

УДК 621.317.445

Д.М. Шостачук, аспір.  
Житомирський інженерно-технологічний інститут

## ЦІЛЬОВА ФУНКЦІЯ ПРИ АВТОМАТИЗОВАНОМУ ПРОЕКТУВАННІ ФЕРОЗОНДІВ

Визначена цільова функція при проектуванні ферозондів для вимірювання слабких магнітних полів, розглянуті складові сигналу перешкоди, обчислені коефіцієнти ряду Фур'є цільової функції для ферозонду зі сплаву 82Н6М.

### 1. Вступ

Вимоги до вихідних та конструктивних характеристик ферозондових магнітометрів (ферозондів), що застосовуються для вимірювання слабких магнітних полів (до яких належить і геомагнітне поле), повсякчасно зростають. Аналіз методів розрахунків ферозондів різних конструкцій та найбільш сучасних магнітометрів дозволяє зробити висновок, що досі у вітчизняній науці не було спроб створити, використовуючи параметричний підхід до аналізу роботи магнітотуляційних перетворювачів з виходом корисного сигналу на другій гармоніці, систему автоматизованого проектування подібних приладів, з метою оптимізації їх конструктивних та вихідних параметрів, яка б, застосовуючи обчислювальні методи та сучасні спеціалізовані прикладні пакети для вирішення інженерних та наукових задач, містила в собі модуль комп'ютерного моделювання для створення тривимірної моделі приладу як результату попередніх розрахунків [1–7].

Доцільно підходити до проектування аналогової частини ферозондових магнітометрів шляхом розв'язання однокритеріальної задачі математичного програмування: коли одному з параметрів віддається безумовна перевага, інші підлягають під категорію обмежень. Найбільш важливий параметр в цьому випадку є цільовою функцією, яку потрібно мінімізувати (максимізувати):

$$F(x) \rightarrow \min(\max). \quad (1)$$

В статті запропоновано алгоритм переходу від параметричної форми запису цільової функції до трансцендентної, що надалі використовуватиметься для вирішення задачі нелінійного програмування [8, 9].

### 2. Вибір цільової функції

Мінімальний сигнал, який можна виявити за допомогою ферозондів, звичайно характеризується величиною порогової чутливості. Досягнення останньої пов'язано з усуненням змін в амплітуді та частоті джерела живлення, коливань температури, змін властивостей феромагнітних осердь з часом та нестабільності інших параметрів, від яких залежить функціонування ферозондів. Застосування спеціальних методів дозволяє виключити (принаймні на досить тривалий строк) вплив повільних змін вищевказаних параметрів на порогову чутливість у ферозондів, що працюють за принципом подвоєння частоти. Оскільки ферозонд, що проектується, призначається для вимірювання геомагнітного поля в умовах космічного простору, то за цільову функцію (1) приймаємо таку:

$$e_{\text{пер}}(t) \rightarrow \min, \quad (2)$$

де  $e_{\text{пер}}(t)$  – сигнал перешкоди.

Згідно з параметричним підходом, вираз для електрорушійної сили (ЕРС) небалансу при подовжньому збудженні має вигляд [10]:

$$e_{\text{неб}} = -s_{\Sigma} w_2 \mu_0 \varepsilon \mu_a \dot{H}_1(t) \frac{dH_1(t)}{dt} \cos \beta, \quad (3)$$

де  $s_{\Sigma}$  – сумарна площа поперечного перерізу осердь ферозонду;

$w_2$  – кількість витків вимірювальної обмотки;

$\mu_0$  – відносна магнітна проникливість;

$\varepsilon$  – коефіцієнт небалансу;

$\beta$  – кут між віссю полем збудження та віссю вимірювальної обмотки;

$\mu_{\delta}^*$  – диференційна магнітна проникливість осердя;

$H_1$  – поле збудження,  $H_1 = H_m \sin \omega t$ .

Розглянемо сигнал небалансу (перешкоди). За причиною виникнення він має три складові:

- 1) дрейф (флуктуації) нуля ферозонду;
- 2) зміщення нуля ферозонду;
- 3) шуми ферозонду.

