

✓
К-14038
П280984

К-14038

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ



№ 92

РАДІОФІЗИКА

ВИПУСК 2



ВИДАВНИЦТВО ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

1973

72 коп.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00284365

6

МІНІСТЕРСТВО
ВИЩОЇ І СЕРЕДНЬОЇ СПЕЦІАЛЬНОЇ ОСВІТИ УРСР

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО
УНІВЕРСИТЕТУ

№ 92
РАДІОФІЗИКА
ВИПУСК 2

ВИДАВНИЦТВО
ХАРКІВСЬКОГО ОРДЕНА ТРУДОВОГО ЧЕРВОНОГО ПРАПОРА
ДЕРЖАВНОГО УНІВЕРСИТЕТУ імені О. М. ГОРЬКОГО
Харків 1973

В цьому випуску опубліковано роботи з тем, за якими працюють кафедри радіофізичного факультету Харківського державного університету. Більшість публікацій присвячено питанням поширення та розсіювання електромагнітних хвиль на різних структурах в закритих і відкритих системах, в колоземному просторі, електронно-іонних процесів в газовому розряді та плазмі, а також електроніки напівпровідників та застосуванню радіофізичних методів у вивченні середовищ.

Збірник буде корисним для наукових працівників, викладачів, інженерів, аспірантів та студентів старших курсів радіофакультетів.

Усі роботи, опубліковані в цьому випуску, надійшли до редакції в грудні 1971 року.

Редакційна колегія:

проф. М. А. Хижняк (відповідальний редактор), доц.
Л. Д. Стьопін (секретар), доц. М. М. Горобець,
доц. В. М. Костін, доц. В. М. Кузьмичов, доц.
В. М. Сідих.

Центральна бібліотека

Харківського державного університету

280984

ТЕМПЕРАТУРА ЕЛЕКТРОНІВ І ІОНІВ, ЕЛЕКТРОННА КОНЦЕНТРАЦІЯ І ВМІСТ ІОНОСФЕРИ НА СЕРЕДНІХ ШИРОТАХ ПРИ ВИСОКІЙ СОНЯЧНІЙ АКТИВНОСТІ ЗА ВИМІРЮВАННЯМИ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО РОЗСІЮВАННЯ¹

В. О. Місюра, Ю. Г. Єрохін, М. Г. Трухан, В. Я. Блудов,
В. І. Іванов, Н. І. Нісневич, В. Н. Машталір,
Н. М. Бородін, В. Н. Кудрєв

Наведено результати іоносферних вимірювань методом некогерентного розсіювання (НР) на середніх широтах Радянського Союзу в інтервалі висот $156 \div 1000$ км для високої сонячної активності (СА). Аналізуються висотно-часові залежності (ВЧЗ) електронної концентрації N , електронного вмісту N_0 у вертикальному стовпі іоносфери, температури електронів T_e і іонів T_i ; їх нестаціонарність та вертикальні градієнти, одержані систематично протягом декількох діб у кожному сезоні року.

Вимірювання здійснено в середніх широтах Радянського Союзу на декількох установках за різних просторових та часових умов і режимів роботи, методики вимірювання і обробки експериментальних результатів (зондування одним чи кількома променями, похило і вертикально, з рознесенням та скануванням і без них; нормування профілів N за вертикальним зондуванням (ВЗ), за ефектом Фарадея (ЕФ) в НР, за експериментальними і розрахунковими коефіцієнтами пропорційності між N і потужністю НР розсіювання P_s та ін., використання спектрів розсіяного сигналу для одержання T_e ,

T_i і відношення $\tau = \frac{T_e}{T_i}$ та одержання τ без них) [1—8]. Профілі N_0 одержувались інтегруванням за висотою профілів N або на ЕЦОМ з наступним інтегруванням при повній обробці вимірювань НР (одночасно з вимірюванням профілів потужності P_s одержуються і профілі τ , потім профілі P_s перераховуються

¹ Доповідь на XV Міжнародній Генеральній Асамблеї IUGG в 1971 р., М.

з поправкою на τ в профілі N , після інтегрування яких одержуються профілі N_0).

Похибка вимірювання регулярної¹ структури N перебуває в межах кількох процентів, температури в межах десятків процентів [10].

Для фізики іоносфери ці вимірювання НР мають ту перевагу перед іншими методами, що дозволяють одночасно для

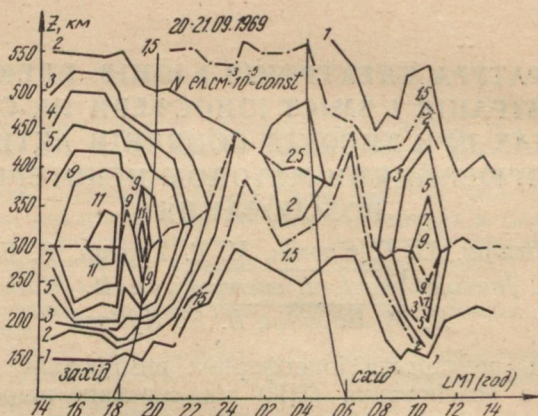


Рис. 1.

нижньої та верхньої іоносфери вимірювати в широкому безперервному інтервалі часу і висот величини N , N_0 , N_L , T_e , T_i , τ , іонний склад, а також градієнти, нестационарність, великі неоднорідності та динаміку цих величин.

1. На рис. 1 наведено типову ВЧЗ N за 20—21.3. 1969 р. (рівнодення). На рисунку показано характерну добову залежність² N (швидке формування іоносфери вранці, відносна незмінність вдень, повільний спад концентрації після заходу Сонця).

Вранці зростання N звичайно корелює зі зменшенням T_e , що збігається з умовами теплового балансу. Часом у другій половині ночі N в області F_2 підтримується на постійному рівні й інколи зростає (рис. 1, між 3-ю і 4-ю годинами), що вказує на існування нічної іонізації. Це, певно, можна пояснити спрямованим униз дифузійним рухом плазми з екзосфери. А втім, на цьому може позначатися й горизонтальний рух зарядів. Слід також відзначити помітне зростання N близько макси-

¹ Деякі результати вимірювання неоднорідностей і деталей профілів N іоносфери на висотах >60 км розглядаються в [4, 6, 9], а також порушуються в [3, 8].

² На всіх рисунках час місцевий.

муму F_2 у години заходу Сонця на цих висотах, яке корелює з посиленням зменшенням T_e . Добовий хід висоти максимуму N несиметричний відносно середини дня. Після заходу Сонця протягом кількох годин через інтенсивну дифузію не спостерігається помітного зростання $z_M F_2$. Збільшення $z_M F_2$ починається пізніше і триває приблизно до 24-ї години, коли, мабуть, рекомбінаційні й дифузійні процеси врівноважуються. Після заходу Сонця спад електронної концентрації деякий час є лінійним, що також вказує на вплив електронів на ці рівні. Дифузія знизу також визначає певною мірою створення шару F_2 . Значні зміни висоти максимуму $z_M F_2$ звичайно корелюють із вертикальним рухом основної товщі іоносфери [8, 10].

У деяких профілях N окремі частини можна тлумачити як шар F_1 (див. [9], а також рис. 7 у [8]) у вигляді «плато» в інтервалі висот 160—170 км (крива 2 рис. 7 у [8]) або незначного перегину на цих висотах. Такі частини типові для високої СА. Для низької СА шар F_1 проявляється краще, ніж для високої.

2. У середній за весняний цикл вимірів добовий залежності N_0 до фіксованих висот максимальне значення N_0 досягається в середині дня, причому на більших висотах дещо раніше, ніж на менших. Цей ефект помітніший за добовими змінами нестационарності $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ на фіксованих висотах.

На рис. 1 під час заходу Сонця помітне (див. пункт 1-й) зростання концентрації в максимумі F_2 . Водночас у повному електронному вмісті до фіксованих висот (рис. 2) слабке збільшення спостерігається лише на малих висотах. На більших висотах 500 ÷ 600 км воно переходить у зменшення N_0 з часом, що свідчить про своєрідне «збігання» електронів до максимуму F_2 і помітну роль дифузії зверху при зменшенні N_0 в часі на всій товщі іоносфери. Вночі і перед сходом Сонця (СС) (рис. 2, о 2—6-й годинах) збільшення N викликає збільшення N_0 до висот, на яких здійснювався експеримент. Максимальні значення N_0 в суміжні дні можуть змінюватися в значних межах. Так, для 20—21.3.1969 року $N_{0\max}$ змінилося від $3 \cdot 10^{13}$ до

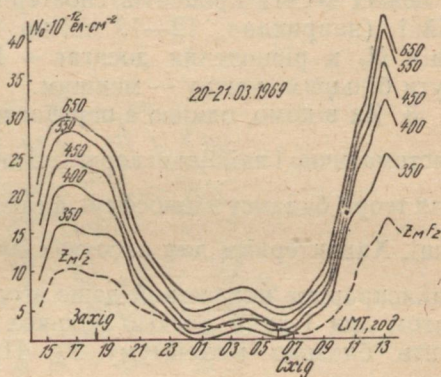


Рис. 2.

$4,3 \cdot 10^{13}$, що збігається з вимірюваннями за попередній максимум СА (див., наприклад [13—15]).

Слід відзначити, що коли день 20.3.1969 р. був спокійним щодо магнітної й сонячної активності, то 21.3. на Сонці спостерігалася активна область, що викликала значні сплески випромінювання в сантиметровому та метровому діапазонах і призвела до магнітної бурі 23.3.1969. Проте добові зміни N_0 в межах десяти процентів спостерігаються і в дні відносно спокійні (наприклад, 12—13 квітня 1969 р. [8]). Число добових змін N_0 в рівнодення досягає ~ 15 разів. Восени воно може бути більшим, улітку — меншим.

3. Як відомо, однією з переваг методу НР є те, що він дозволяє систематично і найбільш коректно вимірювати $\frac{\partial N}{\partial t}$, що важливо для теорії балансу в іоносфері, а також для прогнозування в практиці. Характерним для висотних профілів $\frac{\partial N}{\partial t}$ є максимум, який найяскравіше виражений дещо згодом після сходу Сонця й протягом дня і який досягає кількох десятків $\text{ел.см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ і лежить близько максимуму F_2 . Протягом доби на фіксованих висотах максимум нестационарності $\frac{\partial N}{\partial t}$ досягається зразу після сходу Сонця. Відзначимо, що ранковий максимум $\frac{\partial N}{\partial t}$ на всіх висотах більш яскравий, ніж вечірній мінімум, це пов'язано з тим, що формування іоносфери зранку відбувається швидше, ніж вечірній спад концентрації. За порядком величин на висоті 500 км вдень $\left| \frac{\partial N}{\partial t} \right| \approx 10 \text{ ел.см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$, і $1 \text{ ел.см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ — вночі.

Абсолютні значення нестационарності $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ мають тенденцію до зростання з висотою практично протягом цілої доби і в наших вимірах звичайно не перевищують $10^9 \text{ ел.см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ вдень, а вночі мають у кілька разів менші значення. Зауважимо, що в попередньому циклі СА [16, 17], а також у розглянутому циклі восени [5] $\frac{\partial N_0}{\partial t}$ може бути і більшою.

4. Для повноти і однозначності тлумачення фізичних процесів в іоносфері важливо, крім ВЧЗ електронної концентрації N , мати ще й ВЧЗ температури електронів T_e , іонів T_i та іонного складу. Нижче проаналізовано ВЧЗ T_e і T_i . Спостережувана різниця між T_e і T_i підтверджується теоретичним аналізом нагрівання електронів сонячним випромінюванням і охолодженням внаслідок зіткнення з нейтралами та іонами. Для оцінок слід нагадати процеси, які визначають висотний

профіль температури. В області F_2 , як відомо [18], поглинається ультрафіолетове випромінювання, яке йде на іонізацію нейтральних часток. Фотоелектрони, які з'являються внаслідок цього, мають енергію, що значно перебільшує теплову. Оскільки час становлення максвелівського розподілу в електронному газі в області F_2 менший за час втрати зайвої енергії внаслідок зіткнення, то T_e може значно перебільшувати T_i і температуру нейтралів. Для висот області F_2 в період мінімуму СА втрати

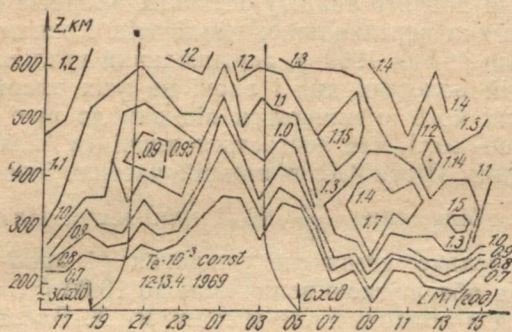


Рис. 3.

тепла завжди менші припливу на всіх висотах. В роки максимуму СА, коли N є великою, рівновага між нагріванням і охолодженням може бути відсутня, тому в області висот < 250 км T_e може мати максимум. У наших експериментах це добре видно [8; 2; 3]. Так, на рис. 3 наведено приклад типових ВЧЗ, одержаних нами в квітні 1968 року. На рис. 3, як і в [8], у висотній зміні T_e спостерігається типовий максимум, який може досягати $\sim 3000^\circ \text{K}$, і він є найімовірнішим удень. Найбільшим він є вранці і перебуває дещо нижче максимуму F_2 . Увечері максимум T_e звичайно досягає висоти максимуму N , а вище — зменшується. Вище максимуму N часто, особливо навесні, спостерігається, що $T_e \rightarrow T_i$; інколи $T_e \approx T_i \leq 1500 \div 2000^\circ \text{K}$ [8, 10] на висотах $500 \div 700$ км, але з такою ж імовірністю вдень буває так, що й на цих висотах $T_e > T_i$. В даних інших авторів у подібних щодо широти й сонячної активності умовах [19] у висотній зміні T_e також спостерігається максимум, але проявляється він менше і зустрічається більш рідко.

Кореляція зменшення N зі збільшенням T_e — явище, як відзначено, характерне. Так, для квітня 1969 р. $T_{e\text{max}} \sim 17 \cdot 10^2$, а $N_{\text{max}} \sim 22 \cdot 10^{-5}$ [8], тоді як для березня 1969 р. $T_{e\text{max}} \sim 27 \cdot 10^2$ і $N_{\text{max}} \sim 12 \cdot 10^{-5}$. Як було сказано раніше [8, 10], для T_i характерний в середньому монотонний хід T_i з висотою в будь-

який час доби. Цей факт дозволив нам інколи одержувати T_e і T_i без спектральних вимірів, як це описано в [10]. Циклові зміни T_e в F_2 не проявляються яскраво, як це має місце для N , що видно з порівняння наших даних з [8] і [12] для невисокої сонячної активності і пов'язане, мабуть, із дією на T_e в тепловому балансі взаємновиключаючих факторів.

При зростанні СА T_i зростає більше. Ранкова температура T_e в наших вимірюваннях, як і при низькій сонячній активності [12], є максимальною навесні і мінімальною взимку.

5. Для більш повного аналізу фізичних процесів в іоносфері має інтерес оцінка вертикальних градієнтів і нестационарності T_e і T_i . Так, для квітня 1969 р. вертикальний градієнт T_e позитивний в другій половині дня і вночі на усіх висотах. Максимальне значення його зменшується від дня до ночі з 10 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$ до 2 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$, але зостається вночі (з 12.00 до 04.00) майже незмінним. Після СС в нижній частині іоносфери проходить швидке збільшення $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ до 8 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$. На висоті $z_m F_2$ з'являється невелике негативне значення (1 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$), яке збільшується за абсолютною величиною до 10.00 (-5 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$) і переміщається в область вище максимуму N . Вдень негативна частина градієнта зменшується і проявляє нестійкий характер. Позитивна частина градієнта T_e вдень перебуває близько 8 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$; відбувається зменшення висоти максимуму $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ з 300 км о 05.00 до 250 км о 13.00. На більших висотах (500—600 км) градієнт T_e майже сталий протягом доби і $\approx 2 \text{ град} \cdot \text{км}^{-1}$, а це відповідає результатам, одержаним у [19] і підтверджує існування руху зарядів з магнітосфери. Що ж до висотного градієнта T_i , то він протягом доби позитивний і в інтервалі 200 ÷ 600 км має середнє значення близько 2 $\text{град} \cdot \text{км}^{-1}$, іноді в інтервалі 200—600 км ми мали ізотермічність T_i ($T_i = \text{const}$).

Нестационарність температури електронів $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ починає повільно зростати приблизно за дві години до сходу Сонця на всіх висотах і досягає максимального значення 0,24 $\text{град} \cdot \text{сек}^{-1}$ на висоті $z_m F_2$ через годину після сходу Сонця.

На більших висотах характерним є пізніше досягнення максимальних значень нестационарності (0,12 $\text{град} \cdot \text{сек}^{-1}$ через дві години після сходу Сонця). Між восьмою і дев'ятою годинами нестационарність T_e змінює знак на всіх висотах. У першій половині дня на висоті $z_m F_2$ і вище величина $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ зберігає своє значення близько 0,03 $\text{град} \cdot \text{сек}^{-1}$. Доведені оцінки збігаються з даними, одержаними тоді ж у Мілстоун-Хіллові [11].

Слід зауважити, що значення $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ вдень для двох суміжних діб не збігаються (таблиця).

Дні $\Sigma K_p, W$ $z, \text{ км}$	20.3.1969 $\Sigma K_p = 27_0, W = 357$	21.3.1969 $\Sigma K_p = 21_+, W = 256$
200	0,015 град·сек ⁻¹	0,015 град·сек ⁻¹
300	0,11 град·сек ⁻¹	-0,028 град·сек ⁻¹
500	0,04 град·сек ⁻¹	-0,032 град·сек ⁻¹

Це, можливо, пов'язано з більш високою магніто-сонячною активністю 20 березня.

У другій половині дня і ввечері 20 березня нестаціонарність набуває більших за абсолютною величиною значень і змінюється в межах від 0,12 град·сек⁻¹ до 0,14 град·сек⁻¹. Між 22-ю і 24-ю годинами на всіх висотах спостерігається позитивний максимум $\frac{\partial T_e}{\partial t} \sim 0,02$ град·сек⁻¹, що свідчить про існування нічного нагрівання іоносфери.

Нестаціонарність T_i в основних рисах повторює добовий хід нестаціонарності T_e в передранкові години, яка незначно збільшується після сходу Сонця. Вночі також спостерігається позитивний максимум $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ на всіх висотах. Характерні екстремуми $\frac{\partial T_e}{\partial t}$ у висотному ході відзначено в усі години, крім ночі, і досягають 10^{-1} град·сек⁻¹, тоді ж у профілях відносної нестаціонарності екстремуми спостерігаються лише в перехідний час вранці і досягають максимальних значень $\sim 10^{-4}$ град·сек⁻¹. Профілі нестаціонарності $\frac{\partial f_i}{\partial t}$ такі самі (максимум трохи менший).

Характерним для добової зміни відношення температур $\tau = \frac{T_e}{T_i}$ 31.7—1.8.1969 в максимумі F_2 є швидке зростання приблизно за 3 години до сходу Сонця (від 1,02 до 2,0), зауважене іншими авторами [21; 22]. Однак 20—21.3.1969 τ починало зростати за 1,5—2 години до сходу Сонця і змінювалося від 1,2 до 1,7. Пояснити цей факт нагрівання іоносфери фотоелекtrонами, що виникають у магнітосполученій області, не-

можливо, бо під час рівнодення в наших вимірюваннях схід Сонця в місці спостереження і в магнітосполученій області практично збігається, а влітку в місці спостереження схід Сонця відбувається приблизно на 2 години раніше.

Підтверджується факт існування температурної нерівноваги вночі в усі сезони, проте слід зауважити, що влітку між першою і другою годинами $\tau \approx 1$. Характерним для літа є значна зміна τ протягом ночі (1,02 о 01,30 і 2,0 о 1.00), тоді як у рівнодення τ майже не змінюється від 22.00 до 04.00 години. Зміни τ вдень на висоті максимуму N мають значення 2,4—1,9, ближче до вечора вони зменшуються. Слід відзначити схожу поведінку τ влітку і навесні протягом дня зі зменшенням на 1 годину, що є наслідком більш раннього формування іоносфери влітку. Як і в раніших вимірюваннях [6, 8; 10; 20], характерним є і проти-фазне змінювання висоти $z_{m\tau}$ і $\tau_{\max}$ протягом доби, причому в загальних рисах добовий хід $z_{m\tau}$ наступний за добовим ходом z_{mF_2} .

ВИСНОВКИ

Наші вимірювання F_2 в загальних рисах такі ж, як і інші середньопілотні вимірювання під час високої СА (США, Франція), і дещо ближчі до французьких. Як і випливає з теорії, розвиток максимуму F_2 з висотою за високої СА є характерним. У нас він яскравіший і спостерігається частіше.

