

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна
Факультет радіофізики, біомедичної електроніки і комп'ютерних систем
Кафедра прикладної електродинаміки

«Затверджую»

Завідувач кафедри
прикладної електродинаміки

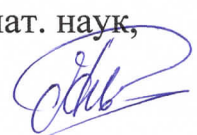
 проф. Горобець М.М.
« ____ » _____ 2024 р.

Кваліфікаційна робота магістра

на тему: «ХАРАКТЕРИСТИКИ СПРЯМОВАНOSTІ ВІБРАТОРНИХ АНТЕН
З ЕКРАНАМИ ОБМЕЖЕНИХ РОЗМІРІВ»

Виконав: студент 2 курсу магістратури,
групи РР-67
Спеціальності 105 – прикладна фізика
та наноматеріали
Д.В. Бондарь 

Керівник: доктор фіз.-мат. наук, професор
М.М. Горобець 

Рецензент: кандидат фіз.-мат. наук,
доцент А.М. Цимбал 

Харків – 2024 рік

ЗМІСТ

ВСТУП	6
1. ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДИПОЛЯ ГЕРЦА І НАПІВХВИЛЬОВОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ВІБРАТОРА, РОЗМІЩЕНИХ НАД ІДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЧОЮ БЕЗКІНЕЧНО ТОНКОЮ ПЛОЩИНОЮ	8
1.1 Постановка задачі	8
1.2 Подання вектора напруженості електричного поля диполя Герца в дальній зоні	10
1.3 Визначення аналітичного виразу для поля диполя Герца, розміщеного над ідеально провідною безкінечно тонкою площиною	12
1.4 Визначення аналітичного виразу для поля напівхвильового вібратора	13
1.5 Визначення вектора напруженості електричного поля випромінюючої системи у сферичній системі координат	15
1.6 Аналіз чисельних результатів	16
2. ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДВОХ ЗВ'ЯЗНИХ СИМЕТРИЧНИХ ПАРАЛЕЛЬНИХ ВІБРАТОРІВ З ЕКРАНОМ КІНЦЕВИХ РОЗМІРІВ	24
2.1 Постановка задачі та алгоритм її розв'язання	24
2.2 Визначення ГО поля системи вібратор 1-екран у системі координат $x_1y_1z_1$	26
2.3 Визначення дифрагованого поля, збудженого ГО полем вібратора 1	27
2.4 ДН решітки із двох паралельних вібраторів, розташованих над ідеально провідною нескінченно тонкою площиною	31
2.5 Аналіз розрахункових ДН в Н- Е- площинах	36

спостереження	
2.6 КНД і опір випромінювання двох вібраторів з екраном	39
3. РОЗРОБКА ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІБРАТОРНОЇ АНТЕННИ, РОЗМІЩЕНОЇ НАД ЕКРАНОМ КВАДРАТНОЇ ФОРМИ	44
3.1 Розробка резонансної антени	44
3.2 Постановка та алгоритм її вирішення	46
ВИСНОВКИ	55
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	57

АНОТАЦІЯ

Характеристики спрямованості вібраторних антен з екранами обмежених розмірів.

Дипломна робота:

57 стор., 23 рис., 7 джерел

Об'єкт дослідження: вібраторна антена та система з двох вібраторів над нескінченним екраном та екраном прямокутної форми. Розробка і дослідження вібраторної антени з екраном кінцевих розмірів квадратної форми.

У роботі отримано аналітичні вирази для визначення поля диполя Герца та напівхвильового вібратора, розташованих над нескінченним екраном, у всьому просторі спостереження у дальній зоні. Розраховані ДН диполя Герца та напівхвильового вібратора у всьому просторі спостереження та у площинах спостереження $\varphi = \text{const}$. Проведено аналіз ДН при зміні відстані між вібратором і екраном та аналіз ДН системи із двох вібраторів з екраном.

Розроблено симетричний вібраторний випромінювач з екраном кінцевих розмірів квадратної форми та виміряні його ДН у головних площинах спостереження та у площині $\varphi = 45^\circ$. Також виміряні КСВН, КНД та кросполяризоване випромінювання антени в залежності від частоти.

Ключові слова: вібраторна антена, напівхвильовий вібратор, диполь Герца, екран, геометрична теорія дифракції, метод дзеркальних зображень, діаграма спрямованості, КНД.

ABSTRACT

Characteristics of the directivity of vibrator antennas with limited size screens.

Thesis:

57 pages, 23 fig. 7 sources

Object of study: dipole antenna and a system of two dipoles over an infinite-screen and rectangular shape. Development and research of dipole antenna with a screen of finite size square.

We obtain analytical expressions for the Hertz dipole field and a half-wave dipole located over an infinite screen, in all space observations in the far field. Pattern calculated Hertz dipole and a half-wave dipole in the whole space of observation and surveillance planes Analysis of pattern when the distance between the vibrator and the screen and the analysis of the two of vibrators to the screen.

Designed dipole radiator with a screen of finite size square-shaped and measured its radiation pattern in the principal planes of observation, and in the plane $\varphi = 45^\circ$. Also measured VSWR, directivity and cross polarization radiation as a function of frequency.

Keywords: dipole antenna, a half-wave vibrator Hertz dipole, screen, GTD, the method of mirror images, radiation pattern, directivity.

ВСТУП

Як відомо, в радіолокації, космічного зв'язку і радіонавігації широкого поширення набули дзеркальні осесиметричні антени в діапазоні НВЧ. Опромінювач знаходиться у фокусі параболічного дзеркала, яке перетворює сферичний фронт хвилі, яку створює опромінювач, у плоску хвилю. Для задоволення пред'явлених до них вимог (для досить точної реалізації заданої діаграми спрямованості) діаграма направленості (ДН) опромінювача такої антени також повинна бути осесиметричною. Це вимагає пошуку нових типів опромінювачів. У [1] показана можливість покращення електродинамічних характеристик електричного вібратора шляхом використання металевого прямокутного екрану оптимальних розмірів та вибору відповідного видалення вібратора відносно нього. Однак із аналізу ширини головної пелюстки ДН в головних площинах спостереження в [2] слідує, що ні при яких розмірах квадратного екрана не можна отримати осесиметричну ДН.

Додаткову можливість керування ДН дає використання двох зв'язаних симетричних вібраторів, паралельних одній з пар країв екрана. При цьому можна так підібрати відстань між центрами вібраторів, що форма головної пелюстки ДН в головних H - і E -площинах спостереження до рівня -15:-20 дБ залишається однаковою. Подібний опромінювач можна використовувати як опромінювач оптимізованої однодзеркальної параболічної антени, що підвищує коефіцієнт використання поверхні антени. Використання оптимізованого двохвібраторного випромінювача з квадратним екраном особливо вигідне в системах далекого космічного зв'язку та радіотелескопах, де необхідна велика ефективна площа та мала шумова температура.

До антен надвисоких частот прийнято відносити антени метрового, дециметрового і сантиметрового діапазонів хвиль. Розглядаються прості антени вібраторного типу, які широко використовуються у низькочастотній частині діапазону НВЧ і як самостійні приймальні передавальні антенні пристрої, і як складові елементи багатьох складних антен. Антени

вібраторного типу виконуються з металевих дротів, стрічок або труб і живляться як двопровідними фідерами, так і коаксіальними кабелями. Існує велика різноманітність симетричних та несиметричних вібраторів та способів їх живлення. До вібраторних антен висуваються вимоги: можлива простота конструкції та експлуатації; симетрична діаграма спрямованості у площині Е, кругова діаграма спрямованості у площині Н, низький КСВ у лінії живлення відносно широкої смуги робочих частот; наявність регулювальних елементів, заданий рівень випромінюваної потужності (для передаючих антен); високий к.к.д., стійкий режим роботи при впливі дощу та мокрого снігу; малий рівень кросполяризованого випромінювання; зручне кріплення на опорі, забезпечення захисту від блискавок та статичних зарядів.

Метою цієї кваліфікаційної роботи магістра є вивчення впливу екрана кінцевих розмірів на характеристики спрямованості резонансної вібраторної антени.

1. ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДИПОЛЯ ГЕРЦА І НАПІВХВИЛЬОВОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ВІБРАТОРА, РОЗМІЩЕНИХ НАД ІДЕАЛЬНО ПРОВІДЯЧОЮ БЕЗКІНЕЧНО ТОНКОЮ ПЛОЩИНОЮ

1.1. Постановка задачі

Як модель випромінюючої системи розглянемо ідеально провідну нескінченно тонку площину, що опромінюється диполем Герца або напівхвильовим вібратором, розташованих на відстані h від екрану (рис. 1). З екраном зв'яжемо прямокутну систему координат XYZ з початком в точці O на екрані. Ось X перпендикулярна екрану, а осі Z та Y розташовані на екрані. Додамо також сферичну систему координат з початком у точці O так, що кут φ відраховується від осі X , а кут θ - від позитивного напрямку осі Z . Елементарний електричний диполь розмістимо в точці D з координатами $(r_0, \theta=90^\circ, \varphi_0)$. вісь диполя паралельна осі Z . На рис.1 – відстань від диполя та його дзеркального зображення щодо площини до точки спостереження M відповідно (ейконали падаючої та відбитої від площини хвилі), знайдемо з геометрії задачі

$$\begin{aligned}\rho &= [r_0^2 + R^2 - 2Rr_0 \cos \alpha]^{1/2}; \\ \rho^* &= [r_0^2 + R^2 - 2Rr_0 \cos \alpha^*]^{1/2}.\end{aligned}\tag{1.1}$$

Визначимо кут α і різницю ходу променів δ го від диполя Герца D і від початку системи координат O до точки спостереження M в дальній зоні ($R \gg r_0$). При цьому вважаємо, що промінь OM паралельний променю, що виходить з центру диполя D до точки спостереження. Проведемо площину PDK , перпендикулярну променю OM , причому будь-яка лінія цієї площини перпендикулярної OM . З геометрії завдання маємо, що

$$\begin{aligned}\delta_{\Gamma O} &= OP, PD \perp OP, PK \perp OP, \angle POK = 90^\circ - \theta, \\ \delta_{\Gamma O} &= OP = OK \cos(90^\circ - \theta) = OK \sin \theta\end{aligned}\quad (1.2)$$

З трикутника OKD маємо $OK = r_0 \cos(\varphi - \varphi_0)$. З (1.2) випливає, що

$$\begin{aligned}\delta_{\Gamma O} &= r_0 \cos(\varphi - \varphi_0) \sin \theta, \\ \delta_{\Gamma O}^* &= r_0 \cos(\varphi - \varphi_0^*) \sin \theta\end{aligned}\quad (1.3)$$

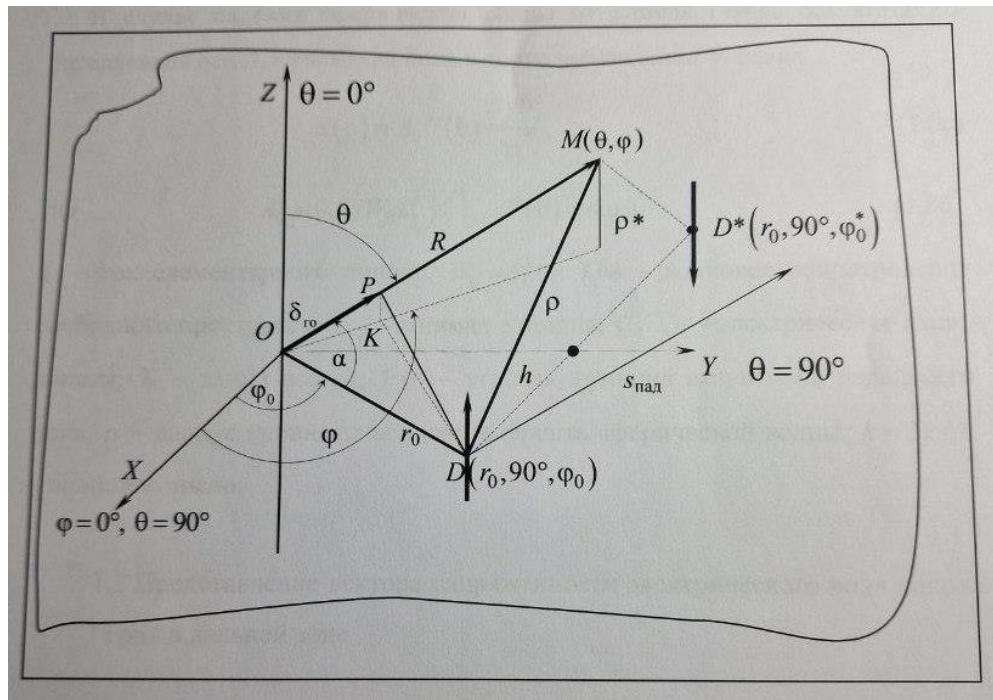


Рис. 1.1. Геометрія задачі в системі координат R, θ, φ

З геометрії задачі (рис. 1.1) та з урахуванням, що $\varphi_0^* = \pi - \varphi_0$, маємо

$$\cos \alpha = \frac{OP}{OD} = \cos(\varphi - \varphi_0) \sin \theta, \cos \alpha^* = \cos(\varphi_0^* - \varphi) = -\cos(\varphi + \varphi_0) \sin \theta \quad (1.4)$$

Остаточно відстані рівні

$$\begin{aligned}\rho &= [r_0^2 + R^2 - 2Rr_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)]^{1/2}, \\ \rho^* &= [r_0^2 + R^2 + 2Rr_0 \sin \theta \cos(\varphi + \varphi_0)]^{1/2}.\end{aligned}\quad (1.5)$$

У разі падіння сферичної хвилі від диполя Герца, вісь якого паралельна осі Z, амплітуда поля в точці спостереження M дорівнює

$$E(\rho) = A_0 F(\theta) \frac{e^{-jk\rho}}{\rho}, \quad (1.6a)$$

де

$$A_0 = 0,5jW_0I\left(l/\lambda\right), F(\theta) = \sin \theta, \quad (1.6b)$$

I - струм елементарного диполя, $W_0 = 120\pi$ Ом - хвильовий опір вільного простору, j - уявна одиниця, (l/λ) - електрична довжина диполя; λ - довжина хвилі, $F(\theta)$ - кутова функція амплітуди падаючого поля, ρ - радіус кривизни хвильового фронту сферичної хвилі, $k = 2\pi/\lambda$ - хвильове число.

1.2 Подання вектора напруженості електричного поля диполя Герца у дальній зоні

Отримаємо асимптотичне представлення вектора напруженості електричного поля диполя Герца для найважливішої в теорії антен області спостереження - дальньої зони. Відстань ρ (5) при $R > r_0$ (точка спостереження знаходиться на достатньо великій відстані від диполя) можна приблизно подати у вигляді ряду за зростаючими ступенями відношення r_0/R . Для цього запишемо ρ у вигляді

$$\rho = R \sqrt{1 + \frac{r_0^2}{R^2} - \frac{2Rr_0 \cos \alpha}{R^2}} = R \sqrt{1 + x}, \quad (1.7)$$

де $x^2 < 1$.

З урахуванням, що $(1 \pm x)^{\frac{1}{2}} = 1 \pm \frac{1}{2}x - \frac{1 \cdot 1}{2 \cdot 4}x^2 \pm \frac{1 \cdot 1 \cdot 3}{2 \cdot 4 \cdot 6}x^3 - K [1]$ з (1.7)

маємо

$$\rho = R \left[1 - \frac{r_0}{R} \cos \alpha + \frac{r_0^2}{2R^0} (1 - \cos^2 \alpha) + \frac{r_0^3}{2R^3} \cos \alpha (1 - \cos^2 \alpha) + K \right]. \quad (1.8)$$

При $R \gg r_0$, що відповідає дальній зоні спостереження, відкидаємо в розкладанні за ступенями (1.8) члени вище першого ступеня та з урахуванням (1.4) отримуємо

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ДЗ}} &= R \left(1 - \frac{r_0}{R} \cos \alpha \right) = R - r_0 \cos \alpha = R - r_0 \cos(\varphi - \varphi_0) \cdot \sin \theta, \\ \rho_{\text{ДЗ}} &= R + r_0 \cos(\varphi - \varphi_0) \cdot \sin \theta. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Фактично це означає, що промені, проведені в точку спостереження з початку координат O і від будь-якої точки диполя вважаються паралельними, а добуток $\delta_{\text{го}}$ (рис. 1) представляє різницю ходу цих променів в дальній зоні.

З урахуванням вищезазначеного, у формулі (1.6а) можливі такі спрощення [3]:

1) Величина у знаменнику (1.6а) приймається приблизно рівною R .

2) Величина в уявному показнику експоненти (1.6а) покладається рівною ейконалам падаючої хвилі від диполя $S_{\text{пад}} = \rho_{\text{ДЗ}}$ і відбитої хвилі від його зеркального зображення $S_{\text{від}} = \rho^*$ (рис. 1). З урахуванням (1.9) отримуємо, що

$$\begin{aligned} S_{\text{пад}} &= R - r_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0), \\ S_{\text{від}} &= R + r_0 \sin \theta \cos(\varphi + \varphi_0), \end{aligned} \quad (1.10)$$

Таким чином, вектор напруженості електричного поля диполя (1.6), вісь якого паралельна осі Z , в дальній зоні має вигляд:

$$E(\theta, \varphi) = A_0 F(\theta) \frac{e^{-jk(R - r_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0))}}{R} = A_0 F(\theta) \frac{e^{-jkR}}{R} e^{-jk\delta_{\text{го}}}, \quad (1.11a)$$

$$\text{де згідно з (1.3)} \quad \delta_{\Gamma 0} = r_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0). \quad (1.116)$$

Поле від віртуального диполя (дзеркального зображення диполя) має вигляд:

$$E^*(\theta, \varphi) = A_0 F(\theta) \frac{e^{-jk(R+r_0 \sin \theta \cos(\varphi+\varphi_0))}}{R} = A_0 F(\theta) \frac{e^{-jkR}}{R} e^{jk\delta_{\Gamma 0}^*} \quad (1.12a)$$

де

$$\delta_{\Gamma 0}^* = -r_0 \sin \theta \cos(\varphi + \varphi_0). \quad (1.126)$$

1.3 Визначення аналітичного виразу для поля диполя Герца, розміщеного над ідеально провідною безкінечно тонкою площиною

У рамках методу дзеркальних зображень поле випромінювання $\vec{E}(M)$ диполя, розташованого над ідеально провідною безкінечно тонкою площиною, є сумою полів реального диполя $E_{\Gamma 0}(M)$ та його дзеркального зображення $E_{\Gamma 0}^*(M)$

$$E(M) = E_{\Gamma 0} + E_{\Gamma 0}^*(M). \quad (1.13)$$

У разі диполя, паралельного осі Z повне поле диполя в сферичній системі координат R, θ , φ має вигляд

$$\vec{E}_{\theta}(M) = \sum_{i=1}^2 E_{\theta i} \quad (1.14)$$

де компоненти падаючого ($i=1$) та відбитого ($i=2$) полів рівні

$$E_{\theta i}(\theta, \varphi) = (-1)^{i+1} E_{\theta} \sin \theta \exp(jk\delta_i). \quad (1.15)$$

У (1.15) E_0 - поле диполя у вільному просторі,

$$E_0 = A_0 \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad \delta_i = \pm r_0 \sin \theta \cos(\varphi \pm \varphi_0), \quad (1.16)$$

де верхні знаки беруться при $i = 1$, нижні знаки - при $i = 2$.