### 2.1. Дрейф (флуктуації) нуля

Дрейф нуля є не що інше, як наявність “жорстких” об’ємів при малих амплітудах поля збудження, що зводиться до мінімуму вибором максимально можливої його амплітуди та підвищенням однорідності внутрішнього поля [11].

### 2.2. Зміщення нуля

Сигнал перешкоди другої гармоніки, обумовлений зміщенням нуля, при кусково-лінійній апроксимації кривої намагнічування в загальному випадку обчислюють за формулою [10]:

$$e_2(t) = -\frac{4}{3\pi} \omega s_{\Sigma} w_2 \xi \mu_0 H_m m (\cos^3 \theta_2 - \cos^3 \theta_1) \sin 2\omega t,$$

де  $m$  – проникливість форми осердя;

$\xi$  – коефіцієнт, що залежить від конструктивних особливостей осердь;

$\theta_1, \theta_2$  – кути насичення осердь;  $\theta_1 = \arcsin(H_s^+ / H_m)$ ,  $\theta_2 = \arcsin(H_s^- / H_m)$ .

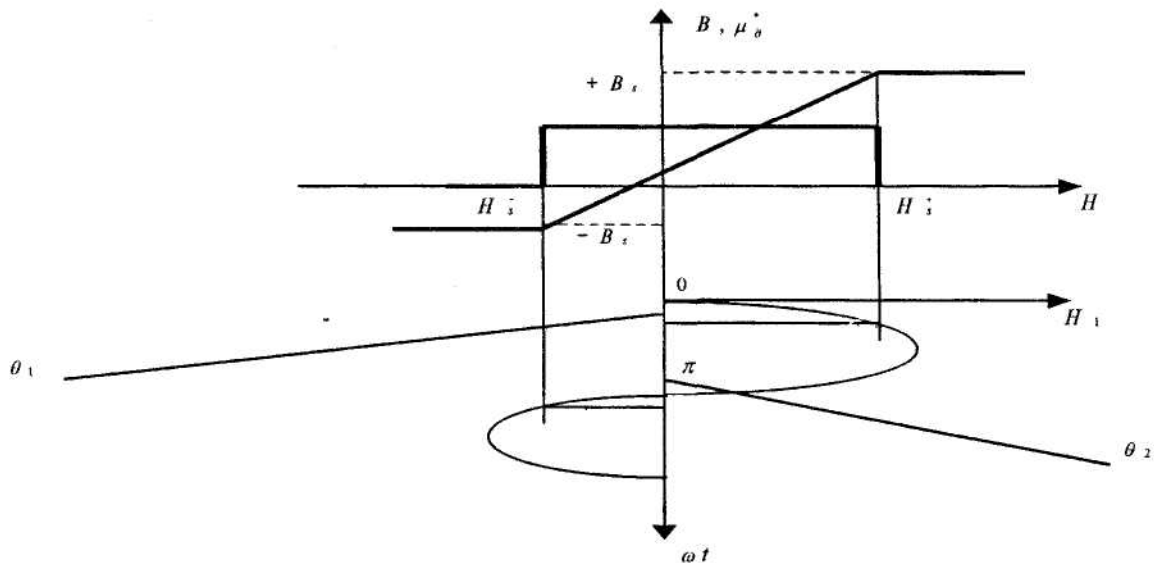


Рис. 1. До розглядання зміщення нуля ферозонду

Розглянемо залежність величини другої гармоніки  $e_2$  від амплітуди поля збудження  $H_m$ , решту величин маємо за константи.

На рис. 2 зображена залежність магнітного зміщення  $e_2$  від амплітуди поля збудження  $H_m$  для сплаву 82НМІ(ВІ) [10]. Максимальні значення напруженості  $\pm 2500$  А/м. Як бачимо,

$$\lim_{H_m \gg H_s} e_2(H_m) \rightarrow 0.$$

Оскільки умова  $H_m \gg H_s$  для ферозондів, що працюють у другому режимі, завжди виконується, магнітне зміщення  $e_2 \rightarrow 0$  вже при  $H_m \geq 500$  А/м (рис. 2), то цю складову помилкового сигналу в подальших розрахунках можна не враховувати.

