

УДК 57.084.2

Козак О.В.¹*канд.техн.наук, асистент кафедри електротехніки,
електромеханіки і електротехнологій**E-mail : oceanalex@gmail.com***Потапський П.В.¹***канд.техн.наук, доцент кафедри електротехніки,
електромеханіки і електротехнологій**E-mail : p.v.potap@meta.ua***Гарасимчук І.Д.¹***канд.техн.наук, доцент, зав. кафедри електротехніки,
електромеханіки і електротехнологій**E-mail : igorgarasymchuk@gmail.com*¹*Подільський державний аграрно-технічний університет
Кам'янець-Подільський, Україна*

АНАЛІЗ АНТЕНИ ВИПРОМІНЮВАННЯ ШИРОКОПОЛОСНИХ ІМПУЛЬСІВ

Анотація

Електромагнітна енергія може змінювати метаболічні і біосинтетичні процеси при певних параметрах імпульсного ЕМП (частота прямування імпульсів, шпаруватість, потужність, експозиція) може уповільнювати і пригнічувати клітинний ріст. Опромінювання в ММ діапазоні РНК і ДНК, що містить вірус приводить до зниження їх інфекційності. Пригнічення росту культур бактерій, зміна фагоцитарної активності, біосинтезу білків, ультраструктурні зміни в клітинах при взаємодії ЕМП КВЧ діапазону.

В дослідженнях з мікроорганізмами було встановлено, що біологічний ефект від дії ЕМП на мікроорганізми носив резонансний характер.

В якості одного з основних механізмів гнітючої дії КВЧ випромінювання на шкідливі мікроорганізми є роль біологічних мембран в реакціях мікроорганізмів на ЕМВ.

Електричні явища, які проходять в біомембранах, відіграють виключно важливу роль.

Утворення трансмембранної різниці потенціалів обумовлено виборчої іонною провідністю мембран в цілому, є відмінним діелектриком, так біошари електроізолюючих ліпідних молекул здатні витримувати напруженість ЕП порядку 105 В/см. Величина електричного потенціалу на мембрані вкрай важлива. За сучасною теорією трансмембранного транспорту, а саме ЕП всередині мембрани складає потоки необхідних речовин із навколишнього середовища всередину клітини та з клітини в навколишнє середовище через спеціальні гідрофільні канали, скоріше всього, ліпопротеїнової природи. Швидкість проникнення іонів через мембрану визначається такими властивостями, як товщина, значення ДП, наявність фіксованих електричних зарядів на мембрані, розміри і число пор в мембрані, наявність фіксованих зарядів в порах та деякими іншими.

***Ключові слова:** антена; електромагнітна енергія; випромінювач; перетворення Фур'є; прохідна хвиля; апертура; біотехнології; широкополосні імпульси.*

Вступ. Потужні імпульси ширококутового випромінювання знаходять застосування в радіолокації віддалених об'єктів, дослідженні ЕМ сумісності та стійкості радіоелектронних систем в умовах впливу сильних ЕМП. Крім того, вони можуть бути з успіхом використані для боротьби з шкідниками, що живуть в підповерхневому шарі ґрунту. Кожне конкретне застосування накладає свої вимоги на параметри ШП імпульсів та випромінюючу систему.

Так використання ШП імпульсів пікосекундної тривалості для радіолокації об'єктів, віддалених на велику відстань (~100 км), являється неможливим. Це пов'язано з дисперсією атмосфери, яка приводить до розпливання імпульсу при його розповсюдженні вже на відстанях < 5 км.

Аналогічна ситуація має місце в дослідженнях по електромагнітній сумісності та стійкості радіоелектронних систем. Як виявилось, пікосекундні імпульси не надають суттєвого впливу на функціонування різноманітних систем, внаслідок кінцевого часу їх реакції на взаємодію імпульсу. Тому для цих досліджень використовуються ШП імпульси наносекундної тривалості (5...10 нс).

У разі боротьби з шкідниками також необхідні ШП імпульси наносекундної тривалості. Оскільки пікосекундні імпульси не приведуть до незворотних процесів в клітинах шкідників.

Аналіз останніх досліджень та публікацій. Для випромінювання ШП імпульсів застосовуються різноманітні антенні системи. Можна виділити, в основному, два типи антен: антени з параболічним рефлектором, які отримали назву IRA (Impulse Radiating Antenna [1, 2]) і TEM антени [3, 4]. Для наших цілей антени IRA не підходять по причині великих розмірів. Зазвичай їх апертура може досягати 4 м. TEM антена, як правило, виконана з двох трикутних пластин різного профілю, що забезпечують плавний перехід від хвильового опору генератора до хвильового опору вільного простору.

