

## **ЗАСОБИ ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ**

УДК 638.235.231

### **ПОГЛИНАННЯ НВЧ-ВИПРОМІНЮВАННЯ В НЕЛІНІЙНІЙ РАДІОЛОКАЦІЇ**

*Зінченко М.В., аспірант*

*Зінковський Ю.Ф., д.т.н., професор*

*Національний технічний університет України  
"Київський політехнічний інститут", м. Київ, Україна*

На сьогоднішній день питання взаємодії НВЧ-випромінювання від нелінійного радіолокатора з ансамблем радіоелементів з металевими включеннями в досліджуваному об'єкті – радіоелектронному пристрої несанкціонованого доступу до конфіденційної інформації, є недостатньо вивченим [3]. Досі неясно, чи відповідає дійсності гіпотеза щодо об'ємного характеру поглинання НВЧ-хвиль і внутрішнього нагрівання всього досліджуваного об'єкта? Вихрові струми утворюються по всьому об'ємі з включеннями, чи тільки на поверхні з боку падаючої хвилі від нелінійного радіолокатора [5, 7]?

Типовий закладний пристрій має в своєму складі радіоелементи, наприклад, діоди, транзистори, опори та конденсатори, що певним чином з'єднані між собою металевими провідниками. Таким чином, найбільш адекватною фізичною моделлю даної структури, в певному наближенні, буде композитний матеріал, а саме діелектрик з металевими включеннями – кульки з високою провідністю. Використання цієї моделі передбачає застосування умови квазістаціонарності [6, 9].

Умова квазістаціонарності пред'являє ряд вимог до розмірів і фізичних параметрів частинки, що піддається впливу електромагнітного випромінювання. Значення провідності є постійним у тому випадку, якщо період зміни поля великий у порівнянні з часовими інтервалами, характерними для мікроскопічного механізму провідності. Щільність струму в деякій точці провідника визначається значенням поля тільки в цій точці, якщо довжини «вільного пробігу» заряджених частинок малі в порівнянні з відстанями, на яких помітно змінюється поле [6].

Розглянемо задачу проходження електромагнітної хвилі через типовий об'єкт дослідження в нелінійній радіолокації, що в певному наближенні представляє «шар композитного матеріалу», та наступного її відбиття від ідеального (повне відбиття) напівнескінченного покриття з високою провідністю. Схема даної задачі представлена на рис. 1.

Нехай, в разі відсутності «композитного шару», буде відбуватися відбиття від напівнескінченного покриття з високою провідністю та формування стоячої хвилі. У цьому випадку можна знайти положення максимумів електричного та магнітного полів у стоячій хвилі. Визначивши просторове положення цих максимумів, можна помістити шар композита в електричне або магнітне поле.

При наявності пластини схема теоретичної моделі розділяється на три просторові області. Перша область перебуває зліва від «композитного шару». Друга область - це сам «шар композита»; і третя область розташовується між правою границею «композитного шару» та напівнескінченим покриттям, що повністю відбиває (далі будемо називати його відбивачем).

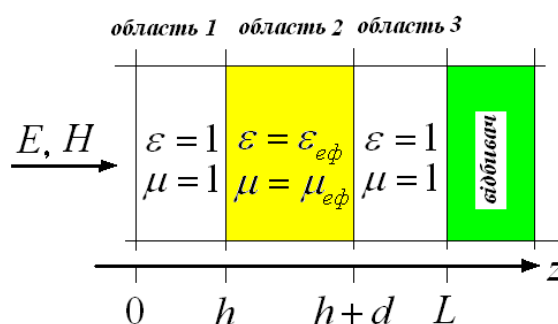


Рис. 1. Схема теоретичної моделі. Области 1 і 3 - газ або вакуум, область 2 – еквівалент закладного пристрою в нелінійній радіолокації – «шар композитного матеріалу», а відбивач – ідеальне покриття з високою провідністю.

Аналізуючи задачу, можна виявити, що електромагнітне поле в першій області є суперпозицією чотирьох хвиль: падаючої зліва хвилі, двох хвиль, відбитих від границь «шару композита» та відбитої від відбивача хвилі. У другій області також поширюються чотири хвилі: хвиля, що пройшла через ліву границю «композитного шару» з першої області, хвиля, відбита від правої границі «шару композита», хвиля, відбита від відбивача, що пройшла в шар з права, хвиля, що падає з права на ліву границю «композитного шару» та відбита від неї. І, нарешті, у третій області є знову чотири хвилі: хвиля, що пройшла з першої області через «шар композита» в третю область, дві хвилі, відбиті від лівої та правої границі «композитного шару» і відбита від відбивача хвиля.

