

УДК 621.317.4

Л.П. Павлик¹, С.Б. Убізький¹, А.Б. Лозинський², Г.В. Савицький³¹ Національний університет "Львівська політехніка",² Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України,³ Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я.С. Підстригача НАН України

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУМОВОГО ВІДГУКУ ФЕРОЗОНДОВОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА ЗІ ЗБУДЖЕННЯМ ДИСКОВОГО ОСЕРДЯ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ, ЩО ОБЕРТАЄТЬСЯ В ЙОГО ПЛОЩИНІ

© Павлик Л.П., Убізький С.Б., Лозинський А.Б., Савицький Г.В., 2011

L.P. Pavlyk, S.B. Ubizskii, A.B. Lozynskyy, G.V. Savytskyy

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE CURRENT RESPONSE OF THE FLUXGATE TRANSDUCER WITH THE DISC CORE EXCITED BY THE MAGNETIC FIELD ROTATING IN ITS PLANE

© Pavlyk L.P., Ubizskii S.B., Lozynskyy A.B., Savytskyy G.V., 2011

Побудовано модель відгуку ферозонда з обертальним перемагнічуванням ізотропного дискового осердя під час збудження від джерела гармонічної напруги на дію магнітного поля у площині осердя. Підтверджено, що реєстрацію компонент вимірюваного поля можна здійснювати за гармонічним складом струму в котушці збудження. Наводяться результати вимірювання залежності чутливості для різних частот збудження від його амплітуди, які добре узгоджуються з розрахунковими.

Ключові слова: ферозонд, обертальне перемагнічування, індуктивний відгук.

The response model of the fluxgate with rotation magnetization reversal of isotropic disk core under harmonic voltage driving excitation has been developed at presence of target magnetic field in the core disk plane. It was confirmed that the target field components could be registered by the harmonic content of the excitation coil current. Results of the experimental measurement of the fluxgate sensitivity dependences upon the excitation field amplitude at different frequencies are presented and they coincide well with calculated ones.

Key words: fluxgate, rotational magnetization reversal, inductive response.

Вступ

Ферозондові перетворювачі широко використовують для вимірювання сталих чи низькочастотних слабких магнітних полів в діапазоні від 100 пТл до 100 мкТл, залишаючись поза конкуренцією з-поміж інших твердотільних магнітометрів за рівнем порогової чутливості [1]. У той же час порогова чутливість самих ферозондів обмежується знизу рівнем шуму їх чутливих елементів, основний внесок у який робить стрибкоподібний рух доменних стінок у магнітом'якому осерді [2]. Згідно з теоретичними і експериментальними оцінками, наведеними у [3], рівень шуму ферозонда можна зменшити, якщо осердя постійно перебувало у монодомennomу стані. Цього можна досягти, наприклад, якщо перемагнічувати осердя у формі диска магнітним полем, вектор якого обертається у площині диска [4–7]. При цьому амплітуда поля, що обертається, повинна бути достатньою для утримання осердя у намагніченому до

насичення стані. До переваг такого способу збудження ферозонда варто зарахувати і можливість вимірювання щонайменше двох компонент магнітного поля, що перебувають у площині осердя, одним чутливим елементом [4–7].

У попередній роботі [8] розглянуто модель сигналу відгуку ферозонда зі збудженням ізотропного дискового осердя обертальним магнітним полем, що створюється за допомогою двох котушок з ортогональними осями із живленням від джерела гармонічної напруги. Переваги такого підходу полягають у тому, що спрощується реалізація системи збудження, відпадає потреба у спеціальних вимірювальних котушках, а за наявності резонансних властивостей у ділянці частот поблизу частоти збудження чутливість ферозонда досягає свого максимального значення за частоти збудження $\omega = 1/2\omega_0$, де ω_0 – резонансна частота коливального контуру, утвореного котушкою збудження та послідовно ввімкненою додатковою ємністю для управління частотою резонансу. Метою роботи є побудова моделі відгуку ферозонда з обертальним перемагнічуванням та живленням котушок збудження від джерела гармонічної напруги у загальному, нерезонансному випадку, та експериментальна перевірка побудованої моделі.

