

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Сумський державний університет

Факультет електроніки та інформаційних технологій

(повна назва інституту/факультету)

Кафедра наноелектроніки та модифікації поверхні

(повна назва кафедри)

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

Олександр ПОГРЕБНЯК

(підпис)

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

_____ 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на здобуття освітнього ступеня бакалавр

(бакалавр / магістр)

зі спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка»,

(код та назва)

освітньо-професійної програми Нанотехнології та біомедичні системи

(освітньо-професійної / освітньо-наукової)

(назва програми)

на тему: Вплив фокусуємого магнітного поля на електронно- хвильові

процеси у підсилювачі на базі відкритого хвилеводу

Здобувача (ки) групи ФЕ-91 Яковенко Анатолій Вікторович

(шифр групи)

(прізвище, ім'я, по батькові)

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

(підпис)

Яковенко Анатолій Вікторович

(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ здобувача)

Керівник Кривець Олександр Сергійович

(посада, науковий ступінь, вчене звання, Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

(підпис)

Консультант¹⁾

(посада, науковий ступінь, вчене звання Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

(підпис)

Сумський Державний Університет

(назва вузу)

Факультет ЕлІТ Кафедра наноелектроніки та модифікації поверхні

Спеціальність 153 «Мікро- та наносистемна техніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. Кафедрою _____

«__» _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ

НА бакалаврську РОБОТУ СТУДЕНТОВІ
магістерську/ бакалаврську

Яковенко Анатолій Вікторович

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема проекту (роботи) Вплив фокусуючого магнітного поля на електронно-хвильові процеси у підсилювачі на базі відкритого хвилеводу
затверджені наказом по університету від “__” _____ 20__ року № _____
2. Термін здачі студентом закінченого проекту (роботи) 19.06.2023 р.
3. Вхідні дані до проекту (роботи) Теоретична модель відкритого плоскопаралельного підсилювача із періодичною системою над якою рухається електронний потік, що фокусується однорідним магнітним полем. Самоузгоджена теорія рішення задач електродинаміки у поєднанні із методом частинних областей у наближенні малого сигналу.
4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, що їх належить розробити) Провести аналіз методів вирішення задач електроніки НВЧ. Модифікувати теоретичну модель плоскопаралельного підсилювача для врахування впливу магнітного поля на електронно - хвильову взаємодію у підсилювачі. Провести чисельний аналіз отриманих результатів. Надати фізичну трактовку результатів чисельного аналізу.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначення обов'язкових креслень)

Презентація із наведеними результатами проведеного аналізу, що складається із 7 змістовних слайдів (титулка, актуальність роботи, теоретична модель, дисперсійне рівняння, спрощене рівняння, графіки, висновок)

6. Дата видачі завдання: 28.04.2023 р.

Керівник

(підпис)

Завдання прийняв до виконання

(підпис)

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

Пор. №	Назва етапів дипломного проекту (роботи)	Термін виконання етапів проекту (роботи)	Примітка
1	Дослідження методів розв'язання задач електроніки НВЧ	до 28.04.23	виконано
2	Розбір найефективнішого методу для вирішення поставленої задачі	до 01.05.23	виконано
3	Отримання дисперсійного рівняння, де враховується кінцеве магнітне поле	до 25.05.23	виконано
4	Аналіз електронно-хвильових процесів у підсилювачі на базі відкритого хвилеводу	до 08.06.23	виконано
5	Питання охорони та умов праці в контексті виконання відповідних завдань на базі практики	До 09.06.23	виконано

Студент-дипломник

_____ (підпис)

Керівник проекту

_____ (підпис)

АНОТАЦІЯ

Дана дипломна робота була викладена на 55 сторінках друкованого тексту, містить 1 рисунок, 5 графіків, 27 джерел літератури. Загальна структура роботи містить вступ, перший розділ, що складається із 4 підтем, другий розділ складається з двох підрозділів, розділ присвячений техніці безпеки та охорони праці, висновок і перелік використаної літератури. Об'єктом дослідження є вплив фокусуємого магнітного поля на електронно-хвильові процеси у підсилювачі на базі відкритого хвилеводу.

Завданням роботи є модифікувати теорію відкритого плоскопаралельного підсилювача, отримати дисперсійне рівняння для опису хвильових процесів у ВХ з кінцевим значенням фокусуємого магнітного поля та провести порівняльний аналіз, що дозволить дослідити особливості взаємодії електронів із полями НВЧ. У ході роботи, для досягнення поставлених задач був вибраний самоузгоджений метод вирішення поставленої задачі у поєднанні з методом Ейлера та використовуючи слабосигнальне наближення. Потім використовуючи графічну апроксимацію і розклад в ряд Тейлора було отримано поліном сьомого ступеня, що враховує вплив фокусуємого магнітного поля.

Ключові слова: Електронний потік, Відкритий хвилевід, Поліном 7-го ступеня, Магнітне поле, НВЧ прилади, МСМ діапазон, Електронно-хвильові процеси.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, ТЕРМІНІВ.....	7
ВСТУП.....	8
РОЗДІЛ 1.....	10
1.ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДІВ ВИРІШЕННЯ ЗАДАЧ НАДВИСОКОЧАСТОТНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ.....	10
1.1 Метод заданого поля	14
1.2 Метод заданого руху чи струму	17
1.3 Метод самоузгодженого розв’язання задач електроніки НВЧ.....	18
1.4 Метод спільного вирішення кінетичного рівняння з рівнянням електродинаміки.....	23
РОЗДІЛ 2.....	33
2. ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ ВІДКРИТОГО ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНОГО ПІДСИЛЮВАЧА ІЗ РОЗПОДІЛЕНОЮ ПЕРІОДИЧНОЮ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОЮ СТРУКТУРОЮ.....	33
2.1 Дисперсійне рівняння підсилювача із врахуванням кінцевого фокусуєчого магнітного поля.....	33
2.2 Аналіз електронно-хвильової взаємодії у хвилеводі.....	44
ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ ТА ОХОРОНА ПРАЦІ ПРИ РОБОТІ З ПЕРСОНАЛЬНИМ КОМП’ЮТЕРОМ.....	50
ВИСНОВОК.....	53
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	54

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ЕП – електронний потік.

НВЧ – надвисокочастотне випромінювання

МСМ – мілі- або субміліметрові хвилі

ВВЧ – вкрай високі частоти

ПХПЗ – повільна хвиля просторового заряду

ЛРХ – лампа рухомої хвилі

ВХ – відкритий хвилевід

ВСТУП

У наш час технології розвиваються дуже швидко і електровакуумні пристрої, що працюють у мілі- чи субміліметрових (МСМ) діапазонах довжин хвиль, знаходять все більше і більше застосувань, стаючи невід'ємними частинами різних сфер. Области їх використання досить широкі, починаючи від наукових дослідів до озброєння, телекомунікацій та космічного зв'язку, та багато інших галузей [1]. Необхідність забезпечення цього діапазону елементною базою реалізувалось у створенні нових конструктивно-технічних рішень та підходів. Наслідком цих дій, стало виникнення принципово нових пристроїв, що використовували різні радіаційні ефекти (лазери на вільних електронах, оротрони, генератори дифракційного випромінювання та інші), а також прилади на перехідному і черенковському випромінюванні. Просування у більш короткохвильовий діапазон довжин хвиль визначається у погіршені вихідних характеристик класичних електронно- вакуумних пристроїв, таких як магнетрони, лампи рухомих та зворотних хвиль, клістронів та їх похідних. Саме тому у МСМ діапазоні довжин хвиль залишається потреба у високоефективному підсилювачі. У той же час, перспективним є створення електровакуумного підсилювача на базі відкритих електродинамічних систем, що мають періодичні уповільнюючі хвилеводні структури [1-5].

Тому питання подальшої оптимізації електродинамічних систем та покращення параметрів підсилювачів і генераторів надвисокочастотного (НВЧ) - та крайвисокочастотного (КВЧ) – діапазонів була, є та буде актуальною задачею. Вирішення цих задач можливе двома шляхами. Перший, створення абсолютно нових схем та способів взаємодії електронних потоків із електромагнітними полями. Другим є метод удосконалення вже відомих способів. І перший і другий методи вимагають використання теоретичних та експериментальних досліджень електродинамічних систем підсилювачів та генераторів. Саме задачі теоретичного дослідження впливу фокуруючого магнітного поля на електронно- хвильові процеси у підсилювачі на базі

відкритої плоскопаралельної електродинамічної системи і присвячена дана робота, як перший етап до рішення вказаної задачі. Другий розділ присвячений отриманню дисперсійного рівняння із врахуванням кінцевого значення фокусуєчого магнітного поля та його чисельний аналіз для дослідження електронно-хвильових процесів у підсилювачі на базі відкритого хвилеводу (ВХ) [6]. У ході роботи було отримано дисперсійне явного вигляду рівняння, що після обезрозмірювання та спрощення набуло вигляду трансцендентного рівняння. Потім використовуючи графічну апроксимацію і розклад в ряд Тейлора із трансцендентного було отримано поліном 7-го ступеня. У кінці було проведено аналіз впливу неідеально сфокусованого електронного пучка на електронно-хвильові процеси у підсилювачі.

РОЗДІЛ 1

ТЕОРЕТИЧНІ МЕТОДИ РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧ НАДВИСОКОЧАСТОТНОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

Перед тим як перейти до дослідження методів вирішення задач НВЧ електроніки, розглянемо основний компонент, а саме підсилювач на базі відкритого хвилеводу. По-перше, це один із типів підсилювачів, що використовує у якості середовища для передачі сигналу відкритий хвилевід. Згадаємо, що хвилевід – це металева трубка з порожниною в середині, яку використовують в якості каналу для передачі електромагнітних сигналів без значних втрат. Такий тип підсилювачів часто використовують у телевізійних та радіо сферах, для більшої енергоефективності.

Принцип дії підсилювачів на базі відкритого хвилеводу, полягає у створенні потоку електронів, що рухаються поблизу періодичної структури, що сповільнює, і при виконанні умов швидкісного та фазового синхронізмів реалізується взаємодія хвиль просторових зарядів електронного потоку (ЕП) із поверхневими полями періодичної структури. Одночасно із сповільненими хвилями всередині відкритого хвилеводу можуть збуджуватись і об'ємні або швидкі хвилі, або випромінювання Смітта-Парселла (дифракційного випромінювання). Відбиваючись від стінок відкритого плоскопаралельного хвилеводу ці хвилі поширюються по ньому із можливістю енергетичної взаємодії із хвилями просторового заряду (ХПЗ) ЕП та частковою трансформацією у поверхневі хвилі періодичної структури, які також взаємодіють із ЕП [7-9].

Тепер перейдемо до питання теоретичних методів дослідження задач електроніки НВЧ. В основному є дві групи рівнянь: рівняння руху та рівняння поля.

Рівняння руху описує властивості середовища, наприклад, у випадку дворівневої квантової системи, використовують рівняння для матриці густини; у випадку потоку вільних електронів – рівняння руху зарядженої частинки в електромагнітному полі. Використовуючи за основу рівняння Максвелла, отримують рівняння поля, що зазвичай

мають вигляд рівнянь збудження розподіленої чи резонансної електродинамічної системи визначеними джерелами, в яких магнітні та електричні струми можна знайти через поляризацію середовища та її магнітну сприйнятливність[2-3].

