

А.Ю. ВІДІЛ, І.В. ЗАВИСЛЯК, М.О. ПОПОВ

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
(Просп. Академіка Глушкова, 4, Київ 03022; e-mail: vidil@univ.net.ua)

УДК 537.635

РЕЛАКСАЦІЯ ПРИ НЕЛІНІЙНОМУ ФЕРОМАГНІТНОМУ РЕЗОНАНСІ

Наведено результати експериментальних і теоретичних досліджень нелінійного феромагнітного резонансу в плівках залізо-ітрієвого гранату. Показано, що використання в рівнянні Ландау–Ліфшица релаксаційного члена в формі Гільберта дає якісно невірний результат при визначенні добротності магнітостатичного НВЧ-резонатора, адже в цьому випадку теорія передбачає зростання добротності при збільшенні потужності сигналу накачки до критичного значення, вище якого спостерігається явище фолдверу. При застосуванні модифікованого релаксаційного члена, в формі ряду по ступенях похідної по часу від намагніченості, результати розрахунків з достатньою точністю збігаються з експериментом. Показано, що в рівнянні для однорідної прецесії коефіцієнти, що визначають нелінійність, залежать від полів одновісної анізотропії першого та другого порядків. Цей факт можна використати для впливу на характеристики нелінійних процесів в феромагнетиках.

Ключові слова: нелінійний феромагнітний резонанс, релаксаційний член, магнітна кристалографічна анізотропія.

1. Вступ

Для опису динаміки намагніченості використовують рівняння Ландау–Ліфшица [1] з релаксаційним членом. Зазвичай, використовують релаксаційний член у формі Гільберта [2]. Однак, як показують сучасні експерименти [3–6], його застосування при великих кутах прецесії приводить навіть до якісної розбіжності з експериментом. Відомо, принаймні, кілька засобів модифікації релаксаційного члена в рівнянні Ландау–Ліфшица, зокрема, в роботі [7] розвинуто метод побудови дисипативної функції та визначення релаксаційного члена із урахуванням типу симетрії кристала. Інший підхід полягає в модифікації релаксаційного члена Гільберта в формі ряду по ступенях похідної по часу від намагніченості [6].

Релаксація принципово впливає на прецесію із великими кутами відхилення і необхідно брати до

уваги можливість виникнення такого нелінійного явища, як бістабільність при поглинанні НВЧ потужності, названого фолдвером [8–10]. Необхідною умовою його спостереження є досягнення порогової амплітуди НВЧ поля накачування. Теоретично значення порогового поля було отримано в роботі [11] для еліпсоїда обертання з урахуванням анізотропії форми. Проте, на поріг фолдверу може впливати не тільки анізотропія форми, а й кубічна кристалографічна анізотропія [12].

Метою даної роботи є експериментальна перевірка теорії нелінійної релаксації із використанням модифікованого релаксаційного члена [6] для плівкових зразків залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ), вирошених на підкладці галій гадолінієвого гранату з орієнтацією (111), зокрема, порівняння залежностей добротності та зсуву резонансної частоти резонатора від потужності накачування. Крім того, досліджено вплив магнітної кристалографічної анізотропії на нелінійні процеси в рамках трипараметричної моделі із врахуванням полів кубічної

© А.Ю. ВІДІЛ, І.В. ЗАВИСЛЯК, М.О. ПОПОВ, 2014

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2014. Т. 59, № 2

анізотропії і одновісної анізотропії першого та другого порядків. Дослідження проводилися при амплітудах поля накачування, сумірних із пороговими амплітудами початку фолдоверу.

2. Рівняння Ландау–Ліфшица з модифікованим релаксаційним членом у формі Гільберта

У загальній формі рівняння Ландау–Ліфшица має вигляд

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] + \mathbf{R}, \quad (1)$$

де $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_0}$ – нормована намагніченість, \mathbf{H}^{eff} – ефективне поле, що визначається варіаційною похідною функціонала повної енергії феромагнетика по магнітному моменту, γ – гіромагнітне відношення, \mathbf{R} – релаксаційний член [13].

