <https://ru.wikipedia.org>
12. Ю. П. Тихомиров. Балласты люминесцентных ламп на интегральных контроллерах./ Практическая силовая электроника//. – 2012. - № 3(47). - С. 26 - 30.
13. А. Стратиенко. Интегральные схемы компании International Rectifier для управления яркостью люминесцентной лампы. / А. Стратиенко, В. Шевченко.// Силовая электроника,. – 2009 – № 1 – С. 72-75.
14. Energy Labelling legislation [Электронный ресурс] – Режим доступа https://ec.europa.eu/energy/sites/ener/files/documents/list_of_energylabelling_measures.pdf
15. Honkasalo N., Rodhe H., Dalhammar C. Environmental permitting as a driver for eco-efficiency in the dairy industry: A closer look at the IPPC directive //Journal of Cleaner Production. – 2005. – Т. 13. – №. 10. – С. 1049-1060.
16. Башкиров В. IR2159, IR21591—прецизионные контроллеры диммеров нового поколения //Компоненты и технологии/. – 2001. – №. 11. [Цит. 2015, 11 листопада]. – Режим доступа до журн.: <ftp://radiozona.myftp.org/radiotehnika>
17. Jermakowicz E. K. Effects of adoption of International Financial Reporting Standards in Belgium: the evidence from BEL-20 companies //Accounting in Europe. – 2004. – Т. 1. – №. 1. – С. 51-70.
18. Houk T. M., Wood P. N. MOS gate driver integrated circuit for ballast circuits : пат. 5747943 США. – 1998. Turiel I. Present status of residential appliance energy efficiency standards—an international review //Energy Efficiency in Household Appliances. – Springer Berlin Heidelberg, 1999. – С. 43-54.
19. Wood P. N. Electronic ballasts using the cost-saving IR2155 driver //International Rectifier Publication Application Notes, No. AN-995. – 1994. – С. 1-3.
20. Andriychuk V. The effect of energy-efficient light sources on the quality of electricity / V. Andriychuk, N. Lipovetsky, M. Nakonechny, S. Potalitsyn // EUREKA: Physical Sciences and Engineering. – Tallinn – 2016. nr 1. – P. 38-48.

21. Практикум по радиоэлектронике: Методическое руководство / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2013. 76 с.
22. Нейман Л.Р., Демирчан К.С. Теоретические основы электротехники. Т.1,2 - Л.: Энергоиздат, 1981. - 536 с.
23. Андрійчук В. Мікромагнітний розподіл поверхні плівки на основі комп'ютерної моделі / В. Андрійчук, Ю. Бачинський М. Наконечний. // Вісник ТНТУ. — 2014. — Том 73. — № 1. — С 187-193. — (приладобудування та інформаційно-вимірювальні технології).
24. W. J. B. Heffernan, P. D. Evans and W. M. Chew, “A comparison of high frequency power transformer topologies”, EPE FIRENZE, pp. 25-30, 1991
25. Osmanaj S., Nasufi E. DESIGN OF AN INTEGRATED PLANAR INDUCTOR USING 0.35 μ M FABRICATION TECHNOLOGY.
26. Islam A. B., Islam S. K., Tulip F. S. Design and optimization of printed circuit board inductors for wireless power transfer system. – 2013, 4, 237-244
27. Wang S. Modeling and design of planar integrated magnetic components : дис. – Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
28. S. Ramakrishnan, R. Steigerwald, J. A. Mallick, “A comparison study of low-profile power magnetics for high frequency high density switching converters”, Applied Power Electronics Conference (APEC), vol. 1, pp. 388-394, 1997
29. Справочник по электротехническим материалам/ Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкого, Б. М. Тареева. – Т. 3. – 3-е изд., перераб. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1988. – 728 с.: ил. ISBN 5-283-04416-5
30. Печатные индуктивные элементы и перспективы их использования А. А. Ефименко, П. П. Карлангач МНПК «Современные информационные и электронные технологии» Одесса, 26 — 30 мая 2014 г С 52-53
31. MagNet 5 user guide: Using the MagNet version 5 package from Infolytica, E. M. Freeman, Infolytica Corp., Montreal, P.Q., Canada, 1993
32. J. O. Voorman, Continuous-Time Analog Integrated Filters. Piscataway, NJ: IEEE Press, 1993