Модель струмової чутливості ферозонда

Як і в попередній роботі [8], передбачатимемо, що осі котушок, які створюють магнітне поле збудження, розташовані перпендикулярно одна до одної у площині дискового осердя у напрямках x та y (див. рис. 1). Струми у двох котушках з відносним зсувом фази $\pi/2$ між ними створюють разом магнітне поле $\mathbf{H}_e(t)$, вектор якого обертається у площині осердя, маючи сталу амплітуду, достатню для намагнічування до насичення. При цьому перемагнічування відбувається когерентним поворотом вектора намагніченості за напрямком магнітного поля.

При не надто високих частотах обертання магнітного поля можна вважати, що перемагнічування відбувається рівноважно, тобто, що у кожний момент часу виконується умова мінімуму енергії взаємодії намагніченого осердя з зовнішнім магнітним полем $\mathbf{H} = \mathbf{H}_e(t) + \mathbf{h}$, яке окрім поля збудження містить

також вимірюване магнітне поле \mathbf{h} , що вважається малим і сталим. Тоді з умови мінімуму енергії взаємодії компоненти вектора намагніченості \mathbf{M} осердя матимуть вигляд [8]:

$$M_x(t) = M_s \cos \left[\arctg \left(\frac{H_y(t) + h_y}{H_x(t) + h_x} \right) \right], \tag{1a}$$

$$M_y(t) = M_s \sin \left[\arctg \left(\frac{H_y(t) + h_y}{H_x(t) + h_x} \right) \right], \tag{1б}$$

де індексами x та y позначені компоненти складових магнітного поля, а M_s – намагніченість насичення осердя. За відсутності вимірюваного поля обертання вектора намагніченості \mathbf{M} відбувається синхронно (когерентно) з обертанням вектора магнітного поля $\mathbf{H}_e(t)$, а індукційний відгук осердя є лінійним. У колі окрім гармонічної ЕРС збудження буде присутня ЕРС самоіндукції котушки, що теж є гармонічним сигналом з тією самою частотою. Оскільки струм у кожній котушці створюється завдяки джерелу регульованої напруги синусоїдальної форми, то можна вважати, що у стаціонарному стані за відсутності поля \mathbf{h} коло з котушкою містить лише джерело гармонічної електрорушійної сили $\epsilon_e(t)$ і опір котушки, як активний, так і реактивний (див. рис. 2). Але, коли з'являється вимірюване поле \mathbf{h} , вектор намагніченості \mathbf{M} вже не є колінеарним вектору поля \mathbf{H} , і обертання вектора намагніченості виявляється промодульованим так, що кут між векторами

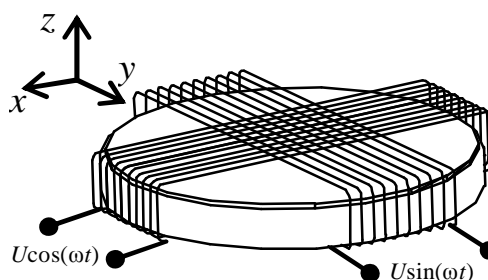


Рис. 1. Схематичне зображення котушок збудження ферозонда з обертальним перемагнічуванням дискового осердя

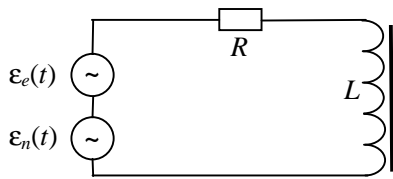


Рис. 2. Еквівалентна схема кола котушки збудження ферозонда під час її живлення від джерела ЕРС

залежить як від фази поля збудження, так і від значення вимірюваного поля \mathbf{h} . У результаті такої модуляції у колі котушки з'являється додатковий сигнал нелінійного індукційного відгуку, який потрібно трактувати як додаткову складову ЕРС самоіндукції $\varepsilon_n(t)$. Еквівалентна схема увімкнення однієї з котушок, індуктивність якої L , наведена на рис. 2. Опір R подає активний опір котушки, а внутрішній опір джерела ЕРС вважатимемо неістотним.