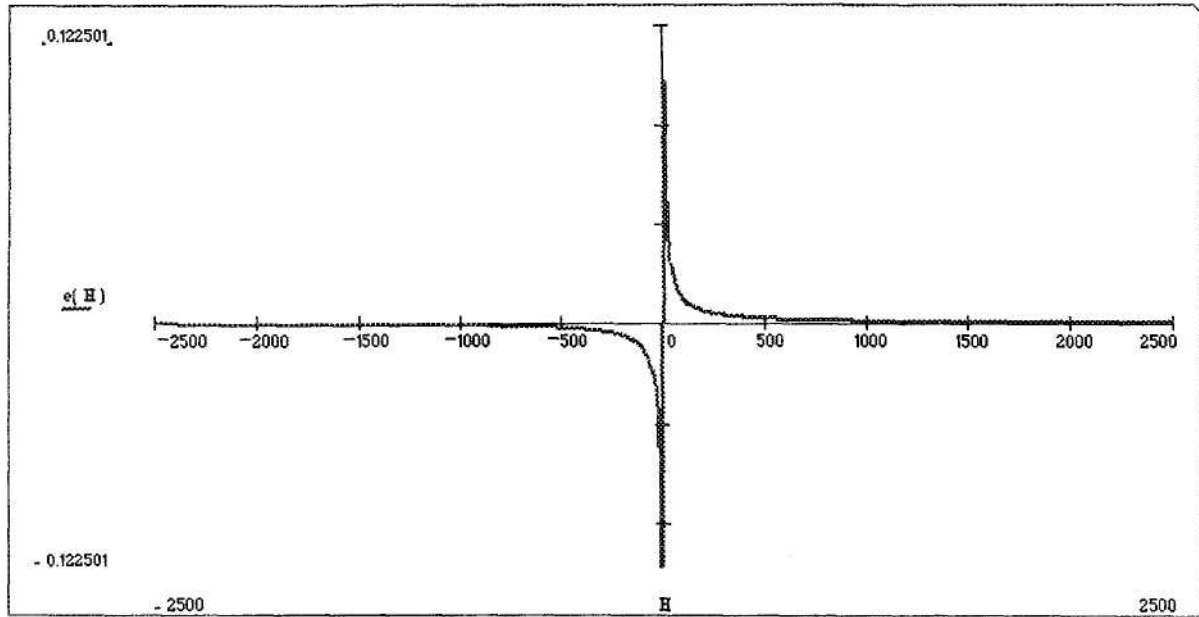


Рис. 2. Залежність величини зміщення нуля від поля збудження для сплаву 82НМП(ВІ)

**2.3. Шуми ферозонду. Розкладення цільової функції в ряд Фур'є**

Виходячи з вищенаведеного (пп. 2.1, 2.2), можна зробити висновок, що в ферозондах з виходом корисного сигналу на другій гармоніці мінімальне значення потужності сигналу на вході, що можна виявити, буде визначатися рівнем шумів ферозондів. Інтенсивність магнітного шуму значно перевищує інтенсивність теплових шумів. Так, наприклад, для осердя з 78 %-ю пермалюю після термічної обробки відношення середньої потужності магнітних шумів до середньої потужності теплових шумів (маються на увазі порядки величин ) [12] таке:

$$\frac{u_M^2}{u_T^2} = 10^2 .$$

Таким чином, надалі, розглядаючи ЕРС небалансу, будемо мати на увазі магнітний шум як головну складову сигналу перешкоди, яка визначає поріг чутливості ферозондових приладів, що працюють за принципом подвоєння частоти. Оскільки магнітний шум обумовлюється як флуктуацією диференційної магнітної проникливості, так і асиметрією петлі гістерезису, спектр шуму повинен мати як непарні, так і парні гармоніки. Розкладемо функцію  $\mu_{\partial}^{\cdot}[H_1(t)]$  в ряд Фур'є:

$$\mu_{\partial}^{\cdot}[H_1(t)] = \frac{\mu_{\partial 0}^{\cdot}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(nx + \varphi_n) + b_n \sin(nx + \varphi_n)] , \tag{4}$$