Для розрахунку електромагнітних полів у всіх трьох областях використовується метод матриць переносу [2]. Відповідно до цього методу матриця переносу будь-якого однорідного середовища, що розташовується в шарі простору між площинами з координатами  $z_1$  та  $z_2$ , може бути записана в такий спосіб

$$M^{z_1-z_2} = \begin{pmatrix} M_{11}^{z_1-z_2} & M_{12}^{z_1-z_2} \\ M_{21}^{z_1-z_2} & M_{22}^{z_1-z_2} \end{pmatrix},$$

де  $M_{11}^{z_1-z_2} = \cos\left[\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}(z_2-z_1)\right]$ ,  $M_{12}^{z_1-z_2} = -i\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\cos\left[\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}(z_2-z_1)\right]$ ,

$$M_{12}^{z_1-z_2} = -i\sqrt{\frac{\varepsilon}{\omega}}\cos\left[\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}(z_2-z_1)\right], \quad M_{22}^{z_1-z_2} = M_{11}^{z_1-z_2}.$$

Використовуючи метод матриць переносу, можна знайти вирази для амплітуд електричного та магнітного полів у кожній області.

Амплітуди електричного та магнітного полів у першій області

$$E_1(z) = e_0 \left[ Te_{p_0,p_k}^{0-z} + Te_{p_0,p_k}^{0-z} Re_{p_0,p_k}^{z-(h+d)} + Te_{p_0,p_k}^{L-z} Te_{p_0,p_k}^{0-L} \exp(-i\pi) \right],$$

$$H_1(z) = h_0 \left[ Th_{p_0,p_k}^{0-z} + Th_{p_0,p_k}^{0-z} Rh_{p_0,p_k}^{z-(h+d)} + Th_{p_0,p_k}^{L-z} Th_{p_0,p_k}^{0-L} \right].$$

Тут  $e_0$ ,  $h_0$  є амплітудами електричного і магнітного змінних полів падаючої хвилі від нелінійного радіолокатора. Розглядається випадок, коли електричне поле поляризоване вздовж осі  $Y$ , а магнітне – вздовж осі  $X$ , і  $e_0 = h_0$ ,  $Te_{p_0,p_k}^{z_1-z_2}$ ,  $Th_{p_0,p_k}^{z_1-z_2}$  і  $Re_{p_0,p_k}^{z_1-z_2}$ ,  $Rh_{p_0,p_k}^{z_1-z_2}$  – амплітудні коефіцієнти проходження та відбиття електричного і магнітного полів для шару  $z_1 - z_2$

$$Te_{p_0,p_k}^{z_1-z_2} = 2p_0 \left[ p_0 \left( M_{11}^{z_1-z_2} + p_k M_{12}^{z_1-z_2} \right) + \left( M_{21}^{z_1-z_2} + p_k M_{22}^{z_1-z_2} \right) \right]^{-1},$$

$$Th_{p_0,p_k}^{z_1-z_2} = 2p_k \left[ p_0 \left( M_{11}^{z_1-z_2} + p_k M_{12}^{z_1-z_2} \right) + \left( M_{21}^{z_1-z_2} + p_k M_{22}^{z_1-z_2} \right) \right]^{-1},$$

$$Re_{p_0,p_k}^{z_1-z_2} = \frac{p_0 \left( M_{11}^{z_1-z_2} + p_k M_{12}^{z_1-z_2} \right) - \left( M_{21}^{z_1-z_2} + p_k M_{22}^{z_1-z_2} \right)}{p_0 \left( M_{11}^{z_1-z_2} + p_k M_{12}^{z_1-z_2} \right) + \left( M_{21}^{z_1-z_2} + p_k M_{22}^{z_1-z_2} \right)},$$

$$Rh_{p_0,p_k}^{z_1-z_2} = -\frac{p_0 \left( M_{11}^{z_1-z_2} + p_k M_{12}^{z_1-z_2} \right) - \left( M_{21}^{z_1-z_2} + p_k M_{22}^{z_1-z_2} \right)}{p_0 \left( M_{11}^{z_1-z_2} + p_k M_{12}^{z_1-z_2} \right) + \left( M_{21}^{z_1-z_2} + p_k M_{22}^{z_1-z_2} \right)},$$

$$p_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}, \quad p_k = \sqrt{\varepsilon_k/\mu_k}, \quad \varepsilon_0, \mu_0 - \text{діелектрична і магнітна проник-}$$

ності області, з якої хвиля падає на «компонитний шар» і  $\varepsilon_k$ ,  $\mu_k$  – діелектрична і магнітна проникності області, у яку хвиля проникає через «компонитний шар».

