

СПІНТРОННИЙ ДЕТЕКТОР МІКРОХВИЛЬОВИХ СИГНАЛІВ З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ МАГНІТНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

¹Завєлєн М. Б., учень 11 класу, ²Прокопенко О. В., д-р фіз.-мат. наук, професор, зав. каф., ³Мірошник Н. П., учитель фізики

¹КЗ «Науковий ліцей імені Анатолія Лигуна» КМР; ²Інститут високих технологій КНУ імені Тараса Шевченка, кафедра нанофізики та наноелектроніки; ³КЗ «Науковий ліцей імені Анатолія Лигуна» КМР

Вступ. На сьогодні детектування радіочастотного сигналу та перетворення його в сталу вихідну напругу є критично важливим для розвитку сучасних технологій. Такий процес можливий за використання спінтронного детектора.

Спінтронний детектор — детектор, що базується на явищі перенесення спін-поляризованих носіїв заряду через магнітну наноструктуру. Модель спінтронного детектора являє собою об'єкт, що складається з двох шарів магнітного матеріалу (нижнього та верхнього), між якими знаходиться немагнітний матеріал. При проходженні через детектор поляризованого струму $I(t)$ виникає кут прецесії намагніченості у верхньому магнітному шарі. Опір, що виникає внаслідок цього процесу, змішується зі струмом, таким чином виникає вихідна напруга U .

Спінтронний детектор був вивчений у двох режимах роботи: площинному (вектор намагніченості знаходиться в площині верхнього магнітного шару, вважається стандартним режимом роботи) та позаплощинному (вектор намагніченості знаходиться поза площиною верхнього магнітного шару). В роботі розглядається спінтронний детектор в позаплощинному режимі роботи (в режимі великокутової прецесії намагніченості верхнього магнітного шару). У одному з останніх досліджень, було описано роботу детектора з полем одновісної магнітної анізотропії першого та другого порядку [1]. Проте, за таких умов гранична частота, за якої функціонує детектор становить 265 МГц ($\omega_{maz} = 265$ МГц). Звичайно такий діапазон частот не дає змоги повноцінно реалізовувати збір енергії з навколишніх джерел. У даній роботі пропонується спосіб збільшення робочого діапазону частот детектора, внаслідок чого його використання стає більш ефективним та зручним.

Мета роботи. Збільшення діапазону частот, за яких функціонує спінтронний детектор.

Матеріали та результати досліджень. Динаміка вектора $\mathbf{m}$ під дією вхідного поляризованого струму описується законом Ландау-Ліфшиця-Гільберта-Слончевського:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma[\mathbf{B}_{\text{ef}} \times \mathbf{m}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right] + \sigma I_{\text{вх}}(t)[\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{p}]], \quad (1)$$

де γ — модуль гіромагнітного співвідношення електрона;

$\mathbf{B}_{\text{ef}}$ — індукція ефективного магнітного поля, що діє на намагніченість;

α — безрозмірна стала Гільберта;

σ – коефіцієнт пропорційності поточного крутного моменту;

$\mathbf{p}$ – одиничний вектор намагніченості нижнього магнітного шару, який визначає напрямок поляризації струму [2].

Для опису руху вектора намагніченості $\mathbf{m}$ в роботі використовуються сферичні координати. Вектори вважаються одиничними. Використовуючи зв'язок декартової системи координат та сферичної, координати вектора $\mathbf{m}$ можна записати так:

$$\begin{aligned}x &= \sin \theta \cos \varphi ; \\y &= \sin \theta \sin \varphi ; \\z &= \cos \theta ;\end{aligned}$$

У роботі розглядається детектор в полі перпендикулярної магнітної анізотропії ($\mathbf{B}_A \uparrow \uparrow O_z$). Вираз для опису загального ефективного поля $\mathbf{B}_{\text{еф}}$ має вигляд:

$$\mathbf{B}_{\text{еф}} = (\mathbf{B}_0 - \mu_0 \mathbf{m}_z M_s + \mathbf{B}_{1z}) \hat{z}$$

де $\hat{z}$ – компонента вектора $\mathbf{m}$;

$\mathbf{B}_{1z}$ – поле перпендикулярної магнітної анізотропії ($\mathbf{B}_1 \uparrow \uparrow O_z$);

μ_0 – магнітна стала.

