

С. В. Кондович

## Параметричний резонанс в антиферомагнітній наночастинці

(Представлено академіком НАН України В. М. Локтевим)

*Експериментальні дані припускають існування впливу форми і розмірів зразка на властивості антиферомагнітного матеріалу. В роботі теоретично розглянуто вплив ефектів форми на резонансні властивості антиферомагнітної наночастинки. Змодельовано параметричне підсилення коливань вектора антиферомагнетизму під дією періодичної в часі механічної напруги. Продемонстровано можливість керування величинами частотних смуг параметричного резонансу підбором геометричних параметрів зразка, проаналізовано вплив зовнішнього магнітного поля.*

Параметричне підсилення коливань — фундаментальне явище, яке зустрічається майже в кожній галузі науки і полягає в можливості виникнення резонансу при періодичній зміні параметрів коливальної системи. Фізичні системи, які можна створити і дослідити, спираючись на явище параметричного резонансу, використовуються для потреб спінтроніки [1, 2], магнітометрії [3], для дослідження динаміки і керування наноелектромеханічними системами [4, 5] тощо.

У даній роботі розглядається нанорозмірна система, виготовлена з антиферомагнітного (АФМ) матеріалу, для якої вплив періодичної механічної напруги може викликати параметричне підсилення коливань у магнітній підсистемі. Ми припускаємо існування двох механізмів взаємодії пружної підсистеми з магнітною: локальна магнітопружність, що виникає при АФМ впорядкуванні зразка, і ефекти форми, про існування яких в АФМ матеріалах свідчать експерименти [6, 7].

Метою роботи є: а) дослідження впливу деформацій пружної підсистеми АФМ зразка на рівноважну орієнтацію АФМ вектора; б) моделювання виникнення параметричного резонансу в АФМ наночастинці під дією змінної механічної напруги в присутності зовнішнього магнітного поля; в) дослідження можливості впливу форми та розмірів зразка на ширину смуги параметричного резонансу.

**Модель.** Як об'єкт для досліджень розглянемо АФМ наночастинку малої товщини  $h$ , прямокутної зі сторонами  $2a$  і  $2b$  (рис. 1, а) або еліптичної з півосями  $a$  і  $b$  (рис. 1, б) форми. Припустимо, що кристалографічні осі АФМ матеріалу збігаються з осями  $Ox$  та  $Oy$ . Геометричні розміри  $a$ ,  $b$  і  $h$  наноплівки вважатимемо достатніми для встановлення рівноважного магнітного впорядкування, але досить малими, щоб розглядати систему як монодоменну (з незначними неоднорідностями).

Для моделювання властивостей зразка розглядатимемо поверхню наночастинки та її об'єм окремо, вважаючи їх різними “фазами” матеріалу [8]. Властивості верхньої та нижньої граней частинки ( $z = 0$ ,  $z = -h$ ) припустимо незмінними і несуттєвими для дослідження динаміки магнітної системи.

Розглянемо найпростіший випадок колінеарного АФМ з двома підгратками  $M_1$  і  $M_2$ , такими що ( $|M_1| = |M_2|$ ). При температурі, значно нижчій за температуру Нееля, магнітний

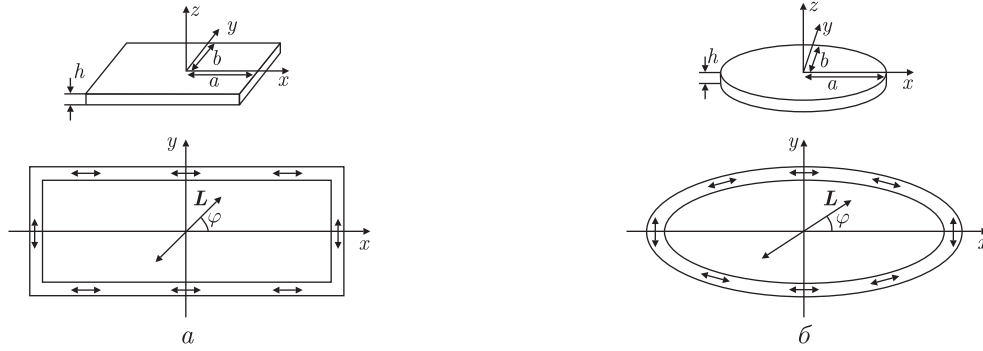


Рис. 1. Схематичне зображення АФМ зразка прямокутної (а) та еліптичної форми (б). Товсті стрілки позначають орієнтацію АФМ вектора  $\mathbf{L}$  в частинці (на поверхні та в об'ємі)

