

Вимірювання діелектричної проникності біологічних об'єктів в широких частотних діапазонах

Обґрунтовано визначення діелектричної проникності біологічних об'єктів за результатами імпульсного вимірювання параметрів чотириполюсника з досліджуваним об'єктом. Розроблена методика калібрування рефлектора в режимі холостого ходу, короткого замикання і хвильового опору, що дозволяє обчислити комплексну діелектричну провідність об'єкта.

біологічні об'єкти, діелектрична проникність, коефіцієнт відображення, рефлектометрія

Постановка проблеми. З проведеного аналізу виходить, що ефективно застосування ЕМП в сільському господарстві, харчовій і переробній промисловості, а також для контролю якості і збереження сільськогосподарської продукції актуальним є створення засобів вимірювання для відтворення, зберігання і передачі розмірів одиниць комплексної діелектричної проникності в широкому частотному діапазоні електромагнітних вимірювань (ЕМВ) [1].

В Україні систематизація даних про діелектричні властивості біооб'єктів до теперішнього часу не проводилася. Нечисленні дослідження по діелектричній спектроскопії біооб'єктів проводилися в обмежених частотних діапазонах і носили розрізнений характер. Тому виникає необхідність по створенню, широкосмугових по частоті, нових засобів вимірювання діелектричних властивостей біооб'єктів.

Аналіз останніх досліджень. В деяких працях [2,3] розглянуто метод вимірювання діелектричних параметрів матеріалів в НВЧ діапазоні при допомозі 8-параметрів чотириполюсників.

Апаратурна реалізація розглянутих методів вимірювання діелектричної проникності (ДП) матеріалів і біоречовин є складними радіотехнічними пристроями, що містять велике число різних вузлів і елементів: джерела сигналів на необхідний діапазон частот; перетворювачі частоти; направлені відгалужувачі і мости; вентиля; пристрої індикації; блоки живлення. Основною проблемою при створенні апаратури такого класу є відсутність широкосмугових джерел сигналу. В даний час ця проблема вирішується методом набору необхідної кількості генераторів, що забезпечують необхідний діапазон частот. Істотним недоліком розглянутих методів вимірювання ДП біооб'єктів є принципова неможливість вимірювання ДП через не лінійність властивостей біооб'єктів [4].

Формування цілей статті. Метою даної статті є обґрунтування метода вимірювання діелектричної проникності біологічних об'єктів в широкій смузі частот.

Основна частина. Діелектричну проникність біооб'єктів визначимо за результатами імпульсних вимірювань параметрів чотириполюсника з досліджуваним об'єктом.

Для визначення параметрів чотириполюсників використовуємо матриці, елементи яких є коефіцієнтами в рівняннях, що зв'язують значення напруги і струмів на

вході і виході чотириполюсника. Відомі матриці передачі \bar{A} , імпедансу \bar{Z} , провідності \bar{Y} , гібридної \bar{H} , хвильової матриці передачі T і матриці розсіяння \bar{S} .

Можливий перехід від однієї матриці до іншої, тому вибір тієї або іншої системи вимірюваних параметрів здійснюють, виходячи з умов близькості режиму вимірювання параметрів до реального режиму роботи чотириполюсника.

Розглянемо систему S-параметрів, яка визначається із співвідношення:

$$S_{ij}(j\omega) = \frac{F[y_{ij}(t)]}{F[x_{ij}(t)]}, \quad (1)$$

де $F[y_{ij}(t)], F[x_{ij}(t)]$ – перетворення Фур'є тимчасового сигналу;

$x(t)$ – зондуєчий сигнал;

$y(t)$ – відображений, або сигнал який пройшов.