В залежності від точності деталізації, з якою ми розглядаємо електрони, при описі процесів взаємодії електронного потоку з електромагнітним полем, рівняння руху та поля зарядженої частинки повинні доповнюватися відповідними поняттями. При аналізі цих взаємодій використовують такі підходи, як використання концепції точкових електронів, або функції розподілу електронів на основі кінетичного рівняння Больцмана, що розв'язується разом із рівнянням поля, або комплексне вирішення рівняння збудження певної електродинамічної системи електронним потоком з рівнянням руху одного електрона[1-4].

У нашому випадку розглянемо електрони потоку, як матеріальні точки з зарядом e та масою m . Назвімо це наближення точкових електронів, де система рівнянь, що описують електромагнітні поля і електрони, буде виглядати так:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = \sum e \vec{v}_i(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \sum e \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) \\ \operatorname{div} \vec{H} = 0 \\ m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e \cdot (\vec{E} + \mu_0 [\vec{v}_i, \vec{H}]) \end{array} \right. ,$$

де \vec{E} – вектор напруженості електричного поля, \vec{H} – вектор напруженості магнітного поля, ε_0 – електрична проникливість вакууму, μ_0 – магнітна проникливість вакууму, \vec{r}_i , \vec{v}_i – радіус вектор та швидкість i -го електрону.

При вивченні електронних потоків всередині резонатора, рівняння поля системи, що розглядається потрібно інтегрувати при визначених граничних умовах $E_{tg}|_{\Sigma} = 0$, де Σ – поверхня резонатора, що має ідеальну проникливість.

У випадку рівняння руху електронів, яке інтегрують, початкові умови мають вигляд:

$$\begin{aligned} \vec{v}_i|_{t=\tau} &= \vec{v}_i(\tau) \\ \vec{r}_i|_{t=\tau} &= \vec{r}_i(\tau) \end{aligned},$$

де $\vec{v}_i(\tau), \vec{r}_i(\tau)$ - швидкість та положення i -го електрона на вході резонатора в момент t . Розглянута нами система містить як рівняння поля, так і рівняння руху електронів, що в результаті дає змогу більш точно описувати взаємодію електромагнітних полів і електронів у електронному потоці. Взаємодіючи один з одним електрони за кулонівським законом, виступають в якості точкових силових центрів.

Система має деякі принципові труднощі пов'язані з розбіжністю енергії поля точкового електрона, а також з тим, що рівняння руху повинно бути проінтегроване для кожного i -го електрона зі своїми початковими умовами на вході в систему, але це практично неможливо виконати.

Поле точкового заряду має вигляд $E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{r^2}$ (де, r – відстань від електрона до точки, де обчислюють напруженість поля) і перетворюється на нескінченність у точці, в якій міститься заряд (r прямує до нуля). З цього визначають розбіжність енергії поля точкового заряду за формулою $W = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int E^2 dV$. Все це дає можливість дослідження радіуса електрона r_0 , що знаходиться за формулою:

$$2\pi\epsilon_0 \int_{r_0}^{\infty} E_r^2 r^2 dr \cong mc^2$$

Рівності показує, що маса електрона пов'язана з масою енергії і має електромагнітне походження, дорівнює енергії поля електрону. Тоді r_0 має вигляд:

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}$$

Класичний радіус електрона є вдвічі більший, тому наша система рівнянь не має сенсу, коли відстань від електрона менша r_0 .

Тепер розглянемо проблему інтегрування рівнянь руху різних електронів з різними початковими умовами на вході в систему, яку вирішимо за допомогою переходу до «одноелектронного наближення». На практиці, високочастотні електронні прилади зазвичай працюють з прямолінійними потоками електронів, тому їх положення визначається однією координатою (наприклад X , чи Y , чи Z). При інтегруванні рівняння руху одного електрону, мають такі початкові умови (використаємо координату Z):

$$\begin{aligned} Z|_{t=\tau} &= z_0 \\ \dot{Z}|_{t=\tau} &= v_0(\tau) \end{aligned}$$

де v_0 , z_0 - це швидкість та координата електрона в момент часу τ .

Коли переходять до одношвидкісного наближення, то припускають, що всі електрони у площині $Z = Z_0$ в момент часу $t = \tau$ мають швидкості $v = v_0$. Тобто можна припустити, що в будь-якому моменті потоку, швидкості різних електронів однакові. У такому випадку, при розв'язанні задачі ми уникаємо розбіжність швидкостей

електронів у деякий момент часу, при $Z = \text{const}$. Величина розбіжності за швидкістю буде визначатися видом функції розподілу електронів за швидкостями [8-10].

Подібні підходи використовувалися наприклад, в експериментальних та теоретичних дослідженнях індуктивного випромінювання електронів, які обертаються в постійному магнітному полі, що в результаті допомогло створити нові потужні НВЧ прилади (електронні мазери на циклотронному резонансі) [9-11]. З цього можна зробити висновок, що теоретичним аналізом не можна нехтувати, тому згадаємо декілька наближених методів аналізу в нелінійній теорії взаємодії електронного потоку з рухомим хвилевим полем. Це наприклад метод заданого струму або заданого руху, метод степеневих рядів, самоузгоджений метод, метод вирішення кінетичного рівняння разом із рівнянням електродинаміки. Коротко опишемо ці методи.

1.1 Метод заданого поля

Подібне наближення використовується у випадках, коли коливальна система приладу стикається з сильними високочастотними полями і можна знехтувати зворотнім впливом пучка електронів на просторову структуру поля.

Суть методу полягає у використанні невідомого поля електромагнітного потоку у вигляді елементарної функції часу та координат [2-8]. Можна припустити, що із-за дії змінної напруги на електрони в резонаторі, відбувається модуляція електронного пучка за швидкістю, що у результаті групує потік. Для обчислення повної електронної провідності, знаходять середню за період електронної потужності P_e взаємодії змінної складової струму пучка із відповідним змінним полем. Формула має вигляд:

$$Y_e = g_e + jb_e = \frac{2P_e}{V_1^2}$$

де g_e , b_e – активна та реактивна частини повної електронної провідності; V_1 – амплітуда змінної напруги; P_e – електронна потужність взаємодії. Для розрахунку

характеристик стаціонарного режиму коливань пристрою, використати умови $b_e + b_{нк} + 2 \cdot \Delta\omega_s c = 0$, $g_{нк} + g_e = 0$. Дана система рівнянь стаціонарних коливань може бути отримана із еквівалентної схеми резонансного пристрою НВЧ або із формули балансу потужностей. Система рівнянь може постати, як контур із зосередженими постійними, якщо уявити електронний потік у вигляді елемента Y_e еквівалентної електричної схеми. Поведінку і властивості вихідного пристрою генератора разом із навантаженням також можна досить точно описати відповідною еквівалентною провідністю [3-5]. Якщо позначити через $Y_{НК}$ еквівалентну повну провідність навантаженого контуру, то умова стаціонарних коливань запишеться у вигляді:

$$Y_{нк} + Y_e = 0$$

При розділенні дійсної та уявної частин, отримаємо:

$$g_{нк} + g_e = 0 \quad (1.1)$$

$$b_{нк} + b_e + \omega C - \frac{1}{\omega L} = 0 \quad (1.2)$$

де $g_{нк}$, $b_{нк}$ – активна і реактивна частина напруженого резонатора (нк – напружений контур); C – ємність конденсатора, утворена високочастотним зазором резонатора.

Ці рівняння допомагають зв'язати провідність навантаження, частоту і електронну провідність, що визначається параметрами режимів та властивостями контуру.

В свою чергу, параметри g_e та b_e обчислюють за допомогою рівняння руху електронів у електромагнітному полі. А потім, коли показана залежність g_e і b_e від V_1 , рівняння (1.1) та (1.2) можна розв'язати графічно або аналітично.

Рівняння (1.1) використовують для знаходження амплітуди стаціонарних коливань від величини навантаження і величини високочастотної потужності, що віддається навантаженню. Рівняння (1.2) дає можливість знайти частоту генерованих коливань за заданої реактивної провідності навантаження. Оскільки величина електронної потужності взаємодії пропорційна постійній складовій струму потоку, електронна провідність теж прямо пропорційна I_0 (I_0 - постійна складова струму пучка). За заданої величини активної провідності навантаженого контуру $g_{нк}$ рівняння (1.2) може бути задоволене лише за певного мінімального значення I_0 , нижче якого стаціонарний коливальний процес у генераторі існувати не може. Таким чином, із рівняння (1.2) можна знайти величину пускового струму I_n , якщо вважати, що величина змінної напруги V_l прагне до нуля, що відповідає умові виникнення коливань.

З рівняння (1.2) випливає, що за заданої величини напруги V_l , тобто за цілком певного значення b_e , частота змінюється на величину, пропорційну $b_{нк}$. Це явище називається затягуванням частоти і викликається реактивною складовою провідності навантаження. У деяких випадках виявляється можливим змінити величину реактивної компоненти електронної провідності b_e , змінюючи електричний режим роботи приладу. Так, наприклад, у відбивному клістріні величина b_e , залежить від величини напруги на відбивачі, а в магнетроні - від величини анодного струму. Зміна цих параметрів призводить до зміни частоти коливань, що генерується, за незмінного навантаження. Це електронне зміщення частоти.

Дана теорія має недоліки, наприклад, невірний спосіб урахування просторового заряду. Його вплив враховується лише в амплітуді зростаючої парціальної хвилі поля та її сталої поширення, для визначення якої використовують теорію слабого сигналу.

1.2 Метод заданого руху або струму

У випадку методу заданого струму, часовий та просторовий розподіл функції густини заряду і густини струму вважаються відомими. Їх не можна задавати довільно, із-за зв'язку між собою рівнянням непереривності [11-13]:

$$\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

У цьому разі вирішуються тільки рівняння Максвелла і не розглядається рівняння руху, а точніше, не враховується зворотний вплив поля на характер руху електронів пучка. Тому траєкторії електронів не змінюються у просторі та часі під дією надвисокочастотного поля [5-8]. Таке наближення використовується під час збудження заданими джерелами (зарядами або струмами) із відомим фіксованим часовим і просторовим розподілом резонаторів, хвилеводів, періодичних систем тощо. Це наближення не використовується для знаходження самоузгодженого розв'язку вихідних систем. Отримана за такого підходу інформація дає змогу визначати характеристики розсіяних на різних неоднорідностях полів з урахуванням необхідних граничних умов на їхній поверхні. Крім того, у такому наближенні не розглядаються лінійні явища і процеси, оскільки вони повністю визначаються рівняннями руху електронів.

Метод заданого руху використовують під час наближеного інтегрування системи нелінійних рівнянь ламп рухомих хвиль (ЛРХ) ($q \leq 1$, $C \ll 1$):

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\xi} + j(b - jd)F &= i_1; \\ i_1 &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-j(t_0 + \theta)} dt_0; \\ -\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} &= \operatorname{Re}[(F + jq i_1) e^{j(t_0 + \theta)}] \end{aligned} \quad (1.3)$$

де i_1 та F – повільні, безрозмірні мінливі амплітуди перших гармонік поля і струму; θ - змінна частина кута прольоту, що виникає під дією високочастотного поля; t_0 – фаза, коли електрон влітає у простір взаємодії; b - параметр, що характеризує різницю в швидкостях електронного потоку v_0 і «холодної» хвилі; d - параметр розподілених втрат у лінії передачі; q - параметр просторового заряду; ζ - координата, що повільно змінюється. Дане рівняння дійсне при малих значеннях параметра посилення C ($C \rightarrow 0$) і $q \leq 1$.