Зі зростанням СА щоденні зміни параметрів іоносфери за спокійних умов, а також «локальна» довготна різниця, що перевищують відмінності, зумовлені способом вимірювань, технікою та іншими умовами, — дуже помітні. Важливою є можливість комплексних вимірювань якомога більшої кількості параметрів іоносфери.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин, В. И. Новожилов, В. Я. Блудов, Н. И. Нисневич, Н. В. Мошняков. «Космические исследования», 1969, 6, 5, 726.
2. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, Ю. Г. Ерохин, В. И. Иванов, Н. И. Нисневич, Н. М. Бородин. «Геомагнетизм и аэронавигация», 1969, 9, 1, 75; 1967, 7, 2, 535.
3. В. А. Мисюра, Г. Н. Ткачев, В. Я. Блудов, Ю. Г. Ерохин. Сб. «Ионосферные исследования». «Наука», 1969, № 18, 136—163; № 20, 1971; № 21, 1972.
4. В. А. Мисюра и др. Сб. «IX Всесоюзная конференция по распространению радиоволн, авторефераты докладов»; ч. II, стр. 61, 65; ч. I, стр. 84, Харьков, 1969.
5. В. А. Мисюра. «Геомагнетизм и аэронавигация», 1969, 9, 3, 453.
6. В. А. Мисюра, Ю. Г. Ерохин и др. «Высотно-суточные изменения температуры электронов и ионов, полученные методом некогерентного рассеяния», «Измерение неоднородной структуры и случайных неоднородностей ионосферы методом некогерентного рассеяния», «Ионосферные измерения методом некогерентного рассеяния в комплексных радиофизических измерениях ионосферы», «Ионосферные измерения методом некогерентного рассеяния во время солнечного затмения 22 сентября 1968 г.». Доклады на Всесоюзных конференциях (ионосферной 1968 г. в Ленинграде, по распространению радиоволн 1969 в Харькове).

7. Д. Т. Фарли. «Распределение электронов в верхней атмосфере», изд. «Мир», Москва, 1969, стр. 346.

8. В. А. Мисюра, Ю. Г. Ерохин и др. Ионосфера средних широт по данным исследования методом некогерентного рассеяния. Доклад на XIII сессии COSPAR, Ленинград, 1970, препринт, см. также в сокращенном варианте Space Reserch XI, Akademie-Verlag, Berlin, 1971, 1033.

9. В. А. Мисюра, В. И. Новожилов, Ю. Г. Ерохин, В. Я. Блудов, А. Ф. Белый, М. Г. Трухан. К исследованию тонкой регулярной структуры и случайных неоднородностей ионосферы методом некогерентного рассеяния радиоволн. Геомагнетизм и аэронавтика. М., 1972.

10. В. О. Мисюра, Ю. Г. Ерохин, Г. М. Ткачев, М. Г. Трухан, В. И. Новожилов, В. Я. Блудов, В. И. Иванов, Н. И. Нисневич, Н. М. Бородин, Н. В. Мошняков, В. М. Лазаренко, О. Г. Тижененко. «Іоносферні вимірювання методом некогерентного розсіювання в комплексних радіофізичних дослідженнях іоносфери». «Вісник Харківського університету. Радіофізика та радіоелектроніка», вип. 1, 1972.

11. J. V. Evans, «Ionization Drifts Above the Peak of the F-layer», paper for XIII COSPAR Meeting, preprint, Leningrad, 1970.

12. J. V. Evans, «Planet. Space Sci.», 1970, 18, 8, 1225.

13. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов. Геомагнетизм и аэронавтика, 1967, 7, 2, 284.

14. W. J. Ross, «J. Geophys. Res.», 1960, 65, 2601.

15. O. K. Garriott, «J. Geophys. Res.», 1960, 65, 1139.

16. В. А. Мисюра. Сб. «Ионосферные исследования», «Наука», 1969, № 18, 120.

17. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов, Г. А. Бирюков. Геомагнетизм и аэронавтика, 1969, 9, 3, 445.

18. Т. К. Бреус. В сб. «Ионосферные исследования», «Наука», 1969, № 16, 39.

19. M. Petit, «Ann. geophysiq.», 1968, 24, 1, 1.

20. В. А. Мисюра, Ю. Г. Ерохин, М. Г. Трухан, В. И. Иванов, Н. И. Нисневич, Н. М. Бородин, Г. Н. Ткачев, В. Я. Блудов, В. И. Новожилов, А. Г. Тыжененко. «Высотно-суточные изменения температуры электронов и ионов, полученные методом некогерентного рассеяния». Там же, где 10.

21. H. Carru, M. Petit, K. Waldteufel. «Communication on colloque interunion sur la physique des phenomenes soliterre», Inter-Union Symposium on Solar-Terrestrial Physics, Belgrade, 1966.

22. J. V. Evans, «The Temperature of Neutral and Charged Particle in the Ionosphere and Magnetosphere», Inter-Union Symposium on Solar-Terrestrial Physics, Belgrade, 1966, см. также УФН, 1967, 92, 2, 229—270.

ДО ТЕОРІЇ ТА РОЗРАХУНКУ ЕФЕКТІВ, ЩО ВИНИКАЮТЬ ПРИ РОЗПОВСЮДЖЕННІ РАДІОХВИЛЬ В КОЛОЗЕМНІЙ ГІРОТРОПНІЙ ТРИМІРНО-НЕОДНОРІДНІЙ КВАЗІСТАЦІОНАРНІЙ ПЛАЗМІ¹

В. О. Мисюра, Г. М. Бажанов, В. Д. Стасенко,
Е. Б. Крохмальников, А. М. Набока, А. Д. Барков,
І. І. Капанін, В. Ф. Пушин, А. І. Рибалка

При розв'язуванні задачі використовувалися системи координат: довільна ортогональна (u_1, u_2, u_3), геоцентрична (r, φ, λ), сферична (ρ, β, ϵ) та прямокутна (x_1, x_2, x_3) з початком у точці

¹ З доповіді на міжнародному Симпозіумі УРСІ, Тбілісі, вересень, 1971 р.

спостереження A (вісь x_1 направлена вздовж дотичної до променя в A , x_2 від A до атмосфери у вертикальній площині, x_3 — горизонтальна). Координати, розташовані на промені (довжина s), зв'язані між собою рівнянням променя. За незалежні змінні вибиралися s (зручно за КХ) або одна з координат (u_1 , ρ , r , x_1).

Середовища вважалися тримірно-неоднорідними і, зокрема, шаруватими (це дозволяє одержати в квадратурах точні формули вказаних ефектів в згорнутому вигляді, не у вигляді рядів), гіротропними (зокрема, ізотропними), квазістаціонарними (наприклад, при розрахунку F_{oa} , F_{ϕ}), або стаціонарними.

Від рівнянь ейконала (РЕ), використовуючи засіб характеристик, переходили до еквівалентних РЕ систем звичайних диференціальних рівнянь геометричної оптики СЗДРГО с початковими умовами [1].

Для розрахунку вказаних ефектів розв'язувалися ітераціями РЕ або СЗДРГО з одержанням загальних приблизних формул ефектів.

Для конкретних моделей регулярної іоносфери (параболічно-експоненціальна [2—8]), нейтральної атмосфери (експоненціальна), геомагнітного поля (таблиці ІЗМІР АН, дипольне або постійне) і для неоднорідностей іоносфери (квазіхвильеста структура і тривісні еліпсоїди, що утворюють чи не утворюють статистичний ансамбль) розрахунки здійснювалися способом чисельного розв'язання СЗДРГО на ЕОМ. Початкові умови СЗДРГО завдавалися двома способами: в точці спостереження A (зручно в координатах x_1 , x_2 , x_3 [1, 3, 4, 8] і характерно, наприклад, для радіолокації та навігації), або в місці знаходження випромінювача B (зручно, наприклад, у сферичних координатах ρ , β , ϵ [2, 5] і геоцентричних координатах і характерно для задач із використанням випромінювачів з відомими координатами, що перебувають в атмосфері і космосі). Остаточні розв'язання задач 1-го та 2-го типу мають збігатися, але шляхи і труднощі розрахунку різні.

Простота одержання рішень СЗДРГО ітераціями залежить від вибору нульової ітерації, який може бути різним. Так, коли промінь близький до прямолінійного (наприклад, УКХ в атмосфері Землі та міжпланетному середовищі), тоді за нульову ітерацію зручно прийняти очевидне рішення для однорідного середовища [1] (зокрема, вакууму), а для КХ променя — рішення для шаруватого середовища (в наступних ітераціях можуть вводиться поправки на горизонтальні градієнти). Далі для одержання i -ї ітерації у правій частині СЗДРГО підставляються значення шуканих функцій у нульовій ітерації і СЗДРГО інтегруються. Усі наступні ітерації одержувалися повторним вживанням вказаних операцій.

В результаті рішення СЗДРГО ітераціями одержували дві групи приблизних загальних формул ефектів [1—3, 5, 8] різної точності: так звані ітераційні формули (I-ої, II-ої) і т. д. ітерацій і формули наближень (1-го, 2-го і т. д. наближень) відносно функції $\alpha(n = \sqrt{1 + \alpha})$ — коефіцієнт заломлення ізотропного середовища, для гіротропного $\alpha = \alpha_{0,n}$, де «О» для звичайного і «Н» для незвичайного променя) та її похідних. Формули наближень одержуються з ітераційних формул залишенням у розкладі n та шуканих у ряд за ступенями функції та її похідних відповідних ступенів (1-го, 2-го і т. д. ступенів).

Через те, що одержувані формули ефектів наближені, досліджувалися їх точності порівнянням числових розрахунків, проведених за наближеними формулами і точно (рішення СЗДРГО на ЕОМ), а також зіставленням із даними експериментів [6—11].

В обернених задачах визначення параметрів середовища за ефектами поширення радіохвиль розв'язувалися відповідні інтегральні рівняння.

Ілюстрації основних результатів досліджень

Від РЕ для тримірно-неоднорідного гіротропного квазі-стаціонарного середовища (умова останнього $\frac{1}{\omega} \left| \frac{\partial n}{\partial t} \right| \ll 1$), в координатах u_i ($i = 1, 2, 3$):

$$|\vec{p}|^2 = n^2 (\vec{u}, \vec{p}), \quad \vec{p} = \vec{\nabla} L = \sum_i l_i^{-1} p_i \vec{i}_i, \quad (1)$$

де радіус — вектор $\vec{u} = \vec{u} \{u_{1,2,3}\}$,

l_j — коефіцієнт Ляме, $\vec{i}_j$ — орта вісей u , $p_j = \frac{\partial L}{\partial u_j}$, — переходимо до СЗДРГО (коли незалежне змінне u_1):

$$\frac{du_{2,3}}{du_1} = D_1 \left(\frac{\partial(n\gamma)}{\partial \gamma} \frac{p_{2,3}}{nl_{2,3}} - \frac{\partial n}{\partial \gamma} h_{2,3} \right) l_1 l_{2,3}^{-1}; \quad \frac{dL}{du_1} = D_1 n^2 l_1 \quad (2)$$

$$\frac{dp_i}{du_1} = D_1 \left(n \frac{\partial n}{\partial u_i} + \sum_{k=1}^3 l_k^{-3} \frac{\partial l_k}{\partial u_i} p_k^2 \right) l_1; \quad \frac{ds}{du_1} =$$

$$= D_1 n \sqrt{1 + \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \gamma} \right)^2 (1 - \gamma^2) l_1},$$

де

$$D_1 = \left(\frac{\partial(n\gamma)}{\partial \gamma} \frac{p_1}{nl_1} - h_1 \frac{\partial n}{\partial \gamma} \right)^{-1}; \quad \gamma = \cos \Psi = \sum_{j=1}^3 h_j \frac{p_j}{l_j};$$

Ψ — кут між $\vec{p}$ і $H \{H_{1,2,3}\}$ (геомагнітне поле),

$$h_j^{(0)} = H_j/|H|, \quad p_j^{(0)} = p_j/p, \quad p = |\vec{p}|.$$

Перехід до незалежної змінної s у (2) очевидний, якщо врахувати вираз для ds/du_1 [2].

$$\begin{aligned} &\text{Користуючись визначенням групової швидкості } \vec{V}_r = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = \\ &= \nabla_{\vec{k}} \vec{\omega} \text{ і дисперсійного виразу для фази } \varphi: \varphi(\vec{u}, \gamma, \omega) = \vec{k} - \frac{\omega}{c} \vec{n}, \end{aligned}$$

$$\text{де } k = |\vec{k}|, \text{ — одержуємо } \vec{V}_r = \frac{V_\phi \vec{\Gamma}}{\partial(\omega n)/\partial \omega}; \quad V_r = |\vec{V}_r| = \frac{c}{\cos \mu \frac{\partial(\omega n)}{\partial \omega}} \quad (3)$$

$$\vec{\Gamma} = \frac{\partial(n\gamma)}{\partial \gamma} \vec{p}^0 - \vec{h}^0 \frac{\partial n}{\partial \gamma} = \vec{\Gamma} \{ \Gamma_{1,2,3} \},$$

$$\cos \mu = \left[1 + \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \gamma} \right)^2 (1 - \gamma^2) \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad \mu \text{ — кут між } p \text{ і } V_r$$

Вираз (3) при $H=0$ ($\gamma=0$, $\cos \mu=1$) переходить у добре відомий вираз для ізотропного середовища. Присутність в (3) $\cos \mu \neq 1$ характеризує відоме положення про незбігання фазової траєкторії $\vec{p}$ та $\vec{V}_r$ у гіротропному середовищі.

Початкові умови для СЗДРГО (2) залежатимуть від характеру системи координат, її розміщення відносно середовища і можуть бути написані для конкретних систем координат [1, 3, 5]. Так, для прямокутних координат $x_{1,2,3}$ ($l_i=1$) СЗДРГО будуть:

$$\frac{d\vec{r}}{dx_1} = \vec{\Gamma} \Gamma_1^{-1}, \quad \frac{d\vec{p}}{dx_1} = n \Gamma_1^{-1} \vec{\nabla} n; \quad \frac{ds}{dx_1} = n \Gamma_1^{-1} \cos \mu, \quad \frac{dl}{ds} = n^2 \Gamma_1^{-1}; \quad (4)$$

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \vec{\Gamma} \Gamma_1^{-1} n^{-1} \cos \mu; \quad \frac{d\vec{p}}{ds} = \vec{\nabla} n \cos \mu; \quad \frac{dl}{ds} = n \cos \mu \quad (5)$$

де $\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma} \{ \Gamma_{1,2,3} \}$ і початкові умови з [1]: коли $x_1=0$, $x_2=x_3=0$ (або $\vec{r}=0$), $p_2=p_3=0$, $p_1=n(0,0,0)$ (або $|\vec{p}|=p_1=n(0,0,0)$), $L=0$, $s=0$; (6)

або лише для іоносфери:

$$x_1=L=s=R_0, \quad p_1=1, \quad x_1=x_3=p_2=p_3=0,$$

де R_0 — похила відстань від A до краю іоносфери.

Користуючись виразом для $\vec{V}_r = \vec{V}_r \{V_{r1,2,3}\}$, можна (4, 5) переписати:

$$\frac{d\vec{r}}{dx_1} = \frac{\vec{V}_r}{V_{r1}}; \frac{d\vec{p}}{dx_1} = \frac{c\vec{\nabla}n}{V_{r1} \frac{\partial(\omega n)}{\partial\omega}}; \frac{dL}{dx_1} = \frac{cn}{V_{r1} \frac{\partial(\omega n)}{\partial\omega}},$$

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\vec{V}_r}{V_{r1}}; \frac{d\vec{p}}{ds} = \cos \mu \vec{\nabla}n; \frac{dL}{ds} = n \cos \mu,$$

де
$$V_{ri} = \frac{\partial\omega}{\partial k_i} = \frac{\Gamma_i V_\phi}{\partial(\omega n)/\partial\omega}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (7)$$

Для ізотропного середовища рівняння (4, 5) переходить у рівняння [1—2]

$$\frac{d\vec{r}}{dx_1} = \vec{p} p_1^{-1}, \quad \frac{d\vec{p}}{dx_1} = n p_1^{-1} \vec{\nabla}n, \quad \frac{dL}{dx_1} = n^2 p_1^{-1},$$

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \vec{p} n^{-1}, \quad \frac{d\vec{p}}{ds} = \vec{\nabla}n, \quad \frac{dL}{ds} = n \quad (8)$$

з попередніми початковими умовами.

Через те, що в (8) dx_i/ds — напрямні косинуси дотичної до характеристичних ліній РЕ, а V_{ri}/V_r напрямні косинуси вектора $\vec{V}_r$, то рівняння характеристики (7) визначають і траєкторію вектора $\vec{V}_r$, а отже, і траєкторію променів у гіротропному випадку, що само по собі не очевидно і вимагало доказів.

Для сферичних координат ρ, β, ε і гіротропного середовища рівняння (2) переходить у рівняння роботи [5] і мають вигляд:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\beta}{d\rho} &= \Gamma_\rho \left(\frac{\partial(n\gamma)}{\partial\gamma} \frac{p_\beta}{n\rho} - h_\beta \frac{\partial n}{\partial\gamma} \right); \quad \frac{\rho \cos \beta d\varepsilon}{d\rho} = \\ &= \Gamma_\rho \left(\frac{\partial(n\gamma)}{\partial\gamma} \frac{p_\varepsilon}{n\rho \cos \beta} + h_\varepsilon \frac{\partial n}{\partial\gamma} \right); \end{aligned}$$

$$\frac{dp_\rho}{d\rho} = \Gamma_\rho \left(n \frac{\partial n}{\partial\rho} + p_\varepsilon^2 \rho^{-3} \cos^{-2} \beta + p_\beta^2 \rho^{-3} \right); \quad \frac{dL}{d\rho} = \Gamma_\rho n^2;$$

$$\frac{dp_\beta}{d\rho} = \Gamma_\rho \left(n \frac{\partial n}{\partial\beta} - \rho^{-2} \operatorname{tg} \beta \cos^{-2} \beta p_\varepsilon^2 \right); \quad \frac{dp_\varepsilon}{d\rho} = \Gamma_\rho n \frac{\partial n}{\partial\varepsilon}, \quad (9)$$

де

$$\Gamma_p = p_p n^{-1} \frac{\partial(n\gamma)}{\partial\gamma} - h_p \frac{\partial n}{\partial\gamma}$$

з початковими умовами (для іоносфери):

$$\rho = R_0, \beta = \beta_A, \varepsilon = \varepsilon_A, p_2 = p_3 = 0, p_1 = 1, L = R_0, \quad (9a)$$

де β_A і ε_A напрямні (кут підвищення і азимут дотичної до променя в A).

Для геоцентричної системи координат r, φ, λ досить в (9) замінити відповідно ρ, β, ε на r, φ, λ і прийняти початкові умови:

$$r = r_A, \varphi = \varphi_A, \lambda = \lambda_A, p_{10} = \sin \beta'_A.$$

Тут $r_A, \varphi_A, \lambda_A$ — геоцентричні координати точки A ; β'_A і ε'_A — значення β' і ε' , які визначаються через співвідношення для напрямних косинусів дотичної до променя із ортами координатних осей $i_{r,\varphi,\lambda}$:

$$\frac{dr}{ds} = \sin \beta', \quad r \frac{d\varphi}{ds} = \cos \beta' \cos \varepsilon', \quad r \cos \varphi \frac{d\lambda}{ds} = \cos \beta' \sin \varepsilon',$$

де β' — кут між дотичною до променя у точці T і площиною $i_{\varphi,\lambda}$, ε' — кут між i_φ і проекцією дотичної на площину $i_{\varphi,\lambda}$; і зокрема, коли φ і λ — географічні координати, тоді β'_A і ε'_A переходять у β_A, ε_A .

Розв'язуючи СЗДРГО з тими чи іншими із вказаних початкових умов, одержуємо формули ітерації (індекс (I), (II) і т. д. вгорі).

