

В. А. Дружинин, Я. А. Кременецкая, Е. Р. Жукова

### СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СТРАТОСФЕРНЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ

Проекты создания систем электросвязи при помощи стратосферных ретрансляторов с некоторой периодичностью появляются у разработчиков, поскольку такие системы имеют определенные преимущества по сравнению с наземными и спутниковыми системами. Ныне компании Google и Facebook для увеличения числа пользователей проводят испытания стратосферных ретрансляторов. Аналитики утверждают, что внедрение стратосферных систем связи может значительно изменить направления развития телекоммуникационных технологий. Поэтому есть необходимость проанализировать технические аспекты реализации таких проектов, а также проблемы и тонкости их дальнейшего продвижения.

**Ключевые слова:** стратосферные системы связи; беспилотные ретрансляторы; миллиметровый диапазон; оптические радиоканалы связи; Project Loon; Internet.org.

V. A. Druzhinin, Y. A. Kremenetskaya, H. R. Zhukova

### MODERN STATE AND PROSPECTS OF DEVELOPMENT OF STRATOSPHERE COMMUNICATION

The projects of creation of communication networks by stratosphere repeaters with some periodicity appear for developers, because certain advantages have such systems as compared to the surface and satellite systems. For today, for the increase of number of users it is tested a company Google and Facebook stratosphere repeaters. Analysts assert that development of stratosphere communication networks can considerably change directions of development of telecommunication technologies. Therefore there is a necessity to analyse the technical aspects of realization of such projects, and also problems and subtleties of their further advancement.

**Keywords:** stratospheric communication systems; unmanned repeaters millimeter range; optical radio communication; Project Loon; Internet.org.

УДК 621.398.96

І. Р. ПАРХОМЕЙ, Є. О. БАТРАК, Н. В. ЦЬОПА,  
Державний університет телекомунікацій, Київ

## РЕЗОНАНСНО-ФАЗОВА ОБРОБКА РАДІОСИГНАЛІВ

**Розглянуто можливості щодо застосування резонансно-фазової обробки інформації в радіотехнічних системах для селекції корисних сигналів з апріорно заданими параметрами.**

**Ключові слова:** скін-шар; фрактальна розмірність поверхні; механічні коливання кристалічної структури речовини.

### Вступ

У наш час негативний вплив взаємних завад на ефективність роботи радіотехнічних систем і комплексів набагато більший, ніж будь-коли. Це пов'язано як із великою кількістю задіяних одночасно радіоелектронних засобів, так і з широким застосуванням надскладних радіоелектронних комплексів. Посилення взаємних завад змушує шукати нові підходи до виділення корисних сигналів з апріорно заданими параметрами. Один із таких підходів полягає в застосуванні фрактальних властивостей для селекції корисних сигналів. Адже багато реальних фізичних систем має фрактальну природу [1–3]. Окрім того, для селекції корисних сигналів у радіотехнічних системах придатні поверхні шорсткуватих провідників антен.

### Основна частина

Розглянемо елементарний випромінювальний елемент циліндроподібної форми. Нехай  $l_l$  — його фрактальна поздовжня, а  $l_T$  — фрактальна поперечна довжина;  $S$  — фрактальна площа поверхні елементарного випромінювача, укладена між поперечними перерізами, розташованими на відстані  $l_l$  один від одного.

Для довільної фрактальної поверхні має виконуватися нерівність  $S \neq l_l \cdot l_T$ . Припустимо, що вздовж циліндра прикладено змінний електричний потенціал з амплітудою  $V$  і частотою  $\omega$ . Відповідна глибина скін-шару визначається виразом [1]

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\gamma \mu \omega}}, \quad (1)$$

де  $\gamma$  і  $\mu$  — відповідно електропровідність і магнітна проникність речовини, які залежать від її електромагнітних властивостей. Фрактальні величини  $l_T$ ,  $l_l$  і  $S$  породжують фрактальні розмірності  $d_T$ ,  $d_l$  і  $d_S$ , що подаються такими співвідношеннями:

$$d_l = \frac{\ln(l_l/\delta)}{\ln(1/\delta)}, \quad d_T = \frac{\ln(l_T/\delta)}{\ln(1/\delta)}, \quad d_S = \frac{\ln(S/\delta^2)}{\ln(1/\delta)}. \quad (2)$$

У загальному випадку справджуються нерівності  $1 \leq d_l, d_T < 2$  (рівність виконується для гладких диференціальних кривих) і  $2 \leq d_S < 3$  (рівність виконується для гладких диференціальних поверхонь). Частинний випадок маємо, коли  $S = l_l \cdot l_T$ . Тоді  $d_S = d_l + d_T \geq 2$ . Інший випадок становить (статистично) однорідна ізотропна фрактальна поверхня  $d_l = d_T = d_S - 1 \geq 1$ .

