

**В.В. ВОЛОХІН**, аспірант НТУ „ХПІ”

## ВИЗНАЧЕННЯ ДОБРОТНОСТІ БІКОНІЧНОГО РЕЗОНАТОРА

Стаття присвячена обґрунтуванню вибору засобів реєстрації ожеледно-паморозевих утворень на лініях електропередач. Запропоновано використовувати в якості датчика виявлення ожеледі об'ємний резонатор надвисокої частоти. Отримано вираз для розрахунку добротності біконічного резонатора для виконання вимірювань.

The article is devoted to a substantiation of a choice of registration means for glaze and rime formations on electric mains. It is offered to use the volumetric ultrahigh frequency resonator as the glaze detection sensor.

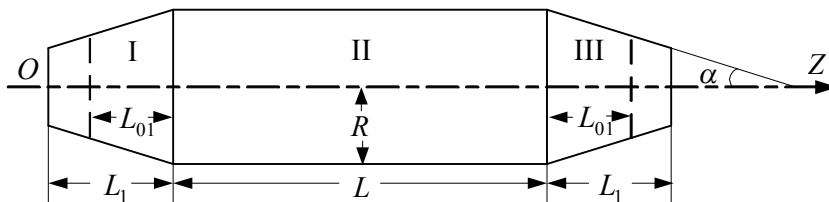
Відкладення на проводах повітряних ліній (ПЛ) електропередач у вигляді ожеледі, мокрого снігу з наступним його замерзанням є одним з найбільш важких природних факторів, що приводять до перебоїв в енергопостачанні, втрапам матеріальних і фінансових ресурсів в Україні.

На жаль, аналіз стану організації розробок і впровадження нових ефективних способів боротьби з ожеледно-паморозевими утвореннями (ОПУ) на сьогодні в Україні показав, що галузь не використовує наявні нарботки в цій галузі.

Фактично повністю відсутня відомча служба оперативного й прогнозного моніторингу метеорологічних параметрів навколишнього середовища, що виключає впровадження автоматизованої підсистеми оперативного керування в умовах появи ОПУ, а це, у свою чергу, значно знижує ефективність попереджувальних заходів, включаючи плавку на проводах ПЛ всіх класів напруги.

Слід відзначити, що метеорологічні прогнози не завжди є досить надійними, оскільки пов'язані з імовірнісними методами. Крім того, ці прогнози можуть давати суттєву похибку в часі, що теж неприпустимо. Більш правильно, з оперативної точки зору, використання метеорологічних прогнозів разом із технічними системами, котрі ведуть постійний контроль за станом ліній електропередач на різних ділянках [1,2].

З огляду на те, що наближення моменту льодоутворення пов'язане із певною концентрацією вологи в повітрі і його температурою, а це, у свою чергу, безпосередньо пов'язано з електрофізичними характеристиками повітря, можливе використання резонансних пристроїв, параметри яких прямо пов'язані із цими характеристиками. У [3]



пропонується використовувати резонатори зі змінним перетином з метою безперервного контролю над станом атмосферного повітря. Це дозволяє зробити їхні торці відкритими й, тим самим, підвищити добротність резонаторів, а також зробити їх більш технологічними із

практичної точки зору. Проведемо розв'язання задачі по знаходженню виразу для розрахунку добротності біконічного резонатора, тобто резонатора, центральна частина якого є циліндром, а торці – усіченими конусами (рис. 1).

Рисунок 1 – Схематичне зображення біконічного резонатора

Величина добротності резонатора визначається виразом [4]

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_n}{P_{вт}}, \quad (1)$$

де  $\omega_0$  – кругова резонансна частота;  $W_n$  – накопичена в резонаторі енергія;  $P_{вт}$  – середня потужність втрат ( яка розсіюється в резонаторі).

Енергія, накопичена в середині резонатора, стала й дорівнює сумі енергій електричного та магнітного полів. Виберемо момент, коли магнітне поле проходить через максимум і, отже, коли електричне поле в резонаторі дорівнює нулю. При цьому накопичена енергія виражається через амплітуду напруженість магнітного поля  $H$  у вигляді

$$W_n = \int_V \frac{\mu_1 \mu_0 |\vec{H}|^2}{2} dV, \quad (2)$$

де  $V$  – об'єм резонатора,  $\mu_1$  – відносна магнітна проникність діелектрика, що заповнює резонатор.

