

01;05;09

Влияние дисперсии полей орторомбической анизотропии на ширину линии ферромагнитного резонанса в пленках феррит-гранатов

© А.М. Зюзин, В.В. Радайкин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430000 Саранск, Россия

(Поступило в Редакцию 11 марта 1996 г. В окончательной редакции 22 июля 1996 г.)

Проведен учет влияния дисперсии полей анизотропии на ширину линии ФМР в пленках с орторомбической анизотропией. Результаты расчета, проведенного на основе модели линейного изменения полей анизотропии с толщиной и предположения аддитивности различных вкладов в результирующую ширину линии, хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Ширина линии ферромагнитного резонанса в магнитных пленках зависит от многих факторов. Кроме релаксационных механизмов на ширину линии влияет, например, изменение равновесной ориентации намагниченности [1], происходящее в процессе регистрации линии поглощения. Уширение может происходить из-за наличия дефектов (пор, дислокаций) как в металлических пленках, так и в пленках ферродиелектриков [2]. Механизм, связанный с магнитоупругим вкладом в поле анизотропии и приводящий к уширению линии резонанса в поликристаллических пленках, исследован в [3]. В работах [4,5] изучены особенности уширения, связанного с угловой дисперсией анизотропии. При таком типе дисперсии максимумы на угловой зависимости резонансного поля наблюдаются при промежуточных, между "трудным" и "легким", направлениях постоянного магнитного поля.

При исследованиях эпитаксиальных пленок феррит-гранатов состава $(\text{YBiTmGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенных на подложках из неодим-галлиевого граната с ориентацией (110), была обнаружена угловая зависимость ширины линии резонансов, показанная на рис. 1, а. На этом же рисунке показана угловая зависимость резонансного поля $H_p(\varphi_H)$. Угол φ_H между полем \mathbf{H} и осью трудного намагничивания изменялся в плоскости пленки. Отметим, что пленки были выращены в режиме линейного снижения температуры роста и обладали орторомбической анизотропией. Поля орторомбической анизотропии

$$H_{ku} = \frac{2K_u}{M} - 4\pi M_s \quad \text{и} \quad H_{kr} = \frac{2K_r}{M}$$

составляли 1098 и 1411 Э соответственно. В приведенных выражениях K_u и K_r — константы наведенных ростом одноосной и ромбической (описывающей анизотропию в плоскости пленки) компонент анизотропии [6–8]. Толщина исходных пленок была равна 2.5 мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 713$ Гс, гиромантическое отношение $\gamma = 1.39 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Последнее определялось по резонансным полям при ориентациях постоянного поля \mathbf{H} вдоль "трудного" и "легкого" направлений в плоскости пленки и по нормали к ней [6]. Измерения

параметров ферромагнитного резонанса производились на частоте 9.34 ГГц. Как следует из рис. 1, а, ширина линии сильно изменяется в интервале углов от 0 до 180° . Особенность наблюдаемой зависимости $2\Delta H(\varphi_H)$ состоит в том, что максимумы $2\Delta H$ наблюдаются при ориентациях \mathbf{H} вдоль "трудного" и "легкого" направлений, а минимумы — при промежуточных. Такое поведение $2\Delta H$ не удается объяснить выше перечисленными механизмами уширения.

Результаты экспериментов по послойному стравливанию показали, что при уменьшении толщины пленки происходит уменьшение амплитуды изменения ширины линии на угловой зависимости $2\Delta H(\varphi_H)$ (рис. 1, б, в). Также уменьшается интервал изменения резонансного поля. Из этого следует, что наблюдаемую зависимость $2\Delta H(\varphi_H)$ нельзя объяснить и возможной анизотропией параметра затухания.

Для объяснения угловых зависимостей $2\Delta H$ мы исходили из предположения о наличии неоднородности одновременно как H_{ku} , так и H_{kr} по толщине пленки, что связано с нестационарностью кинетики ее роста. Дисперсия H_{ku} и H_{kr} должна приводить к появлению дополнительного вклада в ширину линии. В случае достаточно больших значений параметра затухания α линию поглощения в неоднородной пленке можно рассматривать как суперпозицию линий от отдельных слоев. Поэтому результирующая ширина линии рассчитывалась в предположении аддитивности собственной ширины линии $2\Delta H_e$ и вклада, обусловленного дисперсией полей анизотропии $2\Delta H_d$. Последний можно рассчитать, пользуясь его представлением в виде

$$2\Delta H_d = 2 \left(\frac{\partial H_{res}}{\partial H_{kr}} \Delta H_{kr} + \frac{\partial H_{res}}{\partial H_{ku}} \Delta H_{ku} \right), \quad (1)$$

где ΔH_{kr} и ΔH_{ku} — дисперсии соответствующих полей анизотропии.

