

О. В. Прокопенко, Р. В. Верба

ВПЛИВ ЗАПІЗНЕННЯ СИГНАЛУ НА ДИНАМІКУ НАМАГНІЧЕНОСТІ ДВОХ ЗВ'ЯЗАНИХ МАГНІТНИХ НАНОКОНТАКТІВ

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
64, вул. Володимирівська, Київ, 01033, Україна
E-mail: ovp@univ.kiev.ua

Розглядається можливість встановлення режиму синхронних автоколиваний намагніченості в системі взаємодіючих магнітних наноконтактів (МНК). Показано вплив величини запізнення сигналу на синхронізацію МНК. Побудовано напіваналітичний метод розрахунку параметрів синхронної генерації для сильно неізохронних автогенераторів. Для моделі двох зв'язаних МНК отримано залежності ширини смуги синхронізації від параметрів системи та оцінено оптимальні значення цих параметрів. Лл. 3. Бібліогр.: 13 назв.

Ключові слова: магнітний нанокontakt, смуга синхронізації, неізохронний автогенератор.

Магнітні наноконтакти (МНК), що збуджуються спін-поляризованим струмом, є перспективними приладами спін-хвильової електроніки. Було теоретично передбачено [1, 2], а згодом експериментально підтверджено [3], що протікання крізь МНК постійного струму I , більшого за деякий критичний струм I_{th} , призводить до збудження в МНК автоколиваний намагніченості. Частота генерації $\omega/2\pi$ залежить від величини струму накачки та зовнішнього магнітного поля і зазвичай становить 10÷50 ГГц; теоретично вона може бути підвищена приблизно до 200 ГГц [4]. Таким чином, МНК можуть бути використані як генератори спінових хвиль НВЧ-діапазону. Головними перевагами таких генераторів є малі розміри (~10÷50 нм), сумісність з сучасною мікроелектронною технологією, широкі межі перебування частоти генерації [3, 4].

Потужність генерації окремого автогенератора, однак, складає лише $P \sim 1 \div 10$ пВт [5], чого недостатньо для переважної більшості практичних застосувань – необхідно, щоб робочий рівень потужності становив не менше ніж $P \sim 1$ мкВт. Тому на практиці, для того щоб досягнути більших робочих потужностей, необхідно застосовувати масиви МНК.

Частота генерації окремого МНК визначається виразом [6]

$$\omega = \omega_0 + N(1 - \Gamma/\sigma), \quad (1)$$

де N – коефіцієнт нелінійного зсуву частоти; Γ – стала дисипації; σ – коефіцієнт ефективності збудження спінових хвиль; I – струм накачки; ω_0 – власна частота:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_H + \omega_M \alpha_{ex} k^2} \times \sqrt{\omega_H + \omega_M \alpha_{ex} k^2 + \omega_M \cos^2 \theta}. \quad (2)$$

Тут θ – кут намагнічення вільного шару; α_{ex} – квадрат обмінної довжини; $\omega_H = \gamma H$; $\omega_M = 4\pi\gamma M$;

γ – магнітомеханічне відношення; H – напруженість зовнішнього постійного магнітного поля; M – рівноважна намагніченість у вільному шарі МНК; k – хвильове число. Для першої моди, яка найбільш цікава завдяки найменшому значенню порогового струму I_{th} , хвильове число $k \approx 1,2/R$, де R – радіус наноконтакту [7]. Отже, частота генерації МНК $\omega/2\pi$ залежить від його геометричних розмірів. Оскільки існуючі на даний момент «стандартні» технології не дозволяють виготовити декілька абсолютно однакових нанорозмірних об'єктів, то кожен МНК в масиві наноконтактів матиме різні геометричні розміри і, відповідно, різні частоти генерації. Таким чином, постає питання про існування квазігармонічної генерації у масиві МНК з технологічним розкидом власних частот. За типових параметрів [6] цей розкид становить

$$\frac{\Delta\omega}{\langle\omega\rangle} \sim \frac{\alpha_{ex}}{R^2} \frac{\Delta R}{R} \sim 5 \div 15 \%. \quad (3)$$

Синхронізація двох МНК була спостережена експериментально [5]. Проте через складність виготовлення зразків експериментальний шлях не є ефективним для пошуку оптимальних параметрів таких систем з метою створення в подальшому робочих прототипів спін-хвильових генераторів на основі масивів МНК.