Зміна вектора намагніченості по часу характеризується двома кутами: φ – азимутальним кутом та θ – полярним (рис. 1). Відповідно, зміна вектора намагніченості з часом має такий вигляд:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \frac{d\mathbf{m}}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{d\mathbf{m}}{d\theta} \frac{d\theta}{dt}$$

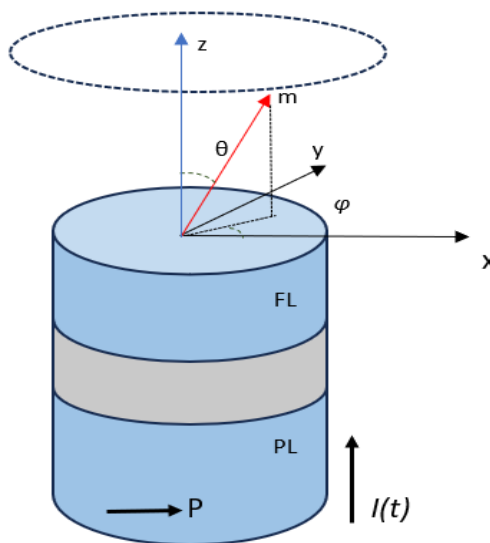


Рисунок 1 – Спінтронний детектор в позаплощинному режимі, візуалізація динаміки намагніченості

Використовуючи вищезазначені рівняння, розв'язано рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта-Слончевського відносно $\frac{d\varphi}{dt}$ та $\frac{d\theta}{dt}$. Після всіх спрощень було отримано наступні рівняння:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\cos \theta (I \sigma \cos \varphi \cos \omega t + \alpha \omega_p \sin \theta)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_p \cos \theta + I \sigma \cos \omega t \csc \theta \sin \varphi$$

де α – безрозмірна стала Гільберта;
 ω_p – частота прецесії намагніченості;
 σ – коефіцієнт поточного крутного моменту.

При роботі спітронного детектора відбувається фазовий зсув між прецесією намагніченості у вільному магнітному шарі та струмом, що протікає через детектор. Відповідно кут $\varphi \approx \omega t + \psi$, де ψ – фазовий зсув. Ґрунтуючись на вищесказаному, виведено рівняння для $\frac{d\psi}{dt}$:

$$\frac{d\psi}{dt} = -\omega + \omega_p \cos \theta + I \sigma \cos \omega t \csc \theta \sin \varphi$$

Для аналізу роботи детектора в позаплощинному режимі необхідно усереднити рівняння, що характеризують зміну кутів з часом за період $T = \frac{2\pi}{\omega}$. Для цього використана формула $\langle f(x) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T f(x) dx$. Нижче наведено результати усереднення рівнянь:

$$\left\langle \frac{d\theta}{dt} \right\rangle = -\frac{1}{2} \cos \theta (I v \sigma \cos \psi + 2 \alpha \omega_p \sin \theta)$$

$$\left\langle \frac{d\psi}{dt} \right\rangle = -\omega + \omega_p + \omega_p \cos \theta + \frac{u}{2} I \sigma \csc \theta \sin \psi$$

де u та v – безрозмірні функції, що виникають під час інтегрування.

Використовуючи усереднені рівняння, можна отримати значення для косинуса та синуса фазового зсуву ψ .

$$\sin \psi = \frac{2(\omega - \omega_p - \omega_p \cos \theta) \sin \theta}{I \sigma u}$$

$$\cos \psi = -\frac{2 \alpha \omega_p \sin \theta}{I v \sigma}$$

Використовуючи основну тригонометричну тотожність можна отримати характеристичне рівняння для кута прецесії θ .

$$\frac{1}{v^2} u^2 \alpha^2 (\omega_p)^2 (\sin \theta)^2 + (\omega - \omega_p - \omega_p \cos \theta)^2 (\sin \theta)^2 = \frac{I^2 u^2 \sigma^2}{4}$$

