

Техніка та пристрої НВЧ діапазону. Антенна техніка

методи недоцільно використовувати для розрахунку рівнів випромінювання на крос-поляризації.

Література

1. Л. А. Вайнштейн. Электромагнитные волны. – М.: Изд-во «Советское радио». – 1957. – 581 с.
2. Clarricoats, P.J.V. Corrugated horns for microwave antennas. Peter Peregrinus Ltd., London, UK. – 1984. – 231 p.
3. Л. А. Вайнштейн. Теория дифракции и метод факторизации. – М.: Изд-во «Советское радио». – 1966. – 432 с.

Пільтяй С. І. Випромінювання відкритого кінця тонкостінного круглого хвилеводу на основній та крос-поляризації.

Показано, що ширину головного пелюстка діаграми спрямованості випромінювання на основній поляризації відкритого кінця круглого хвилеводу близько до точного методу факторизації можна розрахувати методами Фур'є та Кірхгофа-Гюйгенса. Наближені методи недоцільно використовувати для розрахунку рівнів випромінювання на крос-поляризації.

Ключові слова: основна поляризація, крос-поляризація, круглий хвилевід.

Пильтяй С. И. Излучение открытого конца тонко-стенного круглого волновода на основной и кроссполяризации. Показано, что ширину главного лепестка диаграммы направленности поля основной поляризации открытого конца круглого волновода близко к точному методу факторизации можно рассчитать методом Фурье и методом Кирхгофа-Гюйгенса. Приближенные методы нецелесообразно использовать для расчета уровней излучения на кроссполяризации.

Ключевые слова: основная поляризация, кроссполяризация, круглый волновод.

Piltyay S. I. Radiation of the thin-walled circular waveguide aperture at co- and crosspolarization. It is shown that width of main lobe of copolar field of a circular waveguide aperture closely to the exact method of factorization can be calculated by Fourier method and Kirchhoff-Huygen method. It is not advisable to use approximate methods for the calculation of radiation levels at crosspolarization.

Keywords: copolarization, crosspolarization, circular waveguide.

УДК 621.372.061

ВЛАСТИВОСТІ СПАРЕНОЇ ГРЕБІНКИ З СИНФАЗНИМ ТИПОМ КОЛИВАНЬ

Найденко В.І., Шумаков Д.С.

Гребінка є канонічною періодичною структурою. Аналізу властивостей власних хвиль у гребінці присвячено значну кількість робіт. Наведемо тут лише найхарактерніші [1 – 5]. Гребінка є електродинамічною системою дифракційної електроніки, наприклад, оротрона [6], генератора дифракційного випромінювання. В міліметровому, субміліметровому і оптичному діапазонах, гребінка застосовується як елементи антенної і вимірювальної техніки, в ядерній фізиці, акустиці. Тим не менше властивості хвиль у гребінці, що розглядається як основний елемент електронних приладів, вивчені в досить грубому наближенні. Характерними тут є публікації [5, 6], в яких наведені результати розрахунку власних хвиль у гребінці в набли-

женні «однієї хвилі», точніше, однієї просторової гармоніки і одного коливання в резонаторі або методом еквівалентних схем. Це наближення дає задовільні результати лише при довжинах хвиль, значно більших за всі характерні розміри гребінки і при малій товщині ребер. З іншого боку, аналіз полів, розсіяних гребінкою, проводився, як правило, в наближенні геометричної оптики, коли довжина хвилі значно менша за всі характерні розміри структури. І лише в [7 – 9] аналіз дифракційних властивостей гребінки (решітки) виконано строго і достатньо точно. Публікацій по дослідженню властивостей спареної гребінки з синфазним типом коливань не було знайдено.

Простота геометричної структури гребінки і розвиненість сучасних обчислювальних методів і засобів (потужних персональних комп'ютерів (ПК) і методів програмування) дозволяють знайти доволі простими методами достатньо строге і достатньо точне рішення граничної електродинамічної задачі. Теореми, доведені в [10], дозволяють контролювати правильність отриманих даних на границях смуг пропускання і поблизу них. Введені в [10] параметри періодичних структур, на відміну від звичайно застосовуваних, є обмеженими в смугі пропускання і поблизу неї і задовольняють певним умовам.

