

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛІЗУ ПРИЛАДІВ ПОВЕРХНЕВОЇ ХВИЛІ

Останнім часом помітна тенденція до скорочення інтересу розробників радіоелектронної апаратури до приладів зі схрещеними полями. Підтвердженням цього є не тільки загальне зниження публікацій з цієї тематики, але й зменшення об'єму та номенклатури магнетронних приладів. Серед можливих причин такого зниження можна відмітити конкуренцію з боку електровакуумних приладів типу О [1].

Вимоги, які в даний час висуваються до приладів М-типу, в основному зводяться до забезпечення низького рівня шуму та їх довговічності.

З усієї множини приладів зі схрещеними полями особливу увагу привертають прилади, які працюють на неосновному виді коливань. Ці прилади ще недостатньо вивчені внаслідок своєї конструктивної специфіки, оскільки методи моделювання магнетронів, розроблені у [2, 3], працювали для класичних магнетронів. Тому виник інший підхід до проблеми, заснованої на використанні режиму слабких магнітних полів або харківського режиму. Виявилось, що в магнетронах з малим співвідношенням радіусів катода r_K і анода r_A

($\sigma = \frac{r_K}{r_A} \leq 0.3$) коливання стійко збуджуються при малих магнітних полях в 4–5

разів менших, ніж в класичних магнетронах. Це створило передумови для просування в область коротких хвиль. В ІРЕ НАН України були розроблені низьковольтні прилади безперервної дії на довжині хвиль до 2-х міліметрів. Вони отримали назву магнетронів поверхневої хвилі (МПВ) [5–8].

Особливою рисою магнетронів поверхневої хвилі є сильно виражений поверхневий характер уповільненої хвилі, з якою взаємодіє електронний потік, що сформовано в схрещених електричному та магнітному полях. Ця умова накладає певні вимоги на рух електронів, при якому можлива ефективна робота приладу – тривала взаємодія в умовах синхронізму.

Проте до останнього часу особливості електронно-хвильової взаємодії в магнетронах міліметрового діапазону довжин хвиль розглянуті недостатньо; так, немає чіткого уявлення про шлях підвищення ККД, довговічності, довжини імпульсу. У зв'язку з цим є ефективним використання для дослідження таких складних систем, як магнетронні методами чисельного моделювання.

НВЧ-прилади М-типу, які працюють на неосновному виді коливань, є досить специфічними за принципом роботи. Наявність вторинно-емісійного катода не є новиною серед приладів НВЧ, але робіт, присвячених таким приладам, дуже мало і вони присвячені, в основному, якісному опису процесів, котрі відбуваються у передгенераційний період [5–8].

Математичні моделі являють собою потужний інструмент, за допомогою якого здійснюють теоретичні дослідження процесів в системах зі схрещеними полями. Однак їх створення і застосування являє собою складний процес і залежить від кінцевої мети дослідження. В основному їх застосовують для вивчення особливостей енергообміну між електронним потоком та електромагнітною хвилею, а також виявлення та розуміння характеру нелінійності, її ролі в процесах зростання та обмеження основних енергетичних параметрів (ККД, коефіцієнту підсилення, вихідної потужності). На даний час створено моделі, які описують роботу НВЧ-приладів М-типу, але вони не враховують особливості роботи приладів на неосновному виді коливань. Ці моделі є, в основному, двовимірними. Спроби створити тривимірні моделі базувалися на поєднанні двох двовимірних моделей.

Основною специфікою роботи приладів, які працюють на неосновному виді коливань, є наявність вторинно-емісійного катода. Його описам присвячено багато робіт, але в жодній роботі немає моделювання роботи цього катода разом з первинним [4–8]. Наявність первин-

но-емісійного катоду ускладнює моделювання роботи приладів зі схрещеними полями. Це пояснюється тим, що треба одночасно описати в рівняннях руху залежність від відстані між первинно-емісійним та вторинно-емісійним катодами і врахувати властивості вторинно-емісійного катоду.

