

**О.В. Букін<sup>1</sup>, В.Г. Гутнік<sup>2</sup>, Ю.Ф. Логвінов<sup>1</sup>, М.Г. Резніченко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України  
12, вул. Акад. Проскури, Харків, 61085, Україна

<sup>2</sup> Радіоастрономічний інститут НАН України  
4, вул. Мистецтв, Харків, 61000, Україна

## **Визначення параметрів поверхонь при моделюванні зворотного розсіювання в міліметровому і сантиметровому діапазонах довжин радіохвиль**

***Предмет і мета роботи.** Статтю присвячено моделюванню зворотного розсіювання електромагнітного поля стосовно міліметрового і сантиметрового діапазонів довжин радіохвиль. Актуальність таких досліджень визначається потребою в отриманні характеристик розсіювання електромагнітних хвиль різними об'єктами на етапі моделювання. Метою роботи є визначення допустимих значень дискретизації поверхонь при реалізації відомих і перспективних методів розрахунку розсіяного поля.*

***Методи і методологія роботи.** Для досягнення поставленої мети використовувалися методи математичного та статистичного моделювання. Результати моделювання порівнювалися з даними теоретичних досліджень.*

***Результати роботи.** Розглянуто результати чисельного моделювання розсіювання електромагнітного поля з використанням дифракційної формули Френеля–Кірхгофа і методом, який заснований на представленні поверхні у вигляді елементарних плоских поверхонь. Порівняння модельних і теоретичних даних щодо ефективної поверхні розсіяння для найпростіших об'єктів (куля і площина) дозволило визначити допустиму величину дискретизації поверхонь при зворотному розсіюванні на них електромагнітного поля. Показано, що визначення напруженості поля методом Френеля–Кірхгофа дозволяє отримати ефективну поверхню розсіяння зі значеннями, які найбільш точно збігаються з теоретичними даними.*

***Висновок.** Показано, що метод Френеля–Кірхгофа найбільш точно описує основні властивості розсіяного поля. При застосуванні методу моделювання, коли поверхня подається у вигляді набору плоских елементів з властивими їм діаграмами розсіяння, необхідно проводити нормування результатів з урахуванням теоретичних і експериментальних даних. Іл. 6. Бібліогр.: 11 назв.*

***Ключові слова:** поширення радіохвиль, зворотне розсіювання, дискретизація поверхні.*

Моделювання розсіювання електромагнітних хвиль на різних штучних і природних поверхнях завжди було пріоритетним завданням радіофізичних досліджень. Це пов'язано з актуальністю визначення як радіолокаційних характеристик об'єктів на поверхні Землі, так і радіолокаційного фону підстильних поверхонь.

Аналітичні розрахунки [1, 2] дозволяють отримувати напруженість електромагнітного поля на елементі поверхні. Для переходу до чисельних методів розрахунку розсіяного електромаг-

нітного поля необхідно вводити дискретизацію використовуваних параметрів. Невірно обрана дискретизація може призводити до невиправданого зростання обчислювальних витрат або помилкових результатів розрахунків.

Метою цієї роботи є визначення допустимих значень дискретизації поверхонь у процесі реалізації відомих і перспективних методів розрахунку параметрів розсіяного поля.

Як показано в [3], комплексну амплітуду поля  $U(P)$  можна знайти за допомогою диф-

ракційної формули Френеля–Кірхгофа:

$$U(P) = -\frac{iA}{2\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\exp(iks)}{s} \times (\cos(\theta_0) - \cos(\theta)) dS, \quad (1)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – хвильове число;  $\theta_0$  і  $\theta$  – кути, утворені векторами  $\vec{r}$  і  $\vec{s}$  з вектором  $\vec{n}$  нормалі до поверхні  $\Sigma$ ;  $dS$  – елемент площі на поверхні  $\Sigma$ ;  $A$  – константа, яка дорівнює напруженості поля в джерелі  $P_0$  (часто приймається рівною 1). У цій формулі множник  $A \exp(ikr)/r$  описує сферичну хвилю, що поширюється з точки  $P_0$  до деякого вторинного джерела, розташованого на поверхні  $\Sigma$ , множник  $\exp(iks)/s$  – сферичну хвилю, що йде від вторинного джерела до точки спостереження  $P$ . На рис. 1 представлено схему розсіювання електромагнітної хвилі на поверхні  $\Sigma$ .