Така антена являється антеною біжучої хвилі, тому вона має довжину, відповідну довжині хвилі нижньої границі спектра випромінюючого імпульсу. В якості фідера зазвичай використовуються полозкові або коаксіальні лінії. Виконанні до теперішнього часу дослідження [5] показують, що основний недолік таких антенних систем – це їх велика довжина в порівнянні з просторовою тривалістю збуджуючого імпульсу.

Таким чином, на основі всього сказано, можна зробити висновок про те, що найбільш часто використовувані антенні системи для передачі ШП імпульсів для наших конкретних цілей не підходять через їх значні геометричні розміри.

Методологія дослідження. Уявимо випромінюючу поверхню плоскою та прямокутною. Просторова геометрія задачі показана на рис. 1. Для отримання конкретних результатів будемо розглядати випадок збудження апертури плоскої рівноамплітудної синфазної хвилі.

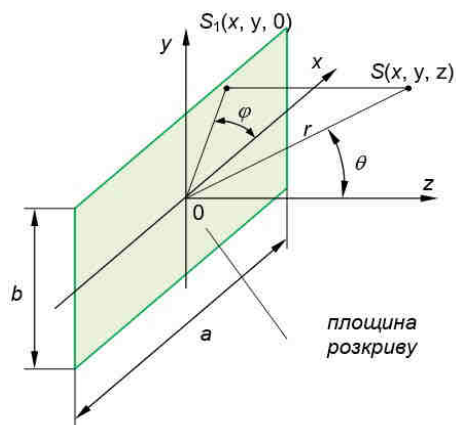


Рис. 1. Геометрія задачі

Впишемо поля випромінювання в дальній зоні, які в сферичній системі координат при $r \rightarrow \infty$ мають вигляд [3]:

$$E_{\theta}(\omega, r, \theta, \phi) = \frac{ik}{4\pi} \cos \phi (1 + \cos \theta) \frac{e^{-ikr}}{r} F(\theta, \phi); \quad (1)$$

$$E_{\phi}(\omega, r, \theta, \phi) = \frac{ik}{4\pi} \sin \phi (1 + \cos \theta) \frac{e^{-ikr}}{r} F(\theta, \phi); \quad (2)$$

де $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $k_x = k \sin \theta \cos \phi$, $k_y = k \sin \theta \sin \phi$;

$$F(\theta, \phi) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_y(x, y) \times e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (3)$$

Кут θ відрховується від осі z , а кут ϕ – від осі x проти годинникової стрілки.

$E_y(x, y)$ – перетворення Фур'є збуджуючого поля на розкритті рупорної антени, причому:

$$E_y(x, y) = E_0 F(\omega), \quad (4)$$

де E_0 – амплітудний коефіцієнт,

$F(\omega)$ – спектр збуджуючого сигналу.

Розглянемо вираз (3), який, після підстановки в нього (4), можемо записати в аналітичному вигляді:

$$F(\theta, \phi) = E_0 F(\omega) = \frac{\left(e^{ik_x a/2} - e^{-ik_x a/2} \right) \left(e^{ik_y b/2} - e^{-ik_y b/2} \right)}{ik_x ik_y} =$$

$$= 4 E_0 F(\omega) \frac{\sin\left(\frac{k_x a}{2}\right) \sin\left(\frac{k_y b}{2}\right)}{k_x k_y}. \quad (5)$$

Для подальшого розгляду введемо функцію:

$$\Phi(x) = \sin x / x,$$

тоді співвідношення (5) прийме вигляд:

$$F(\theta, \phi) = E_0 F(\omega) a b \Phi\left(\frac{k_x a}{2}\right) \Phi\left(\frac{k_y b}{2}\right). \quad (6)$$

Підставивши (6) в вираз (1), одержимо рівняння для E_{θ} компоненти поля:

$$E_{\theta}(\omega, r, \theta, \phi) = \frac{ik}{4\pi} \cos \phi (1 + \cos \theta) \times$$

$$\times \frac{e^{-ikr}}{r} E_0 F(\omega) a b \Phi\left(\frac{k_x a}{2}\right) \cdot \Phi\left(\frac{k_y b}{2}\right). \quad (7)$$

По аналогії запишемо співвідношення для E_{ϕ} компоненти поля. Після підстановки (6) в (2) одержимо:

$$E_{\phi}(\omega, r, \theta, \phi) = \frac{ik}{4\pi} \sin \phi (1 + \cos \theta) \times$$

$$\times \frac{e^{-ikr}}{r} E_0 F(\omega) a b \Phi\left(\frac{k_x a}{2}\right) \Phi\left(\frac{k_y b}{2}\right). \quad (8)$$

Для переходу в часову область по E_θ і E_ϕ компонентам використовуємо зворотне перетворення Фур'є [4]:

$$E_\theta(t, r, \theta, \phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_\theta(\omega, r, \theta, \phi) e^{-i\omega t} d\omega ; \quad (9)$$

$$E_\phi(t, r, \theta, \phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_\phi(\omega, r, \theta, \phi) e^{+i\omega t} d\omega . \quad (10)$$

При довільних координатах рівняння (9) і (10), взагалі, в кінцевому виді не розрахункові. Тому, Інтегрування необхідно вести чисельними методами.