Теоретично явище синхронізації детально досліджене для ізохронних автогенераторів зі слабким зв'язком [8]. Для МНК, які є сильно неізохронними, у роботі [7] розглянуто випадок двох генераторів за відсутності запізнення сигналу. Отримані в цьому випадку значення ширини смуги синхронізації $\Delta\omega/\omega < 1\%$ є недостатніми для практичного застосування таких систем. Дана робота присвячена дослідженню впливу скінченного часу запізнення сигналу на синхронізацію двох МНК.

1. Моделювання динаміки взаємодіючих МНК. У мікрохвильовому наближенні динаміка намагніченості МНК рівнянням [9]

$$\frac{db}{dt} + i(\omega_0 + N|b|^2)b + \Gamma b - \sigma(1 - |b|^2)b = \Lambda, \quad (4)$$

де b – нормована циркулярна компонента намагніченості, перпендикулярна рівноважній намагніченості; Λ – зовнішній сигнал (у даному випадку це сигнал інших, сусідніх МНК). Як показано [7], основну роль у взаємодії між МНК грає зв'язок по спіновим хвилям, який можна врахувати наступним чином:

$$\Lambda = \sum_{k \neq j} \Omega_{jk} e^{i\beta_{jk}} b_k, \quad (5)$$

де також враховане запізнення сигналу між МНК $\beta_{jn} = -k_n a_{jn}$, a_{jn} – відстань між центрами j -го та n -го контакту. Амплітуда коефіцієнта зв'язку становить [9]

$$\Omega_{jn} = \frac{\Gamma}{\sqrt{2k_n a_{jn}}} \exp\left(-\frac{\Gamma a_{jn}}{v_{gr}}\right), \quad (6)$$

де v_{gr} – групова швидкість спінових хвиль, які генеруються в МНК.

Згідно (6), коефіцієнт зв'язку швидко спадає з відстанню, тому визначальним є лише вплив між найближчими сусідами. У цьому випадку непоганим наближенням буде модель двох взаємодіючих автогенераторів [9], якою ми надалі і користуватимемося. Крім того, така модель дозволяє перейти від задачі з випадковими коефіцієнтами до детермінованої задачі. Смуга синхронізації при цьому визначатиметься як область значень власної частоти одного з МНК, за яких існує синхронний режим при фіксованій власній частоті іншого автогенератора. Коефіцієнти зв'язку, струми накачки та коефіцієнти ефективності збудження спінових хвиль для спрощення вражатимемо однаковими для обох МНК, оскільки їх технологічна нерівність не призводить до суттєвої зміни динаміки системи в цілому [10]. Сталі запізнення теж оберемо однаковими, бо стаціонарні стани інваріантні відносно заміни $\beta'_{12} + \beta'_{21} = \beta_{12} + \beta_{21}$ (див. (7)). Отже, остаточно маємо систему рівнянь

$$\begin{cases} \frac{db_{1,2}}{dt} + i(\omega_{0,1,2} + N|b_{1,2}|^2)b_{1,2} + \Gamma b_{1,2} - \sigma(1 - |b_{1,2}|^2)b_{1,2} = \Omega e^{i\beta} b_{2,1}, \\ -\sigma(1 - |b_{1,2}|^2)b_{1,2} = \Omega e^{i\beta} b_{2,1}. \end{cases} \quad (7)$$

Точного аналітичного розв'язку системи (7) не має, тому спочатку її було розв'язано числовими методами для автогенераторів з різницею частот 5%. На рис. 1 зображені залежності частот генерації обох МНК (що обчислювались як точки максимумів у перетвореннях фур'є-розв'язків) від величини запізнення у стаціонар-

ному режимі. Видно, що в області певних ненульових значень β основні частоти у спектрах сигналів обох генераторів співпадають.