У разі однопозиційної локації кут  $\theta_0 = \pi - \theta$ , а  $\cos(\theta_0) - \cos(\theta) = 2 \cos(\theta_0)$ , і вираз (1) спроститься до

$$U(P) = -\frac{iA}{\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\exp(i2kr)}{r^2} \cos(\theta_0) dS, \quad (2)$$

або у варіанті для чисельного розрахунку

$$U(P) = -\frac{iA}{\lambda} \sum_{n=1}^N \frac{\exp(i2kr_n)}{r_n^2} \cos(\theta_{0n}) dS_n, \quad (3)$$

де  $dS_n$  – площа елементарного розсіювача;  $N$  – число елементарних розсіювачів на поверхні. Вираз (2) збігається з виразом для напруженості розсіяного поля в точці приймання, отриманим в [4]. Розв’язання виразу (2) дозволяє отримати точне значення напруженості поля в точці приймання. Однак чисельне розв’язання виразу (2), як правило, пов’язане з великими обчислювальними витратами, оскільки крок дискретизації поверхні має бути менше довжини радіохвилі, а розміри розглянутих поверхонь найчастіше значно перевищують довжини застосовуваних діапазонів. Наприклад, довжина радіохвилі може становити одиниці сантиметрів і міліметрів, а довжини трас – перевершувати десятки кілометрів.

Різко зменшити обчислювальні витрати при моделюванні розсіювання електромагнітного поля на поверхні може запропонований в [1] вираз для обчислення напруженості розсіяного

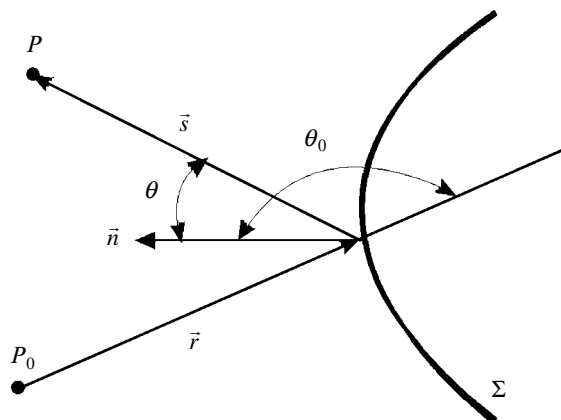


Рис. 1. Умовна схема розсіювання електромагнітної хвилі на поверхні

поля в точці приймання:

$$U(P) = \frac{V(\varphi) \exp(ikr)}{\sqrt{K_1 \rho^2 - 2H_1 \rho + 1}} U(P_0), \quad (4)$$

де  $V(\varphi)$  – коефіцієнт Френеля;  $\varphi$  – кут між фронтом падаючої хвилі і дотичною площиною до поверхні в точці розсіяння;  $K_1$ ,  $H_1$  – відповідно головна і середня кривизна фронту розсіяної хвилі;  $\rho$  – відстань від точки розсіяння на поверхні до точки приймання. Однак вираз (4) описує дзеркально розсіяне поле і для випадку зворотного розсіяння має досить обмежене застосування. Це пов’язано з тим, що умови дзеркального відбиття електромагнітного поля, зокрема для трас над морською поверхнею, швидко порушуються в міру збільшення дистанції до цілі і при зниженні її висоти, що у свою чергу пов’язано з малим значенням локального кута нахилу морської хвилі (згідно з [5, 6], середньоквадратичне значення нахилу морського хвилювання становить близько 0,05). Така властивість виразу (4) заходить у суперечність із експериментальними даними [7, 8], які стверджують, що зворотне розсіювання електромагнітного поля спостерігається навіть при нульовому куті ковзання, коли дзеркальне відбиття неможливе. Іншим недоліком виразу (4) є обнулення знаменника при відбитті сферичної електромагнітної хвилі від площини.

У роботі [9] для розрахунку напруженості розсіяного від морської поверхні поля було запропоновано профіль морського хвилювання апроксимувати кінцевим набором малих плоских елементів. Кожен з таких елементів має діаграму розсіювання, яка, згідно з [10], зале-

жить від довжини використовуваної радіохвилі, площі поверхні елемента поверхні, його конфігурації, діелектричних характеристик поверхні та ін. У найпростішому випадку квадратної розсіювальної площадки та абсолютно відбивної поверхні діаграму розсіяння  $n$ -го елемента поверхні можна представити у вигляді

$$D_n = \sqrt{\frac{4\pi S_n}{\lambda^2}} F_n, \quad F_n = \frac{\sin u_n}{u_n},$$

$$u_n = \frac{k\sqrt{S_n}}{2} \sin \varphi_n,$$

де  $\sqrt{\frac{4\pi S_n}{\lambda^2}}$  – амплітуда діаграми розсіяння;  $F_n$  – нормована діаграма направленості;  $S_n$  – площа елемента розсіяння;  $\lambda$  – довжина радіохвилі;  $\varphi_n$  – локальний кут падіння фронту електромагнітної хвилі на  $n$ -й елемент морської поверхні;  $k = 2\pi/\lambda$  – хвильове число.