Тепер визначимо характеристику направленості рупорного випромінювача в дальній зоні в двох взаємно перпендикулярних площинах по енергетичному показнику випромінювання в кожному з напрямків:

$$G_1(\theta, \phi=0) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(t, r, \theta, 0)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(t, r, 0, 0)|^2 dt} , \quad (11)$$

$$G_2\left(\theta, \phi=\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left|E_\phi\left(t, r, \theta, \frac{\pi}{2}\right)\right|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|E_\phi\left(t, r, 0, \frac{\pi}{2}\right)\right|^2 dt} . \quad (12)$$

Величини и $G_2\left(\theta, \phi=\frac{\pi}{2}\right)$ представляють собою енергетичні діаграми направленості (ЕДН).

Для того, щоб побудувати переріз $G_1(\theta, \phi=0)$ и $G_2\left(\theta, \phi=\frac{\pi}{2}\right)$ при різних параметрах антени, необхідно врахувати наступне. Відповідно теоремі Парсеваля:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(t, r, \theta, \phi)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(\omega, r, \theta, \phi)|^2 d\omega \quad (13)$$

і аналогічно:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |E_\phi(t, r, \theta, \phi)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |E_\phi(\omega, r, \theta, \phi)|^2 d\omega . \quad (14)$$

Ці співвідношення, по суті, представляють собою формулювання закону збереження енергії в двох областях (часової і частотної). З врахуванням (13) і (14) виразу (11), (12) приймуть вигляд:

$$G_1(\theta, \phi=0) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(\omega, r, \theta, 0)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(\omega, r, 0, 0)|^2 d\omega} , \quad (15)$$

$$G_2\left(\theta, \phi=\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left|E_\phi\left(\omega, r, \theta, \frac{\pi}{2}\right)\right|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|E_\phi\left(\omega, r, 0, \frac{\pi}{2}\right)\right|^2 d\omega} . \quad (16)$$

Спочатку розглянемо інтеграл, який знаходиться в знаменнику рівняння (15). Після підстановки в нього значення $E_\theta(\omega, r, 0, 0)$, можемо записати:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(\omega, r, 0, 0)|^2 d\omega = \frac{E_0^2 \varepsilon_0 \mu_0 a^2 b^2}{4\pi^2 r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 d\omega. \quad (17)$$

При цьому інтеграл в чисельнику (15) перетвориться до вигляду:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |E_\theta(\omega, r, \theta, 0)|^2 d\omega = \frac{E_0^2 \varepsilon_0 \mu_0 (1 + \cos \theta)^2 a^2 b^2}{16\pi^2 r^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 \Phi^2\left(\frac{k_x a}{2}\right) d\omega. \quad (18)$$

Тут ми враховуємо, що при $\phi \rightarrow 0$ $\Phi(k_y b/2) = 1$. Розглянемо $\Phi^2(k_x a/2)$. Як було показано вище, в загальному випадку $k_x = k \sin \theta \cos \phi$. Тоді з врахуванням прийнятих позначень можемо записати:

$$\Phi^2\left(\frac{k_x a}{2}\right) = \left[\frac{\sin\left(\frac{k a}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k a}{2} \sin \theta} \right]^2 = \left[\frac{\sin\left(\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} a}{2} \sin \theta\right)}{\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} a}{2} \sin \theta} \right]^2. \quad (19)$$

Тепер запишемо в кінцевому виді з врахуванням (17), (18) вираз (15), який визначає ЕДН пірамідального рупора в дальній зоні в площині xOz (див. рис. 1):

$$G_1(\theta, \phi=0) = \left(\frac{1 + \cos \theta}{2}\right)^2 \times \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} a}{2} \sin \theta\right)}{\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} a}{2} \sin \theta} \right]^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 d\omega}. \quad (20)$$

По аналогії, як ми тільки що зробили, проаналізуємо співвідношення (16). Його знаменник можемо представити у вигляді:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| E_\phi\left(\omega, r, 0, \frac{\pi}{2}\right) \right|^2 d\omega = \frac{E_0^2 \varepsilon_0 \mu_0 a^2 b^2}{4\pi^2 r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 d\omega. \quad (21)$$