стан такої системи однозначно описується АФМ вектором  $\mathbf{L} \equiv \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$  фіксованої довжини (для зручності покладемо  $|\mathbf{L}| = 1$ ). Нехай в об'ємі наночастинки вектор  $\mathbf{L}$  знаходиться в площині  $xOy$  (АФМ типу “легка площина”), а на поверхні закріплений вздовж границі (“легка вісь” вздовж краю зразка). Область неоднорідного магнітного впорядкування між об'ємом і поверхнею вважатимемо малою порівняно з розмірами зразка.

Внаслідок того, що поверхня АФМ зразка відрізняється за фізичними властивостями від об'єму, в зразку з'являється поле “магнітопружних зарядів” [9]. Це призводить до виникнення в частинці пружних деформацій, які впливатимуть на орієнтацію АФМ вектора в об'ємі зразка.

Для моделювання динамічних властивостей АФМ вектора в деформованому зразку застосуємо стандартний метод функцій Лагранжа [10]. Густина функції Лагранжа АФМ зразка:

$$\mathcal{L}_{\text{AFM}} = \frac{2\chi}{g^2} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{2\chi}{g} (\dot{\mathbf{L}}, \mathbf{L}, \mathbf{H}) + \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}}^2 - w, \quad (1)$$

де  $w$  — густина потенціальної енергії зразка;  $\rho$  — густина матеріалу;  $\mathbf{u}$  — вектор зміщення;  $\chi$  — магнітна сприйнятливості матеріалу;  $g$  — гіромагнітне співвідношення.

При відсутності зовнішнього магнітного поля густину потенціальної енергії АФМ шару подамо у вигляді

$$w = w_{\text{anis}} + w_{\text{exch}} + w_{\text{m-e}} + w_{\text{elas}}, \quad (2)$$

де  $w_{\text{anis}}$  — густина магнітної енергії анізотропії;  $w_{\text{m-e}}$  — густина енергії магнітопружної взаємодії;  $w_{\text{elas}}$  — густина пружної енергії, а густина обмінної енергії  $w_{\text{exch}}$  враховує можливу неоднорідність розподілу АФМ вектора в площині зразка:

$$w_{\text{exch}} = \frac{1}{2} \alpha [(\nabla L_x)^2 + (\nabla L_y)^2], \quad (3)$$

де  $\alpha$  — коефіцієнт неоднорідного обміну.

Для АФМ типу “легка площина” з тетрагональною симетрією магнітного впорядкування густину енергії анізотропії можна змоделювати так:

$$w_{\text{anis}} = K_{\parallel} L_z^2 - K_{\perp} (L_x^4 + L_y^4), \quad (4)$$

$K_{\parallel} \gg K_{\perp} > 0$  — константи анізотропії.

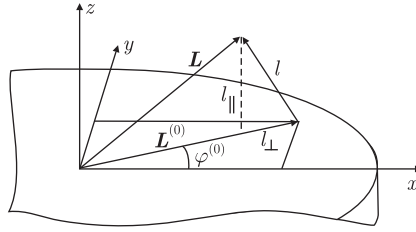


Рис. 2. Поворот АФМ вектора  $\mathbf{L}$  з рівноважної орієнтації  $\mathbf{L}^{(0)}$  на вектор  $\mathbf{l}$ . Для дослідження динаміки зручно параметризувати АФМ вектор компонентами вектора відхилення  $l_{\perp}$  і  $l_{\parallel}$  (8)

Враховуючи, що ми розв'язуємо “плоску” задачу (зразок не деформується вздовж  $Oz$ ), і вважаючи пружні властивості матеріалу ізотропними, запишемо густину магнітопружної енергії у вигляді

$$w_{m-e} = 2\lambda_{\text{anis}} \left[ \left( \mathbf{L} \otimes \mathbf{L} - \frac{1}{2} \hat{I} \right) \left( \hat{u} - \frac{1}{2} \hat{I} \text{Tr} \hat{u} \right) \right], \quad (5)$$

де  $\hat{u}$  — тензор деформацій;  $\hat{I}$  — одинична матриця;  $\lambda_{\text{anis}}$  — магнітопружна константа, що відповідає деформаціям зсуву. Тут ми не враховуємо енергію, що відповідає ізотропному розширенню решітки під час магнітного впорядкування, оскільки цей доданок не впливає на динамічні властивості АФМ.