Розсіювання енергії при заповненні діелектриком без втрат пов'язане лише зі джоулевими втратами в стінках резонатора. Опір одиниці поверхні стінок з урахуванням поверхневого ефекту дорівнює:

$$R_{\text{пов}} = \frac{1}{\sigma_{\text{ст}} \delta},$$

де  $\sigma_{\text{ст}}$  – питома активна провідність матеріалу стінок,  $\delta$  – глибина проникнення поля в стінку.

Середнє за період значення потужності теплових втрат знаходиться інтегруванням по всій внутрішній поверхні  $S$  стінок резонатора:

$$P_{\text{вт}} = \int_S \frac{1}{2} |\vec{J}|^2 R_{\text{пов}} dS, \quad (3)$$

де  $|\vec{J}|$  – модуль амплітуди поверхневої густини струму в стінках. Замість  $|\vec{J}|$  в останньому виразі можна підставити модуль амплітуди тангенціальної складової високочастотного магнітного поля  $|\vec{H}_t|$  біля стінок резонатора. А також, для спрощення, виразимо активну провідність стінок  $\sigma_{\text{ст}}$  через товщину поверхневого шару  $\delta$ .

$$\sigma_{\text{ст}} = \frac{2}{\delta^2 \omega \mu_{\text{ст}} \mu_0},$$

де  $\mu_{\text{ст}}$  – відносна магнітна проникність матеріалу, з якого виготовлені стінки резонатора.

Таким чином, власна добротність резонатора по (1) з урахуванням (2) і (3) визначається рівнянням

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\mu_1}{\mu_{\text{ст}}} \cdot \frac{\int_V |\vec{H}|^2 dV}{\int_S |\vec{H}_t|^2 dS}. \quad (4)$$

З огляду на те, що резонатор складається із трьох різних ділянок, необхідно кожний з інтегралів в (4) представити у вигляді суми трьох інтегралів: одного – по циліндричній ділянці й двох – по конічним [5].

Знайдемо спочатку величину запасеної в резонаторі енергії, тобто, обчислимо інтеграл

$$\int_V |\vec{H}|^2 dV. \quad (5)$$

Для  $E_{010}$  – хвилі (циліндрична частина) інтеграл (5) запишемо у вигляді

$$\int_{V_{\text{ц}}} |\vec{H}|^2 dV = \int_{V_{\text{ц}}} \left( |\vec{H}_r|^2 + |\vec{H}_\phi|^2 \right) dV. \quad (6)$$

У циліндричній системі координат (6) буде мати вигляд:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \iiint_{V_{\text{ц}}} \left\{ \frac{2 \beta_{\text{TM}_{01}} \mu'_{01} J_0 \left( \frac{\mu_{01} r}{R} \right)}{\kappa^2_{\text{TM}_{01}} R} \right\} + \\ & + \left[ 2 J_0 \left( \frac{\mu'_{01} r}{2} \right) \right]^2 \left\{ \times \left[ C \cdot v(t_0) \cos \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) - \right. \right. \\ & \left. \left. - d \cdot v'(t_0) \sin \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) \right]^2 r dr d\phi dz = \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
&= 4 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R \left\{ \left[ \frac{\beta_{\text{TM}_{01}} \mu'_{01} J'_0 \left( \frac{\mu_{01} r}{R} \right)}{\kappa_{\text{TE}_{01}}^2 R} \right]^2 + \left[ J_0 \left( \frac{\mu_{01} r}{2} \right) \right]^2 r dz \times \right. \\
&\times \int_{L_1}^{L+L_1} \frac{\left[ C \cdot v(t_0) \cos \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) - d \cdot v'(t_0) \sin \beta_{\text{TM}_{01}} (z - L_1) \right]^2}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} dz. \\
\text{де } C &= \sqrt[4]{-\left( \frac{3L_{01}}{2\beta_{\text{TM}}^2} \right)^2}; \quad d = \sqrt[6]{\frac{2}{3L_{01} \beta_{\text{TM}}^4}}; \quad t_0 = -\left( \frac{3\beta_{\text{TM}} L_{01}}{2} \right)^{\frac{2}{3}}.
\end{aligned}$$