Чисельник рівняння (16) при $\phi = \pi/2$ прийме вигляд:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| E_\phi\left(\omega, r, \theta, \frac{\pi}{2}\right) \right|^2 d\omega = \frac{E_0^2 \varepsilon_0 \mu_0 a^2 b^2}{16\pi^2 r^2} (1 + \cos \theta)^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 \Phi^2\left(\frac{k_y b}{2}\right) d\omega. \quad (22)$$

Розглянемо співвідношення $\Phi^2(k_y a/2)$, яке з врахуванням того, що $k_y = k \sin \theta \sin \phi$, можемо записати в наступному вигляді:

$$\Phi^2\left(\frac{k_y b}{2}\right) = \left[\frac{\sin\left(\frac{k b}{2} \sin \theta\right)}{\frac{k b}{2} \sin \theta} \right]^2 = \left[\frac{\sin\left(\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} b}{2} \sin \theta\right)}{\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} b}{2} \sin \theta} \right]^2. \quad (23)$$

Тепер запишемо в кінцевому вигляді вираз (16) з врахуванням співвідношень (21)...(23):

$$G_2 \left(\theta, \phi = \frac{\pi}{2} \right) = \left(\frac{1 + \cos \theta}{2} \right)^2 \times \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 \left[\frac{\sin \left(\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} b \sin \theta}{2} \right)}{\frac{\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} b \sin \theta}{2}} \right]^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |F(\omega)|^2 d\omega}. \quad (24)$$

Це співвідношення визначає ЕДН пірамідального рупора в дальній зоні в площині yOz .

Після того, як ми одержали співвідношення (20) і (24), які визначають ЕДН системи пірамідальний рупор-широкополосний сигнал в двох взаємно-перпендикулярних площинах, визначимо просторово-часові характеристики поля. Вважаємо, що на вхід прямокутного хвилеводу перерізом 23×10 мм подається сигнал $s(t)$, який представляє собою гармонічні коливання на частоті $f_n = 10$ ГГц, модульовані по амплітуді гауссовим імпульсом тривалістю $\beta = 100$ нс (див. рис. 2):

$$s(t) = A t e^{-\left(\frac{t}{\beta}\right)^2} \cos^2(2\pi f_n t). \quad (25)$$

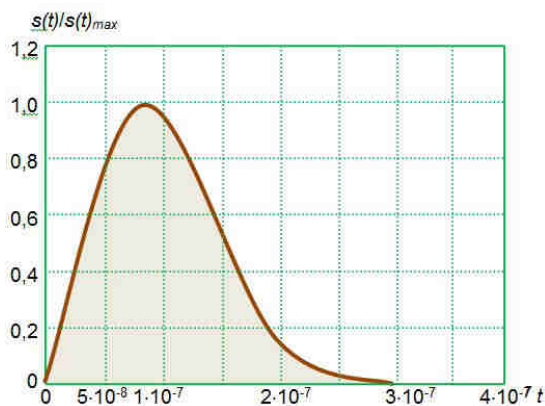


Рис. 2. Сигнал на вході антени

Спектр такого сигналу знайдемо, використовуючи перетворення Фур'є:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (26)$$

В якості першого кроку розглянемо сигнал, який представляє собою відеоімпульс:

$$s_1(t) = A t e^{-\left(\frac{t}{\beta}\right)^2}, \quad (27)$$

тоді спектр такого сигналу визначимо із виразу

$$F_1(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{A}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} t e^{-\frac{1}{\beta^2} t^2 - i\omega t} dt. \quad (28)$$

З врахуванням табличного інтеграла [6]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^n e^{-p x^2 + 2q x} dx = \frac{1}{2^{n-1} p} \sqrt{\frac{\pi}{p}} \frac{d^{n-1}}{dq^{n-1}} \left(q e^{\frac{q^2}{p}} \right); \quad p > 0.$$

Запишемо співвідношення (28) в кінцевому виді:

$$F_1(\omega) = -\frac{i A \omega \beta^3}{4 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\omega^2 \beta^2}{4}}. \quad (29)$$

Тепер знайдемо спектр нашого радіоімпульсу. Після підстановки рівняння (25) у вираз (26), з врахуванням електронної потужності однодіодного ГЛПД, отримаємо:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) (\cos \omega_n t)^2 dt. \quad (30)$$

Якщо тепер перетворимо тригонометричну функцію $(\cos \omega_n t)^2 = (1 + \cos 2\omega_n t)/2$, то співвідношення (30) прийме вигляд:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{1}{2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i\omega t} dt + \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) \cos 2\omega_n t e^{-i\omega t} dt \right]. \quad (31)$$