Наведемо густину пружної енергії [11]:

$$w_{\text{elas}} = \mu \left( u_{im}^2 + \frac{\nu}{1-2\nu} u_{jj}^2 \right), \quad (6)$$

де  $\mu$  — модуль зсуву;  $\nu$  — коефіцієнт Пуассона,  $\{i, j, m\} = \{x, y, z\}$ .

Нехай при відсутності зовнішніх полів АФМ вектор знаходиться у площині зразка під кутом  $\varphi^{(0)}$  відносно осі  $Ox$ :  $\mathbf{L}^{(0)} = (\cos \varphi^{(0)}, \sin \varphi^{(0)}, 0)$ . Компоненти тензора деформації в рівноважному положенні позначимо як  $u_{xx}^{(0)}$ ,  $u_{yy}^{(0)}$ ,  $u_{xy}^{(0)}$ . Вираз для знаходження рівноважних положень АФМ вектора отримаємо, мінімізуючи потенціальну енергію (2):

$$K_{\perp} \sin 4\varphi^{(0)} - 2\lambda_{\text{anis}} (u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)}) \sin 2\varphi^{(0)} + 4\lambda_{\text{anis}} u_{xy}^{(0)} \cos 2\varphi^{(0)} = 0. \quad (7)$$

Вважатимемо, що при відхиленні вектора зміщення від рівноважного значення,  $\mathbf{u} = \mathbf{u}^{(0)} + \tilde{\mathbf{u}}$  відбувається малий поворот АФМ вектора:  $\mathbf{L} = \mathbf{L}^{(0)} + \mathbf{l}$ ,  $|\mathbf{l}| \ll |\mathbf{L}^{(0)}|$ . Параметризуємо вектор  $\mathbf{L}$  таким чином:

$$\begin{aligned} L_x &= \left( 1 - \frac{l_{\perp}^2}{2} - \frac{l_{\parallel}^2}{2} \right) \cos \varphi^{(0)} - l_{\perp} \sin \varphi^{(0)}; \\ L_y &= \left( 1 - \frac{l_{\perp}^2}{2} - \frac{l_{\parallel}^2}{2} \right) \sin \varphi^{(0)} + l_{\perp} \cos \varphi^{(0)}; \quad L_z = l_{\parallel}. \end{aligned} \quad (8)$$

Тут  $l_{\perp}$  і  $l_{\parallel}$  — компоненти вектора  $\mathbf{l}$  у площині та вздовж  $Oz$  відповідно (рис. 2).

**Динамічні рівняння.** Рівняння коливань АФМ вектора отримаємо, записуючи функцію Лагранжа (1) в параметризації (8), тобто перейдемо до малих відхилень  $l_{\perp}$ ,  $l_{\parallel}$  і  $\tilde{\mathbf{u}}$

від рівноважних значень. Враховуючи вираз для рівноважних станів АФМ вектора (7), знаходимо рівняння Лагранжа:

$$\begin{aligned} \ddot{l}_\perp - \frac{\alpha g^2}{4\chi} \Delta l_\perp + 2\gamma_{\text{AFM}} \dot{l}_\perp + \Omega_\perp^2 l_\perp - \frac{g^2 \lambda_{\text{anis}}}{\chi} [(\tilde{u}_{xx} - \tilde{u}_{yy}) \cos 2\varphi^{(0)} - \\ - 2\tilde{u}_{xy} \sin 2\varphi^{(0)}] l_\perp - \frac{g^2 \lambda_{\text{anis}}}{2\chi} [(\tilde{u}_{xx} - \tilde{u}_{yy}) \sin 2\varphi^{(0)} + 2\tilde{u}_{xy} \cos 2\varphi^{(0)}] = 0; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\ddot{l}_\parallel + 2\gamma_{\text{AFM}} \dot{l}_\parallel + \Omega_\parallel^2 l_\parallel - \frac{g^2 \lambda_{\text{anis}}}{2\chi} [(\tilde{u}_{xx} - \tilde{u}_{yy}) \cos 2\varphi^{(0)} - 2\tilde{u}_{xy} \sin 2\varphi^{(0)}] l_\parallel = 0; \quad (10)$$