Релаксаційний член у рівнянні (1) візьмемо в формі [6]:

$$\mathbf{R} = \alpha(\eta) \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right], \quad (2)$$

де функція $\alpha(\eta)$ задається рядом

$$\alpha(\eta) = \alpha_G (1 + q_1 \eta + q_2 \eta^2 + \dots), \quad \eta = \frac{1}{\omega_M^2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right)^2,$$

α_G – традиційна константа релаксації Гільберта, q_i – емпіричні коефіцієнти. Можна обмежитись врахуванням перших двох доданків у ряді, виходячи з оцінки η для ЗІГ при зсуві резонансної частоти на характерну величину $\Delta\omega = 10$ МГц:

$$\frac{(m^2)\omega^2}{\omega_M^2} = \frac{(1 - m_z^2)\omega^2}{\omega_M^2} = \frac{(2\Delta\omega)\omega^2}{\omega_M^3} = 4 \cdot 10^{-3}.$$

У рівнянні (1) перейдемо до циркулярних змінних $a_0 = m_x + im_y$ з урахуванням тільки однорідної прецесії намагніченості. При цьому будемо вважати, що однорідні коливання відбуваються з частотою ω : $a_0 \sim Ae^{i\omega t}$, яка в загальному випадку може не збігатися з частотою накачки ω_p . В ефективне магнітне поле входять: зовнішнє підмагнічуюче поле H_0 , поперечне НВЧ поле накачування h_0 з круговою поляризацією, розмагнічуюче поле форми зразка. Будемо вважати, що резонатор має

форму диска. Тоді діагональний тензор розмагнічуючих коефіцієнтів \hat{N} має компоненти N_T в ортогональному до осі обертання напрямку та N_Z – в паралельному. Для врахування анізотропії до розгляду були включені поле кубічної анізотропії H_c і одновісної анізотропії першого H_{u1} та другого H_{u2} порядків [14]. Залишаючи доданки не вище третього порядку по a_0 , запишемо нелінійне рівняння для однорідної прецесії в циркулярних змінних:

$$\left[i + \alpha_G \left(1 + \frac{q_1}{\omega_M^2} |a_0|^2 \right) \right] \dot{a}_0 + (\omega_0 + \sigma |a_0|^2) a_0 = \gamma h_0 e^{i\omega_p t}, \quad (3)$$

де

$$\omega_0 = \gamma [H_0 + 4\pi M_0(N_T - N_Z) - H_c + H_{u1} + H_{u2}],$$

$$\sigma = \gamma \left[\frac{4\pi M_0}{2} (N_Z - N_T) - \frac{1}{2} (H_{u1} + 3H_{u2}) \right].$$

Рівняння (3) є частинним випадком рівняння руху намагніченості в S-теорії [15] за умови нехтування зв'язком між однорідною прецесією та спіновими хвилями, а також спінових хвиль між собою. Врахування спінових хвиль в задачі повинно збільшити втрати для однорідної прецесії, в порівнянні з розглянутою моделлю, а також дещо змінити криві резонансного поглинання.

У рівнянні (3) знехтувано нелінійним зв'язком між модами правої та лівої циркулярної поляризації. Умову нехтування зв'язком можна записати у вигляді

$$\left| \frac{\alpha_G \omega_0}{4\pi M_0 \gamma (N_T - N_Z) - \gamma (H_{u1} + 3H_{u2})} \right| \ll 1.$$

Зазвичай поля анізотропії, що входять в коефіцієнт нелінійності σ , на порядок менші за M_0 і якщо ними знехтувати, для зразка у формі плоского диску умова зводиться до $\frac{\alpha_G \omega_0}{4\pi M_0 \gamma} \ll 1$. Для нашої задачі цей критерій виконується і зв'язком між осциляторами можна нехтувати.