Для інтегрування (1.3) задають функцію θ , знайдену із теорії слабкого сигналу в припущенні, що посилення велике і можна обмежитися у виразі для θ доданком, що відповідає хвилі, яка зростає. Підставляючи задане значення θ у друге рівняння із (1.3), можна знайти аналітичний вираз для першої гармоніки згрупованого струму, що дає змогу, використовуючи перше рівняння із даної системи, визначити збуджене у лінії передачі поле.

Даний метод має переваги простоти та точності у поєднанні із можливістю отримати аналітичний розв'язок, що робить його пріоритетним вибором для оцінки вихідних параметрів лампи рухомої хвилі. Проте даний метод має проблему для опису фазових траєкторій руху електронів при великих значеннях сигналу.

1.3 Метод самоузгодженого розв'язання задач електроніки НВЧ

Основний недолік вище згаданих методів розрахунку нелінійних характеристик ЛРХ полягає у відсутності самоузгодження. Тобто, шукані величини задані із самого початку і відповідь яку отримуємо, це величина яку додали до початкової, і далі першого наближення рівняння не просувається. Тому точність методів залежить від обраної функції. Це призводить до того, що шукані величини визначаються із різним ступенем точності, що особливо чітко проявляється в методі заданого руху. Самоузгоджений метод не має цього недоліку [10-12].

У більшості задач є можливим розглядати електронний потік як деяку заряджену рідину, що характеризується густиною струму j і густиною заряду ρ , які є безперервними функціями координат. Тоді система має вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{H} = 0 \\ \operatorname{div} \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 \rho} \\ m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \mu_0 [\vec{v}, \vec{H}]) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (1.4) \\ (1.5) \\ (1.6) \\ (1.7) \\ (1.8) \end{array}$$

Рівняння поля (1.4-1.7) можуть бути також отримані шляхом просторово-часового усереднення рівнянь електронної теорії Лоренца, записаних для мікроскопічних значень полів, струмів і зарядів, за фізично нескінченно малим об'ємом. Рівняння (1.4-1.7) мають назву рівнянь Максвелла [12]. Система (1.4-1.8), яка зазвичай лягає в основу опису процесів у високоякісних електронних приладах, містить як рівняння поля (1.4-1.7), так і рівняння руху електронів 1.8, але дана система не цілком вдала. Причиною цього є її непослідовність, тому що рівняння поля (1.4-1.7) записано у формі, що припускає безперервність у просторі густиною струму j і густиною заряду ρ , тоді як рівняння руху (1.8) записано для точкового електрона з кінцевими розмірами.

Безперервність розподілу електронного заряду ніяк не враховується рівнянням руху (1.8). Рівняння розраховано для одного електрона, у результаті, під час інтегрування нехтують різницею швидкостей електронів $v(\tau)$ на вході системи. При цьому ефект розкиду електронів у потоці по швидкостях, втрачається.

Слід зазначити, що завдяки макроскопічному, усередненому характеру рівнянь (1.4-1.7), вони не можуть описати тієї частини кулонівської взаємодії електронів

(іонів) один із одним, що пов'язана із зіткненнями частинок. Рівняння (1.4-1.8) включають лише ту частину кулонівської взаємодії, яка пов'язана із впливом на частинку інших частинок, що мають заряд ρ і перебувають від неї на більших, ніж середня, відстань, між електронами. Ця частина кулонівської взаємодії враховується за допомогою середнього поля, що входить до рівнянь Максвелла.

Для кращого опису багатоелектронної системи, у порівнянні з вище згаданими методами, використовують метод спільного розв'язання рівняння поля і рівняння руху електронів. Під час розгляду повної системи рівнянь (1.4-1.8), розв'язки цієї системи було знайдено для різних задач: електронний потік усередині провідної спіралі, у системах із періодичними неоднорідностями на границях. Спільні розв'язки рівнянь становлять наступний крок у розв'язанні задачі взаємодії пучка і поля, що дає змогу описати велику кількість нових ефектів [1-3].

У деяких випадках вектори E і j системи (1.4-1.7) краще розділити на потенціальні та вихрові компоненти. Потенціальні поля пов'язані із кулонівськими взаємодіями, а вихрові – описують випромінювання електронів, власні коливання ендовібраторів та нормальних хвиль хвилеводу.

Якщо припустимо, що:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \\ \vec{j} &= \vec{j}_1 + \vec{j}_2\end{aligned}$$

Тоді:

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \vec{E}_1 &= \operatorname{div} \vec{j}_1 = 0 \\ \operatorname{rot} \vec{E}_2 &= \operatorname{rot} \vec{j}_2 = 0\end{aligned}$$

Рівняння (1.4 - 1.7) розкладаються у дві системи:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H} = \vec{j}_1 + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E}_1 = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.10)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (1.11)$$

$$\text{div } \vec{E}_1 = 0 \quad (1.12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \vec{j}_2 + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E}_2 = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \end{array} \right. \quad (1.14)$$

Поля \vec{E}_1 і \vec{E}_2 відрізняються, як за фізичним змістом, так і за характером використання. Рівняння (1.9 - 1.12) приводять до виду звичайного хвильового рівняння:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \vec{j}_2 + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_2}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E}_2 = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \end{array} \right. \quad (1.14)$$

$$\Delta \vec{E}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{j}_1}{\partial t} \quad (1.15)$$

де $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$, $\Delta \equiv \text{grad div} - \text{rot rot}$.

Розв'язки рівняння (1.15) характеризуються запізнюванням, вони описують поля, випромінені струмами j_l . Власні коливання електромагнітного поля в ендовібраторах і нормальні хвилі хвилеводів або інших розподілених систем також являють собою вихрові поля, які задовольняють системі (1.9 - 1.12), у якій припускається $\vec{j}_1 = 0$.

На підставі рівності $\operatorname{div} \vec{j}_1 = 0$ і рівнянь безперервності, $\operatorname{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ виходить, що струм \vec{j}_1 не пов'язаний із змінною у часі компонентою просторового заряду ρ ; так само із рівняння (1.10) можна зробити висновок, що поле \vec{E}_1 не пов'язане з просторовим зарядом.

У другому випадку, із густиною струму \vec{j}_2 та потенційними складовими поля \vec{E}_2 . На основі рівнянь безперервності та рівняння (1.14) можна зрозуміти, що \vec{E}_2 та \vec{j}_2 пов'язані з просторовим зарядом в електронному потоці. Знаючи, що $\operatorname{rot} \vec{E}_2 = 0$, припускаємо:

$$\vec{E}_2 = -\operatorname{grad}_r \Phi(r, t). \quad (1.16)$$

Тоді рівняння (1.14) із врахуванням (1.16) має вигляд:

$$\Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(r, t). \quad (1.17)$$

Таке рівняння співпадає із рівнянням для статичного потенціалу, але у цьому випадку є залежність параметрів ρ і Φ від часу. Очевидно, що (1.16 - 1.17) враховують кулонівську взаємодію рухомих зарядів, причому випромінювання цих зарядів і запізнювання полів описуються вихровими полями \vec{E}_1, \vec{H}_1 .

1.4. Метод спільного вирішення кінетичного рівняння з рівнянням електродинаміки

Досліджуючи різні методи аналізу електронних потоків та високочастотних електромагнітних полів у плазмі, можна прийти до висновку, що найефективнішим буде метод спільного розв'язання рівняння електромагнітного поля та кінетичного

рівняння для функцій розподілу електронів у вибраній багатоелектронній системі. Рівняння електромагнітного поля має вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{H} = 0 \\ \text{div } \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 \rho} \\ m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \mu_0 [\vec{v}, \vec{H}]) \end{array} \right.$$

Функція розподілу електронів – це функція швидкості v , координат r та часу t . У ній величина $f(\vec{v}, \vec{r}, t)(d\vec{v})(d\vec{r})$ має значення числа електронів, координати і швидкостей в інтервалах \vec{r} до $\vec{r} + d\vec{r}$ та \vec{v} до $\vec{v} + d\vec{v}$. Дану функцію можна використовувати для вираження обраних величин.

Для пояснення функції розподілу $f(v)$, розглянемо декілька прикладів. Зауважимо, що до звичайного опису із функцією розподілу електронів додаймо одношвидкісний опис.

1) Розглянемо наприклад, багатоелектронну систему, де електрони у стані спокою, а їх концентрація рівна $N(x, y, z)$. Тоді матимемо:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = N(x, y, z) \delta(\xi) \delta(\eta) \delta(\zeta) \quad (1.18)$$

де ξ, ζ, η - компоненти швидкості по осі x, y, z , тобто $(dv) = d\xi d\eta d\zeta$. Якщо підставимо (1.2) у рівняння:

$$\rho(r,t) = e \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r}, \vec{v}, t) (d\vec{v}) \quad (1.19)$$

$$\vec{j}(r,t) = e \int_{-\infty}^{+\infty} v f(\vec{r}, \vec{v}, t) (d\vec{v}) \quad (1.20)$$

Отримаємо:

$$\rho = \rho(x, y, z); \quad j = 0$$

де $\rho(x, y, z)$ - густина заряду електронів.

2) Припустимо, що у багатоелектронній системі з концентрацією електронів $N(x,y,z)$, існують електронні потоки з густиною струму:

$$\vec{j}(x, y, z, t) = eN(x, y, z, t) = v(x, y, z, t)$$

де $v(x, y, z, t)$ – швидкість електронного потоку. Тому можна припустити:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = N(x, y, z, t) \delta(\xi - v_x) \delta(\eta - v_y) \delta(\zeta - v_z) \quad (1.21)$$

де:

$$\begin{aligned} v_x &= v_x(x, y, z), \\ v_y &= v_y(x, y, z), \\ v_z &= v_z(x, y, z), \\ (dv) &= d\xi d\eta d\zeta \end{aligned}$$

Тепер підставимо рівняння (1.21) у рівняння (1.19) та (1.20), щоб отримати:

$$\begin{aligned} j_x &= eN(x, y, z, t)v_x(x, y, z, t) \\ \rho(\vec{r}, t) &= eN(x, y, z, t) \end{aligned}$$

Ці приклади відносяться до одношвидкісного наближення, але наведемо також приклади, які виходять за межі такого наближення.

3) Нехай функція розподілу електронів $f(v)$ має вигляд:

$$f(v) = \begin{cases} 0 & -\infty < v < v_0 - \frac{\Delta v}{2}; \\ \frac{N}{\Delta v} & v_0 - \frac{\Delta v}{2} \leq v \leq v_0 + \frac{\Delta v}{2}; \\ 0 & v_0 + \frac{\Delta v}{2} < v < \infty, \end{cases} \quad (1.22)$$

де N , $N(x, y, z, t)$ – це концентрації електронів, а Δv та v_0 – сталі складові.

Із виразу зрозуміло, що функція має «П-подібний» вигляд, де електрони мають швидкості $\pm \Delta v/2$, а середнє значення $v = v_0$. Також таке наближення враховує температуру, що дозволяє наприклад враховувати тепловий рух електронів у ЛРХ. Саму функцію можна записати у вигляді:

$$f(v) = \frac{N}{\Delta v} \left\{ \int_{-\infty}^v \delta(v - v_0 + \frac{\Delta v}{2}) dv - \int_{-\infty}^v \delta(v - v_0 - \frac{\Delta v}{2}) dv \right\}. \quad (1.23)$$

Це зручно для обчислення інтегралів з похідною df/dv .