В отриманому раніше характеристичному рівнянні міститься струм I , що значно більший чисельно ніж пороговий струм, який здатен збуджувати режим великокутової прецесії у вільному магнітному шарі. Проте, якщо припустити, що частота вхідного сигналу ω чисельно дорівнює частоті прецесії намагніченості $\omega_p(\theta)$, то в такому випадку можна вважати, що пороговий струм збігається з амплітудним значенням струму ($I \approx I_p$ при $\omega_p(\theta) \approx \omega$). Виразивши з характеристичного рівняння струм, отримуємо наступне рівняння:

$$I(\omega) = \frac{2 \alpha \omega_p \sin \theta}{v \sigma}$$

Згідно з законом Ома $U = I R$. Проте в даному випадку таке рівняння потребує корегування, а саме усереднення за період $T = \frac{2\pi}{\omega}$. Рівняння струму було отримано раніше, на відміну від рівняння опору, яке має вигляд:

$$R(\beta) = \frac{R_{\perp}}{1 + P^2 \cos \beta}$$

де $R_{\perp}$ – магнітоопір, що виникає в перпендикулярному магнітному стані;
 P – коефіцієнт спінової поляризації;
 $\beta = \frac{\pi}{2}$.

Попередньо, рівняння напруги можна записати так:

$$U = \langle I(\omega)(R(\beta)\sin(\omega t)) \rangle,$$

але після усереднення шляхом інтегрування утворюється нове рівняння:

$$U = w I(\omega) R_{\perp} \cos \psi$$

де w – безрозмірна функція.

Використовуючи рівняння косинуса фазового зсуву отримано рівняння вихідної напруги в залежності від кута прецесії θ :

$$U(\theta) = \frac{2 w R_{\perp} \alpha \omega_p \sin \theta}{v \sigma}$$

У багатьох рівняннях фігурують безрозмірні функції u , v та w . Відповідно графік залежності цих функцій від полярного кута наведено на рисунку 2.

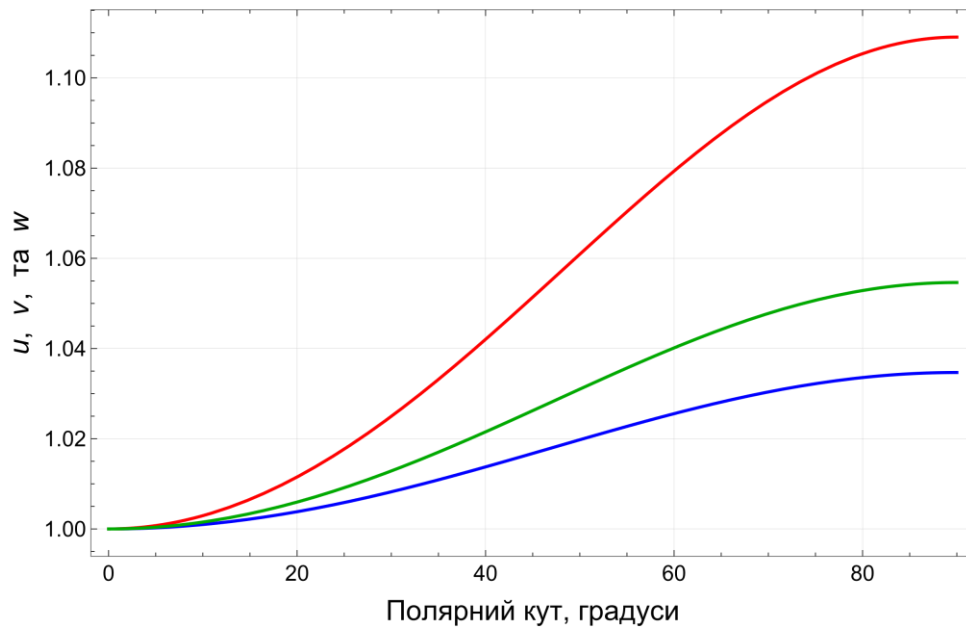


Рисунок 2 – Графічний зміст безрозмірних функцій u , v та w , їх залежність від полярного кута.

Для проведення аналізу роботи спітронного детектора в полі перпендикулярної магнітної анізотропії обрано наступні параметри: ширина детектора 50 нм, довжина – 150 нм, товщина – 1.65 нм, коефіцієнт спінової поляризації 0.6 ($P = 0.6$), опір спітронного детектора в перпендикулярному магнітному стані ($\beta = \frac{\pi}{2}$) 843 Ом, індукція поля розмагнічення вільного магнітного шару 1194 мТл, індукція поля перпендикулярної магнітної анізотропії 200 мТл, стала Гільберта 0.02.