Однако выражение для $2\Delta H_d$ в таком представлении получается весьма громоздким. Поэтому вклад $2\Delta H_d$ при данном значении угла φ_H определялся как разность максимального и минимального полей на семействе резонансных кривых, построенных для заданных интервалов значений H_{ku} и H_{kr} .

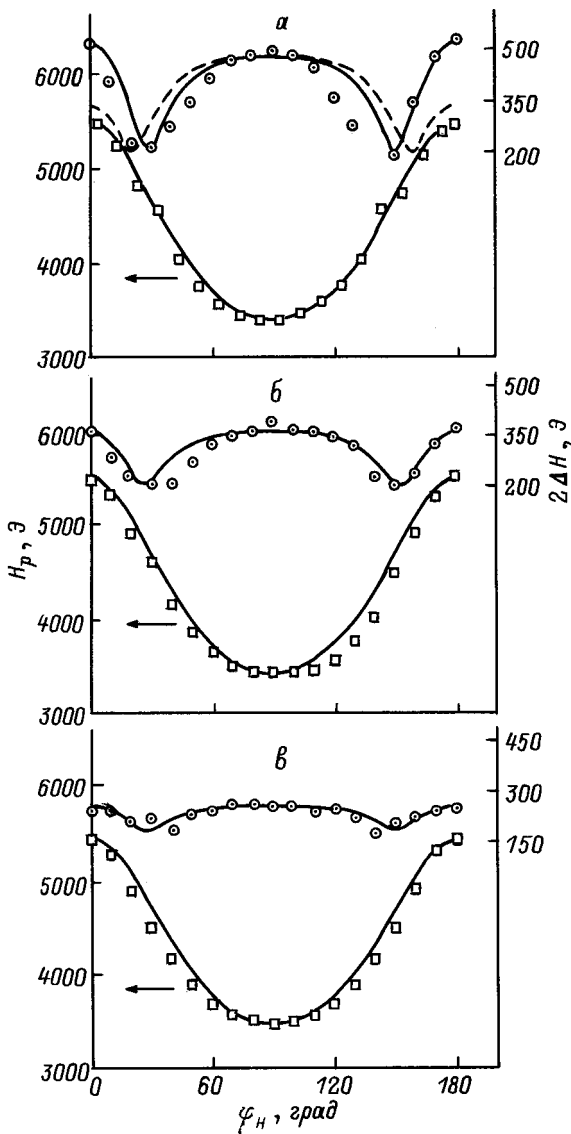


Рис. 1. Угловые зависимости $2\Delta H$ и H_p . *a* — исходная пленка ($h_1 = 2.5$ мкм); *б, в* — после первого ($h_2 = 1.76$ мкм) и второго ($h_3 = 1.0$ мкм) этапов травления. Кружки и квадратики — эксперимент, сплошные линии — расчет, штриховая — расчет с учетом дисперсии лишь H_{kr} .

Анализ проводился на основе модели линейного изменения H_{ku} и H_{kr} по толщине пленки (рис. 2). Это соответствует равновероятному распределению магнитных моментов пленки по полям H_{ku} и H_{kr} на интервалах изменения этих полей. Резонансные кривые рассчитывались с помощью метода эффективных размагничивающих факторов [9]. Плотность энергии анизотропии магнитной пленки с учетом энергии размагничивающего поля записывалась в виде

$$U_a = K_u \left(1 - \frac{M_{z'}^2}{M^2} \right) + K_r \frac{M_{y'}^2}{M^2} + 2\pi M_{z'}^2, \quad (2)$$

где $M_{z'}$ и $M_{y'}$ — компоненты намагниченности в системе координат, оси z' и y' которой совпадают с осями анизотропии пленки.

Значения компонент тензора эффективных размагничивающих факторов находили путем сопоставления выражений для эффективного поля [9]

$$\mathbf{H}_a^{ef} = -\frac{\partial U}{\partial \mathbf{M}} \quad \text{и} \quad \mathbf{H}_a^{ef} = -N^{ef} \mathbf{M}. \quad (3)$$

Сначала были определены компоненты тензора $(N^{ef})'$ в вышеупомянутой системе координат. Они имеют следующий вид:

$$(N^{ef})' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2K_r}{M^2} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2K_u}{M^2} + 4\pi \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Выражения для компонент N^{ef} в системе координат, где ось z совпадает с намагниченностью, находили с помощью формул преобразования компонент тензора при переходе от одной системы координат к другой [10]. Резонансное соотношение для случая, когда \mathbf{H} лежит в плоскости пленки с ориентацией (110), имеет вид

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left[H \cos(\varphi_H - \varphi_M) + H_{kr} \cos 2\varphi_M \right] \times \left[H \cos(\varphi_H - \varphi_M) - H_{ku} + 4\pi M - H_{kr} \sin^2 \varphi_M \right]. \quad (5)$$

Здесь φ_M — угол между \mathbf{M} и "трудной" осью, значение которого находили из условия равновесной ориентации намагниченности. Как показал анализ экспериментальных угловых зависимостей резонансного поля, константа кубической анизотропии K_1 в исследованных пленках была примерно на порядок меньше, чем K_u и K_r . Поэтому при расчетах $2\Delta H(\varphi_H)$ кубической анизотропией пренебрегали.