Отже, метою даної роботи є розробка достатньо строгої теорії спареної гребінки з синфазним типом коливань, розрахунок характеристик хвиль у гребінці з використанням сучасної обчислювальної техніки, теоретична перевірка правильності і точності отриманих результатів, визначення найточнішого алгоритму розрахунку потужності, що передається гребінкою.

Теоретичні викладки

Гребінка і введена декартова система координат зображені на рис. 1. Гребінка, що розглядається – це спарена однорідна уздовж осі x , періодична уздовж осі z та симетрична уздовж осі y структура з періодом L . Верхня та нижня частини спареної гребінки розташовані навпроти одна одної. Глибину канавок (резонаторів) позначимо через a , ширину – через l , відстань між гребінками – h .

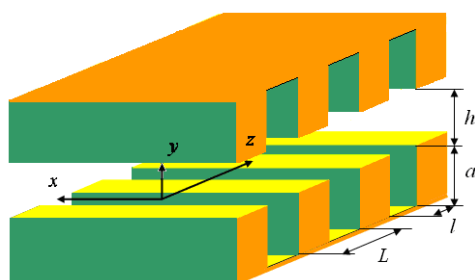


Рис. 1. Спарена гребінка в декартовій системі координат

Будемо вважати, що середовище над гребінками характеризується діелектричною проникністю ε_1 і магнітною проникністю μ_1 , а середовище в канавках – ε_2 і μ_2 , відповідно.

Розглянемо H -поляризацію, тобто хвилю з нерівною нулю компонентою H_x , однорідною уздовж координати x . Структура симетрична по осі y , тому можна знайти всі характеристики лише для нижньої частини. Роз-

іб'ємо весь простір над металом на дві області: область 1 – простір взаємодії електронів і хвилі ($0 < y < h$) і область 2 – канавки або резонатори ($-a < y < 0$).

Поля в області 1 мають вигляд:

$$H_x^{(1)} = \sum_n A_n \operatorname{sh} \gamma_n (h-y) e^{-i\beta_n z} \quad E_y^{(1)} = -\frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} \sum_n A_n \beta_n \operatorname{sh} \gamma_n (h-y) e^{-i\beta_n z}$$

$$E_z^{(1)} = \frac{1}{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} \sum_n A_n \gamma_n \operatorname{ch} \gamma_n (h-y) e^{-i\beta_n z}$$

Поля в області 2 мають вигляд:

$$H_x^{(2)} = \sum_n B_m \cos k_{my} (y+a) \cos \frac{m\pi}{l} (z - \frac{l}{2})$$

$$E_y^{(2)} = -\frac{1}{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} \sum_m \frac{m\pi}{l} B_m \cos k_{my} (y+a) \sin \frac{m\pi}{l} (z - \frac{l}{2})$$

$$E_z^{(2)} = \frac{1}{i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} \sum_m B_m k_{my} \sin k_{my} (y+a) \cos \frac{m\pi}{l} (z - \frac{l}{2})$$

На границі областей 1 і 2 (тобто при $y=h$) мають бути неперервними тангенціальні до границі областей компоненти електричного і магнітного полів. Крім того, тангенціальна компонента електричного поля має дорівнювати нулю на металі:

$$E_z^{(1)}(h) = E_z^{(2)}(h), \quad H_x^{(1)}(h) = H_x^{(2)}(h), \quad -\frac{l}{2} \leq z \leq \frac{l}{2}$$

$$E_y^{(1)}(h) = 0, \quad \frac{l}{2} \leq |z| \leq \frac{L}{2}$$

Підставляючи вирази полів в граничні умови та застосовуючи метод моментів, отримуємо однорідну систему лінійних алгебраїчних рівнянь (СЛАР) для невідомих амплітуд A_n, B_m :

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \operatorname{ch} \gamma_n h (f_m, \varphi_m) = B_m \cos k_{my} a (\varphi_m, \varphi_m), \quad m = 0, 1, \dots$$

$$\frac{1}{\varepsilon_1} A_n \gamma_n \operatorname{ch} \gamma_n h = \frac{l}{L} \frac{1}{\varepsilon_2} \sum_{m=0}^{\infty} B_m k_{my} \sin k_{my} a (f_n^*, \varphi_m), \quad n = 0, \pm 1, \dots,$$