Знайдемо аналітичний вираз для поля диполя Герца над нескінченним екраном у разі розташування диполя на осі Х. Координати диполя та його зеркального зображення дорівнюють $\varphi_0 = 0$, $\varphi_0^* = \pi$, $r_0 = h$. З урахуванням цього з (1.16) отримуємо, що

$$\delta_1 = h \sin \theta \cos \varphi; \quad \delta_2 = -h \sin \theta \cos \varphi.$$

Сумарне поле (1.14) набуває вигляду:

$$\vec{E}_\theta(M) = \vec{E}_0 F(\theta) (e^{jk\delta_1} - e^{jk\delta_2}) = \vec{E}_0 F(\theta) (e^{jkh \sin \theta \cos \varphi} - e^{-jkh \sin \theta \cos \varphi}). \quad (1.17)$$

З огляду на те, що $\sin z = \frac{e^{jz} - e^{-jz}}{2j}$, остаточно отримуємо

$$\vec{E}_\theta(M) = 2j \vec{E}_0 F(\theta) \sin(kh \sin \theta \cos \varphi). \quad (1.18)$$

1.4 Визначення аналітичного виразу для поля напівхвильового вібратора, розташованого над ідеально провідною безкінечно тонкою площиною

У разі падіння сферичної хвилі від вібраторного симетричного випромінювача з довжиною плеча l амплітуда поля у точці спостереження M дорівнює

$$E_{\theta i}(\theta, \varphi) = (-1)^{j+1} j \frac{I_0 W_0}{2\pi \sin kl} \frac{\exp(-jkS_i)}{S_i} F(\theta), \quad (1.19)$$

де l_0 - величина струму на вході (у точці живлення), $S_i = S_{\text{пад}} (i=1)$ й $S_2 = S_{\text{відб}} (i=2)$ - відстані від диполя та його дзеркального зображення до точки спостереження, обумовлені виразами (1). У вільному просторі кутова діаграма спрямованості $F_{\parallel}(\theta)$ симетричного нескінченно тонкого вібратора з довжиною плеча l у припущенні синусоїдального амплітудного розподілу струму вздовж нього згідно [3] має вигляд

$$F(\theta) = [\cos(kl \cos \theta) - \cos kl] / \sin \theta. \quad (1.20)$$

У дальній зоні спостереження рахуючи в знаменнику (1.19) $s_1 = R$, а у фазовому множнику (1.10), кінцевий результат для напруженості поля має вигляд

$$E_{\theta i}(\theta, \varphi) = (-1)^{j+1} E'_0 F(\theta) \exp(jk\delta_i), \quad (1.21)$$

де $E'_0 = j \frac{I_0 W_0}{2\pi \sin kl} \frac{\exp(-jkR)}{R}$, $\delta_1 = h \sin \cos (\varphi - \varphi_{0i})$ різниця ходу променів від середини i -го випромінювача і від початку системи координат до точки спостереження $M(\theta, \varphi)$ у разі розташування вібратора на осі X ; $\varphi_{0i} = 0, \pi$ - кут місця випромінювачів. Для диполя Герца $F(\theta) = \sin \theta$ та вираз (1.21) збігається з (1.15).

Для напівхвильового вібратора $l = \frac{\pi}{4}$, кутова діаграма (1.20) приймає вигляд

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (1.22)$$

Аналітичний вираз для поля напівхвильового вібратора, розташованого над площиною, запишемо виходячи з виразів (1.18) та (1.22) як

$$\vec{E}_{\theta}(M) = 2jE' \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \sin(kh \sin \theta \cos \varphi). \quad (1.23)$$

1.5 Визначення вектора напруженості електричного поля випромінюючої системи у сферичній системі координат R, θ', φ'

Перейдемо від сферичної системи координат R, θ, φ до сферичної системи координат R, θ', φ' , пов'язаної з прямокутною системою X', Y', Z' якої вісь Z' спрямована вздовж нормалі до екрану. Кут θ' відраховується від нормалі до екрану (рис.1.2).

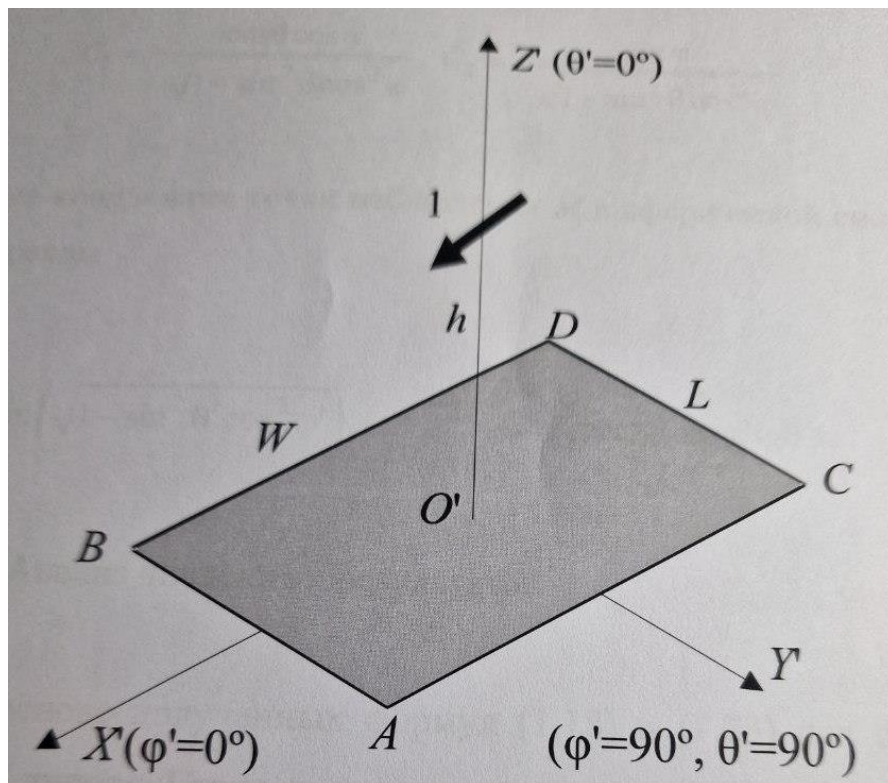


Рис. 1.2. Геометрія задачі в системі координат R, θ', φ'

Компоненти вектора напруженості електричного поля вібратора 1, паралельного осі X' , $E_\theta(\theta', \varphi')$ та $E_\varphi(\theta', \varphi')$, у сферичній системі координат θ', φ' визначаємо через проекції компоненти $E_\theta(\theta, \varphi)$, розрахованої раніше в системі координат θ, φ (рис. 1.1)

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\theta'}(\theta', \varphi') &= E_\theta(\theta, \varphi) C_1 \vec{\theta}', \\ \vec{E}_{\varphi'}(\theta', \varphi') &= E_\theta(\theta, \varphi) C_2 \vec{\varphi}'.\end{aligned}\tag{1.24}$$

Згідно з формулами, отриманими в [1], C_1 , C_2 коефіцієнти переходу від старої системи координат до нової мають вигляд

$$C_1 = -\frac{\cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}}, \quad C_2 = -\frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}}, \quad (1.25)$$

кутові координати точки спостереження M у сферичній системі координат θ , φ , рівні

$$\theta = \arcsin(\sqrt{1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \varphi'}), \quad \varphi = -\arctg(\sin \varphi' \tan \theta'). \quad (1.26)$$

1.6 Аналіз чисельних результатів

На основі отриманих формул (1.18) і (1.23) для визначення поля випромінювання диполя Герца і напівхвильового вібратора, розташованих над нескінченним екраном, і формул (1.24) - (1.26) розвинутий алгоритм і розроблена програма для розрахунку діаграм направленості (ДН) випромінювачів по ортогональних компонентах їх полів

$$F_{\theta'} = 201g(|E_{\theta'}(\theta', \varphi')|/|E_{\theta \max}|), \quad F_{\varphi'} = 201g(|E_{\varphi'}(\theta', \varphi')|/|E_{\varphi \max}|), \quad (1.27)$$

де $E_{\theta \max}$, $E_{\varphi \max}$ - значення амплітуди поля у напрямку кутів $\theta_{\max}$, $\varphi_{\max}$ максимального випромінювання. У випадку безкінечного екрану кут спостереження φ змінюємо від 0° до 360° по площині, а кут θ – від нуля (нормаль до екрану) до 90° (у площині екрану).

По-перше, розраховувалися лінії рівних значень нормованих амплітуд вектора напруженості електричного поля (просторові ДН) для диполя Герца та напівхвильового вібратора, розташованих на відстані $h=0,25\lambda$ від екрану.

Результати розрахунку просторових ДН по ортогональним компонентам вектора напруженості електричного поля наведено на рис. 1.3 і

рис. 1.4 у межах від 0 до -30 дБ. наслідок симетрії геометрії задачі по нормалі до екрану осі вібратора, ДС наведені при зміні кута φ' від 0° до 180° , кута θ' від 0° до 90° . З малюнків слідує, що максимум випромінювання по E_φ -компоненті має місце у напрямку нормалі до екрану в азимутальній площині спостереження $\varphi'=90^\circ$, $\theta'=0^\circ$. Максимум випромінювання по E_θ -компоненту - у напрямку нормалі до екрану меридіональній площині $\varphi'=0^\circ$, $\theta'=0^\circ$.

Розраховувалися також окремо ДН диполя та вібратора над екраном в площинах спостереження $\varphi'=0^\circ$, 30° , 45° , 60° , 90° . У вибраній системі координат, меридіональна площина, що проходить через вісь вібратора, відповідає куту спостереження $\varphi'=0^\circ$, азимутальна (перпендикулярна до осі вібратора) - відповідає площині $\varphi'=90^\circ$. На рис. 1.5а наведено ДН по ортогональних компонентах поля диполя Герца з екраном, на рис. 1.5б - для напівхвильового вібратора з екраном (суцільна лінія відповідає E_θ -компоненті, лінія з маркерами - E_φ -ій). З малюнків видно, що у обох випадках ДН по E_φ -компоненті ширша, ніж ДН по E_θ -компоненті. У меридіональній площині спостереження присутня тільки E_θ , а в азимутальній - E_φ -компонента поля.

Було проведено аналіз ДН диполя Герца та напівхвильового вібратора залежно від видалення випромінювача від екрану. На рис. 1.6 наведені ДН для ортогональних компонентів поля диполя Герца з нескінченним екраном при $h=0,25\lambda$ і $h=0,1\lambda$. (Суцільна лінія відповідає $h=0,25\lambda$, а лінія з маркерами $h=0,1\lambda$). З малюнка видно, що ДН при $h=0,25\lambda$ ширша, ніж при $h=0,1\lambda$. Для $h=0,25\lambda$. $E_{\theta,\text{фмак}} = 2E'_0$, для $h=0,1\lambda$ $E_{\theta,\text{фмак}} = 1,175 E'_0$.

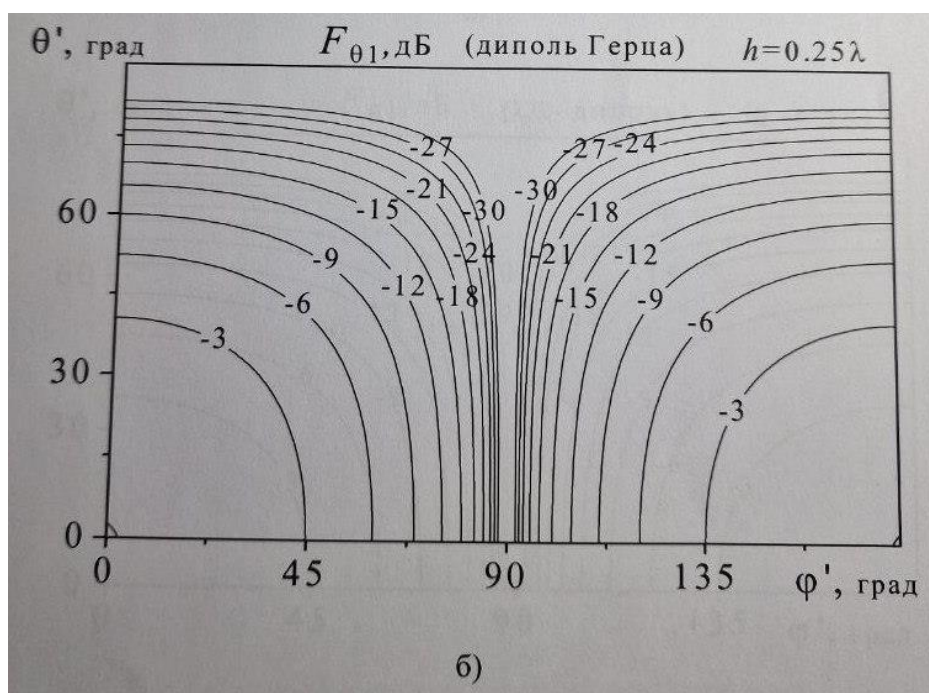
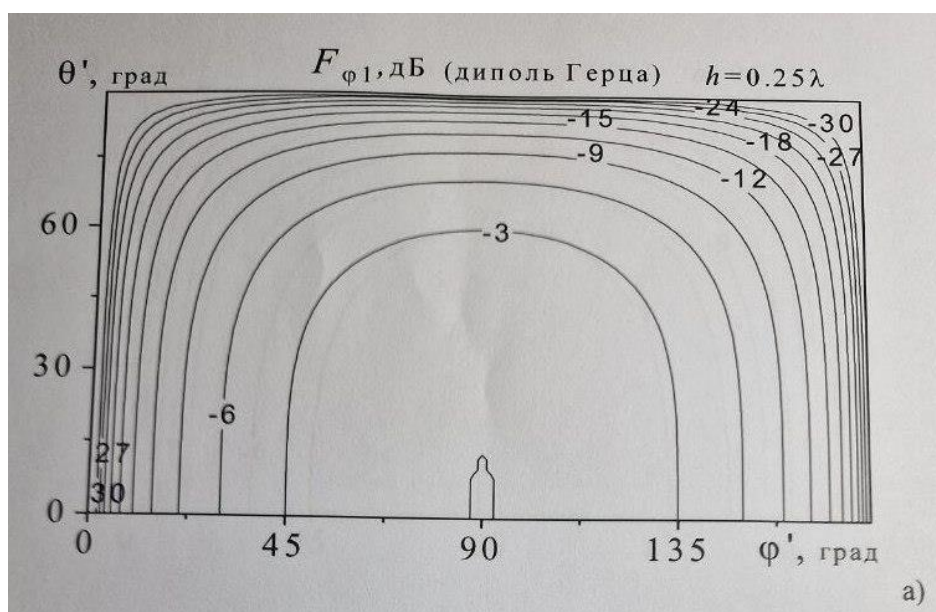


Рис. 1.3. Лінії рівних значень нормованих амплітуд вектора напруженості електричного поля диполя Герца над площиною при $h=0,25\lambda$

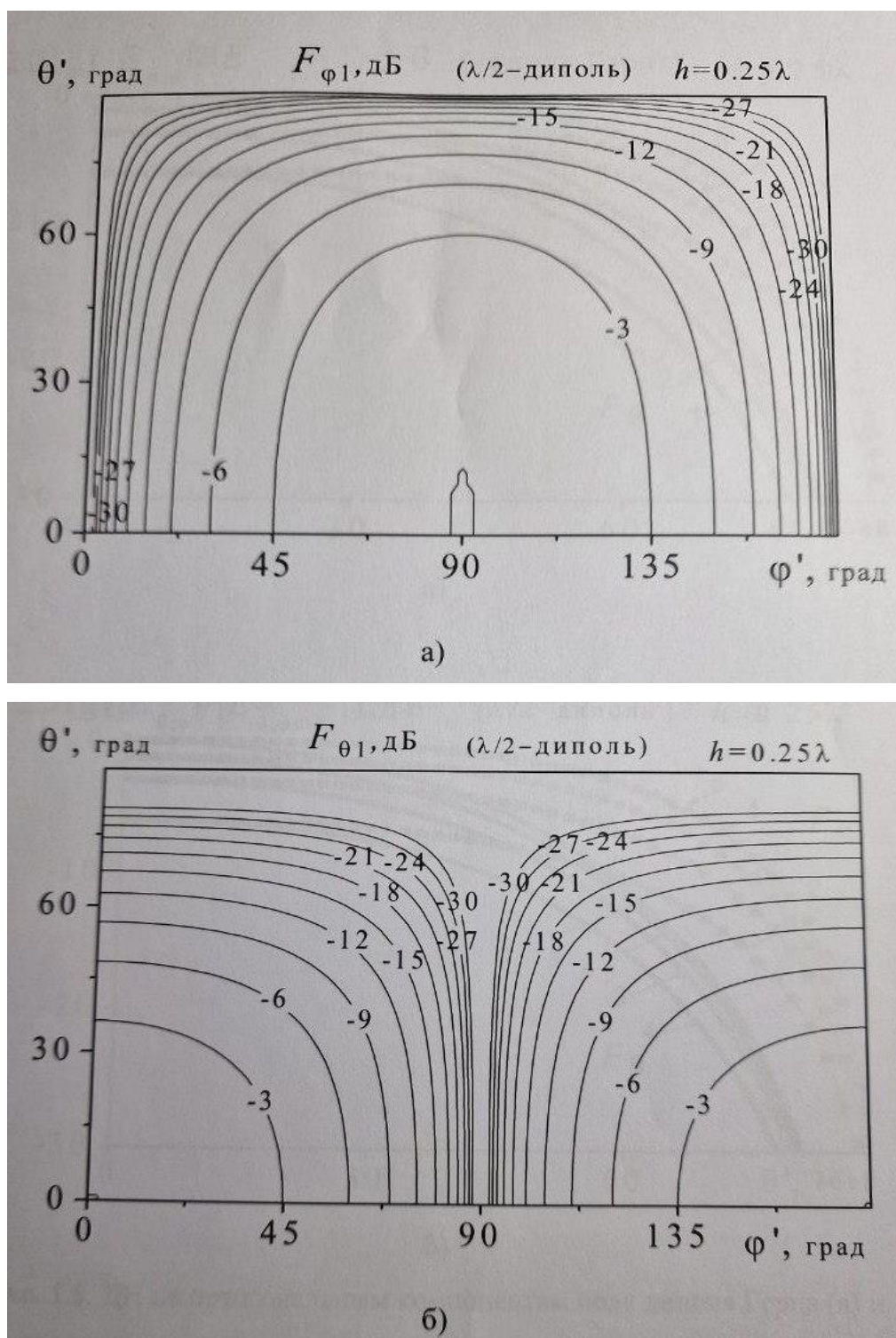


Рис. 1.4. Лінії рівних значень нормованих амплітуд вектора напруженості електричного поля напівхвильового вібратора над площиною при $h=0,25\lambda$