Енергія  $P$ , що розсіюється провідною речовиною, визначається виразом

$$P = \int j(r)E(r)d^3r, \quad (3)$$

де  $j(r)$  — густина струму;  $E(r)$  — напруженість електричного поля в точці  $r$ .

За законом Ома  $j(r) = \gamma E(r)$ , що дозволяє описати співвідношення (3) у вигляді

$$P = \sigma \int E^2 d^3r = \sigma \langle E^2 \rangle_{\text{СКІН}} \int d^3r = \sigma \langle E^2 \rangle_{\text{СКІН}} S\delta, \quad (4)$$

де «СКІН» означає об'єм  $\vartheta \equiv \int_{\text{СКІН}} d^3r = S\delta$  шару речовини, в якому електричне поле істотно відмінне від нуля. Якщо проводиться експеримент із фіксованою густиною електромагнітного поля, то з виразу (4) дістаємо:

$$P \approx S\delta = \delta^{3-d_S}. \quad (5)$$

Згідно з (1) вираз для потужності набирає вигляду

$$P = \frac{1}{\omega^2}. \quad (6)$$

Виконавши експеримент із проходженням змінного електричного струму, дістанемо  $\langle E^2 \rangle_{\text{СКІН}} = V^2/l_L^2$ . Ураховуючи співвідношення (4), знаходимо

$$P = \frac{\sigma V^2 S\delta}{l_L^2}. \quad (7)$$

Порівнюючи (7) із формулою  $P = V^2/R$ , де  $R$  — електричний опір, маємо:

$$R = \frac{\sigma l_L^2}{S\delta}, \quad (8)$$

$$R = \sigma^{d_S-2d_L-1}, \quad (9)$$

а з урахуванням співвідношення (1) можемо записати:

$$R \approx \omega^{\frac{1+2d_l-d_S}{2}}. \quad (10)$$

За умови  $d_S = 2$  і  $d_L = 1$  наближена рівність (10) набирає стандартного вигляду  $R \approx \sqrt{\omega}$ .

Якщо здобуті експериментальні дані нанесемо на графіки в координатах  $(\ln P, \ln \omega)$ , то це будуть прямі з кутовими коефіцієнтами  $(d_S - 3)/2$  і  $(1 + 2d_L - d_S)/2$ , що дозволяє безпосередньо виміряти  $d_S$  і  $d_L$ . При  $d_S = d_L + d_T$  зі співвідношень (6) і (10) маємо:

$$P \approx \frac{1}{\omega^{\frac{3-d_L-d_T}{2}}}, \quad R \approx \omega^{\frac{1+d_L-d_T}{2}}. \quad (11)$$

Якщо  $d_l = d_T = d_S - 1$ , то із (6) і (10) випливають такі наближені рівності:

$$P \approx \frac{1}{\omega^{\frac{2-d_L}{2}}}, \quad R \approx \omega^{\frac{d_L}{2}}. \quad (12)$$

У цьому разі один експеримент, наприклад вимірювання  $R$  як функції від  $\omega$ , дозволяє визначити  $d_L$ . В експериментах обох типів (із проходженням електричного струму та фіксованою густиною електромагнітного випромінювання в порожнині) просторовий розподіл електромагнітного струму еволюціонує з частотою  $\omega$  і саме ця еволюція дозволяє полю дослідити фрактальну розмірність системи.

Для реалізації фрактальної селекції необхідно встановити відповідність між значенням фрактальної площі апертури антени відповідного радіотехнічного засобу та законом зміни амплітуди сигналу в точці спостереження  $P(x, y, z)$  на певних інтервалах часу. У випадку спрямованого випромінювання радіосигналу антеною довільної апертури з площею  $S^*$  фрактальної розмірності результуюче поле в точці спостереження  $P(x, y, z)$  у кожний конкретний момент часу розраховується інтегруванням елементарних елементів випромінювання на площинці  $l_l \cdot l_T$  за всією площею апертури з відповідним розподілом  $G(\xi, \eta)$  і подається рівнянням [2]

$$F(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{S^*} G(\xi, \eta) \frac{e^{-ikr}}{r} \left[ \left( ik + \frac{1}{r} \right) \cos(n, r) + ik \cos(n, S) \right] l_l l_T, \quad (13)$$

де  $G(\xi, \eta)$  — розподіл поля в площині апертури;  $(n, r)$  — кут між нормаллю до площини апертури та напрямом  $r$ ;  $(n, S)$  — кут між нормаллю до площини апертури та вектором Пойтинга поля на апертурі;  $k = 2\pi/\lambda$ ; де  $\lambda$  — довжина хвилі.

