

УДК 537.635; 537.9

PACS:76.50.+g

Низкочастотный естественный ферромагнитный резонанс в магнитоодноосном кристалле при фазовом переходе

А. А. Безлепкин, С. П. Кунцевич

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,

пл. Свободы, 4, Харьков, Украина, 61077

e-mail: bezlyepkin@univer.kharkov.ua

Показана возможность наблюдения низкочастотного естественного ферромагнитного резонанса спиновой подсистемы блоховских доменных границ магнитоодноосных кристаллов в температурной области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное.

Ключевые слова: ФМР, доменные границы, фазовый переход.

Показана можливість спостереження низькочастотного природного ферромагнітного резонансу спінової підсистеми блоховських доменних стінок магнітоодновісних кристалів у температурній області переходу з магнітвпорядкованого стану в парамагнітний.

Ключові слова: ФМР, доменні стінки, фазовий перехід.

The possibility of observation of a low-frequency natural ferromagnetic resonance in Bloch domain boundaries spin subsystem of uniaxial magnetic crystals in the temperature range of transition from ranked magnetic states to the paramagnetic ones is shown.

Key words: FMR, domain walls, phase transition.

Явление естественного ферромагнитного резонанса (ФМР) широко используется для создания радиоэлектронных устройств, работающих без подмагничивающего поля. Низкочастотная граница таких устройств соответствует – 2 ГГц [1]. Поэтому разработка физических принципов и материалов, позволяющих наблюдать ФМР на более низких частотах, представляет не только научный, но и практический интерес.

В данной работе показана возможность наблюдения низкочастотного ($\omega < 2$ ГГц) естественного ФМР спиновой подсистемы в блоховских доменных границах (ДГ) в температурной области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное.

Энергия магнитной кристаллографической анизотропии одноосного кристалла описывается соотношением [2]

$$F_a = K_1 \sin^2 \theta \quad (1)$$

где $K_1 >$ – константа энергии анизотропии; θ – угол между направлением легкого намагничивания и намагниченностью \vec{I}_s .

Ориентация \vec{I}_s относительно направления легкого намагничивания показана на рис. 1.

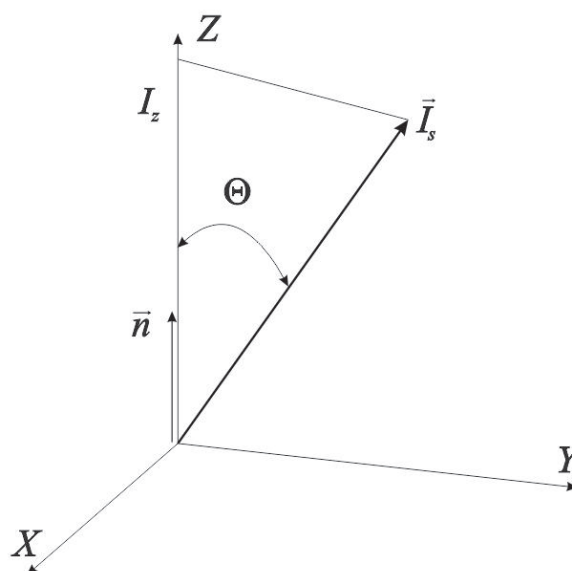


Рис. 1. Ориентация вектора намагниченности насыщения \vec{I}_s относительно направления легкого намагничивания в одноосном кристалле.

Единичный вектор \vec{n} ориентирован в направлении легкого намагничивания. В плоскости XOY анизотропия отсутствует. Выражение (1) можно

представить в виде

$$F_a = K_1 \left(1 - \frac{I_z^2}{I_s^2} \right) \quad (2)$$

где $I_z = I_s \cos \theta$ – проекция \vec{I}_s на ось OZ.

Поле анизотропии \vec{H}_a определяется соотношениями

$$\vec{H}_a = \frac{\partial F_a}{\partial \vec{I}}, \quad H_a^z = \frac{2K_1}{I_s} \cos \theta, \quad H_a^x = H_a^y = 0 \quad (3)$$

Как следует из (2), (3) ориентация поля анизотропии совпадает с направлением намагниченности. Без учета размагничивающих полей частота естественного ФМР ω определяется соотношением

$$\omega = \gamma H_a^z = \gamma \frac{2K_1}{I_s} \cos \theta, \quad (4)$$

где γ – гиромагнитное отношение.