Такий підхід, на думку авторів роботи [9], міг, з одного боку, усунути недоліки, які властиві виразам (1)–(3), за рахунок збільшення кроку дискретизації поверхні розсіяння, з іншого боку – усунути недоліки виразу (4). Діаграма розсіяння такого елемента поверхні має багатопелюсткову структуру з ненульовими значеннями діаграми розсіяння аж до нульових кутів ковзання. Тому при розсіюванні електромагнітної хвилі на таких елементах можна очікувати ненульових значень розсіяного поля аж до нульових кутів ковзання, що підтверджується результатами експериментальних досліджень. У цьому випадку напруженість поля в точці приймання можна описати виразом

$$U(P) = \sum_{n=1}^N V_{VH}(\varphi_i) \sqrt{\frac{4\pi S_n}{\lambda^2}} F_n \times \frac{\exp(i2kr_n)}{r_n^2} S_n, \quad (5)$$

де  $V_{VH}(\varphi_i)$  – коефіцієнт Френеля для відповідної поляризації електромагнітного поля;  $N$  – число елементів поверхні. Для абсолютно відбиваючої поверхні  $V_{VH}(\varphi) = 1$ .

Проведемо порівняльний аналіз обчислювальної ефективності виразів (3) і (5) при визначенні розсіювання електромагнітного поля на тілах, які мають добре відомі характеристики розсіювання – на абсолютно провідній кулі та

абсолютно провідній площині. В якості критерію оцінки візьмемо характеристику зворотного розсіювання електромагнітного поля – ефективну поверхню розсіяння (ЕПР).

Розрахунок ЕПР цілі можна провести двома способами. Перший спосіб застосовують у випадку опромінення цілі великого розміру, коли місцеві поверхневі струми на одній частині цілі відносно незалежні від струмів на іншій її частині, відбите поле у приймальній антени є векторною сумою полів, які сформовані окремо кожним елементом цілі. У цьому випадку, відповідно до [11], ЕПР можна визначити за допомогою виразу

$$\sigma = \left| \sum_{n=1}^N \sqrt{\sigma_n} \exp(i2kr_n) \right|^2,$$

де  $r_n$  – відстань від  $n$ -го елемента цілі до приймальної антени.

Для окремого елемента ЕПР визначається виразом

$$\sigma_n = 4\pi r_n^2 \frac{\left| -\frac{i}{\lambda} U_n(P) \right|^2}{\left| \frac{\exp(i2\pi r_n)}{r_n^2} \right|^2}.$$

Другий спосіб застосовують, коли розмір цілі малий відносно лінійних розмірів першої зони Френеля. Якщо для всіх  $\Delta r_n = r_n - r_{av}$  (де  $\Delta r_n$  – відхилення поточної відстані від усередненої дальності до цілі,  $r_{av}$  – усереднена дальність до цілі) виконується умова  $\Delta r_n \ll r_{av}$ , то наближене значення ЕПР складної цілі можна отримати з виразу

$$\sigma = 4\pi r_{av}^2 \frac{\left| -\frac{i}{\lambda} \sum_{n=1}^N U_n(P) \right|^2}{\left| \frac{\exp(i2\pi r_{av})}{r_{av}^2} \right|^2}.$$

За виконання умов далекої зони ці два способи дають практично однакові результати.

Розглянемо ЕПР від поверхні кулі залежно від дискретизації поверхні. Теоретичне значення ЕПР гладкої ідеально провідної кулі не залежить від довжини радіохвилі  $\lambda$  і становить

$$\sigma_b = \pi R_b^2, \quad R_b \gg \lambda, \quad R_b \ll r,$$

де  $R_b$  – радіус кулі. Розрахунки проводилися для хвиль довжиною 3,2 см і 8 мм, які знайшли широке практичне застосування в радіолокації [7, 8].

На рис. 2 наведені значення ЕПР, що були отримані при розсіянні електромагнітного поля від кулі на хвилі 3,2 см. На осі абсцис розташовані нормовані на довжину хвилі значення дискретизації поверхні  $\delta$ . На осі ординат відкладені нормовані на теоретичне значення ЕПР  $\sigma_t$  величини ЕПР, які були отримані в результаті розрахунків. Криві 1–3 отримані з використанням виразу (3) для напруженості розсіяного поля, криві 4–6 – виразу (5).