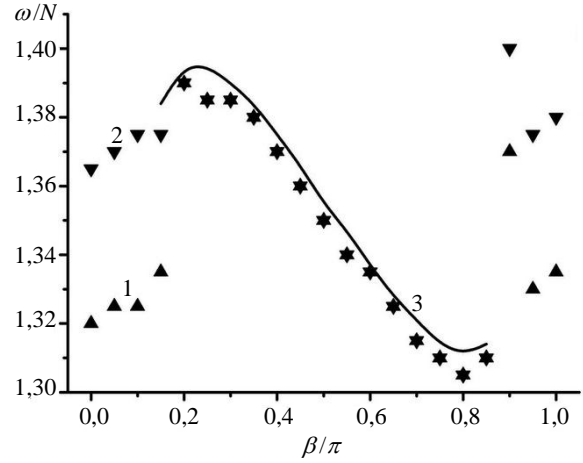


Рис. 1. Залежність нормованих частот генерації двох взаємодіючих МНК від величини запізнення сигналу (нормованого фазового зсуву β/π). Параметри: $\Omega = 0,1\Gamma$; $N/\Gamma = 100$; $\sigma/\Gamma = 1,5$. 1 і 2 – нормовані частоти генерації двох взаємодіючих МНК з власними частотами $\omega_{01}/N = 1$ та $\omega_{02}/N = 1,05$ відповідно (точний числовий розв'язок системи (7)); 3 – частота генерації у синхронному режимі (розв'язок отримано для поданої нижче спрощеної моделі)

Однак для нелінійних систем, щоб стверджувати про синхронну генерацію, отриманих результатів може бути недостатньо. Тому необхідно перевірити здатність сигналів від двох МНК до інтерференції [5]. У нашому випадку це зводиться до розрахунку функції видності

$$V(\tau) = \lim_{T \gg 1/\omega} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{b_1(t)}{B_1} + \frac{b_2(t+\tau)}{B_2} \right|^2 dt, \quad (8)$$

де τ – часовий параметр. Інтеграл у (8) береться на проміжку, де вже встановився стаціонарний режим; B_j – амплітуда j -го розв'язку системи (7).

Для синхронних коливань функція видності має змінюватись у межах $[0; 4]$ та досягати крайніх значень. Зі зменшенням ступеня синхронності, за кількісну міру якої можна прийняти тривалість інтервалів синхронної генерації s [11], область значень функції видності зменшується, і при $s \rightarrow 0$ асимптотичним чином прямує до 2: $V(\tau) \xrightarrow{s \rightarrow 0} 2 \notin f(\tau)$. Перевіривши таким чином числові розв'язки системи (7), ми переконалися, що на інтервалі $\beta \in [0, 2\pi; 0, 85\pi]$ відбувається синхронізація (див. рис. 1).

2. Теорія. З точки зору практичних застосувань одними з найважливіших характеристик є форма та ширина смуги синхронізації. Досліджувати ці характеристики за допомогою числового моделювання можна, проте це, по-перше, доволі громіздка задача, а по-друге, такий підхід

ускладнює виявлення основних фізичних процесу взаємної синхронізації МНК. Тому надалі розглянемо наближений метод розрахунку форми та ширини смуги синхронізації.

Перш за все визначимо наближення моделі. Як показано [12], в залежності від кута намагнічення θ МНК може суттєво змінювати свої властивості, що буде відповідати переходу від ізохронного до сильно неізохронного режиму роботи. При цьому смуга вимушеної синхронізації МНК зовнішнім сигналом зростає зі збільшенням коефіцієнта нелінійного зсуву частоти N . Отже, природно розглядати систему з великими значеннями цього коефіцієнта. Максимальні значення N сумірні з власними частотами, тому надалі вважатимемо

$$N \sim \omega_0 \gg \Gamma > \Omega. \quad (9)$$

Розглянемо загальніший випадок системи M неізохронних автогенераторів з лінійним зв'язком. Вона описується системою рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{db_j}{dt} + i\omega_j(|b_j|^2)b_j + \Gamma_{eff,j}(|b_j|^2)b_j &= \\ = \sum_{k \neq j} \Omega_{jk} e^{i\beta_{jk}} b_k. \end{aligned} \quad (10)$$