33. DeepTech Metal Detectors, "Metal detectors coil and search head design—Patents and utility models," Whitepaper, 2007
34. Танака Т. Силовые катушки индуктивности для преобразователей постоянного тока: акцент на миниатюризации //Компоненты и Технологии. – 2010. – №. 103.
35. Microwave Characteristics of Meander Inductors Fabricated by 3D Self-Assembly Gerald W. Dahlmann, Eric M. Yeatman Imperial College, 13 - 14 Nov. 2000 page 128-133
36. A new toroidal-meander type integrate inductor with a multilevel meander magnetic core/ Chong H, Marc G, Allen, , vol. 30 no 1, january 1994 page 73-79
37. Mutual Inductance Calculation of Movable Planar Coils on Parallel Surfaces Y. P. Su, Student Member, IEEE, IEEE, Vol. 24, NO. 4, APRIL 2009 page 1115-1124
38. High Frequency Transformers for DC/DC Converter used in Solar PV System J. Lu and D. Butler Jan. 2010, Volume 4, No.1 (Serial No.26) Journal of Energy and Power Engineering, ISSN 1934-8975, USA page 1-6
39. Шихов С. Планарные трансформаторы на основе многослойных печатных плат //Компоненты и технологии. – 2003. – №. 32.
40. Y. Jiang, W. Liu, Y. Liang, J. D. van Wyk and F. C. Lee, " Design of an integrated LC module", in Proc. CPES seminar 2004, pp.611-615.
41. W. Liu, J. D. van Wyk, "Design of Integrated LLCT Module for LLC resonant converter", in Proc. IEEE APEC 2005, pp.362-368.
42. L. Zhao, J. T. Strydom, J. D. van Wyk, "Wide band modeling of integrated power passive structures: the series resonator", in Proc. IEEE PESC 2002, pp. 1283 –1288.
43. R. Chen, J. D. van Wyk, S. Wang, W. G. Odendaal, "Technologies and Characteristics of Integrated EMI filters for Switch Mode Power Supplies", in Proc. IEEE PESC 2004, pp.4873-4880 U. Normak, Integrated Transformer. Kista, Sweden: KTH Kista, 1998
44. T.H. Lee, The Design of CMOS Radio-Frequency Integrated Circuits, 2nd ed., Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
45. C. P. Yue, S. S. Wong, "On-chip spiral inductors with patterned ground shields for Si-based RF IC's", IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 33, no. 5, pp. 743-752, 1998

46. Слабухин А. Планарные устройства компании Rayton //Силовая электроника. – 2005. – №. 2.
47. Шихов С. Проектирование планарных силовых трансформаторов //Компоненты и Технологии. – 2003. – №. 33.
48. Н. В. Никулин Электрорадиоматериалы М.: Высшая школа, 1989 с
49. Сулима В.С. Электрорадіоматеріали: Навч. Посібник. – Харків, УПА, 2004. . 128 с
50. Электротехнические и конструкционные материалы/ Под ред. В.А. Филикова.- 2-е изд. - М.: Издательский центр «Академия», 2005. - 280 с.
51. Богородицкий Н.П., Пасынков В.В., Тареев Б.М. Электротехнические материалы. - Л.: Энергоатомиздат, 1985. -304 с.
52. Перспективы использования тонких магнитных пленок в качестве балластов газоразрядных ламп: материалы XI Международной научно-технической конференции [«Проблемы и перспективы развития отечественной светотехники, электротехники и энергетики»], (Россия, Саранск 3–4 грудня 2013), Саранск: СВМО, 2013. С.255-258.
53. . Використання аморфних плівок в якості магнітопроводу імпульсного блоку живлення: матеріали V Международной научно-технической конференции ["Современные тенденции развития светотехники"], (Харків, 15-16 травня 2013р.) / Міністерство освіти і науки України, Харківський національний університет міського господарства імені О. М. Бекетова. – Х. : ХНУМГ, 2013. – С.48-51.
54. Малафеев Ю. М., Кирсанов А. А. Исследование тонкого течения пермаллоя 50Н. – 2011.
55. Власова О.В., Маслюк В.А., Ткаченко Л.Н. Влияние геометрических параметров слоистого порошкового композита на его магнитные свойства// Порошковая металлургия 2002, № 11/12, С. 37–42.
56. Mahmoudi, M. Temperature and frequency dependence of electromagnetic properties of sintering Li–Zn ferrites with nano SiO₂ additive [Text] / M. Mahmoudi, M. Kavanlouei // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – Vol. 384. – P. 276–283.

