

Порівняння результатів розрахунків та експериментальних результатів подано на рис. 5. та 6.

З рис. 5 видно, що розраховані діаграми напрямленості відрізняються від експериментальних в області кутів $\pm 90^\circ$, що пояснюється поширенням у діелектрику поверхневих хвиль.

Експериментально встановлено, що смуга робочих частот за КСХ < 2 мікросмушкової антени в режимі біжучої хвилі становить 42 % (рис. 6), при розрахунку КСХ антенної решітки, описаної вище, з загальною кількістю лінійних вібраторів 252, ширина смуги частот за КСХ < 2 дорівнює 47 %.

Висновки

Випромінюючі властивості антени на базі щілинної лінії передачі проаналізовано з використанням методу наведених ЕРС. Показано діаграми напрямленості в Е- та Н-площині. Подібність теоретичних і експериментальних результатів підтверджує можливість використання методу наведених ЕРС для розрахунку антен такого класу. Направлені властивості антени можна регулювати, змінюючи форму щілин, параметри діелектричної підкладки, а також режим роботи антени за допомогою опору навантаження. Антена на базі щілинної лінії передачі може використовуватись як елемент антенної решітки.

1. Кочержевский Г.Н. и др. *Антенно-фидерные устройства*. – М., 1989. 2. J. R. James, P.S. Hall, Eds., *Handbook of Microstrip Antennas*. London, U.K.: Peter Peregrinus, 1989. 3. R. Garg, V.S. Reddy, "Edge Feeding of Microstrip Ring Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.51, pp. 1941–1945, Aug. 2003. 4. K.-F. Tong, K.-M. Luk, K.-F. Lee, R.Q. Lee, "A Broad-band U-slot Rectangular Patch Antenna on a Microwave Substrate", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.48, pp. 954–960, Jun. 2000. 5. H.-C. Liu, T.-S. Horng, N.G. Alexopoulos, "Radiation of Printed Antennas with a Coplanar Waveguide Feed", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.43, pp. 1143–1148, Oct. 1995. 6. J. Litva, C. Wu, Z. Bi, K. Wu, "Some Considerations for Microstrip Coplanar-waveguide Antennas", 1992 *IEEE AP-S Symp. Dig.*, pp. 491-494. 7. Хмель В.Ф., Чаплин А.Ф., Шумлянский И.И. *Антенны и устройства СВЧ: Сборник задач*. – К., 1990. 8. Чаплин А.Ф. *Анализ и синтез антенных решёток*. – Львов, 1987. 9. Бахарев С.И., Вольман В.И., Либ Ю.Н. и др. *Справочник по расчёту и конструированию СВЧ полосковых устройств*. – М., 1982.

УДК 621.396.67

Володимир Должиков, Анна Сербін

Харківський національний університет радіоелектроніки,
кафедра ОРТ

РАДІАЛЬНИЙ РОЗПОДІЛ СЕРЕДНЬОЇ ІНТЕНСИВНОСТІ ПОЛЯ В ЗОНІ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЇ СФОКУСОВАНОЇ АПЕРТУРИ

© Должиков Володимир, Сербін Анна, 2004

Наведено результати аналітичного і комп'ютерного досліджень впливу фазових флуктуацій поля збудження круглої сфокусованої апертури на характер радіального розподілу середньої інтенсивності поля в її зоні Френеля.

In this paper analytical and computer researches results of the excitation field phase fluctuations influence of the circular focused aperture for the radial distribution character of the average field intensity in its Fresnel zone are given.

Вступ

Дослідження структури поля випромінюючих систем, сфокусованих у зону Френеля, має важливе значення для вирішення таких проблем радіоелектроніки, як електромагнітна сумісність

радіоелектронних засобів, захист біологічних об'єктів від електромагнітного випромінювання, радіолокації ближньої дії [1]. У зв'язку з інтенсивним розвитком космічних технологій в останній час різко зростає зацікавленість у створенні ефективних систем передачі енергії НВЧ-променем з метою отримання в обмеженому об'ємі простору високої щільності електромагнітної енергії [2]. Значущість вивчення цих проблем зростає внаслідок тенденції до збільшення випромінюваних потужностей і електричних розмірів випромінюючих систем. Збільшення розмірів антен найчастіше супроводжується зростанням рівня флуктуацій поля збудження і природно призводить до необхідності статистичного підходу до аналізу випромінюваного поля в зоні Френеля.