У [8] показано, що часові зміни намагніченості осердя, а тому й відгуку ферозонда на наявність вимірюваного поля, можуть бути виражені через струм у котушках збудження,

який при гармонічній напрузі живлення матиме складнішу форму, зумовлену модуляцією обертання намагніченості. Вираз для нелінійної складової індукованої ЕРС в x -орієнтованій котушці, отриманий у [8], має вигляд

$$\varepsilon_n(t) = 2n_x n_y V_c \frac{M_s}{H_0^3} (n_y h_x - n_x h_y) I(t) \frac{dI(t)}{dt}, \quad (2)$$

де H_0 – амплітуда магнітного поля збудження, n_x – кількість витків на одиницю довжини у котушці x , V_c – об'єм осердя, $n_x = n$, $n_y = n \cdot e^{j\pi/2}$, n – кількість витків котушки на одиницю її довжини, а фазовий множник $e^{j\pi/2}$ враховує зсув фази струму в y -орієнтованій котушці щодо струму в x -орієнтованій котушці. Вираз для іншої котушки відрізнятиметься лише заміною індексів x на y . З (2) видно, що сигнал нелінійного відгуку в кожній котушці є чутливим до обох складових вимірюваного поля у площині чутливого елемента, а розділити компоненти поля можна за квадратурними компонентами нелінійного відгуку. Повна індукована ЕРС може бути подана:

$$e_i(t) = -n_x^2 \frac{dI}{dt} \left(\mu_0 V + V_c \frac{M_s}{H_0} \right) - K_h I \frac{dI}{dt}, \quad (3)$$

де V – внутрішній об'єм котушки, а $K_h = 2n_x n_y V_c \frac{M_s}{H_0^3} (n_y h_x - n_x h_y)$. Перший доданок у (3) – це

частина повної індукованої змінним збудженням ЕРС, що не залежить від вимірюваного поля, а другий доданок – це частина індукованої ЕРС, що виникає тільки за наявності вимірюваного поля \mathbf{h} . У такому разі рівняння Кірхгофа для кола виглядатиме так:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} = j\omega e_e(t) + K_h \left(\left(\frac{dI}{dt} \right)^2 + I \frac{d^2 I}{dt^2} \right), \quad (4)$$

де $\varepsilon_e(t) = U e^{j\omega t}$ – лінійна ЕРС в колі, а другий доданок у правій частині подає нелінійну ЕРС $\varepsilon_n(t)$. Нелінійне неоднорідне рівняння (4) описує часову функцію струму в колі котушки ферозонда залежно від умов збудження, характеристик осердя, параметрів конструкції чутливого елемента. За відсутності вимірюваного поля ($\mathbf{h} = 0$) другий доданок у правій частині зникає і рівняння перетворюється у лінійне. Розв'язок рівняння (4) знаходять асимптотичним методом [9], розкладаючи шукану функцію струму $I(t, K_h)$ за параметром K_h , який потрібно вважати малим, оскільки малим є вимірюване поле \mathbf{h} . Відкидаючи вищі степені K_h , як величини вищого порядку малості, розклад функції струму в ряд Тейлора матиме вигляд

$$I(t, K_h) = I(t, 0) + \frac{\partial I(t, 0)}{\partial K_h} K_h + \dots = I_1(t) + I_2(t) K_h + \dots \quad (5)$$

Повний розв'язок рівняння (5) подається в додатку.

Вираз для амплітуди поля в котушці матиме вигляд: $H_0 = nI = n \frac{U}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$. Підставивши

вираз для амплітуди магнітного поля збудження і щільності намотування витків у (Д.7), з

врахуванням розкладу (5), чутливість амплітуди другої гармоніки струмового відгуку до кожної з компонент вимірюваного поля, знаходимо у вигляді

$$S_{I_2} = \frac{2\omega(R^2 + \omega^2 L^2)nV_c \frac{M_s}{H_0}}{\sqrt{9\omega^4 L^4 R^2 + 6\omega^2 L^2 R^4 + 4\omega^6 L^6 + R^6}}. \quad (6)$$

Експериментальні результати

Для експериментальних досліджень струмового відгуку та перевірки побудованої моделі було розроблено ферозонд з перемагнічуванням дискового осердя обертальним магнітним полем. Чутливий елемент ферозонда складається з двох плоских котушок – соленоїдів з прямокутним перерізом та осердя (див. рис. 3). Котушки сконструйовані так, що одна розміщується в іншій, а кут між їхніми осями становить 90° . Для обмоток використано дріт діаметром 0,2 мм, кількість витків на одиницю довжини для кожної з котушок однакова і становить 109 см^{-1} . Інші параметри котушок подані у таблиці. Як осердя використано епітаксійну ферогранатову плівку орієнтації (111) складу $\text{Y}_3(\text{FeSc})_5\text{O}_{12}$ діаметром 18 мм та товщиною близько 10 мкм з намагніченістю насичення $M_s = 0,175 \text{ Тл}$ і полем насичення близько 400 А/м .

