Доклады Академии наук СССР
1970. Том 195, № 4

УДК 538.245 **ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**

Ю. В. КОРНЕВ, Д. И. СЕМЕНЦОВ

ТЕОРИЯ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 20 IV 1970)

В работах Смита [1, 2] было вначале предположено, а затем и экспериментально доказано, что в тонкой ферромагнитной пленке при определенных условиях ее формирования могут образовываться участки с отрицательными значениями поля анизотропии. В таких участках легкая ось ориентируется перпендикулярно легкой оси участков с положительным полем анизотропии. Для некоторых образцов отношение объемов областей с положительной и отрицательной анизотропией было близко к единице.

В данной работе показано, что наличие у пленок областей с положительным и отрицательным полем анизотропии приводит к двум ветвям в спектре частот ферромагнитного резонанса (ф.м.р.) при любой ориентации внешнего поля — низкочастотной и высокочастотной. Для этого использовалась модель пленки, состоящая из магнитно невзаимодействующих микроучастков (блоков), обоснование которой (для пленок с положительным полем анизотропии) дано в работах А. Г. Лесника [3, 4]. Пленка предполагалась сформированной так, что каждый блок с положительным полем анизотропии имеет ближайшими соседями блоки с отрицательным полем анизотропии, а каждый блок с отрицательной анизотропией окружен блоками с положительной анизотропией. Магнитное состояние каждого блока характеризуется локальными параметрами — амплитудой поля анизотропии H_{kl} и углом его наклона β_l к средней оси анизотропии соответствующей группы блоков. Считается, что эти параметры распределены в каждой группе блоков по гауссовому закону. Любое магнитное свойство пленки, зависящее от дисперсии анизотропии, находится в этой модели путем усреднения локального свойства по всем значениям выбранных параметров.

1. Согласно выбранной модели, энергия пленки при наличии внешних полей, ориентированных в плоскости пленки (рис. 1), определяется следующим образом:

$$E = \sum_{\{f\}} E_f + \sum_{\{g\}} E_g, \quad E_l = -\mathbf{H}^{(e)}\mathbf{M}_l + {}^1\!/_2 M_l H_{kl} \sin^2(\varphi_l - \beta_l) \quad (l = f, g), \tag{1}$$

где $\mathbf{H}^{(e)}$ — внешнее магнитное поле, $H_{kf} > 0$ и $H_{kg} < 0$ — поля локальной одноосной анизотропии блоков $\{f\}$ и $\{g\}$, углы β_f и $\pi/2 + \beta_g$ задают направления локальных легких осей блоков с положительной и отрицательной анизотропией.

Из условий минимальности энергии (1) $\left.\dfrac{\partial E}{\partial \varphi_l}\right|_{\varphi_l = \varphi_{l0}} = 0$ и $\left.\dfrac{\partial^2 E}{\partial \varphi_l^2}\right|_{\varphi_l = \varphi_{l0}} > 0$ определяются равновесные направления векторов намагниченности.

В зависимости от направления и величины приложенного поля имеем:

а) $H_\parallel = H$, $H_\perp = 0$, т. е. внешнее поле приложено вдоль средней легкой оси блоков $\{f\}$. Малые равновесные углы областей $\{f\}$ при всех полях связаны с направлением локальных осей соотношением φ_{f0} $\delta_f^+\beta_f$, где $\delta_f^\pm =$

$= H_{kl} / (H \pm H_{kl})$; равновесные углы областей $\{g\}$ в разных полях удовлетворяют разным соотношениям, так

$$\varphi_{g0} = \delta_g^+\beta_g \text{ при } H > H_{kg}\cos 2(1-\delta_g^+)\beta_g/\cos\beta_g\delta_g^+, \tag{2}$$

а связь $\tilde{\varphi}_{g0} = -\beta_g - H/H_{kg}$ реализуется в полях $H < H_{kg}/\sqrt{2-\cos\beta_g}$, где $\tilde{\varphi}_{l0} = \pi/2 - \varphi_{l0}$ — малый угол.

б) $H_\parallel = 0$, $H_\perp = H$, т. е. внешнее поле приложено вдоль средней легкой оси областей $\{g\}$. Аналогично предыдущему случаю можно показать,

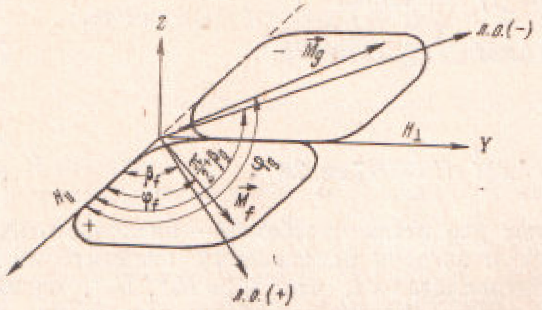

Рис. 1

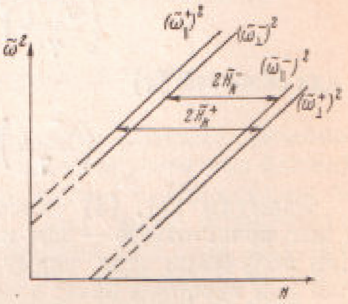

Рис. 2

Рис. 1. Направление локальных осей (л.о.) и векторов намагниченности в блоках

Рис. 2. Зависимость квадрата резонансных частот пленки от внешнего поля ($\tilde{\omega}^2 = \omega^2/4\pi M\gamma^2$, $\tilde{H}_k^\pm = H_k^\pm\cos 2\beta_\pm$)