4) Інколи розподіл електронів у потоці за швидкостями може бути наближений до максвелівського. Тоді виходить:

$$f(v) = N \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{kT_e}} \quad (1.24)$$

де $k = 1,38 * 10^{-23}$ Дж/град; T_e - температура електронів за абсолютною шкалою.

Проте, такий розподіл не завжди зручний і його інколи замінюють схожим П-подібним розподілом.

Розглянуті нами види функції розподілу електронів задовольняють умову нормування так, що:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv = N.$$

Також вона дозволяє зручно додати у теорію теплового руху електронів їхній розкид по швидкостях. Тому у багатоелектронній системі, це дозволить дати точніше визначення температури електронів.

У інших випадках іони вважаємо нерухомими, а постійна складова – скомпенсована іонним фоном. Тоді можна припустити із врахуванням початкових рівнянь (1.19, 1.20) та рівнянь (1.21 – 1.24):

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H} = e \int_{-\infty}^{+\infty} v f(\vec{r}, \vec{v}, t) (d\vec{v}) + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.25)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E} = e \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r}, \vec{v}, t) (d\vec{v}) \end{array} \right. \quad (1.27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{H} = 0 \end{array} \right. \quad (1.28)$$

Додаймо кінетичне рівняння, що задовольняє функцію розподілу електронів $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Електрони перебувають в елементі об'єму $(d\vec{r})(d\vec{v}) = dx dy dz dv_x dv_y dv_z$ (v – швидкість, r - координата), для яких характерні параметри знаходяться в межах \vec{r} до $\vec{r} + d\vec{r}$ та \vec{v} до $\vec{v} + d\vec{v}$. Кількість електронів можна знайти за формулою:

$$dN = f(\vec{r}, \vec{v}, t)(d\vec{r})(d\vec{v})$$

Цей параметр залежить від руху електронів, зміни швидкостей із-за магнітного чи електричного полів, із-за зіткнення електронів з іншими частинками (іони, нейтрони).

Збереження кількості електронів у об'ємі можна записати у вигляді:

$$f(\vec{r} + v d\vec{t}, \vec{v} + \vec{v} dt, t + dt)(d\vec{r})(d\vec{v}) = f(\vec{r}, \vec{v}, t)(d\vec{r})(d\vec{v}) + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]^{sim} \times (d\vec{r})(d\vec{v}) dt \quad (1.29)$$

де $t+dt$ – це момент, коли вибрані електрони перемістяться в елемент об'єму з координатами $r+vdt$, та швидкостями $v+vdt$.

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]^{sim} \cdot (d\vec{r})(d\vec{v}) dt - \text{величина зміни кількості електронів із-за зіткнень.}$$

Згідно теореми Луівілля, елементи фазового об'єму у рівнянні (1.29) мають однакове значення з обох сторін. Ліву частину рівняння можна скоротити, якщо обмежимо першими степенями $\vec{v} dt, v d\vec{t}, dt$, а також зробимо заміну $\vec{v} = \frac{e}{m}(\vec{E} + \mu_0[\vec{v}, \vec{H}])$, тоді після скорочення рівняння на $(d\vec{r})(d\vec{v})(dt)$ отримаємо:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}_r f + \frac{e}{m}(\vec{E} + \mu_0[\vec{v}, \vec{H}]) \cdot \text{grad}_v f \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]^{sim} \quad (1.30)$$

де $grad_r f$, $grad_v f$ у випадку прямокутних координат з одиничними векторами $\vec{i}_1, \vec{i}_2, \vec{i}_3$ знаходяться за формулою:

$$grad_r = \vec{i}_1 \frac{\partial}{\partial x} + \vec{i}_2 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{i}_3 \frac{\partial}{\partial z}$$

$$grad_v = \vec{i}_1 \frac{\partial}{\partial v_x} + \vec{i}_2 \frac{\partial}{\partial v_y} + \vec{i}_3 \frac{\partial}{\partial v_z}$$

Рівняння (1.30) – це кінетичне рівняння. Друга і третя частини в ньому пов'язані із впливом магнітного та електричного полів на рух електронів, а також впливом на функцію f просторової неоднорідності $grad_r f$ у розподілі електронів. Частина $\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]^{sim}$

має вигляд:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]^{sim} = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_1 + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_2 + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_3 \quad (1.31)$$

де $\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{1,2,3}$ - зміни функції із-за зіткнень електронів з іонами, нейтронами,

електронами та іншими.

Рівняння (1.31) за формою схоже до газокінетичного рівняння, яке використовують в теорії розріджених газів (складаються із нейтральних частинок).

Тепер можемо поєднати електродинамічне рівняння і кінетичне рівняння для функції розподілу електронів. Отримаємо:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = e \int_{-\infty}^{\infty} v f(\vec{r}, \vec{v}, t) (dv) + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \quad (1.32)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.33)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad (1.34)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{v}, t) (dv) \quad (1.35)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \operatorname{grad}_r f + \frac{e}{m} (\vec{E} + \mu_0 [\vec{v}, \vec{H}]) \operatorname{grad}_v f = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]^{sim} \quad (1.36)$$

Цю систему слід розв'язувати за певних граничних умов, які мають задовольняти E_{tg} або H_{tg} на межах Σ системи, і початкових умов для функції f на вході в досліджувану систему. У тому разі якщо Σ являє собою стінки ідеального резонатора, граничні умови зводяться до вимог $\Sigma_{tg}|_{\Sigma} = 0$.

Розглянемо деякі характерні властивості даної системи. У ній є два типи взаємодій електронів:

- «Близькі взаємодії». Вони пов'язані із впливом інших частинок на електрон, коли відстань між ними менша за середню відстань між електронами. Близькі взаємодії мають характер зіткнень електрона з іншими частинками і враховуються за допомогою параметра (1.30).

- «Далекі взаємодії». Вони пов'язані з впливом на електрон всіх інших частинок системи, що перебувають на відстані більшій, ніж середня відстань між електронами. Ці взаємодії враховуються завдяки тому, що поля H і E визначаються значенням функції розподілу f у всіх точках даної системи.

Згідно цих властивостей, кулонівське поле також розділяється на дві частини. [10-14] Перша має нерегулярні, флуктуаційні зміни в коротких інтервалах часу при зіткненнях, а друга – має далекі взаємодії та описує гладкі, регулярні зміни поля H та E . Рівняння (1.32 – 1.36) повинно дати самоузгоджене рішення для f , E і H , тому що

зміни функції розподілу електронів створюють електромагнітні поля, які впливають на функцію. Слід зауважити, що рівняння (1.36) містить члени близької та далекої дії

$\left(\frac{e}{m}(\vec{E} + \mu_0[\vec{v}, \vec{H}])\right)$ та $\left[\frac{\partial f}{\partial t}\right]^{sim}$, тобто система не послідовна. Подібний поділ взаємодій

зазвичай є довільним.

Параметри $\left[\frac{\partial f}{\partial t}\right]^{sim}$ будуть відігравати малу роль, якщо частота змінного

електромагнітного поля $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ у системі буде більшою за середні частоти (ν_1, ν_2, ν_3)

зіткнень електрона з іншими частинками. В реальних умовах, $\nu \gg \nu_i$, тобто вона набагато перевищує середню частоту зіткнень і тому в кінетичному рівнянні можна знехтувати зіткненнями електронів з іншими частинками.

Так приходимо до висновку, що властивості та поведінка систем, по типу електронного потоку, плазми і тд, визначаються дальніми взаємодіями, які визначаються за допомогою середніх макроскопічних полів H і E .

Тепер можемо записати систему у вигляді:

$$rot \vec{H} = e \int_{-\infty}^{\infty} \nu f(\vec{r}, \vec{v}, t)(d\nu) + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \quad (1.37)$$

$$rot \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.38)$$

$$div \vec{H} = 0 \quad (1.39)$$

$$div \vec{E} = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{r}, \vec{v}, t)(d\nu) \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot grad_r f + \left(\frac{e}{m}(\vec{E} + \mu_0[\vec{v}, \vec{H}])\right) grad_v f = 0 \quad (1.41)$$

Припустимо, що в системі (1.37-1.41) точкове наближення є окремим випадком, де вважається:

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \Sigma \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) \delta(\vec{v} - \vec{v}_i(t)) \quad (1.42)$$

де v_i та r_i – це швидкість і радіус вектору i -го електрона, а сумування відбувається за всіма електронами системи. Тоді отримаємо:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{H} = \Sigma e \vec{v}_i(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1.43)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{E} = \frac{e}{\varepsilon_0} \Sigma \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)) \end{array} \right. \quad (1.44)$$

Ці рівняння співпадають з рівняннями в наближенні точкових електронів. А якщо показати, що $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ задається рівнянням (1.27), то тоді (1.25) набуває вигляду:

$$\Sigma m \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \Sigma e \left(E(\vec{r}_i) + \mu_0 [\vec{v}_i, \vec{H}(\vec{r}_i)] \right) \quad (1.45)$$

Яке можна перетворити у рівняння руху для одного електрона:

$$m \frac{d\vec{r}_i}{dt} = e(\vec{E} + \mu_0 [\vec{v}_i, \vec{H}]) \quad (1.46)$$

РОЗДІЛ 2

ДИСПЕРСІЙНЕ РІВНЯННЯ ВІДКРИТОГО ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНОГО ПІДСИЛЮВАЧА ІЗ РОЗПОДІЛЕНОЮ ПЕРІОДИЧНОЮ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНОЮ СТРУКТУРОЮ.

В даному розділі аналізується лінійна самоузгоджена теорія моделі підсилювача на ефекті Сміта-Парселла із врахуванням впливу кінцевої величини сфокусованого магнітного поля на умови збудження коливань у ВХ. У ході отримано дисперсійне рівняння загального виду, а також рівняння для малої густини просторового заряду, де виділена квазістаціонарна складова електронного потоку. Такі подання, дозволяють більш зручно проводити аналіз фізичних процесів у хвилеводі [15].

2.1 Дисперсійне рівняння підсилювача із врахуванням кінцевого фокусуєчого магнітного поля

Теоретична модель підсилювача електромагнітних хвиль на базі ВХ має вигляд (рис. 2.1):

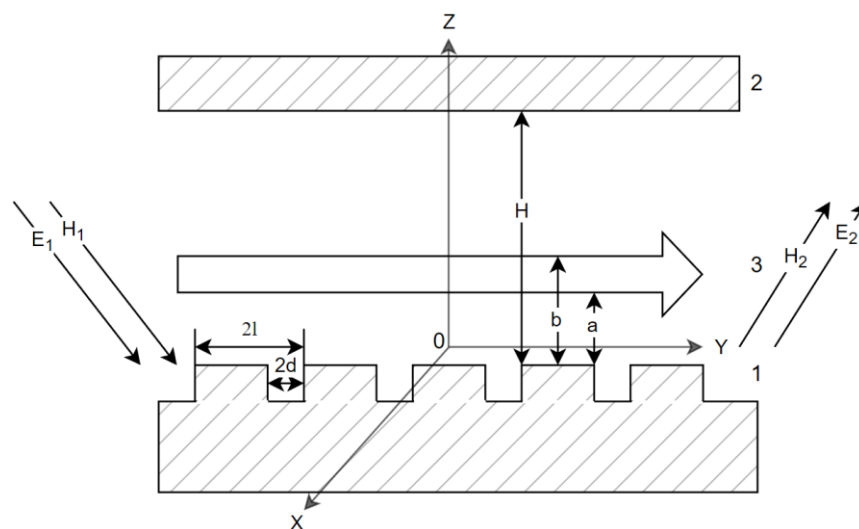


Рис. 2.1 – Теоретична модель підсилювача

Даний підсилювач (рис. 2.1) складається із 1 – дифракційної решітки форми «гребінка», 2 – металеве дзеркало, 3 – монохроматичний плоский ЕП. Система даного хвилеводу складається із I – частина між металевим дзеркалом та ЕП, II – сам електронний потік, III – простір між решіткою та ЕП, IV – ділянка дифракційної решітки або періодичної структури.

