

ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ СПИНОВЫХ АВТОВОЛН В МАГНЕТИКАХ

Б.А.Иванов, С.Н.Ляхимец

Построена теория возникновения при воздействии оптического излучения макроскопических спиновых автоволн в слабом ферромагнетике с фотоиндуцированной магнитной анизотропией.

В работе ¹ в слабом ферромагнетике (СФМ) – борате железа с примесью никеля ($\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$) обнаружено возникновение и движение под действием света плоских макроскопических периодических неоднородностей намагниченности, которые можно классифицировать как спиновые автоволны с малой частотой ω , $\omega \sim 10$ Гц. Было также показано ^{1,2}, что достаточно длительное освещение $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ приводит к появлению фотоиндуцированной одноосной магнитной анизотропии (ФОМА) вида

$$W = \frac{1}{2} f M_0^2 \cos [2(\varphi - \varphi')], f > 0, \quad (1)$$

где M_0 – намагниченность подрешетки, φ определяет текущее направление СФМ – момента \mathbf{m} в базисной плоскости (БП), φ' – направление \mathbf{m} во время облучения. Данному знаку константы ФОМА $f > 0$ отвечает индуцирование легкой оси для \mathbf{m} , перпендикулярной \mathbf{m} в момент облучения, что, как отмечалось в ¹, может быть причиной возникновения неустойчивости \mathbf{m} и появления автоволн.

Цель настоящей работы – последовательно описать нелинейные фотоиндуцированные автоволны на основе учета ФОМА типа (1) в динамическом режиме. Будет исходить из эффективного уравнения для \mathbf{m} (см. ³) в легкоплоскостном СФМ, записанного через угол φ с учетом запаздывания, обусловленного непрерывной "подстройкой" легкой оси в БП к направлению \mathbf{m}

$$\frac{\alpha}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \alpha \Delta \varphi + \frac{\lambda}{g M_0} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + \beta \sin 6\varphi + \frac{2(\mathbf{H} + \mathbf{H}_m)}{M_0} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \varphi} = f \hat{L} \{ \varphi \} = f \int_{-\infty}^t \sin [2(\varphi(t) - \varphi(t'))] \exp [(t' - t)/\tau] dt' / \tau. \quad (2)$$

Здесь c – скорость спиновых волн, α – константа неоднородного обмена, \mathbf{H} – внешнее поле, \mathbf{H}_m – размагничивающее поле СФМ, $\mathbf{m} = m_x^0 (\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi) + \mathbf{e}_z m_z^0 \sin 3\varphi$; $m_z^0 \ll m_x^0$, λ – константа затухания. При записи анизотропии (слагаемое $\beta \sin 6\varphi$) и $\mathbf{m}(\varphi)$ мы исходили из ромбоэдрической симметрии СФМ с БП в плоскости xy . Правая часть (интегральное слагаемое) в (2) определяет ФОМА в динамическом режиме, и позволяет описать динамику

m при произвольных соотношениях между характерным временем изменения m , $t_{\text{хар}} \sim 1/\omega$, и временем формирования ФОМА τ (согласно квазистатическому эксперименту $\tau \sim 10^3$ с). Мы покажем, что это слагаемое существенно меняет характер динамики m . При медленном изменении φ ($\omega\tau \ll 1$) $f\hat{L}\{\varphi\} = 2f\tau(\partial\varphi/\partial t) + \dots f(\omega\tau)^2$, и ФОМА перенормирует затухание: $\lambda \rightarrow \lambda_{\text{эфф}} = \lambda - 2f\tau g M_0$. При немалом значении $(\omega\tau)$ ренормируется также константа анизотропии β , см. ниже.

Отметим, что для случая $f > 0$, который реализуется в $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$, учет ФОМА уменьшает эффективную релаксацию¹⁾. При достаточно больших f , $2f\tau g M_0 > \lambda$ (для $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ это условие выполняется с большим запасом даже при $\lambda \sim 1$) знак эффективного затухания, меняется, что может приводить к неустойчивости низкочастотных возмущений намагниченности и появлению автоволн.

Для описания автоволн будем искать периодическое стационарное решение уравнения (2) на фоне основного состояния ($\varphi = \varphi_0 = 0$). Слабонелинейная автоволна для СФМ, имеющего форму плоскопараллельной пластинки толщиной l , вырезанной параллельно БП, имеет вид:

$$\varphi = a(z) \sin(k_x x + k_y y - \omega t) + a_3(z) \sin[3(k_x x + k_y y - \omega t)] + \dots, \quad (3)$$

где $a \ll 1$, $a_3 \sim a^3$, зависимость $a(z)$ определяется нелокальным магнитодипольным взаимодействием (полем H_{mz}).

При $l \gg l_0 \cong (\alpha/\pi)^{1/2} (M_0/6m_z^0)$, $a(z) = a \cos(\pi z/l)$, z отсчитывается от середины пластинки. Связь параметров автоволны ω , k и амплитуды a при поле H , ориентированном в БП вдоль легкой оси x определяется соотношениями (при условии $\omega\tau > 1$)

$$\omega^2 = \omega_c^2 (1 - 3a^2/4), \quad Aa^2 + Ba^4 = H_c(k) - H, \quad (4)$$

где

$$\omega_c = (2fgM_0/\lambda\tau)^{1/2}, \quad A = (M_0/4m_z^0) (11f - 105\beta), \quad B > 0, \quad (5)$$

$$H_c(k) = (M_0/m_z^0) \{ 2f - 6\beta - \alpha k^2 - (4\pi/k^2) [(m_z^0 k_y)^2 + (m_z^0 \pi/l)^2] \}. \quad (6)$$