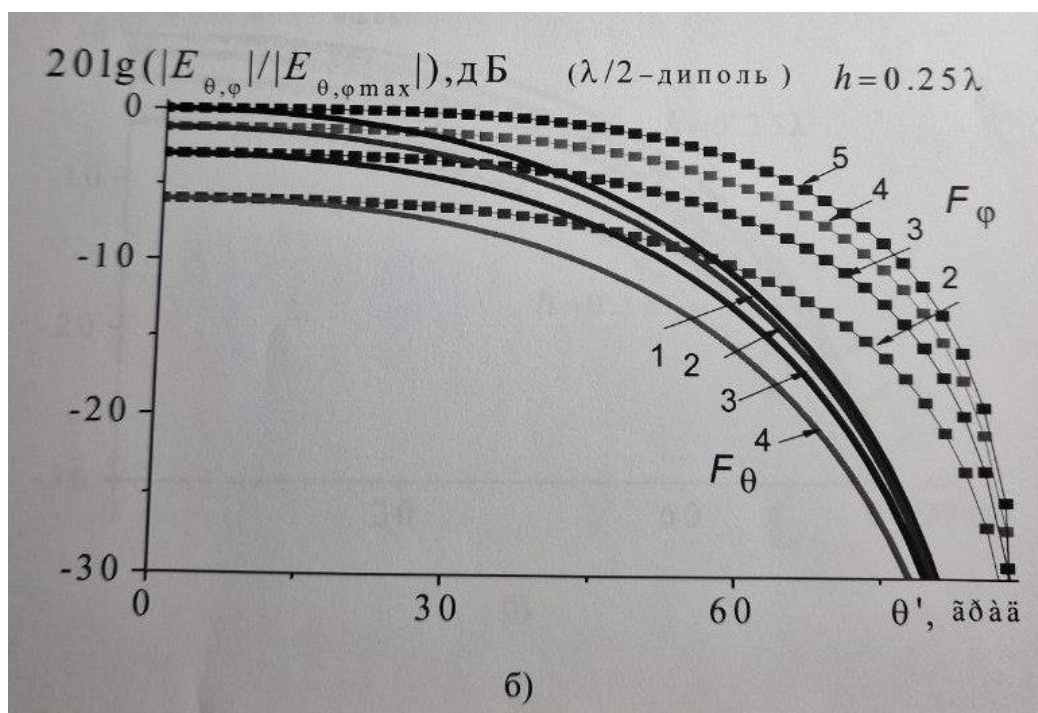
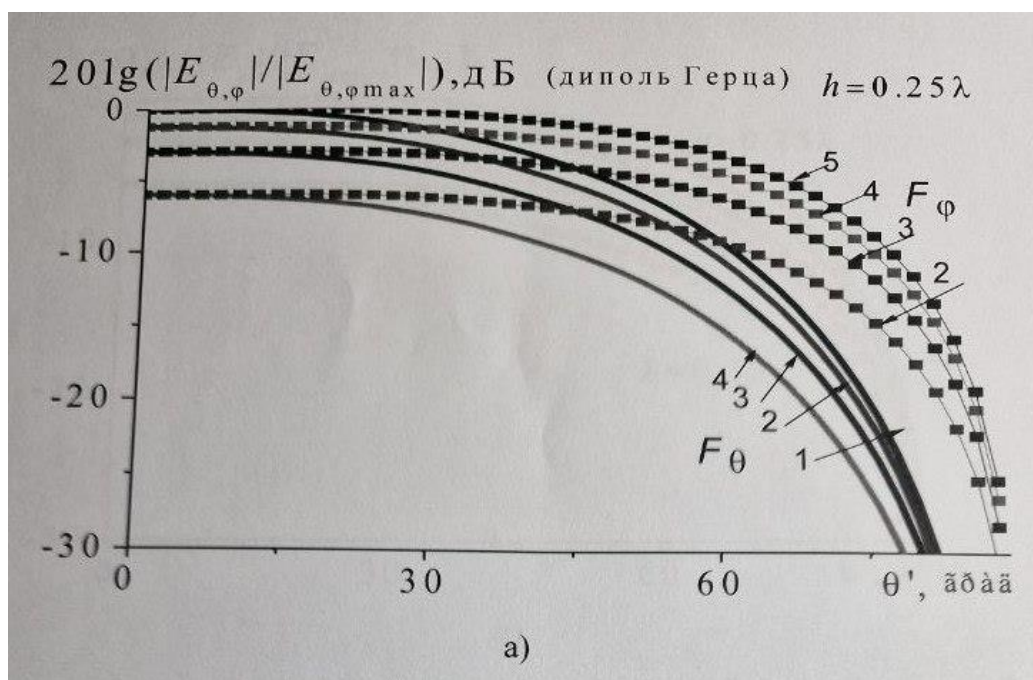


Рис. 1.5. ДН по ортогональним компонентам поля диполя Герца (а) і напівхвильового вібратора (б) над нескінченним екраном при $h=0,25\lambda$ у площинах спостереження $\phi'=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ (криві 1, 2, 3, 4, 5 відповідно).

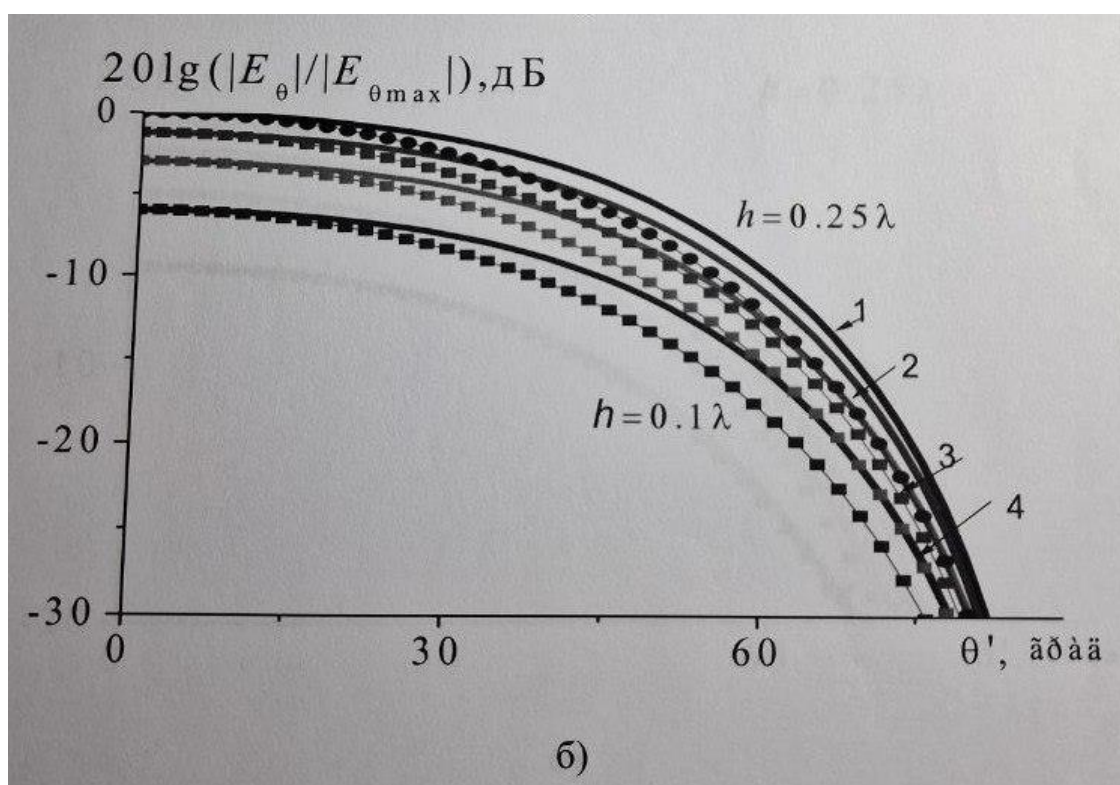
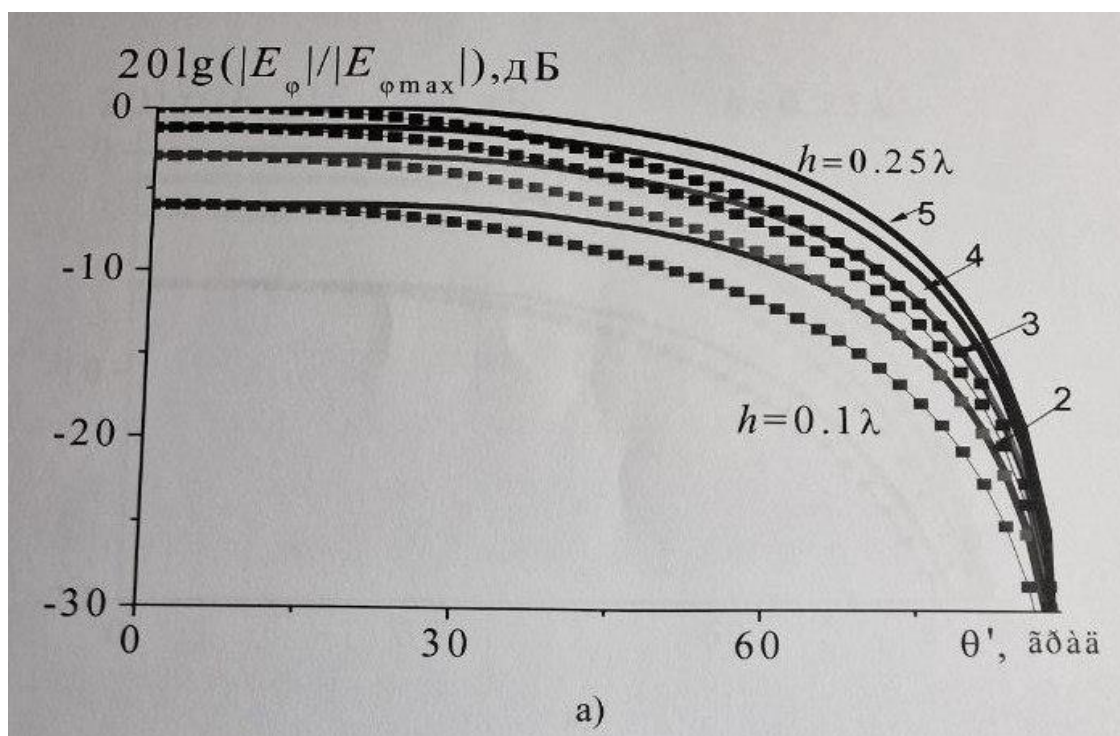


Рис. 1.6. ДН по ортогональним компонентам поля диполя Герца з нескінченним екраном у площинах спостереження $\varphi'=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ (криві 1, 2, 3, 4, 5 відповідно): суцільна лінія при $h=0.25\lambda$, з маркерами - при $h=0.1\lambda$

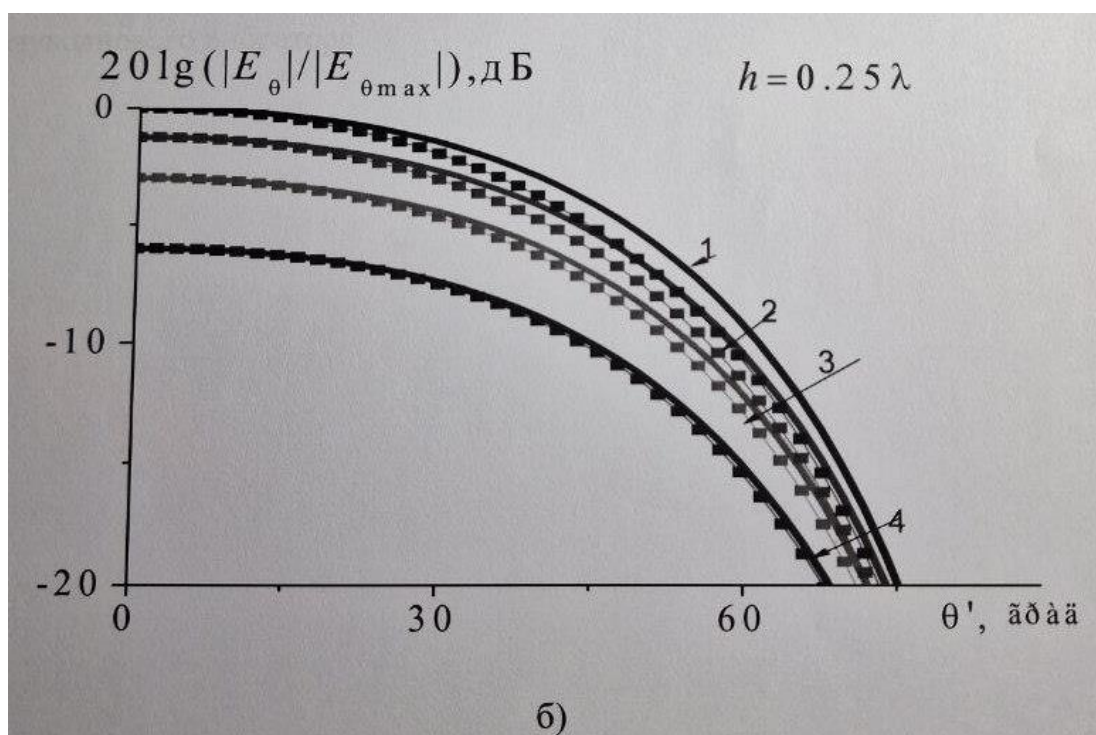
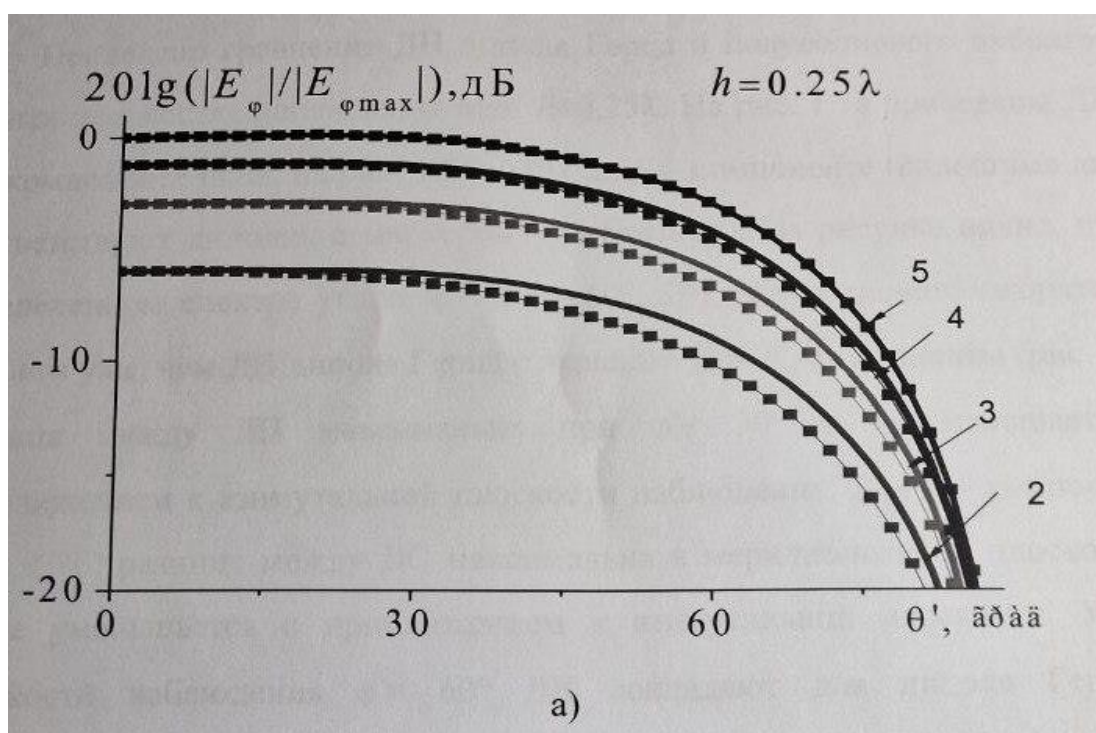


Рис. 1.7. До порівняння ДН диполя Герца і напівхвильового вібратора, розташованих над нескінченним екраном при $h=0,25\lambda$, у площинах спостереження $\varphi'=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ (криві 1, 2, 3, 4, 5 відповідно):
Суцільні лінії – диполь, з маркерами – вібратор

Проведено порівняння ДН диполя Герца та напівхвильового вібратора у різних площинах спостереження при $h=0,25\lambda$. На рис. 1.7а наведені ДН по E_φ - компоненті поля, на рис. 1.7б - ДН по E_θ - компоненті (суцільні лінії відповідають диполу, з маркером – вібратору). З малюнка видно, що в певному спектрі кутів, $\varphi'=30^\circ:60^\circ$, ДН напівхвильового вібратора з екраном вужча, ніж ДН диполя Герца з екраном. Для E_φ -компоненти (рис. 1.7а) різниця між ДН максимальна при $\varphi'=30^\circ$ і зменшується з наближенням до азимутальної площини спостереження. Для E_θ -компоненти (рис. 1.7б) різниця між ДС максимальна в меридіональній площині і також зменшується з наближенням до азимутальної площини. Уже в площині спостереження $\varphi'=60^\circ$ ДН збігаються для диполя Герца і напівхвильового вібратора.

2. ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ДВОХ ЗВ'ЯЗАНИХ СИМЕТРИЧНИХ ПАРАЛЕЛЬНИХ ВІБРАТОРІВ З ЕКРАНОМ КІНЦЕВИХ РОЗМІРІВ

2.1. Постановка задачі та алгоритм її розв'язання

Розглянемо випромінюючу систему з двох однакових електричних симетричних вібраторів 1 і 2 з довжиною плеча 1, розташованих над прямокутним нескінченно тонким ідеально провідним екраном з розмірами сторін L і W симетрично щодо його середини і паралельно парі його кромek. З серединою екрана O пов'яжемо прямокутну XYZ і сферичну R, θ, φ системи координат. Відстань по осі Y між вібраторами становить $\xi=2d$, відстань від екрану до вібраторів по осі X дорівнює h . Введемо також прямокутні системи координат $X_1Y_1Z_1$ та $X_2Y_2Z_2$ з початками O_1 та O_2 у точках проєкцій середин вібраторів на екран (рис. 2.1). У загальній системі координат XYZ точки O_1 та O_2 мають координати $(0, \pm d, 0)$.