де  $\varphi_n$  – початкові фази, що залежать від коерцитивної сили [13]:

$$\operatorname{tg} \varphi_n = \frac{b_n}{a_n} .$$

Диференційна магнітна проникливість змінюється двічі за цикл ( $H_1 = H_m \sin \omega t$ ), тому коефіцієнти визначаються на проміжку  $[0; \pi]$ :

$$\mu_{\partial 0}^{\cdot}[H_1(t)] = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \mu_{\partial}^{\cdot}[H_1(t)] d\omega t ; \tag{5}$$

$$a_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \mu_{\partial}^{\cdot}[H_1(t)] \cos 2n\omega t d\omega t ; \tag{6}$$

$$b_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \mu_{\partial}^{\cdot}[H_1(t)] \sin 2n\omega t d\omega t .$$

Апроксиміюємо величину  $\mu_{\partial}^{\cdot}[H_1(t)]$  функцією арктангенса [14, 15, 16]:

$$\mu_{\partial}^{\cdot} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\alpha\beta}{1 + \beta^2 H_1^2} ;$$

$$\alpha = \frac{2}{\pi} B_s ;$$

$$\beta = \frac{\pi}{2 H_s} ,$$

де  $B_s, H_s$  – відповідно індукція та напруженість насичення.

Оскільки функція  $\mu_a^*[H_1(t)]$  є парною, коефіцієнти мають вигляд:

$$b_n = 0 ;$$

$$\mu_{a0}^* = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\alpha\beta}{1 + \beta^2 H_m^2 \sin^2(\omega t)} d\omega t ; \quad (7)$$

$$a_{2n} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\alpha\beta \cos(2n\omega t)}{1 + \beta^2 H_m^2 \sin^2(\omega t)} d\omega t . \quad (8)$$

Таким чином, враховуючи (2)–(8), можемо записати загальний вираз для ЕРС шуму поблизу другої гармоніки:

$$e_{u2n} = -\frac{2}{\pi} H_m s_{\Sigma} w_2 \sin \omega t \varepsilon \omega \cos \beta \cos \omega t \left[ \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \frac{\alpha\beta}{1 + \beta^2 H_m^2 \sin^2(\omega t)} d\omega t + \sum_{n=1}^3 \cos 2n\omega t \int_0^{\pi} \frac{\alpha\beta \cos(2n\omega t)}{1 + \beta^2 H_m^2 \sin^2(\omega t)} d\omega t \right] . \quad (9)$$

При розв'язанні інтеграла (9) вираз для ЕРС шуму досить громіздкий, тому для якісної оцінки знайденої функції для сплаву 82Н6М [17] при  $H_s = 1,35 \frac{A}{M}$ ,  $B_s = 0,67 Tл$  наведемо коефіцієнти ряду Фур'є [18]:

$$\mu_{a0}^* = \frac{2}{\pi} * 6,140 * 10^{-4} ;$$

$$a_2 = \frac{2}{\pi} * 6,134 * 10^{-4} ;$$

$$a_4 = \frac{2}{\pi} * 6,130 * 10^{-4} ;$$

$$a_6 = \frac{2}{\pi} * 6,125 * 10^{-4} .$$

Таким чином, цільова функція при проектуванні ферозонду зі сплаву 82Н6М з оптимізацією конструктивних і вихідних параметрів після тригонометричних перетворень має вигляд:

$$e_{u2n} = -\frac{1}{\pi} H_m s_{\Sigma} w_2 \varepsilon \omega \cos \beta 10^{-4} [10^{-2} \sin(2\omega t) + 6,134 \sin(4\omega t) + 6,130 \sin(6\omega t)] . \quad (10)$$

З виразу (10) видно, що шум значно зменшується на подвійній частоті, що підтверджує правильність розрахунків.