Елементи матриці розсіяння S інтерпретовані як коефіцієнти відображення від входу і виходу чотириполюсника:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

де S_{11} і S_{22} – комплексні коефіцієнти відображення входу і виходу;

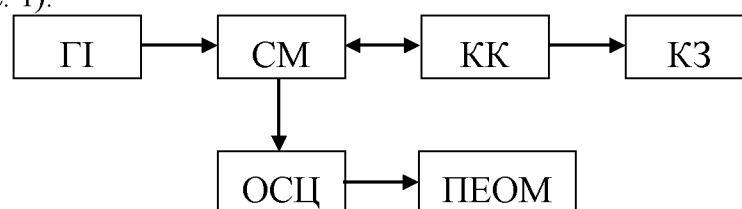
S_{21} і S_{12} – комплексні коефіцієнти передачі відповідно в прямому та зворотному напрямках.

Вважаємо, що контейнер з досліджуванним діелектриком є симетричним чотириполюсником.

Тоді:

$$S_{11}(j\omega) = S_{22}(j\omega); S_{12}(j\omega) = S_{21}(j\omega). \quad (3)$$

Розробимо методику, за допомогою якої по параметрах матриць розсіяння і хвильового опору симетричного чотириполюсника можна обчислити комплексну діелектричну проникність досліджуваної речовини. Для цього скористаємося схемою рефлектометра (рис. 1).



ГІ - генератор імпульсів; СМ - стробоскопічний змішувач; КК - коаксіальний контейнер; КЗ - короткозамкнене навантаження; ОСЦ - стробоскопічний осцилограф; ПЕОМ - комп'ютер

Рисунок 1 – Структурна схема рефлектометра

Зондуючий сигнал генератора імпульсів через широкосмуговий змішувач поступає на коаксіальний контейнер з досліджуваною речовиною, де виникає відображений сигнал. Пройшовши через досліджуваний біооб'єкт сигнал поступає на короткозамкнене навантаження і після відображення від нього знов проходить через контейнер з біооб'єктом.

Сигнал який пройшов разом з іншими сигналами поступає на стробоскопічний реєструючий пристрій осцилографа. Схема дозволяє за рахунок розділення сигналів в часі спостерігати на одному індикаторі відображений від досліджуваної речовини сигнал, що двічі пройшов через зразок.

На підставі [5] вважаємо, що ділянку коаксіального тракту з хвильовим опором Z_0 можна розглядати як чотириполосник, тоді для чотириполосника з біооб'єктом або матеріалом хвильовий опір Z визначатиметься із співвідношення:

$$Z = Z_0 \sqrt{\mu(j\omega) / \varepsilon(j\omega)}, \quad (4)$$

де Z_0 – хвильовий опір незаповненого контейнера;

$\varepsilon(j\omega)$ і $\mu(j\omega)$ – комплексні діелектрична та магнітна проникність.

Постійна розповсюдження дорівнює:

$$\gamma = \gamma_0 \sqrt{\varepsilon(j\omega) \cdot \mu(j\omega)} = \frac{j\omega l}{c} \sqrt{\varepsilon(j\omega) \cdot \mu(j\omega)} \quad (5)$$

де l – довжина зразка, що досліджується;

c – швидкість світла;

ω – частота.

Характеристичні параметри лінії пов'язані з характеристичними параметрами досліджуваного чотириполосника – хвильовим опором $Z_{\text{вч}}$ і характеристичним коефіцієнтом передачі $\gamma_{\text{ч}}$ співвідношеннями:

$$Z_{\text{вч}} = Z, \quad \gamma_{\text{ч}} = \gamma.$$

Для визначення характеристичних параметрів чотириполосника скористаємося опором холостого ходу $Z_{\text{хх}}$ і короткого замикання $Z_{\text{кз}}$ тобто;

$$Z_{\text{вч}} = \sqrt{Z_{\text{хх}} \cdot Z_{\text{кз}}}; \quad \text{th} \gamma_{\text{ч}} = \sqrt{Z_{\text{кз}} / Z_{\text{хх}}}. \quad (6)$$

Визначимо опори короткого замикання і холостого ходу через елементи матриці розсіяння $S_{11}(j\omega)$ і $S_{21}(j\omega)$ (рис.2).