Скориставшись співвідношеннями:  $J_0'^2(z) = J_1^2(z)$  і

$$\int Z_p^2(Ax) x dx = \frac{x^2}{2} \left[ Z_p^2(Ax) - Z_{p-1}(Ax) \right], \quad (8)$$

де  $Z_p^2(Ax)$  – будь-яка циліндрична функція, а також співвідношенням

$$J_{m+2}(v_{mn}) J_m(v_{mn}) = \frac{2(m+1)}{v_{mn}} J_{m+1}(v_{mn}) J_m(v_{mn}) - J_0^2(v_{mn}), \quad (9)$$

остаточно одержимо:

$$\begin{aligned}
\int_{V_{\text{II}}} |\vec{H}|^2 dV &= \frac{4\pi R^2}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left[ \left( \frac{\beta_{\text{TM}_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{\text{TM}_{01}}^2 R} \right)^2 + 1 \right] J_0^2(\mu'_{01}) \times \\
&\times \left\{ \frac{C^2 v^2(t_0)}{2} \left[ L + \frac{\sin 2\beta_{\text{TM}_{01}} L_1}{2\beta_{\text{TM}_{01}}} - \frac{C \cdot d \cdot v(t_0) v'(t_0)}{\beta_{\text{TM}_{01}}} \sin^2 \beta_{\text{TM}_{01}} L + \right. \right. \\
&\left. \left. + \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left( L - \frac{\sin 2\beta_{\text{TM}_{01}} L}{2\beta_{\text{TM}_{01}}} \right) \right] \right\}. \quad (10)
\end{aligned}$$

Для розрахунку запасеної енергії в області I будемо вважати, що далі  $L_{01}$  від регулярної частини поле не розповсюджується. Тому початок координат помістимо в цей переріз. Тоді

$$R_1(z) = R - (L_{01} - z) \cdot \text{tg}\alpha. \quad (11)$$

Так як область I розглядається як циліндр зі змінним поперечним перерізом, то  $\int_V |\vec{H}|^2 dV$  обчислюється в циліндричній системі координат, але одна з границь по  $r$  задається виразом (11).

Роблячи заміну змінної –  $r = R - (L_{01} - z) \cdot \text{tg}\alpha$  і використовуючи співвідношення (8) і (9), одержимо

$$W_1 = \frac{4\pi J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \int_0^{L_{01}} [R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha]^2 \times$$

$$\times \left\{ \left[ \frac{\beta_{TM_{01}} \mu_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 \cdot (R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)} \right] + 1 \right\} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{t_0}{\left(\mu'_{01}\right)^2} v^2(t_0)} \sqrt{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{\left(\mu'_{01}\right)^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)^2}} dz. \quad (12)$$

У виразі (12) інтеграл береться з використанням чисельних методів.

В області III запасена енергія визначається тим же виразом, що й в області I. Таким чином, повна запасена енергія визначається формулою

$$W_{II} = \frac{4\pi J_0^2(\mu_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left\{ a^2 \left[ \left( \frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 R} \right)^2 + 1 \right] B + 2I_1 \right\}, \quad (13)$$

де

$$B = \left[ \frac{C^2 v^2(t_0)}{2} \left( L - \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} \right) - \frac{C \cdot d \cdot v(t_0) v'(t_0)}{\beta_{TM_{01}}} \sin^2 \beta_{TM_{01}} L - \right.$$

$$\left. - \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left( l - \frac{\sin 2\beta_{TM_{01}} L_1}{2\beta_{TM_{01}}} \right) \right], \quad (14)$$

$$I_1 = \int_0^{L_{01}} [R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha]^2 \left\{ \left[ \frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TE_{01}}^2 \cdot (R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)} \right]^2 + 1 \right\} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{t_0}{\left(\mu'_{01}\right)^2} v^2(t_0)} \sqrt{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{\left(\mu'_{01}\right)^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg\alpha)^2}} dz. \quad (15)$$