Розібравши теоретичну модель, перейдемо до отримання самоузгодженого розв'язку поставленої задачі, використовуючи тривимірне рівняння руху та систему рівнянь Максвелла. У даному випадку, ТМ-хвиля ($E_x = H_y = H_z = 0$), а $\frac{\partial}{\partial x} = 0$ у рамках лінійної теорії. Тепер не беручи до уваги високочастотну складову магнітного поля, наведемо проекції векторного рівняння руху електрона по осі координат:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \tilde{x}}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \tilde{x} = -\omega_c \frac{d\tilde{z}}{dt} \\ \frac{d^2 \tilde{y}}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \tilde{y} = \frac{e}{m} E_y \\ \frac{d^2 \tilde{z}}{dt^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right)^2 \tilde{z} = \frac{e}{m} E_z + \omega_c \frac{d\tilde{x}}{dt} \end{cases} \quad (2.1)$$

де v_0 – стала складова для вектора \vec{v} , $\vec{v} = \vec{v}_0 + \tilde{v}$, $\frac{d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right)$; $\omega_c = \frac{e}{m} B_0$ -

циклотронна частота.

Зробимо перетворення рівняння (2.1), якщо:

1) $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$, отримаємо:

$$\frac{\partial^2 \tilde{y}}{\partial y^2} - 2i\beta_e \frac{\partial \tilde{y}}{\partial y} - \beta_e \tilde{y} = \frac{E_y}{2V_0} \quad (2.2)$$

де $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}, \beta_c = \frac{\omega_c}{v_0}, v_0 = \frac{v_0^2}{2\eta}$ - напруга.

2) $\frac{d\tilde{x}}{dt} = -\omega_c \tilde{z}$, тоді отримаємо:

$$\frac{\partial^2 \tilde{z}}{\partial y^2} - 2i\beta_e \frac{\partial \tilde{z}}{\partial y} - (\beta_e^2 - \beta_c^2) \tilde{z} = \frac{E_z}{2V_0} \quad (2.3)$$

Тепер використаємо теорему Флоке [16]:

$$\tilde{R} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} R_n e^{i\alpha_n y}$$

де $\alpha_n = \alpha_0 + \frac{\pi n}{L}$ - стала розповсюдження просторових гармонік ($n = 0, 1, 2, 3$); α_0 -

постійне хвильове число.

В результаті, високочастотні компоненти можна виразити розкладанням за власними функціями:

$$\begin{aligned} \tilde{y} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} y_n(z) e^{i\alpha_n y} \\ \tilde{z} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} z_n(z) e^{i\alpha_n y} \\ \tilde{E}_y &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{yn}(z) e^{i\alpha_n y} \\ \tilde{E}_z &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_{zn}(z) e^{i\alpha_n y} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Тепер можемо перетворити рівняння (2.2) для знаходження n -х компоненти ВЧ зміщень:

$$y_n(z) = -\frac{eE_{yn}(z)}{m(\omega_e - v_0\alpha_n)^2} \quad (2.5)$$

$$z_n(z) = -\frac{eE_{zn}(z)}{m((\omega - v_0\alpha_n)^2 - \omega_c^2)} \quad (2.6)$$

Розглядаючи ТМ-хвилі, скористаємося рівнянням Максвелла та розв'яжем його відносно компонент електронного поля:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial y \partial z} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} \right) = -\mu_0 \frac{\partial \tilde{j}_y}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \\ \left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 E_y}{\partial z \partial y} \right) = \mu_0 \frac{\partial \tilde{j}_z}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} \end{cases} \quad (2.7)$$

Застосовуючи лінійне наближення до високочастотних компонент вектору конвекційного струму, отримаємо:

$$\begin{aligned} \tilde{j}_y &= \rho_0 \frac{d\tilde{y}}{dt} + v_0 \tilde{\rho} = \rho_0 \frac{d\tilde{y}}{dt} + v_0 \rho_0 \frac{d\tilde{y}}{dy} + v_0 \tilde{\rho} \\ \tilde{j}_z &= \rho_0 \frac{d\tilde{z}}{dt} = \rho_0 \frac{d\tilde{z}}{dt} + v_0 \rho_0 \frac{d\tilde{z}}{dy} \end{aligned} \quad (2.8)$$

А тепер, щоб отримати зв'язок між складовими електричного поля y , z , n , потрібно рівняння (2.8) підставити в (2.7), використати величини (2.4), змінну залежність $e^{-i\omega t}$, а також врахувавши (2.6), отримаємо:

$$E_{zn}(z) = \frac{i\alpha_n \frac{\partial^2 E_{ny}(z)}{\partial z^2}}{k^2 - \alpha_n^2 + k^2 \Gamma_n^z \left[1 - \frac{v_0 \alpha_n}{\omega} \right]} \quad (2.9)$$

де $\omega_p = \sqrt{\frac{e\rho_0}{m\varepsilon_0}}$ - плазмова частота; $\Gamma_n^z = -\frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2}$.

Дане співвідношення дозволяє розділити частини поля (2.7), які зв'язані змішаними похідними, що дозволить отримати відносно E_{yn} хвильове рівняння. Для фінального результату підставимо (2.9) та (2.8) в (2.7):

$$\xi_{cn}^2 \Gamma_{cn}^2 E_{yn}(z) - \frac{\partial^2 E_{yn}(z)}{\partial z^2} = 0 \quad (2.10)$$

де $\Gamma_{cn} = \left[\frac{1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2}}{1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2}} \right]^{\frac{1}{2}}$ (2.11);

$$\xi_{cn} = \left[k^2 - \alpha_n^2 - k^2 \left(1 - \frac{v_0 \alpha_n}{\omega} \right) \frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

З формул: $\xi_{cn}^2 \Gamma_{cn}^2$ - ефективна діелектрична проникність у поздовжньому магнітному полі електронного пучка. У випадку, якщо магнітне поле B_0 прямує до

безкінечності, то рівняння (2.10) стає хвильовим рівнянням поля для пучка з одновимірним характером руху електронів, на основі формул (2.11) та (2.12) при підстановці $\omega_c \rightarrow \infty$. Тоді, кінцеві вирази для частин електричного та магнітного полів на ділянці II, випливають з урахуванням рівнянь (2.9), (2.4) та (2.10):

$$E_y^II = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_n y} (C_n e^{i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-c)} + D_n e^{-i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-c)}) \quad (2.13)$$

$$E_z^II = - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_n \Gamma_{cn}}{\xi_{cn}} e^{i\alpha_n y} (C_n e^{i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-c)} - D_n e^{-i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-c)}) \quad (2.14)$$

$$H_{xn}^II = - \left(\frac{(\alpha_n^2 + \xi_{cn}^2) \Gamma_{cn}}{(\xi_{cn}^2 + \alpha_n^2) \xi_{cn}} \right) \varepsilon_0 \omega (C_n e^{i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-c)} - D_n e^{-i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-c)}) \quad (2.15)$$

$$\text{де } \xi_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2}$$

Подібним способом знаходимо напруженості E та H полів для I, III, IV ділянок. Використовуючи рівняння Максвелла, знайдем розв'язки електричного поля через вектор Герца $\vec{\Pi}$, що проектується на вісь O_y . Далі розкладемо цей вектор на динамічну і сталу складові $\vec{\Pi} = \vec{\Pi}_0 + \tilde{\Pi}$, що в дасть:

$$\frac{\partial^2 \Pi_n(z)}{\partial z^2} + (k^2 - \alpha_n^2) \Pi_n(z) = 0 \quad (2.16)$$

Величини v, p, j, E_y у вигляді:

$$\begin{aligned} v &= v_0 + \tilde{v}, \\ \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho}, \\ j &= j_0 + \tilde{j}, \\ E_y &= E_0 + \tilde{E} + \tilde{E}_{nz}, \end{aligned}$$

Для яких умови згідно задачі: $\tilde{\rho} \ll \rho_0$; $\tilde{v} \ll v_0$; $E_0 = 0$.

Для ділянок III та IV рішенням є власне поле відкритої сповільнюваної системи без активного середовища. Рівняння (2.16) запишемо у вигляді:

$$P_n(z) = (A_n e^{i\xi_n(z-b)} + B_n e^{-i\xi_n(z-b)})$$

Що в результаті дасть наступний вираз:

$$\frac{\partial^2 H_m^{IV}(z)}{\partial z^2} + (k^2 - p_m^2) H_m^{IV}(z) = 0 \quad (2.17)$$

$$\text{де } \eta_m^2 = k^2 - p_m^2, \quad p_m^2 = \left(\frac{\pi m}{2d} \right)^2.$$

Якщо продовжимо розв'язання рівняння (2.17) при граничних умовах $E_y = 0$ коли $z = -h$, то отримаємо для E_y^{IV} вираз:

$$E_y^{IV} = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0} e^{i\pi \alpha_0 N l} \sum_{m=0}^{\infty} D_m \eta_m \sin \eta_m(z+h) \cos \frac{\pi m}{2d} (y-2Nl+d) \quad (2.18)$$

У випадку I області, використаємо рівняння поля виду:

$$\begin{cases} E_y^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n^2 e^{i\alpha_n y} E_n (e^{i\xi_n(z-t)} + e^{-i\xi_n(z-t)}) \\ H_x^I = -\omega \varepsilon_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n e^{i\alpha_n y} E_n (e^{i\xi_n(z-b)} + e^{-i\xi_n(z-b)}) \end{cases}$$

Використовуючи метод розподілу функції повної в одному інтервалі, за системою функцій повної на іншому інтервалі, спільно вирішимо рівняння електронного поля для областей III та IV, беручи до уваги граничні умови відносно коефіцієнту $\frac{B_n}{A_n}$ (B_n та A_n – це коефіцієнти Фур'є амплітуди дифракційного поля). Система рівнянь:

$$\begin{cases} H_x^{III} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_n y} A_n \left(-\omega \varepsilon_0 \xi_n \left\{ e^{i\xi_n(z-b)} - \frac{B_n}{A_n} e^{-i\xi_n(z-b)} \right\} \right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_n y} A_n \Phi_n(z) \\ E_y^{III} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_n y} A_n \left(-i\omega \varepsilon_0 \xi_n^2 \left\{ e^{i\xi_n(z-b)} + \frac{B_n}{A_n} e^{-i\xi_n(z-b)} \right\} \right) = \frac{i}{\omega \varepsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_n y} A_n \frac{d\Phi_n(z)}{dz} \end{cases} \quad (2.19)$$

Враховуючи умови неперервності тангенціальних компонент поля на межах ділянок, можемо записати:

$$E_y^{III} = \begin{cases} E_y^{IV} & , 2Nl - d \leq y \leq 2Nl + d \text{ (щілина)}, \\ 0 & , \text{за межами області (метал)} \\ H_x^{III} = H_x^{IV} & , \text{у двох областях} \end{cases} \quad (2.20)$$