1. Вихідні співвідношення

Антенна з круглою апертурою має радіус R , центр її лежить на початку циліндричної системи координат ρ, φ, z . Напруженість електричного поля, створюваною сфокусованою апертурою в точці $P(\rho, \varphi, z)$ зони Френеля, за наявності флуктуацій фази поля збудження визначається співвідношенням [3]

$$\vec{E}(P) = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} (1 + \cos \theta) \int_S \vec{E}_0(Q) e^{i\Phi(\rho_1, \varphi_1)} \times e^{-ik \frac{\rho_1^2}{2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_f} \right)} e^{ik \frac{\rho \rho_1}{r} \cos(\varphi - \varphi_1)} \rho_1 d\rho_1 d\varphi, \quad (1)$$

де $\vec{E}_0(Q) = \vec{E}_0(0)A(Q)$ – напруженість електричного поля на апертурі у відсутності флуктуацій; $A(Q)$ – нормований амплітудний розподіл; $Q(\rho_1, \varphi_1)$ – точка на апертурі; ρ_1, φ_1 – місцева полярна система координат; $k = 2\pi/\lambda$, λ – довжина хвилі у вільному просторі; $\Phi(\rho_1, \varphi_1)$ – випадкова функція, що описує флуктуації фази поля збудження; S – площа апертури; r, r_f – відстань від центра апертури до точки спостереження і фокусна відстань, відповідно; θ – кут між віссю z і напрямком до точки P .

Введемо узагальнений кут $\psi = kR \sin \theta$, безрозмірну радіальну координату на апертурі $u = \rho_1/R$ і узагальнену поздовжню координату $\xi = \frac{\pi}{16\chi_0} \left(1 - \frac{\chi_0}{\chi} \right)$, де $\chi = r/r_f$ – відносна поздовжня координата, $\chi_0 = r_f/r_{fz}$ – фокусна відстань у відносних одиницях, $r_{fz} = 8R^2/\lambda$ – відстань до дальньої зони.

Вважатимемо, що поле збудження має рівномірний амплітудний розподіл і лінійно поляризоване у відсутності флуктуацій фази його дорівнює нулю, $\Phi(\rho_1, \varphi_1)$ – однорідна випадкова функція з нормальним законом розподілу, нульовим середнім значенням і дисперсією $\alpha = \sigma^2 = const$. Коефіцієнт кореляції приймемо в гауссовій формі

$$r_\varphi = \exp \left\{ - \left[u^2 + u'^2 - 2uu' \cos(\varphi_1 - \varphi'_1) \right] / c^2 \right\},$$

де c – радіус кореляції у відносних одиницях, пов'язаний з радіусом кореляції в абсолютних одиницях ρ_0 співвідношенням $c = \rho_0/R$

Виконавши в (1) інтегрування по φ_1 і φ'_1 з врахуванням того, що $A(u) = 1$, для середньої інтенсивності поля $\overline{|\vec{E}(P)|^2}$ на фокальній осі ($\psi = 0$), одержимо

$$\overline{|E(\zeta, c, \chi_0)|^2} = E_0^2 \frac{\pi^2}{64\chi_0^2} \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta \right)^2 e^{-\alpha} \times \left\{ \frac{\sin^2 \zeta}{\zeta^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha^n}{n!} V_n(\zeta, c) \right\}, \quad (2)$$

де

$$V_n(\zeta, c) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{u^2+u'^2}{c_n^2}} e^{i2\zeta(u^2-u'^2)} I_0\left(\frac{2uu'}{c_n^2}\right) uu' du du', \quad (3)$$

$I_0(x)$ – модифікована функція Бесселя першого роду нульового порядку, $c_n = c/\sqrt{n}$, а риска ϵ знаком усереднення.

Якщо скористатися розкладанням $I_0(2uu'/c_n^2)$ у степеневий ряд, то для $V_n(\zeta, c)$ можна одержати такий, зручний для чисельних розрахунків аж до $c = 0.1$, вираз:

$$V_n(\zeta, c) = \sum_{m=0}^M \frac{c_n^4}{(1+4\zeta^2 c_n^4)^{m+1}} \times \left| e^{-i\zeta} - e^{-\frac{1}{c_n^2} \sum_{p=0}^m \frac{(1/c_n^2 - i2\zeta)^p}{p!}} \right|^2. \quad (4)$$

Співвідношення (2) і (4) були покладені в основу досліджень, основні результати яких наведені нижче.

