

УДК 537.611.3

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАВНОВЕСНОЙ ОРИЕНТАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА ШИРИНУ ЛИНИИ ФМР В АНИЗОТРОПНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А. М. Зюзин

Описан механизм уширения линии ФМР в анизотропных магнитных пленках при промежуточных, между трудным и легким, направлениях внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Причина уширения заключается в изменении величины разориентации вектора намагниченности \mathbf{M} относительно \mathbf{H} в процессе прохождения резонансных условий при регистрации линии поглощения. Предложенный метод анализа для определения ширины линии позволил получить удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов.

При анализе результатов исследований, посвященных анизотропии $2\Delta H$, обычно не учитывается влияние на ее величину изменения равновесной ориентации намагниченности \mathbf{M} , которое имеет место при регистрации линии поглощения.

В работе [1] был предложен способ учета влияния разориентации векторов \mathbf{H} и \mathbf{M} на $2\Delta H$. Однако количественного соответствия между теоретическими и экспериментальными результатами в этой работе не было получено.

Целью настоящей работы являлось проведение теоретического анализа и экспериментальной проверки влияния изменения равновесной ориентации намагниченности на ширину линии ФМР в пленках феррит-гранатов ориентации (111) с учетом кубической анизотропии.

Как известно [2], в качестве ширины линии обычно принимается величина, равная расстоянию между точками кривой поглощения, в которых $\chi'' = \chi''_{\text{рез}}/2$. Здесь $\chi''_{\text{рез}}$ — резонансное значение антиэрмитовой части диагональной компоненты тензора высокочастотной магнитной восприимчивости, которая определяет поглощение энергии в случае линейно-поляризованного ВЧ поля. Значений $\chi'' = \chi''_{\text{рез}}/2$ можно достичь изменением либо частоты ВЧ поля ω , либо собственной частоты прецессии намагниченности ω_0 . Изменение ω_0 производится изменением величины H .

Рассматриваемый механизм уширения линии ФМР при промежуточных, между параллельным и перпендикулярным, направлениях внешнего магнитного поля относительно плоскости пленки заключается в следующем. Значения собственной частоты прецессии ω_{01} и ω_{02} , соответствующие точкам на половине высоты линии поглощения, достигаются при разных значениях внешнего магнитного поля. Но разным значениям этого поля соответствуют разные значения угла равновесной ориентации намагниченности, от которого, как и от H , зависит ω_0 . Это обстоятельство приводит к тому, что ω_{01} , ω_{02} , а следовательно, и вышеуказанные точки будут достигаться при иных значениях внешнего поля по сравнению с ситуацией, если бы ориентация намагниченности оставалась постоянной и соответствующей резонансному значению поля. По этой причине и ширина линии, т. е. интервал между значениями H , соответствующими $\chi'' = \chi''_{\text{рез}}/2$,

будет определяться не только параметром затухания α , но и существенной зависимостью угла равновесной ориентации намагниченности от величины внешнего магнитного поля.

Предлагаемый метод анализа состоит в нахождении решений уравнения, определяющего положение точек линии поглощения, находящихся на половине высоты. При этом решение производится относительно поля H , которое определяет собственную частоту прецессии, входящую в исходное соотношение для антиэрмитовой части соответствующей компоненты тензора высокочастотной магнитной восприимчивости. Пользуясь результатами, изложенными в [2], легко показать, что в случае линейно-поляризованного ВЧ поля для нахождения вышеотмеченных точек необходимо решить уравнение

$$\frac{\alpha\omega\gamma M \{2\omega_{Hq}(\omega_H + N_{22}^{\text{эф}}\gamma M) - [\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]\}}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_{Hq}^2} = \frac{\gamma M (\omega_H + N_{22}^{\text{эф}}\gamma M)}{4\alpha\omega\omega_{Hq}}, \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение; $\omega_H = \gamma H_{i0}^{\text{эф}}$; $H_{i0}^{\text{эф}}$ — сумма проекций внешнего магнитного поля и эффективного поля анизотропии на направление \mathbf{M} ; q — параметр, зависящий от компонент $N_{ij}^{\text{эф}}$ тензора эффективных размагничивающих факторов и статической магнитной восприимчивости [2]. Можно показать, что при резонансе значение $\omega_{Hq} [1 - (\omega_0 - \omega)/2 (\omega_H + N_{22}^{\text{эф}}\lambda M)]$ достаточно близко к значению собственной частоты прецессии ω_0 , которая в этом случае равна $(1 + \alpha^2)^{1/2}\omega$. Отклонение величины $\alpha\omega_{Hq} [1 - (\omega_0 - \omega)/2 (\omega_H + N_{22}^{\text{эф}}\lambda M)]/\gamma$ в точках $H_{01}, 02$ ($\chi'' = \chi''_{\text{рез}}/2$) от ее значений при резонансе будет иметь второй порядок малости относительно α . Поэтому в первом приближении указанная величина принималась равной $(\alpha\omega/\gamma) = \Delta H_{\perp}$, т. е. наблюдаемой полуширине линии при перпендикулярном направлении, когда разориентация между \mathbf{H} и \mathbf{M} и ее изменение отсутствуют. При расчетах, как и в [1], предполагалась изотропность α . Решение (1) относительно ω_0 дает следующие значения:

$$\omega_{01} = (1 - \alpha)\omega, \quad \omega_{02} = (1 + \alpha)\omega. \quad (2)$$

Полученные значения собственной частоты ω_{01}, ω_{02} достигаются при соответствующих значениях магнитного поля H_{01} и H_{02} , разность между которыми и будет определять ширину линии ФМР.