Аналогічні криві ЕПР представлені на рис. 3 для довжини хвилі 8 мм.

Аналіз даних на рис. 2 і 3 показує, що використання дискретного подання дифракційної формули Френеля–Кірхгофа (3) для отримання напруженості розсіяного поля має переваги перед отриманням напруженості поля за виразом (5). Значення ЕПР куль з радіусами 0,1, 1 і 10 м (відповідно криві 1–3) при зменшенні кроку дискретизації наближаються до своїх теоретичних значень. Для довжини хвилі 3,2 см ЕПР кулі дорівнюватиме теоретичному значенню при відношенні кроку дискретизації до довжини радіохвилі близько 0,02 (рис. 2). Якщо довжина хвилі зменшується до 8 мм (рис. 3), обчислене і теоретичне значення ЕПР куль стають однаковими при відношенні кроку дискретизації до довжини хвилі, що дорівнює 0,03. Збільшення кроку дискретизації  $\delta$  призводить до зростання розрахункового значення ЕПР щодо його теоретичного значення. Якщо крок дискретизації порівняний з довжиною хвилі, розрахункові значення ЕПР можуть перевищувати істинні значення на три і більше порядків.

Результати використання для отримання напруженості розсіяного поля виразу (5) і подальшого обчислення ЕПР від кулі представлені кривими 4–6 (рис. 2 і 3). Видно, що на відміну від використання виразу (3), ЕПР за умови використання виразу (5) (штрихові криві) і зменшення кроку дискретизації не наближаються асимптотично до своїх теоретичних значень. Вони прямують нижче теоретичних значень, які позначені суцільними кривими, і продовжують зменшуватися при зменшенні кроку дискретизації.

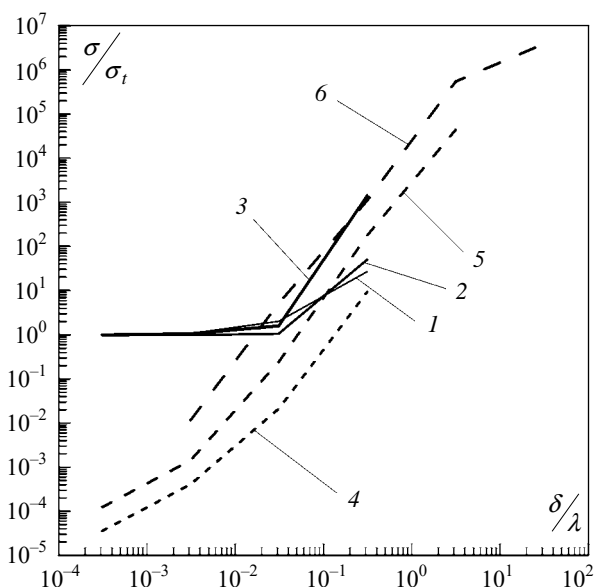


Рис. 2. Нормовані ЕПР кулі ( $\lambda = 3,2$  см) радіусом  $R_b$ : криві 1, 4 –  $R_b = 0,1$  м; криві 2, 5 –  $R_b = 1$  м; криві 3, 6 –  $R_b = 10$  м

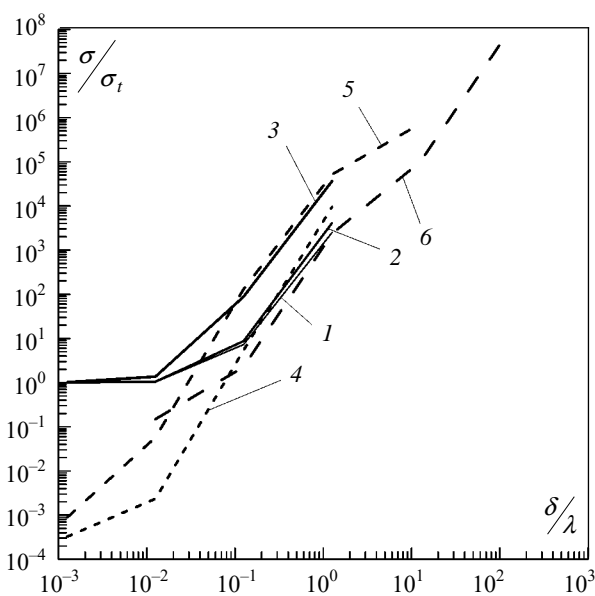
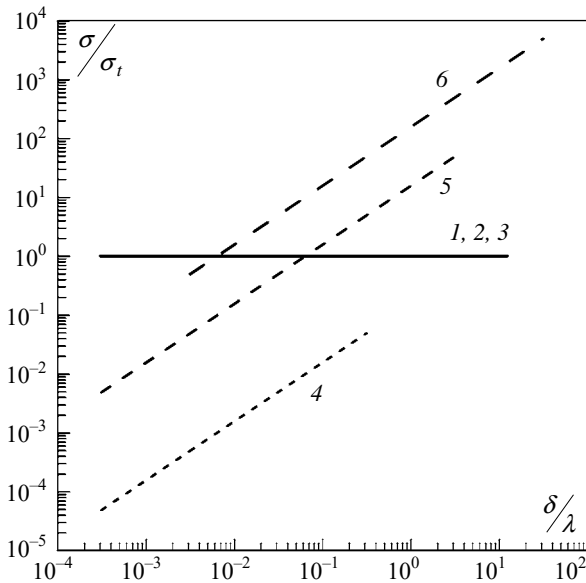