57. Кахняж М. Л. и др. Исследование влияния температуры на магнитные характеристики ферритов из марганец-цинкового сплава //Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2015. – №. 6 (5). – С. 17-21.
58. Ю. А. Сагдеева, С. П. Копысов, А. К. Новиков Введение в метод конечных элементов: метод. Пособие . С 138
59. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике. — М.: Мир, 1975. — 542 с.
60. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимации. — М.:Мир, 1986. — 318 с
61. Норри Д., де Фриз Ж. Введение в метод конечных элементов. — М.:Мир, 1981. — 304 с
62. ШУЛЬЖЕНКО Н. Г.. Расчёт трёхмерных стационарных магнитных полей методом конечных элементов //Электротехника и электромеханика. – 2009. – №. 5.
63. Сильвестер П., Феррари Р. Метод конечных элементов для радиоинженеров и инженеров-электриков. – М.: Мир, 1986. – 229 с.
64. Жидков А. В. Применение системы ANSYS к решению задач геометрического и конечно-элементного моделирования //Нижний Новгород. – 2006.
65. Егоров В. И. Применение ЭВМ для решения задач теплопроводности //Учебное пособие.– СПб: СПб ГУ ИТМО. – 2006.
66. Dhatt G., Lefrançois E., Touzot G. Finite element method. – John Wiley & Sons, 2012.
67. Zienkiewicz O. C. et al. The finite element method. – London : McGraw-hill, 1977. – Т. 3.
68. Bathe K. J., Wilson E. L. Numerical methods in finite element analysis. – 1976.
69. Bathe K. J., Wilson E. L. Numerical methods in finite element analysis. – 1976.
70. Guide C. M. U. Version 3.5 a //COMSOL AB. – 2008.
71. Немцов, М. В. Справочник по расчету параметров катушек индуктивности / М. В. Немцов, Ю. М. Шамаев. – Л.: Энергоатомиздат, 1989. – 192 с
72. Калантаров П. Л., Расчет индуктивностей: Справочная книга. — 3-е изд., перераб. и доп. Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. —488 с

73. Андрійчук В. Вплив форми планарних індуктивних елементів на їх електромагнітні параметри / В. Андрійчук, М. Наконечний // Вісник Хмельницького національного університету. 2016 – №1(233) – С. 73–78.
74. Андрійчук В. Комп'ютерне моделювання індуктивного елемента планарної системи / В. Андрійчук, М. Наконечний // технічна електродинаміка, 2015, №2 — С. 83–87
75. Никитенко, А.Г. Расчеты электромагнитных механизмов на вычислительных машинах / А.Г. Никитенко, И.И. Пеккер. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 275 с.
76. Бахвалов Ю. А., Бондаренко А. И., Бондаренко И. И. Бесконечные и конечные элементы для расчета осесимметричных электрических и магнитных полей «открытых» систем // Изв. вузов. Электромеханика. – 1991. – №6. – С. 29–32.
77. Петрушенко Е. И., Тозони О. В. Расчет поля в магнитных системах переменного тока // Наука и техника в городском хозяйстве. Киев: Будівельник. – 1965. – Вып. 3. – С. 3 – 18.
78. Астахов В. И. Математическое и компьютерное моделирование электромагнитного поля как основа для решения задач в электротехнике и электроэнергетике // Известия вузов. Электромеханика. – 2004. – № 6. – С. 4 – 6.
79. Курбатов П. А., Аринчин С. А. Численный расчет электромагнитных полей. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 168 с.
80. Ершов, Ю.К. Расчет переходных процессов в нелинейной магнитной цепи с массивными проводящими участками магнитопровода / Ю.К. Ершов // Изв. вузов. Электромеханика. – 2008. – № 6. – С. 67-74.
81. Иванов-Смоленский, А.В. Применение конечно-элементных моделей при учебном проектировании синхронных машин / А.В. Иванов-Смоленский, В.И. Гончаров, Тейн Наинг Тун // Изв. вузов. Электромеханика. – 2010. – № 2. – С. 71- 76
82. Иванов-Смоленский, А.В. Универсальный численный метод моделирования электромеханических преобразователей и систем / А.В. Иванов- Смоленский, В.А. Кузнецов // Электричество. – 2000. – №. 7. – С. 24-33.
83. Pryor R. W. Multiphysics modeling using COMSOL: a first principles approach. – Jones & Bartlett Publishers, 2009.