Розглянемо перший інтеграл в (31), який з врахуванням (29) запишемо у вигляді:

$$F_2(\omega) = \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{F_1(\omega)}{2} = -\frac{i A \omega \beta^3}{8 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\omega^2 \beta^2}{4}}. \quad (32)$$

Розглянемо другий інтеграл у виразі (31):

$$F_3(\omega) = \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) \cos 2\omega_n t e^{-i\omega t} dt. \quad (33)$$

Представимо тригонометричну функцію в вигляді показово:

$$\cos 2\omega_n t = \frac{e^{i2\omega_n t} + e^{-i2\omega_n t}}{2},$$

тоді вираз (33) перетвориться до вигляду:

$$F_3(\omega) = \frac{1}{4} \times \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i(\omega - 2\omega_n)t} dt + \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i(\omega + 2\omega_n)t} dt \right]. \quad (34)$$

Розглянемо інтеграл:

$$F_3'(\omega) = \frac{1}{4} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i(\omega - 2\omega_n)t} dt. \quad (35)$$

Якщо порівняти отриманий вираз з співвідношеннями (28) і (29), то можемо записати в остаточному вигляді:

$$F_3'(\omega) = \frac{F_1(\omega - 2\omega_n)}{4} = -\frac{i A (\omega - 2\omega_n) \beta^3}{16 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_n)^2 \beta^2}{4}}. \quad (36)$$

В якості наступного кроку проаналізуємо інтеграл:

$$F_3''(\omega) = \frac{1}{4} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) e^{-i(\omega + 2\omega_n)t} dt, \quad (37)$$

і по аналогії з попереднім інтегралом зразу запишемо:

$$F_3''(\omega) = \frac{F_1(\omega + 2\omega_H)}{4} = -\frac{iA(\omega + 2\omega_H)\beta^3}{16\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_H)^2\beta^2}{4}}. \quad (38)$$

З урахуванням виразів (34), (36) і (38) представимо спектр нашого радіоімпульсу, який спочатку визначався співвідношенням (32):

$$F(\omega) = F_2(\omega) + F_3'(\omega) + F_3''(\omega) = -\frac{iA\beta^3}{8\sqrt{\pi}} \left[\omega e^{-\frac{\omega^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega - 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega + 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} \right]. \quad (39)$$

Тепер, знаючи $F(\omega)$, запишемо в кінцевому вигляді вираз (20), який визначає ЕДН пірамідального рупора в дальній зоні в площини xOz (див. рис. 1):

$$G_1(\theta, \phi=0) = \left(\frac{1 + \cos\theta}{2}\right)^2 \times \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \left[\omega e^{-\frac{\omega^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega - 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega + 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} \right]^2 \frac{\sin\left(\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}a}{2}\sin\theta\right)}{\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}a}{2}\sin\theta} d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \left[\omega e^{-\frac{\omega^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega - 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega + 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} \right]^2 d\omega}. \quad (40)$$

Аналогічним чином, використовуючи вираз (24) і (39), запишемо співвідношення, яке визначає ЕДН пірамідального рупора в дальній зоні площини yOz (див. рис. 1).

$$G_2\left(\theta, \phi = \frac{\pi}{2}\right) = \left(\frac{1 + \cos\theta}{2}\right)^2 \times \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \left[\omega e^{-\frac{\omega^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega - 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega + 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} \right]^2 \frac{\sin\left(\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}b}{2}\sin\theta\right)}{\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}b}{2}\sin\theta} d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \left[\omega e^{-\frac{\omega^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega - 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} + \frac{(\omega + 2\omega_H)}{2} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_H)^2\beta^2}{4}} \right]^2 d\omega}. \quad (41)$$

Результати. Якщо порівняти вирази (40) і (41), то нескладно помітити, що для одержання аксіально-симетричної ЕДН розкрив рупора повинен бути квадратним. Цей висновок добре узгоджується з результатами роботи [7].

Тому розрахунок ЕДН системи пірамідальний рупор-сигнал проведемо для площини xOz . Для цього використаємо вираз (40).

Всі розрахунки будемо проводити для дальньої зони (зони Фраунгофера), яка визначається як [7]:

$$r = 10 \frac{f_n D^2}{V_\phi}, \quad (42)$$

де D – максимальний габарит апертури, який в нашому випадку рівний розкриву рупора;

V_ϕ – фазова швидкість ЕМ хвилі в марені поширення, яка для даного випадку рівна швидкості світла c .

Для розмірів розкриву пірамідального рупора 10...20 см дальня зона складає приблизно 1 м.