Так, наприклад, для СЗДРГО (4) з початковими умовами

(6) для простоти $P_{10} = 1$, враховуючи, що $\gamma = \sum_{j=1}^3 p_j^{(0)} h_j$ і в нульовій ітерації (індекс (0) вгорі)

$$h_{T1}^{(0)} = 0; \quad h_{T2}^{(0)} = h_2^{(0)}, \quad h_{T3}^{(0)} = h_3^{(0)}, \quad \gamma^{(0)} = h_1^{(0)} \quad \text{і що}$$

$$\frac{dx_i}{dx_1} = \frac{-\frac{\partial n}{\partial \gamma} h_{Ti} + p_i}{-\frac{\partial n}{\partial \gamma} h_{T1} + p_1}, \quad \frac{dp_i}{dx_1} = \frac{1}{2} \frac{\frac{\partial \alpha_{o,n}}{\partial x_i}}{-\frac{\partial n}{\partial \gamma} h_{T1} + p_1}, \quad (10)$$

із (10) одержуємо у I-й ітерації:

$$x_{2,3}^{(1)} = - \int_0^{x_1} \left(\frac{\partial n}{\partial \gamma} \right)^{(0)} h_{2,3}^{(0)} dx_1, \quad p_1^{(1)} = \frac{1}{2} \int_0^{x_1} \left(\frac{\partial \alpha_{o,n}}{\partial x_1} \right)^{(0)} dx_1 + 1;$$

$$p_{2,3}^{(1)} = \frac{1}{2} \int_0^{x_1} \left(\frac{\partial \alpha_{0,н}}{\partial x_{2,3}} \right)^{(0)} dx_1.$$

Зрозумілим буде далі крок для одержання II-ї ітерації і т. д. Для одержання формул наближень, що ефективно, коли $|\alpha_{0,н}| \ll 1$, розкладаючи $\alpha_{0,н}$ (формула Епльтона-Харттрі) у ряд за ступенями малих величин ($x_2, z, p_2, z, p_1 - 1$), після деяких перетворень одержуються формули 1-го, 2-го і т. д. наближень. Одержані формули дуже складні, тому обмежимося найпростішим випадком квазіпоздовжнього 1-го високочастотного наближення відносно α і $a b_L (b_L = f_L/f, f$ — робоча частота, f_L — проекція гірчастоти на промінь). Враховуючи визначення ефектів [див. 1—5], в загальному випадку одержуємо

$$\begin{aligned} \Delta R^{(1)} &= -\frac{1}{2} \int_0^R \alpha_{00} dx_1 + \frac{1}{2} \int_0^R a_{00} b_L^{(0)} dx_1; \quad \Delta L = \frac{1}{2} \int_0^R \alpha_{00} dx_1 \mp \\ &\quad \mp \frac{1}{2} \int_0^R a_{00} b_L^{(0)} dx_1 \\ \Delta \beta^{(1)}, \Delta \varepsilon^{(1)} &= -\frac{1}{2} \int_0^R \alpha_{|0,0|} \left(1 - \frac{x_1}{R} \right) dx_1 \pm \frac{1}{2} \int_0^R (ab_L)_{10,01} \left(1 - \frac{x_1}{R} \right) dx_1 \mp \\ &\quad \mp \frac{1}{2R} \int_0^R a_{00} b_{L2,3}^{(0)} dx_1, \\ -2cf^{-1} F_{\partial a}^{(1)} &= V_R \alpha_B + V_\beta R^{-1} \int_0^R \alpha_{10} x_1 dx_1 + V_\varepsilon R^{-1} \int_0^R \alpha_{01} dx_1 + \\ &+ V_R \alpha_B b_{LB}^{(0)} \pm V_\beta R^{-1} \int_0^R (ab_L)_{10} x_1 dx_1 \pm V_\varepsilon R^{-1} \int_0^R (ab_L)_{01} x_1 dx_1 \pm \\ &\pm V_\beta R^{-1} \int_0^R a_{00} b_{r2}^{(0)} dx_1 \pm V_\varepsilon R^{-1} \int_0^R a_{00} b_{r3}^{(0)} dx_1 \pm \\ &\pm \int_0^R \frac{\partial (ab)}{\partial t} dx_1 + \int_0^R \frac{\partial a}{\partial t} dx_1, \\ 2c F_{\phi}^{(1)} f^{-1} &= \alpha_B b_{LB}^{(0)} V_R + V_\beta R^{-1} \int_0^R (ab_L)_{10} x_1 dx_1 + \end{aligned} \quad (11)$$

Гradientи, км ⁻¹			$\gamma_L = \mu_L = \eta_L = 0$		
b_{00}^2	β°	max D, % метод розрахунку	max $D\Delta\beta$, %	max $D\Delta L$, %	max $D\Delta R$, %
1	2	3	4	5	6
0	0	1-е наближення (I)	2,3	1,0	2,2
		I ітерація (I)	2,1	0,9	2,0
		II ітерація (II)	0,9	—	—
3,134 · 10 ⁻³	20	(I)	0,90	0,40	0,85
		(I)	0,85	0,35	0,80
		(II)	0,50	—	—
	45	(I)	0,40	0,15	0,30
		(I)	0,40	0,15	0,30
		(II)	0,2	—	—
	60	(I)	0,2	0,1	0,2
		(I)	0,2	0,1	0,2
		(II)	0,15	—	—
0,1	20	(I)	28	18	24
		(I)	23	11	19
		(II)	3	—	—
	45	(I)	12	5,0	11
		(I)	6	2,0	5
		(II)	1,5	—	—
	60	(I)	7,0	3,3	6,0
		(I)	3,2	0,5	2,0
		(II)	1,0	—	—

Таблица 1

$\gamma_1 = 7,14 \cdot 10^{-4}, \gamma_3 = \mu_z = \eta_i = 0$			$\mu_1 = 1,79 \cdot 10^{-4}; \gamma_z = \mu_3 = \eta_z = 0$			$\gamma_3 = 7,14 \times 10^{-4}$	$\mu_3 = 7,14 \times 10^{-4}$
max $D\Delta\beta$, %	max $D\Delta L$, %	max $D\Delta R$, %	max $D\Delta\beta$, %	max $D\Delta L$, %	max $D\Delta R$, %	max $D\Delta\epsilon$, %	max $D\Delta\epsilon$, %
7	8	9	10	11	12	13	14
17	4,6	7	28,6	22	25,6	12	7
12	3,2	4	18	15	17	7,6	5,2
8	—	—	5,7	—	—	1,7	1,5
2,5	3,5	4,5	19,6	9,2	—9,6	9,5	5,1
2	0,9	1,0	10	7,0	8,2	2,4	2,0
1,5	—	—	3,5	—	—	0,9	0,8
7,5	1,1	1,2	9,8	5	5,8	3	1,2
1,5	0,4	0,5	4,2	3,6	3,7	1,0	0,7
0,8	—	—	3	—	—	0,6	0,5
3,2	0,2	0,6	3,5	2,5	3,0	1	0,5
0,8	0,1	0,2	2,5	2,0	2,2	0,6	0
0,6	—	—	1,5	—	—	0	0
40	35	35,6	28	17,4	25	50	35
25	19	21	19	11,5	18	31	24
9	—	—	4	—	—	9,8	9
27	21	25	14,6	6,3	12,2	37,7	33
14	12	13	4,8	3	5,6	8,4	8,1
4	—	—	3,0	—	—	2,5	2,0
8	3,5	6,2	9,2	4	8,1	19,6	18,2
3,5	1	2,0	3,1	1,8	4,1	4,7	4
1,5	—	—	1,5	—	—	0,6	0,2

$$\begin{aligned}
& + V_{\varepsilon} R^{-1} \int_0^R (ab_L)_{01} x_1 dx_1 + V_{\beta} R^{-1} \int_0^R \alpha_{00} b_{T2}^{(0)} dx_1 + \\
& + V_{\varepsilon} R^{-1} \int_0^R \alpha_{00} b_{T3}^{(0)} dx_1 + \int_0^R \frac{\partial (ab_L)}{\partial t} dx_1; \quad \Phi = \frac{\omega}{2c} \int_0^R \alpha_{00} b_L^{(0)} dx_1.
\end{aligned}$$

Тут $\alpha = \alpha(x_1, x_2, x_3, t)$, R — відстань від спостерігача A до випромінювача B , індекс „В“ внизу стосується B , $\alpha_{00} = \alpha(x_1, 0; 0, t)$, $V_{R, \beta, \varepsilon}$ — проекції швидкості випромінювача на $R(x_1)$, x_2, x_3 відповідно, c — швидкість світла у вакуумі, $\alpha_{01,10} = \partial \alpha / \partial x_{2,3}$, коли $x_{2,3} = 0$ (аналогічно $(ab_L)_{10,01}$), $b_{T2,3}$ — проекція на $x_{2,3}$ величини $b_T = f_T f^{-1}$, f_T — нормальна до спрямованого променя; знак $\pm$ (або $\mp$) стосується звичайного (вищий знак) і незвичайного (нижчий знак) променя. Зокрема, цікаво відзначити, що відоме для ізотропної плазми важливе співвідношення 1-го наближення $\Delta L = -\Delta R$ вже в (11) не має місця. Коли нехтувати магнітним полем, одержані співвідношення переходять у відомі формули для ізотропного середовища [див. 1—3].

Було виведено рекурентні співвідношення, які дозволяють визначити більш коректно, ніж це звичайно визначалося до останнього часу, на якій ітерації слід зупинитися, щоб одержати формули розглядуваних ефектів у тому чи іншому наближенні відносно α .

Для координат $x_{2,3}$, наприклад, ці формули такі:

$$p_{1,2,3}^{(III n - III)} \rightarrow p_{1,2,3}^{(n-1)}; \quad x_{2,3}^{(III n - II)} \rightarrow x^{(n-1)}, \quad (12)$$

де римські цифри стосуються ітерацій. З (12), зокрема, виходить, що для одержання $p_{1,2,3}^I$ (1-е наближення) достатньо скористуватися $p_{1,2,3}^I$ (1-а ітерація), а для одержання $x_{2,3}^I$ потрібно мати $x_{2,3}^{II}$ для визначення $p_{1,2,3}^2$ потрібно брати $p_{1,2,3}^{III}$, а для $x_{2,3}^2$ потрібно вживати $x_{2,3}^{IV}$ і т. д. відповідно до (12). Формули (12) мають місце і в координатах ρ, β, ε .

У той же час рекурентні формули для геоцентричних координат мають інший вигляд:

$$\begin{aligned}
p_{\varphi, \lambda}^{(III n - V)} & \rightarrow p_{\varphi, \lambda}^{(n-1)}; \quad p_r^{(III n - IV)} \rightarrow p_r^{(n-1)}; \quad \varphi^{(III n - III)} \rightarrow \varphi^{(n-1)}; \\
\lambda^{(III n - IV)} & \rightarrow \lambda^{(n-1)}; \quad n = 2, 3, \dots
\end{aligned}$$

Звідси випливає, що формули, наприклад, 2-го наближення ($n=3$) для $p_{\varphi, \lambda}$ повинні одержуватися як мінімум із IV-ї ітерації, для $p_{r, \lambda}$ — із VI-ї ітерації. Якщо початкові умови для зручності взяти у вигляді

$$r = r_A, \quad \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad \lambda = \frac{3}{2}\pi - \varepsilon_A, \quad p_r = \sin \beta_A, \quad p_\varphi = -r_A \cos \beta_A, \quad p_\lambda = 0,$$

то нульова ітерація тут буде мати вигляд

$$\varphi^{(0)} = \frac{\pi}{2} + \beta_A - \beta'_A, \quad \lambda^{(0)} = \frac{3\pi}{2} - \varepsilon_A, \quad p_r = \sin \beta'_A, \quad p_\varphi = -r_A \cos \beta'_A, \quad p_\lambda^{(0)} = 0.$$

Випадок використання 2-го типу початкових умов з одержанням формул 2-го наближення в сферичних координатах

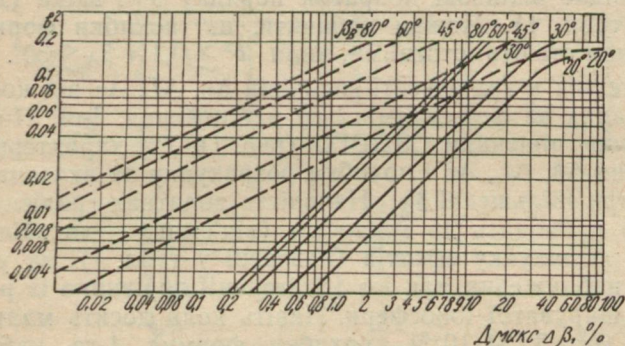


Рис. 1. Залежність від b^2 максимальної відносної погрішності $D_{\max} \Delta\beta$ розрахунку вертикальної рефракції $\Delta\beta$ за формулами 1-го (суцільні лінії) і 2-го (пунктирні лінії) наближень для різних кутів підвищення променя β_A .

для гіротропного середовища приведений у [5], а у координатах $x_{1,2,3}$ з одержанням формул 1-го наближення, коли $p_{10} = n_{000}$ і $p_{10} = 1$ — докладно у [1, 3].

Похибка одержаних наближених формул визначалася порівнянням розрахунку ефектів за ними з точним розрахунком через числове рішення СЗДРГО на ЕОМ, а також порівнянням із даними вимірів, для тих же самих (або схожих) умов (табл. 1, рис. 1, а також [6, 9, 12, 13]).

У таблиці 1 наведено максимальні відносні похибки (макс Д%) розрахунку за наближеними формулами 1-го наближення I-ї та II-ї ітерації ефектів $\Delta\beta$, $\Delta\varepsilon$, ΔL , ΔR для різних значень кута підвищення променя β_A та параметра $b = f_0^2 f^{-2}$ (f_0 — критична частота області F_2 , f — частота випромінювання) з урахуванням і без урахування горизонтальних градієнтів ($\gamma_{1,3}$ — максимуму електронної концентрації n_m області F_2 ; $\mu_{1,3}$ — висоти максимуму іонізації z_m ; $\eta_{1,3}$ — висоти початку шару z_0 в площині падіння променя (індекс 1) та перпендикулярній (індекс 3) до неї. Параметри розрахункової параболічно-

експоненціальної моделі іоносфери в перетині над точкою спостереження A : $z_0 = 180$ км, напівтовщина $z_m = 140$ км, приведена висота $H = 300$ км.

Похибка 1-го і 2-го наближення і області застосовності для сферично-шаруватої іоносфери ілюструються для рефракції $\Delta\beta$ рисунком 1, де приведено залежність від b^2 максимальної відносної похибки $D_{\max} \Delta\beta$ розрахунку вертикальної рефракції $\Delta\beta$ за формулами 1-го (суцільні лінії) і 2-го (пунктирні) наближень для різних кутів підвищення променя β_A . Місце, де графіки помітно скривляються, відповідає впливові поправок порядку b^4 і вище (див. підписи до табл. 1). Можна побачити, що похибки формул 1-го наближення стають істотними, коли $b^2 \geq 0,1$ і $\beta_A \leq 30^\circ$. Це саме простежується в залежності величини $\Delta\beta$, ΔL , $\Delta\epsilon$ від координат, розрахованих за формулами 1-го наближення, I-ої, II-ої ітерації і «точно» рішенням СЗДРГО (рис. 1). Тут характерні сильне зменшення $\Delta\beta$, ΔL , $\Delta\epsilon$ і похибки розрахунку за вказаними формулами при збільшенні β_A . Наявність додатних градієнтів γ_i і μ_i (табл. 1) приводить до зниження (від'ємних — до збільшення) точності розрахунку ефектів (наведені у табл. 1), як у формулах 1-го наближення, так і в I-й ітерації порівняно із розрахунком для шаруватої іоносфери. Навіть коли досить малий параметр b^2 ($b^2 = 3,134 \cdot 10^{-3}$), похибки формул 1-го наближення I-ї ітерації при наявності горизонтальних градієнтів іноді більше, ніж на порядок перевищують похибки формул для шаруватої іоносфери. Для великих кутів приходу променя β_A ($\beta_A \geq 45^\circ$) формули 1-го наближення I-ї ітерації (навіть при наявності горизонтальних градієнтів) дають відносну похибку $\leq 5\%$ для $b^2 \sim 10^{-3}$; $\leq 12\%$ для $b^2 \sim 10^{-1}$.

Слід відзначити, що за інших рівних умов похибка наближених формул у застосуванні до неоднорідностей звичайно вища, ніж для регулярної моделі.

Було здійснено докладні дослідження впливу горизонтальних градієнтів (γ_i , μ_i , η_i) основних параметрів моделі іоносфери N , z_m , z_0

$$\gamma_i = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x_i}, \quad \mu_i = \frac{1}{z_m} \frac{\partial z_m}{\partial x_i}, \quad \eta_i = \frac{1}{z_0} \frac{\partial z_0}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3,$$

де z_m — висота максимуму, z_0 — висота початку параболічно-експоненціальної моделі іоносфери), магнітного поля на вказані вище ефекти при поширенні КХ [3, 4] і УКХ [7]. Істотним виявилось і врахування H в розрахунках ефектів. Так, наприклад, у табл. 2 для ряду висот і кутів місця випромінювача наведено результати розрахунків величин

$$D_{\Delta\beta} = \frac{\Delta\beta_m - \Delta\beta_n}{\Delta\beta_m} \cdot 100\% \quad \text{і} \quad D_{\Delta L} = \frac{\Delta L_m - \Delta L_n}{\Delta L_m} \cdot 100\%,$$

що характеризують вплив геомагнітного поля на $\Delta\beta$ і ΔL (індекс «Н» вказує, що розрахунок, проведений при наявності $H \neq 0$, «и» у шаруватій ізотропній іоносфері).

Таблиця 2

β_B^0	$z, \text{ км}$	250	320	600	1000	2000
10	$D_{\Delta\beta}$	23	31	16	12	11
	$D_{\Delta L}$	20	26	14	13	13
60	$D_{\Delta\beta}$	14	18	7,0	7,0	7,0
	$D_{\Delta L}$	10	13	7,0	6,0	6,0

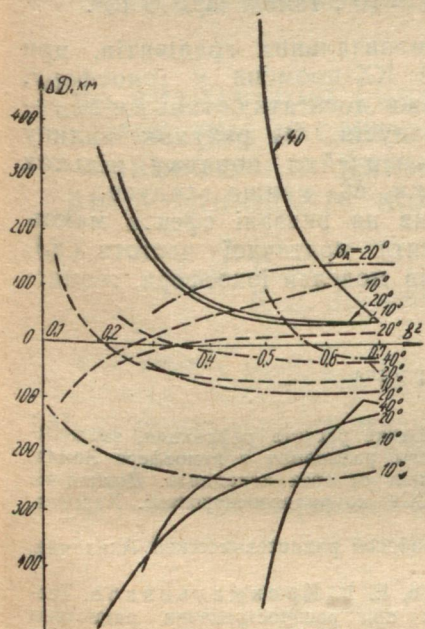


Рис. 2. Залежність зміни відстані ΔL одного стрибка КХ від b^2 .

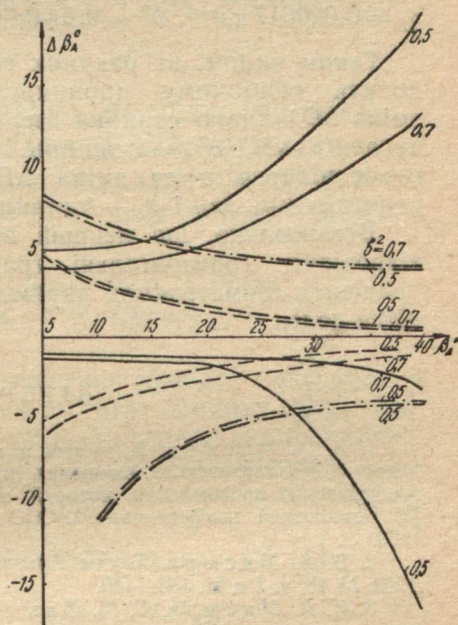


Рис. 3. Залежність зміни кута падіння променя на поверхню Землі за рахунок градієнтів $\Delta\beta_A$ від β_A .

Розрахунки $\Delta\beta$ і ΔL здійснено для звичайного променя при значеннях гірчостоти $f_H = 1,5 \text{ мГц}$, $f_0 = 6,3 \text{ мГц}$, $f = 20 \text{ мГц}$ і поширення, близького до поздовжнього.

З табл. 2 виходить, що для вказаних параметрів близько максимуму шару F_2 величина $D_{\Delta\beta}$ і $D_{\Delta L}$ максимальні і можуть досягти 20% і більше. На рис. 2 для ілюстрації наведено залежність зміни дальності одного стрибка КХ від b^2 .

За рахунок впливу горизонтальних градієнтів $\gamma_1 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$ (суцільні лінії), $\mu_1 = 17 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$ (пунктир) $\eta_1 = 17 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$ (штрихпунктир) параметрів іоносфери (див. підпис до рис. 1), для фіксованих кутів підвищення променя. Тут добре простежується переважний вплив градієнтів γ_1 . При наявності градієнта μ_1 (пунктирні криві) спостерігається зміна знака ΔD (наприклад, при $\beta_A = 10^\circ$ і $\mu_1 = 0,17 \cdot 10^{-3}$ це відбувається, коли $b^2 = 0,2$), ΔD може досягти значень $\sim 250 \text{ км}$.

На рис. 3 показано залежність $\Delta\beta_A$ від β_A . Тут добре простежується випадок так званого ковзного поширення, коли промінь паралельно до поверхні землі і поширюється шляхом послідовного відбиття від іоносфери. Так, наприклад, при $\mu_1 = 0,00017 \text{ км}^{-1}$, $b^2 = 0,5 \div 0,7$, і $\beta_A = 5^\circ$, $|\Delta\beta_A| > 5^\circ$, або при $\gamma_1 = 0,000017 \text{ км}^{-1}$, $b^2 = 0,5 \div 0,7$ $\beta_A = 10^\circ$, також $|\Delta\beta_A| > 10^\circ$.

Таким чином, за рахунок горизонтальних градієнтів, при досить глибокому проникненні КХ-променя у іоносферу, зміна ΔD одного стрибка і x_3 може досягати сотень км , Δz_{II} — десятків км , $\Delta\beta_A$ — одиниць градусів. За рахунок впливу геомагнітного поля зміна ΔD — звичайно порядку кількох десятків км , Δz_{II} і x_3 — одиниць км , $\Delta\beta_A$ менше градуса.