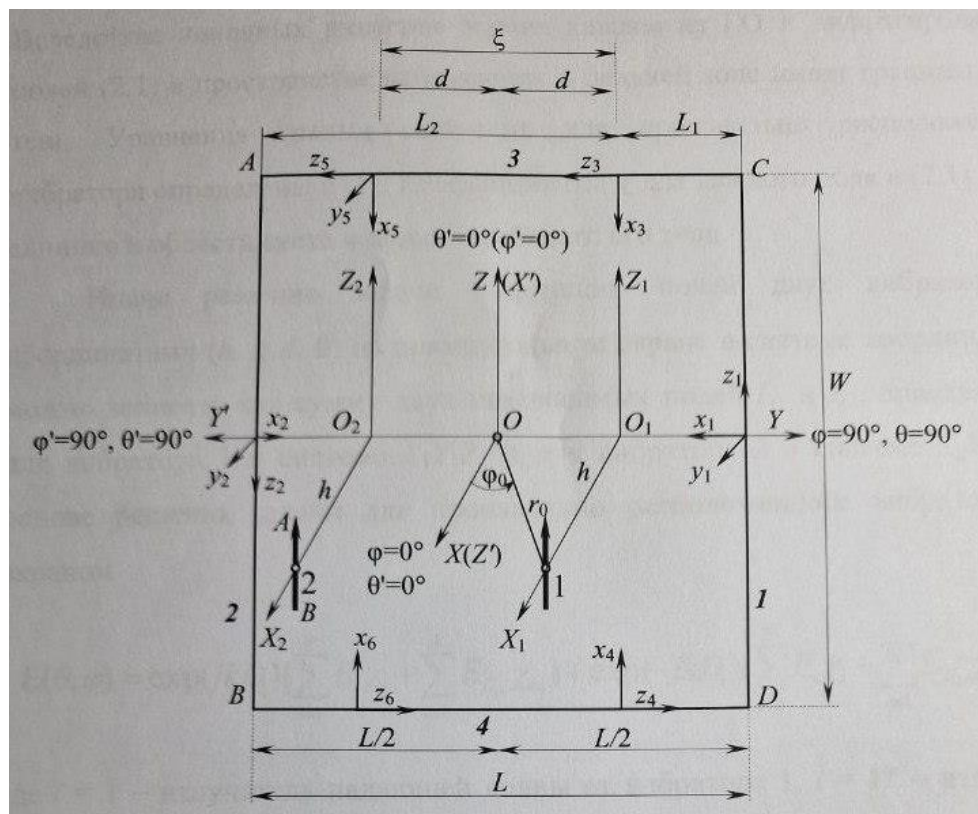


Рис. 2.1. Геометрія задачі: 1, 2 вібратори, 1-4-номери кромek екрану

В рамках асимптотичної теорії дифракції полів електричного диполя на екранах з гострими кромками [1] поле випромінювання $E(\theta, \varphi)$ двох вібраторів з нескінченно тонким ідеально провідним екраном прямокутної форми в наближенні первинної дифракції є суперпозиція незалежних падаючих полів від двох вібраторів $E_{\text{пад}1}$ і $E_{\text{пад}2}$, відбитих від екрану $E_{\text{отр}1}^*$ і $E_{\text{отр}2}^*$ та дифрагованих полів $E_{\text{ä}1n}$, $E_{\text{ä}2n}$, $E_{\text{ä}1n}^*$, $E_{\text{ä}2n}^*$, на чотирьох кромках екрану $n=1 \div 4$

$$E(\theta, \varphi) = E_{\text{ПАД}1X1} + E_{\text{ПАД}2X2} + E_{\text{ОТР}1X1}^* + E_{\text{ОТР}2X2}^* + \sum_{n=1}^4 E_{\text{Д}1n} x_{1n} + \sum_{n=1}^4 E_{\text{Д}1n}^* x_{1n}^* + \sum_{n=1}^4 E_{\text{Д}2n} x_{2n} + \sum_{n=1}^4 E_{\text{Д}2n}^* x_{2n}^* \quad (2.1)$$

Внаслідок кінцевих розмірів екрана кожне з ГО та дифрагованих полів (2.1) у просторі спостереження у дальній зоні має межі світло-тінь. Рівняння кордонів світло-тінь для довільно розташованого вібратора визначено в [1]. Коефіцієнти χ для кожного поля у (2.1) рівні одиниці в області світла і нулю - в області його тіні.

Інакше вирішення задачі дифракції полів двох вібраторів з координатами $(h, \pm d, 0)$ на прямокутному екрані у системі координат XYZ можна записати як суму двох незалежних полів E_1 і E_2 , визначених для вібратора 1 в системі $X_1Y_1Z_1$ і для вібратора 2 в системі $X_2Y_2Z_2$, на основі вирішення задачі для довільно розташованого вібратора над екраном

$$E(\theta, \varphi) = \exp(jkD_1) \left(\sum_{i=1}^{1^*} E_i x_i + \sum_{n=1}^{1^*} E_{\text{Д}in} x_{in} \right) + \exp(-jkD_1) \left(\sum_{i=2}^{2^*} E_i x_i + \sum_{n=1}^4 E_{\text{Д}in} x_{in} \right) \quad (2.2)$$

де $i=1$ - випромінювач падаючої хвилі від вібратора 1, $i=1^*$ - випромінювач відбитої хвилі, збудженої вібратором 1, $i=2$ - випромінювач

падаючої хвилі від вібратора 2, $i=2^*$ - випромінювач відбитої хвилі, збудженої вібратором 2, D_1 - різниця ходу променів, які ідуть від початку O системи координат XYZ і початку O_1 системи координат $X_1Y_1Z_1$, $D_1 = d \sin \theta \sin \varphi$.

2.2. Визначення ГО поля системи вібратор 1 - екран у системі координат $X_1Y_1Z_1$

При збудженні екрану струмом I_z симетричного вібратора 1 довжиною $2l$ напруженість ГО поля падаючої ($i=1$) і відбитої ($i=2$) від екрану хвиль у сферичній системі координат, пов'язаної з прямокутною системою $X_1Y_1Z_1$, в дальній зоні дорівнює

$$E_{\theta i}(\theta, \varphi) = (-1)^{i+1} j \frac{I_0 W_0}{2\pi \sin kl} \frac{\exp(-jkS_i)}{R} F(\theta), \quad (2.3a)$$

де I_0 - величина струму на вході, $W_0 = 120\pi$ – хвильовий опір вільного простору, j - уявна одиниця, s_i - ейконали падаючої і відбитої хвиль, рівні шляхи по променю від середини вібратора або його дзеркального зображення відповідно до точки спостереження, $F(\theta)$ – кутова діаграма спрямованості симетричного безкінечно тонкого вібратора у представленні синусоїдального амплітудного розподілу току уздовж нього

$$F(\theta) = [\cos(kl \cos \theta) - \cos kl] / \sin \theta, \quad (2.3b)$$

для напівхвильового вібратора $F(\theta) = \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta)}{\sin \theta}$. (2.3в)

Ейконал s_i у фазовому множнику ГО поля i -го випромінювача (2.3) з урахуванням паралельності променів, що виходять з фазового центру

випромінювача i від початку системи координат $X_1Y_1Z_1$, а також з урахуванням винесеного фазового множника $\exp(jkD_1)$ у (2.2) дорівнює

$$S_1 = R - \delta_i, \quad (2.4a)$$

де δ_i - різницю ходу променів від початку системи координат $X_1Y_1Z_1$ і від фазового центру i -го випромінювача з координатами (r_{0i}, φ_{0i}) до точки спостереження - $M(\theta, \varphi)$,

$$\delta_i = r_{0i} \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_{0i}) \quad (2.46)$$

Після підстановки (2.4a) до (2.3a) та нормування на коефіцієнт

$$E'_0 = j \frac{I_0 W_0}{2\pi \sin kl} \frac{\exp(-jkR)}{R}, \quad (2.5)$$

остаточно отримаємо нормовану комплексну ДН i -го випромінювача

$$f_{\theta i}(\theta, \varphi) = \pm \exp(jk\delta_i) F(\theta). \quad (2.6)$$

2.3. Визначення дифрагованого поля, збудженого ГО полем вібратора 1

Дифраговані поля, збуджені випромінюванням вібратора 1 на кромках екрана, визначаються в дальній зоні діаграмою спрямованості віртуальних дифракційних випромінювачів (ВДІ), поміщених на початку власних прямокутних систем координат $X_1Y_1Z_1$, $X_2Y_2Z_2$, $X_3Y_3Z_3$, $X_4Y_4Z_4$, введених на цих кромках. Дифраговані поля від вібратора 2 визначаються полями ВДІ, поміщеними на початку систем $X_1Y_1Z_1$, $X_2Y_2Z_2$, $X_5Y_5Z_5$, $X_6Y_6Z_6$ (рис. 2.1).

У роботі [4] отримано строге рішення задачі дифракції поля випромінювання електричного диполя на напівплощині, що ідеально проводить. У роботі [1] із строгого рішення Вандакурова Ю. В. [4] отримані

рівномірні асимптотики дифрагованої хвилі, збудженої електричним диполем на краю напівплощини, що ідеально проводить, при різних орієнтаціях диполя щодо екрану. При збудженні кромки екрана n паралельним їй диполем рівномірна асимптотика поля крайової хвилі первинної дифракції є сума двох доданків, кожний з яких має вигляд добутку ГО поля в точці спостереження на функцію переходу від світла до тіні як для диполя ($i=1$), так і його дзеркального зображення ($i=2$). Рівномірна асимптотика поля одиничних крайових хвиль, збуджених джерелом i на кромці n в системі координат R_n, θ_n, φ_n має вигляд:

$$E_{\theta||in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta||i}(\theta_n, \varphi_n)T(\xi_{in}). \quad (2.7)$$

У разі збудження кромки екрана n перпендикулярним до неї диполем компоненти дифрагованого поля, крім аналогічних двох безперервних доданків, мають доданок з особливістю поля на ребрі. Доданок з нерегулярністю віднесемо до поля одиничної крайової хвилі, збудженої на кромці n хвилею, що падає, тоді рівномірні асимптотики компонент поля цієї одиничної крайової хвилі у сферичній системі координат R_n, θ_n, φ_n набувають вигляду [1]

$$E_{\theta\perp in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta\perp i}T(\xi_{in}) - \sqrt{\frac{2}{\pi k r_{in} \sin \theta_n}} \cos \theta_n \sin \frac{\varphi_n}{2} \sin \left(\gamma_{in} - \frac{\varphi_{in}}{2} \right) \times \\ \times \exp[-j(kr_{in} \sin \theta_n + \pi/4 - k\delta_n)], \quad (2.8a)$$

$$E_{\varphi\perp in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\varphi\perp i}T(\xi_{in}) - \sqrt{\frac{2}{\pi k r_{in} \sin \theta_n}} \sin \frac{\varphi_n}{2} \sin \left(\gamma_{in} - \frac{\varphi_{in}}{2} \right) \times \\ \times \exp[-j(kr_{in} \sin \theta_n + \pi/4 - k\delta_n)], \quad (2.8b)$$

а напівтіньове поле крайової хвилі, збудженої на кромці n відбитої хвилею, є

$$E_{\theta \perp in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta \perp i} T(\xi_{in}^*), E_{\varphi \perp in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\varphi \perp i} T(\xi_{in}^*), \quad (2.8в)$$

Тут $T(\xi)$ і $T(\xi^*)$ - напівтіньові функції переходу від світла до тіні відповідно для падаючої та відбитої хвиль

$$T(\xi) = \pm \frac{\Phi(|\xi|\sqrt{j}) - 1}{2}, \quad T(\xi^*) = \pm \frac{\Phi(|\xi^*|\sqrt{j}) - 1}{2}, \quad (2.9)$$

де $\xi_{in} = \sqrt{2kr_{in} \sin \theta_n} \cos((\varphi_n - \varphi_{in})/2)$, $\xi_{in}^* = \sqrt{2kr_{in} \sin \theta_n} \cos((\varphi_n + \varphi_{in})/2)$, знак «+» береться в області світла ГО поля, «-» в області його тіні. Інтеграли ймовірності $\Phi(|\xi|\sqrt{j})$, $\Phi(|\xi^*|\sqrt{j})$ пов'язані з інтегралами Френеля

$$C(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^x (\cos t / \sqrt{t}) dt, \quad S(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^x (\sin t / \sqrt{t}) dt \quad (2.10a)$$

функціональним співвідношенням [4], що використовується для розрахунку функцій $T(\xi)$ і $T(\xi^*)$,

$$\Phi(\xi\sqrt{j}) = \sqrt{2j}[C(\xi^2) - jS(\xi^2)]. \quad (2.10б)$$

У (2.7) - (2.9) r_{in} , φ_{in} - полярні координати i -го випромінювача у власній системі координат (ССК) на n -й кромці екрана, γ_{in} - кут між віссю i -го диполя та віссю $O_n X_n$. Вібратори 1 і 2 паралельні кромкам 1 і 2 і перпендикулярні кромкам 3 і 4. Кут γ між осями вібраторів 1 і 2 і осями x_3 , x_5 і x_4 , x_6 дорівнює відповідно 180° і 0° . З урахуванням (2.3) та (2.5а) компоненти ГО поля в ССК після нормування на A_0^* набувають вигляду:

$$E_{\theta \parallel in}(\theta_n, \varphi_n) = (-1)^{i+1} F_{\parallel}(\theta_n) \exp(jk(\delta_n + \delta_{in})), \quad (2.11a)$$

$$E_{\theta \perp i}(\theta_n, \varphi_n) = -F_{\perp i}(\theta_n, \varphi_n) \cos \theta_n \cos(\varphi_n - \gamma_{in}) \exp[jk(\delta_n + \delta_{in})], \quad (2.11б)$$

$$E_{\varphi \perp i}(\theta_n, \varphi_n) = F_{\perp i}(\theta_n, \varphi_n) \sin(\varphi_n - \gamma_{in}) \exp[jk(\delta_n + \delta_{in})], \quad (2.11b)$$

$$\text{де } F_{\parallel}(\theta_n) = (\cos(kl \cos \theta_n) - \cos kl) / \sin \theta_n \quad (2.12a)$$

$$F_{\perp in}(\theta_n, \varphi_n) = [\cos(kl \sin \theta_n \cos(\varphi_n - \gamma_{in})) - \cos kl] / [1 - \sin^2 \theta_n \cos^2(\varphi_n - \gamma_{in})]. \quad (2.12b)$$

Складові в експоненті: δ_{in} - різниця ходу променів, що йдуть у точку спостереження від середини i -го випромінювача та від початку ССК; δ_n - різниця ходу променів, що йдуть від початку O_1 системи координат X_1, Y_1, Z_1 , та початку O_n ССК до точки спостереження

$$\delta_{in} = r_{in} \sin \theta_n \cos(\varphi_n - \varphi_{in}), \delta_n = x_{0n} \sin \theta \cos \varphi + y_{0n} \sin \theta \sin \varphi + z_{0n} \cos \theta, \quad (2.13)$$

де x_{0n}, y_{0n}, z_{0n} - прямокутні координати ВДІ з номером n в системі координат X_1, Y_1, Z_1

$$x_{0_{1,2}} = 0, y_{0_{1,2}} = L_{1,2}, z_{0_{1,2}} = 0 (n = 1, 2); x_{0_{3,4}} = 0, y_{0_{3,4}} = 0, z_{0_{3,4}} = W_{1,2} (n = 3, 4) \quad (2.14)$$

Полярні координати i -го диполя ССК рівні $r_{in} = (x_{in}^2 + y_{in}^2 + z_{in}^2)^{1/2}$, $\varphi_{in} = \arctg(y_{in}/x_{in})$.

Компоненти поля крайової хвилі первинної дифракції, визначені ССК, проектується на осі загальної сферичної системи координат R, θ, φ за формулами, наведеними в [1].

Остаточно характеристики поля випромінюючої системи будемо розраховувати у сферичній системі координат θ', φ' , пов'язаній з системою координат $X'Y'Z'$, у якій вісь Z' йде по нормалі до площини екрану (рис. 2.1). Кут θ' відраховується від нормалі до екрану, кут φ' від осі вібратора. Зв'язок компонент поля та кутових координат точки спостереження M у системах θ', φ' і θ, φ у дальній зоні визначається формулами

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\theta'}(\theta', \varphi') &= [E_{\theta}(\theta, \varphi)C_{22} + E_{\varphi}(\theta, \varphi)C_{23}]\vec{\theta}', \\ \vec{E}_{\varphi'}(\theta', \varphi') &= [E_{\theta}(\theta, \varphi)C_{32} + E_{\varphi}(\theta, \varphi)C_{33}]\vec{\varphi}',\end{aligned}\tag{2.15}$$

$$\begin{aligned}C_{22} &= -\frac{\cos\theta\cos\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}}, \quad C_{23} = \frac{\sin\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}}, \\ C_{32} &= -\frac{\sin\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}}, \quad C_{33} = -\frac{\cos\theta\cos\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}}.\end{aligned}\tag{2.16}$$

$$\sin\varphi' = -\frac{\sin\varphi\cos\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}}, \quad \cos\varphi' = -\frac{\cos\theta}{\sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}}, \quad \sin\theta' = \sqrt{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}.\tag{2.17}$$

2.4. ДН решітки з двох паралельних вібраторів, розташованих над ідеально провідною нескінченно тонкою площиною

Як еталонне рішення задачі отримаємо аналітичний вираз для амплітуди електричного поля, створюваного двома паралельними синфазними симетричними вібраторами довжиною $2l$ з однаковим струмом $\vec{I}_z$, розташованими на відстані ξ один від одного і на висоті h над ідеально провідною нескінченно тонкою площиною, в системі координат R, θ, φ у дальній зоні. Електродинамічна модель поля відповідно до вимог виконання граничних умов представляє собою решітку чотирьох паралельних випромінювачів із попарно протифазними полями однакової амплітуди (рис. 2.2).