Спираючись на вищевказані дані побудовано графік залежності опору спітронного детектора в залежності від азимутального кута.

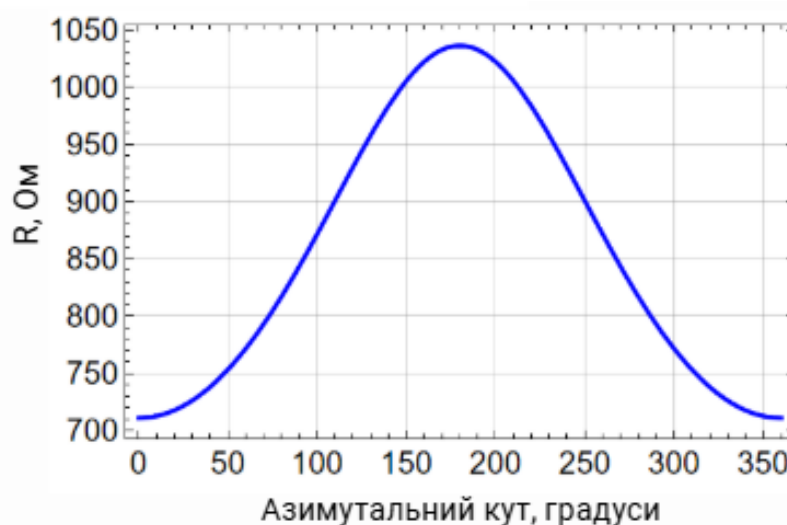


Рисунок 3 – Графік залежності опору від азимутального кута

Для досягання позаплощинного режиму роботи спітронного детектора струм має досягати порогового значення. Значення порогового струму залежить від частоти вхідного сигналу. Побудовано графік залежності порогового струму від частоти вхідного сигналу. Цей графік відображає залежність порогового струму від частоти вхідного сигналу в діапазоні частот за яких спітронний детектор ефективно функціонує.

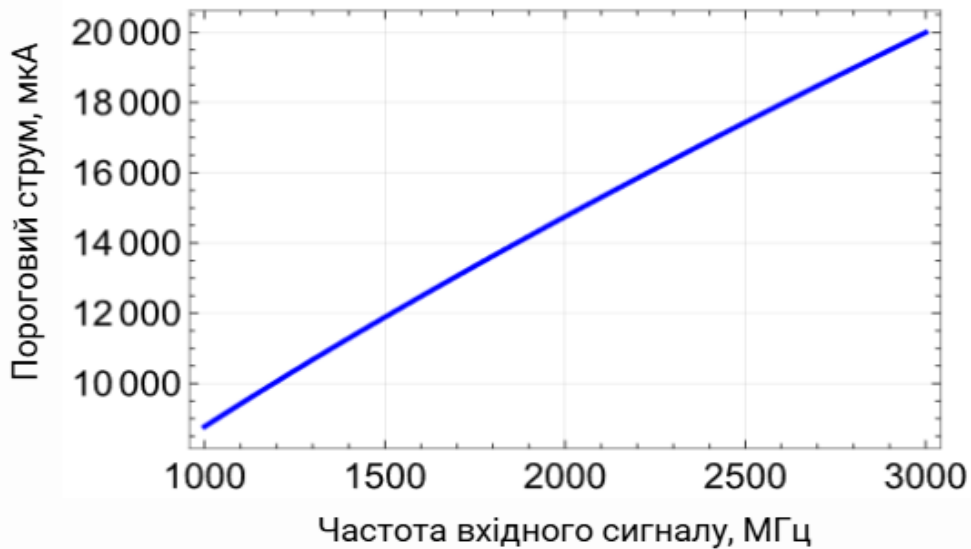


Рисунок 4 – Графік залежності порогового струму від частоти вхідного сигналу

Також побудовано графік залежності вихідної напруги від частоти вхідного сигналу.