Оскільки загального розв'язку подібних систем не існує, зручно піти зворотним шляхом. Підставимо у (10) розв'язок $b_j(t)$ у тому вигляді, який нас цікавить. У даному випадку – це синхронні гармонічні коливання

$$b_j(t) = B_j e^{-i(\alpha t + \psi_j)}. \quad (11)$$

Далі визначимо всі амплітуди B_j і фази ψ_j . Якщо отримані таким чином фази будуть дійсними, а амплітуди – дійсними і додатними, то знайдений розв'язок буде відповідати певному стаціонарному стану, який нас цікавить. Для того щоб цей стан міг реалізуватися на практиці, він ще повинен також бути стійким по відношенню до малих збурень. Якщо ж розв'язків, що відповідають наведеним критеріям, знайдено не буде, існування синхронної генерації в системі неможливе (принаймні в рамках обраної моделі).

Отже, після підстановки (11) у (10) одержуємо

$$\Gamma_{eff,j} B_j = \sum_{k \neq j} \Omega_{jk} B_k \cos(\psi_{jk} + \beta_{jk}); \quad (12a)$$

$$(\omega - \omega_j) B_j = - \sum_{k \neq j} \Omega_{jk} B_k \sin(\psi_{jk} + \beta_{jk}), \quad (12б)$$

де $\psi_{jk} = \psi_j - \psi_k$. За виконання умов (9) ліва частина рівнянь (12б) може бути «значно більшою» за праву, у той час коли обидві частини (12a) мають однаковий порядок. Тому природно систему (12) розв'язувати методом послідо-

вних наближень, що задовольняють рівнянню $\omega - \omega_j(B_{0j}^2) = 0$, вибравши за нульове наближення амплітуди B_{0j} . Шукаючи розв'язок у вигляді

$$B_j = B_{0j} + \xi_j, \text{ у наступному наближенні маємо}$$

$$\Gamma_{eff,j}(B_{0j}^2) B_{0j} = \sum_{k \neq j} \Omega_{jk} B_{0k} \cos(\psi_{jk} + \beta_{jk}); \quad (13a)$$

$$2N_j B_{0j} \xi_j = \sum_{k \neq j} \Omega_{jk} B_{0k} \sin(\psi_{jk} + \beta_{jk}), \quad (13б)$$

де позначено $d\omega_j/d(B_j^2)|_{B_{0j}} = N_j$. Як бачимо,

вихідна система (12) розбилась на дві підсистеми. Перша підсистема (13a) визначає частоту генерації (яка неявно входить у вираз для B_{0j}) та різниці фаз між генераторами, а друга (13б) – поправки до амплітуд. У наближенні (9), що розглядається, ці поправки несуттєві, і ними можна знехтувати.

Таким чином, вихідна система з M нелінійних комплексних диференціальних рівнянь звелась до системи з M алгебраїчних дійсних рівнянь. Із (10) легко отримати систему з $2M-1$ рівнянь, що описують динаміку збурень розв'язку

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \delta \xi_j \\ \delta \psi_{jk} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \delta \xi_j \\ \delta \psi_{jk} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

За допомогою аналізу характеристичної матриці \mathbf{M} за критерієм Рауса-Гурвіца [13] визначалось, чи є стійким знайдений розв'язок.

У загальному випадку даний підхід застосовний за виконання умов

$$\omega_j(b'_j) - \omega_j(0) \gg \Omega, \quad \omega_j(b'_j) \gg \Gamma, \quad (15)$$

де b'_j – амплітуда генерації окремого автогенератора (умови (9) є частинним випадком (15)).

3. Результати. Для моделі двох взаємодіючих МНК з (13a) отримуємо рівняння для визначення циклічної частоти генерації ω

$$A_1^2 + A_2^2 - 2A_1 A_2 \cos(2\beta) = \sin^2(2\beta), \quad (16)$$

де

$$\begin{aligned} A_j &= \frac{\Gamma_{eff,j} B_{0j}}{\Omega_{jk} B_{0k}} = \\ &= \frac{\left(\Gamma - \sigma_j \left[1 - \frac{\omega - \omega_j}{N} \right] \right) \sqrt{\omega - \omega_{0j}}}{\Omega_{jk} \sqrt{\omega - \omega_{0k}}}. \end{aligned}$$

Рівняння (16) фактично є поліномом 4-го порядку відносно частоти, для якого відомі аналітичні розв'язки.