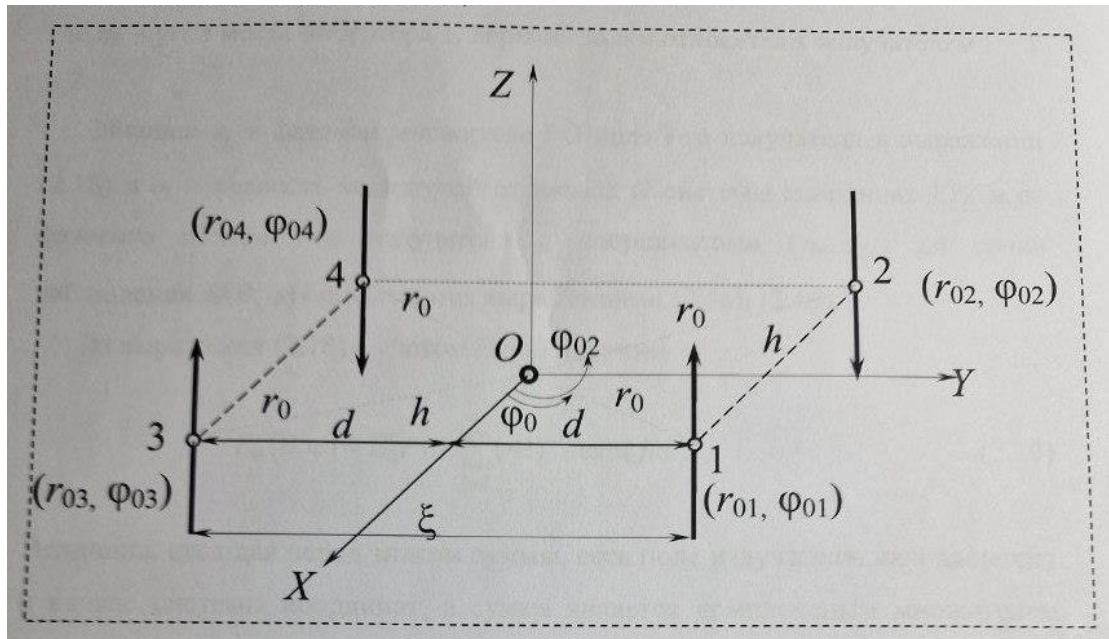


Рис. 2.2. Електродинамічна модель поля двох паралельних вібраторів над площиною

Так як вектори електричних полів у точці $M(R, \theta, \varphi)$ дальньої зони паралельні, то комплексна амплітуда повного поля в передньому півпросторі дорівнює сумі комплексних амплітуд ГО полів (2.3) всіх чотирьох випромінювачів. З урахуванням (2.3) та (2.5) отримаємо

$$E_{\theta} = (\theta, \varphi) = E_0' F(\theta) \sum_{i=1}^4 (-1)^{i+1} \exp(-jks_i), \quad (2.18)$$

де $i=1$ – випромінювач падаючої хвилі від вібратора 1, $i=2$ – випромінювач відбитої хвилі, збудженої вібратором 1, $i=3$ – випромінювач падаючої хвилі від вібратора 2, $i=4$ – випромінювач відбитої хвилі, збудженої вібратором 2. У полярній системі координат, пов'язаній з системою XYZ (рис. 2. 2), випромінювачі $i=1:4$ мають координати

$$\varphi_{01,3} = \arctg(\pm d/h); \varphi_{02,4} = \pi \pm \varphi_0; r_0 = \sqrt{h^2 + d^2}, \quad (2.19)$$

де φ_0 – кут місця вібратора 1, верхні знаки відносяться до випромінювачів $i=1$ і 2.

Ейконал s_i - у фазовому множнику ГО поля i -го випромінювача у виразі (2.18) і δ_i - різниця ходу променів від початку O системи координат XYZ і від фазового центру i -го випромінювача з координатами (r_{0i}, φ_{0i}) до точки спостереження $M(\theta, \varphi)$ описуються виразами (2.4а), (2.4б).

З виразу (2.18) з урахуванням (2.4а) отримаємо

$$E_{\theta}(\theta, \varphi) = E'_0 F(\theta) \sum_{i=1}^4 (-1)^{i+1} \exp(-jk\delta_i), \quad (2.20)$$

Величина, що стоїть перед знаком суми, є полем випромінювача, що знаходиться на початку системи координат, а сума є комплексним множником системи ізотропних випромінювачів.

З (2.4б) з урахуванням (2.19) у дальній зоні різниці ходу променів від i -го випромінювача та від початку системи координат XYZ до точки спостереження $M(\theta, \varphi)$ рівні

$$\begin{aligned} \delta_1 &= r_0 \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_0); \delta_2 = -r_0 \sin \theta \cos (\varphi + \varphi_0); \\ \delta_3 &= r_0 \sin \theta \cos (\varphi + \varphi_0); \delta_4 = -r_0 \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_0). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Після підстановки (2.21) в (2.20) і нормування доданків на E'_0 , використовуючи відоме співвідношення [3] $\sin z = \frac{e^{jz} - e^{-jz}}{2j}$ отримуємо ДН поля випромінюючої системи у наступному вигляді

$$f_{\theta}(\theta, \varphi) = 2jF(\theta)[\sin(kr_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)) + \sin(kr_0 \sin \theta \cos(\varphi + \varphi_0))]. \quad (2.22)$$

Після перетворення тригонометричних функцій (2.22)

$$f_{\theta}(\theta, \varphi) = 4jF(\theta) \sin(kr_0 \sin \theta \cos \varphi \cos \varphi_0) \cos(kr_0 \sin \theta \cos \varphi \cos \varphi_0). \quad (2.23)$$

Враховуючи, що з геометрії задачі $h=r_0\cos\varphi_0$ і $d=r_0\sin\varphi_0$, із (2.23) остаточно маємо

$$f_0(\theta, \varphi) = 4jF(\theta) \sin(kh \sin \theta \cos \varphi) \cos(kd \sin \theta \sin \varphi). \quad (2.24)$$

З порівняння (2.20) і (2.24) випливає, що комплексна амплітуда поля системи двох пов'язаних паралельних вібраторів над ідеально провідною нескінченно тонкою площиною дорівнює добутку ДН поля одиночного вібратора, розташованого на початку системи координат XYZ на комплексний множник системи чотирьох ізотропних випромінювачів

$$f_c(\theta, \varphi) = 4j \sin(kh \sin \theta \cos \varphi) \cos(kd \sin \theta \sin \varphi). \quad (2.25)$$

Вираз для комплексної амплітуди електричного поля двох паралельних вібраторів з нескінченним екраном можна записати виходячи з (2.24) також у наступному вигляді

$$f_0(\theta, \varphi) = 2f_{\theta 1}(\theta, \varphi) \cos(kd \sin \theta \sin \varphi), \quad (2.26)$$

де $f_{\theta 1}(\theta, \varphi)$ - ДН поля випромінюючої системи із одного вібратора з нескінченним екраном,

$$f_{\theta 1}(\theta, \varphi) = 2jF(\theta) \sin(kh \sin \theta \cos \varphi). \quad (2.27)$$

У площинах спостереження $\theta = 90^\circ$ (H -площина) і $\varphi = 0$ (E -площина) із (2.24) маємо

$$f_{\theta H}(\theta, \varphi) = 4j \sin(kh \cos \varphi) \cos(kd \sin \varphi), \quad (2.28a)$$

$$f_{\theta E}(\theta, \varphi) = 4j F(\theta) \sin(kh \sin \theta). \quad (2.28b)$$

У системі координат R', θ', φ' з урахуванням (2.15) та (2.24) ГО поле у загальному випадку має дві компоненти. Вирази для комплексних амплітуд поля в головних площинах спостереження $\varphi' = 90^\circ, 270^\circ$ - (H -площина, де $\varphi = \theta'$) і $\varphi' = 0$ (E -площина, де $\theta = 90^\circ - \theta'$) набувають вигляду

$$f_{\varphi_H} = 4j \sin(kh \cos \theta') \cos(kd \sin \theta'), \quad (2.29a)$$

$$f_{\theta_E} = 4j \cos \theta' \sin(kh \cos \theta'). \quad (2.29б)$$

З виразів (2.28a) - (2.28б) і (2.29a) - (2.29б) випливає, що у напрямку нормалі до екрану ($\theta=90^\circ, \varphi=0^\circ$), ($\theta'=0^\circ, \varphi'=0^\circ$) і в E -площині амплітуда ГО поля не залежить від відстані між вібраторами та з урахуванням (2.27) дорівнює подвійній амплітуді ГО поля одного вібратора, розташованого на осі X на відстані h від екрану. Таким чином, ДН по E_θ -компоненті ГО поля в E -площині збігаються для вібраторів 1, 2 та двох вібраторів з екраном. Виходячи з виразів для поля (2.29), забезпечити однакову ширину головної пелюстки ДН в головних площинах спостереження, $2\Delta\theta_\varphi=2\Delta\theta_\varphi$, можна, керуючи формою ДН E_φ -компоненти в H -площині, за рахунок зміни відстані між вібраторами $\xi=2d$.

На рис. 2.3 наведені ДН по E_φ -компоненті поля ($F_\varphi=201g(|E_\varphi(\theta,\varphi)|/|E_{\varphi\max}|)$) в H -площині для значень ξ від 0.2λ до 0.7λ . і по E_θ -компоненті ($F_\theta=201g(|E_\theta(\theta,\varphi)|/|E_{\theta\max}|)$) в E -площині, розраховані за формулами (2.24), (2.15) - (2.17) при $h=0.25\lambda$ у системі координат R', θ', φ' . На рис. 2.3а наведена також ДН по E_φ -компоненті поля одного вібратора з нескінченним екраном (крива 1). Видно, що у випадку одного вібратора з екраном ДН по E_φ -компоненті значно ширша, ніж ДН по E_θ -компоненті. Для двох вібраторів з екраном ширина головної пелюстки ДН по E_φ -компоненті стає вже зі збільшенням відстані між вібраторами ξ . Результати розрахунків ДН при відстані між вібраторами $\xi=0.4:0.45\lambda$, наведені на рис. 2.3б-2.3г показали, що у разі нескінченного екрану умова $\Delta\theta_\varphi=\Delta\theta_\varphi$ виконується до рівня поля - 10 дБ при $\xi=0.4\lambda$, на рівні поля -20 дБ – при $\xi = 0.42 \div 0.43\lambda$.

На рис. 2.3в,г наведено просторові ДН двох вібраторів з нескінченним екраном при $\xi = 0.5 \lambda$ і $h = 0.25\lambda$ у передньому півпросторі кутів спостереження $\varphi' = 0 : 180^\circ$ та $\theta' \leq 90^\circ$ у межах рівня поля від нуля до - 40дБ.

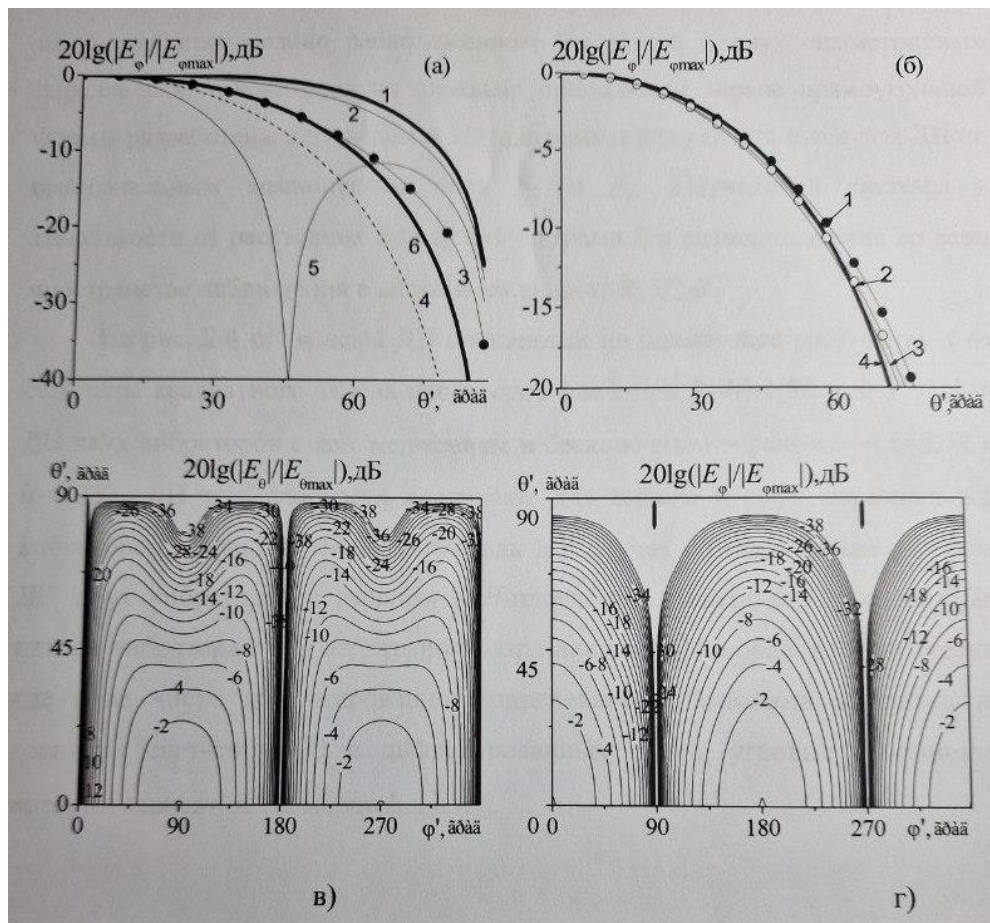


Рис. 2.3. ДН поля двох паралельних вібраторів з нескінченним екраном в H -площині при $h=0.25\lambda$ та різних ξ : (а) E_φ -компонента поля одного вібратора з екраном - крива 1, E_φ -компонента поля двох вібраторів з екраном при $\xi/\lambda = 0.2$ (2), 0.4 (3), 0.5 (4), 0.7 (5), E_θ -компонента поля в E -площині крива 6; (б) E_θ -компонента поля двох вібраторів з екраном при $\xi/\lambda = 0.4$ (1), 0.42 (2), 0.43 (3), E_θ -компонента поля в E -площині – крива 4; (в)-(г) просторові ДН двох вібраторів з безкінечним екраном при $\xi = 0.5\lambda$ і $h = 0.25\lambda$.

2.5. Аналіз розрахункових ДН в H - E - площинах спостереження

На основі асимптотичного рішення тривимірної задачі дифракції випромінювання довільно розташованого вібратора і двох симетричних

паралельних вібраторів на ідеально провідному екрані прямокутної форми розроблені алгоритми та 3D програми для розрахунку та аналізу ДН по ортогональним компонентам поля F_θ і F_φ випромінюючої системи в залежності від відстані між вібраторами ξ і розміру екрану у всьому просторі спостереження в системі координат R', θ', φ' .

На рис. 2.4 наведені ДН зміщених на однакову відстань d від середини квадратного екрану вібраторів 1 і 2 при $L=W=1.2\lambda$ і $d=\pm 0.25\lambda$ і ДН двох вібраторів з тим же екраном та нескінченним екраном при $\xi=0.5\lambda$ і $h=0.25\lambda$. ДН в E -площині збігаються для одного та двох паралельних вібраторів з квадратним екраном, як і у випадку з нескінченним екраном. ДН двох вібраторів з екраном у H -площині значно вужча, ніж ДН одного вібратора з тим самим екраном. Порізаність ДН в області тіні екрану, де поле чисто дифраговане, визначається розривами амплітуд на межах світло-тінь ГО та дифрагованих полів, кутові координати яких залежать від розмірів L, h і ξ .

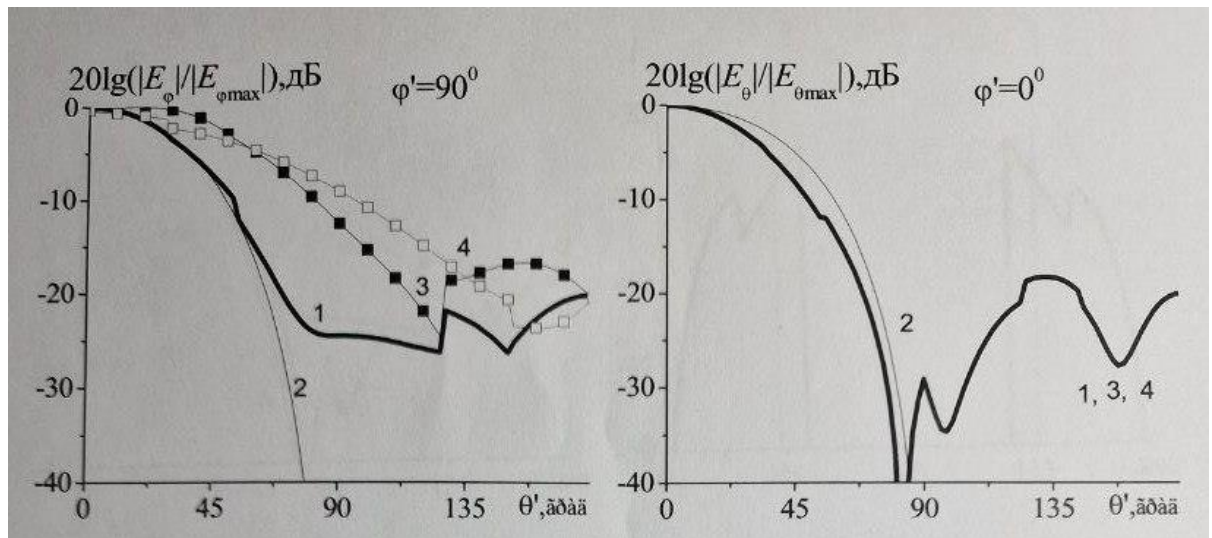


Рис. 2.4. ДН випромінюючої системи вібратор-екран в головних площинах спостереження при $L=W=1.2\lambda$, $h=0.25\lambda$ і $\xi=0.5\lambda$: крива 1 - два паралельних вібратора з квадратним екраном, крива 2 - два паралельні вібратори з нескінченним екраном, криві 3 і 4 - вібратор 1 вібратор 2 із квадратним екраном.

На рис. 2.5а наведені розраховані ДН по ортогональних компонентах поля в головних площинах спостереження у випадках одного вібратора, розташованого над серединою квадратного екрану з $L=1.2\lambda$, та двох вібраторів з тим самим екраном. Видно, що на відміну від випадку одного вібратора з екраном (криві 1 і 2), форма та ширина головної пелюстки $F_{\theta\phi}$ двох паралельних вібраторів в головних площинах спостереження однакова до рівня поля - 20 дБ (криві 3 і 4) і практично збігається з розрахунками F_{θ} в наближенні екрана з нескінченними розмірами до рівня - 15 дБ (крива 5). F_{θ} в Е-площині спостереження збігаються для одного і двох вібраторів з екраном кінцевих розмірів в області світла ГО поля, що знаходиться у згоді з виразом (2.16), і відрізняються в області бічних та задніх пелюсток ($\theta = 135 \div 180^\circ$) за рахунок різної амплітуди дифрагованих полів.