Але слід зазначити, що практично всі апертури мають індивідуальні «рельєфи», притаманні тільки їм. Тому в точці спостереження  $P(x, y, z)$  у кожний конкретний момент часу сигнал реалізується різними елементарними ділянками зазначеного «рельєфу», причому площа  $S^*$ , з якої відбувається випромінювання, із часом змінюється за законом, заданим «рельєфом» апертури антени. У свою чергу, зміна площі  $S^*$  спричиняє модуляції сигналу за амплітудою на інтервалі часу, що відповідає тривалості імпульсу, випромінюваного з поверхні, площа якої має фрактальну розмірність.

У цьому разі модулююча функція  $u_m(t)$  є складною функцією часу і відповідає функції  $S^*(t)$ . Аналітичний вираз АМ сигналу правомірно подати у вигляді [3]

$$S_{AM}(u_m, t) = A_0 [1 + m_{AM} u_m(t)] \cos(\omega_0 + \psi_0). \quad (14)$$

Спектр АМ сигналу за такого модулюючого впливу якісно визначається тим, що будь-який складний сигнал  $u_m(t)$  можна подати у вигляді скінченної (чи нескінченної) суми гармонічних складових, скориставшись для цього рядом чи інтегральним перетворенням Фур'є. Кожна гармонічна складова сигналу  $u_m(t)$  з частотою  $\Omega_i$  сприяє появі в спектрі АМ сигналу двох бічних складових із частотами  $f_0 \pm F_i$ , а множина гармонічних складових модулюючого сигналу  $\sum F_i$  — появі множини бічних складових із частотами  $\sum (f_0 \pm F_i)$ . У спектрі сигналу крім складової з частотою носія  $f_0$  містяться групи *верхніх* ( $f_0 + F$ ) і *нижніх* ( $f_0 - F$ ) *бічних коливань*, що утворюють відповідно верхню і нижню бічну смугу частот АМ сигналу. При цьому верхня бічна смуга частот є масштабною копією як дискретного, так і неперервного спектра модулюючого сигналу, зсуненого за частотою на  $f_0$ . Нижня бічна смуга частот також повторює спектральну діаграму (спектральну щільність) сигналу  $u_m(t)$  із подальшим дзеркальним розташуванням частот (у зворотному порядку) відносно частоти носія  $f_0$ . Ширина спектра даного АМ сигналу  $F_{AM}$  дорівнює подвоєному значенню максимальної частоти  $F_{max}$  зміни  $S^*$  в інтервалі часу випромінювання сигналу, тобто

$$F_{AM} = 2 F_{max}. \quad (15)$$

Із виразу (15) випливає, що амплітуда модульованого сигналу змінюється від  $A_{min} = A_0(1 - m)$  до  $A_{max} = A_0(1 + m)$ , а потужність сигналу — від  $P_{min} = P_n(1 - m)^2$  до  $P_{max} = P_n(1 + m)^2$ , де  $P_n$  — потужність носійного коливання,  $P_n = \frac{A_0^2}{2}$ . Середня потужність АМ сигналу

$$P_{cp} = \frac{A_0^2}{2T} \int_0^T (1 + m \cos \Omega t)^2 dt = P_n \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \quad (16)$$

При  $m = 1$  маємо  $P_{max} = 4P_n$ , а  $P_{cp} = 1,5P_n$ , коли відношення середньої потужності до максимальної дорівнює 0,375, що свідчить про суттєвий недолік амплітудної модуляції — неефективне використання потужності передавача.

Значення ширини бічної смуги АМ сигналу в цьому разі залежить від частоти носійного коливання та смуги частот зміни  $S^*(t)$ . А оскільки практично всі апертури мають індивідуальні «рельєфи», притаманні тільки їм, то інформація про значення ширини бічних смуг таких АМ сигналів, модульованих за законами зміни  $S^*(t)$  апертур конкретних антен, дозволяє проводити відповідну селекцію. Проте зазначені коливання вимагають істотного посилення для їх подальшого аналізу.

