

УДК 537.635:537.611.45

PACS number(s): 75.50.Ee, 75.80.+q, 76.50.+g

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ФОРМИ КРИСТАЛА КОМПЕНСОВАНОГО АФМ ТИПУ “ЛЕГКА ПЛОЩИНА” НА СПЕКТР АФМР

Є. Корнієнко, О. Гомонай, В. Локтєв

*Національний технічний університет України „КПІ”
пр. Перемоги, 37, 03056 Київ, Україна
e-mail: jllica@i.com.ua*

Досліджено зв'язок між магнітними властивостями та формою зразка для антиферомагнетика типу “легка площина”. На прикладі кристала у формі квадратної пластинки показано, що форма зразка є джерелом додаткової ефективної анізотропії, яка впливає на рівноважну орієнтацію вектора антиферомагнетизма і призводить до виникнення анізотропної щільності магнітопружного походження в спектрі спінових хвиль.

Ключові слова: антиферомагнетики, магнітострикція, антиферомагнітний резонанс.

Відомо, що в феромагнетиках форма кристала суттєво впливає на ефективну магнітну анізотропію і, зокрема, на спектр спінових хвиль [1]. Причиною такого ефекту форми є наявність далекосяжної диполь-дипольної взаємодії між локалізованими магнітними моментами. Такий самий ефект може простежуватися в антиферомагнітних кристалах із сильною магнітопружною взаємодією, де нелокальні ефекти зумовлені далекосяжними полями пружної природи.

У працях [2, 3] було розвинено модель, в основу якої покладено припущення про виникнення в антиферомагнітному (АФМ) кристалі під час переходу в магнітовпорядкований стан спонтанних внутрішніх механічних напруг $\hat{\sigma}^{in}$, жорстко зв'язаних з орієнтацією вектора АФМ L . Ці напруги є джерелом як локальної магнітострикції, так і чутливих до форми зразка нелокальних полів “роздеформування”. Природу цих полів можна пояснити так. У рівноважному кристалі за відсутності зовнішніх сил і навантажень на границі зразка найвигіднішою буде така орієнтація вектора L , за якої не виникає напруги стиснення/розтягування в напрямі, перпендикулярному до поверхні кристала, а в глибині зразка рівноважна орієнтація L визначається ефективним полем магнітної анізотропії. Конкуренція цих двох чинників призводить або до створення неоднорідного розподілу АФМ вектора і супутніх деформацій (“роздеформування” кристала як цілого), або до відхилення АФМ вектора від напрямку так званої “легкої” осі в усьому кристалі (наведена формою анізотропія).

В АФМ типу “легка площина” величина наведеною формою анізотропії може перевищувати власну магнітну анізотропію, що має призводити до особливостей у спектрі спінових хвиль і польовій залежності частоти крутильних коливань [4].

У статті досліджуються пов'язані з формою зразка ефекти для АФМ, кристалграфічна група якого включає повороти навколо осі 4-го порядку.

У межах феноменологічної теорії рівноважну магнітну структуру кристала за наявності зовнішнього магнітного поля H визначається з умови мінімуму термодинамічного потенціалу (вільної енергії), який у цій моделі має вигляд

$$\Phi = \int \left\{ -\frac{1}{2} K_2 L_z^2 - \frac{1}{4} K (L_x^4 + L_y^4) - \frac{1}{2} \sigma_{ik}^{in} c_{ijkl}^{-1} \sigma_{jl}^{in} - \frac{1}{2} \chi [H \times L]^2 \right\} dV + \Phi_{dd}^{dest}, \quad (1)$$

де K_2 , $K(K_2)$ – сталі магнітної анізотропії 2-го і 4-го порядку, відповідно, c_{ijkl} – тензор пружних модулів кристала, χ – магнітна сприйнятливості, осі xu декартової системи координат паралельні “легкій площині”. Останній доданок в (1), так звана

енергія роздеформування $\Phi_{dd}^{dest} = \frac{V}{2} \langle \sigma_{jl}^{in} \rangle \mathfrak{S}_{jklm} \langle \sigma_{km}^{in} \rangle$ [2–4], визначає залежність від форми магнітних властивостей АФМ через тензор коефіцієнтів “роздеформування” \mathfrak{S} . Тут кутові дужки означають усереднення за об'ємом кристала V .

Розглянемо зразок, форма якого зберігає симетрію точкової групи, наприклад, квадратну пластинку, вирізану паралельно до “легкої площини” xu (див. рис. 1). Припустимо також, що компоненти тензора внутрішніх напруг залежать від вектора L як $\sigma_{jk}^{in} = \lambda_{12} L^2 \delta_{jk} + \lambda_{44} L_j L_k$, де λ_{12} і λ_{44} – константи магнітопружної природи. Тоді енергія роздеформування така:

$$\Phi_{dd}^{dest} = \frac{V}{2} N \langle L_x^2 - L_y^2 \rangle^2, \quad (2)$$

де $N = \frac{\lambda_{44}^2}{2} (\mathfrak{S}_{xxxx} - \mathfrak{S}_{xyxy} - 2\mathfrak{S}_{xyyx})$.