84. Mahdavi H., Rosell Ferrer F. J. Simulation of a Magnetic Induction Method for Determining Passive Electrical Property Changes of Human Trunk Due to Vital Activities //Proceedings of COMSOL Conference Milan 2012. – С. 1-4.
85. Olivares-Galván J. C. et al. Calculation of the Magnetic Field Intensity in a Rectangular Conductor Carrying Current in Electromagnetism Introductory Courses //Proceeding of the COMSOL Conference Boston. – 2009.
86. Arefin K. S. et al. Simulation of A Time Dependent 2d Generator Model Using Comsol Multiphysics //International Journal of Advances in Engineering & Technology. – 2012. – Т. 4. – №. 1.
87. Андрійчук В. Аналіз якісних параметрів індуктивних планарних систем на основі комп'ютерної моделі / В. Андрійчук, М. Наконечний, М. Липовецький // Комунальне господарство міст, 2014, випуск 118(1) С. 22–25;
88. Кочубей, Т. В. Математическое моделирование квазистационарных электромагнитных полей проводящих оболочек на основе интегро-дифференциального уравнения: дис.канд. физ.-мат. наук / Т. В. Кочубей; Южно-Российский гос. техн. ун.-т. – Новочеркасск, 2010. – 146 с
89. Epsom Data Book 2013 Ferrites and Accessories., [Електронний ресурс] – Режим доступу <http://en.tdk.eu/blob/519704/download/2/ferrites-and-accessories-data-book-130501.pdf>.
90. Платы печатные. Основные параметры конструкции (ГОСТ 23751-86)
91. V.A. Kutovoy, A.M.Yegorov Investigation of surface resistance of copper in classical and anomalous skin-effect region /problems of atomic science and technology. 2008. № 3 Series: Nuclear Physics Investigations (49), p.127-131.
92. Петрушенко Е. И. Постановка задачи по расчёту вихревых токов в телах произвольной формы // Известия вузов. Электромеханика. – 1966. – №11. – С. 1181 – 1184.
93. Майергойз, И. Д. К расчету вихревых токов в проводящих пластинах / И. Д. Майергойз, С. С. Романович, Л. В. Федучин// Электричество. – 1975. – №6 – С. 73-76

94. Петрушенко, Е. И. К расчету вихревых токов в проводниках сложной формы / Е. И. Петрушенко // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.– 1966. –№ 6. – С. 59–70
95. Котельников И. А., Черкасский В. С. Скин-эффект в задачах. Электронный учебник. Новосибирск 2013 79 с.
96. Hurley W. G., Gath E., Breslin J. G. Optimizing the ac resistance of multilayer transformer windings with arbitrary current waveforms //Power Electronics, IEEE Transactions on. – 2000. – Т. 15. – №. 2. – С. 369-376.
97. І.О. Громико. Фізичні основи оптимізації конструкцій активних електромагнітних елементів спецтехніки / І. Громико, В. Торяник, Б. Батиренко, А. Панченко // Системи обробки інформації. – 2004. – №6 – С. 41-50
98. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм, М., Высшая школа, 1983, 463 с
99. И.В.Савельев Курс общей физики, том II. Электричество 2-е изд., перераб. - М.: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1982.— 496 С.
100. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники. Электрические цепи. Москва, Издательство «Высшая школа», 1996. - 623 С
101. 1 А.В.Вдовиченко Аналіз втрат в дроселях-накопичувачах /Енергетика: економіка, технології, екологія. – 2010/- №2 . – С. 15-21
102. Ю.Н. Стародубцев, В.Я. Белозеров "Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов". Екатеринбург. Издательство Урал. Уральского университета. 2002. - 384 С.
103. Электрические измерения неэлектрических величин / Под ред. В.П. Новицкого. – Л.: Энергия, 1975. – 576 С
104. Goes P., Hoferlin E., De Wulf M. Calculating iron losses taking into account effects of manufacturing processes //Proc. of COMSOL Conference. – 2008.
105. Hanf S., Kürschner D. Calculating Power Loss of Contactless Power Transmission Systems with Ferrite Components //Proc. COMSOL Conference. – 2009.
106. Pryor R. W. Multiphysics modeling using COMSOL: a first principles approach. – Jones & Bartlett Publishers, 2009.