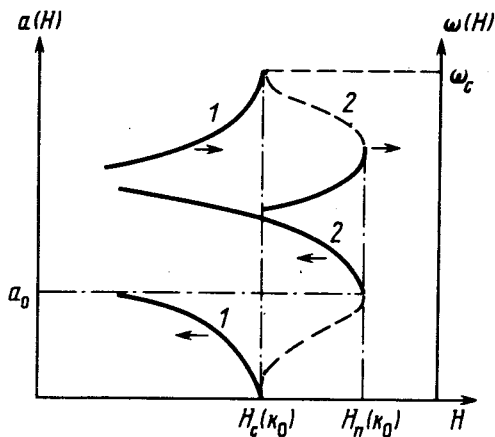
На основании формул (4) – (6) обсудим зарождение автоволны при уменьшении внешнего поля H . Рассмотрим случай $A > 0$, что отвечает достаточно большому значению f ($f \gg 9,5\beta$). Решение типа автоволны (3) отсутствует при больших H , и впервые появляется при значении H , совпадающем с максимальным значением функции $H_c(k)$. Как следует из (6), это достигается при ненулевом волновом векторе k , параллельном оси x . Это полностью соответствует эксперименту^{1,5}, согласно которому во внешнем поле H , параллельном легкой оси намагничивания, возникает автоволна с волновым вектором k , параллельным полю, а в размагниченном состоянии ($H = 0$) реализуются три системы автоволн с различными k , но в каждом домене k параллельно намагниченности¹. Моменту возникновения автоволны отвечает значение $k \cong k_0$, $k_0 = 2[9\pi^3 (m_z^0)^2 / \alpha l^2]^{1/4} \sim (H_0)^{-1/2}$. Таким образом, нелокальное магнитодипольное взаимодействие совместно с ФОМА определяет направление распространения и формирует пространственный период автоволны.

При дальнейшем уменьшении H амплитуда автоволны растет по закону (см. рисунок)

$$a = [(H_c(k_0) - H) / A]^{1/2}. \quad (7)$$

1) Такое поведение при $f > 0$ связано с тем, что в этом случае мгновенное положение m дестабилизируется ФОМА, а при $f < 0$ – стабилизируется. Не обсуждая микроскопическую природу ФОМА, отметим, что в системе, близкой к термодинамическому равновесию, мгновенное положение m может только стабилизироваться (пример – эффект магнитной вязкости). Магнетик под действием оптической накачки является существенно неравновесной системой, поэтому знак f может быть любым. Эксперимент показывает, что в борате железа с никелем и хромом $f > 0$, а с марганцем и медью $f < 0$ ^{2,4}.

В случае меньших f ($f < 9, 5\beta, A < 0$) решение типа автоволны возникает при $H = H_{\Pi}(k_0), H_{\Pi}(k_0) > H_c(k_0)$, сразу с конечной амплитудой $a_0, a_0 \cong [-A/B]^{1/2}$ при $|A| < B$. При этом, если $f > 3\beta$, то при значении $H_c(k) > 0$ (см. рисунок) однородное основное состояние неустойчиво относительно периодических возмущений с $k \cong k_0$. Если же $(\lambda/2gM_0\tau) < f < < 3\beta$, то при $H > 0$ основное состояние устойчиво относительно периодических возмущений, но есть своеобразная неустойчивость пространственно неоднородных возмущений с мнимыми k , вида $\varphi \propto \exp(\pm |k|x)$ ⁶. Такие возмущения имеют место вблизи статических неоднородностей намагниченности типа доменных стенок, макроскопических дефектов и т.д. При малых f автоволна имеет немалую амплитуду ($a \sim 30^\circ$) и несинусоидальную форму ⁶.



Зависимость амплитуды a и частоты ω автоволны от внешнего поля H : кривые 1 — $A > 0$, 2 — $A < 0$. Штриховой линией обозначены участки, отвечающие неустойчивой автоволне

Таким образом, возникновение автоволны можно трактовать как бифуркацию (фазовый переход в неравновесной системе) по магнитному полю. Этот переход является переходом первого рода при малых f , и второго рода — при $f > 9, 5\beta$. В эксперименте, по-видимому, реализуется последний случай. При реальных значениях констант $2fM_0 \cong 0,1 \text{ Э}$, $\tau \sim 10^3 \text{ с}$, $\lambda \sim 0,1$ значение $\omega_c \cong 10 \div 100 \text{ Гц}$. Оценка l_0 дает, что l_0 порядка толщины используемой в эксперименте пластинки и для периода автоволны $\Lambda \cong (\mu_0)^{1/2} \sim l_0$ получаем, что $\Lambda \sim 100 \text{ мкм}$. Эти оценки, структура автоволны (3), а также зависимость $\omega_c^2 - \omega^2 \propto a^2$ — (см. (4)) хорошо отвечают экспериментальным данным ^{1,5,7}.

Мы благодарим Ю.М.Федорова за важное обсуждение экспериментальных и теоретических результатов, а также В.Г.Барьяхтара, В.Г.Веселаго, Е.И.Головенчица, В.Ф.Коваленко и В.А.Санину за ценные обсуждения.

Литература

1. Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Аксенов А.Е. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 134.
2. Федоров Ю.М., Панкрац А.И., Лексиков А.А. и др. ФТТ, 1985, 27, 289.
3. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. УФН, 1985, 146, 417.
4. Коваленко В.Ф., Нагаев Э.Л. УФН, 1986, 148, 561.
5. Fedorov Yu.M., Leksikov A.A., Vorotijnova O.V. Sol. Stat. Comm., 1985, 55, 987.
6. Иванов Б.А., Ляхимец С.Н. Препринт ИТФ-85-33Р, 1985, Киев.
7. Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Воротинова О.В. Тезисы X Всесоюзной школы-семинара "Новые магнитные материалы для микроэлектроники", 1986, Рига.