Спочатку знайдемо розв'язок однорідного рівняння (3), тобто визначимо власну частоту нелінійного феромагнітного резонатора. Для цього скористаємося теорією збурень [16]. Розв'язок будемо шукати в вигляді ряду $a_0 = \sum_{j=1}^3 \kappa^j a_0^{(j)}$ з

лінійним наближенням у формі $a_0^{(1)} = Ae^{i\omega t}$ й точним значенням частоти $\omega = \omega^{(0)} + \kappa\omega^{(1)} + \kappa^2\omega^{(2)}$, де κ – малий параметр, $\omega^{(0)} = \omega_0(1 + i\alpha_G)$ – частота коливань в лінійному наближенні. В наближеннях вищого порядку отримуємо першу та другу поправку до частоти: $\omega^{(1)} = 0$, $\omega^{(2)} = [\sigma + i\alpha_G\omega_0q_1r]|A|^2$, де $r = \omega_0^2/\omega_M^2$.

У лінійному наближенні залежність амплітуди вимушених коливань нелінійного осцилятора від амплітуди і частоти зовнішньої сили задається співвідношенням [16]:

$$|A| = \frac{\gamma h_0}{\sqrt{\varepsilon^2 + \alpha_G^2 \omega_0^2}}, \quad (4)$$

де було введено розстроювання $\varepsilon = \omega_p - \omega_0$. При врахуванні поправки $\omega^{(2)}$ в резонансній частоті ω_0 , рівняння (4) переписеться у вигляді

$$|A| = \frac{\gamma h_0}{\sqrt{(\varepsilon - \sigma|A|^2)^2 + \alpha_G^2 \omega_0^2 (1 + q_1 r |A|^2)^2}}$$

Розв'язавши це квадратне рівняння відносно ε , отримуємо дві гілки резонансної кривої:

$$\varepsilon_{1,2} = \sigma|A|^2 \pm \sqrt{\frac{\gamma^2 h_0^2}{|A|^2} - \alpha_G^2 \omega_0^2 (1 + q_1 r |A|^2)^2}. \quad (5)$$

Порогову амплітуду поля, при якій починається фолдовер, можна визначити з умови появи вертикальної ділянки на залежності $\varepsilon(|A|)$:

$$h_{0th} = \frac{\Delta H B^2}{2\sqrt{2}} \sqrt{B^2 [\rho^2 - 4(q_1 r)^2] - 4q_1 r}, \quad (6)$$

де

$$B = \frac{8q_1 r + 2\sqrt{\rho^2 + 20(q_1 r)^2}}{\rho^2 + 4(q_1 r)^2},$$

$$\rho = \frac{2\sigma}{\alpha_G \omega_0}.$$

$$\Delta H = \frac{2\alpha_G \omega_0}{\gamma} - \text{ширина лінії ФМР.}$$

Аналіз порогових полів фолдоверу проводився в [11, 13] для еліпсоїда обертання. Порогові поля отримувались з точного розв'язку рівняння Ландау–Ліфшица із врахуванням анізотропії форми:

$$h_{0cr} = \frac{\Delta H}{\sqrt{2\rho}} \sqrt{\sqrt{\rho^2 + 1} - 1}.$$

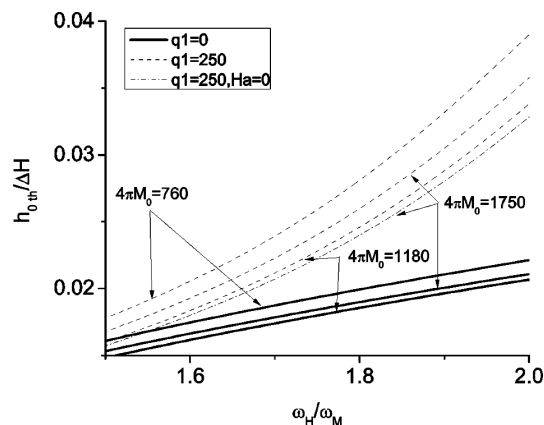


Рис. 1. Нормовані залежності порогових полів фолдоверу від підмагнічуючого поля для зразків ЗІГ та Ga-ЗІГ. Намагніченість насичення вказана на рисунку біля відповідних кривих