Для порівняння з результатами моделювання на рис. 1 зображена залежність частоти синхронної генерації (якщо вона існує) від сталої запізнення, розрахована за (16). Незначна розбіжність числового та напіваналітичного розв'язків у

першу чергу пов'язана з відкиданням першої поправки до частоти, яка має порядок ΩB_0 .

На рис. 2 зображені залежності напівширини смуги синхронізації, тобто максимальної різниці між власними частотами автогенераторів, за якої існує синхронний режим, залежно від нормованого параметра β/π . Оскільки інші параметри генераторів однакові і практично відсутня залежність ширини смуги від середньої (центральної) частоти, то смуга синхронізації є симетричною. В області $N \gg \Omega, \Gamma$ ширина смуги синхронізації прямо пропорційна до коефіцієнта нелінійного зсуву частоти. Як вже вказувалось, N може досягати значень сумірних з частотою генерації, тобто за ненульових запізнень сигналу можна досягти синхронізації у системі з $5 \div 10$ % розкидом частот, чого вже достатньо для побудови генераторів з декількох МНК.

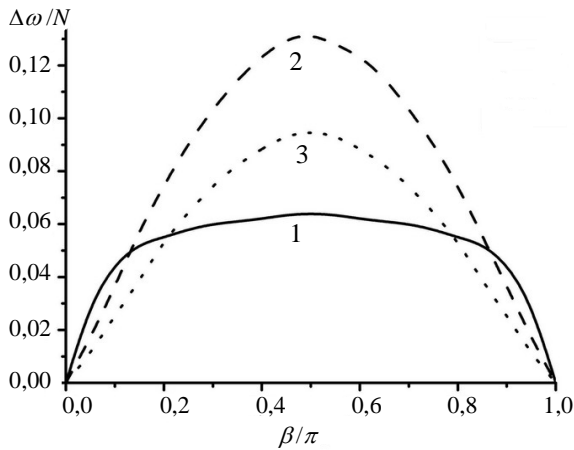


Рис. 2. Залежність напівширини смуги синхронізації від величини запізнень сигналу між МНК при різних струмах накачки. Параметри: $\Omega = 0,1\Gamma$; $N/\Gamma = 100$; $\omega_{01}/N = 1$: 1 – $\sigma/\Gamma = 1,1$; 2 – $\sigma/\Gamma = 1,5$; 3 – $\sigma/\Gamma = 2$

Максимальна область синхронізації спостерігається при $\beta = \pi/2 + \pi n$, $n \in \mathbb{Z}$. Цікаво, що для ізохронних автогенераторів цей максимум припадає на значення, кратні π (див. [8], враховуючи різницю у вихідних рівняннях). Така зовсім різна поведінка пояснюється різними механізмами синхронізації. Для ізохронних автогенераторів вплив одного автогенератора на частоту іншого має величину (див. (12б))

$$\Delta\omega_{int} = -\Omega_{jk} B_k \sin(\psi_{jk} + \beta). \quad (17)$$

Для двох автогенераторів із близькими амплітудами генерації та симетричним зв'язком оптимальним буде випадок, коли обидва генератори вийдуть з резонансу на однакову відстань. Отже, вплив генератора з більшою власною частотою повинен сприяти підвищенню частоти сусіда і навпаки, причому значення зміни частоти мають бути близькими за абсолютними значен-

нями. Із (17) видно, що це забезпечується при $\beta = \pi n$, бо $\psi_{jk} = -\psi_{kj}$.

У неізохронних автогенераторів є ще одна можливість змінювати частоту генерації один одного. Оскільки частота коливань залежить від їх амплітуди, то має місце ще й непрямий вплив – змінюючи амплітуду коливань сусіда, можна змінити їх частоту. Непрямий вплив матиме величину (див. (12))

$$\Delta\omega_{int} \sim \frac{2NB_j \Omega_{jk} B_k}{\Gamma_{eff,j}} \cos(\psi_{jk} + \beta). \quad (18)$$

Він значно більший за попередній ефект і найкраще реалізується вже при $\beta = \pi/2 + \pi n$. Для перевірки, що саме такий механізм визначає поведінку автогенераторів, були визначені амплітуди генерації. За їхніми значеннями були розраховані частоти із закону неізохронності, фактично – резонансні частоти (рис. 3).