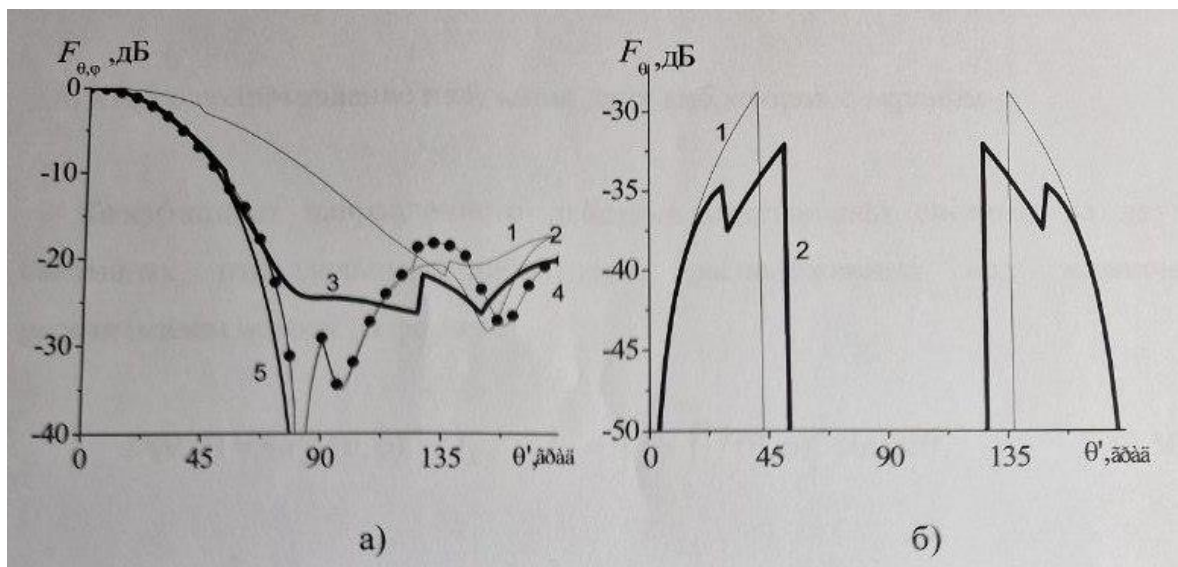


Рис. 2.5. ДН по основним компонентам поля двох паралельних вібраторів з екраном в головних площинах спостереження при $h=0.25\lambda$: а) ДН одного та двох вібраторів з екраном $L=1.2\lambda$, $\xi=0.5\lambda$: криві 1, 2 - один вібратор з екраном, криві 3, 4 - два вібратора з екраном, крива 5 - два вібратори з нескінченним екраном ($\phi' = 90^\circ$ - (криві 1, 3), $\phi' = 0^\circ$ (криві 2, 4, 5); б) ДН кросполяризованого поля у площині $\phi' = 90^\circ$ (один (1) і два (2) вібратора з екраном)

При орієнтації осі вібратора паралельно кромкам екрану 1 і 2, у H -площині ($\varphi'=90, 270^\circ$) E_θ -компонента ГО поля дорівнює нулю. У [1] показано, що при дифракції хвиль, що випромінюються перпендикулярним до краю напівплощини диполем, у площині спостереження, перпендикулярній диполю, утворюється кросполяризована $E_{\theta d}$ -компонента поля. Це призводить до того, що в H -площині в областях світла крайових хвиль від поперечних країв екрану утворюється $E_{\theta d}$ -компонента дифрагованого поля (рис. 2.5). Порівняно з випадком одного вібратора з екраном (крива 1) при двох вібраторах (крива 2) кутова область кросполяризованого випромінювання H -площини збільшилася, а рівень поля зменшився.

2.6. КНД та опір випромінювання двох вібраторів з екраном

Коефіцієнт спрямованої дії випромінюючої системи із двох пов'язаних паралельних вібраторів, розташованих над екраном, розраховуємо виходячи з формул

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi |\dot{f}(\theta, \varphi)|^2 / I_\Sigma, \quad I_\Sigma = \int_0^\pi d\varphi \int_0^{2\pi} |\dot{f}(\theta, \varphi)|^2 \sin\theta d\theta, \quad (2.30)$$

де

$$|\dot{f}(\theta, \varphi)|^2 = |\dot{f}_{01}(\theta, \varphi) + \dot{f}_{02}(\theta, \varphi)|^2 + |\dot{f}_{\varphi 1}(\theta, \varphi) + \dot{f}_{\varphi 2}(\theta, \varphi)|^2$$

- нормована характеристика спрямованості антени за потужністю, $f_{\varphi\theta}(\theta, \varphi)$ - кутові ДН по E_θ – і E_φ -компонентам поля вібраторів 1 і 2 з екраном, I_Σ - інтеграл випромінювання, що знаходиться інтегруванням $|\dot{f}(\theta, \varphi)|^2$ по всім кутам спостереження θ, φ .

Опір випромінювання визначаємо за формулою

$$R_\Sigma = 30I_\Sigma / \pi. \quad (2.31)$$

Насамперед, за формулами (2.30) - (2.31) з використанням аналітичного виразу (2.24) для визначення $|\dot{f}(\theta, \varphi)|^2$ двох пов'язаних паралельних вібраторів над площиною отримані контрольні значення КНД по нормалі до екрану та опір випромінювання, які склали $D_\infty(0, 0) = 9.8$ і $R_{\Sigma\infty} = 195.5$ Ом при $\xi = 0.5\lambda$ та $h = 0.25\lambda$. У випадку одного вібратора з нескінченним екраном ті ж величини рівні $D_{1\infty}(0, 0) = 5.6$ і $R_{\Sigma1\infty} = 85.6$ Ом.

За розробленими алгоритмами розраховані та показані на рис. 2.6а,б лінії рівних значень КНД у напрямку нормалі до екрану $D_1(0,0)$ та опір випромінювання $R_{\Sigma1}$ вібратора, розташованого над серединою екрана при зміні розміру екрана L/λ у межах від 0.5λ до 3.52λ та відношенні сторін екрана W/L від 0.2 до 3 при $h=0.25\lambda$. З розрахунку випливає, що максимальний КНД дорівнює 7.27 при $L = 1.15 \div 1.2\lambda$ і $W/L_{\text{опт}} = 1 \div 1.1$, тобто на 30% перевищує значення $D_{1\infty}(0,0)$, розраховане в наближенні нескінченних розмірів екрану. Значення опору випромінювання $R_{\Sigma1}$ змінюється від 72.3 Ом до 93 Ом ($R_{\Sigma100} = 85.6$ Ом). Максимальне значення $R_{\Sigma1}$ досягається при $L = 0.8 \div 0.95\lambda$ і $W/L_{\text{опт}} = 0.9 \div 1.05$. Напрямок головного максимуму майже при всіх L збігається з напрямком нормалі до екрану.

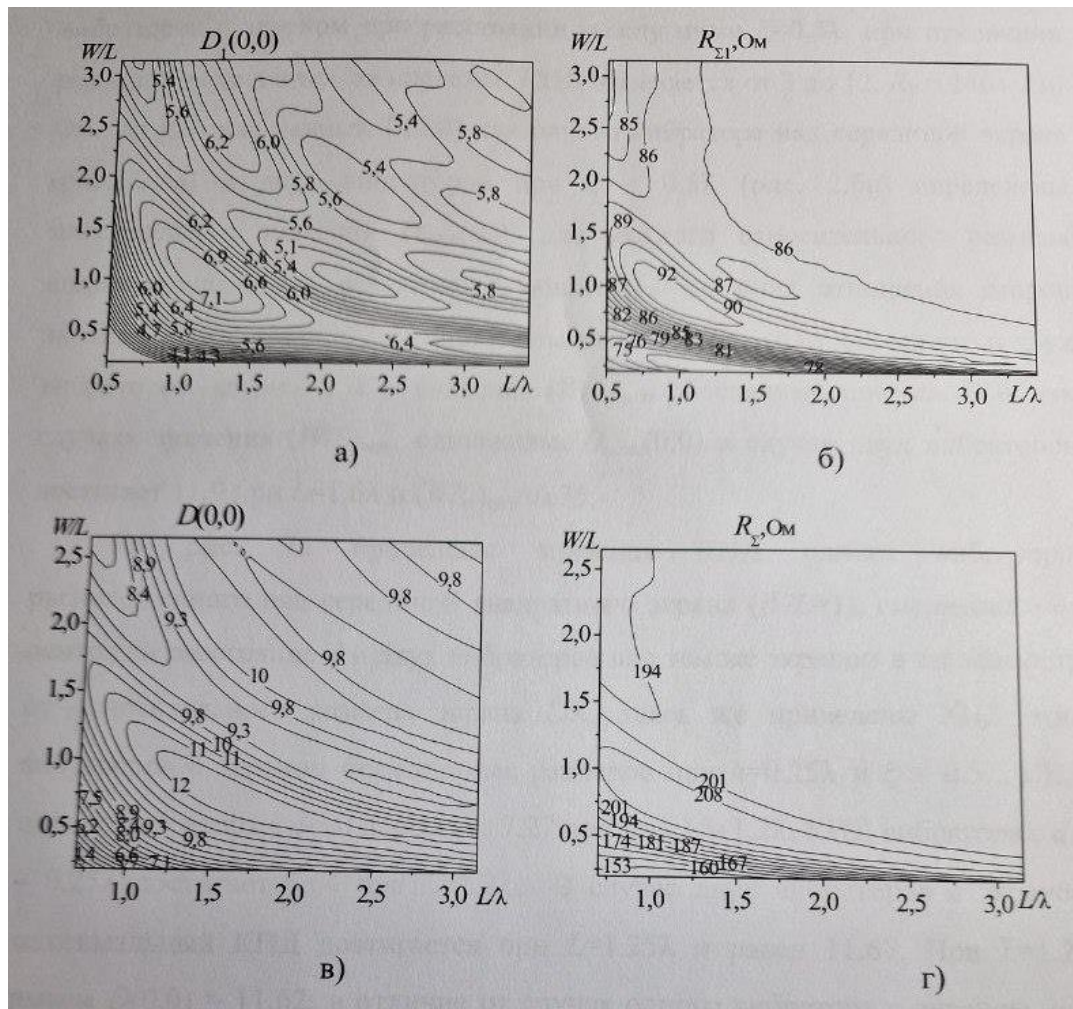


Рис. 2.6. Лінії рівних значень КНД у напрямку нормалі до екрану (а) та опору випромінювання (б) у випадку одного вібратора, розташованого над серединою екрану, та двох вібраторів при $\xi = 0.5\lambda$ (в, г) у системі координат L/λ та W/L при $h = 0.25\lambda$.

Відмінність $D(\theta_{\text{макс}}, \varphi_{\text{макс}})$ від $D(0,0)$ має місце при $L=1.5+2.6\lambda$ і пояснюється змінням напрямку головного максимуму при даних розмірах екрана до кутів $\theta_{\text{макс}} = 30^\circ$, $\varphi = 90^\circ$.

На рис. 6в, г наведені лінії рівних значень КНД у напрямку нормалі до екрану $D(0,0)$ та опір випромінювання R_Σ двох пов'язаних вібраторів з екраном на відстані між ними $\xi=0.5\lambda$, при зміні розмірів екрану в тих же межах. КНД змінюється від 3 до 12, $R_\Sigma = 146 \div 210$ Ом. З масиву даних $D(0,0)$ для одного вібратора над серединою екрану (рис. 2.6а) та двох вібраторів при $\xi = 0.5\lambda$ (рис. 2.6в) визначено максимальні значення $D_{\text{макс}}(0,0)$ для кожного

відносного розміру ширини екрану L/λ та відповідні їм значення відношення сторін екрану $(W/L)_{\text{опт}}$. На рис. 2.7а наведено значення $D_{\text{макс}}(0,0)$ для одного та двох вібраторів, на рис. 2.7б - значення $(W/L)_{\text{опт}}$, що їх забезпечують. В обох випадках значення $(W/L)_{\text{опт}}$ однакові. $D_{\text{макс}}(0,0)$ у разі двох вібраторів досягає 11.9 при $L=1.6\lambda$ та $(W/L)_{\text{опт}}=0.75$.

На рис. 7в наведені значення КНД одного вібратора, розташованого над серединою квадратного екрану ($W/L=1$), зміщеного від центру на відстань d та двох вібраторів над тим самим екраном залежно від відносного розміру екрану L/λ і відповідні їм значення відношення сторін екрану. Тут же наведено КНД цих вібраторів з екраном нескінченних розмірів при $h = 0.25\lambda$ і $\xi = 0.5\lambda$. КНД одного вібратора з $d=0$ досягає 7.27 при $L=1.15\div 1.2\lambda$, КНД вібратора із $d=-0.25\lambda$ досягає 6.64 при $L=1.2\lambda$. У разі двох вібраторів з екраном максимальний КНД досягається при $L=1.25\lambda$ і дорівнює 11.67. При $L=1.2\lambda$ маємо $D(0,0) = 11.62$, на відміну від випадку одного вібратора з екраном, як показано вище (рис. 2.5), форма та ширина головної пелюстки ДН у головних площинах спостереження однакова. На рис. 2.8г наведено залежності опору випромінювання R_{Σ} у випадках одного зміщеного вібратора та двох вібраторів від розміру квадратного екрану, розраховані методом інтегрування вектора Умова-Пойнтінга за формулами (2.30)-(2.31), а також відповідні їм значення $R_{\Sigma\infty}$ у разі нескінченних розмірів екрану. Опір випромінювання одного вібратора із квадратним екраном $L=1.2\lambda$ становить $R_{\Sigma} = 87.6$ Ом, максимальний $R_{\Sigma} = 88.8$ Ом при $L=0.95\lambda$, у разі нескінченних розмірів екрану $R_{\Sigma\infty} = 85.6$ Ом. У разі двох вібраторів із квадратним екраном $L=1.2\lambda$ $R_{\Sigma} = 201$ Ом, максимальний $R_{\Sigma} = 211.5$ Ом при $L=0.85\lambda$ у разі нескінченних розмірів екрану $R_{\Sigma\infty} = 195.5$ Ом.

Значення R_{Σ} тієї ж системи, розраховані методом наведених електрорушійних сил з урахуванням взаємного впливу вібраторів складають $R_{\Sigma}=195,8$ Ом і $R_{\Sigma\infty}=195,5$ Ом.

У [1] наведено результати розрахунку КНД і R_{Σ} двох незв'язаних вібраторів залежно від розміру квадратного екрану L . У цьому випадку

$R_{\Sigma\infty}=171.2$ Ом, КНД збігається з КНД зміщеного від середини екрану одиночного вібратора (крива 1, рис. 2.7в).

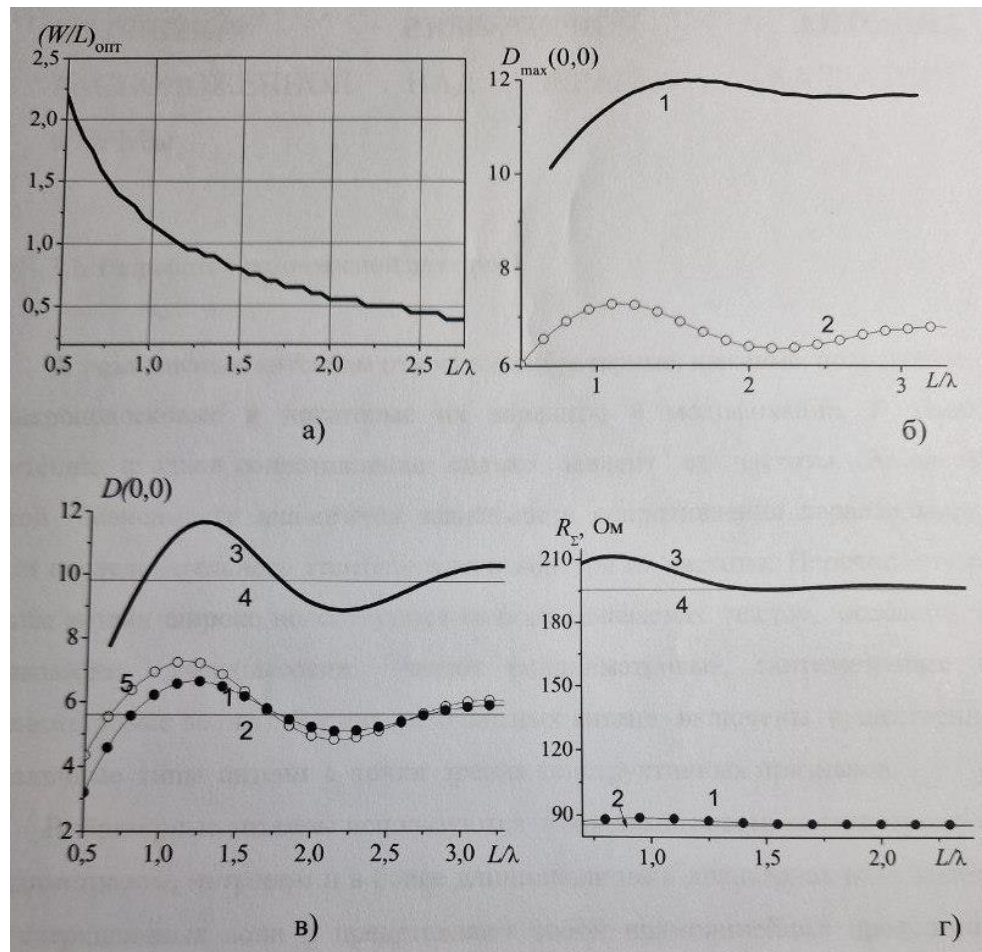


Рис. 2.7. КНД одного і двох вібраторів у напрямку нормалі до екрану (а, в), оптимальні значення $(W/L)_{\text{опт}}$ (б) і опір випромінювання R_{Σ} (г) залежно від розміру екрану L при $\xi=0.5\lambda$ і $h=0.25\lambda$: а) максимальні КНД двох вібраторів над екраном (крива 1) та одного вібратора з $d=0$ (крива 2); в) вібратор $d= - 0.25\lambda$ (крива 1), $d=0$ (крива 5), два вібратори (крива 3) при екрані з $W/L=1$, криві 2, 4 – вібратори з нескінченним екраном.

3. РОЗРОБКА ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВИПРОМІНЮВАННЯ ВІБРАТОРНОЇ АНТЕНИ, РОЗМІЩЕНОЇ НАД ЕКРАНОМ КВАДРАТНОЇ ФОРМИ

3.1. Розробка резонансної антени

До резонансних антен відносяться вібраторні, щілинні, смужкові, мікросмужкові та деякі їх варіанти та модифікації. У таких антенах вхідний опір залежить від частоти. Характер цієї залежності аналогічний залежності опору паралельного чи послідовного коливального контуру від частоти. Перелічені типи антен широко використовуються у всіх діапазонах частот, особливо в діапазоні надвисоких частот (міліметрові, сантиметрові та дециметрові хвилі). До класу резонансних антен включені суттєво різні типи антен з погляду конструктивних ознак.

Вібраторні антени використовуються в міліметровому, сантиметровому, дециметровому, метровому і більш довгохвильових діапазонах хвиль аж до наддовгих хвиль і являють собою прямолінійні провідники або системи прямолінійних провідників (антенні решітки), що збуджуються в певних точках. Вібраторні антени залежно від конструкції мають коефіцієнт спрямованої дії (КНД) від кількох одиниць до десятків тисяч і застосовуються в системах радіозв'язку, радіонавігації, телебаченні, телеметрії та інших областях радіотехніки.

Відкрита лінія передачі з двох однакових паралельних провідників з Т-хвильовою застосовується на гектометрових і метрових хвилях для підключення антен до приймальних та передавальних пристроїв. На більш коротких хвилях застосування двопровідних ліній перешкоджає помітне випромінювання, що створює перешкоди та зменшує ККД антени.