Для визначення потужності втрат обчислимо інтеграл виду

$$\int_S |\vec{H}_t|^2 dS, \quad (16)$$

який може бути представлений сумою трьох інтегралів по частинам резонатора, при цьому інтеграли по I-ій та III-ій областям будуть однакові. Для циліндричної частини  $\vec{H}_t = H_z$ , отже,

$$\int_{S_{II}} |H_t|^2 dS = 4 \int_{L_1}^{L+L_1} \int_0^{2\pi} \frac{J_0^2(\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \left[ C \cdot v(t_0) \cos \beta_{TM_{01}} (z - L_1) - \right.$$

$$\begin{aligned}
-d \cdot v'(t_0) \sin \beta_{TM_{01}} (z - L_1)]^2 R d\varphi dz = & \frac{8 \pi R J_0^2 (\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \times \\
\times \left[ \frac{C^2 v^2(t_0)}{2} \left( L + \frac{\sin 2 \beta_{TM_{01}} L_1}{2 \beta_{TM_{01}}} \right) - \frac{C d v(t_0) v'(t_0)}{\beta_{TM_{01}}} \sin^2 \beta_{TM_{01}} + \right. \\
& \left. + \frac{d^2 [v'(t_0)]^2}{2} \left( L - \frac{\sin 2 \beta_{TM_{01}} L_1}{2 \beta_{TM_{01}}} \right) \right] = \frac{8 \pi R J_0^2 (\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} B. \quad (17)
\end{aligned}$$

На ділянці I тангенціальна складова магнітного поля біля стінки резонатора визначається складовою  $H_r$  [5,6].

Тому, розташовуючи початок координат на відстані  $L_{01}$  від регулярної частини, одержимо

$$\begin{aligned}
\int_{S_1} |\bar{H}_t|^2 dS = & \int_0^{2\pi} \int_0^{L_{01}} \frac{4 J_0^2 (\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \times \\
& \times \sqrt{\frac{t_0}{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg \alpha)^2}}} v^2(t_0) dz \times \\
& \times (R - (L_{01} - z) \cdot tg \alpha) d\varphi dz = \frac{8 \pi J_0^2 (\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} \times \\
& \times \int_0^{L_{01}} (R - (L_{01} - z) \cdot tg \alpha) \cdot \sqrt{\frac{t_0}{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg \alpha)^2}}} v^2(t_0) dz. \quad (18)
\end{aligned}$$

Отже, повна потужність втрат на всій внутрішній поверхні резонатора з урахуванням їх рівності в I-й та III-й частинах дорівнює

$$\int_S |\bar{H}_t|^2 dS = \frac{8 \pi J_0^2 (\mu'_{01})}{C^2 v^2(t_0) + d^2 [v'(t_0)]^2} (aB + 2I_2), \quad (19)$$

де

$$I_2 = \int_0^{L_{01}} (R - (L_{01} - z) \cdot tg \alpha) \sqrt{\frac{t_0}{\kappa_{TM_{01}}^2 - \frac{(\mu'_{01})^2}{(R - (L_{01} - z) \cdot tg \alpha)^2}}} v^2(t_0) dz. \quad (20)$$

Підставляючи (13) і (19) в (4), одержимо остаточний вираз для добротності досліджуваного резонатора

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\mu_1}{\mu_{ст}} \cdot \frac{R^2 \left[ \left( \frac{\beta_{TM_{01}} \mu'_{01}}{\kappa_{TM_{01}}^2 R} \right)^2 + 1 \right] B + 2 I_1}{2(R \cdot B + 2 I_2)}. \quad (21)$$

Висновки 1. Необхідна розробка сучасних контролюючих метеорологічних систем, оснований на визначенні електрофізичних характеристик атмосферного повітря, побудованих й обґрунтованих на математичних моделях і технічних вимогах до цих систем.

2. Аналіз, виконаний за допомогою ЕОМ, показує, що власна добротність біконічного резонатора з міді для хвиль типу  $E_{010}$  в чотири – п'ять разів вище теоретичної добротності циліндричних закритих резонаторів і може становити  $10^6$ . А це вказує на високу чутливість даного пристрою.