$$\ddot{u}_x - \frac{\mu}{\rho} \Delta u_x - \frac{\mu \nu_{\text{ef}}}{\rho} \nabla_x (\nabla \mathbf{u}) + \frac{2\lambda_{\text{anis}}}{\rho} \left( \sin 2\varphi^{(0)} \frac{\partial l_\perp}{\partial x} - \cos 2\varphi^{(0)} \frac{\partial l_\perp}{\partial y} \right) = 0; \quad (11)$$

$$\ddot{u}_y - \frac{\mu}{\rho} \Delta u_y - \frac{\mu \nu_{\text{ef}}}{\rho} \nabla_y (\nabla \mathbf{u}) - \frac{2\lambda_{\text{anis}}}{\rho} \left( \sin 2\varphi^{(0)} \frac{\partial l_\perp}{\partial y} - \cos 2\varphi^{(0)} \frac{\partial l_\perp}{\partial x} \right) = 0. \quad (12)$$

Тут  $\nu_{\text{ef}} = (1+\nu)/(1-\nu)$  — ефективний двомірний коефіцієнт Пуассона;  $\gamma_{\text{AFM}}$  — ширина АФМ резонанса — моделює згасання коливань АФМ вектора. В (9), (10) введено позначення для частот власних коливань відхилень  $l_{\perp, \parallel}$ :

$$\Omega_\perp^2 = \frac{g^2}{\chi} \{K_\perp \cos 4\varphi^{(0)} - \lambda_{\text{anis}} [(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)}) \cos 2\varphi^{(0)} - 2u_{xy}^{(0)} \sin 2\varphi^{(0)}]\}; \quad \Omega_\parallel^2 \approx \frac{g^2 K_\parallel}{2\chi}.$$

Зауважимо, що  $\Omega_\parallel \gg \Omega_\perp$  внаслідок співвідношення для констант анізотропії  $K_\parallel \gg K_\perp$ .

**Енергія роздеформування.** Для знаходження впливу пружних деформацій на рівноважну орієнтацію АФМ вектора розв'язуємо рівняння (11), (12), вважаючи розподіл вектора  $\mathbf{L}$  в об'ємі наночастинки однорідним. Неоднорідність на поверхні та в переходному шарі врахуємо за допомогою граничних умов [9]. В результаті для рівноважних кутів (7) отримаємо

$$(K_\perp + 2K_\perp^{\text{sh}}) \sin 4\varphi^{(0)} + K_\parallel^{\text{sh}} \sin 2\varphi^{(0)} = 0; \quad (13)$$

Магнітопружні константи  $K_\perp^{\text{sh}}, K_\parallel^{\text{sh}}$  залежать від форми зразка; в явному вигляді ця залежність, параметризована відношенням  $a/b$ , наведена у роботі [9] (для прямокутної частинки) та [12] (для еліптичної). Зауважимо, що для круглого зразка ( $a = b$ ) ефект форми відсутній,  $K_\perp^{\text{sh}} = K_\parallel^{\text{sh}} = 0$ . Для квадрата  $K_\parallel^{\text{sh}} = 0$ , а константа  $K_\perp^{\text{sh}} > 0$  практично не впливає на рівноважну орієнтацію АФМ вектора. Для сильно витягнутих в одному напрямку зразків ( $a \gg b$ ) ефект форми максимальний,  $K_{\perp, \parallel}^{\text{sh}} \sim \lambda_{\text{anis}}^2 / \mu$ .