2. Основні результати

Радіальний розподіл середньої інтенсивності виявляється більш гладким, ніж розподіл інтенсивності у відсутності флуктуацій. Це чітко видно з рис. 1, а – г, на якому показано залежності середньої інтенсивності уздовж фокальної осі (ненормованої рис. 1, а, б; нормованої рис. 1, в, г від радіальної координати). Нормування проводилось на значення середньої інтенсивності в максимумі.

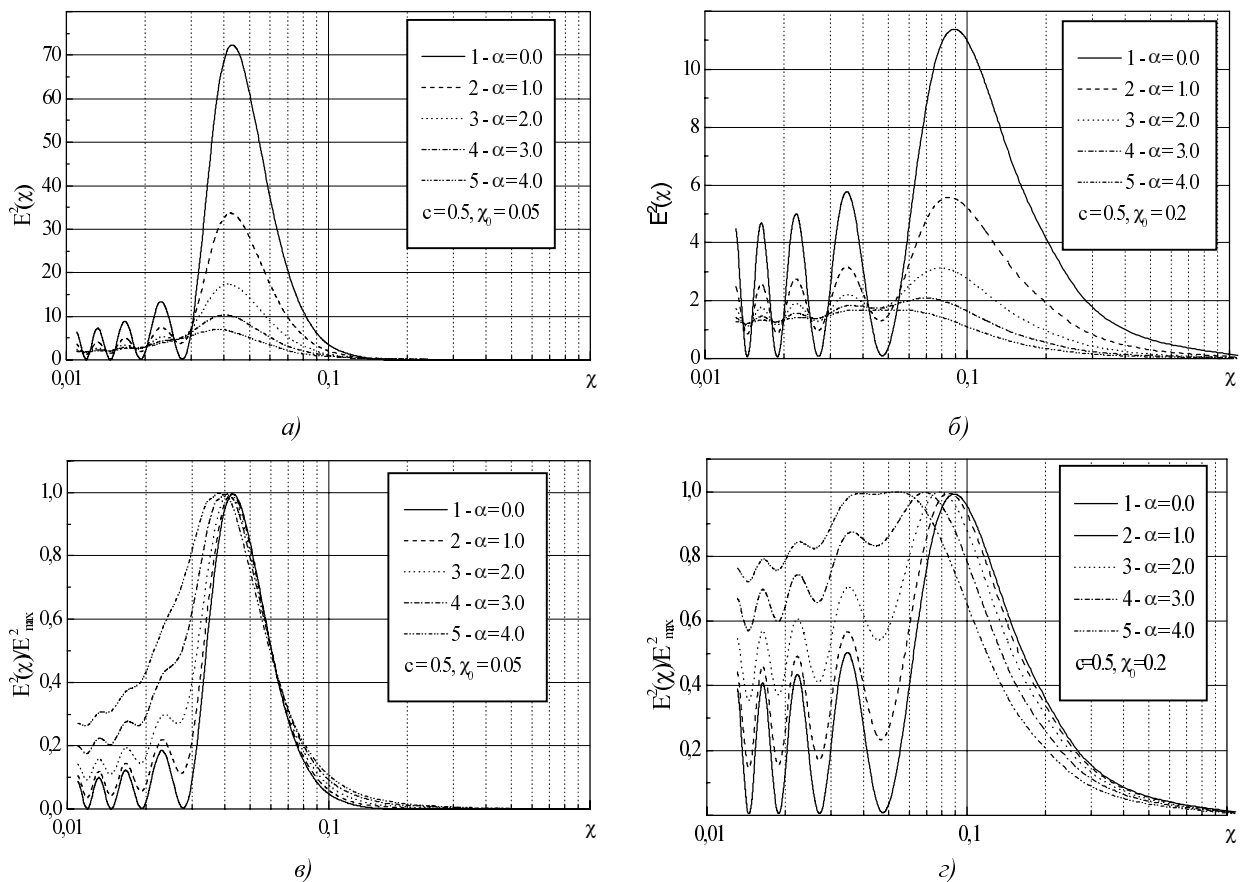


Рис. 1. Поздовжній розподіл середньої інтенсивності: а і б – ненормований при короткому ($\chi_0 < 0.125$) і довгому ($\chi_0 > 0.125$) фокусуванні; в і г – нормований при короткому та довгому фокусуванні

