вод известна и практически постоянна [5]. И если известно отношение показателей преломления при $z=0$ на частотах ν_1, ν_2, то отношение их на некоторой глубине z_0 может быть просто получено из выражения (3). В это отношение будут входить σ_{ν_1}, α_{ν_1} и σ_{ν_2}, α_{ν_2}, которые могут быть определены развитыми методами [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Долин Л. С. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1964, 7, № 2, с. 380. [2] Ермаков Б. В., Ильинский Ю. А. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1968, 11, № 3, с. 624. [3] Клышко Д. Н., Фадеев В. В. ДАН СССР, 1978, 238, с. 320. [4] Железняков В. В. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1967, 9, № 5, с. 1057. [5] Lauscher F. In: Handbuch der Geophysik. V. 7. Berlin, 1955, p. 723. [6] Браво-Животовский Д. М. и др. В кн.: Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М.: Наука, 1974, с. 153.

Поступила в редакцию
04.02.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1983, Т. 24, № 5

УДК 538.216.22:621.318.1

МАГНИТНЫЕ ФАЗЫ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛЕНОЧНОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ ТИПА {11 *l*}

Л. И. Антонов, Л. Е. Коротенко, А. Н. Матвеев, В. В. Попов

(кафедра общей физики для физического факультета)

Изучение основного однородного состояния в микромагнетизме магнитных пленок в большинстве случаев является той основой, на которой базируется дальнейшее развитие теории возмущения. Исследование однородных состояний имеет и самостоятельный интерес, поскольку они практически всегда реализуются во внешних полях, превышающих критическое значение, а также в однородной области (домене), размеры которой существенно превышают толщину пленки. Эта проблема имеет и большое практическое значение, например для СВЧ-устройств, работающих в низкочастотной области колебаний намагниченности во внешних магнитных полях, близких к критическим.

В предлагаемой работе рассматривается спектр однородных состояний и фазовых переходов в зависимости от параметров анизотропии материала монокристаллической пленки. В предположении того, что в магнитной пленке кубического монокристалла реализуется кристаллографическая анизотропия, характерная для массивного кристалла, и что одновременно в пленке существует особый вид одноосной анизотропии (наведенной в процессе его роста) с осью легкого намагничивания, перпендикулярной плоскости пленки [1], вариационным методом [2] найдены все равновесные ориентации вектора намагниченности при заданных параметрах анизотропии и области фазовых переходов при изменениях параметров анизотропии. В отсутствие поверхностной анизотропии и внешнего магнитного поля реализующиеся в образце магнитные фазы определяются из решения уравнения [3]:

$$[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{эфф}]=0, \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор спонтанной намагниченности, а $\mathbf{H}_{эфф}$ — эффективное магнитное поле, связанное со свободной энергией F соотношением

$$\mathbf{H}_{эфф}=-\frac{1}{M}\frac{dF}{d\mathbf{m}} \qquad \left(\mathbf{m}=\frac{\mathbf{M}}{|M|}\right),$$

В системе отсчета, где ось z перпендикулярна развитой поверхности пленки, а ось y совпадает с направлением типа $[\bar{1}10]$ в плоскости пленки, для пленочного монокристалла с поверхностью типа $\{112\}$ выражение для приведенной свободной энергии $w=F/k_1$ имеет вид

$$w=\frac{1}{4}(\alpha^2+\gamma^2)^2+\frac{1}{3}\beta^4+\sqrt{2}\,\beta\gamma\left(\frac{1}{3}\gamma^2-\alpha^2\right)-S\gamma^2,$$

$S=(k_\perp-2\pi M^2)/k_1$, $k_\perp$ и k_1 — первые константы одноосной и кубической анизотропии соответственно; α, β, γ — направляющие косинусы вектора $\mathbf{M}$ в заданной системе отсчета, связанные со сферическими координатами θ, φ соотношениями $\alpha=\sin\theta\cos\varphi$, $\beta=\sin\theta\sin\varphi$, $\gamma=\cos\theta$.