де $(f_n^*, \varphi_m) = e^{i\alpha} \frac{1 - \cos(m\pi) e^{-i\alpha}}{m^2 \pi^2 - \alpha^2} e^{\frac{i\alpha}{2}}, \alpha = \beta_n l,$

$$(f_n, \varphi_m) = -e^{i\alpha} \frac{1 - \cos(m\pi) e^{i\alpha}}{m^2 \pi^2 - \alpha^2} e^{-\frac{i\alpha}{2}}, \quad (\varphi_m, \varphi_m) = 1, \quad m = 0; \frac{1}{2}, \quad m \neq 0$$

Ця система є однорідною. Однорідна СЛАР може мати нетривіальні рішення лише за умови рівності її визначника нулю. Ця умова є дисперсійним рівнянням хвиль в гребінці. Зменшимо порядок СЛАР. Можливі два варіанти: знайти A_n та підставити їх значення в другу підсистему, або знайти B_m і підставити в першу підсистему. Використаємо перший варіант, тоді СЛАР набуде вигляду:

$$C_m(\varphi_m, \varphi_m) = \sigma \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sum_{p=0}^{\infty} C_p k_p a \cdot \operatorname{tg} k_p a \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\alpha \gamma_n} (f_n^*, \varphi_p)(f_n, \varphi_m), m=0, 1, \dots, \text{ де } k_p a = \sqrt{(ka)^2 - (p\pi \frac{a}{l})^2}.$$

Результати розрахунків

В комп'ютерному середовищі MathCad розроблено програму, результати розрахунків якої показані на подальших рисунках.