Доданки з  $K_\perp^{\text{sh}}, K_\parallel^{\text{sh}}$  в рівнянні (13) можна розглядати як умову мінімуму потенціальної енергії, яка ефективно враховує форму зразка. Ця енергія має назву енергії роздеформування [13], а її густину можна навести у вигляді

$$\begin{aligned} w_{\text{destr}} &= \frac{1}{2} \{K_\parallel^{\text{sh}} (L_y^2 - L_x^2) - K_\perp^{\text{sh}} [ \langle L_x^2 - L_y^2 \rangle^2 - 4 \langle L_x L_y \rangle^2 ] \} = \\ &= \frac{1}{2} [K_\parallel^{\text{sh}} (2l_\perp \sin 2\varphi^{(0)} - \cos 2\varphi^{(0)}) + K_\perp^{\text{sh}} (4l_\perp \sin 4\varphi^{(0)} - \cos 4\varphi^{(0)})], \end{aligned} \quad (14)$$

(...) позначає усереднення за об'ємом зразка.

**Область стійкості та характерні частоти.** Нехай до АФМ частинки прикладена вздовж осі  $Ox$  змінна зовнішня сила з частотою  $\omega_{\text{ext}}$ , яка створює в зразку змінну механічну напругу  $\sigma(t) = \sigma_0 \cos \omega_{\text{ext}} t$  з малою амплітудою  $\sigma_0$ . Ця напруга призведе до додаткової деформації зразка з амплітудою  $u_0 = \sigma_0/(2\mu)$ , де  $\sigma_0$  — компонента тензора напруг у напрямку дії зовнішньої сили. Деформація спричинить зміну форми частинки і виникнення внеску в енергію роздеформування (14):  $w_{\text{destr}} \rightarrow w_{\text{destr}} + \tilde{w}_{\text{destr}}(\sigma)$ , де

$$\tilde{w}_{\text{destr}}(\sigma) = \frac{\sigma_0}{4\mu} [(K_{\parallel}^{\text{sh}} + \tilde{K}_{\parallel}^{\text{sh}})(L_y^2 - L_x^2) - (K_{\perp}^{\text{sh}} + \tilde{K}_{\perp}^{\text{sh}})((L_x^2 - L_y^2)^2 - 4(L_x L_y)^2)]. \quad (15)$$

Поправки  $\tilde{K}_{\parallel, \perp}^{\text{sh}}$  залежать від геометричних параметрів зразка (див. [14]). Відзначимо, що при прикладенні змінної напруги вздовж  $Ox$  до квадратного або круглого зразка ( $a = b$ ) додаткова деформація враховується внеском  $\tilde{K}_{\parallel}^{\text{sh}}$ , а  $\tilde{K}_{\perp}^{\text{sh}} \rightarrow 0$ . Для витягнутого вздовж одного напрямку зразка ( $a \gg b$ ) зміна форми при деформації незначна,  $\tilde{K}_{\parallel, \perp}^{\text{sh}} \rightarrow 0$ . Внесок доданку з  $\tilde{K}_{\perp}^{\text{sh}}$  відіграє помітну роль при прикладенні зовнішньої напруги під кутом до осей зразка або кристалографічних осей матеріалу.

У присутності періодичної механічної напруги  $\sigma(t)$  рівняння (9), (10) мають вигляд

$$\ddot{l}_{\perp, \parallel} + 2\gamma_{\text{AFM}} \dot{l}_{\perp, \parallel} + \Omega_{\perp, \parallel}^2 \left( 1 + \frac{\sigma_0 \Phi_{\perp, \parallel}}{\Omega_{\perp, \parallel}^2} \cos \omega_{\text{ext}} t \right) l_{\perp, \parallel} = 0, \quad (16)$$

де  $\Phi_{\perp}$ ,  $\Phi_{\parallel}$  — функції магнітопружних коефіцієнтів  $K_{\perp, \parallel}^{\text{sh}}$ , поправок  $\tilde{K}_{\parallel, \perp}^{\text{sh}}$  і рівноважної орієнтації АФМ вектора  $\varphi^{(0)}$ , в околі якої відбуваються коливання (розв'язки (13)).