У першій області для всіх шарів  $p_0 = p_k = 1$ . Для шарів  $0-z$ ,  $z-(h+d)$ ,  $L-z$  були використані наступні матриці переносу

$$\begin{aligned} M^{0-z}, M^{z-(h+d)} &= M^{z-h} M^{h-(h+d)}, \\ M^{L-z} &= M^{L-(h+d)} M^{(h+d)-h} M^{h-z} = M^{(h+d)-L} M^{h-(h+d)} M^{z-h}, \end{aligned}$$

для шару  $0-L$  візьмемо матрицю переносу виду

$$M^{0-L} = M^{0-h} M^{h-(h+d)} M^{(h+d)-L}$$

Для другої області амплітуди електричного та магнітного полів виражаються в наступний спосіб

$$\begin{aligned} E_2(z) &= e_0 \left[ Te_{p_0, p_k}^{0-z} + Te_{p_0, p_k}^{0-z} Re_{p_0, p_k}^{z-(h+d)} + \right. \\ &\quad \left. + \left( Te_{p_0, p_k}^{L-z} + Te_{p_0, p_k}^{L-z} Re_{p_0, p_k}^{z-h} \right) Te_{p_0, p_k}^{0-L} \exp(-i\pi) \right], \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} H_2(z) &= h_0 \left[ Th_{p_0, p_k}^{0-z} + Th_{p_0, p_k}^{0-z} Rh_{p_0, p_k}^{z-(h+d)} + \right. \\ &\quad \left. + \left( Th_{p_0, p_k}^{L-z} + Th_{p_0, p_k}^{L-z} Rh_{p_0, p_k}^{z-h} \right) Th_{p_0, p_k}^{0-L} \right]. \end{aligned} \quad (1б)$$

Для першої  $Te_{p_0, p_k}^{0-z}$  та третьої  $Te_{p_0, p_k}^{L-z}$  хвиль коефіцієнти приймають значення  $p_0 = 1$ ,  $p_k = \sqrt{\varepsilon_{ef} / \mu_{ef}}$ ,  $\varepsilon_{ef}$ ,  $\mu_{ef}$  – ефективні діелектрична та магнітна проникності «композита». У другій  $Re_{p_0, p_k}^{z-(h+d)}$  і четвертій  $Re_{p_0, p_k}^{z-h}$  хвилях  $p_0 = \sqrt{\varepsilon_{ef} / \mu_{ef}}$ ,  $p_k = 1$ . Для п'ятої  $Te_{p_0, p_k}^{0-L}$  хвилі ці коефіцієнти рівні  $p_0 = p_k = 1$ . Точно так же значення приймають ці коефіцієнти для хвиль, необхідних при розрахунку розподілу магнітного поля в другій області. У цій області для шарів  $0-z$ ,  $z-(h+d)$ ,  $L-z$ ,  $z-h$  були використані матриці переносу

$$\begin{aligned} M^{0-z} &= M^{0-h} M^{h-z}, M^{z-(h+d)}, \\ M^{L-z} &= M^{L-(h+d)} M^{(h+d)-z} = M^{(h+d)-L} M^{z-(h+d)}, \\ M^{z-h} &= M^{h-z}. \end{aligned}$$

Для третьої області маємо наступні амплітуди

$$\begin{aligned} E_3(z) &= e_0 \left[ Te_{p_0, p_k}^{0-z} + \left( Te_{p_0, p_k}^{L-z} + Te_{p_0, p_k}^{L-z} Re_{p_0, p_k}^{z-h} \right) Te_{p_0, p_k}^{0-L} \exp(-i\pi) \right], \\ H_3(z) &= h_0 \left[ Th_{p_0, p_k}^{0-z} + \left( Th_{p_0, p_k}^{L-z} + Th_{p_0, p_k}^{L-z} Rh_{p_0, p_k}^{z-h} \right) Th_{p_0, p_k}^{0-L} \right]. \end{aligned}$$

У цій області коефіцієнти  $p_0$  та  $p_k$  рівні 1 для всіх хвиль, і для шарів  $0-z$ ,  $L-z$ ,  $z-h$  будемо використовувати матриці переносу

$$\begin{aligned} M^{0-z} &= M^{0-h} M^{h-(h+d)} M^{(h+d)-z}, \\ M^{L-z} &= M^{z-L}, \\ M^{z-h} &= M^{z-(h+d)} M^{(h+d)-h} = M^{(h+d)-z} M^{h-(h+d)}. \end{aligned}$$

Розглянемо ансамбль сферичних провідних частинок (металеві вclusions в радіоелементах) радіусом  $a \approx 2.5$  мм, рівномірно розташованих у просторовій структурі з розмірами  $100 \times 100 \times 10$  мм (див. рис. 2).