Встановлено, що менший вплив на вказані ефекти мають відповідно: горизонтальні градієнти критичної частоти (γ_i), градієнти геометричних параметрів моделей іоносфери, геомагнітне поле.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. А. Мисюра. К теории и методике расчета рефракции, запаздывания и доплеровского смещения частоты радиоволн в атмосфере Земли, коэффициент преломления которой зависит от трех координат. Доклад на IV Всесоюзной конференции МВССО СССР по радиоэлектронике. Харьков, 1960.

2. В. А. Мисюра. Труды Артиллерийской радиотехнической Академии, 1960, № 46, ч. I и II, 133—180.

3. В. А. Мисюра, Г. М. Баженов, Е. Б. Крохмальников. Теория и расчет эффектов, возникающих при распространении радиоволн в трехмерно-неоднородной атмосфере. Труды 8-й Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Ашхабад, 1967.

4. В. А. Мисюра, Е. Б. Крохмальников. Некоторые результаты исследования траектории КВ-луча в трехмерно-неоднородной ионосфере. Там же.

5. В. А. Мисюра и др. Сб. «9-я Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Авторефераты докладов», Харьков, 1969.

6. В. А. Мисюра и др. Результаты радиофизических ионосферных исследований за солнечный цикл по распространению радиоволн от косми-

ческих объектов. Доклад на XIII сессии КОСПАР (Ленинград, 1970), препринт.

7. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов, Г. М. Баженов, Е. Б. Крохмальников, Г. А. Дроздецкий. В сб. «Ионосферные исследования», № 21, «Наука», 1972, 93–103.

8. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов. Космические исследования, 1967, 5, 1, 82 ÷ 96.

9. В. А. Мисюра. «Геомагнетизм и аэрономия», 1969, 9, 4, 453.

10. В. А. Мисюра и др. В сб. «Тезисы докладов юбилейной научно-технической конференции. Радиофизический факультет Харьковского государственного университета», Харьков, 1970.

11. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1960.

12. В. А. Мисюра. Комплексные многолетние радиофизические исследования ионосферы, околоземного космического пространства и распространения радиоволн от космических объектов, в юбилейном сборнике АН УССР, 1973.

13. В. А. Мисюра и др. «К теории и расчету эффектов, возникающих при распространении радиоволн в околоземной гиротропной трехмерной неоднородной квазистационарной плазме», доклад на Международном симпозиуме УРСИ, Тбилиси, сентябрь 1971, препринт.

ДО ВИЗНАЧЕННЯ СКЛАДОВИХ ДОПЛЕРІВСЬКОГО ЗМІЩЕННЯ ЧАСТОТИ І ФАРАДЕІВСЬКОГО КУТА ПОВОРОТУ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СИГНАЛІВ ВИПРОМІНЮВАЧІВ, ЩО РУХАЮТЬСЯ В ІОНОСФЕРІ

А. М. Цимбал, І. І. Капанін, В. А. Поднос,
Б. В. Загвоздкін, А. К. Сурков

У зв'язку з необхідністю підвищення точності іоносферних досліджень (особливо на низьких частотах і малих кутах місця) досліджувались експериментально й теоретично іоносферні складові доплерівського зміщення частоти F_c і складові кута повороту площини поляризації Φ_ϕ різного ступеня відносно f^{-1} (f — частота випромінювання).

Представимо F_∂ з точністю до членів ступеня f^{-3} [1]:

$$F_\partial^{(3)} = F_{\partial v} + F_{\partial n} + F_{\partial 1} + F_{\partial 2} + F_{\partial 3}, \quad (1)$$

де $F_{\partial v}$ — вакуумна складова, $F_{\partial n}$ — тропосферна складова $F_{\partial 1, 2, 3}$ — іоносферні складові 1, 2 і 3 ступеня відносно f^{-1} .

Розрахунок для декількох моделей іоносфери складових $F_{\partial 1}$, $F_{\partial 2}$, $F_{\partial 3}$ на частотах 54 і 108 мГц показав [1–3], що $F_{\partial 2} \ll F_{\partial 1}$, а $F_{\partial 3}$ в усякому разі в кілька разів більша $F_{\partial 2}$. При малих кутах місця $F_{\partial 3}$ збільшується і може бути порядку $F_{\partial 1}$ [4].

Метод диференціального ефекту Доплера (ЕД) при використанні двох когерентних частот дає можливість, як відомо, виключити $F_{\partial 2}$ і $F_{\partial 1}$.

У цьому випадку вважається, що вклад іоносферної складової у F_{∂} повністю зумовлений членом $F_{\partial 1}$, тобто $F_{\partial 1}$ визначається неточно. Оскільки $F_{\partial 1}$ зв'язане з електронним вмістом

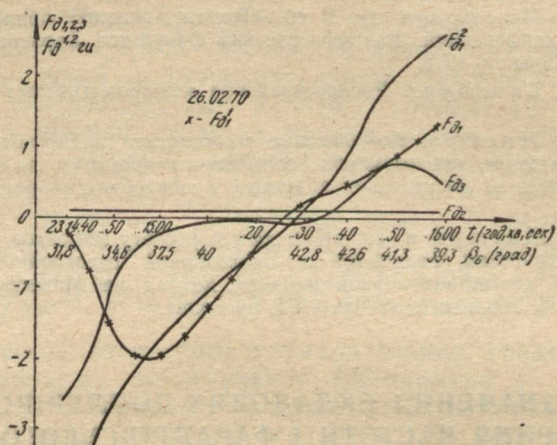


Рис. 1. Експериментальні залежності від часу реєстрації t і кута місця β_0 випромінювача іоносферних складових доплерівської частоти.

у вертикальному стовпі N_0 , то останнє також визначається з деякою похибкою, яка залежить від величини $F_{\partial 2}$ і $F_{\partial 3}$.

Одержати всі три іоносферні складові дозволяє наявність реєстрацій ЕД на трьох парах когерентних частот або ЕД на двох парах і ефекту Фарадея (ЕФ) на одній парі. Останнє дає можливість визначити член $F_{\partial 2}$, який у такому випадку збігається зі складовою фарадєївської частоти, пропорційною f^{-2} , з точністю до членів f^{-6} . На рис. 1 показано залежності $F_{\partial 1}$, $F_{\partial 2}$, $F_{\partial 3}$ для частоти 20 мГц від часу прольоту і кута місця β_0 випромінювача (сеанс 26.2.70), одержані експериментальним шляхом за одночасними реєстраціями ЕД сигналів випромінювача на 2-х парах когерентних частот (20—30; 20—90 мГц) і ЕФ на 2-х частотах (20 і 30 мГц), для випромінювача з висотою 370 км. Тут же наведено значення іоносферної складової $\sim f^{-1}$, одержані на одній парі когерентних частот (при нехтуванні членами $F_{\partial 2}$ і $F_{\partial 3}$) — $F_{\partial 1}^2$ і на двох парах (при нехтуванні $F_{\partial 2}$) — $F_{\partial 1}$ (хрестики).

На початку реєстрації $F_{\partial 3}$ за абсолютною величиною на порядок більша, ніж $F_{\partial 2}$, а наприкінці реєстрації — у 3—8 разів.

У ділянці верхньої кульмінації $F_{\partial 3}$ стає меншою за $F_{\partial 2}$. Це пояснюється збільшенням кута місця випромінювача при наближенні до точки верхньої кульмінації (цій точці відповідає найбільший кут місця) і, відповідно, зменшенням рефракції, яка в основному визначає член $F_{\partial 3}$.

Цікаво відзначити, що до точки верхньої кульмінації $F_{\partial 3}$ перевищує $F_{\partial 1}$. Для кривих $F_{\partial 1}$ і $F_{\partial 3}$ характерна асиметрія від-

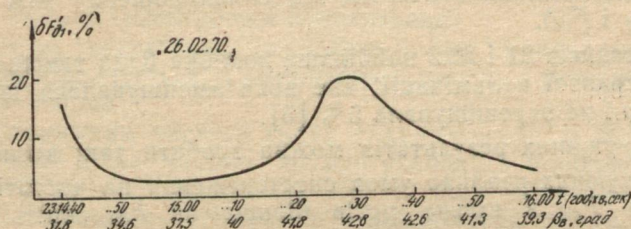


Рис. 2. Залежність від часу реєстрації t і кута місця β_B випромінювача відносної похибки $\delta F_{\partial 1}$.

носно точки верхньої кульмінації, що можна пояснити наявністю горизонтальних градієнтів електронної концентрації. Тоді як значення $F_{\partial 1}$ і $F_{\partial 2}$ добре збігаються, величина $F_{\partial 3}$ значно відрізняється від $F_{\partial 1}$; це пов'язано з нехтуванням $F_{\partial 3}$.

Одержані результати збігаються з даними [1—4].

Аналогічні залежності складових $F_{\partial 1,2,3}$ від часу реєстрації одержано і для двох інших сеансів спостереження випромінювача (21-го і 28.2.70), але кількісні співвідношення між складовими інші.

Для сеансу 21.2.70 $F_{\partial 3}$ до точки верхньої кульмінації за абсолютною величиною приблизно в 2 рази більше, ніж $F_{\partial 2}$, а до кінця реєстрації $F_{\partial 3}$ і $F_{\partial 2}$ порівнювані за величиною.

Для сеансу 28.2.70 [5] $F_{\partial 3}$ майже в усіх положеннях випромінювача у 3—6 разів більша, ніж $F_{\partial 2}$. Відмінність між $F_{\partial 1}$ і $F_{\partial 2}$ для цих двох сеансів до точки кульмінації незначна, після цієї точки відмінність збільшується, причому 28.2.70 вона більша, ніж 21.2 (21.2 випромінювач спостерігався під великими кутами місця, а електронна концентрація в максимумі ділянки F_2 була нижчою, ніж 28.2.70, відповідно — $1,8$ і $3,1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$).

Найбільша відмінність $F_{\partial 1}$ від $F_{\partial 2}$ спостерігається 26.2.70. Це пов'язано з тим, що випромінювач спостерігався під меншими кутами місця, ніж 21 і 28.2, а електронна концентрація була вищою ($4,2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$).

На рис. 2 наведено залежність від часу реєстрації і кута місця випромінювача відносної похибки $\delta F_{\partial 1}$, визначення іоносферної складової, пропорційної f^{-1} , одержаної за двома парами когерентних частот для сеансу спостереження 26.2.70.

Величину похибки визначено зі співвідношення $\delta F_{\partial 1} = |(F_{\partial 1} - F_{\partial 1}) / F_{\partial 1}| \sim f^{-1}$. Очевидно, що з підвищенням частоти випромінювача похибка зменшується. Найбільша похибка ($\approx 20\%$) спостерігається в ділянці верхньої кульмінації, дещо менша ($\sim 15\%$) — на початку сеансу.

Таку похибку на початку реєстрації можна пояснити малими величинами $F_{\partial 1}$ при порівняно малих кутах місця (очевидно, що похибка залежить від співвідношення між величинами $F_{\partial 1}$ і $F_{\partial 2}$).

Для сеансів 21 і 28.2 найбільша похибка була також поблизу точки верхньої кульмінації, але вона зменшувалася поза цієї ділянкою і не перевищувала 5% [5].

Із одержаних результатів можна зробити такі висновки.

За існуючих реально умов спостереження на частоті 20 мГц складова $F_{\partial 3}$ в кілька разів більша за $F_{\partial 2}$ скрізь уздовж траєкторії випромінювача, крім ділянки верхньої кульмінації, де значення $F_{\partial 3}$ стає меншим за $F_{\partial 2}$. У цій ділянці $F_{\partial 3}$ порівнювана за величиною з $F_{\partial 1}$. Поза ділянкою верхньої кульмінації $F_{\partial 3}$, як правило, в кілька разів менша за $F_{\partial 1}$, але при порівняно малих кутах місця і великій електронній концентрації може бути й протилежне, тобто $F_{\partial 3} > F_{\partial 1}$.

При визначенні іоносферної складової першого порядку відносно f^{-1} за двома когерентними частотами (тобто не враховуються члени $F_{\partial 2}$ і $F_{\partial 3}$), коли робоча частота достатньо низька (наприклад, 20 мГц), можуть бути значні похибки (при визначенні N_0 за цими даними похибка може досягти $\sim 50\%$). При порівняно малих кутах місця випромінювача значення іоносферної складової, пропорційної f^{-1} , одержані за двома когерентними частотами, можуть невірно показувати залежність цієї складової від часу реєстрації.

При використанні реєстрації ЕД на двох парах когерентних частот можемо визначати іоносферну складову, пропорційно f^{-1} , не враховуючи $F_{\partial 2}$ (особливо надійно на високих частотах). При цьому у випадку монотонної зміни $F_{\partial 1}$ найбільша похибка буде в ділянці верхньої кульмінації, де складові $F_{\partial 1}$ і $F_{\partial 3}$ міняють знак. Для немонотонної зміни $F_{\partial 1}$ похибка буде збільшуватись і при порівняно малих кутах місця випромінювача, де $F_{\partial 1}$ зменшується за абсолютною величиною.

Величина похибки змінюється пропорційно f^{-1} .

Перейдемо далі до ефекту Фарадея.

За умови квазіпоздовжнього поширення розкладанням $n_0 - n_n$ (n_0 і n_n — коефіцієнти заломлення для звичайної і незвичайної хвилі) у ряд за ступенями f^{-1} було одержано вираз для кута повороту площини поляризації Φ з точністю до членів f^{-6} . Для вибраної параболічно-експоненціальної моделі іоносфери при кутах місця $\beta_B > 20^\circ$ (виконувалась умова квазі-

поздовжнього поширення) було розраховано складові кута повороту, пропорціональні f^{-2} , f^{-4} , f^{-6} .

Як показали розрахунки, на частоті $f=20$ мГц найбільш значний вклад у фарадеївський кут ($\sim 95\%$) дає складова, пропорціональна f^{-2} , вклад членів $\sim f^{-4}$ близько 5%. Вклад складової, пропорціональної f^{-6} , надзвичайно малий.

Було досліджено залежність складових, пропорціональних f^{-2} , f^{-4} , f^{-6} , від координат випромінювача (висоти й кута місця) робочої частоти і електронної концентрації.

Одержані результати показують, що вклад складової $\sim f^{-4}$ в $\Phi_{\text{ф}}$ збільшується зі зменшенням висоти, в усякому разі — до висоти 400 км.

Зі збільшенням частоти вклад складової $\sim f^{-4}$ у $\Phi_{\text{ф}}$ швидко зменшується й на частоті 90 мГц становить приблизно 0,2% загального кута повороту. Зі збільшенням електронної концентрації складова $\sim f^{-2}$ зростає, збільшується вклад складової $\sim f^{-4}$ у $\Phi_{\text{ф}}$. А вклад складової $\sim f^{-6}$ у всіх випадках незначний або ж на порядок менший і його можна знехтувати.

Похибка визначення N_0 за формулами першого наближення [6,7] залежить, очевидно, від відношення $\Phi_{\varphi_2}/\Phi_{\varphi_1}$ ($\Phi_{\varphi_1} \sim f^{-2}$, $\Phi_{\varphi_2} \sim f^{-4}$).

Виходячи з цього, результати розрахунку можна сформулювати таким чином: при визначенні N_0 за формулами 1-го наближення для $\Phi_{\text{ф}}$ похибка буде зменшуватися зі збільшенням висоти й робочої частоти випромінювача і зменшенням електронної концентрації.

Отже, N_0 визначається за формулами першого наближення геометричної оптики з деякою похибкою, тому що при наявності реєстрації ЕФ на одній частоті і ЕД на двох частотах немає можливості врахувати складові $\sim f^{-4}$ в $\Phi_{\text{ф}}$ і f^{-2} , f^{-3} в Φ (Φ — приведена фаза в методі ЕД). Наявність одночасних реєстрацій ЕФ на двох частотах і ЕД на двох парах когерентних частот дає можливість порівняно просто врахувати вклад членів, пропорціональних f^{-4} в $\Phi_{\text{ф}}$ і f^{-3} в Φ і підвищити точність визначення N_0 .

Одержані експериментальні й теоретичні результати показують, що підвищення частот і використання кількох частот (двох і більше в ЕФ, трьох і більше в ЕД) може істотно підвищити точність визначення електронного вмісту.

ЛІТЕРАТУРА

1. A. J. Tucker, B. M. Fannin. J. Geophys. Res., 1968, 73, 13, 4325.
2. J. F. Willman. IEEE Trans. Aerospace Electronic Systems, 1965, 1, 283.
3. J. F. Willman, A. I. Tucker. J. Geophys. Res., 1968, 73, 1, 385.

4. L. E. Bertel. Proceeding of the Symposium on the Future Application of Satellite Beacon Experiments. Mak-Planck-Institut für Aeronomic, W-Germany, 1970, 4—1.

5. В. А. Мисюра, И. И. Капанин, В. А. Поднос, Ю. Г. Ерохин, М. Г. Трухан, А. М. Цымбал, А. К. Сурков, Л. А. Пивень, Е. М. Занимонский. Ионосферные измерения в разнесенных пунктах на средних и высоких широтах по распространению радиоволн от искусственных спутников Земли. Доклад на XV Генеральной Ассамблее МГГС. Москва, 1971, препринт. Див. ще: Program and abstracts for the XV IUGG General assembly. Moscow, 1971, Nauka, p. 475.

6. В. А. Мисюра. Сб. «Ионосферные исследования». «Наука», 1969, № 18, 120.

7. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, Е. Б. Крохмальников, В. М. Мигунов. Сб. «Исследования космического пространства». «Наука», 1965, 138.

ВЛАСНІ ЗНАЧЕННЯ ДЛЯ ГРАТКИ, РОЗМІЩЕНОЇ НА ШАРІ МАГНІТОДІЕЛЕКТРИКА

А. І. Адоніна, В. М. Комолов

При дослідженні частотноскануючих і логоперіодичних антен є необхідним теоретичний і експериментальний розгляд реальних і комплексних хвиль, скеровуваних відкритою періодичною

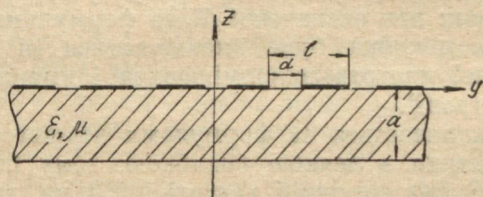


Рис. Плоска ґратка на шарі діелектрика.

структурою. Можливою реалізацією такої структури може бути плоский діелектричний шар кінцевої товщини, на одній із площин якого розміщена ґратка із нескінченно тонких металевих смужок, що мають ідеальну провідність. Типи хвиль (реальні, комплексні та ін.) визначаються власними значеннями, одержаними на основі рішення дисперсійного рівняння.

Установимо дисперсійне рівняння для ґратки, розміщеної на шарі діелектрика кінцевої товщини. Для цього необхідно розв'язати відповідну граничну задачу. Будемо розглядати хвилі, у яких постійна поширення вздовж осі OX (рис.) дорівнює нулю. Поставлена гранична задача тотожна задачі про дифракцію похило падаючої плоскої електромагнітної хвилі на ґратку, розміщену на межі шару магнітодіелектрика [1; 2]. Дисперсійне рівняння для досліджуваної структури одержуємо

шляхом прирівнювання визначника, одержаного в [2] до нуля для випадку E - і H -поляризованих хвиль. Прирівнюючи визначник системи безкінечних алгебраїчних рівнянь для E -поляризованих хвиль ([2] $\epsilon_1=1$, $\epsilon_2=\epsilon$) до нуля, одержимо дисперсійне рівняння для TH -хвиль

$$\Delta^E = \begin{vmatrix} \dots & \zeta_{-1}^E V_m^{-1} & \zeta_0^E V_m^0 & \zeta_1^E V_m^1 & \dots & \zeta_m^E V_m^m - 1 \\ \dots & \zeta_{-1}^E V_{\sigma}^{-1} & \zeta_0^E V_{\sigma}^0 & \zeta_1^E V_{\sigma}^1 & \dots & \dots \\ \dots & \zeta_{-1}^E V_0^{-1} & \zeta_0^E V_0^0 - 1 & \zeta_1^E V_0^1 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \zeta_{-m}^E V_{-m}^{-m} - 1 & \dots & \zeta_{-1}^E V_{-m}^{-1} & \zeta_0^E V_{-m}^0 & \zeta_1^E V_{-m}^1 & \dots \end{vmatrix} = 0. \quad (1)$$

Аналогічно для TE -хвиль, прирівнюючи визначник для H -поляризованих хвиль [2] до нуля, одержуємо дисперсійне рівняння

$$\Delta^H = \begin{vmatrix} \dots & \zeta_{-1}^H V_m^{-1} & \zeta_0^H V_m^0 & \zeta_1^H V_m^1 & \dots & \zeta_m^H V_m^m - 1 \\ \dots & \zeta_{-1}^H V_{\sigma}^{-1} & \zeta_0^H V_{\sigma}^0 & \zeta_1^H V_{\sigma}^1 & \dots & \dots \\ \dots & \zeta_{-1}^H V_0^{-1} & \zeta_0^H V_0^0 - 1 & \zeta_1^H V_0^1 & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \zeta_{-m}^H V_{-m}^{-m} - 1 & \dots & \zeta_{-1}^H V_{-m}^{-1} & \zeta_0^H V_{-m}^0 & \zeta_1^H V_{-m}^1 & \dots \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

де

$$\zeta_n^E = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\left| h_0 \frac{l}{2\pi} + n \right|}{\left(h_0 \frac{l}{2\pi} + n \right)} \sqrt{\frac{x^2}{\left(h_0 \frac{l}{2\pi} + n \right)^2} - 1} \cdot \frac{\chi_n^E}{\eta_n^E};$$

$$\zeta_n^H = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\left| h_0 \frac{l}{2\pi} + n \right|}{\left(h_0 \frac{l}{2\pi} + n \right)} \sqrt{\frac{x^2}{\left(h_0 \frac{l}{2\pi} + n \right)^2} - 1} \cdot \frac{\Omega}{\chi_n^H}.$$

Позначення χ_n^E , η_n^E , χ_n^H , Ω такі ж, як в роботі [2] при $\epsilon_1=1$, $\epsilon_2=\epsilon$, величини V_m^n , R_m — визначені в [3], V_{σ}^n і R_{σ} — в [1].