Из соотношения (4) следует условие – при $\theta = 90^\circ$ $\cos \theta = 0$, $\omega_p = 0$.

В магнитоодноосных макрокристаллах реализуются блоховские ДГ, в которых разворот спиновых магнитных моментов происходит по винтовой линии, как показано на рис. 2. В середине ДГ спиновые моменты ориентируются под углом 90° к направлению легкого намагничивания. Они лежат в плоскостях параллельных XOZ, образуют бесконечно тонкий слой с размагничивающим фактором $N=0$, поскольку в блоховской ДГ $I_y = 0$.

Слои середины ДГ, частоты ФМР которых попадают в интервал, задаваемый резонансной линией, дадут вклад в сигнал низкочастотного ФМР.

Наблюдение ФМР возможно на частотах $\omega > T^{-1}$, где T – время релаксации магнитных моментов. В ферро- и ферритмагнетиках оно составляет 10^{-7} – 10^{-10} с [1], что соответствует частотам 10^7 – 10^{10} Гц.

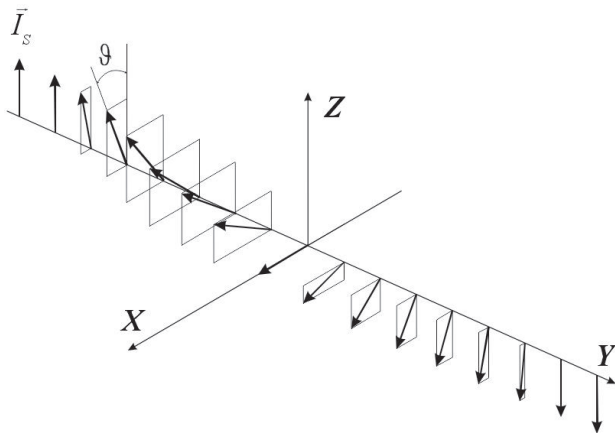


Рис. 2. Поворот вектора намагниченности при переходе по блоховской доменной границе одноосного кристалла.

Как известно [3], в области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное динамика спиновой подсистемы носит релаксационный характер. При приближении к критической точке время релаксации быстро возрастает и по мере приближения к точке перехода равновесное состояние устанавливается чрезвычайно медленно [4]. Увеличение T в области перехода обуславливает возможность наблюдения естественного ФМР на низких частотах от спиновой подсистемы в середине ДГ.

В области фазового перехода исчезает дальний магнитный порядок, но сохраняется ближний. Поэтому возможно создание корреляционных образований, ориентация магнитных моментов которых соответствует $\theta = 90^\circ$. Такого рода корреляционные образования могут иметь различные размагничивающие факторы в различных направлениях и это обстоятельство будет накладывать определенные ограничения на минимальное значение частоты ФМР. При приближении к критической точке уменьшается константа энергии анизотропии. Размеры доменов d и доменных границ δ изменяются в соответствии с соотношениями [2]

$$d \sim \frac{1}{(K_1)^{1/4}}, \quad \delta \sim \frac{1}{(K_1)^{1/2}}.$$

Поэтому при приближении к точке Кюри размеры доменных границ будут увеличиваться за счет уменьшения размеров доменов, что приведет к увеличению размеров области ДГ, для которых θ близко к 90° .

Рассмотренные особенности поведения магнитоодноосных кристаллов указывают на возможность наблюдения низкочастотного ФМР системы магнитных моментов, расположенных в середине блоховских ДГ в области фазового перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное.

Работа выполнена при поддержке фонда фундаментальных исследований МОН Украины (№ ГР 0109 U001430).

1. А.Г. Гуревич «Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках» М., Наука, (1973), 464 с.
2. Е.С. Боровик, А.С. Мильнер «Лекции по магнетизму», Изд-во ХГУ, Харьков, (1966).
3. В.Л. Покровский УФН, том 179, № 11. С. 1237-1244 (2009).
4. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников. ДАН СССР, том 96, 469, (1954).