Кожне з рівнянь в (16) має стандартний вигляд рівняння Мат'є [15]. Параметричний резонанс для відхилень  $l_{\perp}$  і  $l_{\parallel}$  з найбільшою шириною смуги виникає на частотах

$$\omega = 2\Omega_{\perp} \pm \frac{\Delta\omega_{\perp}}{2}; \quad \omega = 2\Omega_{\parallel} \pm \frac{\Delta\omega_{\parallel}}{2} \quad (17)$$

з шириною першої смуги, відповідно:

$$\Delta\omega_{\perp} = 2\sqrt{\left(\frac{\sigma_0 \Phi_{\perp}}{2\Omega_{\perp}}\right)^2 - 4\gamma_{\text{AFM}}^2}, \quad \Delta\omega_{\parallel} = 2\sqrt{\left(\frac{\sigma_0 \Phi_{\parallel}}{2\Omega_{\parallel}}\right)^2 - 4\gamma_{\text{AFM}}^2}. \quad (18)$$

Параметричний резонанс також виникає в околі частот  $\omega = 2\Omega_{\perp}/n$  і  $\omega = 2\Omega_{\parallel}/n$ , де  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Ширина смуг при цьому зменшується як  $(\Delta\omega_{\perp})_n^2 \sim (\sigma_0/\Omega_{\perp}^2)^{2n}$ ,  $(\Delta\omega_{\parallel})_n^2 \sim (\sigma_0/\Omega_{\parallel}^2)^{2n}$ . Для коливань вздовж  $Oz$  ширина резонансних смуг  $\Delta\omega_{\parallel}$  є меншою порівняно з коливаннями у площині в смугах частот  $\Delta\omega_{\perp}$  внаслідок того, що досліджуваний АФМ типу “легка площина” і мода коливань вздовж  $Oz$  є більш жорсткою.

**Вплив зовнішнього магнітного поля.** Керування станом АФМ прошарку можна здійснювати за допомогою не тільки механічних напруг, але й магнітного поля. У присутності магнітного поля з'являється внесок до потенціальної енергії (2):

$$w_{\text{mag-field}} = -\frac{\chi}{2} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}]^2. \quad (19)$$

Це призводить до переплутування мод коливань вектора  $\mathbf{L}$  в площині зразка та перпендикулярно до неї (з'являються дві еліптично-поляризовані моди замість двох взаємно перпен-

дикулярних). Якщо зовнішнє постійне магнітне поле лежить в площині  $xOy$  під кутом  $\psi_H$  до осі  $Ox$ :  $\mathbf{H} = H(\cos \psi_H, \sin \psi_H, 0)$ , то рівняння (16) набувають вигляду:

$$\ddot{l}_{\perp,\parallel} + 2\gamma_{\text{AFM}}\dot{l}_{\perp,\parallel} \mp \Omega_H \dot{l}_{\parallel,\perp} + \Omega_{\perp,\parallel}^2 \left( 1 + \frac{\sigma_0 \Phi_{\perp,\parallel}}{\Omega_{\perp,\parallel}^2} \cos \omega_{\text{ext}} t \right) l_{\perp,\parallel} = 0. \quad (20)$$

Тут враховано зміну частоти власних коливань компоненти  $l_{\perp}$  у присутності магнітного поля

$$\Omega_{\perp}^2 = \frac{g^2}{4\chi} [2(2K_{\perp} + 4K_{\perp}^{\text{sh}}) \cos 4\varphi^{(0)} + 2K_{\parallel}^{\text{sh}} \cos 2\varphi^{(0)} - \chi H^2 \cos 2(\varphi^{(0)} - \psi_H)]$$

та введено позначення для величини  $\Omega_H$ , що характеризує степінь еліптичності мод коливань:  $\Omega_H = gH \cos(\varphi^{(0)} - \psi_H)$ .

Для аналізу системи (20) перейдемо до нормальних мод коливань  $Q_{1,2}$ ; власні частоти нормальних коливань дорівнюють:

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} (\Omega_{\perp}^2 + \Omega_{\parallel}^2 + \Omega_H^2 \pm \sqrt{(\Omega_{\perp}^2 + \Omega_{\parallel}^2 + \Omega_H^2)^2 - 4\Omega_{\perp}^2 \Omega_{\parallel}^2}). \quad (21)$$

Застосуємо теорему Флоке і шукаємо розв'язок у вигляді

$$Q_1 \sim \exp(i\beta t) \sum_n a_n \exp(i\omega_{\text{ext}} n t); \quad Q_2 \sim \exp(i\beta t) \sum_n b_n \exp(i\omega_{\text{ext}} n t). \quad (22)$$