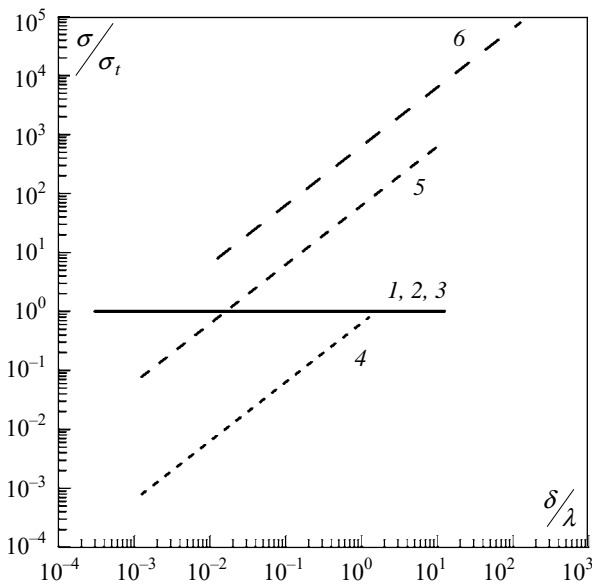
Рис. 3. Нормовані ЕПР кулі ( $\lambda = 8$  мм) радіусом  $R_b$ : криві 1, 4 –  $R_b = 0,1$  м; криві 2, 5 –  $R_b = 1$  м; криві 3, 6 –  $R_b = 10$  м

Перейдемо до аналізу розсіювання поля на площині. Значення ЕПР ідеально провідної пластини зі сторонами  $a$  і  $b$  залежить від кута падіння  $\varphi$ :

$$\sigma_{pl} = \begin{cases} \frac{4\pi S^2}{\lambda^2}, & \varphi = 0, \\ \frac{4\pi S^2}{\lambda^2} \left( \frac{\sin x}{x} \right)^2 \cos^2 \varphi, & \varphi \neq 0, \end{cases} \quad (6)$$



**Рис. 4.** Нормовані ЕПР абсолютно провідної круглїй пластини ( $\lambda = 3,2$  см) радіусом  $R_b$ : криві 1, 4 –  $R_b = 0,1$  м; криві 2, 5 –  $R_b = 1$  м; криві 3, 6 –  $R_b = 10$  м



**Рис. 5.** Нормовані ЕПР абсолютно провідної круглїй пластини ( $\lambda = 8$  мм) радіусом  $R_b$ : криві 1, 4 –  $R_b = 0,1$  м; криві 2, 5 –  $R_b = 1$  м; криві 3, 6 –  $R_b = 10$  м

$$S = a \cdot b, \quad x_a = \frac{2\pi a \sin \varphi}{\lambda},$$

$$x_b = \frac{2\pi b \sin \varphi}{\lambda}, \quad a, b \gg \lambda, \quad a, b \gg r,$$

де діаграма розсіяння пластини має багатоплоскосткову структуру і визначається параметрами  $x_a$  і  $x_b$  вздовж відповідних сторін пластини. На рис. 4 по осі ординат відкладені значення

ЕПР круглїй абсолютно провідної пластини, які нормовані на теоретичні значення ЕПР. По осі абсцис відкладені значення дискретизації поверхні, які нормовані на довжину хвилі 3,2 см. Пластина розташовувалася перпендикулярно напрямку опромінення. Криві 1–3 отримані з використанням виразу (3) для напруженості розсіяного поля, криві 4–6 – виразу (5).

На рис. 5 представлені криві ЕПР, які отримані для таких самих умов, як і на рис. 4, але для довжини хвилі 8 мм.