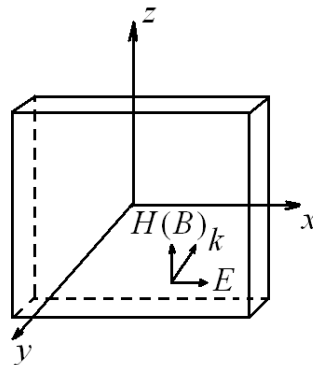


Рис. 2. Модель еквівалента об'єкта дослідження в нелінійній радіолокації – структури, що складається з ансамблю сферичних частинок з високою провідністю, на яку падає електромагнітна хвиля. Розрахунок результуючого від всіх частинок індукованого поля проводиться в точці  $(0, 0, 0)$ , тобто в центрі на поверхні структури, на яку спрямоване випромінювання від нелінійного радіолокатора.

Змінюючи концентрацію (відстань між двома сусідніми частинками), можна змінювати об'ємну частку частинок у всьому зразку. Далі будемо використовувати максимальну об'ємну частку сферичних частинок у зразку при їхньому розташуванні у нормованому об'ємі – кубі зі сторонами  $10 \times 10 \times 10$  мм<sup>3</sup>, причому відношенню об'єму кулі до об'єму куба, що описує цю кулю,  $\approx 0.52$ .

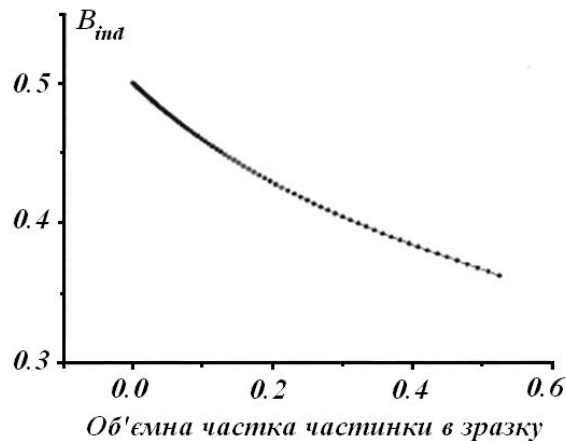


Рис. 3. Залежність індукованого вихровими струмами магнітного поля на поверхні еквівалентної структури ( $100 \times 100 \times 10$  мм), що складається зі сферичних частинок з високою провідністю радіусом  $a \approx 2.5$  мм, від об'ємної частки цих частинок у зразку.

Розрахунок результуючого поля проводиться методом суперпозиції полів від кожної частинки. Для врахування взаємного впливу частинок приймаємо, що кожна окрема частинка піддається дії сумарного поля розсіювання всіх інших частинок і поля падаючої електромагнітної хвилі [4, 8, 9].

Для цього використовується наближення ефективного середовища, визначаються ефективні діелектрична та магнітна проникності еквівалентної структури, а саме магнітне поле в середині розраховується відповідно до рівняння (1б) без врахування члена, відповідального за відбивач.

Зображена на рис. 3 залежність показує, що у випадку частинок з високою провідністю, коли при збільшенні об'ємної частки частинок вони не з'єднуються у більш великі провідні утворення, і виконується умова квазістаціонарності, то індуковане безпосередньо на поверхні структури поле зменшується при збільшенні об'ємної частки частинок з високою провідністю. Це говорить про те, що збільшення кількості частинок в об'ємі зразка призводить до збільшення поглиненої ним електромагнітної енергії.

### **Підсумок**

На відміну від масивних суцільних антенних структур, у яких вихрові струми утворюються в тонкому поверхневому скін-шарі, у зразках з металевими включеннями, причому габаритні розміри останніх набагато менші за довжину опромінюючої хвилі, вихрові струми можуть проникати глибше, завдяки кривизні скін-шару сферичних частинок з високою провідністю, що є еквівалентами включень сучасних радіоелементів. У свою чергу, ці струми індукують електромагнітне поле за першим "шаром" частинок, що здатне збурювати вихрові струми в частинках наступного "шару". Діелектричні оболонки на поверхні частинок з високою провідністю відіграють роль ізолятора, що перешкоджає утворенню більш складних конфігурацій вихрових струмів у більш вузькому шарі зразка. Відсутність ізолюючої оболонки привело б до утворення більших провідних кластерів, що порушило б умову квазістаціонарності, яка дозволяє нам вважати, що вихрові струми утворюються по всьому об'ємі з включеннями, а не тільки на поверхні з боку падаючої хвилі від нелінійного радіолокатора. У квазістаціонарному наближенні, у випадку однієї частинки, падаюча електромагнітна хвиля від нелінійного радіолокатора практично не відбивається від цієї частинки. Однак частина енергії цієї хвилі йде на утворення вихрових струмів.