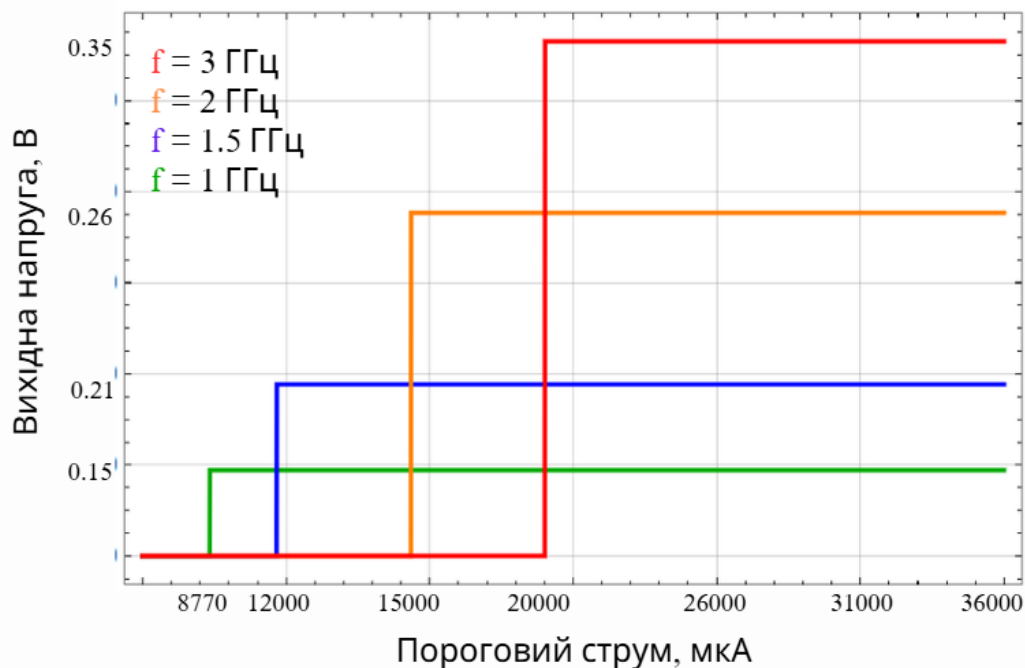


Рисунок 5 — Графік залежності вихідної напруги від порогового струму

Спінтронний детектор є нерезонансним детектором, відповідно здатен реагувати на великий діапазон частот. Перевагою такої поведінки є те, що детектор створює вихідну напругу з сигналів з різною частотою, але при цьому загальна вихідна напруга детектора буде дорівнювати сумі всіх напруг, що виникають за різних частот. Діапазон частот, за яких функціонує детектор, залежить і від максимальної (граничної) частоти вхідного сигналу. Гранична частота залежить від величини індукції поля перпендикулярної магнітної анізотропії. При наявності поля анізотропії намагніченість насичення зменшується, відповідно гранична частота зростає ($\omega_{\max} = \frac{B_0}{M_s}$). Так відбувається збільшення діапазону робочих частот спінтронного детектора.

Висновки:

1. Розроблена теоретична модель спінтронного детектора електромагнітних сигналів з вільним магнітним шаром, що має одновісну магнітну анізотропію і показано, що наявність магнітної анізотропії призводить до розширення робочого діапазону частот.

2. Встановлено, що розглянутий спінтронний детектор є нерезонансним пороговим детектором низькочастотних мікрохвильових сигналів.

- Вихідна стала напруга детектора генерується під дією зовнішнього мікрохвильового сигналу, коли амплітуда струму перевищує пороговий струм детектора ($I > I_{\text{п}}$), при чому за цих умов вихідна напруга детектора не залежить від амплітуди змінного струму I .

- Робота детектора можлива в діапазоні частот менших за певну граничну частоту, що визначається зовнішнім сталим магнітним полем, намагніченістю вільного магнітного шару та полем одновісної магнітної анізотропії.

3. У результаті аналізу впливу одновісної магнітної анізотропії на характеристики детектора встановлено, що при застосуванні матеріалу з полем $B_A = 200$ мТл робочий діапазон частот збільшується на 37%.

Перелік посилань

1. P. Yu. Artemchuk, O. V. Prokopenko, E. N. Bankowski, T. J. Meitzler, V. S. Tyberkevych and A. N. Slavin et.al. AIP Advances 11, 025234 (2021). RF signal detector and energy harvester based on a spin-torque diode with perpendicular magnetic anisotropy.

2. Прокопенко Олександр Володимирович: мікрохвильові властивості спінтронних магнітних наноструктур та пристроїв НВЧ на їх основі: дис. докт. радіофізика. Київ, Київський національний університет імені Тараса Шевченка, 2015.