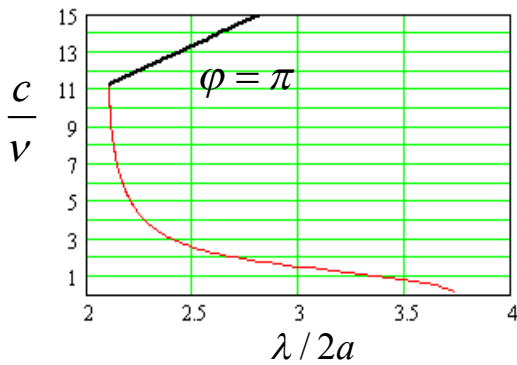


Рис. 2. Дисперсійна характеристика спареної гребінки

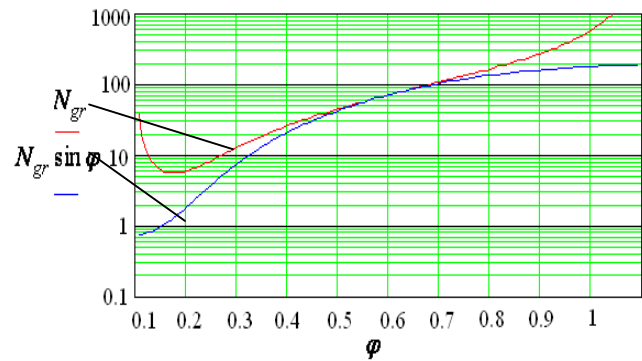


Рис. 3. Групове сповільнення

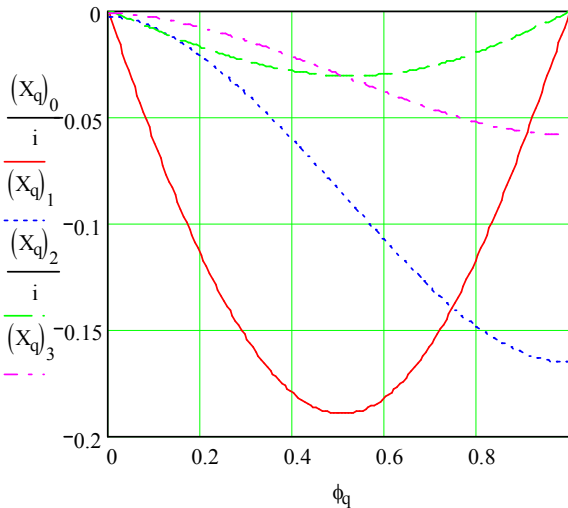


Рис. 4. Рішення СЛАР

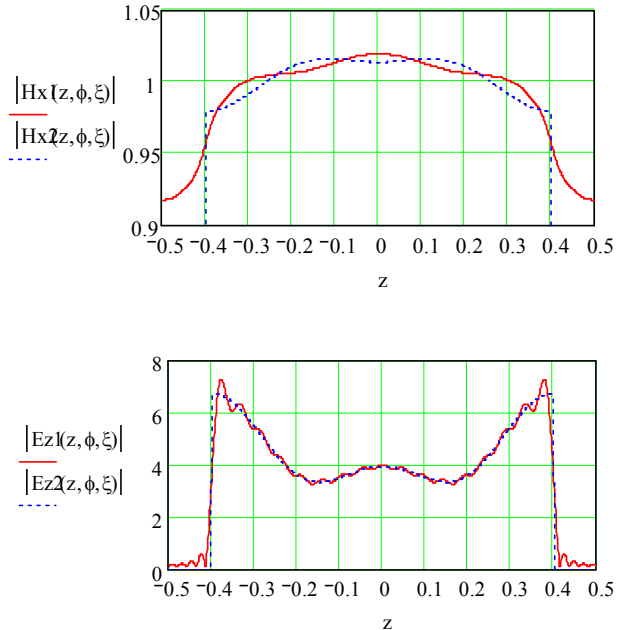


Рис. 5. Поля на границі поділу

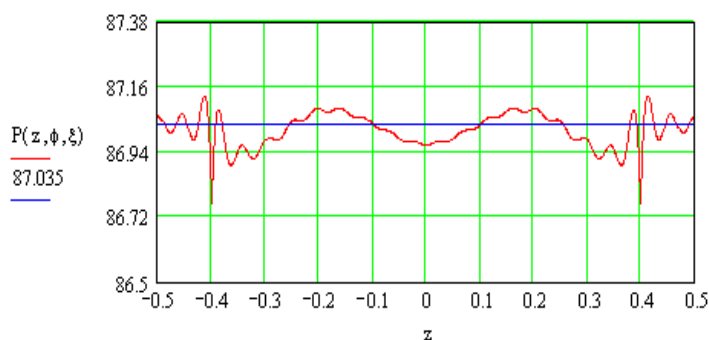


Рис. 6. Потужність як функція z

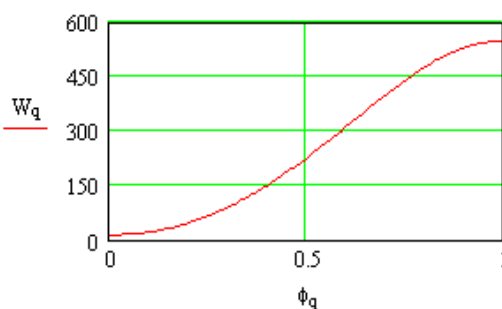


Рис. 7. Енергія спареної гребінки

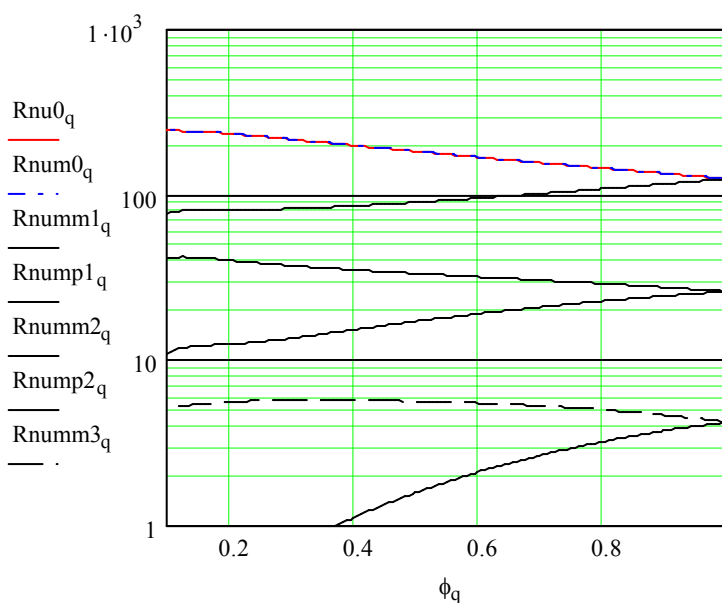


Рис. 7. Опір зв'язку

Висновки

Розроблена достатньо строга теорія спареної гребінки з синфазним типом коливань, проведено розрахунок характеристик хвиль у гребінці з використанням ПК. Теоретично перевірено правильність і точність отриманих результатів згідно з теоремами в [10]. Визначено прийнятний алгоритм

розрахунку потужності, що передається гребінкою. Отримані результати узагальнюють результати, наведені в [5], на спарену гребінку з синфазним типом коливань.