Одержання досить простих аналітичних співвідношень, що описують вплив статистичних параметрів флуктуацій на положення і величину головного максимуму в загальному випадку (за довільних α і c) неможливе. Тому обмежимося випадком малих ($\alpha \ll 1$) флуктуацій, що взагалі і становить найбільший інтерес для практики. В інших випадках для одержання необхідних залежностей скористаємось чисельними результатами. Відповідні вирази будуть окремо визначатися для короткого і довгого фокусування. Унаслідок цього усі величини шукатимуться у вигляді поліномів кінцевого степеня або від фокусної відстані χ_0 , або від χ_0^{-1} з коефіцієнтами, що залежать від α і c . Основна ідея, що використовуватиметься, полягає в припущенні, що за малих флуктуацій величини, що визначаються, незначно відрізняються від їхніх значень у відсутності флуктуацій.

2.1. Зсув головного максимуму

Як вихідну, візьмемо формулу для радіального розподілу середньої інтенсивності з точністю до несуттєвих у цьому випадку множників, і запишемо

$$R(\zeta) = \left(1 - \frac{\zeta}{b}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\sin \zeta}{\zeta}\right)^2 + \alpha V(\alpha, c, \zeta) \right\} \quad (5)$$

$$= R_1(\zeta) + \alpha R_2(c, \zeta),$$

де $b = \pi/16 \cdot \chi_0$, $R_1(\zeta)$ – функція, що описує поздовжній розподіл у відсутності флуктуацій; $R_2(c, \zeta)$ – функція, що враховує спотворення, зумовлені появою останніх.

Узагальнена радіальна координата головного максимуму ζ_m повинна задовольняти рівнянню

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} R(\zeta, \alpha, c) = R_1'(\zeta) + \alpha R_2'(\zeta) \Big|_{\zeta_m} = 0. \quad (6)$$

Нехай $\zeta = \zeta_m^{(0)}$ – координата максимуму у відсутності флуктуацій. Вона є коренем рівняння, отриманого з умови рівності нулю першої похідної від $R_1(\zeta)$ по ζ :

$$R_1'(\zeta_m^{(0)}) = 0. \quad (7)$$

Оскільки флуктуації малі, то ця координата за рахунок їхньої появи також змінюється мало й у виразі

$$\zeta_m = \zeta_m^{(0)} + \Delta\zeta \quad (8)$$

величина зсуву положення головного максимуму $\Delta\zeta$ буде задовольняти умові $\Delta\zeta \ll \zeta_m^{(0)}$.

З урахуванням цього (6) приводиться до такого вигляду:

$$R'(\zeta_m) = \left[R_1'(\zeta_m^{(0)}) + \alpha R_2'(c, \zeta_m^{(0)}) \right] + \Delta\zeta \cdot \left[R_1''(\zeta_m^{(0)}) + R_2''(c, \zeta_m^{(0)}) \right] = 0. \quad (9)$$

Оскільки згідно з (7) $R_1'(\zeta_m^{(0)}) = 0$, то для зсуву максимуму інтенсивності з точністю до величин першого порядку малості по α матимемо:

$$\Delta\zeta = -\alpha \left[\left(1 - \frac{\zeta}{b}\right)^2 \cdot V(\zeta, c) \right]' \Big/ R_1''(\zeta) \Big|_{\zeta_m^{(0)}}. \quad (10)$$

Після визначення $\Delta\zeta$ по (10) координата максимуму обчислюється згідно з (8), а зсув в одиницях безрозмірної радіальної координати $\Delta\chi$ може бути визначений за формулою

$$\Delta\chi = -\frac{16}{\pi} \chi^2 \Delta\zeta \Big|_{\chi_m^{(0)}}. \quad (11)$$

Для визначення явного виду вираження для $\Delta\zeta$ скористаємося розкладанням в степеневий ряд за малим параметром кожної величини з виразу (10).

Опустивши нескладні, але громіздкі проміжні обчислення, наведемо остаточні вирази для зсуву положення головного максимуму.