Визначники (1), (2) є нормальними [4], тому розв'язати їх можна методом утину. Враховуючи, що ζ_n^E , $\zeta_n^H \rightarrow 0 \left(\frac{1}{n^2} \right)$, припустимо, що при $|n| > N$ всі ζ_n^E і ζ_n^H , тоді власні значення можна розрахувати в ЕОМ, наприклад, методом Ньютона.

У випадку довгохвильового наближення ($x \ll 1$) можна допустити ζ_n^E або $\zeta_n^H = 0$ при $|n| = 1$, а дисперсійне рівняння $\Delta^E = 0$; $\Delta^H = 0$ записати в явному вигляді

$$\Delta^E = \gamma_0 + \gamma_{01} \frac{\gamma_{01} + i\gamma_0 \operatorname{ctg} \gamma_{01} a}{\gamma_0 + i\gamma_{01} \operatorname{ctg} \gamma_0 a} - i \frac{2\pi}{l} \frac{1}{\ln \cos \frac{\pi d}{2l}} = 0;$$

$$\Delta^H = \gamma_{01} + \epsilon \gamma_0 \frac{\gamma_{01} + i\epsilon \gamma_0 \operatorname{tg} \lambda_{01} a}{\epsilon \gamma_0 + i\gamma_{01} \operatorname{tg}_{01} a} + i\gamma_0 \gamma_{01} \frac{l}{2\pi} (1 + \epsilon) \ln \sin \frac{\pi d}{2l} = 0.$$

Рішення дисперсійних рівнянь дає можливість простежити поведінку хвильових чисел хвиль, спрямованих за розглядуваною структурою, при зміні параметрів структури.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. И. Адонина, В. П. Шестопапов. ЖТФ, т. 33, в. 6, 1963.
2. А. И. Адонина, А. М. Андрусенко, В. М. Комолов, Ю. Т. Репа. «Радиотехника», Изд-во ХГУ, в. 20, 1972.
3. З. С. Агранович, В. А. Марченко, В. П. Шестопапов. ЖТФ, т. 32, в. 4, 1962.
4. В. И. Злуниціна. «Радиотехника», Изд-во ХГУ, в. 4, 1967.

РОЗРАХУНОК ОДНОМІРНОЇ ХВИЛЕВОДНО-ЩІЛИННОЇ АНТЕННОЇ ГРАТКИ КРУГОВОЇ ТА ЕЛІПТИЧНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ З УРАХУВАННЯМ ВЗАЄМНОГО ВПЛИВУ ВИПРОМІНЮВАЧІВ

Л. П. Яцук, В. О. Катрич, Г. В. Жиронкіна

Розрахунок хвильоводно-щілинних антен еліптичної поляризації з хрестоподібними випромінювачами треба проводити з урахуванням внутрішньої і зовнішньої взаємодії випромінювачів, яка значно впливає на коефіцієнт еліптичності випромінюваного антеною поля [1].

Точне розв'язання системи рівнянь наведених магніторушійних сил (МРС) відносно напруг на щілинах [2] для антен з великим числом випромінювачів практично не здійснене. Із відомих наближених способів розрахунку найбільш загальним, з нашої точки зору, є спосіб послідовних наближень, розроблений В. М. Смирновим для розрахунку амплітудно-фазового розподілу (АФР) одномірної хвильоводно-щілинної ґратки лінійної поляризації. У даній роботі ми узагальнюємо цей спосіб щодо лінійної антени з Х-подібними щілинами, прорізними в широкій стінці прямокутного хвильоводу.

Розглянемо одномірну ґратку, яка складається із $N+1$ хрестоподібних щілин (нумерація ведеться від генератора, починаючи з нуля). Хвилевід збуджується хвилею одиначної амплітуди. За схемою В. М. Смирнова записуємо послідовно магнітне поле під нулевою, першою і т. д. щілинами, напруги на елементах хреста, зумовлені цим полем, і напруги, наведені зовні. У першому наближенні враховується вплив попередніх щілин на наступні.

Амплітуда магнітного поля під n -ю щілиною в першому наближенні запишеться так:

$$H'_n = \left(H'_{n-1} - V'_{\pm\vartheta, n-1} \frac{f_{\pm\vartheta, n-1}^{(-1)}}{N_{||}} - V'_{-\vartheta, n-1} \frac{f_{-\vartheta, n-1}^{(-1)}}{N_{||}} \right) e^{-j\theta_{n-1, n}}, \quad (1)$$

де $f_{\pm\vartheta}^{(-1)} = \alpha_{\text{тр}} \mp j\beta_{\text{гр}} - M^{\text{УС}}$ на щілинах, які складають хрестоподібну [2, 3, 4]; $N_{||} = 4P_0$, де P_0 — потужність хвилі основного типу одиначної амплітуди; $V_{\pm\vartheta, n-1}$ — повна напруга на $(n-1)$ -й щілині в першому наближенні, $\theta_{n-1, n}$ — електрична відстань між $(n-1)$ -ю і n -ю щілинами.

Напруги $V'_{\pm\vartheta, n}$, наведені магнітним полем на плечах хреста, похилених до поздовжньої осі під кутами ϑ і $-\vartheta$, запишуться так:

$$V'_{\pm\vartheta, n} = H'_n f_{\pm\vartheta, n}^{(1)} x_{\pm\vartheta, n}^{(1)} / Y_n, \quad (2)$$

де

$$x_{\pm\vartheta, n}^{(1)} = \left(1 - \frac{f_{\pm\vartheta, n}^{(1)}}{f_{\pm\vartheta, n}^{(1)}} \cdot \frac{Y_{12, n}^i}{Y_n} \right) \left[1 - \left(\frac{Y_{12, n}^i}{Y_n} \right)^2 \right],$$

$Y_{12, n}^i$ — внутрішня взаємна провідність елементів x - щілини [5],

Y_n — власна провідність похилої щілини.

Напруги на плечах n -ї щілини, наведені на ній по зовнішньому простору попередніми щілинами, можна записати у вигляді:

$$V_{\pm\vartheta, n}^{e'} = \sum_{k=0}^{n-1} (V'_{\pm\vartheta, k} L_{n, k_{||}}^e + V'_{-\vartheta, k} L_{n, k_{\perp}}^e), \quad (3)$$

$$V_{-\vartheta, n}^{e'} = \sum_{k=0}^{n-1} (V'_{-\vartheta, k} L_{n, k_{||}}^e + V'_{\vartheta, k} L_{n, k_{\perp}}^e),$$

де

$L_{n, k_{||}}^e = Y_{n, k_{||}}^e / Y_n$; $L_{n, k_{\perp}}^e = -Y_{n, k_{\perp}}^e / Y_n$; $Y_{n, k_{||}}^e$ і $Y_{n, k_{\perp}}^e$ — відповідно

зовнішні взаємні провідності паралельних і взаємно-ортогональних плечей Х-подібних щілин з номерами n і k .

Повна напруга першого наближення на плечах n -ї щілини дорівнює сумі напруг, наведених із середини хвилеводу (2) і по зовнішньому простору (3):

$$V_n = V'_n + V''_n. \quad (4)$$

У формулах для напруг на щілинах у другому наближенні враховуються відбиття від наступних щілин і напруги, наведені наступними щілинами на попередні.

Амплітуда магнітного поля під n -ю щілиною

$$H_n = \left[H_{n+1} - \frac{(V'_{\vartheta, n+1} + V''_{\vartheta, n+1}) f_{\vartheta, n+1}^{(1)}}{N_{|1|}} - \frac{(V'_{-\vartheta, n+1} + V''_{-\vartheta, n+1}) f_{-\vartheta, n+1}^{(1)}}{N_{|1|}} \right] e^{-j\theta_{n, n+1}}. \quad (5)$$

Повні напруги другого наближення на плечах n -ї щілини

$$V'_{\vartheta, n} = H_n \frac{f_{\vartheta, n}^{(-1)}}{Y_n} x_{\vartheta, n}^{(-1)} + \sum_{k=n+1}^N [(V'_{\vartheta, k} + V''_{\vartheta, k}) L_{n, k \parallel}^e + (V'_{-\vartheta, k} + V''_{-\vartheta, k}) L_{n, k \perp}^e], \quad (6)$$

$$V''_{-\vartheta, n} = H_n \frac{f_{-\vartheta, n}^{(-1)}}{Y_n} x_{-\vartheta, n}^{(-1)} + \sum_{k=n+1}^N [(V'_{-\vartheta, k} + V''_{-\vartheta, k}) L_{n, k \parallel}^e + (V'_{\vartheta, k} + V''_{\vartheta, k}) L_{n, k \perp}^e].$$

В третьому наближенні амплітуда поля під n -ю щілиною являє собою суму поля третього наближення під $(n-1)$ -ю щілиною і поля, збудженого в бік навантаження за рахунок напруги другого і третього наближення на $(n-1)$ -й щілині:

$$H_n = \left[H_{n-1} - \frac{f_{\vartheta, n-1}^{(-1)}}{N_{|1|}} (V''_{\vartheta, n-1} + V'''_{\vartheta, n-1}) - \frac{f_{-\vartheta, n-1}^{(-1)}}{N_{|1|}} (V''_{-\vartheta, n-1} + V'''_{-\vartheta, n-1}) \right] e^{-j\theta_{n, n-1}}. \quad (7)$$

Повна напруга третього наближення на плечах n -ї щілини

$$V'''_{\vartheta, n} = H_n \frac{f_{\vartheta, n}^{(1)}}{Y_n} x_{\vartheta, n}^{(1)} + \sum_{k=0}^{n-1} [(V''_{\vartheta, k} + V'''_{\vartheta, k}) L_{n, k \parallel}^e + (V''_{-\vartheta, k} + V'''_{-\vartheta, k}) L_{n, k \perp}^e], \quad (8)$$

$$V'''_{-\vartheta, n} = H_n \frac{f_{-\vartheta, n}^{(1)}}{Y_n} x_{-\vartheta, n}^{(1)} + \sum_{k=0}^{n-1} [(V''_{-\vartheta, k} + V'''_{-\vartheta, k}) L_{n, k \parallel}^e + (V''_{\vartheta, k} + V'''_{\vartheta, k}) L_{n, k \perp}^e].$$

Формули всіх парних і непарних наближень більш високого порядку можна одержати відповідно із попередніх парних і непарних наближень, збільшуючи кожний із індексів наближення на дві одиниці.

Повна напруга на плечах n -ї щілини дорівнює сумі напруг від всіх наближень:

$$V_n = \sum_{m=1}^S V_n^m, \text{ де } S — \text{число наближень.} \quad (9)$$

Результати розрахунку. З метою з'ясування впливу взаємного зв'язку хрестоподібних щілин на АФР і еліптичність випромінюваного поля на ЕОМ за формулами (1—9) був проведений чисельний розрахунок антенних систем з 9, 16, 46 Х-подібними вузькими щілинами кругової поляризації різної довжини

$(0,34 \leq \frac{2l}{\lambda} \leq 0,5)$, розташованими одна від одної на відстанях, рівних довжині хвилі у хвилеводі, на базі гладкого хвилеводу (переріз $23 \times 10 \text{ мм}^2$, $f=9375 \text{ мГц}$) та хвилеводу з «гребінкою» (переріз — $72,4 \times 34,2 \text{ мм}^2$, $f=3000 \text{ мГц}$) з різним коефіцієнтом уповільнення.

У результаті розрахунків з'ясувалося, що амплітудні розподіли (АР) напруг на Х-подібних щілинах, прорізаних у гладкому хвилеводі, розраховані з урахуванням і без урахування зовнішнього взаємного впливу (у припущенні, що $Y_{12}^i = 0$), мають експоненціальний характер і практично не відрізняються один від одного. Різниця між ними для щілин довжиною 11—15 мм не перевищує 4%. На випадок більш близького розташування Х-щілин (біля $0,6\lambda$) у хвилеводі з «гребінкою» розраховані в такий спосіб АР різняться на 10—17%.

Додаткове врахування взаємного зв'язку між плечами Х-щілини ($Y_{12}^i \neq 0$) для гладкого хвилеводу приводить до більш значної різниці АР від АР, розрахованого без урахування наявності будь-яких зв'язків між елементами антенної ґратки (1—15%).

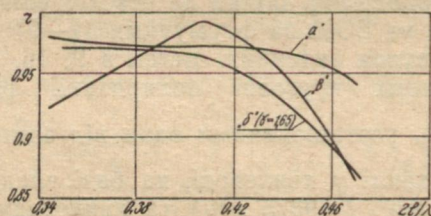
Фазовий розподіл напруги вздовж системи — лінійний.

Під впливом зовнішнього взаємного зв'язку амплітуди напруг на плечах Х-щілини стають не однаковими, а різниця фаз відрізняється від $n \frac{\pi}{2}$ ($n=1, 3, \dots$). Так, для розглянутих систем з 9-елементною ґраткою амплітуди напруг на плечах хреста різняться на 1—9%, а відхилення різниці фаз від $\frac{\pi}{2}$ досягає 0,1 rad. Для 9-елементних систем на базі хвилеводу з «гребінкою» амплітуди різняться на 1—17%, а відхилення різниці фаз від $\frac{\pi}{2}$ досягає 0,11 rad. На випадок гладкого хвилеводу, коли

$Y_{11}^i \neq 0$, амплітуди напруг на плечах деяких щілин відрізняються на 15%, а відхилення різниці фаз від $\frac{\pi}{2}$ досягає 0,17 рад.

Все це веде до того, що коефіцієнт еліптичності поля, випромінюваного кожною щілиною і системою в цілому, не досягає одиниці (рис.). Коефіцієнт еліптичності 9-елементної ґратки на базі гладкого хвильоводу, розрахований з урахуванням зовнішнього взаємного зв'язку (в припущенні, що $Y_{12}^i = 0$), дорівнює 0,95—0,98 (крива a).

Додаткове врахування взаємного зв'язку між плечами



Х-щілини викликає більш значну зміну коефіцієнта еліптичності поля, випромінюваного антеною (крива b). Треба відзначити, що коефіцієнт еліптичності в даному випадку найбільший для системи з щілинами довжиною 13 мм.

Зовнішній взаємний зв'язок у системах на базі хвильоводу з «гребінкою» веде до більшої зміни коефіцієнта еліптичності (крива b), ніж у гладкому хвильоводі (крива a).

ЛІТЕРАТУРА

1. Л. П. Яцук. «Антенно-фидерные и измерительные устройства сверх-высоких частот». Изд-во ХГУ, Харьков, 1971.
2. Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон. «Антенно-фидерные устройства», ч. II. Изд-во ВВИА им. Н. С. Жуковского, 1959.
3. Л. П. Яцук, Ю. В. Шубарин. «Радиотехника и электроника», 12, № 6, 1967.
4. Л. П. Яцук, В. А. Катрич. «Радиотехника», Изд-во ХГУ, Харьков, вып. 5, 1970.
5. Л. П. Яцук, В. А. Катрич, А. В. Жиронкина. Тезисы докладов юбилейной научно-технической конференции, ХГУ, Харьков, 1971.

ДІАПАЗОННІ ВЛАСТИВОСТІ РУПОРНИХ АНТЕН КРУГОВОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ НА ОСНОВІ 3-ДБ ЩІЛИННИХ МОСТІВ ЗІ ЗВ'ЯЗКОМ ПО ШИРОКІЙ СТІНЦІ ХВИЛЕВОДУ

М. М. Горобець, А. Ф. Ляховський

В [1] показано, що рупорні антени на основі 3-дб щілинних мостів зі зв'язком по вузькій стінці хвильоводу забезпечують випромінювання з близькою до кругової поляризацією в широкому діапазоні довжин хвиль. Подібні антени можуть бути створені

також на хвилеводно-щілинних мостах із зв'язком по широкій стінці хвилеводу.

Конструкція таких антен не відрізняється від розглянутих в [1, 2], але поперечні розміри моста та всієї антени дещо менші.

Як відомо [3, 4], 3-дб хвилеводно-щілинний міст зі зв'язком по широкій стінці хвилеводу можна створити двома видами області зв'язку: коаксіальною з робочими хвилями типу ТЕМ та H_{11} в коаксіалі і — порожнистою з робочими хвилями типу H_{10} та H_{11} .

Для щілинного моста з коаксіальною областю зв'язку в літературі інші дані, крім опису його принципу дії в [3], не зустрічаються.

У [4] показано, що щілинний міст із порожнистою областю зв'язку має робочі хвилі типу H_{10} і H_{11} ; теоретично та експериментально розглядаються деякі його параметри. Але такі важливі параметри, як КСХН (коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі) і розв'язок, приведені в неявному вигляді, а фазові співвідношення вихідних хвиль моста взагалі не розглядаються.

Розподіл амплітуд хвиль між вихідними плечами моста в діапазоні можна описати формулою:

$$\left| \frac{\dot{E}_2}{\dot{E}_3} \right| = \operatorname{ctg} \frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2),$$

де φ_1 — набігання фази хвилі ТЕМ (H_{10} — у хвилеводі) за рахунок поширення її вздовж області зв'язку, φ_2 — набігання фази хвилі H_{11} в коаксіалі (у хвилеводі) за рахунок поширення її вздовж області зв'язку. При цьому різниця фаз хвиль у вихідних плечах моста вважається рівною 90° в усьому діапазоні.

Виходячи з цього, поляризаційні характеристики антен на основі 3-дб щілинних мостів у діапазоні в головному максимумі випромінення визначаються коефіцієнтом еліптичності:

$$r = \left[\operatorname{ctg} \frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2) \right]^{\pm 1}.$$

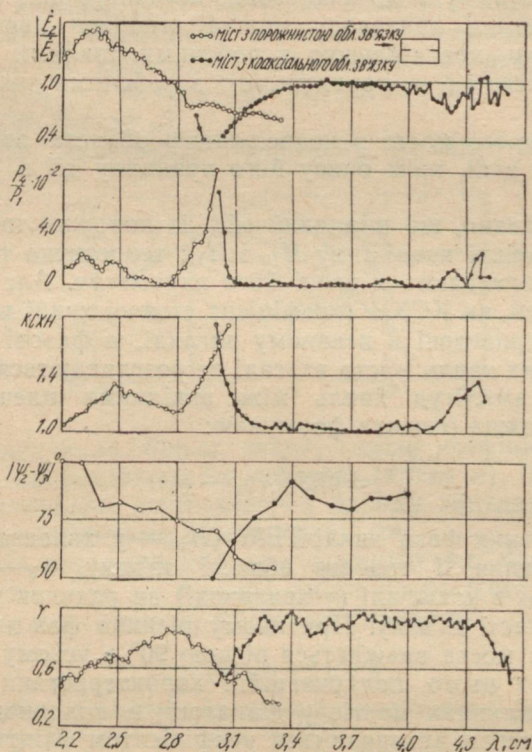
Наведені формули є наближеними, тому що не враховують впливу кінців області зв'язку на фазу хвилі ТЕМ для моста з коаксіальною областю і на фазу хвилі H_{11} для моста з порожнистою областю зв'язку, а також впливу вищих типів хвиль.

Як показано в [1], врахування цих факторів в 3-дб щілинному мості зі зв'язком по вузькій стінці хвилеводу вносить істотні поправки. У зв'язку з цим необхідне більш повне й більш детальне дослідження властивостей щілинних мостів у діапазоні частот.

Експериментально досліджувалися мости двох типів: з коаксіальною областю зв'язку (поперечний розмір зовнішнього провідника 23×23 мм² і внутрішнього — 10×3 мм², довжина об-

ласті зв'язку 32 мм) та з порожнистою областю зв'язку (поперечний розріз квадратної форми розміром 23×23 мм², довжина області зв'язку 21 мм).

У робочих діапазонах щільних мостів експериментально досліджені: розподіл амплітуд і різниця фаз хвиль у вихідних



плечах, розв'язок та КСХН вхідного плеча при погодженні решти плечей.