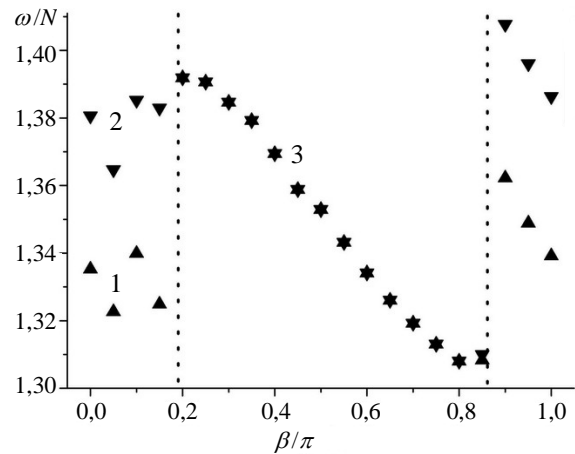


Рис. 3. Залежність нормованих частот генерації двох взаємодіючих МНК від величини запізнень сигналу (нормованого фазового зсуву β/π). Параметри: $\Omega = 0,1\Gamma$; $N/\Gamma = 100$; $\sigma/\Gamma = 1,5$, розрахунок проводився виходячи з закону неізохронності. 1 і 2 – нормовані частоти генерації двох взаємодіючих МНК з власними частотами $\omega_{01}/N = 1$ та $\omega_{02}/N = 1,05$ відповідно; 3 – межі смуги синхронізації

Як бачимо, у режимі синхронної генерації резонансні частоти обох МНК дуже близькі. Отже, у випадку неізохронних автогенераторів фазова синхронізація відбувається не за рахунок прямої зміни фази одного генератора іншим, а за рахунок взаємної зміни резонансних частот.

Із (18) стає зрозумілою лінійна залежність ширини смуги синхронізації від N , яка зберігається, поки обидва механізми не стануть близькими, тобто поки $N > \Gamma$. Також, виходячи з (17), (18), ширина смуги має лінійно залежати від коефіцієнта зв'язку Ω ; розрахунки підтверджують цю залежність. Залежність від струму накачки є немонотонною і має максимум при $\sigma/\Gamma = 1,2 \div 1,3$

(див. рис. 2). Це пов'язано з конкуренцією двох факторів. З одного боку, при зростанні накачки зростає амплітуда коливань сусіднього генератора, фактично – зовнішнього сигналу, що призводить до розширення смуги синхронізації. З іншого – зростає потужність коливань даного генератора і смуга звужується [12].

4. Оптимальні параметри. Раніше було показано, що для збільшення області синхронізації варто використовувати перпендикулярне намагнічування вільного шару [12]. Розглянемо, які ще умови необхідні для ефективної роботи системи взаємодіючих МНК.

Максимум смуги синхронізації досягається при $\beta = \pi/2 + \pi n$. Це відповідає наступним відстаням між МНК: $a/R \approx 1,3; 3,9; 6,5; \dots$. Також ширина смуги прямо пропорційна до сталої зв'язку, яка в свою чергу зростає зі зменшенням відстані. Отже, оптимальною буде найменша з вищезазначених відстань $a \approx 3,9R$ (очевидно, що має бути $a \geq 2R$). При цьому коефіцієнт зв'язку складатиме (2), (6): $\Omega \approx \frac{\Gamma}{3} \exp\left(-\frac{0,85\Gamma R^2}{\alpha_{ex}\omega_M}\right)$. Роз-

рахунки вказують на лінійну залежність ширини смуги від параметра Ω/Γ . Тому бажано використовувати середовища з великою намагніченістю насичення та малою дисипацією. Як показано вище, існує ще й оптимальне значення струму накачки. Проте використати це для підвищення ефективності синхронізації незручно, бо інакше буде ускладнено процес керування потужністю генерації МНК.