Аналіз виразів (1), (2) свідчить, що мінімуму потенціалу (1) відповідає, зокрема, однорідний (без урахування крайових ефектів) розподіл АФМ вектора, при якому $L_z=0$, а кут φ_0 між вектором L і віссю x (див. рис. 1, а) визначається системою

$$\begin{aligned} (K - 4N) \sin 4\varphi_0 - 2\chi H^2 \sin 2(\varphi_0 - \psi) &= 0, \\ (K - 4N) \cos 4\varphi_0 - \chi H^2 \cos 2(\varphi_0 - \psi) &> 0, \end{aligned} \quad (3)$$

де зовнішнє магнітне поле H прикладене у площині xu і утворює кут ψ з віссю x (див. рис. 1, б).

Як видно із (3), зведена формою анізотропія призводить до перенормування сталої власної магнітної анізотропії кристала K і, відповідно, впливає на поле спінофлюпа $H_{s-f} = H_{eff} \equiv \sqrt{\chi^{-1} |K - 4N|}$. За відсутності зовнішнього поля і за умови $K - 4N > 0$ наявні два еквівалентні рівноважні значення $\varphi_0=0$ і $\varphi_0=\pi/2$. Поле знімає енергетичне виродження цих станів і призводить до розвороту вектора L в бік “від поля” (тобто в напрямі, перпендикулярному до H). За малих значень $H < H_{eff}$ і $0 < \psi < \pi/4$ вигіднішим є стан з

$$\varphi_0 \approx \frac{\pi}{2} + \frac{H^2 \sin 2\psi}{2H_{eff}^2}. \quad (4)$$

Описана залежність рівноважної орієнтації вектора L може бути виявлена в експериментах з вимірювання частоти обертальних коливань зразка. Однак виразніше ефект форми проявляє себе у спектрі низькочастотної гілки антиферомагнітного резонансу.

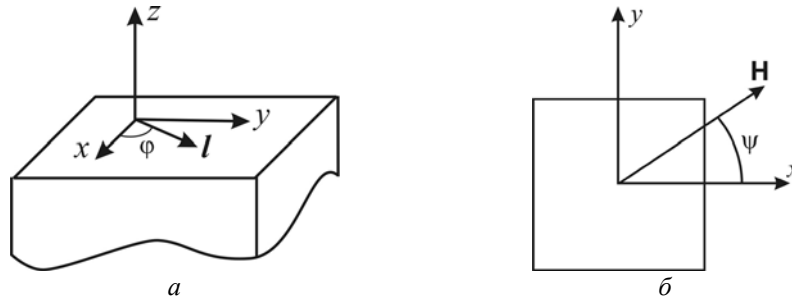


Рис. 1. *a* – форма кристала; *б* – орієнтація зовнішнього поля по відношенню до кристалографічних осей

Стандартна методика розрахунку спектра антиферомагнітного резонансу (АФМР) на основі методу функцій Лагранжа для АФМ кристала [5] з урахуванням явного вигляду термодинамічного потенціалу (1) приводить до такого виразу для частоти, що відповідає довгохвильовій області у спектрі спінових хвиль:

$$\omega_{gap} = gM_0 \left(H_{ms}^2 + H_{eff}^2 \cos 4\varphi_0 - H^2 \cos 2(\psi - \varphi_0) \right)^{1/2}, \quad (5)$$

де введено характерне поле магнітострикції $H_{ms} = \lambda_{44} \sqrt{2/\chi(c_{11} - c_{12})}$, а значення кута φ_0 визначають із системи (3).

Вираз (5) отримано в наближенні так званої “замерзлої” ґратки, тобто без урахування впливу її коливань на спектр спінових хвиль. Таке припущення цілком обґрунтоване для зразків, розміри яких значно перевищують довжину хвилі, при якій спінові коливання резонансні з коливаннями кристалічної ґратки.

Аналіз співвідношення (5) свідчить, що магнітопружні взаємодії дають внески двох типів у величину ω_{gap} . Перший внесок, величина якого визначається полем магнітострикції H_{ms} , не залежить від напрямку зовнішнього поля і відповідає магнітопружній щілині, існування якої було вперше визначено у дослідженні [6]. Другий доданок, зумовлений формою кристала, залежить від орієнтації магнітного поля відносно сторін квадрата. На рис. 2 зображена розрахована за формулою (5) кутова залежність ω_{gap} при різних значеннях величини зовнішнього магнітного поля. Для спрощення $H_{ms} = H_{eff}$.

Як видно із рис. 2, при малих значеннях зовнішнього поля H щілина в спектрі спінових хвиль практично ізотропна. Максимальну анізотропію простежують при $H = H_{eff}$. У разі подальшого збільшення зовнішнього поля анізотропія щілини стає менш виразною. Максимальне і мінімальне значення частот

$$\omega_{\max, \min} = gM_0 \left(H_{ms}^2 + H_{eff}^2 \pm H^2 \right)^{1/2}$$

досягається, відповідно, при $\psi = \frac{\pi n}{2}$ та $\psi = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi n}{2}$ ($n=0, 1, 2, \dots$).