Тепер помножимо систему (2.20) на ортогональні функції $\cos \frac{\pi m}{2d}(y+d)$ та $e^{-i\alpha_n y}$. Наступним кроком, зробимо інтегрування функції від -1 до 1, а також від -d до d із множниками $\frac{1}{2l}$ і $\frac{1}{2d}$. В результаті, якщо припустити $n = 0$, $z = 0$, і з врахуванням рівнянь (2.18) та (2.19) отримаємо дисперсійне рівняння:

$$1 + \frac{k}{ld} \operatorname{tg}(kh) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \alpha_n d}{\alpha_n^2} \frac{\Phi_n(0)}{\Phi_n'(0)} = 0 \quad (2.21)$$

де

$$\frac{\Phi_n(0)}{\Phi_n'(0)} = \frac{-\omega \varepsilon_0 \xi_n (e^{-i\xi_n b} - \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n b})}{-i\omega \varepsilon_0 \xi_n^2 (e^{-i\xi_n b} + \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n b})} = -\frac{i}{\xi_n} \frac{(e^{-i\xi_n b} - \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n b})}{(e^{-i\xi_n b} + \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n b})} \quad (2.22)$$

Рівняння (2.22) є дисперсійним рівнянням для відкритої сповільнюваної системи без активного середовища. Невизначені коефіцієнти $\frac{B_n}{A_n}$, що входять до $\Phi_n(z)$, дають можливість поєднати область скінченної товщини та область «гребінку» з οποюю послідовністю ділянок I та II, з активним середовищем, яке входить до них. Записавши умови безперервності компонентів для H_x та E_x на межах розподілу всіх областей, то отримаємо систему рівнянь, з якої знайдеться $\frac{B_n}{A_n}$ у (2.21):

$$\frac{B_n}{A_n} = \frac{-4 \cos \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-c)(\cos \xi_n(c-t) - i \sin \xi_n(c-t)) + 4 \frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n} \times}{4 \cos \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-c)(\cos \xi_n(c-t) + i \sin \xi_n(c-t)) + 4 \frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n} \times} \quad (2.23)$$

$$\frac{\times \cos \xi_n(c-t) i \sin \xi_n \Gamma_{cn}(b-c) + 4 \frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \sin \xi_n(c-t) \sin \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-c)}{\times \cos \xi_n(c-t) i \sin \xi_n \Gamma_{cn}(b-c) - 4 \frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \sin \xi_n(c-t) \sin \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-c)}$$

Тепер підставим 2.23 в 2.21 і отримаємо фінальне дисперсійне рівняння системи:

$$1 + \frac{1}{ld} k \operatorname{tg}(kh) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \alpha_n d}{\alpha_n^2 \xi_n} \left[\frac{\left(\frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \left[1 - \frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \operatorname{tg} \xi_n(t-c) \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(c-b) \right] \cos \xi_n b -}{\left(\frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \left[1 - \frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2) S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \operatorname{tg} \xi_n(t-c) \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(c-b) \right] \cos \xi_n b +} \right. \right.$$

$$\frac{-\left[\frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \operatorname{tg} \xi_n(t-c) + \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(c-b)\right] \sin \xi_n b}{+\left[\frac{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)S_n}{(\alpha_n^2 + \xi_n^2)} \operatorname{tg} \xi_n(t-c) + \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(c-b)\right] \cos \xi_n b} = 0 \quad (2.24)$$

Для наближеного розв'язку рівняння (2.24), потрібно його спростити. Для цього зробим припущення, що зв'язок поля решітки та електронного потоку є максимальним, ЕП взаємодіє із першою просторовою гармонікою, а об'ємні хвилі випромінюються на нульовій гармоніці. Якщо врахуємо малий порядок величини просторового заряду $q = \frac{\omega_p}{\omega}$, а також циклотронного параметру $\Omega_c = \frac{\omega_c}{\omega}$, обезрозміримо геометричні параметри і хвильові числа, то отримаємо спрощене дисперсійне рівняння:

$${}^2\Omega(\kappa, \mu) = \Delta_0(\kappa, \mu) \quad (2.25)$$

$$\text{де : } {}^2\Omega(\kappa, \mu) = \left[\frac{\frac{\Gamma_{c1}}{\xi_{c1}} \left(1 + \frac{\Gamma_{c1}}{\xi_{c1}} \operatorname{th}(\pi \varepsilon \Gamma_{c1} \xi_{c1}) \right)}{\frac{\Gamma_{c1}}{\xi_{c1}} + \operatorname{th}(\pi \varepsilon \Gamma_{c1} \xi_{c1})} \right]$$

$$\Gamma_{c1} = \left[\frac{1 - \frac{q^2 \kappa^2}{(\kappa - \beta_0(\mu+1))^2}}{1 - \frac{q^2 \kappa^2}{(1 - \Omega_c^2) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu+1)}{(1 - \Omega_c)} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu+1)}{(1 + \Omega_c)} \right)}} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\xi_{c1} = \left[1 + \frac{q^2 (\kappa - \beta_0(\mu+1)) \kappa^3}{(1 - \Omega_c^2) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu+1)}{(1 - \Omega_c)} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu+1)}{(1 + \Omega_c)} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Права частина рівняння (2.25) має рівняння холодної структури, яке можна отримати при $q=0$:

$$\Delta_0(k, \mu) = \frac{\text{ctg}(\pi k \delta)}{\theta k} + \left\{ 2 \ln \sin \frac{\pi \theta}{2} + \frac{\text{ctg} \pi k \sqrt{k^2 - \mu^2}}{\sqrt{k^2 - \mu^2}} \right\} \quad (2.26)$$

де $\theta = \frac{d}{l}, \chi = \frac{H}{l}, \delta = \frac{h}{l}$ - геометричні параметри системи, що безрозмірні; $\mu = \mu_0 + \delta\mu$

– за абсолютним значенням не перевищує $\frac{1}{2}$, з врахуванням $\mu_0 \gg \delta\mu$. Якщо ж розложимо $\Delta_0(k, \mu)$ в ряд Тейлора[17] по степеням відносно $\delta\mu$ і не будемо враховувати всі члени степеню більше першої, то отримаємо:

$${}^2\Omega(\kappa, \mu_0 + \delta\mu) = \Delta'_{o\mu}(\mu_0) \cdot \delta\mu$$

де $\Delta'_{o\mu}(\mu_0)$ рівне:

$$\Delta'_{o\mu}(\mu_0) = \frac{\mu_0 \pi \chi \cdot \cos(\pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}) + \frac{\mu_0}{\sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}} \text{ctg}(\pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2})}{(\kappa^2 - \mu_0^2)}$$

Використаємо метод графічної апроксимації для спрощення функції ${}^2\Omega$ замінивши її на $\frac{\Gamma_{cl}^2(\kappa, \mu_0 + \delta\mu)}{\xi_{cl}^2(\kappa, \mu_0 + \delta\mu)} - 1$ та в результаті отримаємо перетворене трансцендерне рівняння у степеневе відносно додавання до хвильового числа $\delta\mu$:

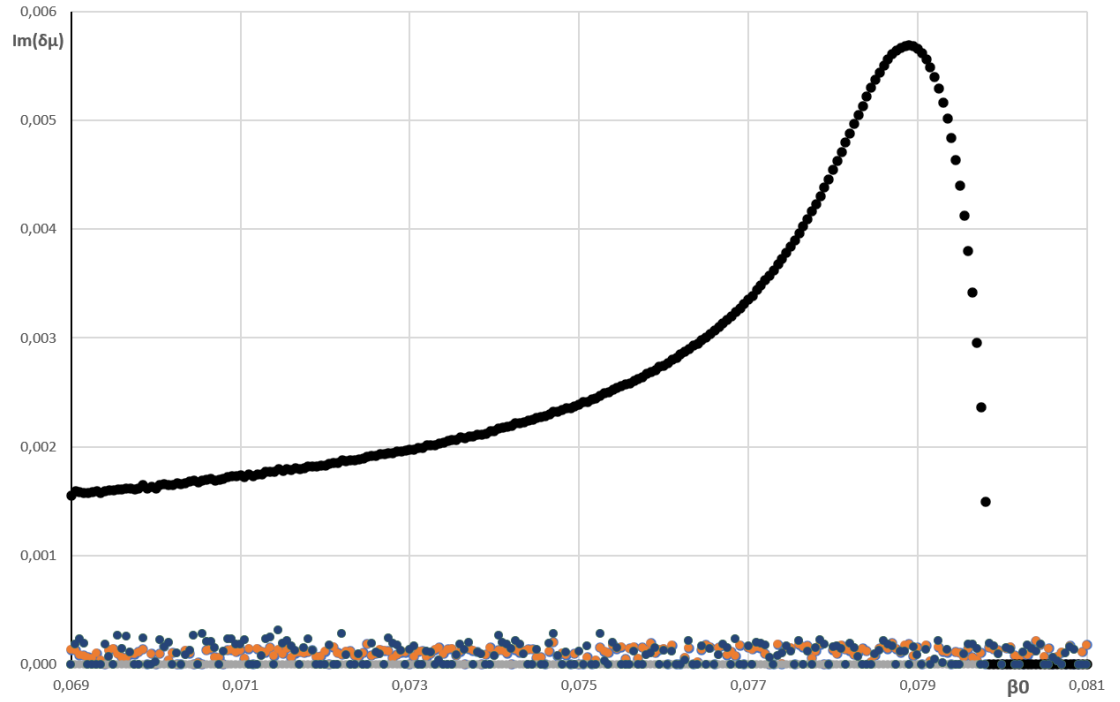
$$\frac{\Gamma_{c1}^2(\kappa, \mu_0 + \delta\mu)}{\xi_{c1}^2(\kappa, \mu_0 + \delta\mu)} - 1 = \Delta'_{0\mu}(\mu_0) \cdot \delta\mu \quad (2.27)$$

2.2 Аналіз електронно-хвильової взаємодії у хвилеводі

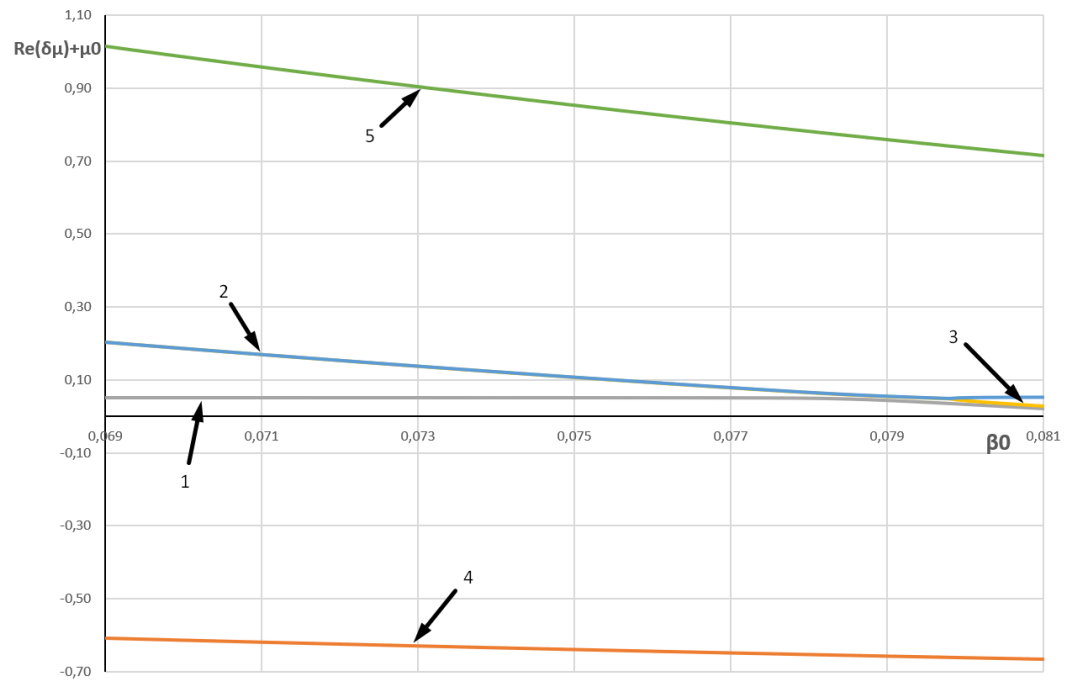
Перейдемо до розгляду теоретичного аналізу дисперсійного рівняння 7-го ступеня, яке описує електронно-хвильові процеси у підсилювачі на базі відкритого хвилеводу. У цьому розділі дослідимо вплив фокусуєчого магнітного поля на енергообмін між електронним потоком та електромагнітними хвилями.