При $q_1 = 0$ формула (6) відповідає результату [11, 13] за умови $\rho \gg 1$, яка добре виконується для дисків:

$$h_{0th} = \frac{\Delta H}{\sqrt{\rho}}.$$

Формула (6) дозволяє побудувати залежності амплітуди порогового поля накачки від підмагнічуючого поля для матеріалів із різними магнітними параметрами. Діапазон підмагнічуючих полів задавався таким чином, щоб виконувалась умова $q_1 \eta \lesssim 1$. Як об'єкти дослідження були використані чистий та Ga заміщені залізо-ітрієві гранати (рис. 1), а також гексаферити барію (рис. 2) у формі диска. Порогове поле на графіках нормоване на ширину лінії ФМР ΔH .

Параметри матеріалів для заміщених Ga-ЗІГ узяті зі статті [17], параметри гексаферитів – зі статті [18], для легованого скандієм гексафериту при $x = 0,3$ та $x = 0,6$ параметри отримані шляхом інтерполяції. На рис. 1 продемонстровано вплив на поріг фолдоверу релаксаційного члена в формі Гільберта та його модифікації, а також полів магнітної кристалграфічної анізотропії. В випадку модифікованого релаксаційного члена критичне поле більше й даний результат краще узгоджується з експериментом. Врахування полів анізотропії також впливає на поріг фолдоверу.

Як видно з рис. 2, у випадку гексаферитів, легованих алюмінієм (вище поле одновісної анізотропії), нормований поріг фолдоверу змінюється

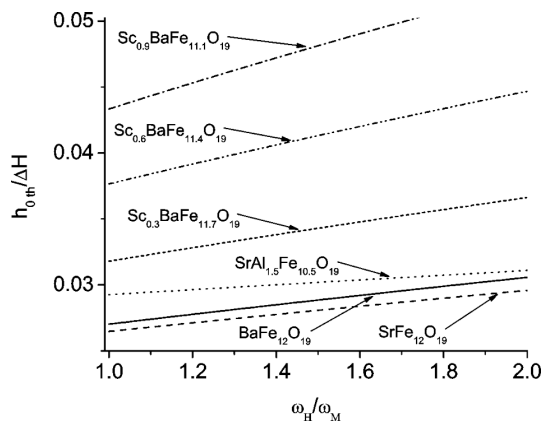


Рис. 2. Нормовані залежності порогових полів фолдверу від підмагнічуючого поля для гексаферитів барію ($q_1 = 0$)

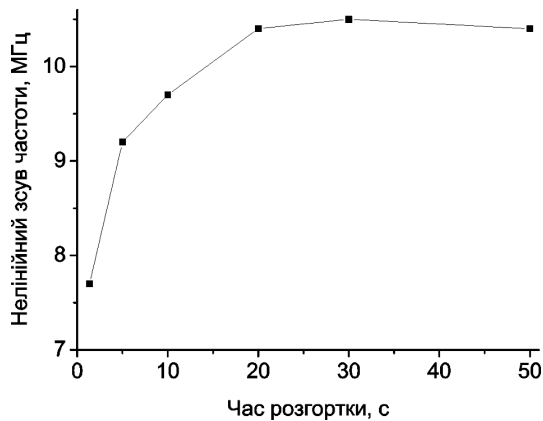


Рис. 3. Нелінійний зсув частоти магнітостатичного резонатора як функція часу розгортки по частоті

несуттєво, а при легуванні скандієм (анізотропія зменшується) поріг помітно зростає.