Як видно із рисунка, на якому показані результати експерименту, щільний міст із коаксіальною областю зв'язку має розподіл не гірше рівня 0,7 в 31% смузі частот при середній довжині хвилі 3,8 см.

У цьому ж діапазоні в розв'язане плече відгалуджується не більше 7% підведеної на вхід енергії, КСХН входу залишається не гірше 1,4, а різниця фаз хвиль у вихідних плечах змінюється від 80° до 100°. При розробці кругополяризованої антени на основі таких мостів треба мати на увазі, що при живленні моста через плече 1 хвиля на виході в плечі 3 випереджає по фазі хвилю в плечі 2.

Щілинний міст із порожнистою областю зв'язку має розподіл не гірше рівня 0,7 в 25% діапазоні відносно середньої довжини хвилі 2,6 см. У цьому ж діапазоні розв'язок становить не більше 4% підведеної енергії, КСХН входу не гірше 1,4, а різниця фаз вихідних хвиль змінюється від 100° до 70°. У мості з порожнистою областю зв'язку при живленні в плече 1 хвиля в плечі 2 випереджає по фазі хвилю в плечі 3.

Результати дослідження коефіцієнта еліптичності в головному максимумі випромінювання антен на основі 3-дб щілинних мостів зі зв'язком по широкій стінці хвилеводу представлено також на рисунку. Для антен на основі моста з коаксialною областю зв'язку коефіцієнт еліптичності залишається не гірше рівня 0,7 в 35% смузі частот відносно середньої довжини хвилі 3,8 см, а для антени на основі моста з порожнистою областю зв'язку — в 18% смузі частот при середній довжині хвилі 2,6 см.

Таким чином, щілинні мости зі зв'язком по широкій стінці хвилеводу є ширококутовими пристроями й антени на їх основі забезпечують високий коефіцієнт еліптичності в широкому діапазоні хвиль.

Як видно із результатів експерименту, щілинні мости з коаксialною областю зв'язку доцільно застосовувати в довгохвильовій частині робочого діапазону хвилеводу, а мости з порожнистою областю зв'язку — в короткохвильовій.

ЛІТЕРАТУРА

1. С. В. Бутакова, Н. Н. Горобец, А. Ф. Ляховский. Сб. «Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот». Изд-во ХГУ, Харьков, 1971.
2. Н. Н. Горобец. Сб. «Радиотехника», вып. 11. Изд-во ХГУ, Харьков, 1969.
3. Патерсон. Англ. пат., кл. 40 (8), № 786645, 20.11.1957.
4. Faud Surial Atiya. «AEU», Bd. 18, № 8, 1964.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ НА СИСТЕМІ З ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ТОНКИХ ДИСКІВ У ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ

М. І. Українець, М. А. Хижняк

У цій роботі викладено результати експериментального дослідження коефіцієнта відбиття від двох тонких діелектричних дисків, розміщених у прямокутному хвилеводі, в області довжин хвиль 2,89—3,96 см. Діелектричні диски були виготовлені з титанату барія з $\epsilon=83,2$. Діаметр дисків дорівнював 4,8 мм, їх товщина — 0,2 мм. Диски розташовувалися у вимірювальній

секції так, що площа дисків збігалася з площиною поперечного перерізу хвильоводу. Вимірювальна секція являє собою спеціально сконструйований пристрій з мікрометричними гвинтами для переміщення неоднорідностей у хвильоводі. Конструкція вимірювального пристрою дозволяла розміщати неоднорідності в будь-якому місці хвильоводу. Диски розташовувалися в геометричному центрі поперечного перерізу хвильоводу. Один з дисків був нерухомим, а другий переміщувався вздовж осі z

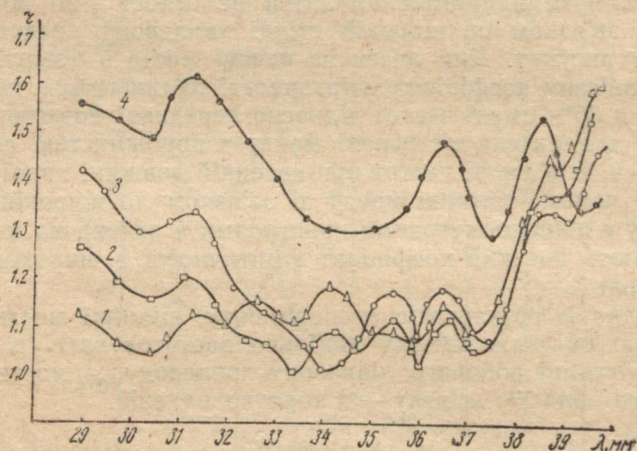


Рис. 1. Залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини розсіяної хвилі для двох діелектричних дисків. Відстань між дисками $z=8$ мм (крива 1), $z=10$ мм (крива 2), $z=12$ мм (крива 3), $z=18$ мм (крива 4).

хвильоводу. Вимірювання здійснювалися за блок-схемою, що складалася з генератора сигналів, феритового вентиля, вимірювальної лінії, вимірювальної секції, погодженого навантаження та індикатора. Вся установка виконана на хвильоводі з перерізом 10×23 мм. Оскільки модуль коефіцієнта відбиття має відомий зв'язок з коефіцієнтом стоячої хвилі, то безпосередньо вивчалися залежності коефіцієнтів стоячих хвиль від довжини розсіяної хвилі для різних відстаней z між дисками. Дослідження здійснювалися для основної хвилі H_{10} . На початку діапазону зі збільшенням відстані z від 0 до 7 мм характерним є зменшення коефіцієнтів стоячих хвиль. Так, на довжині хвилі 28,90 мм коефіцієнти стоячих хвиль зменшуються від 1,40 до 1,06 при збільшенні відстані між дисками від 0 до 7 мм відповідно. Подальше збільшення відстані між дисками, як це впливає з графіків, наведених на рис. 1, веде до збільшення коефіцієнтів стоячих хвиль від 1,06 до 1,55 для $z=18$ мм. У кінці досліджуваного діапазону при збільшенні відстані від 0 до

2 мм спостерігається деяке збільшення коефіцієнтів стоячих хвиль. Так, наприклад, на довжині хвилі $\lambda = 39,59$ мм (λ — довжина хвилі у вільному просторі) коефіцієнт стоячої хвилі для $z=0$ дорівнює 1,80, а для $z=2$ мм, КСХ=1,88. Далі зі збільшенням відстані між діелектричними дисками коефіцієнти стоячих хвиль зменшуються й досягають величини 1,36 для $z=18$ мм.

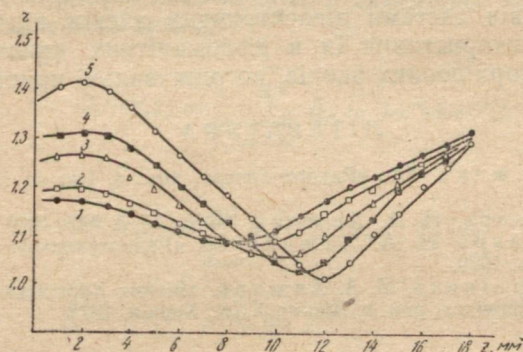


Рис. 2. Залежність коефіцієнтів стоячих хвиль від відстані між дисками. Довжина розсіяної хвилі $\lambda = 35,25$ мм (крива 1), $\lambda = 34,98$ мм (крива 2), $\lambda = 34,80$ мм (крива 3), $\lambda = 34,62$ мм (крива 4), $\lambda = 34,25$ мм (крива 5).

Таку поведінку кривих в області довгих хвиль для малих відстаней z між діелектричними дисками можна, мабуть, пояснити взаємовпливом дисків у близькій зоні.

Далі з кривих, наведених на рис. 1, випливає, що на деяких довжинах хвиль виникають резонанси системи. Найбільш чітко вони спостерігаються для кривої 4, що відповідає відстані між діелектричними дисками, рівній 18 мм, на довжинах хвиль $\lambda = 31,27$ мм, $\lambda = 36,45$ мм, $\lambda = 38,50$ мм. Певна річ, ці резонанси для системи з двох діелектричних дисків відрізняються від резонансів для діелектричної кульки або еліпсоїда обертання, розглянутих в роботах [1—4], величинами коефіцієнтів стоячих хвиль і добротністю резонансної кривої.

Варто звернути увагу на ту обставину, що, змінюючи відстань між дисками, можна добитися істотного зменшення коефіцієнтів стоячих хвиль у досить широкій смузі довжин хвиль. Так, наприклад, при зміні відстані між дисками від $z = 10$ мм до $z = 12$ мм в області довжин хвиль $\lambda = 33,38$ — $34,25$ мм КСХ системи не гірше 1,01.

З рис. 2 видно, що при зміні довжини розсіяної хвилі від $\lambda = 34,25$ мм до $\lambda = 35,25$ мм мінімум КСХ зміщується в напрямі збільшення відстані z між дисками. Це зміщення можна пояс-

нити тим, що, починаючи з деяких частот, відбиті хвилі від першого і другого дисків знаходяться в протилежних фазах і компенсують одна одну. У хвильоводному тракті встановлюється режим біжучої хвилі.

Таким чином, проведене дослідження стверджує наявність дисперсійних властивостей розсіяння електромагнітних хвиль на системі з двох тонких діелектричних дисків. Особливості відбиття хвиль від системи діелектричних дисків підтверджують можливість використання їх в різноманітних пристроях НВЧ (трансформатори повних опорів, погоджувальні пристрої та ін.).

ЛІТЕРАТУРА

1. Н. А. Хижняк. Сб. «Радиотехника», вып. 4. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.
2. А. И. Козарь, Н. А. Хижняк. УФЖ, 15, 5, 847, 1970.
3. А. И. Козарь, Н. А. Хижняк. Сб. «Радиотехника», вып. 14. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.
4. М. І. Українець, М. А. Хижняк. «Вісник Харківського ун-ту. Радіофізика і електроніка», вип. 1. Вид-во ХДУ, Харків, 1972.

ВЛАСНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ КОЛИВАННЯ ЦИЛІНДРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА СПЕЦІАЛЬНОГО ТИПУ

В. С. Чумаченко

Порожнисті резонатори є одними з основних елементів понад-високочастотної апаратури різного призначення. В оптичних квантових генераторах, наприклад, як коливальна система застосовуються відкриті резонатори. Останні відмітні тим, що всі їх розміри більше довжини хвилі, а спектр їх власних частот розріджений у порівнянні зі спектром частот замкнутих резонансних об'ємів тих же розмірів.

В даній роботі одержано характеристичне рівняння для власних частот циліндричного резонатора, осьовий переріз якого зображено на рисунку в [1]. Розглянемо випадок симетричних коливань електричного типу.

Електромагнітне поле можна описати за допомогою однокомпонентного електричного вектора Герца:

$$\vec{\Pi} = \vec{z}_0 \Pi(r, z) e^{-i\omega t}. \quad (1)$$

Складові векторів електричного і магнітного полів пов'язані з (1) відомим способом

$$E_z = k^2 \Pi(r, z) + \frac{\partial^2 \Pi(r, z)}{\partial z^2}; \quad (2)$$

$$E_r = \frac{\partial^2 \Pi(r, z)}{\partial r \partial z};$$

$$H_\varphi = ik \frac{\partial \Pi(r, z)}{\partial r}.$$

Потенціали Герца, що забезпечують виконання відповідних граничних умов, мають вигляд

$$\Pi^{(1)}(r, z) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n J_0(p_n r) \varphi_n(z); \quad (3)$$

$$\Pi^{(2)}(r, z) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m H_0^{(1)}(q_m r) \psi_m(z). \quad (4)$$

$$p_n^2 = k^2 - \frac{\pi^2 n^2}{l^2},$$

$$q_m^2 = k^2 - \frac{\pi^2 m^2}{4d^2},$$

$$\varphi_n(z) = e^{i \frac{\pi n}{l} z},$$

$$\psi_m(z) = \cos \frac{\pi m}{2d} (z + d),$$

$2l$ і $2d$ — висота широкої і вузької частин резонатора відповідно, a — радіус граничної поверхні між I і II областями.

В зв'язку з різними представленнями потенціалів (3) і (4) необхідно вимагати виконання таких граничних умов (при $r=a$)

$$E_z^{(1)} = \begin{cases} 0, & d < |z| < l \\ E_z^{(2)}, & |z| < d \end{cases}; \quad (5)$$

$$H_\varphi^{(1)} = H_\varphi^{(2)}, \quad |z| < d.$$

За допомогою умови (5) прийдемо до такого рівняння, яким повинні задовольняти шукані коефіцієнти A_n і a_m :

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n^2 R_n^r \varphi_n(z) = \begin{cases} 0, & d < |z| < l \\ 2 \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m^2 Q_m \psi_m(z), & |z| < d \end{cases} \quad (6a)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n R'_n \varphi_n(z) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m Q'_m \psi_m(z), \quad |z| < d. \quad (66)$$

Виражаючи коефіцієнти a_m через A_n за допомогою умов (6 б) і, скористувавшись цим зв'язком, із (6 а) одержимо безконечні системи однорідних лінійних алгебраїчних рівнянь другого ряду відносно коефіцієнтів A_n .

$$A_n p_n R_n - \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s p_s R'_s F_{sn} = 0, \quad (7)$$

где

$$F_{sn} = \sum_{m=0}^{\infty} q_m \frac{Q_m}{Q'_m} L_{mn} k_{ms},$$

$$R_n = J_0(p_n a); \quad R'_n = J'_0(p_n a);$$

$$Q_m = H_0^{(1)}(q_m a); \quad Q'_m = H_0^{(1)'}(q_m a);$$

$$L_{mn} = \frac{2n\theta^2}{2n\theta + m} S_{mn} e^{im\frac{\pi}{2}};$$

$$k_{ms} = (2 - \delta_0^m) \frac{2s\theta}{2s\theta + m} S_{ms} e^{-im\frac{\pi}{2}};$$

$$S_{mn} = \gamma_{mn}^{-1} \sin \gamma_{mn}; \quad \gamma_{mn} = \pi \left(n\theta - \frac{m}{2} \right);$$

$$S_{ms} = \gamma_{ms}^{-1} \sin \gamma_{ms}; \quad \gamma_{ms} = \pi \left(s\theta - \frac{m}{2} \right);$$

$$\theta = \frac{d}{l}.$$

Для випадку $\theta^2 \ll 1$ із (7) одержуємо таке характеристичне рівняння для визначення власних частот резонатора, що розглядається:

$$1 - k\theta \frac{Q_0}{Q'_0} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{R'_s}{R_s} \frac{T_{0s}^2}{p_s} = 0; \quad (8)$$

$$T_{0s} = \frac{\sin \pi \theta s}{\pi \theta s}.$$

В загальному випадку довільних значень Θ частоти знаходяться з умови рівності нулю визначника системи (7).

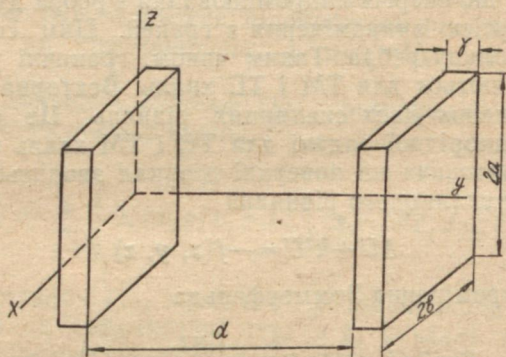
ЛІТЕРАТУРА

1. Г. К. Снурникова, О. А. Третьяков. Желобковый волновод. «Радиотехника», вып. 15. Изд-во ХГУ, Харьков, 1970.
2. В. Г. Сологуб. «Радиотехника», вып. 4. Изд-во ХГУ, Харьков, 1967.

ПРО ВЛАСНІ КОЛИВАННЯ У ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ БЕЗ УРАХУВАННЯ ВПЛИВУ РЕБЕР

В. О. Галета, А. О. Олександрова

У даній роботі розглядаються просторові задачі розподілу полів у відкритих резонаторах та лініях передач. Ми уточнюємо інтегральні рівняння відкритих систем, представлені в [1, 2]. Як основну методику їх розв'язання використовуємо метод наближеного розв'язання інтегрального рівняння з допомогою



асимптотичних поліномів другого роду [3]. Ця методика дає можливість знайти точне значення похибки обчислень.

1. Загальна постановка задачі. Розглянемо резонатор, зображений на рисунку. Для дослідження полів у такій геометрії потрібно розглядати неоднорідну нестационарну систему рівнянь Максвелла з нульовими початковими та граничними умовами на поверхні дзеркал. Рішення такої задачі може бути зображено у вигляді інтеграла Фур'є, де спектральні функції мають задовольняти неоднорідній стаціонарній системі рівнянь Максвелла, умовам випромінювання Зоммерфельда і граничним умовам на поверхні дзеркал. Як відомо [2], рішення рівняння Мак-

свелла може бути в загально-циліндричних і сферичних системах координат представлене у вигляді

$$\vec{E} = \text{rot rot} (U \vec{l}_\eta) + ik \text{rot} (V \vec{l}_\eta) - f_1 \vec{l}_\eta;$$

$$\vec{H} = -ik \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \text{rot} (U \vec{l}_\eta) + \text{rot rot} (V \vec{l}_\eta),$$

де $\vec{l}_\eta$ — одиничний вектор уздовж виділеного напрямку в циліндричній і радіус-вектор у сферичній системах; $k = k_0 \sqrt{\epsilon \mu}$, причому в циліндричних системах скалярні функції U і V є рішеннями хвильового рівняння

$$(\Delta + k^2)U = -f_1; \quad (\Delta + k^2)V = -f_2.$$

Функції f_1 і f_2 визначаються також у j , який повинен бути представлений в такому вигляді:

$$\vec{j} = -i \left(\frac{ck}{4\pi} \right) f_1 \vec{l}_\eta + \left(\frac{c}{4\pi} \right) \text{rot} (f_2 \vec{l}_\eta).$$

Припускаємо, що енергія випромінювання з ребра дуже мала, порівняно з енергією випромінювання з граней. Цим самим ми не враховуємо впливу ребра. Таким чином, граничні умови Леонтовича розділяються для ТМ і ТЕ хвиль. Векторна задача зводиться до рішення двох скалярних рівнянь. Це означає, що розв'язок неоднорідної задачі для ТЕ і ТМ хвиль в резонаторі з умовою Леонтовича на поверхні дзеркал зводиться до рішення хвильового скалярного рівняння

$$\Delta U + k^2 U = -f(x, y, z)$$

при умові випромінювання Зоммерфельда

$$\lim_{R \rightarrow \infty} RU < M, \quad \lim_{R \rightarrow \infty} R \left(\frac{\partial U}{\partial R} - ikU \right) = 0,$$

граничних умовах на поверхні дзеркал

$$\frac{\partial U}{\partial n_j} - ik\beta_j U = 0 \quad \text{на } S_j, \quad j = 1, 2,$$

де n_j — нормаль до поверхні, $\beta_j = \frac{\omega_j}{\omega_0} = \sqrt{\frac{\mu_j \epsilon}{\epsilon_j \mu}}$ для ТМ хвиль, та вимоги обмежування U на краях пластинки. Ми вважаємо, що $U \neq 0$, $\frac{\partial U}{\partial n} \neq 0$ на зовнішній поверхні пластин. Далі, використовуючи методику виводу інтегральних рівнянь, описану

в [2], одержуємо систему двох неоднорідних інтегральних рівнянь

$$2\pi U_e(x_1, z_1) = \sum_{j=1}^2 ik \int_{S_j} \frac{l^{ikR_{ej}}}{R_{ej}} \left(\beta_j - \cos \theta_{ej} + \frac{\cos \theta_{ej}}{ikR_{ej}} \right) U_j dS_j + F_e(x_1, z_1),$$

$$l = 1, 2, \quad (1)$$

де S_j — вся поверхня дзеркал, на відміну від [2], де під S_j розуміють внутрішню поверхню дзеркал. x_1, x_2, z_1, z_2 — координати поверхні першого та другого дзеркал.

Через θ_{ej} позначено кути між нормальми n_j і векторами R_{ej} , R_{ej} — відстань між точкою M_e , розташованою на дзеркалі S_e , та точкою інтегрування N_j на дзеркалі S_j .

$$F_e(x_1, z_1) = \int_{V_0} \frac{l^{ikR_e}}{R_e} f(N) dV, \quad R_e = |M_e N|.$$

Взагалі, функція $f(N)$ в обмеженій області V_0 не дорівнює нулю, але в даному випадку джерел немає, тому ми розв'язуємо задачу про власні коливання відкритого резонатора.

Нехай після багаторазових відображень від дзеркал поле наближається до стаціонарного і $\mu U_1 = U_2$, де μ — деяка стала.

Після цих допущень система (1) перетворюється в систему однорідних інтегральних рівнянь:

$$\mu U_e(x_1, z_1) = \sum_{j=1}^2 \int_{S_j} K(x_1, z_1, x_2, z_2) U_e(x_2, z_2) dx_2 dz_2, \quad l = 1, 2. \quad (2)$$

Розв'язуючи рівняння (2), визначимо розподіл полів на дзеркалах резонатора на дифракційні втрати δ , зв'язані з власними значеннями μ відомим співвідношенням $\delta = 1 - |\mu|^2$.