Висновки. Динаміка намагніченості двох взаємодіючих МНК сильно залежить від часу проходження сигналу між ними. Показано, що за виконання певних умов коливання в обох МНК можуть синхронізуватися, незважаючи на різницю у власних частотах. При оптимальному виборі геометрії системи ширина смуги синхронізації перевищує технологічний розкид власних частот, що є необхідною умовою для створення генераторів спінових хвиль НВЧ-діапазону з прийнятною потужністю генерації.

1. Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // J. magnetism and magnetic materials. – 1996. – 159, N 1–2. – P. L1–L7.
2. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // Phys. Rev. B. – 1996. – 54, N 13. – P. 9353–9358.
3. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov et al. // Nature. – 2003. – 425, N 6956. – P. 380–383.
4. Theory of magnetodynamics induced by spin torque in perpendicularly magnetized thin films / M. A. Hoeffer, M. J. Ablowitz, B. Ilan et al. / Phys. Rev. Lett. – 2005. – 95, N 26. – P. 267206(1–4).
5. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators / S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard et al. // Nature. – 2005. – 437, N 7057. – P. 389–392.

6. Slavin A. N. Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts / A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich // Phys. Rev. B. – 2005. – 72, N 9. – P. 092407(1–4).
7. Slavin A. N. Theory of mutual phase-locking of spin torque nano-oscillators / A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich // Phys. Rev. B. – 2006. – 74, № 10. – P. 104401(1–4).
8. Романовский Ю. М. Математическая биофизика / Ю. М. Романовский, Н. В. Степанова, Д. С. Чернавский. – М.: Наука, 1984. – 240 с.
9. Slavin A. Approximate theory of microwave generation in a current-driven magnetic nanocontact magnetized in an arbitrary direction / A. Slavin, P. Kabos // IEEE Trans. on Magn. – 2005. – 41, N 4. – P. 1264–1273.
10. Verba R. V. Magnetization's dynamics of two coupled spin-torque nanooscillators / R. V. Verba, O. V. Prokopenko // V Intern. Conf. «Electronics and applied physics»: Proc. – Kyiv: Taras Shevchenko National University, 2009. – P. 45–46.
11. Синхронизация регулярных, хаотических и стохастических колебаний / В. С. Анищенко, В. В. Астахов, Т. Е. Вадивасова, Г. И. Стрелкова – М.: Изд-во науч.-исслед. центра «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. – 144 с.
12. Прокопенко О. В. Вузкосмуговий режим вимушеної фазової синхронізації магнітних наноконтактів / О. В. Прокопенко, Р. В. Верба, М. О. Борисенко // Вісн. Київ. ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки. – 2008. – № 3. – С. 210–213.
13. Анісімов І. О. Коливання та хвилі / І. О. Анісімов. – К.: Академпрес, 2003. – 280 с.

O. V. Prokopenko, R. V. Verba

INFLUENCE OF SIGNAL DELAY ON MAGNETIZATION DYNAMICS OF TWO COUPLED SPIN-TORQUE NANO-OSCILLATORS

The possibility of synchronous generation in array of interacting spin-torque nano-oscillators (STNO) is considered. The influence of signal delay on STNOs synchronization was shown. The semianalytical method for calculation characteristics of synchronous generation of greatly non isochronous self-excited oscillators was developed. The dependencies of phase-locking bandwidth on system parameters were obtained and analyzed for optimum in case of two coupled STNOs.

Key words: spin-torque nano-oscillator, phase-locking band, non isochronous self-excited oscillator.

A. V. Prokopenko, R. V. Verba

ВЛИЯНИЕ ЗАПАЗДЫВАНИЯ СИГНАЛА НА ДИНАМИКУ НАМАГНИЧЕННОСТИ ДВУХ СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ НАНОКОНТАКТОВ

Рассматривается возможность установления режима синхронных автоколебаний намагниченности в системе взаимодействующих магнитных наноконтактов (МНК). Показано влияние величины запаздывания сигнала на синхронизацию МНК. Построен полуаналитический метод расчета параметров синхронной генерации для автогенераторов с сильной неизохронностью. Для модели двух связанных МНК получены зависимости ширины полосы синхронизации от параметров системы и оценены оптимальные значения этих параметров.

Ключевые слова: магнитный наноконтакт, полоса синхронизации, неизохронный автогенератор.

Рукопись поступила 17.03.10 г.