В роботі [4] була здійснена спроба промоделювати роботу вторинно-емісійного катоду, але цей катод розглядався як частина первинно-емісійного катоду. У випадку магнетронного генератора поверхневої хвилі така модель не буде в достатній мірі повністю описувати процеси, які мають місце у приладах в період запуску. Також недостатньо ефективною є двовимірна модель таких приладів, оскільки вона не може в повній мірі описати процеси, які відбуваються в цих приладах. Тому ці прилади необхідно описувати тривимірною моделлю.

На користь вибору тривимірної моделі говорить і те, що первинний катод знаходиться в торці приладу (рис. 1). А це означає, що неможливо коректно описати рух електронного потоку в просторі взаємодії, використовуючи лише дві координати для опису залежності траєкторії руху електронного пучка від розташування первинного катоду, обрахувати час запуску приладу, тощо.



Рис. 1

Для спрощення, проведемо дослідження на прикладі магнетронного діода, оскільки модель діода є найбільш простою. Цю модель можна використовувати для наглядного показу процесів, які відбуваються в магнетроні, а також як перше наближення моделі до реального приладу. Модель магнетронного діода дуже близька за своїми параметрами до моделі реального приладу. В багатьох моделях робота приладів починає розглядатися у припущенні магнетронного діода, і лише потім переходять до моделі магнетронного генератора з розрізним анодом.

Виходячи з вищезгаданого, доцільно побудувати самоузгоджену тривимірну модель з використанням «великих» частинок, яка складається з рівнянь руху електронного потоку

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 &= \frac{e}{m} \left(E_r - B_\varphi \frac{dz}{dt} + B_z r \frac{d\varphi}{dt} \right), \\ \frac{d^2 \varphi}{dt^2} r + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{e}{m} \left(E_\varphi - B_z r \frac{dr}{dt} + B_r \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(E_z + B_\varphi \frac{dr}{dt} + r B_r \frac{d\varphi}{dt} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

рівнянь збудження, які обраховуються за методом амплітуд, що повільно змінюються

$$\frac{dA_n}{dt} = -\frac{1}{N_n} \frac{\omega_n}{2\pi} \int_{t_0-T_n}^{t_0} \int_V \vec{j} \vec{e}_n dV \cos(\omega_n t + \psi_n) dt - \frac{\omega_n}{2Q_H} A_n, \quad (2)$$

$$\frac{d\psi_n}{dt} = -\frac{1}{N_n A_n} \frac{\omega_n}{2\pi} \int_{t_0-T_n}^t \int_V \vec{j} \vec{e}_n dV \sin(\omega_n t + \psi_n) dt,$$

та рівнянням Пуасона

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (3)$$

Тепер, користуючись обраною математичною моделлю спробуємо дослідити рух електронного пучка в залежності від радіуса первинного катоду. Це необхідно для з'ясування умов виникнення вторинної емісії. Для цього досить скористатися рівняннями руху (1). Для початку вважатимемо, що первинний катод має форму кільця, схематичне зображення якого наведене на рис. 2.

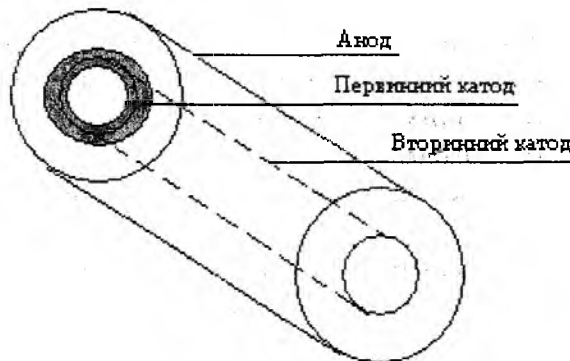


Рис. 2

Для досягнення поставленої мети простежимо траєкторії первинних електронів в залежності від радіуса вильоту їх з первинного катоду. Цей радіус змінюється в межах від $0.1r_K$ до r_A . Відстань між первинним та вторинним катодами була незмінною. За рівняннями руху обраховуємо траєкторію електронного пучка та визначаємо енергію первинних електронів, які потрапляють на вторинний катод, що потрібно для з'ясування можливості виникнення вторинної емісії.