На рис. 2а показано коаксіальний контейнер, а на рис. 2б і 2в схеми взаємодії падаючої і відображеної хвиль в рефлектометрі. Так на рис. 2б, назустріч падаючій хвилі з амплітудою одиниця, направлена зворотна хвиля з такою ж амплітудою. Зворотна хвиля, пройшовши досліджуваний зразок, створює на лівій ділянці лінії

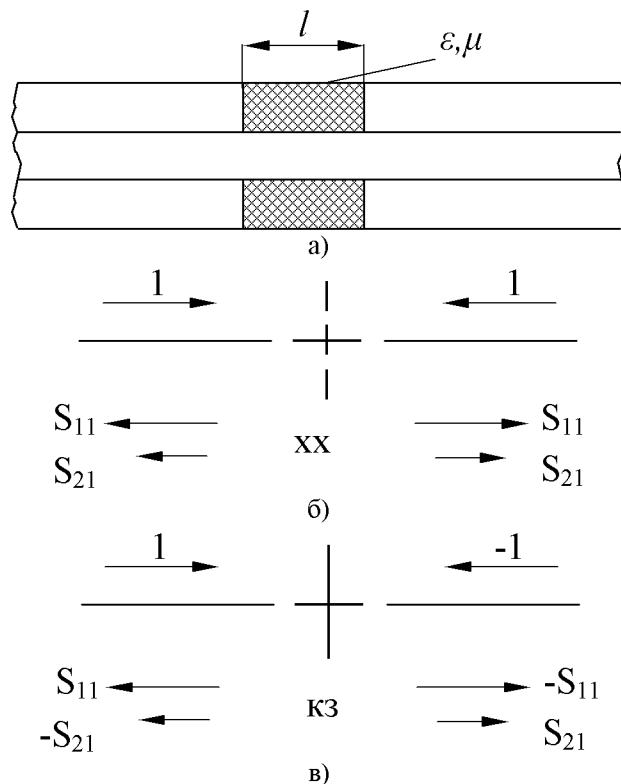
хвилю з амплітудою $S_{11}(j\omega)$. У центральному перетині лінії початкова одинична хвиля і направлена назустріч їй одинична хвиля створюють однакові по величині і протилежні по напрямку струми.

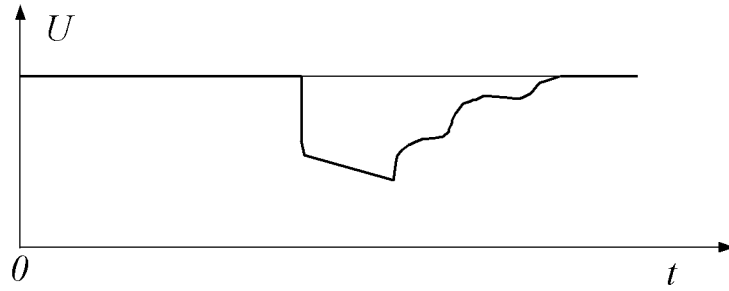
Таким чином, струм в центральному перетині (рис. 2б) рівний нулю, що рівносильно холостому ходу. Коефіцієнт відображення при холостому ході, (рис. 2б), буде рівний:

$$S_{xx}(j\omega) = S_{11}(j\omega) + S_{21}(j\omega). \quad (7)$$

Для визначення коефіцієнта відображення при короткому замиканні в центрі лінії направимо назустріч падаючій хвилі одиничної амплітуди хвилю з амплітудою мінус одиниця (рис. 2в). Ця хвиля створить в центральному перетині напругу, рівну по величині і протилежну за знаком напрузі початкової падаючої хвилі. Сумарна напруга при цьому перетвориться на нуль, що відповідає короткому замиканню в центральному перетині лінії. Як впливає з рис. 2в, коефіцієнт відображення при короткому замиканні в центрі зразка:

$$S_{кз}(j\omega) = S_{11}(j\omega) - S_{21}(j\omega). \quad (8)$$





г)

а) - контейнер; б), в) - напрями хвиль в досліді холостого ходу і короткого замикання; г) - відображений сигнал