Коротке фокусування

$$\Delta\chi_m(\alpha, c, \chi_0) = -\alpha \cdot \frac{0.4}{c^4} \left(\frac{16}{\pi}\right)^2 \chi_0^3; \quad (12)$$

$$\frac{\Delta\chi_m(\alpha, c, \chi_0)}{\chi_m^{(0)}(\chi_0)} = -\alpha \cdot \frac{0.4}{c^4} \left(\frac{16}{\pi}\right)^2 \chi_0^2. \quad (13)$$

Довге фокусування

$$\Delta\chi_m(\alpha, c, \chi_0) = -0.01 \cdot \alpha \cdot \left(\frac{2.5}{c} - \frac{0.12}{c} \chi_0^{-1}\right); \quad (14)$$

$$\frac{\Delta\chi_m(\alpha, c, \chi_0)}{\chi_m^{(0)}(\chi_0)} = -0.01 \alpha c^{-4} \chi_0^{-1}. \quad (15)$$

З отриманих співвідношень (12)–(15) видно, що головний максимум зміщується убік випромінюючої системи відносно свого положення у відсутності флуктуацій – $\chi_{\max}^{(0)}$. Величина зсуву $\Delta\chi_{\max} = \chi_{\max}^{(0)} - \chi_{\max}$ є функцією дисперсії, радіуса кореляції і фокусної відстані. Збільшення α призводить до росту $\Delta\chi_{\max}$. При цьому для $\alpha \leq 1$ $\Delta\chi_{\max}$ росте за лінійним законом.

У разі короткого фокусування з ростом фокусної відстані χ_0 зсув росте пропорційно до χ_0^3 . При довгому фокусуванні з ростом фокусної відстані χ_0 зсув також росте, але вже повільніше – пропорційно до χ_0^{-1} .

Незалежно від значення фокусної відстані за малих радіусів кореляції величина зсуву росте з ростом радіуса кореляції, а за великих – зменшується. Залежність зсуву максимуму від параметрів флуктуацій і фокусної відстані, отримана шляхом чисельних розрахунків, показана на рис. 2 і 3. Видно, що залежність від радіуса кореляції, якщо розглядати весь діапазон його значень, має чітко виражений максимум при значеннях радіуса кореляції, що лежать у межах 0.4–0.6.