Література

1. Л. Бриллюэн, М. Пароди. Распространение волн в периодических структурах. ИЛ, М., 1959, 458 с.
2. В. С. Михалевский. Элементы теории сверхвысокочастотных замедляющих систем. Изд-во Ростовского ун-та. 1964, 191 с.
3. З. И. Тараненко, Я. К. Трохименко. Замедляющие системы. Киев. 1965, 308 с.
4. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. М., Сов. Радио, 1966, 632 с.
5. Р. А. Силин. Периодические волноводы. ФАЗИС. М., 2002, 438 с.
6. Ф. С. Русин, Г. Д. Богомоллов. Колебательная система оротрона. В кн.: Электроника больших мощностей. Вып. 5, М., Наука, 1968, с 38 – 44.
7. В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. Дифракция волн на решетках. Изд-во Харьковского ун-та, Харьков, 1973, 288 с.
8. В. П. Шестопапов. Дифракционная электроника. «Вища школа». Изд-во при Ха-

рьковском государственном ун-те, Харьков, 1976, 231 с.

9. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки/ Шестоपालов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. – Киев, Наукова думка, 1986, 232 с.

10. В. И. Найденко, Ф. Ф. Дубровка. Аксиально-симметричные периодические структуры и резонаторы. Киев, Вища школа, 1985, 224 с.

Найденко В. И., Шумаков Д. С. Властивості спареної гребінки з синфазним типом коливань. Розроблена достатньо строга теорія спареної гребінки з синфазним типом коливань, проведений розрахунок характеристик хвиль у гребінці з використанням ПК. Ключові слова: спарена гребінка, дисперсійна характеристика, групове сповільнення, опір зв'язку.

Найденко В. И., Шумаков Д. С. Свойства спаренной гребенки с синфазным типом колебаний. Разработана достаточно строгая теория спаренной гребенки с синфазным типом колебаний, проведен расчет характеристик волн в гребенке с использованием ПК.

Ключевые слова: спаренная гребенка, дисперсионная характеристика, групповое замедление, сопротивление связи.

Naidenko V. I., Shumakov D. S. Behavior of twin chaser with in-phase oscillations. A strict enough theory of the twin chaser with in-phase oscillations is developed. The calculation of wave descriptions is done in a chaser by using PC.

Key words: twin chaser, dispersion, grouped deceleration, coupling resistance.

УДК 621.376.4

МАГНІТОРЕЗИСТИВНИЙ ХВИЛЕВОДНИЙ ФАЗОВИЙ ДЕТЕКТОР У СИЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

Юрченко О.Д., Біденко В.А.

У деяких галузях застосування, наприклад при роботі із сигналами НВЧ діапазону у сильних магнітних полях, ефективним є використання спеціальних приладів, таких як гальваномагнітний фазовий детектор.

Фазовий детектор – це пристрій, призначений для здобуття вихідної напруги, пропорційній різниці фаз сигналу $U_{ex1} = U_{m1} \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$ та опорного коливання $U_{ex2} = U_{m2} \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$. Фазовий детектор застосовують у фазометричних пристроях, системах фазового автоматичного підстроювання частоти, при детектуванні фазомодульованих та фазоманіпульованих сигналів, встановлюють у корелометрах [1]. На відміну від електричних та магнітних перетворювачів, у гальваногіромагнітних детекторах у загальному випадку є два незалежні входні ланцюги – електричний та магнітний, які пов'язані з електричною і магнітною складовими електромагнітних сигналів.

Якщо гальваногіромагнітний перетворювач з магніторезистивною сприйнятливістю κ_{ipl} поміщений у магнітне поле з напруженістю, що складає $\vec{h} = \vec{h}_m \exp[j(\omega_0 t + \psi^h)]$ і при цьому в плівці збуджується електричний струм, щільність якого $\vec{J} = \vec{J}_m \exp[j(\omega_0 t + \psi^j)]$, де ω_0 – частота несучої; $\psi_{h(t)}$ і $\psi_{J(t)}$ змінювані в часі фази коливань. Тоді в об'ємі перетворювача крім