Аналіз даних рис. 4 і 5 показує, що використання дискретного подання дифракційної формули Френеля–Кірхгофа (3) для отримання напруженості розсіяного поля має значні переваги перед отриманням напруженості поля за виразом (5).

Розраховані ЕПР круглїй пластини радіусом 0,1, 1 і 10 м (відповідно криві 1–3) з різними кроками дискретизації практично дорівнюють своїм теоретичним значенням. Така поведінка ЕПР спостерігається як для довжини хвилі 3,2 см (рис. 4), так і для хвилі 8 мм (рис. 5). Використання виразу (5) для розрахунку напруженості розсіяного поля і подальшого розрахунку ЕПР (криві 4–6, рис. 4 і 5) демонструє обмеженість застосування виразу (5). Криві 5 і 6 (ЕПР пластини з радіусами 1 і 10 м відповідно) рис. 4 і 5 набувають теоретичних значень тільки в обмеженій області, а криві 4 (ЕПР пластини з радіусом 0,1 м) на рис. 4 і 5 не набувають теоретичних значень ЕПР взагалі.

Для пластин більшого діаметра можна обрати таку дискретизацію поверхні, за якої розраховані значення ЕПР пластини будуть збігатися з теоретичними (криві 5 і 6 на рис. 4 і 5). Однак чисельні значення нормованої дискретизації поверхні, за якої спостерігаються близькі до теоретичних значення ЕПР, лежать в діапазоні від 0,006 до 0,06 для довжини хвилі 3,2 см (криві 5 і 6 на рис. 4) і від 0,006 до 0,02 для довжини хвилі 8 мм (криві 5 і 6 на рис. 5). Тобто для чисельної відповідності отриманих і теоретичних значень ЕПР необхідно обирати дискретизацію поверхні приблизно на два порядки менше довжини хвилі. В якості особливостей кривих 4–6 на рис. 4 і 5 можна відзначити їх близькість до лінійної залежності.

На рис. 2 і 3 лінійність кривих 4–6 спостерігається в діапазоні нормованих значень дис-

кретизації поверхні від 0,02 до 1. Це дає підставу припустити, що у разі збільшення дискретизації поверхні до величини довжини використовуваної радіохвилі можна буде проводити нормування значень ЕПР за лінійним законом. Крім того, лінійна залежність ЕПР від величини дискретизації поверхні дозволяє за двома обчисленими значеннями ЕПР визначити нахил залежності ЕПР від дискретизації поверхні та отримати правильну величину ЕПР, що може значно скоротити обчислювальні витрати.

При довільному (не перпендикулярному) розташуванні пластини щодо фронту падаючої хвилі кутова залежність ЕПР, за виразом (6), має багатопелюсткову структуру. Проведені дослідження показали, що незалежно від способу отримання напруженості розсіяного поля (як за виразом (3), так і за виразом (5)), багатопелюсткова структура ЕПР, положення максимумів пелюсток і їх ширина в залежності від кута опромінення зберігаються і не залежать від кроку дискретизації поверхні (принаймні в тих межах, які представлені на рис. 4 і 5). Як приклад на рис. 6 наведено залежність ЕПР від кута опромінення круглої пластини радіусом 1 м. Використовувана довжина хвилі становила 8 мм, крок дискретизації поверхні  $10^{-4}$  м.

Крива 1 (суцільна) позначає теоретичну ЕПР; крива 2 – ЕПР, отриману для розрахункових значень напруженості розсіяного поля з використанням виразу (3); крива 3 – ЕПР, отриману для розрахункових значень напруженості розсіяного поля з використанням виразу (5). З рис. 6 видно, що теоретична крива ЕПР (крива 1) і крива ЕПР, отримана з використанням виразу (3) (крива 2) практично збігаються. Крива 3, що означає ЕПР, отриману з використанням виразу (5), має відмінні від теоретичних значення ЕПР, але кутові положення максимумів збігаються з теоретичними.

Проведені порівняльні дослідження щодо впливу на точність обчислень характеристик розсіяного поверхнею поля величини дискретизації поверхні показали, що використання дифракційної формули Френеля–Кірхгофа, яка широко і багаторазово апробована та довела свою спроможність, має переваги порівняно з методом розрахунку напруженості поля, який був запропонований авторами роботи [9]. Зменшення величини дискретизації поверхні в