2. Рішення інтегрального рівняння для плоского резонатора. Розглянемо відкритий резонатор з плоскими ідентичними дзеркалами. Запишемо систему для резонатора з дзеркал, ненульової товщини γ . Спрямовуючи γ до нуля, зведемо рівняння до вигляду

$$\mu U_e(x_1, z_1) = \frac{ik}{2\pi} \int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} \left\{ \frac{\exp(ik\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + d^2})}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + d^2}} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\beta - \frac{d}{\sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + d^2}} + \frac{d}{ik[(x_1 - x_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 + d^2]} \right] \right\} dx_2 dz_2$$

$$+ \frac{\exp(ik\sqrt{(x_1-x_2)^2+(z_1-z_2)^2})}{V(x_1-x_2)^2+(z_1-z_2)^2} \beta(U_e(x_2, z_2)+U_j(x_2, z_2))\} dx_2 dz_2, \quad (3)$$

де d — відстань між дзеркалами, a, b — розміри дзеркал, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ — довжина хвиль у вільному просторі $e=1,2; j=2,1$.

Рівняння (3) будемо розв'язувати таким чином. Представимо невідому функцію $U(x, z)$ у вигляді асимптотичного поліному другого роду [3]

$$U(x_1, z_1) = \sum_{i,j=0}^n a_{ij} \lambda_1^i z_1^j. \quad (4)$$

Підставляючи апроксимацію шуканої функції разом із її похибкою в рівняння (3), одержуємо систему лінійних однорідних алгебраїчних рівнянь

$$\sum_{i,j=0}^n a_{ij} \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1}\right)^i \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1}\right)^j = \sum_{i,j=0}^n a_{ij} B_{ijk_1 k_2}, \quad (5)$$

$$k_1 = 0, \dots, n+1, \\ k_2 = 0, \dots, n+1,$$

з якої знаходимо невідомі коефіцієнти a_{ij} . Система алгебраїчних рівнянь являється нескінченною. Для знаходження коефіцієнтів a_{ij} рішення системи будемо апроксимувати рішенням урізаних систем алгебраїчних рівнянь. Через те, що формули для елементів $B_{ijk_1 k_2}$ займають багато місця, виписувати тут ми їх не будемо.

Із (3), (4) легко одержати рівняння, відповідні квазіоптичним наближенням. Для цього необхідно домогтися виконання нерівностей $ka \gg 1$, $kd \gg 1$, $d^2 \gg a^2$. Невідома функція, задовільна для рівняння (3), представлена у вигляді (4), коефіцієнти a_{ij} є розв'язком системи (5), в якій $B_{ijk_1 k_2}$ знаходиться за формулою

$$B_{ijk_1 k_2} = \frac{kd}{\pi} l^{k'd} \sum_{h=1}^{\infty} \frac{I_1\left(\frac{1}{2} a_h i k' d\right) k_1 \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} a_h i k' d\right)}{I_2(a_h) a_h} \times$$

$$\times 2 \left(\frac{ab}{d^2}\right) \sum_{\eta=0}^i \frac{i!}{\eta! (i-\eta)!} \sum_{\alpha=0}^j \frac{j!}{\alpha! (j-\alpha)!} \left\{ \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1}\right)^{i-\eta} \times \right.$$

$$\times \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1}\right)^{j-\alpha} \left[\left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} - 1\right)^{\eta+1} - \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} + 1\right)^{\eta+1} \right] \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} - 1 \right)^{\alpha+1} - \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} + 1 \right)^{\alpha+1} \right] + \frac{(-1)^{k_1+k_2}}{4(n+1)^2} \times \\
& \times \left\{ 2^{\alpha+\eta+2} [1 + (-1)^{i+j} + (-1)^i + (-1)^j] + \right. \\
& + 4 \sum_{k_1, k_2=1}^n (-1)^{k_1+k_2} \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} \right)^{i-\eta} \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} \right)^{j-\alpha} \times \\
& \times \left[\left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} - 1 \right)^{\eta+1} - \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} + 1 \right)^{\eta+1} \right] \times \\
& \times \left[\left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} - 1 \right)^{\alpha+1} - \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} + 1 \right)^{\alpha+1} \right] + \\
& + 2 \sum_{k_1=1}^n (-1)^{k_1} \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} \right)^{i-\eta} \left[\left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} - 1 \right)^{\eta+1} - \right. \\
& \left. - \left(\cos \frac{k_1 \pi}{n+1} + 1 \right)^{\eta+1} \right] [(-1)^{n+i+2} - 1] 2^{\alpha+1} + \\
& + 2 \sum_{k_2=1}^n (-1)^{k_2} \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} \right)^{j-\alpha} \left[\left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} - 1 \right)^{\alpha+1} - \right. \\
& \left. \left(\cos \frac{k_2 \pi}{n+1} + 1 \right)^{\alpha+1} \right] [(-1)^{n+j+2} - 1] 2^{\eta+1} \left. \right\},
\end{aligned}$$

де a_h — корені рівняння $I_1(a_h) = 0$; $k = k' - ik''$.

Одержані системи алгебраїчних рівнянь легко можна розв'язати з допомогою ЕЦОМ.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. Г. Фох, Т. Лі. РІЕЕ, 51, 80, 1963.
2. В. С. Булдірев, Э. Е. Фрадкін. «Оптика и спектроскопия», 17, 4, 1964.
3. И. И. Етерман. Известия вузов. «Математика», 6, 1966, 161—169.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ХВИЛІ В ЛОГАРИФМІЧНІЙ СПІРАЛІ НА ГІРОТРОПНОМУ ШАРІ ПЛАЗМИ (АЗИМУТАЛЬНЕ ПІДМАГНІЧУВАННЯ)

К. П. Яцук, В. В. Биховець, О. І. Єлісєєв

В роботах [1—3] досліджувалися циліндричні спіралі при наявності гіротропних середовищ. Було показано, що такі системи мають невзаємні властивості. При цьому випадок поперечно-

го підмагнічування остаточно розібрати не вдалося через складність математичного апарату [1].

Останнім часом почали вивчатися плоскі логарифмічні спіралі [4, 5]. У роботі [5] розглянуто плоску спіраль на шарі ізотропного та анізотропного діелектриків. Цікаво дослідити хвилі в такій системі при наявності гіротропного середовища. Можна чекати, що площинна конфігурація системи дозволить вивчити випадок поперечного підмагнічування.

Одержання рівнянь. Досліджувана система має такий вигляд. Логарифмічна спіраль із кутом намотки Ψ розміщена на шарі плазми товщиною a . На відстані b від нижньої границі шару вміщено ідеально провідний екран. Вся система перебуває в зовнішньому постійному і однорідному азимутальному полі H_0 .

Задача вирішується в гаусовій системі одиниць у наближенні анізотропно провідної площини [4] для циліндричних аксіально-симетричних хвиль ($d/d\varphi=0$). Залежність від часу взята у вигляді $e^{-i\omega t}$ (ω — частота сигналу). Спіраль вважається ідеально узгодженою на кінцях. Електронна плазма розглядається в гідродинамічному наближенні; вважається, що температура її рівна нулю, але враховується її кінцева провідність. Застосовується метод часткових областей. Уся система розбивається на три області: I —

$$z > 0, \varepsilon = \mu = 1; \text{ II} — -a < z < 0, \mu = 1, \varepsilon \neq 1;$$

$$\text{III} — -(a+b) < z < -a, \varepsilon = \mu = 1.$$

Розглянемо II область. Розв'язання рівнянь Максвелла і рівнянь руху електронів приводить до такого виразу для тензора діелектричної проникності

$$||\varepsilon|| = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & -i\varepsilon_3 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_3 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

де

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1; \varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2; \varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3;$$

$$\varepsilon'_1 = 1 + \frac{\omega_0^2(\omega_n^2 - \omega^2 - v^2)}{(\omega_n^2 - \omega^2 + v^2)^2 + 4\omega^2 v^2}; \varepsilon''_1 = \frac{\gamma\omega_0^2(\omega_n^2 + \omega^2 + v^2)}{\omega[(\omega_n^2 - \omega^2 + v^2)^2 + 4\omega^2 v^2]};$$

$$\varepsilon'_2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + v^2}; \varepsilon''_2 = \frac{\gamma\omega_0^2}{\omega(\omega^2 + v^2)};$$

$$\varepsilon'_3 = -\frac{\omega_n \omega_0^2(\omega_n^2 - \omega^2 + v^2)}{\omega[(\omega_n^2 - \omega^2 + v^2)^2 + 4\omega^2 v^2]}; \varepsilon''_3 = -\frac{2\gamma\omega_n \omega_0^2}{(\omega_n^2 - \omega^2 + v^2)^2 + 4\omega^2 v^2};$$

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}; \quad \omega_n = \frac{eH_0}{mc}.$$

Тут e і m — заряд і маса електрона відповідно, n_0 — урівноважена густина плазми, c — швидкість світла, ν — ефективна частота зіткнень.

Для радіальних хвиль, поширюваних від центру в бік зростання r , складові полів E_z і H_z можна взяти пропорціональними $H_0^{(1)}(\gamma r)$, а останні компоненти $\sim H_1^{(1)}(\gamma r)$, де $H_0^{(1)}(\gamma r)$ і $H_1^{(1)}(\gamma r)$ — функції Ханкеля першого роду нульового і першого порядку від аргументу γr (γ — постійна розповсюдження вздовж r). Для випадку великих уповільнень ($\gamma r > 3$) функції Ханкеля можна замінити їх асимптотичними значеннями, що дає можливість розділити змінні в рівняннях Максвелла.

Значення полів у I і III областях можна одержати, якщо в виразах для полів з II обл. вважати $\omega_0 = 0$.

Використовуючи при $z=0$ граничні умови, звичайні для анізотропно провідної площини [4], при $z=-a$ неперервність тангенціальних складових електричних і магнітних полів, а при $z=-(a+b)$ рівність нулю E_{r_3} , та E_{φ_3} , одержимо дисперсійне рівняння для хвилі, що поширюється в напрямі зростання r . Назвемо цю хвилю прямою.

Щоб одержати дисперсійне рівняння для зворотної хвилі, тобто хвилі, що поширюється з нескінченості до центра, треба використовувати функції Ханкеля другого роду $H_0^{(2)}(\gamma r)$ і $H_1^{(2)}(\gamma r)$. Розрахунки показали, що при цьому в дисперсійному рівнянні перед ϵ_3 зміниться знак.

Одержане дисперсійне рівняння виявилось комплексним, тобто постійна розповсюдження має вигляд $\gamma = \gamma' + i\gamma''$. Але для випадку малих втрат мають місце нерівності.

$$\epsilon_1'' \ll \epsilon_1'; \quad \epsilon_2'' \ll \epsilon_2'; \quad \epsilon_3'' \ll \epsilon_3'.$$

Тоді всі функції, що входять у дисперсійне рівняння, можна розкласти в ряд Тейлора зі збереженням тільки лінійних членів і розділити дійсні та уявні частини. Порівняння дійсних частин приводить до дисперсійного рівняння відносно дійсної сталої розповсюдження γ' , а з уявної частини визначається коефіцієнт згасання γ'' .

Для великих уповільнень ($\text{ctg } \psi > 10$) можна здійснити заміну поперечних хвильових чисел на поздовжні. Ця заміна невірна лише поблизу резонансної частоти і в точці $\epsilon_1' = 0$. З урахуванням останнього зауваження дисперсійне рівняння спрощується й набуває вигляду

$$\frac{2\gamma^2}{1 - e^{-2\gamma(a+b)}} = k^2 \text{ctg}^2 \psi \left[1 + \frac{\epsilon_1 \text{cth } \gamma a \mp \epsilon_3 (\epsilon_1^2 + \epsilon_3^2) \text{th } \gamma b}{1 + \text{th } \gamma b (\epsilon_1 \text{cth } \gamma a + \epsilon_3)} \right]. \quad (2)$$

У рівнянні (2) і далі верхній знак відповідає прямим хвилям, а нижній — зворотним.

Коефіцієнт згасання для описаної системи набуває вигляду

$$\gamma'' = \frac{L\epsilon_1'' + Q\epsilon_3''}{\gamma'(k^2 \operatorname{ctg}^2 \psi)^{-1} R + a\epsilon_1' S + b\epsilon_1'^2 T'}$$

де

$$S = \frac{e^{-2\gamma a}}{(1 - e^{-2\gamma a})^2} [1 \pm 2\epsilon_3' \operatorname{th} \gamma b + (\epsilon_3'^2 - \epsilon_1'^2) \operatorname{th}^2 \gamma b];$$

$$L = \operatorname{cth} \gamma a + 2\epsilon_1' \operatorname{th} \gamma b + \operatorname{th}^2 \gamma b \cdot \operatorname{cth} \gamma a (\epsilon_1'^2 + \epsilon_3'^2) \pm \\ \pm 2\epsilon_3' \operatorname{th} \gamma b (\operatorname{cth} \gamma a + \epsilon_1' \operatorname{th} \gamma b);$$

$$R = \left\{ \frac{1}{1 - e^{-2\gamma(a+b)}} - \frac{\gamma(a+b) e^{-2\gamma(a+b)}}{[1 - e^{-2\gamma(a+b)}]^2} \right\} \times \\ \times (1 + \epsilon_1' \operatorname{cth} \gamma a \cdot \operatorname{th} \gamma b \pm \epsilon_3' \operatorname{th} \gamma b)^2;$$

$$T = \frac{e^{-2\gamma b}}{(1 + e^{-2\gamma b})^2} (\operatorname{cth}^2 \gamma a - 1);$$

$$Q = 1 + 2\epsilon_1' \operatorname{cth} \gamma a \operatorname{th} \gamma b + \operatorname{th}^2 \gamma b (\epsilon_1'^2 + \epsilon_3'^2) \pm \\ \pm 2\epsilon_3' \operatorname{th} \gamma b (1 + \epsilon_1' \operatorname{cth} \gamma a \cdot \operatorname{th} \gamma b).$$

Аналіз результатів. З рівняння (2) випливає, що в розглянутій системі хвилі, що розповсюджуються в напрямі $+r$

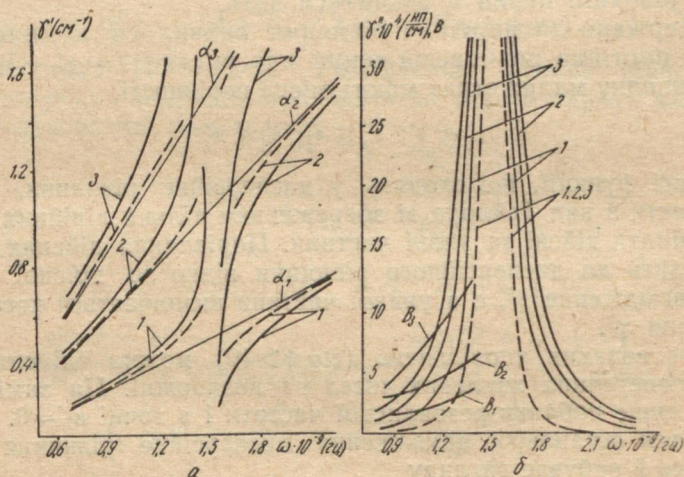


Рис. 1.

і в зворотному напрямі $-r$, мають різні сталі розповсюдження. Простежимо вплив різних параметрів на поширення хвиль у системі.

На рис. 1а,б зображено залежності сталої розповсюдження і згасання від частоти для $\omega_0 = 0,5 \cdot 10^9$ гц, $\omega_n = 1,5 \cdot 10^9$ гц, $v = 10^3 \omega_n$, $b = 0$, $a = 1$ см. Суцільні лінії відповідають прямим хвилям, пунктирні — зворотним. Це стосується і рис. 2. Криві 1, 2, 3 відповідають $\text{ctg } \psi = 10, 20, 30$. Лініями $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ позначено дисперсні залежності вільних спіралей з $\text{ctg } \psi = 10, 20, 30$ відповідно. Зауважимо, що за $\omega < \omega_n$ уповільнення в системі більше, ніж для вільної спіралі і $\gamma'_+ > \gamma_-$. За $\omega > \omega_n$ спостерігається протилежне. З рисунка видно, що зі збільшенням $\text{ctg } \psi$ зростає уповільнення і втрати. При цьому вентильне відношення $B = \gamma'_+ / \gamma'_-$ також зростає (див. криві B_1, B_2, B_3 на рис. 1б для $\text{ctg } \psi = 10, 20, 30$). Вентильні відношення зростають із наближенням частоти до резонансного значення ω_n .

Для напівнескінченного шару плазми, як показали розрахунки, невзаємність більша, ніж для $a = 1$ см. При цьому згасання зворотних хвиль зменшується зі зростанням частоти і не має резонансного характеру, а вентильне відношення B не залежить від $\text{ctg } \psi$.

На рис. 2 наведено залежності γ', γ'' і B від товщини шару плазми a (криві I) при $b = \text{const}$ і від відстані до екрану b (криві II) при $a = \text{const}$. Тут параметри плазми ті ж самі, що й у випадку рис. 1, $\text{ctg } \psi = 20$, $\omega = 1,2 \cdot 10^9$ гц, $b = 0,5$ см при $a = \text{var}$ і $a = 1$ см при $b = \text{var}$. Видно, що зі зростанням a уповільнення і втрати прямих хвиль збільшуються, а зворотних — зменшуються. При цьому вентильне відношення спочатку зростає, а потім досягає насичення.

При віддаленні екрану від плазми (зростанні b) уповільнення і згасання хвиль зменшується, причому таким чином, що вентильне відношення зростає.

Числові розрахунки показали, що зі зростанням зазору між плазмою і спіраллю уповільнення і втрати зменшуються, але вентильне відношення теж зменшується, прямуючи до нуля.

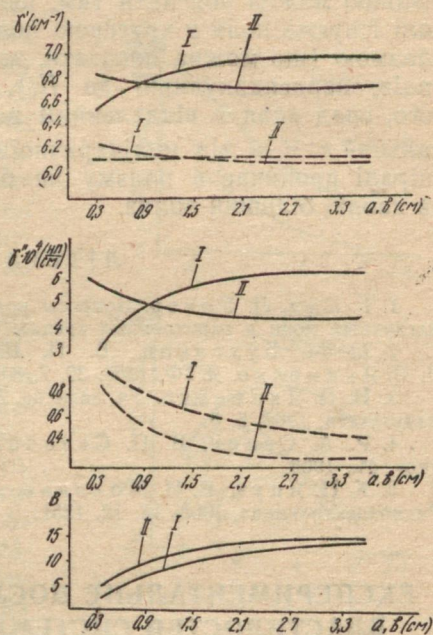


Рис. 2.

Для частоти, далекої від резонансу, відзначені закономірності повторюються з меншими значеннями вентильних відношень (при $\omega = 0,9 \cdot 10^9 \text{ В} < 10$). Слід відзначити, що одержані нами середні результати вентильних відношень (близько 20 в діапазоні) виявляються значно більшими, ніж для циліндричної спіралі в плазмі при поздовжньому підмагнічуванні [3]. Цю різницю можна пояснити тим, що в плоскій логарифмічній спіралі існують поля з круговою поляризацією в області, зайнятії плазмою (що можна показати, аналізуючи E_r і E_z компоненти полів, перпендикулярні до H_0), а в циліндричній — ні. Крім того, спад поля з віддаленням від плоскої спіралі пропорціональний $e^{-1/2}$, а від циліндричної $\sim e^{-1/2}/\sqrt{r}$. Тому поле плоскої спіралі проникає в плазму на більшу глибину і вона чинить на хвилю більший вплив.