Искомые значения магнитного поля в случае, когда \mathbf{H} лежит в плоскости $(\bar{1}10)$, перпендикулярной плоскости пленки и представляющей наибольший интерес с точки зрения влияния кубической анизотропии, можно найти из соотношения, определяющего собственную частоту прецессии намагниченности [3]

$$\omega_0^2 = \gamma^2 \{ H \cos(\theta_M - \theta_H) + H_k^{\text{эф}} \sin^2 \theta_M + H_{k1} [-(3/16) + (2\sqrt{2}/3) \sin 2\theta_M + (1/3) \cos 2\theta_M + (\sqrt{2}/12) \sin 4\theta_M - (7/48) \cos 4\theta_M] \} \{ H \cos(\theta_M - \theta_H) - H_k^{\text{эф}} \cos 2\theta_M + (1/12) H_{k1} [2\sqrt{2} \sin 2\theta_M + \cos 2\theta_M + 4\sqrt{2} \sin 4\theta_M - 7 \cos 4\theta_M] \}, \quad (3)$$

где $H_k^{\text{эф}}$ — эффективное поле одноосной анизотропии, H_{k1} — поле кубической анизотропии, и соотношения, определяющего равновесную ориентацию намагниченности (угол θ_M), которое в свою очередь находится из условия минимума свободной энергии анизотропного ферромагнетика во внешнем магнитном поле

$$2H \sin(\theta_M - \theta_H) = H_k^{\text{эф}} \sin 2\theta_M - H_{k1} [(1/12) \sin 2\theta_M - (7/24) \sin 4\theta_M + \sqrt{2} \cos^2 \theta_M - (4\sqrt{2}/3) \cos^4 \theta_M]. \quad (4)$$

В приведенных соотношениях углы θ_M и θ_H отсчитываются в плоскости $(\bar{1}10)$ от оси $[\bar{1}\bar{1}2]$.

Расчет угловых зависимостей $2\Delta H$ производился численным методом на ЭВМ. Необходимые для расчета значения H_{k1} определялись по мето-

дике, описанной в [4]; значения $H_k^{\text{эф}}$ и γ рассчитывались по резонансным полям при перпендикулярной и параллельной ориентациях с учетом H_{k1} .

Экспериментальная проверка проводилась на пленках феррит-гранатов $(\text{YSmLuLaCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$, $(\text{YSm})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $(\text{YBiGdSmLaLuCa})_3(\text{FeSi})_5\text{O}_{12}$ с различными значениями $H_k^{\text{эф}}$ и $2\Delta H_1$, что достигалось изменением соотношений гранатообразующих элементов. Значения $H_k^{\text{эф}}$ и $2\Delta H$ варьировали

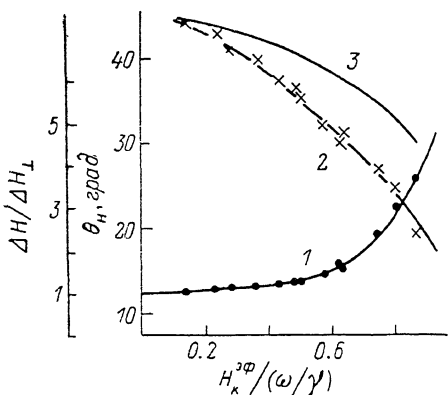


Рис. 1.

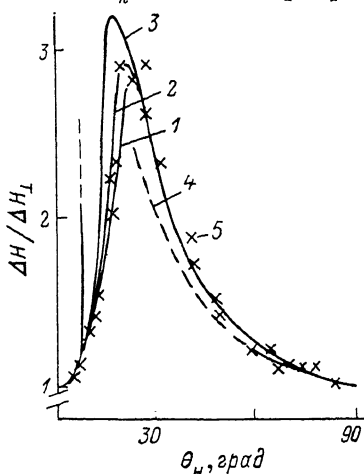


Рис. 2. Угловые зависимости относительного уширения линии.

Штрихи — расчет несправедлив из-за возникновения доменной структуры и невозможности достижения H_{01} .

лись также путем изменения температуры в пределах 173—473 К. Все образцы были выращены на подложках гадолиний-галлиевого граната, вырезанных в плоскости (111). Измерения параметров ФМР проводились на частоте 9.34 ГГц.