Результати розрахунку розрізів $G_1(\theta, \phi=0)$ представлені на рис. 3 для трьох розмірів розкриву пірамідального рупора (крива 1, $a = 10$ см; крива 2, $a = 15$ см; крива 3, $a = 20$ см). Як видно з рисунка для широкополосних сигналів ЕДН більш гладкі, ніж класичні монохроматичні діаграми направленості для того ж пірамідального рупора. Це добре узгоджується з результатами робіт [8, 9]. Також необхідно відмітити, що чим більший розкрив рупора, тим вужча діаграма направленості (див. рис. 3). Але у випадку вузьких ЕДН буде мати місце "розсіпання" сигналу при відхиленні від направлення $\theta = \phi = 0$. З іншого боку, для ефективної боротьби з шкідниками в ґрунті бажано мати більш широкую діаграму направленості. Саме тому ми обмежуємося розмірами розкриву рупора $a \times b = 10 \times 10$ см. В цьому випадку ширина діаграми направленості по рівню $G_1(\theta, \phi=0)/2$ складає порядку 50 см.

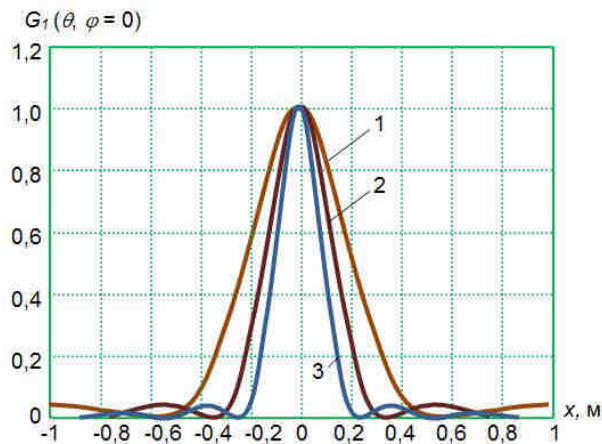


Рис. 3. Розрізи ЕДН системи пірамідальний рупор-сигнал для різних розмірів розкриву

Для визначення довжини рупорного випромінювача, який збуджується імпульсним сигналом, скористаємося результатами роботи [10]. Це пов'язано з тим, що у

випадку негармонічних сигналів, також як і гармонічних, розподілення поля в розкритті випромінювача повинно бути синфазним [11]. Добре відомо, що максимальна фазова помилка в розкритті ψ_{\max} визначається геометричними розмірами рупора. При цьому її допустима величина повинна задовольняти наступним умовам [10]:

- в H - площині:

$$\psi_{\max} = \frac{\pi a^2}{4\lambda_n R_H} \leq \frac{3}{4}\pi, \quad (43)$$

- в E - площині:

$$\psi_{\max} = \frac{\pi b^2}{4\lambda_n R_E} \leq \frac{\pi}{2}, \quad (44)$$

де R_H – відстань від розкриття до точки, в якій зходяться ребра рупора в площині вектора E основної хвилі в хвилеводі;

R_E – відстань від розкриття до точки, в якій зходяться ребра рупора в площині вектора H хвилі TE_{10} в хвилеводі;

$$\lambda_n = 3 \text{ см.}$$

В підсумку, з виразу (43) і (44) легко отримати співвідношення, які визначають довжину рупора в площинах H і E :

$$R_H \geq (a^2/3\lambda_n); \quad (45)$$

$$R_E \geq (b^2/2\lambda_n). \quad (46)$$

При цьому, з іншого боку, розміри R_H та R_E зв'язані з розмірами розкриття a , b і з розмірами хвилеводу a_g , b_g співвідношенням [10]:

$$\frac{R_H}{R_E} = \frac{a(b-b_g)}{b(a-a_g)}. \quad (47)$$

Методика визначення довжини рупорного випромінювача складається в наступному. В виразі (45) замінюємо знак нерівності на рівність та знаходимо R_H . Після цього по формулі (47) визначаємо R_E , враховуючи, що стандартний переріз прямокутного хвилевода трьохсантиметрового діапазону довжин хвиль $a_g \times b_g = 23 \times 10$ мм. Одержане таким чином значення повинно задовольняти нерівності (46). Після підстановки чисельних значень знайдемо, що для одержання синфазного розподілення поля в розкритті довжина рупорного випромінювача від розкриття до фазового фокуса повинна бути рівна 17 см. При цьому довжина рупора від розкриття до з'єднання з хвилеводом складає 13 см.