Рисунок 2 – Визначення діелектричної і магнітної проникності речовини

Тоді, враховуючи зв'язок між коефіцієнтом відображення і вхідним опором лінії отримаємо:

$$Z_{xx} = Z \frac{1 + S_{xx}(j\omega)}{1 - S_{xx}(j\omega)}; \quad Z_{кз} = Z \frac{1 + S_{кз}(j\omega)}{1 - S_{кз}(j\omega)}. \quad (9)$$

Враховуючи приведені вище співвідношення, запишемо рівняння для визначення діелектричної і магнітної проникності:

$$\sqrt{\frac{\varepsilon(j\omega)}{\mu(j\omega)}} = \frac{1}{Z} \sqrt{Z_{xx} \cdot Z_{кз}}, \quad (10)$$

$$th \frac{j\omega l}{2c} \sqrt{\varepsilon(j\omega) \cdot \mu(j\omega)} = \sqrt{Z_{xx} / Z_{кз}}, \quad (11)$$

Використовуючи зв'язок між гіперболічним тангенсом і розповсюдженою експоненціальною функцією, запишемо остаточні вирази для розрахунку шуканих величин:

$$\varepsilon(j\omega) = \frac{cZ_0}{j\omega l \sqrt{Z_{xx} \cdot Z_{кз}}} \ln \frac{\sqrt{Z_{xx}} + \sqrt{Z_{кз}}}{\sqrt{Z_{xx}} - \sqrt{Z_{кз}}}, \quad (12)$$

$$\mu(j\omega) = \frac{c\sqrt{Z_{xx} \cdot Z_{кз}}}{j\omega l Z_0} \ln \frac{\sqrt{Z_{xx}} + \sqrt{Z_{кз}}}{\sqrt{Z_{xx}} - \sqrt{Z_{кз}}}, \quad (13)$$

де

$$Z_{xx} = Z \frac{1 + S_{11}(j\omega) + S_{21}(j\omega)}{1 - S_{11}(j\omega) - S_{21}(j\omega)}, \quad (14)$$

$$Z_{кз} = Z \frac{1 + S_{11}(j\omega) - S_{21}(j\omega)}{1 - S_{11}(j\omega) + S_{21}(j\omega)}. \quad (15)$$

Комплексна діелектрична проникність пов'язана з провідністю $\sigma(\omega)$ співвідношенням:

$$\varepsilon(j\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) = \varepsilon'(\omega) + \sigma(\omega)/j\omega. \quad (16)$$

Уявна частина комплексної проникності визначає провідність зразка $\sigma(\omega) = \omega\varepsilon''(\omega)$, а також характеризує втрати в ньому.

У більшості практичних випадків біооб'єкти сільськогосподарського призначення володіють виключно діелектричними властивостями і тому можна вважати $\mu(j\omega) = 1$, що істотно спрощує приведені вище розрахунки.

Розглянемо хвильову матрицю чотириполюсника T , утвореного включенням зразка в узгоджену лінію (рис. 2а).

Елемент $T_{21}(j\omega)$ дорівнює:

$$T_{21}(j\omega) = S_{11}(j\omega)/S_{21}(j\omega) = U_0(j\omega)/U_{np}(j\omega), \quad (17)$$

де U_0 – амплітуда відображеної хвилі;
 U_{np} – амплітуда хвилі, яка пройшла.

У вираз для $T_{21}(j\omega)$ не входить спектр зонduючого сигналу, а тільки спектри сигналу, який пройшов і відображеного. Це дозволить виключити похибки, пов'язані з визначенням спектру зонduючого сигналу.