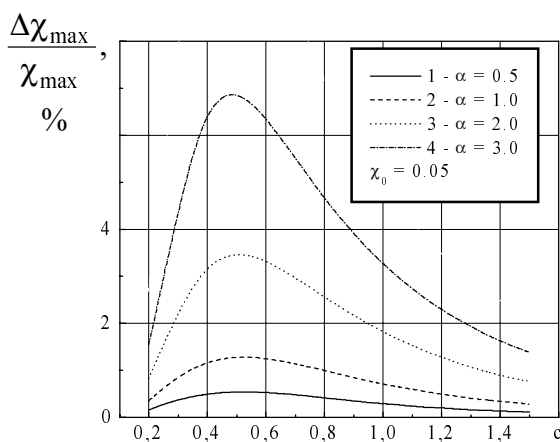


Рис. 2. Відносний зсув координати головного максимуму

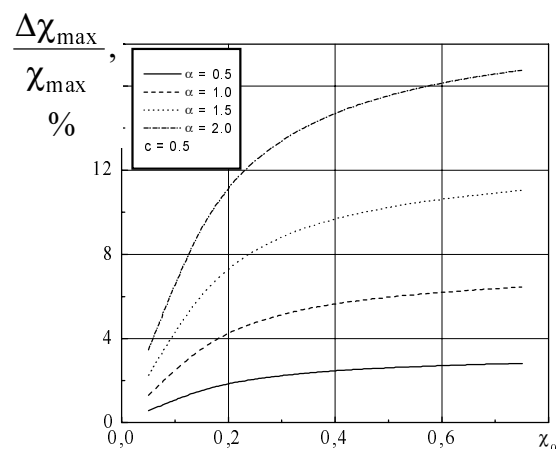


Рис. 3. Відносний зсув головного максимуму від фокусної відстані

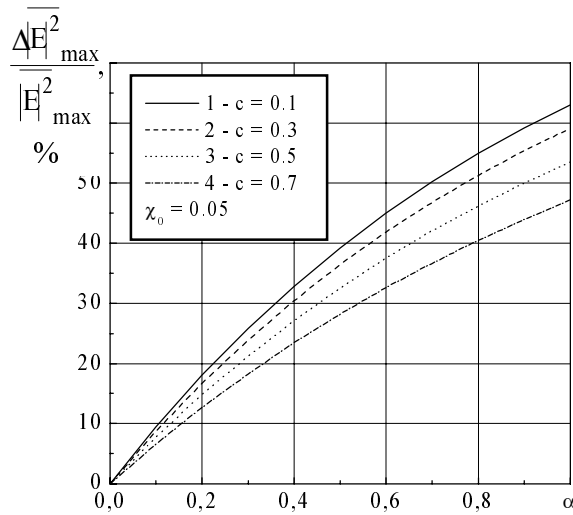


Рис. 4. Залежність зниження рівня головного максимуму від дисперсії

2.2. Величина головного максимуму

Зсув головного максимуму супроводжується зниженням його значення. Зменшення величини головного максимуму, віднесене до його значення у відсутності флуктуацій

$$\overline{\Delta E^2}_{m,nor} = \frac{\Delta |E_{\max}(\alpha)|^2}{|E_{\max}(0)|^2} = \frac{|E_{\max}(\alpha)|^2 - |E_{\max}(0)|^2}{|E_{\max}(0)|^2},$$

для випадку коротого фокусування прийме такий вигляд:

$$\overline{\Delta E^2}_{m,nor} = \frac{\alpha}{c^2} \left[\left(1 - \frac{5}{6c^2} \right) - 0.4 \left(\frac{16}{\pi} \right)^2 \frac{1}{c^2} \chi_0^2 \right].$$

Видно, що воно росте з ростом α за лінійним законом (рис. 4). Величина цього зменшення може досягати 50 і більше відсотків. Монотонний ріст спостерігається і за зменшення радіуса кореляції. Залежність від фокусної відстані з'являється тільки в доданках більш високого порядку малості, ніж c^{-2} .

2.3. Ширина головної пелюстки

Фазові флуктуації дуже впливають на поздовжній розмір головної пелюстки. Цей розмір зручно оцінювати таким параметром, як ширина головної пелюстки поздовжнього розподілу середньої інтенсивності на рівні 0.5 максимального значення – $\chi_{0.5}$:

$$\chi_{0.5} = \chi_{0.5}^{(д)} - \chi_{0.5}^{(б)},$$

де $\chi_{0.5}^{(д,б)}$ – координати дальньої і ближньої границь головної пелюстки. Величини ζ_2 і ζ_1 , що відповідають $\chi_{0.5}^{(д)}$ і $\chi_{0.5}^{(б)}$, є коренями рівняння

$$\begin{aligned} R(\zeta) &= R_1(\zeta) + \alpha \cdot R_2(c, \zeta) = \\ &= 0.5 \cdot [R_1(\zeta_{\max}) + \alpha \cdot R_2(c, \zeta_{\max})], \end{aligned} \quad (16)$$

де ζ_{\max} – координата головного максимуму середньої інтенсивності, $R_1(\zeta)$ і $R_2(c, \beta\zeta)$ визначені в (5).

Оскільки в загальному випадку аналітичне рішення (16) неможливе, то обмежимося випадком малих флуктуацій. За $\alpha \ll 1$ можна вважати, що зсуви ближньої і дальньої границь пелюстки відносно їхнього положення у відсутності флуктуацій малі:

$$\begin{aligned}\zeta_2 &= \zeta_2^0 + \Delta\zeta_2, & \Delta\zeta_2 &\ll \zeta_2, \\ \zeta_1 &= \zeta_1^0 + \Delta\zeta_1, & \Delta\zeta_1 &\ll \zeta_1,\end{aligned}$$

де $\zeta_{1,2}^0$ – координати ближньої і дальньої границь пелюстки у відсутності флуктуацій виражені в одиницях узагальненої поздовжньої координати ζ .

Тоді, розклавши ліву частину рівняння (16) у ряд Тейлора в околицях точок $\zeta_{1,2}^0$ і обмежившись членами першого порядку малості по $\Delta\zeta$, одержимо

$$R(\zeta_{1,2}) \approx R(\zeta_{1,2}^0) + \Delta\zeta_{1,2} \cdot R'(\zeta_{1,2}^0) = 0.5 \cdot R(\zeta_{\max}).$$

Звідси для зсуву границь головної пелюстки матимемо загальну формулу:

$$\Delta\zeta_{1,2} = \frac{0.5 \cdot R(\zeta_m) - R(\zeta_{1,2}^0)}{R'(\zeta_{1,2}^0)}. \quad (17)$$