Одна из задач работы состояла в исследовании влияния относительного значения эффективного поля одноосной анизотропии $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$ на уширение линии для случая малых значений α . Анализ и экспериментальные измерения при этом проводились для плоскости (112), перпендикулярной плоскости пленки, где в меньшей степени проявляется действие кубической анизотропии. Необходимо подчеркнуть, что, как следует из теоретических и экспериментальных результатов, кубическая анизотропия, величина которой в исследованных пленках феррит-гранатов была примерно на порядок меньше одноосной анизотропии, оказывает хотя и заметное (в частности, для плоскости $(\bar{1}10)$), но не определяющее влияние на уширение линии ФМР. На рис. 1 представлены рассчитанная (кривая 1) и экспериментальная (точки) зависимости максимального значения $2\Delta H$ от $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma)$. Видно, что имеет место соответствие теоретических и экспериментальных результатов. При значениях $H_k^{\text{эф}}$, близких к ω/γ , уширение линии, обусловленное рассматриваемым механизмом, может в несколько раз превышать $2\Delta H_{\perp}$. Расчетные значения угла θ_H , при котором наблюдается максимальная ширина линии, с возрастанием $H_k^{\text{эф}}$ уменьшаются (кривая 2). Это означает, что с возрастанием $H_k^{\text{эф}}$ максимум $2\Delta H$ должен наблюдаться при ориентациях с \mathbf{H} , все более близких к трудному направлению. Кривая 3 изображает расчетную зависимость от $H_k^{\text{эф}}$ угла θ_H , соответствующего максимальной разориентации $(\theta_M - \theta_H)$. Эксперимен-

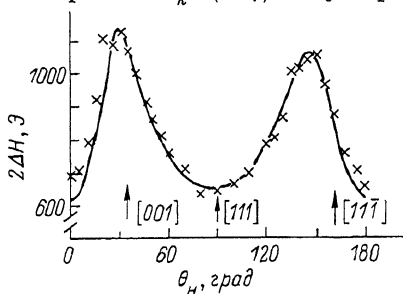


Рис. 3.

тальная зависимость угла θ_H , соответствующего максимуму $2\Delta H$ (точки), хорошо согласуется с кривой 2. Из этого следует, что уширение $2\Delta H$ не просто прямо связано с величиной разориентации ($\theta_M - \theta_H$) [1], а обусловлено ее изменением. Следует отметить, что максимальное уширение $2\Delta H$ соответствует участку наиболее быстрого изменения на угловой зависимости резонансного поля. На рис. 2 представлены расчетные зависимости $2\Delta H/2\Delta H_{\perp}$ от угла θ_H для $2\Delta H_{\perp} = 100$ (1), 500 (2), 1000 (3), 2000 Э (4) и $H_k^{\text{эф}}/(\omega/\gamma) = 0.8$ и экспериментальные результаты для $2\Delta H_{\perp} = 500$ Э (5). Видно, что относительное уширение зависит от $2\Delta H_{\perp}$, т. е. $2\Delta H$ при прочих равных условиях не является линейной функцией $2\Delta H_{\perp}$. Таким образом, ограничение первым членом разложения в представлении ΔH в виде $\Delta H = (dH/d\omega) \Delta\omega + \dots$ не является вполне справедливым.

Из результатов проведенного анализа следует, что уширение линии ФМР, обусловленное изменением равновесной ориентации намагниченности «влево» от положения истинного центра линии, т. е. в области меньших полей, будет превышать уширение линии «вправо». Это приводит к асимметрии линии ФМР. При промежуточных направлениях \mathbf{H} разность углов равновесной ориентации, соответствующих точкам $\chi'' = \chi''_{\text{рез}}/2$, сильно возрастает с увеличением $2\Delta H_{\perp}$, причем угол θ_H , при котором достигается ее максимальное значение, зависит от $2\Delta H_{\perp}$.

На рис. 3 в качестве примера, иллюстрирующего влияние кубической анизотропии на уширение линии, приведены рассчитанная по формулам (3) и (4) теоретическая (сплошная кривая), а также экспериментальная (точки) зависимости $2\Delta H$ (θ_H) для пленки первого из указанных выше составов с $H_k^{\text{эф}} = 2090$, $H_{k1} = -160$, $2\Delta H_{\perp} = 650$ Э, $\gamma = 1.75 \cdot 10^7$ Э $^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Угол θ_H изменялся в плоскости (110). Как видно из рис. 3, уширение $2\Delta H$, наблюдающееся вблизи трудной оси [001], заметно превышает уширение вблизи [111]. Приведенные данные свидетельствуют о достаточно удовлетворительном количественном соответствии экспериментальных результатов с теоретически рассчитанными.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Барьяхтар Ф. Г., Дорман В. Л., Ковтун Н. М., Купрун Л. И., Соболев В. Л., Шкарь В. Ф. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 12. С. 3646—3650.
 [2] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
 [3] Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. V. 16. N 8. P. 957—966.
 [4] Зюзин А. М., Зюзин Ал. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3128—3131.

Мордовский государственный
 университет им. Н. П. Огарева
 Саранск

Поступило в Редакцию
 20 апреля 1988 г.
 В окончательной редакции
 9 февраля 1989 г.