Визначаючи амплітуди відображених хвиль і хвиль, які пройшли (рис. 2), отримаємо наступний вираз для $T_{21}(j\omega)$:

$$T_{21}(j\omega) = \frac{\Gamma - \Gamma(1 - \Gamma^2)e^{-2j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\cdot\omega t_0} - \Gamma^3(1 - \Gamma^2)e^{-4j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\cdot\omega t_0} \dots}{(1 - \Gamma^2)e^{-j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\cdot\omega t_0} - \Gamma^2(1 - \Gamma^2)e^{-3j\sqrt{\varepsilon(j\omega)}\cdot\omega t_0} \dots}, \quad (18)$$

де t_0 – час затримки сигналу на відрізку довжиною l при відсутності діелектрика;
 Γ – коефіцієнт відображення від нескінченної лінії, заповненої досліджуваним діелектриком.

$$\Gamma(j\omega) = (1 - \sqrt{\varepsilon(j\omega)})/(1 + \sqrt{\varepsilon(j\omega)}). \quad (19)$$

Просумувавши для $T_{21}(j\omega)$ геометричні прогресії, підставляючи вираз для $\Gamma(j\omega)$ і виконуючи алгебраїчні перетворення, отримаємо:

$$T_{21}(j\omega) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon(j\omega)}}{2\sqrt{\varepsilon(j\omega)}} \sin \sqrt{\varepsilon(j\omega)} \cdot \omega t_0. \quad (20)$$

При частотах ω , для яких виконується нерівність $\omega t_0 \left| \sqrt{\varepsilon(j\omega)} \right| \ll 1$, (довжина хвилі в діелектрику багато більше довжини зразка l), значення синуса замінимо значенням аргументу, розрахункове співвідношення спроститься і матиме вигляд:

$$\varepsilon(j\omega) = 1 - 2T_{21}(j\omega) / \omega t_0. \quad (21)$$

При використанні контейнера кінцевого типу заповненого діелектриком маємо:

$$C = \varepsilon(j\omega)C_0. \quad (22)$$

де C_0 – місткість незаповненого контейнера.

Тоді діелектрична проникність визначиться по виміряному значенню коефіцієнта відображення $\Gamma(j\omega)$ на підставі рівності:

$$\frac{1}{j\omega C_0(j\omega)} = Z \frac{1 + \Gamma(j\omega)}{1 - \Gamma(j\omega)},$$

звідки отримаємо співвідношення:

$$\varepsilon(j\omega) = \frac{1}{j\omega C_0 Z} \cdot \frac{1 - \Gamma(j\omega)}{1 + \Gamma(j\omega)}. \quad (23)$$

Далі скористаємося моделлю Дебая, яка описує залежність комплексної діелектричної проникності від частоти [6].

В операторному вигляді вона визначається виразом:

$$\varepsilon(p) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) / (1 + p\tau). \quad (24)$$

де ε_∞ – діелектрична проникність на низьких частотах;

ε_0 – діелектрична проникність на високих частотах;

τ – час релаксації.

Відображений сигнал при зондуванні ідеальним перепадом напруги приведений на рис. 2г. Для визначення параметрів ε_∞ , ε_0 , τ скористаємося трьома параметрами

відгуку: початковим стрибком u_∞ , початковою швидкістю наростання відгуку $k = \left. \frac{du}{dt} \right|_{t=0}$ і площею під відгуком:

$$s = \left| \int_0^\infty u(t) dt \right|. \quad (25)$$

Визначимо співвідношення, що пов'язують величини u_∞ , k , s , c , ε_∞ , ε_0 , τ . Початкова ділянка сигналу $t < 2t_0\sqrt{\varepsilon_\infty}$, в момент коли сигнал відображений від другої межі діелектрик-повітря рівний нулю, визначається відображенням від першої межі і може бути знайдений шляхом розрахунку на підставі оберненого перетворення Лапласа від виразу:

$$\Gamma(p) = (1 - \sqrt{\varepsilon(p)}) / (1 + \sqrt{\varepsilon(p)}). \quad (26)$$

Розкладаючи цей вираз з урахуванням (2) в ряд за степенями $1/p$, отримуємо:

$$\Gamma(p) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_\infty}}{1 + \sqrt{\varepsilon_\infty}} - \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\sqrt{\varepsilon_\infty} (1 + \varepsilon_\infty)^2} \cdot \frac{1}{p} + O\left(\frac{1}{p^2}\right). \quad (27)$$

де $O(x^2)$ – величина, що містить x в другій і вищих степенях.