Результати обчислень показали, що при радіусі вильоту первинних електронів від 0.1 до $0.35 r_K$ первинні електрони потрапляють до торця вторинного катоду і таким чином не беруть участі у процесі вторинної емісії. При збільшенні радіуса первинного катоду від $0.35r_K$ до $1.65r_K$ електрони потрапляють на поверхню вторинного катоду, створюючи умови для виникнення вторинної емісії. Первинні електрони з радіусом вильоту $1.65r_K$ до $2r_K$ (радіус аноду) потрапляють на анод. І як електрони з радіусом вильоту $0.1r_K$ до $0.35 r_K$ не братимуть участі в процесі вторинної емісії.

Таким чином, доцільно, щоб емітуюча поверхня первинного катода займала кільце з радіусами $0.35r_k - 1.65r_k$. Розподіл кількості електронів в залежності від радіуса первинного катода наведено на рис. 3.

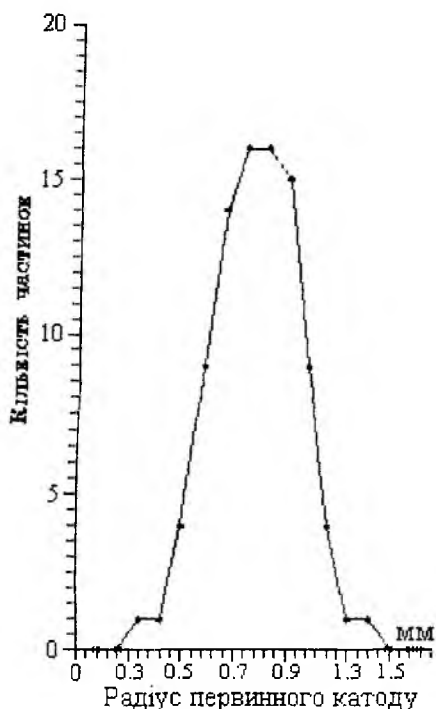


Рис. 3

Для процесу утворення вторинної емісії необхідно, щоб енергія первинних електронів перевищувала роботу виходу вторинних електронів з матеріалу вторинного катода. Обчислення показали, що енергія первинних електронів, котра перевищує роботу виходу з платини (матеріал вторинного катода), притаманна електронам, які емітуються з кільця первинного катода радіусом $0.8r_k$ до $1.25r_k$. Енергія, з якою електрони падають на вторинний катод, буде практично однаковою по всій довжині вторинного катода.

В результаті обчислень рівнянь руху, отримуємо, що найбільша кількість первинних електронів потрапляє на вторинний катод при радіусі вильоту первинних електронів, який є близьким до радіуса вторинного катода.

Розподіл енергії первинних електронів майже однаковий по всій довжині вторинного катода. Отже, вторинна емісія виникатиме рівномірно по всій поверхні вторинного катода.

Таким чином, можна вважати, що використання обраної математичної моделі надасть змогу адекватно описувати фізичні явища у МПВ. Це доведено застосуванням цієї моделі для з'ясування можливості вторинної емісії.

Список літератури: 1. Герасимов В.П. и др. Перспективы применения вычислительного эксперимента в теории и практике приборов со скрещенными полями. 2. Шлифер Э.Д. Расчет многорезонаторных магнетронов / Под ред. проф. И.В. Лебедева. М.: Изд-во МЭИ, 1966. 143 с. 3. Шлифер Э.Д. Расчет и проектирование коаксиальных и обращенно-коаксиальных магнетронов / Под ред. Э.М. Гутцайта. М.: Изд-во МЭИ, 1991. 168 с. 4. Галаган А.В. **название:** 01.04.03. Дисс. Харьков, 1991. 5. Левин Г.Я. О зависимости свойств электронного облака в магнетроне от эмиссионной способности катода // Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Киев: Наук.думка, 1963, с. 36 – 44. 6. Левин Г.Я. Вопросы теории подобия и моделирования явлений в электровакуумных СВЧ приборах М-типа. Харьков, 1982. 25 с. (Препринт / АН УССР. ИРЭ; № 197). 7. Левин Г.Я. Прикладная электроника миллиметрового диапазона Учебное пособие. Харьков; Изд-во ХГУ, 1982. 104 с. 8. Левин Г.Я. О новых аспектах проблемы «Теория магнетронного диода». Харьков, 1978. 45 с. (Препринт / АН УССР. ИРЭ; № 96).