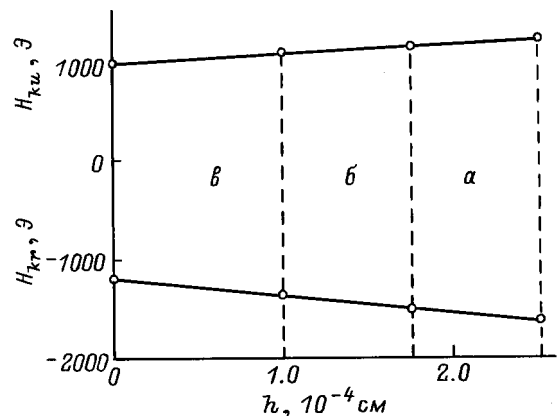


Рис. 2. Распределение полей одноосной H_{ku} и ромбической H_{kr} компонент анизотропии по толщине пленки. Точки пересечения с вертикальными штриховыми линиями определяют значения H_{ku} и H_{kr} на поверхности: *a* — исходной пленки; *б, в* — после первого и второго этапов травления соответственно.

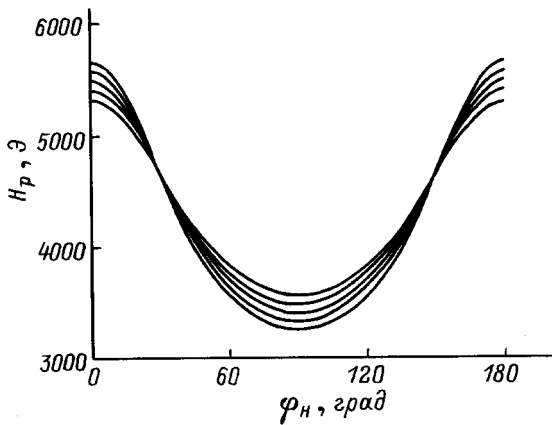


Рис. 3. Семейство резонансных кривых, рассчитанных для значений H_{ku} и H_{kr} , соответствующих различным слоям исходной пленки.

Семейство резонансных кривых для исходной пленки с соответствующими интервалами изменений H_{ku} и H_{kr} приведено на рис. 3. Как следует из расчетов, величины разброса резонансных полей при $\varphi_H = 0$ и 90° примерно равны между собой. Минимум наблюдается при углах φ_H , между \mathbf{H} и трудной осью, близких к 30° .

По мере уменьшения толщины пленки путем послойного стравливания происходит уменьшение интервалов изменения полей анизотропии H_{ku} и H_{kr} (рис. 2). В связи с этим должен уменьшаться вклад в $2\Delta H$, обусловленный данным фактором. Проведенные эксперименты и результаты расчетов подтверждают этот вывод. Как следует из рис. 1, б, в, при уменьшении толщины h до 1.76 и 1.0 мкм амплитуда изменения $2\Delta H$ на угловой зависимости существенно уменьшается. Изменение минимальных значений $2\Delta H$ при этом не превышают погрешности измерений. Это объясняется тем, что минимум вклада $2\Delta H_d$ весьма незначителен и, следовательно, минимальное значение $2\Delta H$ определяется в основном лишь собственной шириной линии.

При уменьшении h наблюдалось уменьшение максимального и увеличение минимального резонансных полей на угловой зависимости $H_p(\varphi_H)$. Это свидетельствует о том, что увеличение абсолютных значений H_{ku} и H_{kr} происходит от подложки к свободной поверхности пленки, а не наоборот. Расчетные зависимости $H_p(\varphi_H)$ (рис. 1) получали исходя из средних для данной толщины значений H_{ku} и H_{kr} . Видно, что имеет место достаточно хорошее соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей как $2\Delta H(\varphi_H)$, так и $H_p(\varphi_H)$.

Некоторое различие между ними может быть связано с отклонением от линейного распределения магнитных моментов образца на заданных интервалах изменения H_{ku} и H_{kr} , а также эффектами обменного и дипольного сужения неоднородно уширенной линии.