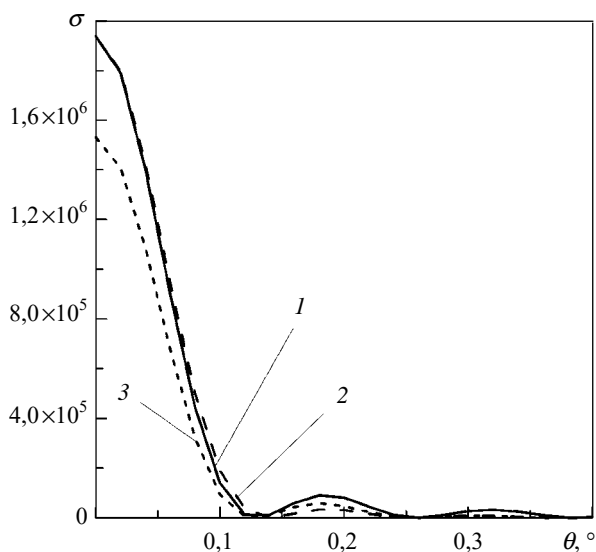


Рис. 6. Кутова залежність ЕПР ( $\lambda = 8$  мм) електромагнітного поля на круглій абсолютно провідній пластині з радіусом  $R_{пл} = 1$  м

методі Френеля–Кірхгофа приводить до асимптотичного наближення результату розрахунку ЕПР до теоретичного значення в разі розгляду розсіювання поля на кулях різних діаметрів. При виборі поверхні у вигляді площини метод Френеля–Кірхгофа дає значення ЕПР, які відповідають теоретичним ЕПР у всьому діапазоні зміни значень дискретизації поверхні.

Розрахунок напруженості розсіяного поля за методом роботи [9] приводить до отримання значень ЕПР, близьких до теоретичних, тільки для певних величин дискретизації поверхні і не на всіх розглянутих поверхнях. Так, на круглих пластинках малого радіуса (криві 4 на рис. 4 і 5) отримати значення ЕПР, близькі до теоретичних, не вдалося.

Однак якісна поведінка залежності ЕПР від кута опромінення (положення максимумів і ширина пелюсток діаграми розсіяння при певних кутах опромінення) відповідає теоретичним уявленням про розсіяння поля на плоскій поверхні. Для обох розглянутих методів розрахунку напруженості поля значення дискретизації поверхні, при якому спостерігаються близькі до теоретичних значення ЕПР, складають близько 0,01...0,02 від довжини використовуваної хвилі. Але в методі Френеля–Кірхгофа, на відміну від методу роботи [9], подальше зменшення дискретизації поверхні приводить до підвищення точності обчислень.

**Висновки.** Для чисельного моделювання розсіювання електромагнітного поля на різних поверхнях і визначення напруженості поля краще використовувати дифракційну формулу Френеля–Кірхгофа. При цьому в діапазонах сантиметрових і міліметрових радіохвиль дискретизація поверхні не повинна перевищувати значення  $0,01 \dots 0,02$  від використовуваної довжини хвилі. Метод розрахунку розсіяного поля [9]

може знайти застосування в радіофізичних дослідженнях. Практично лінійна залежність ЕПР від величини дискретизації поверхні в цьому методі може значно скоротити обчислювальні витрати на визначення величини ЕПР. Однак його використання вимагає проведення додаткового контролю і нормування результатів з урахуванням теоретичних та експериментальних даних.

#### БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Басс Ф. Г., Фукс М. *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности*. Москва: Наука, 1972. 424 с.
2. Исмару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*: в 2-х т. Пер с англ. Москва: Мир, 1981. Т. 2. 317 с.
3. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики*. Изд. 2-е. Пер. с англ. под ред. Г.П. Мотулевич. Москва: Наука, 1973. 720 с.
4. *Радиотехнические системы*. Учеб. для вузов. Под ред. Ю.М. Казаринова. Москва: Высш. школа, 1990. 496 с.
5. Крылов Ю. М. *Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн*. Ленинград: Гидрометеоздат, 1966. 255 с.
6. Ле Блон П., Майсек Л. *Волны в океане*: в 2-х ч. Пер. с англ. Е.Н. Амбарцумян. Москва: Мир, 1981. Ч. 1. 478 с.
7. Кулемин Г.П., Разказовский В.Б. *Рассеяние миллиметровых радиоволн поверхностью Земли под малыми углами*. Киев: Наукова думка, 1987. 230 с.
8. Кравченко В.Ф., Луценко В.И., Луценко И.В. *Рассеяние радиоволн морем и обнаружение объектов на его фоне*. Москва: Физматлит, 2015. 448 с.
9. Гутник В.Г., Логвинов М.Ю., Логвинов Ю.Ф. Характеристики рассеивающих элементов морской поверхности при распространении радиоволн под малыми углами скольжения. *Радиофизика и электроника*. 2019. Т. 24, № 1. С. 24–31. DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2019.01.024>.
10. *Устройства СВЧ и антенны*. Изд. 2-е доп. и перераб. Под ред. Д.И. Воскресенского. Москва: Радиотехника, 2006. 376 с. ISBN 5-88070-086-0.
11. *Современная радиолокация (анализ, расчет и проектирование систем)*. Под ред. Р.С. Берковица. Пер с англ. под ред. Ю.Б. Кобзарева. Москва: Советское радио, 1969. 704 с.