107. Роткоп Л.Л., Спокойный Ю.Е. - Обеспечение тепловых режимов при конструировании РЭА М. : Сов. радио, 1976. – 232 С.
108. Мазо А.Б. Основы теории и методы расчета теплопередачи: учебное пособие / А.Б. Мазо – Казань: Казан. ун-т, 2013. - 144 С.
109. А.А. Астахов, Д.Д. Каримбаев, А.О. Мисюнас, В.Г. Христюков Оптимизация тепловых режимов в конструкциях световых приборов на полупроводниковых источниках света Доклады ТУСУРа, № 2 (24), часть 2, декабрь 2011 – С 81-89
110. Бухмиров В.В., Ракутина Д.В., Справочные материалы для решения задач по курсу «Тепломассообмен» / «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина». – Иваново, 2009. – 102 с
111. Егоров В.И. Применение ЭВМ для решения задач теплопроводности. Учебное пособие / Егоров В.И. – СПб: СПб ГУ ИТМО, 2006. – 77 с.
112. Кучерявая, И. Н. Компьютерное моделирование тепловых процессов в однофазном трансформаторе с учетом анизотропии тепловых свойств активных элементов. Технічна електродинаміка, 2014, 1: 20-27.
113. Дослідження впливу температури на електромагнітні характеристики індуктивного елемента: матеріали XVIII наукової конференції Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя, (Тернопіль, 29–30 жовтня 2014). – Т. ТНТУ, 2014.– С. 148-149.
114. Полежаев В.И., Бунэ А.В. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса М: Наука, 1987. 272 с.
115. A. Bertarelli, M. Garlaschè Design guidelines for ferrite absorbers submitted to rf-induced heating Accelerator Technology and Main Systems pp 3394-3396.
116. The Thermal Conductivity of Silicon Dioxide Электроний ресурс: режим доступу \\ <http://www.electronics-cooling.com/2004/08/the-thermal-conductivity-of-silicon-dioxide>.
117. Ю.П. Тихомиров ВЧ Преобразователи балластов люминесцентных ламп Практическая силовая электроника № 47(3) за 2012 г. С 35-39
118. Математична модель вихідного каскаду електронного пускорегулювального апарата в коливальному режимі / Лупенко А., Мовчан Л., Натяга В., Сисак І. // Вісник

ТДТУ. — 2010. — Том 15. — № 2. — С. 135-145. — (приладобудування та інформаційно-вимірювальні технології).

119. А Стратиенко. Интегральные схемы компании International Rectifier для люминесцентной лампы/ Силовая электроника №1'2009 С 72-75
120. Андрійчук В. Комп'ютерне моделювання баластного дроселя планарної системи люмінесцентної лампи / В. Андрійчук, М. Наконечний // Вісник ТНТУ. — 2015. — Том 77. — № 1. — С. 185-191. — (приладобудування та інформаційно-вимірювальні технології).
121. Використання тонкоплівкових матеріалів в баластах газорозрядних ламп: матеріали XV Наукової конференції Тернопільського національного технічного університету імені Івана Пулюя, (Тернопіль, 14–15 грудня 2011). –Т: ТНТУ, 2013.– С.157.
122. Перспективы использования тонких магнитных пленок в качестве балластов газоразрядных ламп: материалы XI Международной научно-технической конференции [«Проблемы и перспективы развития отечественной светотехники, электротехники и энергетики»], (Россия, Саранск 3–4 грудня 2013), Саранск: СВМО, 2013. С.255-258.
123. Наконечний Особливості конструювання вихідного блоку електронних пускорегулювальних апаратів: матеріали Міжнародної науково–технічної конференції [«Фундаментальні та прикладні проблеми сучасних технологій»], (Тернопіль, 19–21 травня 2015 р).. – Т: ТНТУ, 2015 – С. 172.
124. Вахтер, Larry K. Capacitive Sensors: Design and Applications. New York: IEEE, 1997. Google ooks.Web. 3 Apr. 2010.
125. Дослідження якісних характеристик планарних індуктивних елементів: матеріали V Міжнародної науково-технічної конференції [«Моделювання в електротехніці електроніці та світлотехніці МЕЕС14»], (Київ, 2–3 жовтня 2014). – К.: КНАУ, 2014. Режим доступу: <https://fracsim.wordpress.com>, вільний. – Загл. з екрану. (12.03.2015).