**Список літератури:** 1. Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Оцінка можливості використання даних державних метеостанцій для контролю стану об'єктів електричних мереж // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка і електрофізика високих напруг. – Харків: НТУ «ХПІ». – 2008. №21 – С. 143-147. 2. Лебединський І.Л., Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Способи и устройства предупреждения гололедно-изморозевых образований // Вісник Сумського державного університету. – 2008. – № 2. – С.21-25. 3. Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Моделювання розподілу електромагнітних полів у відкритому біконічному резонаторі // Методи та прилади контролю якості. – Івано-Франківськ: Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу. – 2008. – № 20. – С. 65-69. 4. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот, т. 1, М. – Л., Госэнергоиздат, 1961. – 512 с. 5. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. – М.:Сов. радио, 1965.-783 с. 6. Шевченко С.Ю., Волохін В.В. Розрахунок електромагнітних полів у відкритому біконічному резонаторі // Енергетика та електрифікація – Київ, 2008 – № 12. С. 51-58.

УДК 681.2:621.3.082.1

**ТАРАНЕНКО Ю.К.**, канд. техн. наук, Днепропетровский университет экономики и права

## **МЕТОДИКА РАСЧЁТА ВИБРАЦИОННЫХ ПЛОТНОМЕРОВ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ К КОЛЕБАНИЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ КОНТРОЛИРУЕМОЙ СРЕДЫ**

У статті розглянута методика розрахунку вібраційних густиномірів рідини і газу, з використанням циліндричних резонаторів. Методика дозволяє виключити додаткові датчики температури та тиску, подавати контрольоване середовище тільки у внутрішню порожнину двох циліндричних резонаторів датчика густини, виключити демпфірування коливань у зазорах систем збудження коливань циліндрів.

### **1. Анализ существующих проблем виброчастотных методов контроля плотности жидкости и газа**

Среди средств аналитического контроля автоматические плотномеры жидкостей и газов занимают особое место. Состав любого газа или низковязкой жидкости характеризуется плотностью или удельным весом. Непрерывный и точный мониторинг плотности или зависящих от плотности переменных будет определять любые изменения компонентов процесса или качество финального продукта в режиме реального времени, что позволяет повысить производительность, минимизировать отходы и снизить издержки по сравнению с методом отбора проб [1]. Весьма важным является измерение плотности жидких и газообразных веществ, при их количественном учете в единицах массы. Массовый расход определяется по показаниям плотномера и объёмного расходомера.

Широкому промышленному использованию плотномеров препятствует их несовершенство, связанное с низкими метрологическими показателями, трудоёмкостью монтажа и обслуживания, большими габаритами и массой, низкой надёжностью. Возрастающие требования к совершенству средств измерения заставляют исследователей искать новые методы измерения, одним из которых является виброчастотный [2]. Виброчастотные плотномеры преобразуют измеряемый параметр в частотно - модулированный выходной сигнал без промежуточных преобразователей, что обеспечивает высокую точность измерения в нормальных условиях эксплуатации.

Изменение температуры контролируемой среды приводит к существенным погрешностям контроля плотности виброчастотными методами. Например, для резонаторов изготовленных из нержавеющей стали X18H10T, чувствительность к температуре превышает чувствительность к основному контролируемому параметру – плотности. Существенное влияние на показания виброчастотных плотномеров оказывает давления и скорость течения среды через датчик. Поэтому все серийно выпускаемые виброчастотные плотномеры снабжены датчиками температуры, установленными в местах подвода и вывода из резонатора жидкости или газа, а некоторые и датчиком давления [3]. Виброчастотные плотномеры с цилиндрическим резонатором отличаются высокой чувствительностью, поэтому используются как для измерения плотности жидкостей, так и для измерения плотности газов и газовых смесей. Такие плотномеры снабжены дополнительным датчиком температуры в виде термомпары или термометра сопротивления, а компенсация влияния давления осуществляется путём подачи измеряемой среды, как со стороны наружной, так и со стороны внутренней поверхности цилиндра [4]. При таком методе построения виброчастотных плотномеров возникает две следующие проблемы, ограничивающие область применения метода в целом. Первая, состоит в инерционности температурной коррекции связанной с постоянной времени датчика