З огляду на це розглянемо випадок, коли частота випромінюваного зондуючого сигналу дорівнює (кратна) частоті власних коливань елементарних частинок речовини, з якої виготовлено антену. Цей випадок характеризується тим, що механічні коливання кристалічної структури розглядуваної речовини не мають внутрішнього опору, тобто тут відсутня амортизація. Електричні властивості еквівалентних коливальних контурів кристалічної решітки відповідають тому, що опір  $R = 0$ , тобто відсутній внутрішній опір ланок. Рівняння суміші сигналів взаємодії опромінювання з коливальною структурою радіопоглинального матеріалу має такий вигляд:

$$U(t) = x(t) A \sin(\omega t + \varphi), \quad (17)$$

де  $x$  — лінійне відхилення атома від позиції в кристалічній решітці;  $t$  — час;  $A$  — амплітуда сигналу опромінювання;  $\varphi$  — початкова фаза електромагнітних коливань;  $\omega$  — частота сигналу опромінювання.

Для результуючого значення резонансного сигналу взаємодії [4] розв'язок рівняння (17), що задовольняє такі початкові умови:  $t = 0, x = x_0 = 0$ , набирає вигляду

$$x_{рез}(t) = \frac{A}{(K^2 - \omega^2)K} (-\omega \sin Kt + K \sin \omega t), \quad (18)$$

де  $K$  — частота власних коливань кристалічної решітки.

Другий множник у правій частині рівняння (18) являє собою суму двох гармонічних коливань: власних із частотою  $K$

$$x_{\text{вл}}(t) = -\frac{A}{K^2 - \omega^2} \frac{\omega}{K} \sin Kt \quad (19)$$

і вимушених із частотою  $\omega$

$$x_{\text{в}}(t) = \frac{A}{K^2 - \omega^2} \sin \omega t. \quad (20)$$

Під час короткотермінової резонансної взаємодії процес характеризується залежністю  $e^{-nt}$  ( $n$  — кратність частот коливань, які взаємодіють) і являє собою загасаючі коливання. Це характерно для опромінювання імпульсними сигналами. За умови достатньо тривалої взаємодії, наприклад при опромінюванні квазінеперервним НВЧ сигналом, характер резонансної взаємодії подається виразом

$$x_{\text{рез}}(t) = \frac{A}{(K^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2} \left( (K^2 - \omega^2)^2 \sin \omega t - 2n\omega K \cos \omega t \right). \quad (21)$$

Параметри адитивного сигналу суміші визначаються як

$$U(t) = (A^2 + X^2 + 2AX \cos(k - \omega)t + \Delta\varphi)^{\frac{1}{2}},$$

$$\varphi(t) = \arctg(A \sin \omega t + X \sin kt / A \cos \omega t + X \cos kt),$$

а частота биття багатотонального сигналу подається у вигляді

$$\omega_6(t) = A^2\omega \cdot 6X^2k + AX(\omega + k) \cos(k - \omega)t + \Delta\varphi.$$

Скориставшись позначеннями

$$M \cos \delta = \frac{A(K^2 - \omega^2)}{(K^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2}, \quad M \sin \delta = -\frac{A \cdot 2n\omega}{(K^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2},$$

де  $M = \frac{A}{\sqrt{(K^2 - \omega^2)^2 + 4n^2\omega^2}}$ , запишемо розв'язок рівняння (21) у вигляді

$$x(t) = \frac{A}{K^2 \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2}{K^2}\right)^2 + 4n^2 \frac{\omega^2}{K^4}}} \sin(\omega t + \delta). \quad (22)$$

У разі резонансної взаємодії як за частотою, так і за фазою вираз (17) в операторному вигляді ( $p$  — оператор Лапласа) можна записати як

$$x(p)(p^2 + K^2) = A \frac{K}{p^2 + K^2}, \quad (23)$$

де  $x(p) = \frac{AK}{(p^2 + K^2)^2}$ .