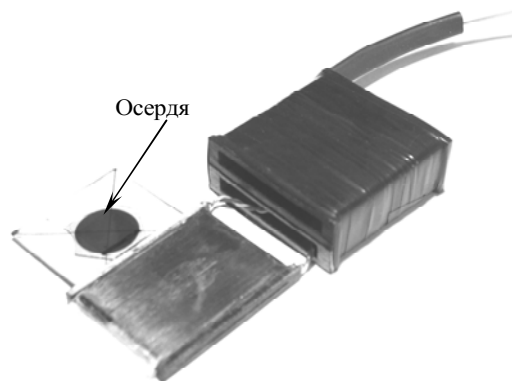


Рис. 3. Чутливий елемент ферозонда

Параметри котушок ферозонда

Котушка	зовнішня	внутрішня
Об'єм, см^3	17,5	6,48
Активний опір R , Ом	29,5	20,7
Індуктивність L , мГн	2,86	1,04

Блок-схему приладу показано на рис. 4. Цифро-аналоговий перетворювач (ЦАП) 1 слугує джерелом напруги для обох котушок збудження. Амплітуду напруги для кожної з котушок, а також зсув фаз між ними можна змінювати за допомогою блока регулювання 2. Після підсилення потужності підсилювачем 3, сформований сигнал збудження подається в котушки 4. Сигнал відгуку, пропорційний струму в котушці, підсумовують у протифазі з опорним сигналом, який відповідає першій гармоніці сигналу збудження за допомогою суматора 7. Перед суматором амплітуди двох сигналів масштабуються за допомогою блоків регулювання 2 і 5. Виміряний сигнал з частково скомпенсованою першою гармонікою через аналогово-цифровий перетворювач (АЦП) 8, буфер 11 та інтерфейс USB 11 потрапляє в комп'ютер, де все подальше оброблення здійснюється програмними засобами. Увесь пристрій керується за допомогою програмованих матриць 9, які разом з ЦАП і АЦП, а також контролером USB синхронізуються від генератора синхроімпульсів 10. У макеті також передбачено можливість змінювати амплітуду напруги у кожній з котушок окремо, зсув фаз між ними і контроль за формою обертального поля збудження за третьою гармонікою [10].

Результати вимірювання чутливості за струмами в обох котушках збудження та розраховані залежності від амплітуди поля збудження для кількох частот збудження показано на рис. 5. Розбіжність експериментальної і теоретичної залежності чутливості при амплітуді поля збудження нижче ніж 400 А/м пояснюється тим, що у цій області осердя знаходиться у ненасиченому стані, а отже, не описується розглянутою моделлю. Чутливість відгуку у внутрішній котушці вища за визначену у зовнішній котушці, оскільки заповнення об'єму котушки осердям у цьому випадку є значно вищим.

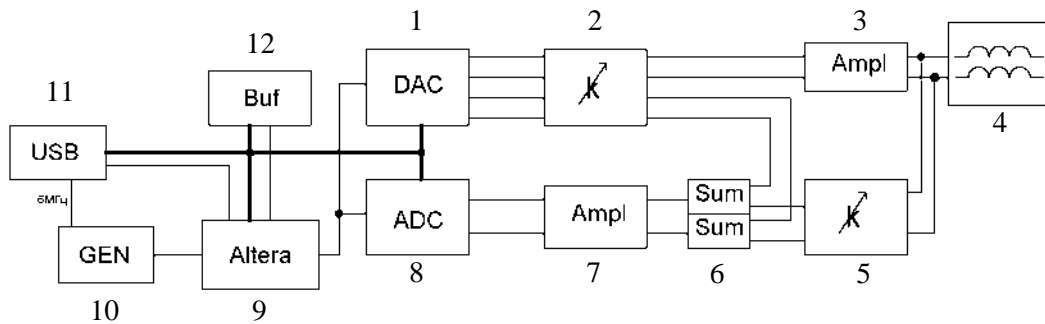


Рис. 4. Блок-схема обертового ферозонда:

1 – ЦАП; 2 – блок регулювання амплітуди та фази сигналу збудження; 3 – підсилювач потужності; 4 – котушки збудження; 5 – блок регулювання коефіцієнта підсилення підсилювача; 6 – суматор; 7 – підсилювач сигналу; 8 – АЦП; 9 – програмовані логічні матриці "Altera"; 10 – генератор синхроімпульсів; 11 – інтерфейс USB; 12 – буферна пам'ять

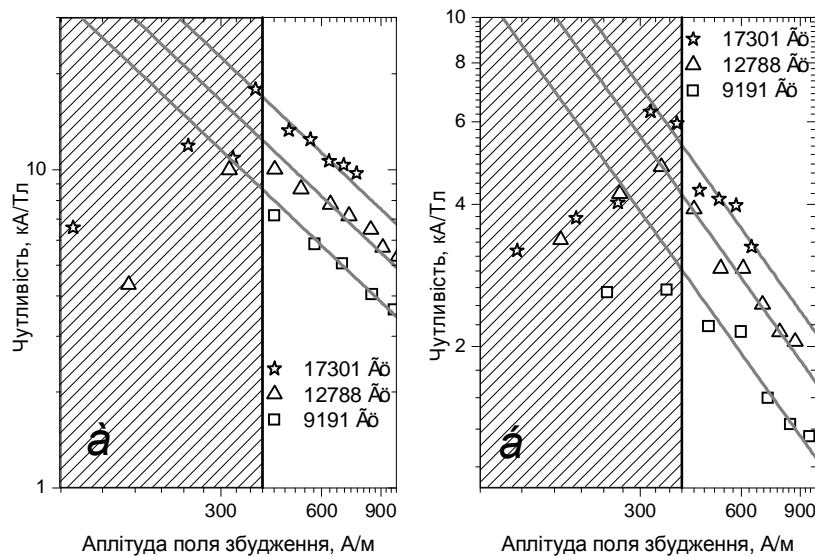


Рис. 5. Експериментальні (точки) і теоретичні (лінії) залежності чутливості ферозонда від амплітуди поля збудження, виміряні на різних частотах для внутрішньої (а) і зовнішньої (б) котушок. Заштрихована область, в якій порушується умова намагніченості осердя до насичення

Висновки

У роботі побудовано феноменологічну модель відгуку ферозонда з обертовим перемагнічуванням дискового осердя з магнітом'якого матеріалу у разі його збудження від джерела гармонічної напруги та реєстрації вимірюваного поля за амплітудою другої гармоніки сигналу струму, що протікає в котушці збудження, та отримано вираз для чутливості ферозонда у такому режимі роботи. Побудовано макет ферозондового магнітометра та проведено експериментальне дослідження залежності його чутливості від амплітуди та частоти поля збудження. Результати експерименту якісно і кількісно добре збігаються з передбаченнями моделі в інтервалі полів збудження, що перевищують поле насичення осердя.

1. Ripka P., Janosek M. *Advances in magnetic field sensors* // *IEEE Sensors Journal*. – 2010. – Vol. 10, № 6. – P. 1108–1116. 2. Deak J., Miklich A.H., Slonczewski J., Koch R.H. *A low-noise single-domain fluxgate sensor* // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 69, № 8. – P. 1157–1159. 3. Koch R. H., Deak J. G. and Grinstein G. *Fundamental limits to magnetic-field sensitivity of flux-gate magnetic-field sensors* //

Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 75, № 24. – P. 3862–3864. 4. Garcia A., Moron C., Mora M. Theoretical calculation for a two-axis magnetometer based on magnetization rotation // *Sensors and Actuators.* – 2000. – Vol. 81. – P. 204–207. 5. Garcia A., Moron C. Biaxial magnetometer sensor // *IEEE Trans. Magn.* – 2002. – Vol. 38, № 5. – P. 3312–3314. 6. Убізький С.Б. Феромодуляційний перетворювач магнітного поля на основі епітаксійної плівки ферогранату // *Вісник Держ. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2001. – № 423: Електроніка. – С. 59–65. 7. Vetoshko P.M., Valeiko M.V., Nikitin P.I. Epitaxial yttrium iron garnet film as an active medium of an even-harmonic magnetic field transducer // *Sensors and Actuators.* – 2003. – Vol. A106. – P. 270–273. 8. Павлик Л.П., Убізький С.Б., Лозинський А.Б., Савицький Г.В. Аналіз реактивного кола збудження ферозонда з обертальним перемагнічуванням дискового осердя // *Вісник Нац. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2009. – № 646: Електроніка. – С. 202–211. 9. Nayfeh A.H. *Perturbation methods.* – John Wiley & Sons, Inc., 1973. – 425 p. 10. Убізький С.Б., Павлик Л.П., Климович С.М. Вплив різних факторів на вимірювання магнітного поля парногармонічним перетворювачем з обертальним перемагнічуванням монокристалічної плівки ферогранату // *Вісник Нац. ун-ту “Львівська політехніка”.* – 2006. – № 558: Електроніка. – С. 133–138.

Додаток

Нелінійне рівняння (6) розв’язуємо асимптотичним методом [9].

$$\begin{aligned} L \frac{d^2 I_1}{dt^2} + R \frac{dI_1}{dt} + K_h \left[L \frac{d^2 I_2}{dt^2} + R \frac{dI_2}{dt} \right] = \\ = j\omega U e^{j\omega t} + K_h \left[\left(\frac{dI_1}{dt} + K_h \frac{dI_2}{dt} \right)^2 + (I_1 + K_h I_2) \left(\frac{d^2 I_1}{dt^2} + K_h \frac{d^2 I_2}{dt^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (Д.1)$$

У правій частині (Д.1) обмежимося лише членами з першим степенем і нехтуючи вищими степенями K_h . Отримуємо наближене рівняння (Д.1) у вигляді:

$$L \frac{d^2 I_1}{dt^2} + R \frac{dI_1}{dt} + K_h \left[L \frac{d^2 I_2}{dt^2} + R \frac{dI_2}{dt} \right] = j\omega U e^{j\omega t} + K_h \left[\left(\frac{dI_1}{dt} \right)^2 + I_1 \frac{d^2 I_1}{dt^2} \right]. \quad (Д.2)$$

Оскільки усі інші коефіцієнти, окрім коефіцієнтів при квадратних дужках, не залежать від K_h , то можна прирівняти члени з однаковими степенями K_h в обох частинах рівняння (Д.2). Тоді отримуємо два лінійних рівняння відносно невідомих функцій I_1 та I_2 :

$$L \frac{d^2 I_1}{dt^2} + R \frac{dI_1}{dt} = j\omega U e^{j\omega t}, \quad (Д.3)$$

$$K_h^1 : L \frac{d^2 I_2}{dt^2} + R \frac{dI_2}{dt} = \left(\frac{dI_1}{dt} \right)^2 + I_1 \frac{d^2 I_1}{dt^2}. \quad (Д.4)$$

Рівняння (Д.3)–(Д.4) розв’язуються методом комплексних амплітуд. Спочатку струм I_1 шукатимемо у вигляді $I_1(t) = |I_1| e^{j(\omega t + \phi_1)}$, тоді розв’язком (Д.3) буде

$$I_1 = \frac{U}{R + j\omega L} e^{j\omega t}, \quad (Д.5)$$

а розв’язок (Д.4) у вигляді $I_2 = |I_2| e^{j(2\omega t + \phi_2)}$ знайдемо, підставивши (Д.5) у (Д.4):

$$I_2 = \frac{2\omega^2 U^2 e^{2j\omega t}}{(R + j\omega L)^2 (4\omega^2 L - 2j\omega R)}. \quad (Д.6)$$

Модуль $I_2(t)$ має вигляд:

$$|I_2| = \frac{\omega U^2}{\sqrt{9\omega^4 L^4 R^2 + 6\omega^2 L^2 R^4 + 4\omega^6 L^6 + R^6}}. \quad (Д.7)$$