Одержуємо систему рівнянь для коефіцієнтів  $a_n, b_n$ :

$$\begin{aligned} a_n [(\beta + n\omega_{\text{ext}})^2 - \omega_1^2 - 2i\gamma_{\text{AFM}}(\beta + n\omega_{\text{ext}})] &= \\ &= \frac{\sigma_0 \Phi_{\perp}}{2} \left[ a_{n-1} + a_{n+1} + i \frac{\Omega_{\parallel}^2 - \omega_2^2}{\omega_2 \Omega_H} (b_{n-1} + b_{n+1}) \right]; \\ b_n [(\beta + n\omega_{\text{ext}})^2 - \omega_2^2 - 2i\gamma_{\text{AFM}}(\beta + n\omega_{\text{ext}})] &= \\ &= \frac{\sigma_0 \Phi_{\parallel}}{2} \left[ b_{n-1} + b_{n+1} + i \frac{\omega_1^2 - \Omega_{\perp}^2}{\omega_1 \Omega_H} (a_{n-1} + a_{n+1}) \right]. \end{aligned}$$

Досліджуючи за допомогою цієї системи параметричний резонанс в околі, наприклад,  $\omega \approx 2\omega_1$  і  $\omega \approx \omega_1$ , маємо для ширини резонансних смуг відповідно:

$$\Delta\omega_{(n=1)} \approx 2\sqrt{\left(\frac{\sigma_0 \Phi_{\perp}}{2\omega_1}\right)^2 - 4\gamma_{\text{AFM}}^2}, \quad \Delta\omega_{(n=2)} \approx 2\sqrt{\left(\frac{\sigma_0^2 \Phi_{\perp}^2}{8\omega_1^3}\right)^2 - 4\gamma_{\text{AFM}}^2}. \quad (23)$$

Аналогічно можна отримати вирази для смуг параметричного резонансу поблизу частот  $\omega = 2\omega_1/n$  і  $\omega = 2\omega_2/n$ , для  $n = 1, 2, 3, \dots$ , де  $\omega_{1,2}$  даються виразом (21).

Функції  $\Phi_{\perp,\parallel}$  залежать від форми і розмірів зразка; отже, підбираючи геометричні параметри наночастинки при її виготовленні, можна регулювати ширину резонансної смуги для коливань АФМ вектора. Наприклад, оцінка в рамках запропонованої моделі дозволяє припустити збільшення першої резонансної смуги частот  $\Delta\omega_{(n=1)}$  (23) майже в 1,5 раза для еліптичного зразка з  $a/b = 4$  порівняно зі зразком, для якого  $a/b = 2$ .

Таким чином, в роботі теоретично досліджено вплив форми і розмірів АФМ наночастинок на їхні динамічні властивості. Для моделювання динаміки АФМ вектора застосовано формалізм функцій Лагранжа. Особливість підходу полягає у врахуванні взаємодії магнітної та пружної підсистем АФМ наночастинок. Рівноважний розподіл АФМ вектора в об'ємі зразка отримано у припущенні відмінності магнітних властивостей поверхні частинки та її об'єму; зокрема, для розглянутої системи АФМ вектор на поверхні зразка закріплений вздовж краю (див. рис. 1).

Продемонстровано можливість збудження коливань АФМ вектора під дією періодичної механічної напруги і виникнення параметричного резонансу. Для АФМ типу “легка площина” за відсутності зовнішніх полів параметричне підсилення коливань в площині зразка та перпендикулярно до неї відбувається в різних смугах частот (18). Постійне магнітне поле “переплутує” моди взаємно перпендикулярних коливань; параметричний резонанс можливий і для отриманих еліптично-поляризованих мод. Ширина частотних смуг параметричного резонансу залежить від амплітуди створеної в зразку механічної напруги, а також форми і розмірів зразка (23). Отже, підбираючи геометричні параметри наночастинок, можна контролювати частоти виникнення параметричного резонансу коливань АФМ вектора при змінних деформаціях зразка. Результати можуть бути застосовані для експериментальної перевірки ефекту форми в АФМ нанорозмірних частинках.