Стаття надійшла 24.12.2019

#### REFERENCES

1. Bass, F.G., Fuchs, M., 1972. *Wave scattering on a statistically uneven surface*. Moscow: Nauka Publ. (in Russian).
2. Ishimaru, A., 1981. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Translated from English. Moscow: Mir Publ. Vol. 2 (in Russian).
3. Born M., Wolf E. 1973. *Fundamentals of optics*. 2<sup>nd</sup> ed. Translated from English and ed. by G.P. Motusevich. Moscow: Nauka Publ. (in Russian).
4. Kazarinov, Yu.M. ed., 1990. *Radio engineering systems*. Textbook. Moscow: Vysshaya shkola Publ. (in Russian).
5. Krylov, Yu.M., 1966. *Spectral methods of research and calculation of wind waves*. Leningrad: Gidrometeoizdat (in Russian).
6. Le Blon, P., Maysek, L., 1981. *Waves in the ocean*. Translated from English by E.N. Ambartsumyan. Moscow: Mir Publ. Pt. 1 (in Russian).
7. Kulemin, G.P., Razkazovsky, V.B., 1987. *Scattering of millimeter radio waves by the surface of the Earth at small angles*. Kiev: Naukova Dumka Publ. (in Russian).
8. Kravchenko, V.F., Lutsenko, V.I., Lutsenko, I.V., 2015. *The scattering of radio waves by the sea and the detection of objects against its background*. Moscow: Fizmatlit Publ. (in Russian).
9. Gutnik, V.G., Logvinov, M.Yu., Logvinov, Yu.F., 2019. Characteristics of sea surface scattering elements upon radio waves propagation at small grazing angles. *Radiophys. Electron.*, **24**(1), pp. 24–31 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2019.01.024>.
10. Voskresensky, D.I. ed., 2006. *Microwave devices and antennas*. 2<sup>nd</sup> ed. rev. and add. Moscow: Radio Engineering Publ. (in Russian). ISBN 5-88070-086-0.
11. Berkovits, R.S. ed., 1969. *Modern radar (analysis, calculation and design of systems)*. Translated from English and ed. by Yu.B. Kobzarev. Moscow: Soviet Radio Publ. (in Russian).

Received 24.12.2019

A.V. Bukin<sup>1</sup>, V.G. Gutnik<sup>2</sup>, Yu.F. Lohvinov<sup>1</sup>, N.G. Reznichenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> O.Ya. Usikov IRE of NASU

12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

<sup>2</sup> Radio Astronomy Institute of NASU

4, Arts St., Kharkiv, 61000, Ukraine

DETERMINATION OF SURFACE PARAMETERS  
FOR BACKSCATTERING SIMULATION IN THE MILLIMETER  
AND CENTIMETER WAVE REGIONS

**Subject and Purpose.** The article is devoted to the modeling of electromagnetic field backscattering in the millimeter and centimeter wave regions. The relevance of such studies proceeds from the need to have wave scattering characteristics of various objects at the modeling stage. The aim of the work is to determine an acceptable step size of the surface discretization, no matter whether a well-known or perspective method of the scattered field calculation is used.

**Methods and Methodology.** To achieve the goal as defined, mathematical and statistical modeling methods are used. The modeling and theoretical results are compared.

**Results.** Numerical simulations of the electromagnetic field scattering have been performed using the Fresnel-Kirchhoff diffraction formula and the method of surface representation by a set of elementary flat faces. For such simplest objects as a ball and a plane, a comparison of the theoretical and modelling results on effective scattering surface has been performed and made it possible to determine an acceptable step size of the surface discretization in the electromagnetic field backscattering. It has been shown that once the surface discretization has been chosen properly, the determination of the field strength by the Fresnel-Kirchhoff method provides an effective scattering surface value that coincides with the theoretical results most accurately.

**Conclusion.** It has been shown that the Fresnel-Kirchhoff method describes basic properties of the scattered field most well. The employment of the modeling method of surface representation by a set of flat faces with relevant scattering patterns requires a normalization of the results with the relevant theoretical and experimental data taken into account.

**Key words:** radio wave propagation, backscattering, surface discretization.