Хвильовий опір повітряної двопровідної лінії залежить від діаметра її провідників d і відстані між провідниками згідно з формулою [6]

$$z_B = 276 \lg \left[\frac{D}{d} + \sqrt{1 + \left(\frac{D}{d} \right)^2} \right] \quad (3.1)$$

Повітряні двопровідні лінії виконують із неізолюваних мідних або біметалічних дротів, підвішених на опорах за допомогою спеціальних керамічних ізоляторів на висоті не менше ніж 3 метри від поверхні землі.

Для розробки резонансної вібраторної антени використовуємо мідну трубку діаметром $d=3\text{ мм}$.

Знаючи хвильовий опір напівхвильового вібратора, можна розрахувати необхідну відстань між провідниками:

$$D=7 \text{ мм.} \quad (3.2)$$

Таким чином, враховуючи цей параметр, ми зможемо розробити резонансну вібраторну антену за заданою робочою довжиною. Для визначеності задана довжина хвилі дорівнює 9,6 см.

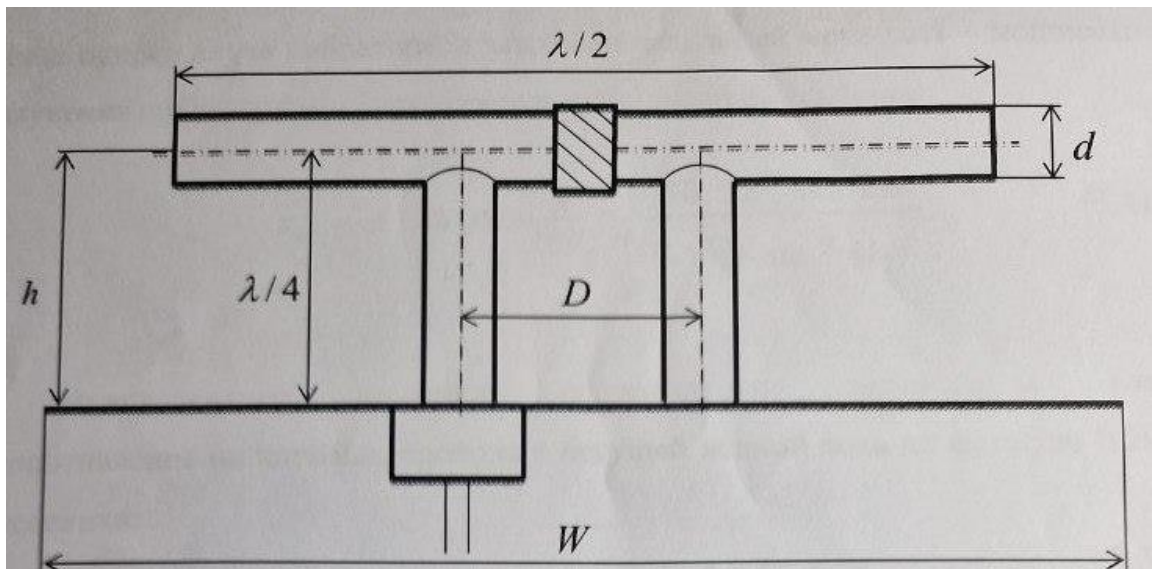


Рис. 3.1. Досліджувана антена

На рис. 3.1 зображено ескіз розробленої резонансної вібраторної антени з такими розмірами:

$$\begin{aligned}\lambda &= 9,6 \text{ см}, & h &= 0,25\lambda = 2,4 \text{ см}, \\ D &= 0,7 \text{ см}, & W &= 1,2\lambda = 11,52 \text{ см} \\ d &= 0,3 \text{ см}.\end{aligned}$$

3.2 Постановка задачі та алгоритм її розв'язання

Задано 10 варіантів антен із діаметром трубчастих провідників $d=1\text{ мм}$, $d=1,5\text{ мм}$, $d=2\text{ мм}$, $d=3\text{ мм}$, $d=4\text{ мм}$, $d=5\text{ мм}$, $d=6\text{ мм}$, $d=7\text{ мм}$, $d=8\text{ мм}$, $d=9\text{ мм}$, $d=10\text{ мм}$. Необхідно розрахувати залежність $R_{\text{вх}}$ і $X_{\text{вх}}$ від l/λ ; розрахувати укорочення антени, а також відстань між стійками.

Насамперед нам необхідно знайти опір випромінювання вібраторної антени за формулою Ван-дер-Поля, яка має вигляд [8]:

$$R_{\Sigma\Pi} = 30[\sin 2kl(Si 4kl - 2Si 2kl) + \cos kl(C + 1n kl) + Ci 4kl - 2Ci 2kl + 2(C + 1nkl = Ci 2k)]. \quad (3.3)$$

Вхідний опір вібратора знаходимо як вхідний опір розімкнутої довгої лінії з втратами, довжина якої дорівнює довжині одного плеча вібратора, а потужність, що витрачається в ній, дорівнює потужності випромінювання вібратора. З цих міркувань отримано формулу:

$$z_a = \rho, \text{cth } \gamma l \approx \frac{R_{\Sigma\Pi} - i0,5\rho, \sin 2kl}{(\frac{R_{\Sigma\Pi}}{\rho_E})^2 + \sin^2 kl}. \quad (3.4)$$

Еквівалентний хвильовий опір обчислюється як опір на клеммах дроту з хвилею струму, що біжить, за формулою В.М. Кесениха:

$$\rho_E \approx 120 \left(1n \frac{\lambda}{\pi a} - 0,577 \right), \quad (3.5)$$

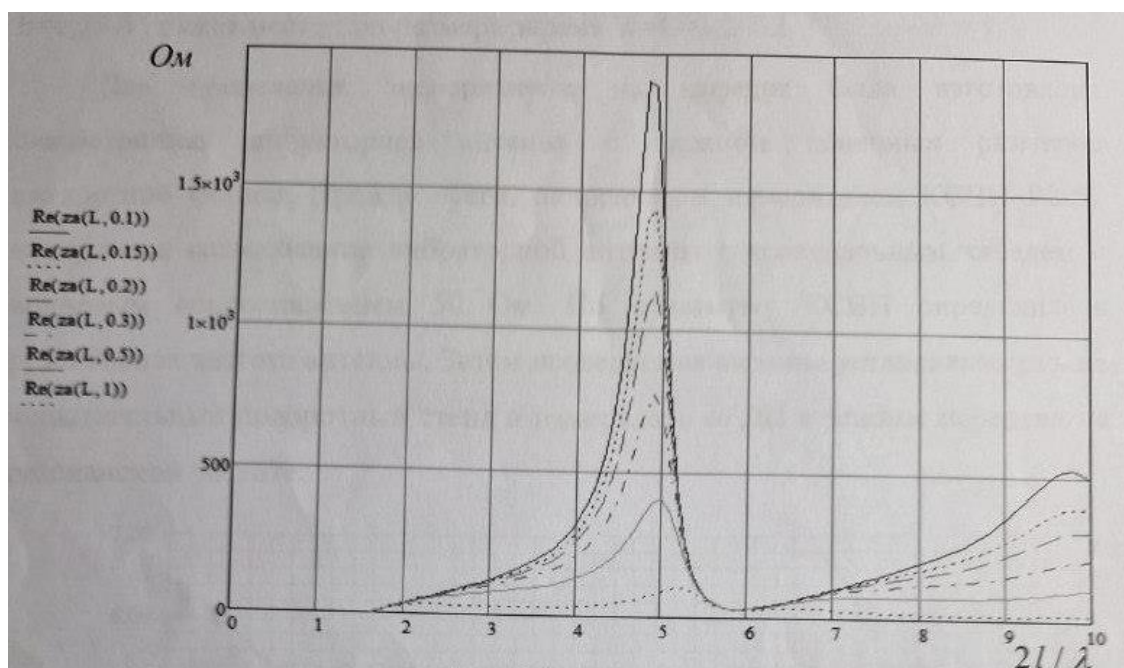
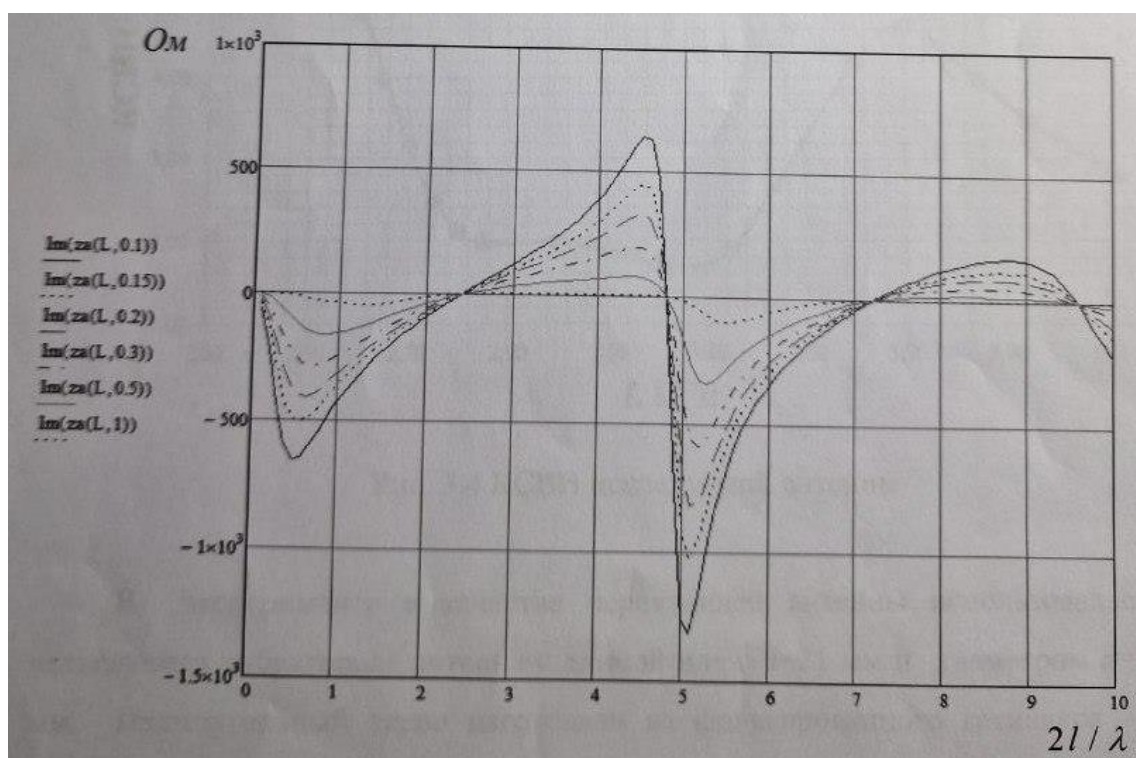
з якої видно, що хвильовий опір тим менший, чим товщий вібратор, тобто, чим більше $\frac{a}{\lambda}$, де a - радіус провідника вібратора. Величина укорочення для налаштування напівхвильових тонких вібраторів може бути знайдена за формулою, отриманою М. Леонтовичем і М. Левіним, якими показано також, що напівхвильовий вібратор, що має форму витягнутого еліпсоїда обертання, не потребує укорочення.

$$\frac{\Delta l}{l} = - \frac{0,225}{1n \frac{\lambda}{2\pi a}} \quad (3.6)$$

Отримано дані для заданих величин d (таблиця 1) і побудовано графіки залежності активної та реактивної частини вхідного опору вібраторної антени.

Таблиця 1

α , мм	1	1,5	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$R_{вх}$, Ом	68.236	67.224	66.166	63.821	61.07	57.821	53.992	49.522	44.379	38.587	32.259
Δl , см	-0.083	-0.097	-0.111	-0.138	-0.168	-0.201	-0.241	-0.288	-0.348	-0.425	-0.531

Рис. 3.2. Активна частина $Z_{ВХ}$ Рис. 3.3. Реактивна частина $Z_{ВХ}$

У результаті проведених розрахунків встановлено, що максимальний КНД при видаленні паралельного вібратора до однієї з пар краєвих екрану на $h=0,25\lambda$, має місце при розмірі екрану $W=L=1,2\lambda$.

Для проведення експерименту на кафедрі було виготовлено симетричну вібраторну антену з екраном кінцевих розмірів квадратної форми. Насамперед панорамним вимірником КСХН Р2-57 вимірювалося узгодження вібраторної антени з коаксіальним кабелем з хвильовим опором 50 Ом. По мінімуму КСВН визначилася резонансна частота антени. Потім антена, що досліджується, встановлювалася на випробувальний поворотний стенд і вимірювалася її ДН в режимі передачі на резонансній частоті.

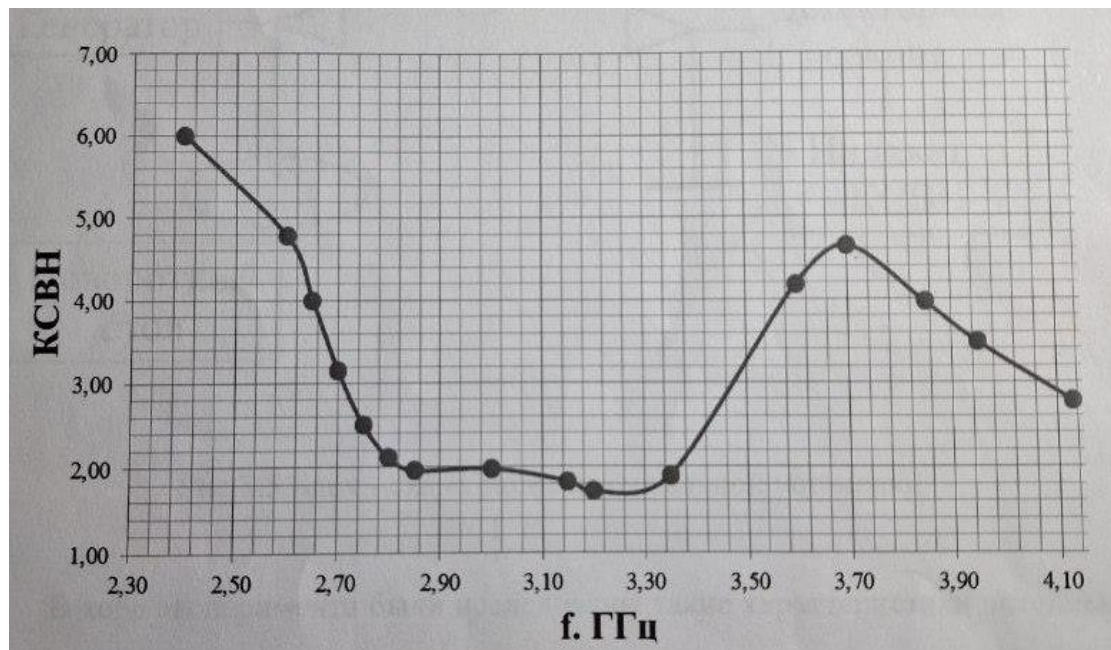


Рис. 3.4 КСВН досліджуваної антени

В експерименті у якості передавальної антени використовувалася досліджувана вібраторна антена з довжиною плеча $l=21$ мм та діаметром $d=3$ мм. Прямокутний екран виготовлений із фольгованого гетинаксу з розмірами сторін $W=L=120$ мм. Резонансна частота вібратора з екраном $f = 2.88$ МГц. Таким чином, довжина робочої хвилі $\lambda=9.6$ см. Відношення довжини плеча вібратора до його радіусу дорівнює $l/a = 4.4$. Відповідно розміри екрана у довжинах хвиль склали $L = W = 1.2\lambda$, довжина вібратора $2l=0.45\lambda$, $h=0.25\lambda$. Вібратор розміщується над серединою екрана паралельно його бічним крайкам.

Під час проведення експерименту в безеховій камері було зібрано та використано для вимірювання характеристик спрямованості наступна лабораторна установка, блок-схема якої представлена на рис.3.5.

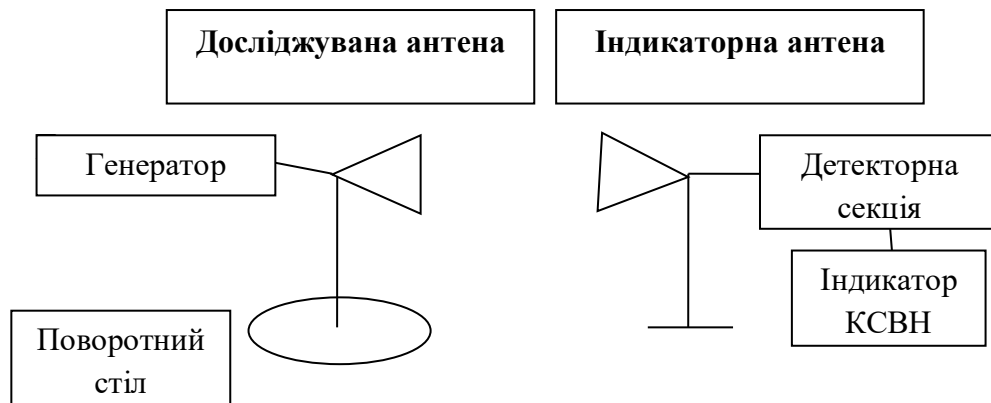


Рис 3.5 Блок-схема експериментальної установки

У ході експерименту були досліджені такі характеристики антени як: коефіцієнт підсилення антени, діаграми спрямованості в головних площинах, а також кросполяризаційна діаграма спрямованості та коефіцієнт стоячої хвилі.

Для вимірювання коефіцієнта підсилення досліджуваної антени використовувався метод еталонної антени, який полягає у порівнянні КП досліджуваної антени з еталонною, КП якої наперед відомий. Для цього досліджувану та еталонну антени по черзі підключають до генератора та, вимірюючи відповідні рівні сигналів в індикаторній антені від випробуваної та еталонної антени знаходять відповідні значення КП на кожній частоті.