*Робота виконана в рамках науково-дослідницької тематики при підтримці МОНМС України.*

1. *Epshtein E. M., Zilberman P. E.* Parametric instability of a magnetic junction under modulated spin-polarized current // JMMM. – 2012. – **324**, No 5. – P. 880–883.
2. *Urazhdin S., Tiberkevich V., Slavin A.* Parametric excitation of a magnetic nanocontact by a microwave field // Phys. Rev. Lett. – 2010. – **105**. – 237204, 4 pp.
3. *Hatridge M., Vijay R., Slichter D. H. et al.* Dispersive magnetometry with a quantum limited SQUID parametric amplifier // Phys. Rev. B. – 2011. – **83**. – 134501, 8 pp.
4. *Eichler A., Chaste J., Moser J., Bachtold A.* Parametric amplification and self-oscillation in a nanotube mechanical resonator // Nano Lett. – 2011. – **11**. – P. 2699–2703.
5. *Westra H. J. R., Karabacak D. M., Brongersma S. H. et al.* Interactions between directly – and parametrically-driven vibration modes in a micromechanical resonator // Phys. Rev. B. – 2011. – **84**. – 134305, 4 pp.
6. *Folven E., Tybell T., Scholl A., Young A. et al.* Antiferromagnetic domain reconfiguration in embedded LaFeO<sub>3</sub> thin film nanostructures // Nano Lett. – 2010. – **10**. – P. 4578–4583.
7. *Folven E., Scholl A., Young A., Retterer S. T. et al.* Crossover from spin-flop coupling to collinear spin alignment in antiferromagnetic/ferromagnetic nanostructures // Nano Lett. – 2012. – **12**. – P. 2386–2390.
8. *Tobia D., Winkler E., Zysler R. D., Granada M., Troiani H. E.* Size dependence of the magnetic properties of antiferromagnetic Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticles // Phys. Rev. B. – 2008. – **78**. – 104412, 7 pp.
9. *Gomonay H., Kondovych S., Loktev V.* Shape-induced anisotropy in antiferromagnetic nanoparticles. – arXiv:1308.3327.
10. *Туров Е. А.* Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 560 с.
11. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 264 с.
12. *Gomonay H. V., Loktev V. M.* Shape-induced phenomena in finite-size antiferromagnets // Phys. Rev. B. – 2007. – **75**. – 174439, 6 pp.
13. *Gomonay H. V., Korniienko I. G., Loktev V. M.* On the theory of stress-magnetic field phase diagram of the finite size multiferroics: competition between ferro – and antiferromagnetic domains // Ukr. J. Phys. – 2011. – **56**. – P. 659–668.

14. Кондович С. В., Гомонай О. В. Индуковані напругою процеси перемикаання у синтетичному мультифероїку з антиферомагнітним упорядкуванням // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фізична. – 2012. – 47. – С. 159–170.
15. Карлов Н. В., Кириченко Н. А. Колебания, волны, структуры. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496 с.

НТУ України “Київський політехнічний інститут”

Надійшло до редакції 08.04.2013

**С. В. Кондович**

### **Параметрический резонанс в антиферромагнитной наночастице**

*Экспериментальные данные позволяют предположить наличие влияния формы и размеров образца на свойства антиферромагнитного материала. В работе теоретически рассмотрено влияние эффектов формы на резонансные свойства антиферромагнитной наночастицы. Предложен подход для моделирования параметрического усиления колебаний вектора антиферромагнетизма под действием периодического во времени механического напряжения. Продемонстрирована возможность управления величинами частотных полос параметрического резонанса подбором геометрических параметров образца; проанализировано влияние внешнего постоянного магнитного поля.*

**S. V. Kondovych**

### **Parametric resonance in an antiferromagnetic nanoparticle**

*Experimental data show that the shape and size of a sample can affect the properties of antiferromagnetic materials. We give the theoretical description of the shape effects on resonant properties of an antiferromagnetic nanoparticle. We model the parametric amplification of magnetic oscillations in the presence of a periodic mechanical stress. The dependence of the resonance band width on the shape constants allows us to control it by choosing a proper sample size and a geometry. The external magnetic field effect on the frequency bands of a parametric resonance is also discussed.*