Це співвідношення можна значно спростити. Для цього знаменник подамо вигляді

$$R'(\zeta_{1,2}^0) = R'_1(\zeta_{1,2}^0) \cdot \left[1 + \alpha \cdot \frac{R'_2(\zeta_{1,2}^0)}{R'_1(\zeta_{1,2}^0)} \right].$$

Вважаючи, що другий доданок у квадратній дужці малий, (17) можна подати у вигляді

$$\Delta\zeta_{1,2} \approx \frac{[0.5 \cdot R(\zeta_m) - R(\zeta_{1,2}^0)]}{R'_1(\zeta_{1,2}^0)} \cdot \left[1 - \alpha \cdot \frac{R'_2(\zeta_{1,2}^0)}{R'_1(\zeta_{1,2}^0)} \right].$$

Визначивши усі величини з точністю до членів першого порядку малості, для $\Delta\chi_{1,2}$ одержимо

$$\Delta\chi_{1,2} = -\alpha \frac{8}{\pi} (\chi_{1,2}^{(0)})^2 \frac{[\Delta\zeta_m^0 R'_1(\zeta_m^0) + R'_2(\zeta_m^0)] - R_2(\zeta_{1,2}^0)}{R'_1(\zeta_{1,2}^0)},$$

де аргументи усіх функцій відносяться до випадку, коли флуктуації відсутні.

Остаточні вирази для відносної зміни ширини головної пелюстки за $c > 1$ мають вигляд:

– коротке фокусування

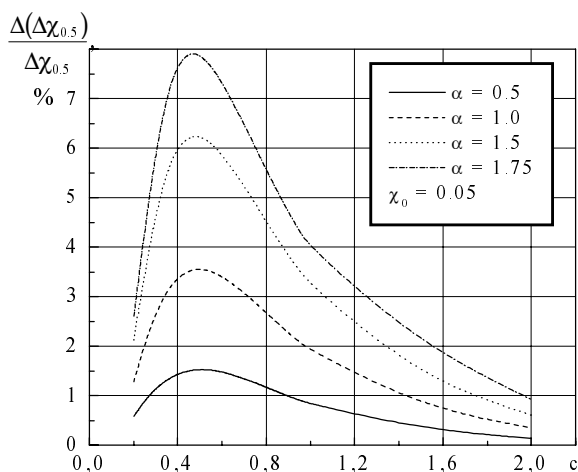
$$\frac{\Delta(\Delta\chi_{0.5})}{\Delta\chi_{0.5}^{(0)}} = \alpha \cdot \frac{1.909}{c^2} \left(1 - \frac{1}{c^2} \right) \chi_0^{-1.4}; \quad (18)$$

– довге фокусування

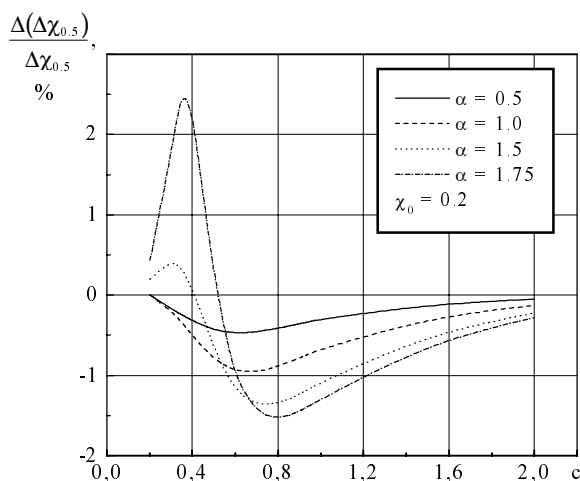
$$\frac{\Delta(\Delta\chi_{0.5})}{\Delta\chi_{0.5}^{(0)}} = -\alpha \cdot \frac{2.16}{c^2}. \quad (19)$$

З (18)–(19) випливає, що вплив фазових флуктуацій на ширину головної пелюстки за рівнем 0.5 виявляється по-різному при короткому і довгому фокусуванні, що підтверджується результатами для більш широкої області значень статистичних параметрів (рис. 5–7).