Висновки і перспективи. Для знищення комах шкідників в ґрунті імпульсним електромагнітним випромінюванням необхідно використовувати широкополосний пірамідальний рупорний випромінювач з параметрами: $a \times b = 10 \text{ см} \times 10 \text{ см}$; ширина діаграми направленості більше 50 см, довжина рупора 130 мм. Також отримала подальший розвиток теорія аналізу широкополосних антен, яка відрізняється від відомих тим, що в ній обґрунтовані параметри для випромінювання радіоімпульсів СМ діапазону з малою величиною тривалості імпульсів.

Список використаних джерел

1. Губанов В. П. и др. Генерация мощных наносекундных импульсов электромагнитного излучения. *Письма в ЖТФ*. 1994. Т. 20, № 14. С. 89–93.
2. Vaum C. E., Farr E. G. Impulse radiating antennas. Ultra-Wideband, Short-Pulse

Electromagnetics. – New York: Plenum Press, 1993. P. 139–147.

3. Giri D. V. Design, Fabrication, and Testing of a Paraboloidal Reflector Antenna and Pulser System for Impulse-Like Waveforms / Giri D. V., Lackner H., Smith I. D., Morton D. W., Baum C. E., Marek J. R., Prather W. D., Scholfield D. W. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. P. 318–326.

4. Хала А. В., Корольков А. В. Алгоритм расчета сверхширокополосной антенны. *Математическая морфология*. Т. 9. Вып. 1. 2010. URL: <http://www.smolensk.ru>.

5. Козак А., Гордийчук И., Семенишина И., Вильчинская Д. Анализ процесса воздействия электромагнитных импульсных сигналов на биологических вредителей, находящихся в почве. *MOTROL*. 2015. Vol. 17, № 1. 45-50.

6. Чернышев С. Л., Виленский А. Р. Пространственно-временной анализ характеристик сверхширокополосной антенны. *Вопросы дифракции и распространения электромагнитных волн: межвед. сб. науч. тр.* 2001. С. 113 – 120.

7. Иммореев И. Я., Синявин А. Н. Излучение сверхширокополосных сигналов. *Антенны*. 2001. Вып. 1. С. 8–16.

8. Иммореев И. Я. Пространственно-временные изменения сверхширокополосных сигналов при их излучении и приеме большими антеннами. *IV Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь»*, ИРЭ РАН, 2010 г., 29 ноября – 3 декабря. С. 615 – 620.

9. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / под ред. Д. И. Воскресенского. Москва : Сов. радио, 1972. 318 с.

10. Калинин В. И., Калошин В. А., Пангонис Л. И. Сверхширокополосная зеркальная антенна с рупорным облучателем Н-образного сечения. *III Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь»*, ИРЭ РАН. 2009. С. 68–71.

11. Кюн З. Микроволновые антенны / З. Кюн; пер. с нем. под ред. М. П. Долуханова. Ленинград : Судостроение, 1967. 518 с.

12. Потапский П., Гарасимчук И., Козак А., Михайлова Л., 2015. Теоретическое обоснование создания импульсного генератора для повышения иммунитета животных. *MOTROL. Commission of motorization and energetics in agriculture: Polish Academy of sciences. Lublin. Vol. 17, № 5. 62-65.*

Дата надходження статті до редакції: 02.08.2019

1 рецензування: 09.09.2019 Прийнято в друк: 27.12.2019

Kozak A.V.¹

PhD (Engineering), Associate Professor

E-mail : oceanalex@gmail.com

Potapsky P.V.¹

PhD (Engineering), Associate Professor

E-mail : p.v.potap@meta.ua

Garasymchuk I.D.¹

PhD (Engineering), Associate Professor

E-mail : igorgarasymchuk@gmail.com

¹*State Agrarian and Engineering University in Podilya
Kamianets-Podilskyi, Ukraine*

ANALYSIS OF ANTENNA RADIATION OF BROADBAND PULSES

Abstract

Electromagnetic energy can alter metabolic and biosynthetic processes at certain pulse EMF parameters (pulse rate, opacity, power, exposure) can slow and suppress cell growth. Irradiation in the MM range of RNA and DNA containing the virus leads to a decrease in their infectivity. Inhibition of bacterial culture growth, alteration of phagocytic activity, protein biosynthesis, ultrastructural changes in cells with EHF EMF interaction. In studies with microorganisms, it was found that the biological effect of the effect of EMF on

microorganisms was resonant. As one of the main mechanisms of the suppressive effect of EHF radiation on harmful microorganisms is the role of biological membranes in the response of microorganisms to EMF. Electrical phenomena occurring in biomembranes play an extremely important role. The formation of the transmembrane potential difference is due to the selective ionic conductivity of the membranes as a whole, it is an excellent dielectric, so that the bilayers of the insulating lipid molecules are able to withstand EP strengths of the order of 105 V/cm.