Хорошее согласие наблюдалось для расчетных и экспериментальных полярных зависимостей $2\Delta H(\theta_H)$, когда угол θ_H между \mathbf{H} и нормалью к пленке изменялся в плоскостях, проходящих через трудное или легкое

направления в плоскости пленки и нормаль к ней. Отметим, что учет дисперсии лишь ромбической компоненты поля анизотропии не позволяет получить удовлетворительного соответствия расчетных (штриховая кривая на рис. 1, а) и экспериментальных результатов. При таком расчете H_{ku} принималось равным среднему на соответствующем интервале его значений.

Проведенные температурные исследования также подтверждают предположение о наличии дисперсии полей анизотропии и ее влиянии на $2\Delta H$. На рис. 4, а, б приведены температурные зависимости $2\Delta H$ и H_p для различных ориентаций \mathbf{H} относительно "трудной" оси. Видно, что имеет место четкая корреляция в поведении $2\Delta H$ и H_p для той или иной ориентации. С уменьшением абсолютных значений H_{ku} и H_{kr} при возрастании температуры происходит уменьшение величины их дисперсии. Это в свою очередь приводит к уменьшению $2\Delta H_d$.

При приближении к температуре Кюри T_k резонансные поля при различных ориентациях сближаются, что свидетельствует о приближении к нулю значений H_{ku} и H_{kr} . При этом $2\Delta H$ при различных ориентациях также стремится к одному и тому же значению. Минимальное значение $2\Delta H$ вплоть до температур вблизи T_k изменяется слабо. При этой ориентации вклад в H_p , обусловленный полями H_{ku} и H_{kr} , минимален. Следовательно, минимальным будет и вклад в $2\Delta H$, обусловленный дисперсией этих параметров.

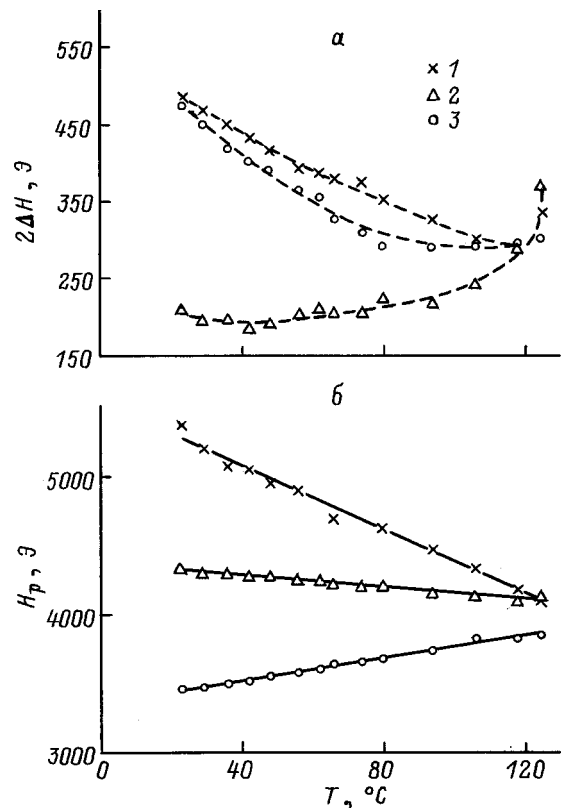


Рис. 4. Температурные зависимости $2\Delta H$ (а) и H_p (б). 1, 2 — поле \mathbf{H} параллельно "трудной" и "легкой" осям соответственно; 3 — \mathbf{H} параллельно направлению, при котором $2\Delta H$ минимальна.

Таким образом можно сделать следующие выводы.

1. Проведен учет влияния дисперсии полей орторомбической анизотропии на ширину линии ФМР.

2. Модель, основанная на изменении одновременно как H_{ki} , так и H_{kr} по толщине пленки и предположении аддитивности различных вкладов в ширину линии, позволяет объяснить угловые и температурные зависимости $2\Delta H$, а также результаты экспериментов по послойному травлению.

3. Наличие дисперсии H_{ki} и H_{kr} в пленках с орторомбической анизотропией приводит к качественно отличной угловой зависимости ширины линии ФМР.

Список литературы

- [1] Зюзин А.М. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 7. С. 109–112.
- [2] Крутичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
- [3] Ваньков В.Н., Зюзин А.М., Старостин Ю.В. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 18. Вып. 21. С. 66–70.
- [4] Кирсанов Г.Г., Корнев Ю.В., Семенов Д.И., Сидоренков В.В. // ФММ. 1986. Т. 61. № 4. С. 750–755.
- [5] Семенов Д.И., Сидоренков В.В. // ФММ. 1988. Т. 65. № 2. С. 219–223.
- [6] Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 8. P. 957–966.
- [7] Сабитов Р.М., Вахитов Р.М., Шанина Е.Г. // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. № 3. С. 266–273.
- [8] Ваньков В.Н., Зюзин А.М. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 5. С. 119–129.
- [9] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [10] Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: Наука, 1965. 426 с.