При аналізі дисперсійного рівняння (2.27), яке розгортається в поліном 7 ступеня відносно $\delta\mu$, отримано 7 коренів, які відповідають хвилям ЕП та ВХ. Уявна частина коренів показує значення відносної швидкості ЕП β_0 , що відповідають взаємодії хвиль просторового заряду ЕП та ВХ. Результатом такої взаємодії є послаблення або посилення хвиль. Амплітуда уявної частини $\text{Im}(\delta\mu)$ показує ефективність взаємодії електронних та хвилеводних хвиль. Тому при дослідженні шукали залежність дійсної частини $\mu_0 + \delta\mu$ від відносної швидкості електронного потоку β_0 та залежність уявної частини сталої поширення гармонік $\delta\mu$ від відносної швидкості електронного потоку β_0 .

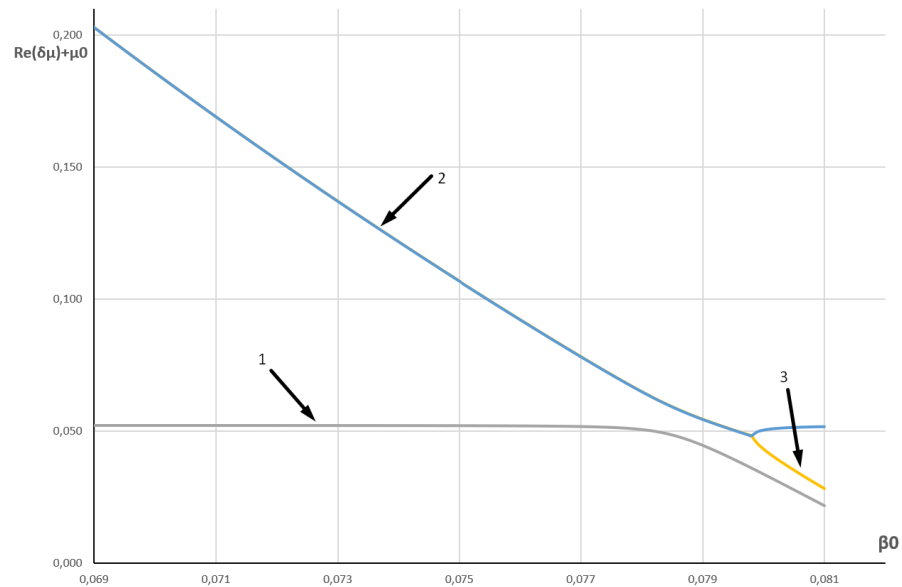
При побудові залежностей інкрементів наростання від відносної швидкості ЕП використовувалися такі параметри $\mu_0 = 0.052, \kappa = 0.083, q \approx 0.01, \chi = 10, \Omega c = 0.4$.



Графік 2.1 – Залежність уявної частини коефіцієнта поширення від β_0



Графік 2.2 – Залежність дійсної частини коефіцієнта поширення від β_0

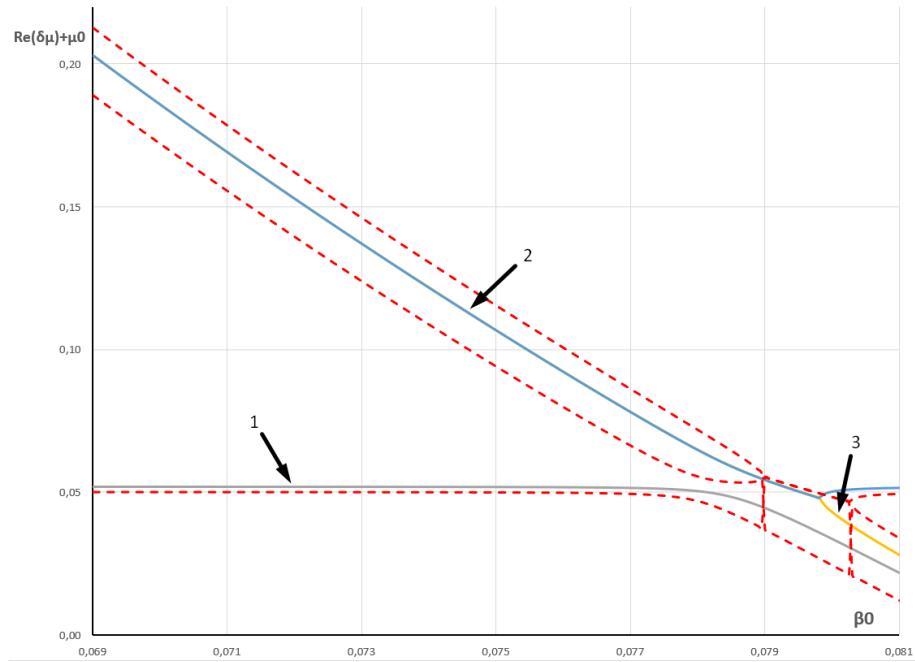


Графік 2.3 – Залежність $(\text{Re}(\delta\mu) + \mu_0)$ від β_0 у більшому масштабі

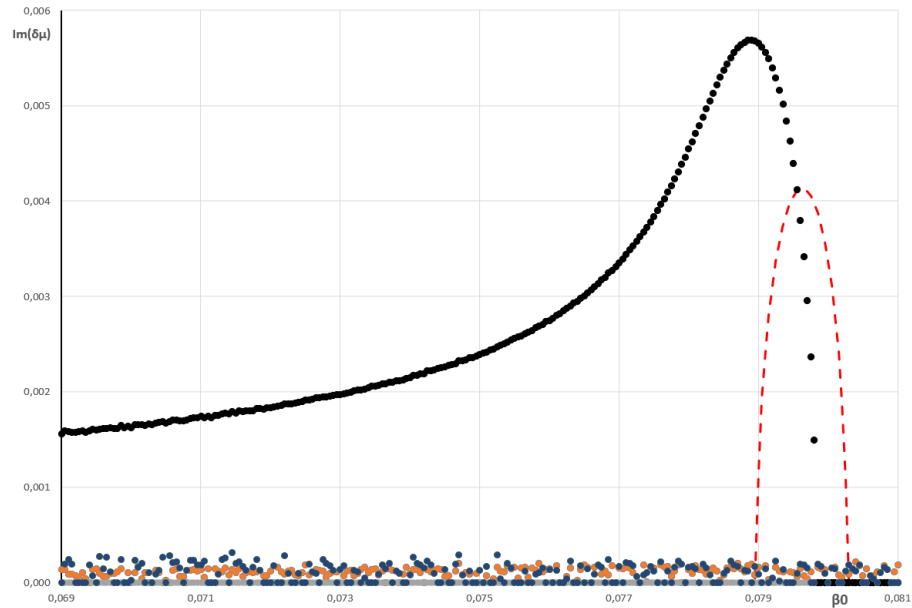
При виконанні чисельного аналізу дисперсійного рівняння було виявлено 5 хвиль (2 із 7 коренів є комплексно спряжені), які розповсюджуються в об'ємі відкритого хвилеводу. Дані хвилі мають різні фазові швидкості та хвильові числа. Хвиля 1, відповідає гармоніці періодичної структури без електронного потоку. Хвилі 2 та 3 мають схожі фазові швидкості з швидкою та повільною хвилями просторового заряду. Хвилі 5,6 відповідають швидким та повільним циклотронним хвилям. У значному енергообміні із хвилею відкритого хвилеводу не взаємодіють поперечні циклотронні хвилі та швидкі хвилі просторового заряду ЕП. Хвилі 1 та 2 мають уявні частини інкременту наростання амплітуди, тобто ці хвилі можуть посилюватися при певних значеннях відношної швидкості електронного потоку β_0 . Також це свідчить про синхронізацію фазових швидкостей повільної хвилі просторового заряду та хвилі, що близька до μ_0 .

Наступним етапом, зробимо порівняння рішень дисперсійного рівняння із врахуванням впливу поздовжнього магнітного поля на електронно-хвильові процеси у відкритому хвилеводі і рівняння, яке описує момент ідеального фокусування електронного потоку. Для аналізу використовують рівняння (2.27) та кубічне

дисперсійне рівняння. Слід зазначити, що в процесі аналізу двох випадків, при значеннях $\Omega_c = 0,4$ виникають додаткові хвилі ЕП, які можна вважати – циклотронними.



Графік 2.4 – Порівняльний аналіз дисперсійного рівняння (2.27) та дисперсійного кубічного рівняння у випадку неідеального фокусування (дійсна частина)



Графік 2.5 - Порівняльний аналіз дисперсійного рівняння (2.27) та дисперсійного кубічного рівняння у випадку неідеального фокусування(уявна частина)

Можна зробити висновок, що при зменшенні значення магнітного поля, можна спостерігати сходження циклотронних хвиль відносно μ_0 . Це вказує на те, що розбіжність даних хвиль із хвилеводною за параметром фазових швидкостей, зменшується. У випадку зменшення значення Ω_c , відбувається збільшення чисельності електронних хвиль, що в результаті взаємодії хвиль з гармонікою періодичної структури видають уявні корені малої амплітуди. На підставі цього можна припустити, що їх взаємодія не дуже ефективна. Прослідкувавши динаміку зміни електронно-хвильового процесу в структурі при зміні амплітуди фокуруючого магнітного поля, можна прийти до висновку, що в результаті зменшення амплітуди магнітного поля, циклотронні хвилі мають тенденцію до найбільш щільного згрупування при фазових швидкостях, які близькі до швидкостей електронного потоку. Слід зазначити, що в такому випадку амплітуда інкременту наростання циклотронних хвиль є значно меншою у порівнянні з амплітудою наростання повільних хвиль просторового заряду для випадку ідеального фокусування, що свідчить про

зменшення енергообміну між хвилею холодної структури та електронним потоком. Тобто, при реалізації підсилювачів на об'ємних хвилях, потрібно використовувати ЕП, що добре сфокусований.

Можна також зазначити, що область взаємодії (уявна частина інкременту наростання) зміщується у сторону менших значень β_0 та збільшується за амплітудою і шириною в порівнянні з випадком ідеального фокусування.

ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ ТА ОХОРОНА ПРАЦІ ПРИ РОБОТІ З ПЕРСОНАЛЬНИМ КОМП'ЮТЕРОМ

Робота за будь якими електронними пристроями, по типу смартфонів, ноутбуків, комп'ютерів, має фізичний і психологічний вплив на людину і її організм. У наш час, проблеми пов'язані з цим набули великого поширення. Хоча користування комп'ютером не вважається шкідливим видом діяльності, але ризики для здоров'я і безпеки поширюються на людей будь якого віку, що призводить до негативних наслідків.