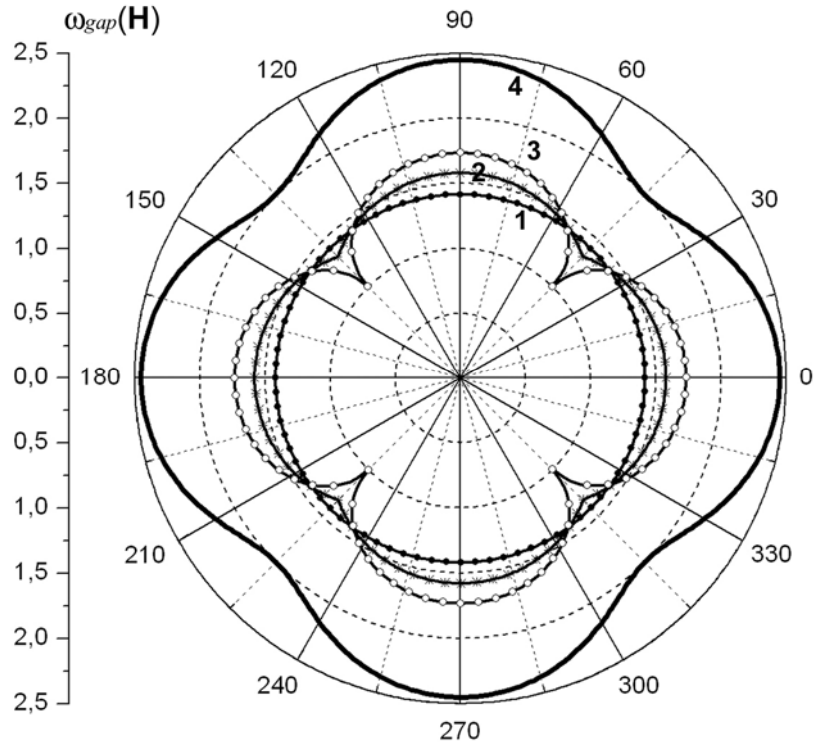


Рис. 2. Залежність щілини (в безрозмірних одиницях) у спектрі АФМР від напрямку магнітного поля (кута ψ): 1 – $H = 0,1H_{eff}$, 2 – $H = 0,7H_{eff}$, 3 – $H = H_{eff}$, 4 – $H = 2H_{eff}$

Підсумовуючи, робимо висновок, що в однорідному зразку енергія роздеформування відіграє роль "штучної", зведеної формою магнітної анізотропії. В АФМ із сильним магнітопружним зв'язком та малою власною магнітною анізотропією в "легкій площині" зведена формою анізотропія знімає виродження і утворює „легкі” напрями, які залежать від зовнішніх, а не внутрішніх характеристик зразка. Відповідно, щілина в спектрі АФМР залежить від спрямування зовнішнього магнітного поля відносно поверхні зразка.

1. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. Москва: Наука, 1967.
2. Гомонай Е.В., Локтев В.М. К теории формирования равновесной доменной структуры в антиферромагнетиках // Физика низких температур. 2004. Т. 30. №10. С. 1071–1085.
3. Гомонай Е.В., Локтев В.М. О механизме формирования равновесной доменной структуры в кристаллах, испытывающих термоупругий фазовый переход // Физика тв. тела. 2005. Т. 47. №9. С. 1689–1694.
4. Gomonay H. V., Kornienko E. G., Loktev V. M. Magnetoelastic coupling as a source of shape dependence of AFMR spectra // Ukr. J. Phys. 2005. Vol. 50. N 8. P. 816–822.
5. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // Успехи физ. наук. 1985. Т. 146. № 3. С. 417–458.
6. Барьяхтар В. Г., Яблонский Д. А. О магнитоупругой щели в спектре спиновых волн (краткое сообщение) // Физика металлов и металловедение. 1977. Т. 43. № 3. С. 645–646.

THE INFLUENCE OF THE SHAPE OF COMPENSATED AFM WITH "EASY PLANE" TYPE ON THE AFMR SPECTRUM

E. Kornienko, H. Gomonay, V. Loktev

*National Technical University of Ukraine "KPI"
37, Peremogy Ave., Kyiv 03056, Ukraine
e-mail: jllica@i.com.ua*

The connection between magnetic properties and a shape of a sample for a "light plane" type AFM is researched. It is shown on the example of a square shaped plate crystal, that the shape of a sample is a source of additional effective anisotropy, which affects on the equilibrium orientation of the AFM vector and causes magnetoelastic formed anisotropy gap in the spectrum of spin wave to appear.

Key words: antiferromagnetic, magnetostriction, antiferromagnetic resonance.

Стаття надійшла до редколегії 02.11.2005
Прийнята до друку 26.02.2007