ЛІТЕРАТУРА

1. Г. Сул, Л. Уокер. Вопросы волноводного распространения электромагнитных волн в гиротропных средах. Изд-во иностр. лит., М., 1955.
2. Б. М. Булгаков, В. П. Шестопапов, Л. А. Шишкин, И. П. Якименко. ЖТФ, 1960, 30, 7, 840.
3. И. П. Якименко. Уч. записки ХГУ, т. 121. Труды радиофизического факультета, 1962, 5, 5.
4. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. «Сов. радио», М., 1966.
5. К. П. Яцук, В. И. Молявко, А. В. Поладич. «Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника», 1968, 11, 12, 1251.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЕНТИЛЬНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ СИСТЕМИ ФЕРИТОВЕ КІЛЬЦЕ — ЛОГАРИФМІЧНА СПІРАЛЬ

К. П. Яцук, В. В. Биховець, Ю. І. Гребенюк

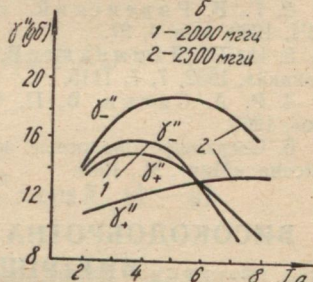
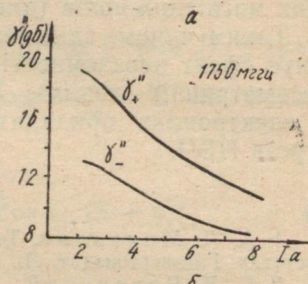
Відомо [1], що коли хвилевод або коаксіальну лінію частково заповнити гіротропним середовищем (феритом), то такий пристрій набуває вентильних властивостей. З метою зменшення розмірів системи в діапазоні дециметрових хвиль цікаво дослідити вентильні властивості радіальної лінії передачі, що складається з логарифмічної спіралі і шару фериту. Розрахунки авторів показали, що при азимутальному підмагнічуванні у такій системі виникає вентильний ефект. Мета даного повідомлення — експериментальне виявлення очікуваного ефекту. Дослідження провадилися з кільцем фериту марки 40-СЧ прямокутної форми поперечного перерізу із внутрішнім і зовнішнім радіусами відповідно 1,25 см і 2,2 см і висотою 1 см. На торцеву частину фериту накладалося кільце з органічного скла, радіальні розміри якого дорівнювали розмірам фериту

(висота 2 мм), а на стороні, зверненій до фериту, була приклеєна логарифмічна спіраль з $\text{ctg } \psi = 50$ із дроту діаметром 0,3 мм. На діелектричне кільце наклеювався металевий кільцевий екран. До входу й виходу спіралі припаювалися 50-омні переходи (центральный провід до спіралі, зовнішній — до екрану). Хвильовий опір спіралі з екраном згідно [2] в діапазоні 1000—2000 МГц залишається приблизно рівним 50 ом. При вимірах КСХН системи в цьому діапазоні змінювався від 1,3 до 3. Постійне азимутальне магнітне поле створювалось котушкою, що намотувалась на феритове кільце поверх спіралі. Під час зміни струму котушки від 1 до 9 а магнітне поле зростало від 130 до 910 е.

Проводилися виміри згасання прямих і зворотних хвиль у діапазоні 1000—3000 МГц, для чого був використаний, як і в [3], метод відношення потужностей. Установка складалася з генераторів «Г4-8» і «ГЗ-10А», атенюатора, вимірювальної лінії «ЛИ-5» й вимірника потужності «ИММ-6». На рисунку наведено експериментальні залежності згасання прямих і зворотних хвиль як функції магнітного поля для різних частот.

Було виявлено, що при зміні частоти вентиляльні властивості системи змінюються. Так, при частотах нижче 1400 МГц згасання прямих γ_+ і зворотних γ_- хвиль однакове. Далі в інтервалі 1400—2000 МГц з ростом частоти відношення γ_+/γ_- зростає, досягаючи максимуму при 1750 МГц, а потім зменшується до 1. При цьому (див. рис. а) пряма хвиля має більше згасання, ніж зворотна, і максимум лежить у межах $H_0 = 300$ е. За частот, більших за 2000 МГц, зі зростанням частоти знову спостерігається зростання вентиляльного ефекту (максимум при $f = 2300$ МГц) і потім його спад до 1 в районі 3000 МГц. Причому в цьому інтервалі частот більше згасання має зворотна хвиля і максимум втрат зсунений в область більших магнітних полів.

Виявлене чергування максимумів γ_+/γ_- зі зміною частоти відповідає зміні структури поля логарифмічної спіралі. Відомо [4], що симетричні хвилі існують у системі, якщо зовнішній периметр спіралі $2\pi R$ менший за довжину хвилі у вільному



просторі. Коли $2\pi R = \lambda$, існує чітко виражена несиметрична за ф хвиля з індексом $n=1$ [5]. Між симетричними і несиметричними хвилями є перехідна область. У нас у цій перехідній області $\gamma_+/\gamma_- = 1$ ($f \approx 2000$ МГц). Згодом зі зростанням частоти поле стає несиметричним і знову з'являється невзаємність. Максимум відношення γ_+/γ_- зсувається в область більших магнітних полів (див. рис. 6).

Таким чином, здійснені вимірювання показали, що в системі існує ефект невзаємності, причому як на симетричній, так і на несиметричній хвилях. Назване явище можна використати в електронних приладах та конструюванні невзаємних пристроїв НВЧ.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. Л. Микаэлян. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. Госэнергоиздат, Л., 1963.
2. Г. В. Ровенский. «Электронная техника», серия 1. Электроника СВЧ, 1969, вып. 4, 27.
3. И. П. Якименко, В. П. Шестопапов. «Радиотехника и электроника», 1962, 7, 7, 1115.
4. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. «Сов. радио», 1966.
5. Сверхширокополосные антенны. Перевод с англ. под ред. Л. С. Бененсона. «Мир», М., 1964.

ВИСОКОДОБРОТНА СМУЖКОВА ЛІНІЯ З ОДНИМ ВНУТРІШНІМ ПРОВІДНИКОМ

В. М. Сідих, І. І. Саприкін, Д. С. Денисов, М. В. Ляпунов

Високодобротна смужкова лінія (ВДСЛ) являє собою смужкову лінію, внутрішній провідник якої прикріплюється на тонкому плоскому діелектрикові, розташованому в центрі поперечного перерізу лінії. Застосування ВДСЛ з одним внутрішнім провідником раціональніше, ніж з двома, оскільки це спрощує виготовлення НВЧ пристроїв. Як у екранової смужкової лінії [1], так і у ВДСЛ існують квазі-ТЕМ хвилі, які реагують на ефективну діелектричну проникність середовища. Проте наявність плоского діелектрика веде до виникнення поздовжніх компонентів векторів електричного і магнітного поля, тобто при виконанні окремих умов у ВДСЛ можуть існувати поздовжні хвилі [2]. Обмежуючи смугу пропускання ВДСЛ з боку високих частот.

Розраховуючи критичні частоти поздовжніх ЛМ-хвиль, припустимо: центральний провідник ВДСЛ має нульову товщину, що справедливо для реальних конструкцій. Лінія заповнена ізотропними середовищами з параметрами $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$, до того ж $\epsilon_1 = \epsilon_3$; $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$. Складну область поперечного перерізу

ВДСЛ (рис.) розбиваємо на три простих (горизонтальне розбиття).

Відомо, що поля можна записати у вигляді

$$\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon} (\text{grad div } \vec{\Pi}^{(e)} + k^2 \vec{\Pi}^{(e)}) e^{j\omega t}; \quad \vec{H} = j\omega \text{ rot } \vec{\Pi}^{(e)}; \quad (1)$$

$$\vec{\Pi}^{(e)} = \vec{\Pi}_y.$$

Розв'язуючи хвильове рівняння для вектора Герца Π_y у трьох областях, застосовуючи граничні умови $\frac{\partial \Pi_y}{\partial n} = 0$ на металі, одержимо

$$\text{I обл. } \Pi_{y1} = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin \frac{m\pi}{b} x \cos k_{y1} (h + y); \quad (2)$$

$$\text{II обл. } \Pi_{y2} = \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi}{b} x (C_m \sin k_{y2} y + D_m \cos k_{y2} y); \quad (3)$$

$$\text{III обл. } \Pi_{y3} = \sum_{m=1}^{\infty} B_m \sin \frac{m\pi}{b} x \cos k_{y1} (h - y). \quad (4)$$

Використовуючи нерозривність тангенціальних складових електричного та магнітного поля на межі розділу середовищ ($y = -d$, $y = d$), одержимо граничні умови для векторів Герца

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial \Pi_{y1}}{\partial y} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial \Pi_{y2}}{\partial y}, \quad \Pi_{y1} = \Pi_{y2}, \quad y = -d; \quad (5)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial \Pi_{y3}}{\partial y} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial \Pi_{y2}}{\partial y}, \quad \Pi_{y3} = \Pi_{y2}, \quad y = d. \quad (6)$$

Розписуючи граничні умови, одержимо

$$-\frac{k_{y1}}{\varepsilon_1} \sum_{m=1}^{\infty} M_m \sin \frac{m\pi}{b} x \text{tg } k_{y1} l = \frac{k_{y2}}{\varepsilon_2} \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi}{b} x \times$$

$$\times (N_m \text{ctg } k_{y2} d + P_m \text{tg } k_{y2} d); \quad (7)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} M_m \sin \frac{m\pi}{b} x = \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi}{b} x (-N_m - P_m); \quad (8)$$

$$-\frac{k_{y_1}}{\varepsilon_1} \sum_{m=1}^{\infty} L_m \operatorname{tg} k_{y_1} l \sin \frac{m\pi}{b} x = \frac{k_{y_2}}{\varepsilon_2} \sum_{m=1}^{\infty} \times \\ \times \sin \frac{m\pi}{b} x (N_m \operatorname{ctg} k_{y_2} d - P_m \operatorname{tg} k_{y_2} d); \quad (9)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} L_m \sin \frac{m\pi}{b} x = \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{m\pi}{b} x (N_m + P_m), \quad (10)$$

де

$$l = h - d; \quad M_m = A_m \cos k_{y_1} l; \quad N_m = C_m \sin k_{y_2} d; \quad P_m = D_m \cos k_{y_2} d; \\ L_m = B_m \cos k_{y_1} l.$$

Ці рівняння можемо розглядати як розклад у ряд Фур'є тих самих функцій в інтервалі $(0, b)$ без перших членів, тоді можна знайти коефіцієнти розкладання. Із рівнянь (7), (8) знаходимо

$$\left(\frac{k_{y_1}}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} k_{y_1} l - \frac{k_{y_2}}{\varepsilon_2} \operatorname{ctg} k_{y_2} d \right) N_m - \left(\frac{k_{y_1}}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} k_{y_1} l + \frac{k_{y_2}}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} k_{y_2} d \right) P_m = 0. \quad (11)$$

Знаючи, що тангенціальна складова електричного поля на смужці, тобто в інтервалі (a, c) , дорівнює нулю, аналогічно з рівнянь (9), (10) маємо

$$(N_m + P_m) \frac{k_{y_1}}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} k_{y_1} l = \sum_{m=1}^{\infty} \left(1 + \frac{\alpha_m}{2a} \right) \frac{k_{y_2}}{\varepsilon_2} \times \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} (N_m \operatorname{ctg} k_{y_2} d - P_m \operatorname{tg} k_{y_2} d) \left(\frac{b-w}{b} + \frac{\alpha_m}{b} \right), \quad (12)$$

$$\text{де } \alpha_m = (-1)^m \frac{\sin \frac{m\pi}{b} w}{\frac{m\pi}{b}}, \quad w - \text{ширина смужки.}$$

У першому наближенні, при $m=1$, маємо

$$\left[\frac{k_{y_1}}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} k_{y_1} l - \frac{k_{y_2}}{\varepsilon_2} \left(1 + \frac{\alpha_1}{2a} \right) \left(\frac{b-w}{b} + \frac{\alpha_1}{b} \right) \operatorname{ctg} k_{y_2} d \right] N_1 + \\ + \left[\frac{k_{y_1}}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} k_{y_1} l + \frac{k_{y_2}}{\varepsilon_2} \left(1 + \frac{\alpha_1}{2a} \right) \left(\frac{bw}{b} + \frac{\alpha_1}{b} \right) \operatorname{tg} k_{y_2} d \right] P_1 = 0.$$

Рівняння (12) і (13) складають систему, рішення якої існує, якщо детермінант дорівнює нулю. Звідси одержуємо дисперсійне рівняння. Після підстанов, вважаючи, що

$$k_z^2 = k_1^2 - k_x^2 - k_{y_1}^2; \quad k_z^2 = k_2^2 - k_x^2 - k_{y_2}^2, \quad \text{а } \epsilon_2 > \epsilon_1,$$

виразивши k_{y_1} через k_{y_2} , одержимо дисперсійне рівняння, придатне для розрахунків,

$$\begin{aligned} & \left(-\sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2} \operatorname{thl} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2} + \frac{k_{y_2}}{\epsilon_2} \operatorname{tg} k_{y_2} d \right) \times \\ & \times \left[\frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2}}{\epsilon_1} \operatorname{thl} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2} + \frac{k_{y_2}}{\epsilon_2} \left(1 - \frac{\sin \frac{\pi m}{b}}{\frac{2\pi a}{b}} \right) \times \right. \\ & \times \left. \left(\frac{b-w}{b} - \frac{\sin \frac{\pi w}{b}}{\pi} \right) \operatorname{ctg} k_{y_2} d \right] + \left(\sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2} \operatorname{thl} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2} + \right. \\ & \left. + \frac{k_{y_2}}{\epsilon_2} \operatorname{ctg} k_{y_2} d \right) \left[\frac{\sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2}}{\epsilon_1} \operatorname{thl} \sqrt{k_2^2 - k_1^2 - k_{y_2}^2} + \right. \\ & \left. + \frac{k_{y_2}}{\epsilon_1} \left(1 - \frac{\sin \frac{\pi w}{b}}{\frac{2\pi a}{b}} \right) \left(\frac{b-w}{b} - \frac{\sin \frac{\pi w}{b}}{\pi} \right) \operatorname{tg} k_{y_2} d \right] = 0, \end{aligned}$$

де

$$k_1 = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_1}}{\lambda_0}, \quad k_2 = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_2}}{\lambda_0}.$$

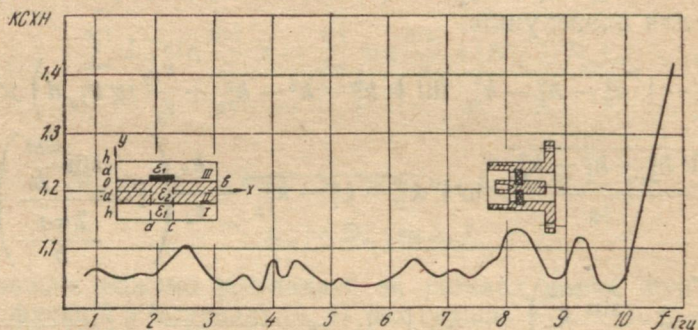
Якщо $w=0$, тобто смужка відсутня, це рівняння розпадається на два рівняння, що характеризують парні й непарні LM -хвилі в трьохшаровому хвилеводі [3].

Нами досліджувано ВДСЛ з розмірами $d=0,25$ мм, $h=1,25$ мм, $b=13$ мм, $\epsilon_1=1$, $\epsilon_2=10$, $w=2,1$ мм, що забезпечувало хвильовий опір, рівний 50 ом. Хвильовий опір ВДСЛ визначувано експериментально [4].

Як показали розрахунки, поздовжні LM -хвилі в такій лінії можуть поширюватися з частоти 10,675 ГГц.

Розроблено коаксіально-смушковий перехід на ВДСЛ з коаксіалу перерізом $10 \times 4,34$ мм (рисунок). Конструктивно перехід аналогічний переходові в [1]. Оптимізацію розмірів контактної пелюстки проведено щодо мінімуму КСХН. Як вияви-

лося, відбивання мінімальні, коли величина компенсуючого зсуву смужки в бік коаксіалу дорівнює $1,04 \pm 0,02$ мм за довжини пелюстки $3,0 \pm 0,1$ мм та ширини, рівної ширині центрального провідника ВДСЛ. Частотну залежність КСХН показано на рисунку. Розроблені переходи мають КСХН $\leq 1,15$ в діапа-



зоні $0,8 \div 10$ Гц. З наступним підвищенням частоти КСХН зростає, що підтверджує виникнення поздовжньо магнітних хвиль.

ЛІТЕРАТУРА

1. В. М. Седых, И. И. Сапрыкин, Д. С. Денисов, Н. В. Ляпунов, А. С. Замковой. Сб. «Антенно-фидерные и измерительные устройства СВЧ». Изд-во ХГУ, Харьков, 1971, 71—77.
2. В. А. Введенский, А. Г. Аренберг. Радиоволноводы, ч. 1. Гостехиздат, 1946.
3. Ю. В. Егоров. Частично заполненные прямоугольные волноводы. «Сов. радио», М., 1967.
4. M. Arditi. Elect. Com., 1953, 30, 1283.

РОЗРАХУНОК ПАРАМЕТРІВ ЗВ'ЯЗАНИХ СМУЖКОВИХ ЛІНІЙ НВЧ

В. О. Бородаєв, Л. А. Булах, М. В. Ляпунов

Для розробки ряду вузлів, таких, як спрямовані відгалужувачі, смугові фільтри й т. ін., використовуються зв'язані смужкові лінії. Тому важливо знати параметри таких ліній.

Дослідження смужкової лінії здійснюється за допомогою рівняння Пуассона, яке для магнітного векторного потенціалу має вигляд

$$\Delta \vec{A}(x, y) = -\vec{j}(x, y). \quad (1)$$

Хвильовий опір лінії визначається через погонні параметри тракту

$$Z_0 = \frac{LC_0}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (2)$$

Погонна індуктивність може бути визначена через енергію, накопичену в лінії на одиницю довжини E_m і повний струм I .

$$L = \frac{2E_m}{I^2} = \frac{\int_0^1 \int_s i_0(x, y) \vec{A}(x, y) ds dl}{\left(2 \int i_0 dl\right)^2}, \quad (3)$$

де i_0 — поверхнева густина струму; s — поперечний переріз провідника; l — контур поперечного перерізу провідника.

Завдяки нескладним обчислюванням одержуємо значення хвильового опору Z_0 для синфазного типу коливань

$$Z_{oc} = \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{16 c_0 \mu B H \cos^2 \frac{n\pi(b+t)}{2B}}{(h+b)^2 \pi^4 \left[m^2 + n^2 \left(\frac{H}{B} \right)^2 \right]} \times \\ \times \left(\frac{H}{Bm} \sin \frac{m\pi h}{2H} \cos \frac{n\pi b}{2B} + \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi b}{2B} \cos \frac{m\pi h}{2H} \right)^2 \quad (4)$$

і для протифазного —

$$Z_{op} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{16 c_0 \mu B H \sin^2 \frac{n\pi(b+t)}{2B}}{(h+b)^2 \pi^4 \left[m^2 + n^2 \left(\frac{H}{B} \right)^2 \right]} \times \\ \times \left(\frac{H}{Bm} \sin \frac{m\pi h}{2H} \cos \frac{n\pi b}{2B} + \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi b}{2B} \cos \frac{m\pi h}{2H} \right)^2. \quad (5)$$

Тут B, H, b, h, t — поперечні розміри зв'язаної смужкової лінії (рис.).

Для визначення згасання у смужковій лінії, заповненій повітрям, можна застосувати формулу Вілера, яка для нашого випадку має вигляд [1]

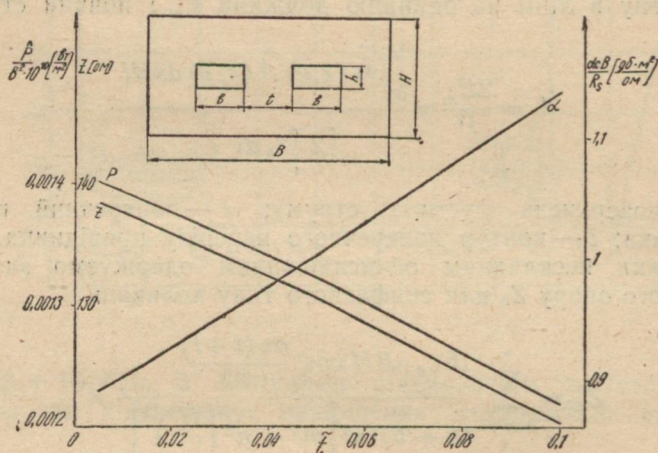
$$\alpha_c = \frac{R_s \sqrt{\epsilon} \cdot 8,68}{2 \cdot 376,6 \cdot Z_0} \left(2 \frac{\partial Z_0}{\partial B} + 2 \frac{\partial Z_0}{\partial H} - 4 \frac{\partial Z_0}{\partial b} - 4 \frac{\partial Z_0}{\partial h} \right) \cdot \frac{db}{m}, \quad (6)$$

R_s — поверхневий опір.

Поверхнева щільність струму дорівнює

$$\vec{i}_0 = [\vec{n}_0 \vec{H}], \quad |\vec{i}_0| = |\vec{H}| = \varepsilon c_0 |\vec{E}|. \quad (7)$$

Повний струм легко знайти, тому можна визначити значення



межової потужності, що передається лінією

$$\hat{P} = I^2 Z_0 = (2\varepsilon c_0 |\vec{E}| \int_l dl)^2 Z_0, \quad (8)$$

де $\hat{E}$ — межеве значення напруги електричного поля для повітря (3×10^6 в/м).

За одержаними формулами для Z_{oc} , α_c , $\hat{P}$ було проведено чисельний розрахунок; для ілюстрації результатів на рисунку наведено деякі криві для Z_{oc} , α_c , $\hat{P}$ при

$$\tilde{H} = \frac{H}{B} = 0,1; \quad \tilde{h} = \frac{h}{H} = 0; \quad \tilde{w} = \frac{b}{H} = 0,1;$$

$$0,005 \leq \tilde{t} = \frac{t}{H} \leq 0,1.$$

ЛІТЕРАТУРА

1. С. Б. Кон. Проблемы полосковых передающих линий. Сб. «Печатные схемы сантиметрового диапазона». Изд-во ИЛ, М., 1956, 259.