Повністю заборонити використання комп'ютерної техніки неможливо, так як вона сильно інтегрована в повсякденне життя, але можна сильно знизити ймовірність негативних наслідків дотримуючись певних правил і порад. Поради для мінімізації ризику нещасного випадку при взаємодії із персональними комп'ютерами [18]:

- Місце розташування комп'ютера повинно бути близьким до електричної розетки, для запобігання розтягування дротів по підлозі. У випадку використання подовжувача, переконатися у його надійності та безпечності, щоб він не перегрівався і нікому не заважав ходити.
- Електричні розетки не повинні бути перевантажені перехідниками. Краще використовувати настінні блоки із декількома розетками.
- Перед використанням чи обслуговуванням комп'ютера, потрібно обов'язково прочитати інструкцію до цього пристрою і чітко її дотримуватися. В іншому випадку довірте це експертам.
- Тримайте флору і напої подалі від комп'ютерних пристроїв.
- Регулярно проводьте перевірку всього електрообладнання на наявність зношення кабелів чи пошкодження вилок.
- Потрібно розташовувати комп'ютер у кімнаті, де у вас достатньо простору для вільного переміщення і виходу з кімнати в екстреній ситуації.

Велика доля проблем припадає на організм, тобто зір, м'язи, попереk і тд. Досить поширена проблема у комп'ютерних користувачів, це травми від постійного напруження м'язів (наприклад використання миші протягом тривалого часу), перебування у незручній позі, механічною компресією, більш професійна назва – «Професійний м'язово-скелетний розлад» або «синдром надмірного використання». Невелику долю проблем припадає на епілептичні напади, що спричинені надмірним мерехтінням екрану. Особливе місце в комп'ютерних хворобах займають проблеми з очима. Погіршення стану зору або сильне навантаження на очі, є результатом тривалої комп'ютерної роботи. Найпоширеніші симптоми це:

- Дискомфорт в очах.
- Головний біль.
- Свербіж очей.
- Труднощі із зоровим фокусуванням.

Можна виділити декілька порад, які допоможуть уникнути подібних проблем:

- Уникайте тривалого використання комп'ютера, для цього вірно організуйте робочі навантаження.
- Розміщуйте екран, клавіатуру та миш прямо перед собою.
- Уникайте тривалого нахилання та згинання шиї при роботі з документами, наприклад можна використовувати тримачі (підставки), щоб тримати текст перед собою. Зазвичай – це розташування під прямим кутом відносно столу.
- У випадку моніторів, регулюйте їх висоту для мінімізації рухів голови та шиї.
- Тривала робота за комп'ютером може спричинити стрес, для уникнення якого потрібно запобігати перевантаження на роботі та робити часті перериви.
- Щоб розслабити очі, у переривах дивіться на віддалені об'єкти, це дасть зору відпочинок.

- Регулярно перевіряйте стан зору у лікаря. Це допоможе виявити проблеми на ранніх стадіях.
- Заздалегідь перевіряйте вільний простір під робочим місцем, ваші ноги повинні мати місце для рухів.
- Перед роботою відрегулюйте крісло(стілець) на якому ви сидітимете у найзручніше положення.
- Під час роботи за комп'ютером зберігайте правильну поставу.
- Використовуйте підставки для зап'ястя для відпочинку у проміжках між набором тексту.
- Освітленість робочого місця повинна бути постійною .
- Потрібно регулярно провітрювати та підтримувати вологість повітря на робочому місці.

В порадах згадувалася правильна постава за комп'ютером, тому варто більш точно роз'яснити цей пункт. Правильною позою можна вважати таке положення, коли ступні особи знаходяться горизонтально на підлозі чи підставці для ніг, верхня частина рук (з плечей по лікті) розташовані вертикально, а стегна – горизонтально. Кут нахилу голови знаходиться в межах 15-20°, ліктьовий суглоб – 70-90°, зап'ястя повинні згинатися не більше ніж під кутом 20°. Крісло повинно бути схожої форми до спини, тобто вигин в області поясиці і шиї[19].

Дотримуючись цих порад можна максимально зменшити негативні наслідки від комп'ютера і повисити загальну ефективність роботи.

ВИСНОВОК

При виконанні даної роботи, спочатку було проведено аналітичне дослідження теоретичних методів вирішення задач електроніки МСМ діапазону довжин хвиль. Проаналізовано переваги та недоліки основних методів: заданого струму, заданого поля та самоузгодженого методу. На основі аналітичного дослідження, було обрано лінійну самоузгоджену теорію підсилювача на ефекті Сміта-Парсела, що побудований на основі нерегулярного плоско-паралельного ВХ.

Отримано двовимірне трансцендентне дисперсійне рівняння обраної теоретичної моделі, що також враховує і вплив циклотронних хвиль просторового заряду в електронно-хвильовій взаємодії. Методом графічної апроксимації, розкладання у ряд Тейлора, було отримано спрощене дисперсійне рівняння 7-го ступеня, яке є більш зручним для виконання чисельного аналізу.

Чисельний аналіз дисперсійного рівняння вказує на наявність 5 хвиль (2 із 7 коренів є комплексно спряжені), які розповсюджуються в об'ємі відкритого хвилеводу. Дані хвилі мають різні фазові швидкості та хвильові числа. Хвиля 1, відповідає гармоніці періодичної структури без електронного потоку. Хвилі 2 та 3 мають схожі фазові швидкості з швидкою та повільною повздовжніми хвилями просторового заряду. Хвилі 5,6 відповідають швидким та повільним циклотронним хвилям.

Порівняльний аналіз випадків ідеального фокусування ЕП і кінцевого значення фокусуємого магнітного поля дає можливість припустити, що у значному енергообміні із хвилею відкритого хвилеводу не взаємодіють поперечні циклотронні хвилі та швидкі хвилі просторового заряду ЕП. Також вказується на синхронізацію фазових швидкостей повільної хвилі просторового заряду та хвилі, що близька до μ_0 .

Також були розглянуті питання охорони праці та техніки безпеки при роботі з персональним комп'ютером.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Панфілов І. П., Флейта Ю. В. Електронні та квантові прилади НВЧ: Навч. посібник для вузів. Модуль 1. – Одеса: ОНАЗ ім. О. С. Попова, 2010. 120 стор.
2. Електроніка надвисоких частот. Основи теорії та лабораторний практикум: Навчальний посібник /За ред. Шматько О.О. – Х.: Факт, 2003. 248 с.
3. Електронні прилади надвисоких частот. Основи теорії та радіофізичний лабораторний практикум: Навчальний посібник. – Х. : ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2006. 328 с. – Укр. мовою.
4. Варюхін В. А. Основи теорії багатоканального аналізу./Під ред. В.І. Покровського. - Київ: Наук. думка, 2015. 168 с.
5. Основи нелінійної динаміки: навч. посіб. / Д. Я. Хусаїнов, А. В. Шатирко. — К. : Київський ун-т, 2017. 159 с.
6. Сучасні методи дослідження нелінійних динамічних систем: Посіб. для студ. / О. О. Сердюк. — Краматорськ: ДДМА, 2018. 120 с.
7. Мелешко В. В., Маципурв В. Т., Улітко І. А. Теорія хвилеводів. — К.: ВПЦ «Київський університет», 2013. 413 с.
8. Теорія електромагнітного поля і основи техніки НВЧ: навч. Т 59 посіб. / С.В. Соколов, Л.Д. Писаренко, В.О. Журба; за заг. ред. Г.С. Воробйова. – Суми : Сумський державний університет, 2011. 393 с.
9. Конспект лекцій з дисципліни «Пристрої НВЧ» освітньо-професійної програми першого (бакалаврського) рівня вищої освіти зі спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка», укл. Марченко С.В., Кам'янське; ДДТУ, 2019 р. 93с.
10. Andrew Zangwill (2013). Modern Electrodynamics. Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-89697-9.
11. Юхновський І. Р. Основи квантової механіки. — К. : Либідь, 2002. — 392 с.
12. Chaikin, P. M.; Lubensky, T. C. (2007). Principles of condensed matter physics (4th print ed.). Cambridge: Cambridge University Press.

13. Кучерук І. М., Горбачук І. Т., Луцик П. П. Загальний курс фізики : навч. посібник у 3-х т. — Київ : Техніка, 2006. — Т. 2 : Електрика і магнетизм.
14. Основи електродинаміки : навчальний посібник для студентів вищих педагогічних навчальних закладів / О. А. Коновал ; Міністерство освіти і науки України ; Криворізький державний педагогічний університет. – Кривий Ріг: Видавничий дім, 2008. – 347 с
15. Журба В.О. Моделювання хвильових процесів у електродинамічних системах підсилювача на ефекті Сміта-Парселла. – Рукопис. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізикоматематичних наук за спеціальністю 01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем. – Сумський державний університет, Суми, 2009.
16. Бондаренко, І. М. Мікроелектроніка НВЧ [Електронний ресурс] : навч. посіб. Ч.2 : Напівпровідникові елементи та пристрої НВЧ / І. М. Бондаренко. — Харків : ХНУРЕ, 2019. — 172 с.
17. Слободян Ф. Охорона праці при роботі з комп'ютерною технікою / Ф. Слободян // Охорона праці і пожежна безпека. – 2017. - № 9. – С.31-37
18. Основи охорони праці: Підручник. 21ге видання, доповнене та перероблене. / К. Н. Ткачук, М. О. Халімовський, В. В. Зацарний, Д. В. Зеркалов, Р. В. Сабарно, О. І. Полукаров, В. С. Коз'яков, Л. О. Мітюк. За ред. К. Н. Ткачука і М. О. Халімовського. — К.: Основа, 2006 — 448 с.
19. Fleisch, D.; Kinnaman, L. (2018). A student's guide to waves. Cambridge: Cambridge University.
20. Багдасарян, А.А. Основи наноелектроніки [Текст] : навч.посіб. / А. А. Багдасарян. — Суми : СумДУ, 2019. — 133 с.
21. Основи електродинаміки. Конспект лекцій з дисципліни “Фізика” для студентів спеціальностей 192 – “Будівництво та цивільна інженерія”, 193 – “Геодезія та землеустрій” усіх форм навчання. / Укл. : Ситников О.П. – Чернігів : ЧНТУ, 2018. – 81 с.

22. В. Левін, В. Гольдштейн Проста фізика. Від атомного ядра до межі Всесвіту. — К. : Наш формат, 2020. — 296 с.
23. Карпов Ю. О., Ведміцький Ю. Г., Кухарчук В. В. Теоретичні основи електротехніки. Електромагнітне поле: Підручник. — Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2019. — 338 с.
24. Jian-Ming Jin. Theory and Computation of Electromagnetic Fields – WileyIEEE Press, 2017. – 752 p.
25. Клубіс Я.Д., Шкатуляк Н.М. Основи електродинаміки: навч. посіб. – 5 Одеса, 2020. – 204 с.
26. Rodrigues, A.; Sardinha, R.A.; Pita, G. (2021). Fundamental Principles of Environmental Physics. Springer International Publishing. p. 73. ISBN 978-3-030-69025-0.
27. Конспект лекцій з дисципліни «Електронні та квантові прилади НВЧ» освітньо-професійної програми першого(бакалаврського) рівня вищої освіти зі спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка», укл. Марченко С. В., Кам'янське; ДДТУ, 2019 р. – 204 с.