На підставі (27) запишемо відгук на одиничний перепад:

$$u(t) = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_\infty}}{1 + \sqrt{\varepsilon_\infty}} - \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\sqrt{\varepsilon_\infty} (1 + \varepsilon_\infty)^2} \cdot t + O(t^2), \quad (28)$$

звідки витікає, що:

$$u(t) = (\sqrt{\varepsilon_\infty} - 1) / (\sqrt{\varepsilon_\infty} + 1), \quad (29)$$

$$u(t) = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\sqrt{\varepsilon_\infty} (1 + \varepsilon_\infty)^2}. \quad (30)$$

Для визначення площі під відображеним сигналом розглянемо вираз для коефіцієнта відображення $S_{11}(p)$ від зразка з урахуванням двох меж.

$$S_{11}(p) = \Gamma(p) = \frac{e^{-2pt_0\sqrt{\varepsilon(p)}}}{1 - \Gamma^2(p)e^{-2pt_0\sqrt{\varepsilon(p)}}}, \quad (31)$$

$$S_{11}(p) = \frac{1 - \varepsilon_0}{2} t_0 p + O(p^2). \quad (32)$$

Переходячи в тимчасову область і інтегруючи по t , отримуємо:

$$s = \frac{\varepsilon_0 - 1}{2} t_0. \quad (33)$$

На підставі (29)...(33) отримуємо формули для розрахунку:

$$\varepsilon_0 = \frac{2s}{t_0} + 1, \quad \varepsilon_\infty = \left(\frac{1 + u_0}{1 - u_0} \right)^2; \quad (34)$$

$$\tau = \frac{1}{k} \cdot \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\sqrt{\varepsilon_\infty (1 + \varepsilon_\infty)^2}}. \quad (35)$$

Висновки. В результаті проведених досліджень спектрів діелектричної проникності біооб'єктів, методів імпульсної рефлектометрії, розроблена методика, заснована на калібруванні рефлектометра в режимі холостого ходу, короткого замикання і хвильового опору за допомогою якої можна обчислити комплексну діелектричну проникність досліджуваної речовини в широкому діапазоні частот. Цей діапазон визначається апаратною функцією рефлектометра.

Отримані співвідношення зручно застосовувати в випадках, коли тривалість фронту зондуючого перепаду ($t_\phi \ll \tau$, $t_\phi \ll \sqrt{\omega_0 t_0}$) і коли заважаючі відображення від роз'ємів, навантажень і інших неоднорідностей не накладаються на відображений сигнал, то площа під ним може вважатися підрахованою достатньо точно.

Список літератури

1. Gabor G. Connections of determining the dielectric properties of agriculture products/ Gecri Gabor// Hung. Agr. Res/. – 2002. – P.17-20.
2. Абубакиров Б. А. Измерение параметров радиотехнических цепей. –М.: Сов.радио, 1984. -245 с.
3. Oliver В. M/ Time-domain reflectometry // Hewlett - Rassard. -1964.-146 p.
4. Бедроян, Райс. Свойства выходного сигнала систем, описываемых рядами Вольтера// ТИИЭР. - Т.59, №12., 1971.– с. 58-81.
5. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. – М.: Сов. Радио, 1965. – 212 с.
6. Фрелих Г. Теория диэлектриков. –М.: Ил., 1960. -251с.

Ю. Федюшко, Ю. Куценко

Измерение диэлектрической проницаемости биологических объектов в широких частотных диапазонах

Обоснованно определение диэлектрической проницаемости биологических объектов за результатами импульсного измерения параметров четырехполосника с исследуемым объектом. Разработана методика калибрования рефлектора в режиме холостого хода, короткого замыкания и

волнового сопротивления, что позволяет вычислить комплексную диэлектрическую проницаемость объекта.

Yu. Fedyushko, Yu. Kucenko

Measuring of inductivity of biological objects is in wide frequency ranges

Determination of inductivity of biological objects is grounded on results the impulsive measuring of parameters of quadripole with the probed object. The method of calibration of reflector is developed in the mode of idling, short circuit and impedance, that allows to calculate the complex inductivity of object.

Одержано 10.09.09