З рівняння Ландау–Ліфшица випливає, що коефіцієнт нелінійності σ в рівнянні (3) залежить від полів одновісної анізотропії першого та другого порядків, що є цікавим для прикладного застосування, оскільки потенційно дозволяє здійснювати керування нелінійними властивостями феромагнітного резонатора. Так, при використанні плівки ЗІГ у складі планарної двошарової структури ферит/п'єзоелектрик, згідно з проведеними оцінками [19] існує можливість змінювати поля одновісної анізотропії першого порядку H_{u1} в діапазоні ± 20 Е. Це, в свою чергу, дозволяє варіювати значення коефіцієнта нелінійності σ в межах ± 28 МГц. При цьому, як показують розрахунки, порогова амплітуда початку фолдверу змінюється на 6%. При

потужностях накачування, більших за 12 дБм, теорія передбачає зміну добротності на 4%, а резонансної частоти в межах 5%.

3. Порівняння теорії та експерименту

Для перевірки теорії було проведено експеримент по визначенню добротності нелінійного дискового резонатора діаметром 1,6 мм та товщиною 23 мкм у режимі нормального підмагнічування, підмагнічуюче поле $H_0 = 3300$ Е. Резонатор було виготовлено із (111) плівки ЗІГ з намагніченістю насичення 1750 Гс, полями анізотропії: $H_c = -50$ Е, $H_{u1} = -50$ Е, $H_{u2} = 45$ Е. Вимірювальна комірка являла собою мікросмужковий хвилевід [14], який забезпечував лінійно поляризовану НВЧ-накачку магнітостатичного резонатора, включеного в лінію в ролі неоднорідності. Зв'язок між амплітудою НВЧ-поля та потужністю, що передається в лінії передачі визначається як:

$$P = \frac{120d^2}{\sqrt{\varepsilon_d}} \ln\left(\frac{r_B}{r_A}\right) h^2,$$

де ε_d – діелектрична проникність матеріалу лінії, r_A, r_B – корені трансцендентного рівняння

$$r - \ln r - 1 - \frac{\pi b}{2d} - \left(\frac{2\Delta}{d} + \sqrt{\frac{2\Delta}{d}}\right) (r - 1) = 0.$$

В рівнянні введено позначення: d – товщина діелектричного шару, Δ – товщина смужки зі струмом, b – ширина смужки зі струмом. Нормальне до поверхні зразка магнітне поле створювалось постійним NdFeB магнітом, чим забезпечувалась відсутність притаманних електромагнітам пульсацій поля. За таких умов у феритовому резонаторі збуджувались коливання прямих об'ємних магнітостатичних хвиль. В ході експерименту коефіцієнт передачі мікросмужкової лінії з резонатором вимірювався за допомогою векторного аналізатора НВЧ кіл RONDÉ & SCHWARZ RS@ZVA8.

Як відомо, при дослідженні нелінійних процесів тривалість зондуючого сигналу має бути набагато більшою за характерний час встановлення стаціонарного режиму нелінійних коливаний, який, в свою чергу, обернено пропорційний частоті релаксації. Для експериментального визначення необхідного режиму проведення вимірювань була виміряна залежність нелінійного зсуву частоти магнітостатичного резонатора від часу розгортки при

скануванні по частоті (всі інші налаштування приладу залишалися незмінними) $F_0^{(2)} - F_0^{(1)}$, де $F_0^{(2)}$ та $F_0^{(1)}$ – резонансні частоти, виміряні при потужностях накачування +15 дБм та -30 дБм відповідно. Результати показано на рис. 3.

Як бачимо, величина зсуву частоти сягає насичення при тривалості розгортки більше 30 с. Всі експериментальні результати, наведені в даній статті, було отримано за умов розгортки по частоті тривалістю 30 с. Це відповідає швидкості сканування 6,5 МГц/с, що узгоджується з попередніми роботами [9, 10].