что для малых углов областей $\{g\}$ соотношение $\tilde{\varphi}_{g0} = \delta_g^-\beta_g$ выполняется в любых по величине полях, тогда как для блоков $\{f\}$ имеем

$$\tilde{\varphi}_{f0} = \delta_f^-\beta_f \quad \text{при} \quad H > H_{kf}\cos 2(1+\delta_f^-)\beta_f/\cos\beta_f\delta_f^-, \tag{3}$$

а $\varphi_{f0} = \beta_f + H/H_{kf}$ реализуется в полях $H < H_{kf}/\sqrt{2-\cos\beta_f}$.

2. Вопрос о резонансном поведении системы исследовался с помощью уравнений Ландау — Лифшица, записанных в сферических координатах. Так как рассматривается модель невзаимодействующих блоков, то уравнения, описывающие поведение каждой из групп, решаются независимо друг от друга. В зависимости от направления и величины приложенных полей выражения для резонансных частот для каждой из групп блоков получаются следующими:

$$(\omega_l/\gamma)^2 = 4\pi M_l[H\cos\delta_l^\pm\beta_l \pm H_{kl}\cos 2(1\mp\delta_l^\pm)\beta_l] \quad (l = f, g). \tag{4}$$

Если $H_\parallel = H$, $H_\perp = h_\sim$, причем с.в.ч. поле $h_\sim \ll H$, то в (4) учитывается верхний знак. Полученная формула в этом случае верна для областей $\{f\}$ при любых значениях подмагничивающего поля, а для областей $\{g\}$ только при выполнении неравенства (2). Если же поле $H \gg H_{kl}$, то $\delta_l^\pm \to 0$, и формула (4) перепишется так:

$$(\omega_l/\gamma)^2 = 4\pi M_l(H \pm H_{kl}\cos 2\beta_l) \qquad (l = f,\ g). \tag{5}$$

В полях $H < H_{kl}/\sqrt{2-\cos\beta_l}$ области $\{g\}$ в случае $H_\parallel = H$ и области $\{f\}$ в случае $H_\perp = H$ не резонируют, так как не выполняются условия резонанса — отсутствует составляющая намагниченности, перпендикулярная высокочастотному полю $h_\sim$.

3. Полученные формулы дают сведения о локальных характеристиках тонкой пленки. Положение резонансных линий для пленки в целом находится усреднением полученных выражений по всем значениям соответствующих параметров. Следуя экспериментальным данным, распределение легких осей в каждой группе блоков подчинялось гауссовому закону

$$P(\beta_l)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\beta_\pm}\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta_l}{\beta_\pm}\right)^2\right]\quad (l=f,\,g), \tag{6}$$

где $\beta_\pm$ — среднеквадратичное отклонение от средней оси анизотропии соответствующей группы блоков. Дисперсию амплитуды поля анизотропии в каждой группе для простоты считаем отсутствующей, т. е. значение поля анизотропии одинаково во всех блоках $\{f\}$ и равно H_k^+, а в блоках $\{g\}$ равно H_k^-. Плотность намагниченности полагаем по всей пленке одинаковой, т. е. $M_f = M_g = M$. С учетом этих предположений после усреднения выражение (5) для областей $\{f\}$ запишется

$$\left(\frac{\omega^+_{\parallel,\perp}}{\gamma}\right)^2 = 4\pi M\,(H \pm H_k^+\cos 2\beta_+), \tag{7}$$

а для областей $\{g\}$

$$\left(\frac{\omega^-_{\parallel,\perp}}{\gamma}\right)^2 = 4\pi M\,(H \mp H_k^-\cos 2\beta_-). \tag{8}$$

Формулы (7), (8) описывают две ветви колебаний — низкочастотную и высокочастотную — для каждого из двух направлений внешнего поля. При получении этих формул предполагалось, что $H \gg H_k^+,\ H_k^-$, однако уже при внешнем поле, в несколько раз превышающем поле анизотропии блоков, они являются хорошим приближением точных соотношений. На рис. 2 показана часть спектра резонансных частот, соответствующая этим полям. Чтобы получить спектр для малых полей, необходимо усреднять (4), что ведет к значительным математическим осложнениям, так как в этом случае требуется учет связей (2), (3), зависящих от поля. Ясно, что дисперсия легких осей приводит к нарушению на этом участке линейной зависимости квадрата резонансной частоты от внешнего поля.

Результаты, полученные в настоящей работе, характерны только для пленок, имеющих блочную структуру с положительной и отрицательной анизотропией. В работе не учитывалось взаимодействие между блоками, которое может иметь место в реальных пленках и приводить к сдвигу резонансных частот. Спектр, полученный в данной работе, в тонких магнитных пленках пока экспериментально не обнаружен, что может объясняться спецификой получения таких пленок и отсутствием эксперимента по резонансу на них.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Поступило
8 IV 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] D. O. Smith, J. Appl. Phys., 32, 70 (1961). [2] D. O. Smith, Appl. Phys. Lett., 2, 191 (1963). [3] А. Г. Лесник, Физ. мет. и металловед., в. 6, 27 (1969). [4] А. Г. Лесник, Там же, в. 1, 28 (1969).