### Висновки

При визначенні цільової функції для автоматизованого проектування ферозондів з оптимізацією параметрів за останню слід приймати ЕРС шуму поблизу другої гармоніки, використовуючи при цьому арктангенсну апроксимацію кривої намагнічування ферозонду та здійснюючи розкладення функції диференційної магнітної проникливості в ряд Фур'є.

## ЛІТЕРАТУРА:

1. *Афанасьев Ю.В., Гольд্রেер И.Г., Долгинов Ш.Ш.* Вопросы проектирования феррозондовых магнитометров // Сб. произв. техн. информации по геофиз. приборостроению / ОКБ МГ и ОН СССР. – Л., 1960. – Вып. 5. – С. 40–58.
2. *Афанасьев Ю.В.* Феррозонды. – Л.: Энергия, 1969. – 166 с.
3. *Блажкевич Б.И.* Магнитомодуляционные датчики напряженности магнитного поля с продольным возбуждением: Дис. ... канд. техн. наук. – Львов, 1953. – 229 с.
4. *Бурейма Сейбу.* Анализ и элементы синтеза электромагнитных систем феррозондов со стержневыми сердечниками: Дис. ... канд. техн. наук. – Луганск, 1995. – 129 с.
5. *Почтарев В.И.* Земля – большой магнит. – Л.: Гидрометеоздат, 1974. – 160 с.
6. *Розенблат М.А.* Теория и расчет магнитного модулятора, действующего по принципу удвоения частоты // Радиотехника, 1956. – № 8. – Т. 11. – С. 36–51.
7. *Шостачук Д.М.* Феррозондові магнітовимірювальні прилади для орієнтації штучних супутників Землі // Вісник ЖІТІ, 1998. – № 7 / Технічні науки. – С. 134–139.
8. *Колодницький М.М.* Элементы теории САПР складных систем. – Житомир: ЖІТІ, 1999. – 512 с.
9. Алгоритмическая оптимизация проектных решений / Под ред. А.И. Половинкина. – М.: Энергия, 1976. – 264 с.
10. *Афанасьев Ю.В.* Феррозондовые приборы. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1986. – 188 с.
11. *Афанасьев Ю.В.* Расчет максимальной напряженности поля возбуждения феррозондов // Измерительная техника, 1984. – № 6. – С. 52–54.
12. *Колачевский Н.Н.* Магнитные шумы. – М.: Наука, 1971. – 136 с.
13. *Пономарев Ю.Ф.* Феррозонды с продольным возбуждением в малых переменных полях // Геофизическое приборостроение, 1961. – Вып. 10. – С. 54–68.
14. *Розенблат М.А.* К расчету магнитомодуляционных датчиков напряженности магнитного поля // Электричество, 1957. – № 7. – С. 24–31.
15. *Розенблат М.А.* Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. – М.: Наука, 1975. – 768 с.
16. *Шостачук Д.М.* Апроксимация кривой намагнічування феррозонду // Вісник ЖІТІ, 1998. – № 8 / Технічні науки. – С. 97–101.
17. *Афанасьев Ю.А., Горобей В.Н., Мартынова К.Д. и др.* Малошумящие железоникелевые сплавы для сердечников феррозондов и магнитных модуляторов // Измерительная техника, 1977. – № 10. – С. 63–65.
18. *MATHCAD 6.0 PLUS.* Финансовые, инженерные и научные расчеты в среде WINDOWS 95. – Изд. 2-е. – М.: Информационно-издательский дом “Филин”, 1997. – 712 с.

ШОСТАЧУК Дмитро Миколайович – аспірант Житомирського інженерно-технологічного інституту.

Наукові інтереси:

- магнітом'які ферромагнітні матеріали;
- вимірювання магнітного поля космічного простору;
- магнітометричні системи;
- орієнтація штучних супутників.

Подано 27.12.1999.