Вираз (23) — правильний раціональний дріб, оригінал якого має вигляд

$$\frac{K}{p^2 + K^2} = \int_0^{\infty} e^{-pt} \sin Kt dt. \quad (24)$$

Після диференціювання обох частин рівняння (23) за  $K$  дістанемо

$$\frac{1}{p^2 + K^2} - \frac{2K^2}{(p^2 + K^2)^2} = \int_0^{\infty} e^{-pt} t \cos Kt dt. \quad (25)$$

Згідно з рівнянням (24) вираз (25) можна записати у вигляді

$$-\frac{2K^2}{(p^2 + K^2)^2} = \int_0^{\infty} e^{-pt} \left( t \cos Kt - \frac{1}{K} \sin Kt \right) dt. \quad (26)$$

Звідси випливає, що

$$\frac{AK}{(p^2 + K^2)^2} = \frac{A}{2K} \left( \frac{1}{K} \sin Kt - t \cos Kt \right). \quad (27)$$

Отже, сигнал резонансної взаємодії опромінювального та власного електромагнітного коливання буде описуватися виразом [5]

$$x_{\text{рез}}(T) = \frac{A}{2K} \left( \frac{1}{K} \sin KT - T \cos KT \right), \quad (28)$$

де  $T$  — час запізнення формування сигналу відгуку,  $T = t + \Delta t$ .

### Висновки

У разі кратності частот опромінювального сигналу і частоти внутрішніх коливань кристалічної структури провідника амплітуда результуючого резонансного сигналу випромінювання буде збільшуватися в  $2A^2$  раз, а внутрішній опір  $R$  провідника прямуватиме до нуля ( $R \rightarrow 0$ ). Зі зростанням часу резонансного опромінювання ( $t \rightarrow \infty$ ) амплітуда результуючого резонансного сигналу необмежено зростає ( $A_{\text{рез}} \rightarrow \infty$ ) за умови не лише частотного, а й фазового резонансу. Це дозволяє реалізувати відповідну фрактально-резонансну селекцію сигналу на підставі аналізу ширини бічної смуги частот його амплітудного спектра в точці прийому.

### Література

1. Jackson, J. D. *Classical Electrodynamics*; 2nd edition / J. D. Jackson.— J. Wiley and Sons, 1975.
2. *Справочник по радиолокации. Т. 3.: Радиолокационные устройства и системы* / Под ред. М. Скольника.— М.: Сов. радио, 1978.— 528 с.
3. Стеклов, В. К. *Теорія електричного зв'язку* / В. К. Стеклов, Л. Н. Беркман; за ред. д-ра техн. наук, проф. В. К. Стеклова.— К.: Техніка, 2006.— 390 с.
4. Дорохов, А. П. *Расчет и конструирование антенно-фидерных устройств* / А. П. Дорохов.— Х.: ХГУ, 1960.— 284 с.
5. Пархомей, І. Р. *Резонансні методи отримання і використання інформації в радіотехнології* / І. Р. Пархомей, С. В. Толюпа, В. А. Дружинін.— К.: ДУІКТ, 2011.— 213 с.

**Рецензент:** доктор техн. наук, ст. наук. співробітник В. С. Наконечний, Державний університет телекомунікацій, Київ.

І. Р. Пархомей, Е. А. Батрак, Н. В. Цёпа

### РЕЗОНАНСНО-ФАЗОВАЯ ОБРАБОТКА РАДИОСИГНАЛОВ

Рассмотрены возможности применения резонансно-фазовой обработки информации в радиотехнических системах для селекции полезных сигналов с априорно заданными параметрами.

**Ключевые слова:** скин-слой; фрактальная поверхность; механические колебания кристаллической структуры вещества.

I. Parkhomei, E. Batrak, N. Tsopa

### THE RESONANT-PHASE PROCESSING OF RADIOSIGNAL

The article is about the possibility of using resonant phase information processing in radio engineering systems for the selection of the useful signals with priori defined parameters.

**Keywords:** efficient area of the reflection; resonance excitation of the crystalline structure; radio covering.

## Шановні колеги!

Передплата на загальногалузевий науково-виробничий журнал  
завжди триває!

Її ви можете оформити за «Каталогом видань України» та «Каталогом видань зарубіжних країн»:

- ❖ у відділеннях поштового зв'язку
- ❖ в операційних залах поштамтів
- ❖ у пунктах приймання передплати
- ❖ на сайті ДП «Преса» [www.presa.ua](http://www.presa.ua)
- ❖ на сайті УДППЗ «Укрпошта» [www.ukrposhta.ua](http://www.ukrposhta.ua)

ПЕРЕДПЛАТНИЙ ІНДЕКС  
74224



Підтримуйте фахове галузеве видання — завжди надійне джерело достовірної інформації!