Для порівняння теоретичних резонансних кривих із експериментом розглянемо нелінійне поглинання при ФМР, що визначається мікрохвильовою частиною зеєманівської енергії. При цьому потужність втрат [13] $\text{Im} \left(\frac{\omega_0}{2} M_0 \int h_0 a_0 dV \right)$ за умови однорідності коливань намагніченості може бути записана у вигляді

$$P_a = VM_0 \frac{\alpha_G \omega_0^2}{2\gamma} |A|^2 (1 + q_1 r |A|^2).$$

Приклади отриманих експериментально кривих нелінійного поглинання наведено на рис. 4. Використання в рівнянні Ландау–Ліфшица модифікованого релаксаційного члена (2) спричиняє частотну залежність втрат в системі на відміну від традиційної моделі Гільберта. Зростання втрат приводить до обмеження кута прецесії й зменшення зеєманівського поглинання мікрохвильового накачування в резонансі. Більша ширина резонансних кривих в експерименті може пояснюватися додатковими втратами в металевих поверхнях хвилеводу, діелектричному шарі, а також втратами на перевипромінювання феритовим резонатором. Натомість в розглянутій теоретичній моделі розглядалися тільки власні втрати у фериті без врахування втрат за рахунок параметричних процесів і взаємодії спінових хвиль між собою, які теж впливають на ширину резонансу.

Нелінійна добротність резонатора експериментально знаходилася за методикою [20], зі скалярної амплітудно-частотної характеристики резонатора, включеного в лінію передачі в ролі неоднорідності. Навантажена добротність Q_L визначалася за формулою $Q_L = F_0/\Delta F$, де F_0 – резонансна частота, ΔF – виміряна на половині висоти ширина контуру поглинання. Власна добротність Q_0 пов'я-

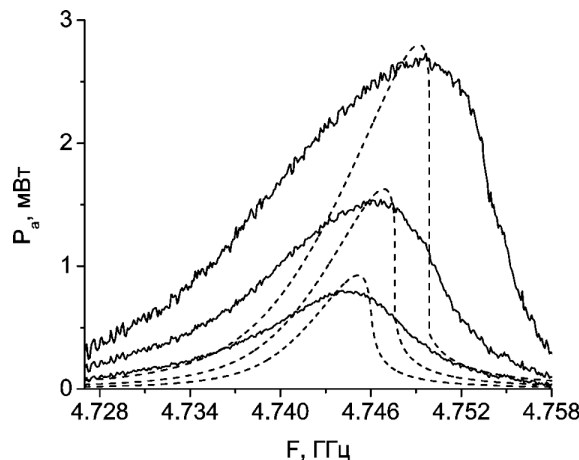


Рис. 4. Контури поглинання енергії феромагнітним резонатором при потужностях накачування $P = 4$ мВт, $P = 8$ мВт, $P = 15,8$ мВт. Суцільними кривими позначено результати експерименту, пунктирними – теоретичні розрахунки ($q_1 = 250$)

зана із навантаженою через коефіцієнт зв'язку K резонатора з хвилеводом: $Q_0 = (1 + K)Q_L$. Встановлено, що при малих рівнях потужності накачування власна добротність резонатора становить $Q_{0 \text{ max}} = 1300$. Теоретично власна добротність розраховувалася з кривих резонансного поглинання (рис. 4) за формулою $Q_0 = F_0/\Delta F$. При цьому аналіз (5) можна проводити в двох наближеннях: а) коли в функції (2) враховано лише перший доданок, пропорційний α_G , що відповідає застосуванню релаксаційного члена в формі Гільберта; б) коли розглядається модифікований релаксаційний член $\alpha(\eta) = \alpha_G (1 + q_1 \dot{m}^2/\omega_M^2)$.

У випадку а) добротність нелінійного дискового резонатора при збільшенні потужності накачування P_0 зростає (рис. 5, штрихова крива). Треба зазначити, що зростання добротності є незначним, проте даний результат фізично невірний на якісному рівні. Якщо ж розглядати модифікований релаксаційний член і перший коефіцієнт розкладу покласти рівним $q_1 = 250$, то поведінка добротності відповідає експериментальним даним (рис. 5, суцільна лінія).