The magnitude of the electrical potential on the membrane is extremely important. According to the modern theory of transmembrane transport, namely the EP inside the membrane, the fluxes of the necessary substances from the environment inside the cell and from the cell into the environment through special hydrophilic channels, most likely, are of a lipoprotein nature. The rate of ion penetration through the membrane is determined by such properties as thickness, value of DP, the presence of fixed electric charges on the membrane, the size and number of pores in the membrane, the presence of fixed charges in the pores and some others.

Keywords: antenna; electromagnetic energy; oscillator; the Fourier transform; the passing wave; aperture; biotechnology; broadband pulses.

References

1. Gubanov, V. P. et al. (1994). Generatsiya moshchnykh nanosekundnykh impul'sov elektromagnitnogo izlucheniya. *Pis'ma v ZHTF*, 20(14), 89–93. [in Russian]. [in Russian]
2. Baum, C. E., & Farr, E. G. (1993). *Impulse radiating antennas*. Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics. New York: Plenum Press.
3. Giri, D. V., Lackner, H., Smith, I. D., Morton, D. W., Baum, C. E., Marek, J. R., Prather, W. D., & Scholfield, D. W. (1997). Design, Fabrication, and Testing of a Paraboloidal Reflector Antenna and Pulsar System for Impulse-Like Waveforms. *IEEE Trans. Plasma Sci*, 25, 318–326.
4. Khala, A. V., & Korol'kov, A. V. (2010). Algoritm rascheta sverkhshirokopolosnoy anteny [Ultra Wideband Antenna Calculation Algorithm]. *Matematicheskaya morfologiya*, 9(1). Retrieved from <http://www.smolensk.ru>. [in Russian]
5. Kozak, A., Gordiychuk, I., Semenishina, I., & Vil'chinskaya, D. (2015). Analiz protsessa vozdeystviya elektromagnitnykh impul'snykh signalov na biologicheskikh vreditel'nykh organizmakh v pochve [Analysis of the impact of electromagnetic pulse signals on biological pests in the soil]. *Motrol*, 17(1), 45–50. [in Russian]
6. Chernyshev, S. L., & Vilenskiy, A. R. (2001). Prostranstvenno-vremennyy analiz kharakteristik sverkhshirokopolosnoy anteny [Spatio-temporal analysis of the characteristics of an ultra-wideband antenna]. *Voprosy difraktsii i rasprostraneniya elektromagnitnykh voln*, 113–120.
7. Immoreyev, I. Ya., & Sinyavin, A. N. (2001). Izlucheniye sverkhshirokopolosnykh signalov [Radiation of super-wideband signals]. *Antenny*, 1, 8–16. [in Russian]
8. Immoreyev, I. Ya. (November 29 – December 3, 2010). Prostranstvenno-vremennyye izmeneniya sverkhshirokopolosnykh signalov pri ikh izluchenii i priyeme bol'shimi antennami [Spatio-temporal changes in ultra-wideband signals when they are emitted and received by large antennas]. *IV Vserossiyskaya konferentsiya «Radiolokatsiya i radiosvyaz»*, IRE RAN, 29 noyabrya – 3 dekabrya [IV All-Russian Conference “Radar and Radio Communication”, IRE RAS, November 29 – December 3, 2010 (pp. 615–620)]. [in Russian]
9. Voskresenskiy, D. I. (Ed.) (1972). *Antenny i ustroystva SVCH*. Raschet i proyektirovaniye antenykh reshetok i ikh izluchayushchikh elementov [Antennas and microwave devices. Calculation and design of antenna arrays and their radiating elements]. Moscow: Sov. radio. [in Russian]
10. Kalinichev, V. I., Kaloshin, V. A., & Pangonis, L. I. (2009). Sverkhshirokopolosnaya zerkal'naya antenna s rupornym obluchatelem N-obraznogo secheniya [Ultra-wide-band reflector antenna with a horn feed of an N-shaped cross section]. *III Vserossiyskaya konferentsiya «Radiolokatsiya i radiosvyaz»*, IRE RAN [III All-Russian Conference “Radar and Radio Communication”, IRE RAS (pp. 68–71)]. [in Russian]
11. Kyun, Z. (1967). *Mikrovolnovyye anteny [Microwave antennas]*. Leningrad: Sudostroyeniye. [in Russian]
12. Potap'skiy, P., Garasimchuk, I., Kozak, A., & Mikhaylova, L. (2015). Teoreticheskoye obosnovaniye sozdaniya impul'snogo generatora dlya povysheniya immuniteta zhivotnykh [Theoretical basis for the creation of a pulse generator to increase animal immunity]. *Motrol*, 17 (5), 62–65. [in Russian]

Submission: 08/02/2019

Revision: 09/09/2019 Accept: 12/27/2019