Таким чином, у квазістаціонарному наближенні, при взаємодії НВЧ-випромінювання з ансамблем радіоелементів з металевими включеннями, що не утворюють великих провідних кластерів, електромагнітні хвилі від нелінійного радіолокатора охоплюють всю структуру закладного пристрою, і вихрові струми збуджуються на всій поверхні кожного окремого металевого включення не залежно від товщини оточуючого його шару діелектрика, в якому він перебуває в досліджуваному зразку. Завдяки цьому, за певних умов, стає реально можливою гіпотеза щодо об'ємного характеру поглинання НВЧ-хвиль і внутрішнього нагрівання всього досліджуваного об'єкта в нелінійній радіолокації.

### **Література**

1. Peng Z.-J. Effective permittivity of composite with core-shell type inclusions by self-consistent method/Zhai P., Zhang Q.//Materials Science Forum. 2005. V. 492-493. P. 89-94.
2. Wu L.Z. High frequency complex permeability of iron particles in a nonmagnetic ma-

trix / Ding J., Jiang H.B., Neo C.P., Chen L.F. and Ong C.K. // J. Appl. Phys. 2006. V. 99, №8. P.083905.

3. Вернигоров Н. С. Практические применения нелинейного радиолокатора // Безопасность от А до Я. 1998. № 2–3. С. 14–15.

4. Виноградов А. П. Электродинамика композитных материалов / под ред. Б. З. Каценеленбаум. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 208 с.

5. Иванов А. В., Паньчев С. Н., Подлужный В. И., Хакимов Н. Т. Параметрический метод обнаружения объектов с нелинейными рассеивателями // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 2003. Т. 46. № 9. С. 11–16.

6. Казанцева Н.Е. Перспективные материалы для поглотителей электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона / Рывкина Н.Г., Чмутин И.А. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, №2. С. 196–209.

7. Паньчев С. Н., Хакимов Н. Т. Статистический метод обнаружения флуктуирующей цели способом нелинейной радиолокации по энтропийному критерию различия // Телекоммуникации. 2002. № 11. С. 21–25.

8. Семененко В.Н. Искусственный магнетизм композитных материалов на основе диэлектрических резонаторов / Семененко В.Н., Чистяев В.А., Рябов Д.Е. // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: Материалы Междунар. конф. – Севастополь: Севаст. Гос. Техн. Ун-т, 1997. – С. 113–116.

9. Футерман Д.Е. Электродинамические характеристики композита диэлектрик-метал / Федий А.А., Бычков И.В., Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // Радиотехника и электроника. 2008. №4. С. 487–489.

*Зінченко М.В., Зінковський Ю.Ф. Поглинання НВЧ-випромінювання в нелінійній радіолокації. В роботі обґрунтовано об'ємний характер поглинання НВЧ-хвиль від нелінійного радіолокатора ансамблем радіоелементів з металевими включеннями, що не утворюють великих провідних кластерів. Показано, що вихрові струми збуджуються на всій поверхні кожного окремого металевого включення незалежно від товщини оточуючого діелектрика.*

**Ключові слова:** нелінійна радіолокація, поглинання НВЧ-випромінювання, матриця переносу.

*Zinchenko M. V., Zinkovskij Yu. F. Поглощение СВЧ-излучения в нелинейной радиолокации. В работе обоснован объемный характер поглощения СВЧ-волн от нелинейного радиолокатора ансамблем радиоэлементов с металлическими включениями, которые не образуют больших проводящих кластеров. Показано, что вихревые токи возбуждаются на всей поверхности каждого отдельного металлического включения независимо от толщины окружающего диэлектрика.*

**Ключевые слова:** нелинейная радиолокация, поглощение СВЧ-излучения, матрица переноса.

*Zinchenko M.V., Zinkovskij J.F. The absorption of microwave radiation in a nonlinear radar. In work volumetric character of absorption of the MICROWAVE of waves from a nonlinear radar by ensemble of radioelements with metal inclusions which do not form the big conducting cells is proved. It is shown, that vortical currents are raised on all surface of each separate metal inclusion irrespective of thickness of surrounding isolator.*

**Key words:** a nonlinear radar-location, absorption of the MICROWAVE of radiation, a matrix of carry.