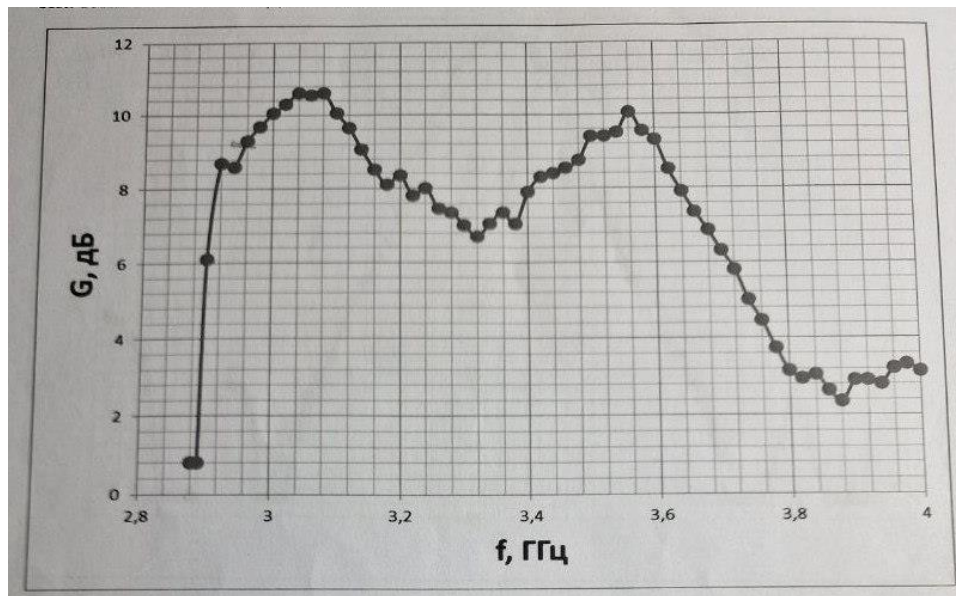


Рис. 3.6. Коефіцієнт посилення досліджуваної антени

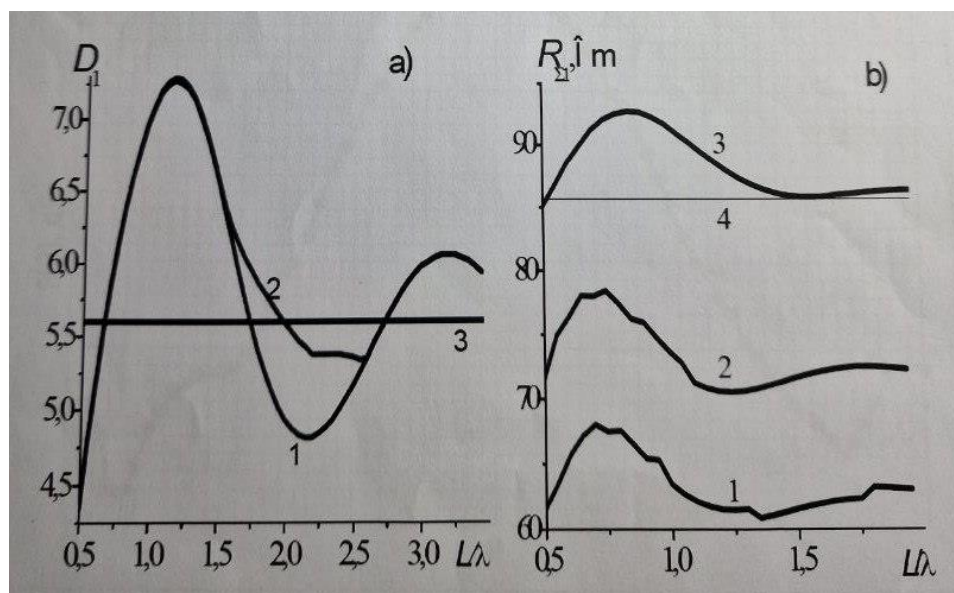


Рис. 3.7 Залежність КНД (а) та опору випромінювання (b) резонансного вібратора з екраном L/λ від електричних розмірів екрану.

В ході експерименту були зняті діаграми спрямованості в Е і Н площинах (рис. 3.8. - 3.11),

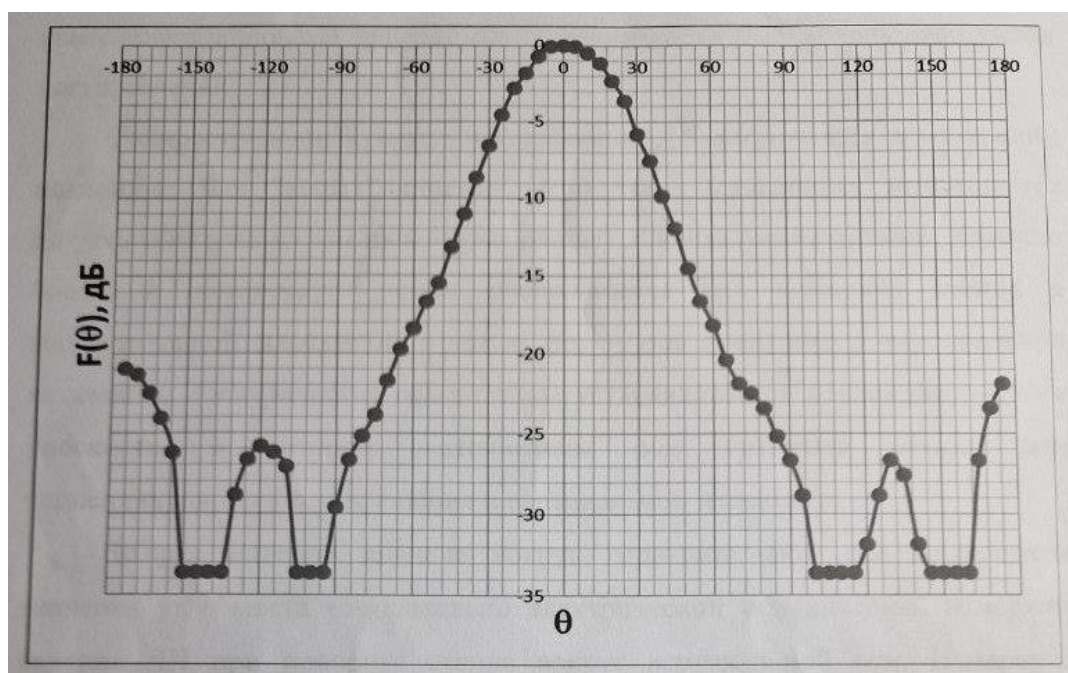


Рис. 3.8 ДН у площині Е

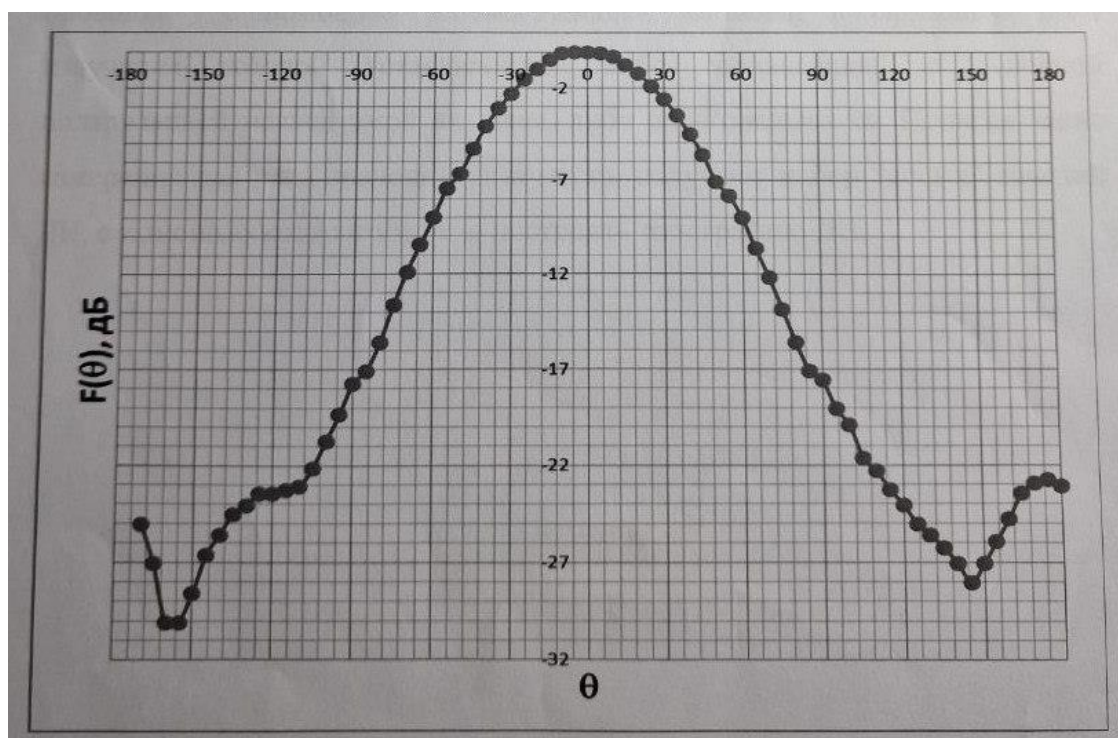


Рис. 3.9 ДН у площині Н

Також отримані діаграми спрямованості кросполяризованого поля в головних площинах і під кутом 45 градусів. Для зняття кросполяризаційної діаграми спрямованості був використаний метод косих перерізів.

Поширений метод дослідження ДН полягає у вимірі похилих або "косих" перерізів. При таких вимірах використовується двовісний стенд, на якому і розташовується антена, що досліджується. Зазвичай ближче до поверхні землі розташовується вісь обертання стенда в горизонтальній площині, а вище за неї вісь обертання у вертикальній площині. Електрична вісь антени встановлюється перпендикулярно до площини, у якій розташовані осі обертання стенда або перпендикулярно до осі обертання у вертикальній площині.

Обертаючи антену спочатку навколо горизонтальної осі конкретні значення кута місця щодо електричної осі антени, вимірюють перерізи ДН при повороті стенда навколо вертикальної осі. Вимірювання проводять за допомогою допоміжної антени, поляризацію поля випромінювання якої встановлюють або збігається з основною поляризацією антени, що досліджується, або ортогонально їй. Провівши такі вимірювання ряду значень кута місця, отримують набір "косих" перерізів ДН, з допомогою якого можна побудувати топографію ДН.

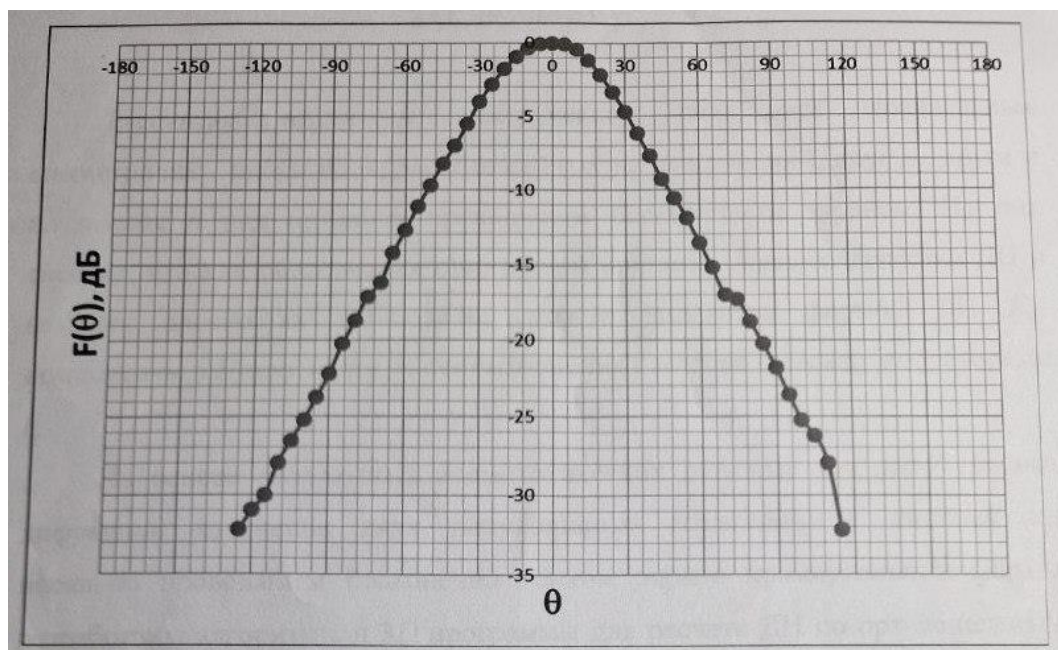


Рис. 3.10 ДН під кутом 45 градусів

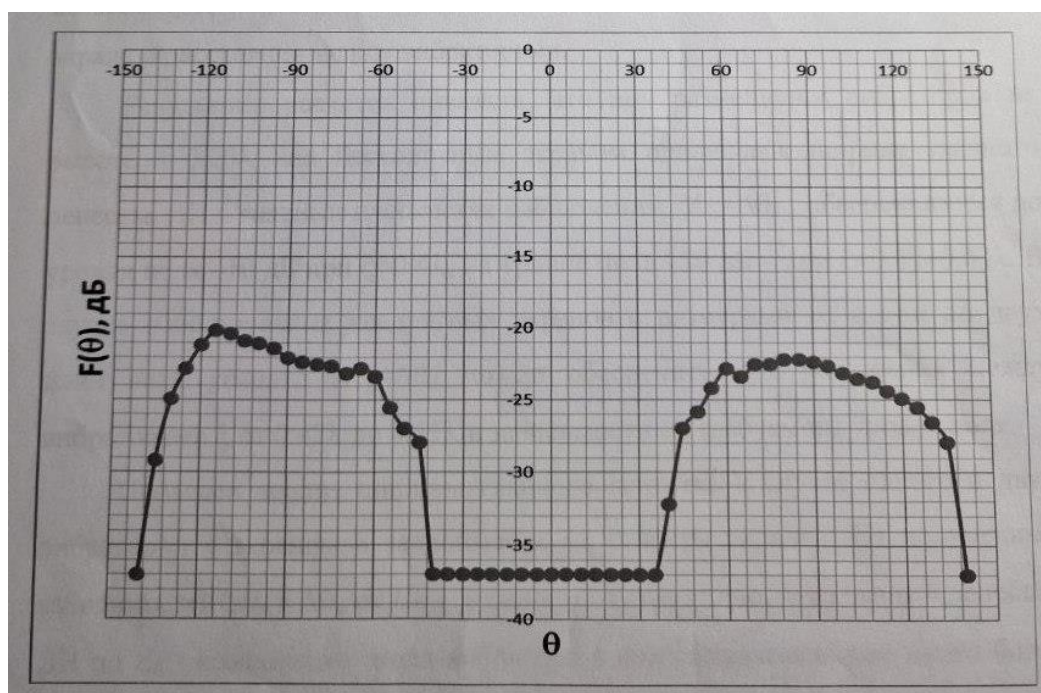


Рис. 3.11 ДН крос поляризаційного поля під кутом 45 градусів

ВИСНОВКИ

Розраховані амплітуди електричного поля двох паралельних симетричних вібраторів, розташованих на відстані ξ один від одного і на висоті h над безкінечним екраном, що ідеально проводить. З розрахунків випливає, що для забезпечення однакової ширини головної пелюстки ДН в головних площинах спостереження можна керувати формою ДН E_φ -компоненти в Н-площині за рахунок зміни відстані між вібраторами ξ .

На основі отриманих асимптотичних рішень векторної задачі дифракції випромінювання двох напівхвильових паралельних диполів на ідеально провідному нескінченно тонкому екрані прямокутної форми розроблені алгоритми і 3D програми для розрахунку ДН по ортогональним компонентам поля двох пов'язаних вібраторів з екраном кінцевих розмірів у всьому просторі спостережень в дальній зоні в залежності від розміру екрана та відстані між вібраторами. Результат розрахунків показали, що при розміщенні вібраторів на висоті $h=0.25\lambda$ над нескінченним екраном однакова ширина головної пелюстки ДН в головних площинах спостереження, $\Delta\theta_\varphi=\Delta\theta$, забезпечується до рівня поля -10 дБ при $\xi=0.4\lambda$, на рівні поля -20 дБ -- за $\xi=0.42\div 0.43\lambda$. У разі використання квадратних екранів з розмірами від однієї до двох довжин хвиль умову $\Delta\theta_\varphi=\Delta\theta$ можна забезпечити при відстані між вібраторами ξ від 0.42λ до 0.55λ , залежно від необхідного рівня поля.

Проведено аналіз ширини головної пелюстки у разі одного та двох вібраторів з екраном залежно від розміру екрана. З отриманих залежностей $\Delta\theta_0$ і $\Delta\theta_\varphi$, від L/λ у першому випадку видно, що головна пелюстка ДН по E_0 -компоненті поля вібратора з квадратним екраном має більш гостру форму порівняно з випадком нескінченного екрану на рівні поля -3 дБ і більш широку форму – на рівні -10 дБ. і особливо - 15 дБ. Цей висновок справедливий для рівня поля -3 дБ до $L < 6\lambda$, для рівня -10 дБ до $L < 5\lambda$, для рівня -15 дБ до $L < 9\lambda$. Для менших рівнів поля навіть при $L > 15\lambda$. головна

пелюстка ДН по E_φ - компоненті ширша порівняно з випадком нескінченного екрана.

Напівширина головної пелюстки $\Delta\theta^E$ ДН двох вібраторів з екраном збігається зі значеннями $\Delta\theta_0$ ДН в Е-площині одного вібратора з екраном при розмірах екрану $L \leq 1.2\lambda$ і менше їх при великих розмірах екрана. Значення $\Delta\theta^H$ ДН двох вібраторів з екраном менше, ніж $\Delta\theta_\varphi$ ДН в Н-площині одного вібратора з екраном, за будь-яких розмірів екрана.

Розраховані також КНД у напрямку нормалі до екрану та опір випромінювання одного та двох вібраторів з екраном залежно від розміру екрана при видаленні вібраторів від екрану на $h=0.25\lambda$. У першому випадку значення $D_{\text{макс}}(0,0)$ досягають 7.27 при $L=1.15\lambda$ та $(W/L)_{\text{опт}}=1$. Напрямок головного максимуму практично при всіх L збігається з напрямом нормалі до екрану. У випадку двох вібраторів з екраном при відстані між ними $\xi=0.5\lambda$ $D_{\text{макс}}(0,0) = 11.9$ при $L=1.6\lambda$ та $(W/L)_{\text{опт}} = 0.75$.

За $L=1.2\lambda$ і $W/L = 1$ маємо $D(0,0) = 11.6$. При цьому, на відміну від випадку одного вібратора із екраном, $\Delta\theta^H = \Delta\theta^E$ до рівня поля -25 дБ.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Єлісєєва Н. П., Горобець М. М. Дифракційне випромінювання дротяної антени на прямокутному та кутовому екранах. Харків: ХНУ ім.В. Н. Каразіна. 2009. 380 с.
2. Єлісєєва Н. П., Горобець М. М. Вплив крайових ефектів на випромінювання резонансного вібратора з квадратним екраном // Матер. 21-й Міжнар. Кримська конф. «НВЧ-техніка та телекомунікаційні технології». Вінниця. 2011. С. 575-576.
3. Марков Г.Т. Антени / Г.Т. Марков, Д.М. Сазонов: Енергія, 1975. -528 с.
4. Вандакуров Ю.В. Дифракція електромагнітних хвиль, що випускаються довільно орієнтованим електричним або магнітним диполем на напівплощині, що ідеально проводить // ЖЕТФ. 1954. - Т.26, № 1. - С. 3-18.
5. Нарбут В.П., Хміль В.Ф. Поляризація випромінювання дзеркальних антен, Київ, Видавниче об'єднання "Вища школа", 1978, 280 с.
6. Чеботарьов В.І. Хвильові процеси у довгих лініях: навч.-метод. посібник/В.І. Чеботарьов. - Х.: В-во Харків. держ. ун-ту, 2009. 105 с.
7. Шубарін Ю.В. Надвисокочастотні антени. Харків, Вид-во Харк., 1960.-284 с.