Наведена вище теорія також дає можливість розрахувати зсув резонансної частоти $\Delta F_0(P) = F_0(P) - F_0^{(1)}$, з використанням різних варіантів релаксаційного члена, і порівняти його із даними експерименту. Результати наведено на рис. 6. Ба-

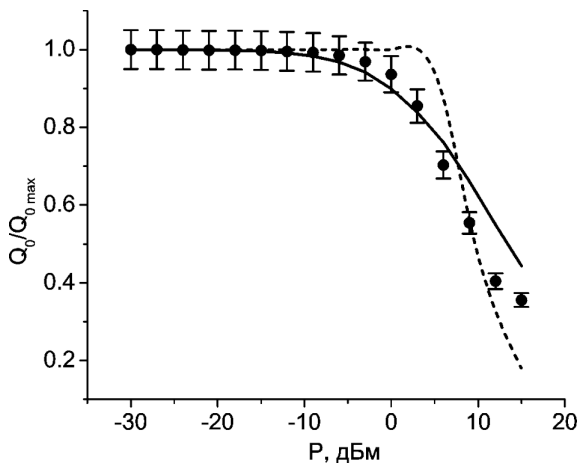


Рис. 5. Нормована власна добротність резонатора ($Q_{0\max} = 1300$). Точки на графіку — дані експерименту. Пунктирна крива відображає результат застосування релаксаційного члена в формі Гільберта ($q_1 = 0$), суцільна крива — модифікованого релаксаційного члена ($q_1 = 250$)

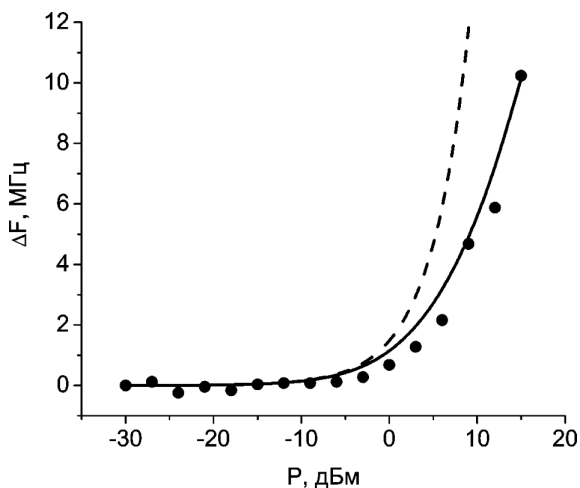


Рис. 6. Залежність зсуву резонансної частоти нелінійного магнітостатичного резонатора від потужності накачки. Теоретичний розрахунок з використанням релаксаційного члена в формі Гільберта позначено пунктирною кривою. Суцільна крива відповідає використанню модифікованого релаксаційного члену Гільберта при $q_1 = 250$. Точками на графіку позначені результати експерименту

чимо, що використання модифікованого релаксаційного члена забезпечує гарне кількісне узгодження з експериментом.

Якісно відмінність між двома моделями релаксації можна пояснити таким чином: використання релаксаційного члена у формі Гільберта приво-

дить до меншої величини втрат порівняно з модифікованим варіантом. Наслідком є більша амплітуда коливань намагніченості при однакових значеннях потужності накачування P і, відповідно, більший зсув резонансної частоти. Однак, результати експерименту свідчать на користь саме модифікованого варіанта.

4. Висновки

Показано, що використання в рівнянні Ландау–Ліфшица модифікованого релаксаційного члена Гільберта в вигляді ряду, при відповідному виборі параметрів, дозволяє якісно та кількісно пояснити дані експерименту як по власній добротності, так і по зсуву частоти нелінійного магнітостатичного резонатора. Знайдено емпіричний коефіцієнт q_1 , що найкраще відповідає експерименту. Проаналізовано рівняння для нелінійної однорідної прецесії та знайдено аналітичні вирази, що описують криву резонансного поглинання нелінійного феримагнітного резонатора, вказано на можливість практичного керування коефіцієнтом нелінійності шляхом підбору полів одновісної анізотропії першого та другого порядків.

1. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Phys. Zs. Sowjet. **8**, 153 (1935).
2. T. Gilbert, IEEE Trans. Magn. **40**, 3443 (2004).
3. J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, and D.C. Ralph, Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
4. S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, and D.C. Ralph, Nature **425**, 380 (2003).
5. Q. Mistral, J.V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, J.A. Katine, M.J. Carey, and K. Ito, Appl. Phys. Lett. **88**, 192507 (2006).
6. V. Tiberkevich and A. Slavin, Phys. Rev. B **75**, 014440 (2007).
7. В.Г. Барьяхтар, А.Г. Данилевич, ФНТ **36**, 385 (2010).
8. P.W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **100**, 1788 (1955).
9. Yu. Fetisov, C. Patton, and V. Synogach, IEEE Trans. Magn. **35**, 4511 (1999).
10. Yu. Fetisov and C. Patton, IEEE Trans. Magn. **40**, 473 (2004).
11. Г.В. Скроцкий, Ю.И. Алимов, ЖЭТФ **36**, 1267 (1959).
12. P. Gottlieb, J. Appl. Phys. **31**, 2059 (1960).
13. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны* (Физматлит, Москва, 1994).
14. М.А. Попов, И.В. Зависляк, ЖТФ **78**, 82 (2008).

15. В.С. Львов, *Нелинейные спиновые волны* (Наука, Москва, 1987).
16. М.И. Рабинович, Д.И. Трубецков, *Введение в теорию колебаний и волн* (РХД, Москва, 2000).
17. P.R.T. Pugh, J.G. Booth, J.W. Boyle, J.A. Cowen, A.D. Boardman, I. Zavislyak, V. Bobkov, and V. Romanuk, *J. Magn. Magn. Mater.* **196**, 498 (1999).
18. D.V. Nicholson, *Hewlett-Packard J.* **41**, 59 (1990).
19. М.А. Попов, И.В. Зависляк, *Письма в ЖТФ* **38**, 18 (2012).
20. Ф. Тишер, *Техника измерений на сверхвысоких частотах* (Физ.-мат. лит., Москва, 1963).

Одержано 16.04.13

А.Ю. Видил, И.В. Зависляк, М.А. Попов

РЕЛАКСАЦИЯ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ
ФЕРРОМАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ

Резюме

Приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований нелинейного ферромагнитного резонанса в пленках железо-итриевого граната. Показано, что использование в уравнении Ландау–Лифшица релаксационного члена в форме Гильберта дает качественно неверный результат при определении добротности магнитостатического СВЧ-резонатора, поскольку в этом случае теория предсказывает рост добротности при увеличении мощности сигнала накачки до критического значения, выше которого наблюдается явление фолдовера. При использовании мо-

дифицированного релаксационного члена, в форме ряда по степеням производной по времени от намагниченности, результаты расчетов с достаточной точностью совпадают с экспериментом. Показано, что в уравнении для однородной прецессии коэффициенты, определяющие нелинейность, зависят от полей одноосной анизотропии первого и второго порядков. Этот факт можно использовать для влияния на характеристики нелинейных процессов в ферромагнетиках.

А. Yu. Vidil, I. V. Zavislyak, M. O. Popov

RELAXATION AT NONLINEAR
FERROMAGNETIC RESONANCE

S u m m a r y

Nonlinear ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet films have been studied both experimentally and theoretically. It is shown that the application of Landau–Lifshitz equation with a relaxation term in the Gilbert form brings about a qualitatively incorrect result in the determination of the Q-factor for a magnetostatic microwave resonator, because the theory predicts a growth of the Q-factor, when the pump signal power increases to a critical value, above which the foldover phenomenon occurs. When using a modified relaxation term in the form of a power series in the time derivative of the magnetization, the results of calculations coincide with experimental ones to a sufficient accuracy. The nonlinearity term (coefficient) in the equation for the uniform precession is shown to depend on the fields of uniaxial anisotropy of the first and second orders. This fact can be used to affect the characteristics of nonlinear processes in ferromagnets.