За короткого фокусування ($\chi_0 \leq 0.125$) завжди має місце тільки розширення пелюстки (рис. 5, а, б). Максимального значення розширення досягає поблизу радіуса кореляції, що дорівнює 0.5. У разі довгого фокусування ($\chi_0 > 0.125$) залежно від рівня флуктуацій і значень їхнього радіуса кореляції можливе як розширення, так і звуження (хоча і незначне – 1–2 %) головної пелюстки (рис. 5, б, 6). За малих α ($\alpha \leq 1.0$) для всіх значень радіуса кореляції спостерігається тільки звуження (рис. 5, б, 7). Як видно з рис. 7, при деякому значенні дисперсії звуження досягає максимального значення і потім при зростанні α воно починає зменшуватися. Звуження має місце аж до деякого $\alpha_{\min}(c)$, свого для кожного значення c (чим менше c , тим менше α_{\min}). За $\alpha > \alpha_{\min}$ починається розширення головної пелюстки, аж до його руйнування (рис. 1, г).



а)



б)

Рис. 5. Залежність зміни відносної ширини головної пелюстки від радіуса кореляції для різних значень α : а – коротке фокусування; б – довге фокусування

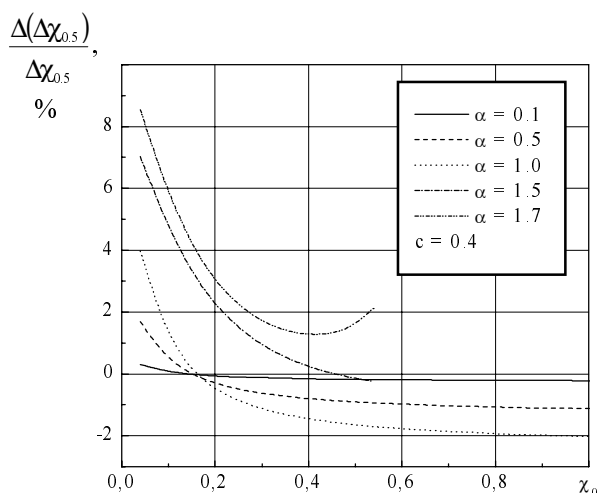


Рис. 6. Залежність відносної зміни ширини головної пелюстки від фокусної відстані

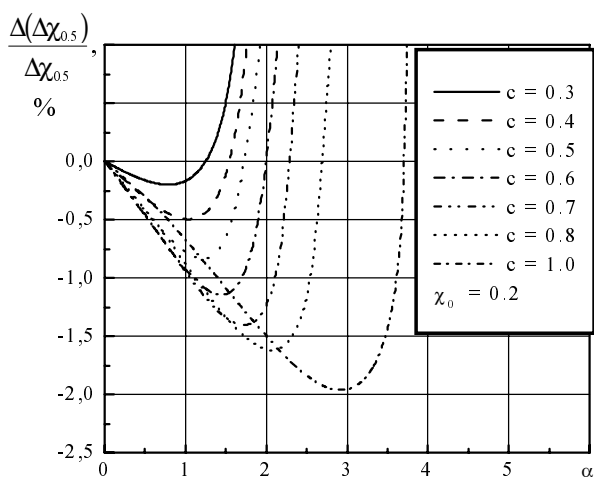


Рис. 7. Залежність відносної зміни ширини головної пелюстки від дисперсії α

Висновки

Проведене дослідження дало змогу з'ясувати характер і ступінь впливу флуктуацій фази поля збудження на радіальний розподіл середньої інтенсивності поля в зоні Френеля. Поява фазових флуктуацій приводить до таких ефектів: зникають нулі, змінюється ширина пелюсток, зменшується рівень головного максимуму і зростають побічні максимуми (рис. 1, а, б). Ступінь згладжування істотно залежить від значень радіуса кореляції і дисперсії, і з ростом останньої вона зростає. Найбільший вплив на характер поздовжнього розподілу роблять флуктуації з радіусами кореляції, що лежать у межах (0.4–0.5). При збільшенні глибини фокусування (зменшенні фокусної відстані) перераховані ефекти послабляються.

1. Андреев Г.А. Пучки миллиметровых волн в наземных телекоммуникационных системах // Радиотехника и электроника. – 2001. – Т.46, №9. – С.1104. 2. Шапошников С.С. Структура электромагнитного поля в зоне Френеля для целей беспроводной передачи энергии // Антенны. – 1998. – Вып.2(41). – С. 73–76. 3. Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. – New York. McGraw-Hill, 1949. – 312 p.