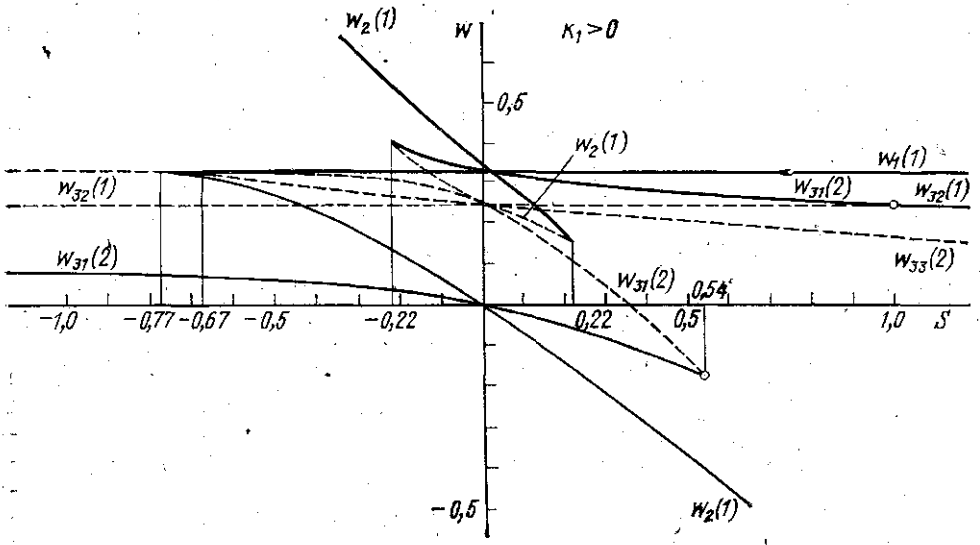

Рис. 1. Зависимость приведенной плотности свободной энергии w от параметра анизотропии S. Тонкая линия — ОЛН, толстая линия — ОТН, пунктир — ПО

Анализ вариационной задачи $w_\theta'=0$, $w_\varphi'=0$ совместно с условием $\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1$ приводит к трем типам решений $w_i(S)$, для которых определяются равновесные ориентации (оси) намагниченности. Результаты расчета приведены для $k_1>0$. Индекс при w указывает тип решения, а цифра в скобках — количество равновесных осей.

1. $w_1(1)=1/3$ ($\cos\theta=0$, $\sin\varphi=\pm1$). Это решение не зависит от S, т. е. $-\infty<S_1<+\infty$ (рис. 1).

2. $w_2(1)$ ($\cos\varphi=0$, $\cos\theta=f(S)=\gamma$). Равновесные ориентации в этом случае зависят от S. Обратная зависимость S от γ имеет вид

$$S_2=\frac{1}{6}\left\{7\gamma^2-4\mp\sqrt{2}\,\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}(4\gamma^2-3)\right\}$$

(знак «$\mp$» соответствует решению уравнения $\sin\varphi=\pm1$) и представлена на рис. 2 пунктирными кривыми.

3. $w_3(5)$ ($\cos\varphi\neq0$, $\cos\theta=\gamma\neq0$). Этот случай, в свою очередь, разбивается на три подслучая: w_{31}, w_{32}, w_{33}, где второй индекс при w указывает номер подслучая. Для этих подслучаев связь S с углами, определяющими равновесные направления вектора $\mathbf{M}$, имеет вид

$$S_3=\frac{1}{6}\left\{\frac{\sqrt{2}}{\gamma\sqrt{1-\gamma^2}}\Phi\left[3(1-\gamma^2)(4\gamma^2-1)(1-\Phi^2)-\gamma^2(4\gamma^2-3)\right]+\right.$$

$$+ 3[(1-\gamma^2)(1-\Phi^2)+\gamma^2]\Phi^2 - 4(1-\gamma^2)\Phi^4;$$

$$(\Phi = \sin\varphi).$$

Эта зависимость представлена сплошными кривыми S_{31}, S_{32}, S_{33} на рис. 2, а функции w_{31}, w_{32}, w_{33} показаны на рис. 1. Функция w_{31} (2) неоднозначна и имеет «z»-образный вид; $w_{32}(1) = 1/4$, не зависит от S; $w_{33}(2)$ однозначна и оканчивается в точке с $S = -0{,}76$ и $w = 1/3$.

Анализ знака квадратичной формы позволяет определить тип равновесных ориентаций (см. таблицу, где символами ОЛН, ОТН и ПО обозначены оси легкого, трудного и промежуточного намагничивания соответственно; ПО соответствует седловой точке на поверхности w).

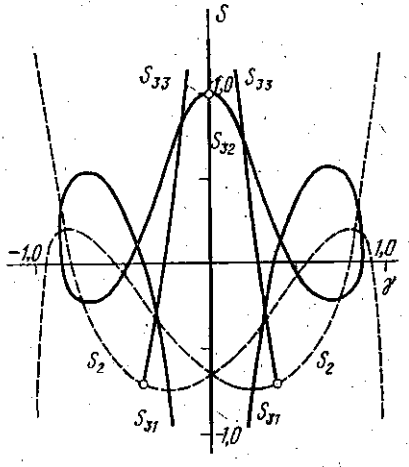

Рис. 2. Зависимость параметра анизотропии S от равновесного значения $\gamma = \cos\theta$

Для пленок с ориентацией типа {100}, {110}, {111} [4, 5] ось наведенной одноосной анизотропии совпадает с одной из осей симметрии кубического кристалла. Пленки типа {112} представляют собой более общий случай для пленок с ориентацией {11l}, так как ориентация {112} не совпадает ни с одним из равновесных направлений чисто кубического кристалла. Одним из следствий этого несовпадения является отсутствие равновесного направления $\gamma^2 = 1$, что связано с понижением порядка симметрии. Нормаль к плоскости пленки {111} совпадает с главной диагональю куба, нормаль для пленки типа {112} не совпадает с ней, но лежит в диагональной плоскости. Поэтому в пленке {112} нарушается та 120° симметрия пространственных равновесных направлений, которая имела место для ориентации {111}, однако общее число этих осей остается неизменным.

Характерной особенностью ориентаций {111} и {112} является наличие «Z»-образных кривых $w(S)$ с двумя точками возврата, где ОТН переходит в ОЛН через ПО (для случая {112} см. рис. 1, кривые $w_2(S)$ и $w_{31}(S)$). Существование точек возврата свидетельствует о наличии фазовых переходов для ориентации решетки типа {11l}. Число пространственных равновесных ориентаций зависит от величины S и при $|S| < 1$ достигает максимального значения, равного 13 (см. таблицу).

Равновесные ориентации намагниченности можно также проанализировать с позиций магнитной симметрии [6, 7] и, как указывает в своих работах В. А. Копцик, только в ее релятивистском варианте.

Полученные результаты не только дают спектр решений для ориентации {112}, но и позволяют проследить общие тенденции для всех ориентаций из групп {11l}. В реальных условиях всегда имеет место некоторая разориентация относительно кристаллографических осей. Последнее обстоятельство важно при работе с пленками преимущественной ориентации {100}, {110}, {111}, особенно в случае пленок с цилиндрическими магнитными доменами. Изменение параметра S, которое может контролироваться технологией или температурой в окрестностях точек ветвления, может приводить к резкому изменению

S	ОЛН	ПО	ОТН	Общее количество осей
$-\infty \div -0{,}77$	w_{31} (2)	w_1 (1) w_{32} (1)	w_2 (1)	5
$-0{,}77 \div -0{,}67$	w_2 (1) w_{31} (2)	w_1 (1) w_{32} (1) w_{33} (2)	w_2 (1)	8
$-0{,}67 \div -0{,}22$	w_2 (1) w_{31} (2)	w_2 (1) w_{32} (1) w_{33} (2)	w_1 (1) w_2 (1)	9
$-0{,}22 \div 0{,}22$	w_2 (1) w_{31} (2)	w_2 (1) w_{31} (2) w_{32} (1) w_{33} (2)	w_1 (1) w_2 (1) w_{31} (2)	13
$0{,}22 \div 0{,}54$	w_2 (1) w_{31} (2)	w_{31} (2) w_{32} (1) w_{33} (2)	w_1 (1) w_{31} (2)	11
$0{,}54 \div 1{,}0$	w_2 (1)	w_{32} (1) w_{33} (2)	w_1 (1) w_{31} (2)	7
$1{,}0 \div +\infty$	w_2 (1)	w_{33} (2)	w_1 (1) w_{32} (1)	5

свойств пленок, в том числе и свойств цилиндрических магнитных доменов.

Авторы благодарят А. С. Жукарева за участие в обсуждении данной статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Браун У. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. [2] Stoner E. S., Wohlfarth E. P. Phil. Trans. Roy. Soc., 1948, 240, p. A599. [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. [4] Антонов Л. И., Жукарев А. С., Матвеев А. Н., Попов В. В. Деп. ВИНИТИ № 6523—82. [5] Антонов Л. И., Коротенко Л. Е., Попов В. В. В кн.: Тез. докл. на Втором Всероссийском координац. совещ. педвузов по физ. магнитных материалов. Иркутск, 1982, с. 69. [6] Koptzik V. A. J. Phys. C: Solid State Phys., 1983, **16**, p. 1. [7] Копцик В. А. В кн.: Теоретико-групповые методы в физике. М.: Наука, 1983, с. 38.

Поступила в редакцию
01.03.83