

р. 66. [3] Кострюкова М. О. ЖЭТФ, 1968, 55, с. 453. [4] Landau L. D. Phys. Zeitschrift Sowjetunion, 1933, 4, p. 675. [5] Капатори J. Progr. Theor. Phys., 1958, 20, p. 890. [6] Jacobs I. S., Roberts S., Lawrence P. E. J. Appl. Phys., 1965, 36, p. 1197. [7] Lindgard P. A. Phys. Rev. B., 1976, 14, p. 4074. [8] Wood T. E., Day P. J. of Magn. and Magn. Mat., 1980, 15—18, part II, p. 782. [9] Tawarayama T., Katsumata K., Yoshizawa H. J. Phys. Soc. Jap., 1980, 49, p. 1299. [10] Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 1952, 22, с. 475.

Поступила в редакцию
16.06.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 538.221 : 539.216

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД I РОДА В ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

А. С. Жукарев, А. Н. Матвеев

(кафедра общей физики для физического факультета)

До сих пор нет достаточно полного и строгого теоретического описания зарождения полосовой доменной структуры в тонких ферромагнитных пластинах и пленках в наклонном внешнем магнитном поле. В работах [1, 2], посвященных изучению этого ориентационного фазового перехода I рода, сделана попытка использовать микромагнитный метод для решения данной задачи. Однако в указанных работах выполняется линеаризация микромагнитной системы уравнений вблизи состояния однородной намагниченности, что позволяет получить только кривую лабильности однородной фазы.

В настоящей работе для расчета неоднородного распределения намагниченности в образце осуществлен подход к точке фазового перехода со стороны доменной структуры. Если направления намагниченности в доменах известны хотя бы в грубом приближении, то такое распределение можно принять в качестве нулевого в методе последовательных приближений, а по малым отклонениям от него выполнить линеаризацию уравнения Ландау—Лифшица для намагниченности. Таким способом можно рассчитать доменную структуру после фазового перехода I рода аналогично расчету полосовой доменной структуры вдали от условий зарождения [3].

Направим ось z по нормали к плоскости пленки, а ось y вдоль проекции магнитного поля H на плоскость пленки. Тогда вектор намагниченности $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m} = M_s (0, \sin \theta, \cos \theta)$ лежит в плоскости YZ . Для анализа удобно использовать безразмерные параметры $q = K/2\pi M_s^2$ и $h = H/4\pi M_s$, плотность энергии привести к безразмерному виду делением на $2\pi M_s^2$, а в качестве единицы длины использовать величину $l = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$ (здесь K — константа анизотропии, A — обменная константа). Тогда безразмерная плотность энергии однородного состояния в поле, образующем угол χ с осью z , равна

$$w = (1-q) \cos^2 \theta - 2h \cos(\chi - \theta). \quad (1)$$

Условие равновесия при фиксированном внешнем поле h имеет вид

$$h = (q-1) \sin \theta_0 \cos \theta_0 / \sin(\chi - \theta_0), \quad (2)$$

где θ_0 — равновесный угол; он отсчитывается от положительного направления оси z и может принимать значения в пределах $(0, \pi)$. Если правую часть уравнения (2) рассмотреть как функцию от θ_0 при фик-

сированном χ , то эта функция $f(\theta_0)$ имеет вид, указанный на рис. 1. Максимуму этой функции соответствует угол θ_m , для которого $\operatorname{tg}^3 \theta_m = -\operatorname{tg} \chi$.

Из рис. 1 видно, что при значениях поля, превышающих $f(\theta_m)$, существует всего одна равновесная ориентация намагниченности и пленка может быть намагничена только однородно. При уменьшении поля до значений меньших $f(\theta_m)$ существуют три равновесные ориентации, из которых, как можно показать, две устойчивые. Устойчивая

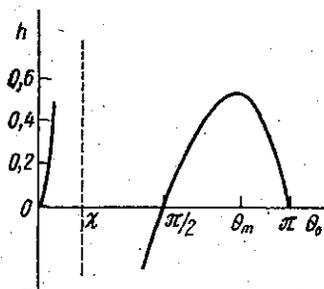


Рис. 1

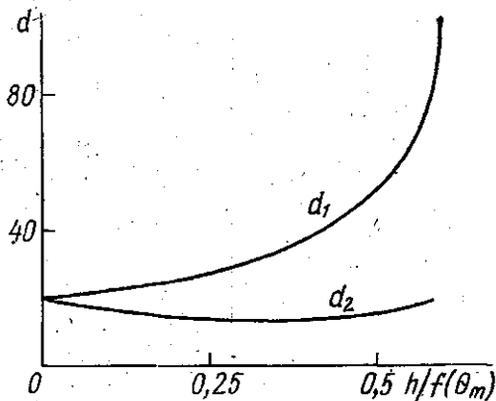


Рис. 2

ориентация θ_1 в области $(0, \chi)$ соответствует выгодным с точки зрения зеемановской энергии доменам, устойчивая ориентация θ_2 в области (θ_m, π) — невыгодным. Поэтому следует ожидать, что в полученной доменной структуре домены с направлением намагниченности, близким к θ_1 , должны быть более широкими, чем домены с ориентацией, близкой к θ_2 . Можно предположить, что направления вектора намагниченности в полученной доменной структуре будут отличаться от θ_1 и θ_2 на малые углы, по которым можно выполнить линеаризацию микромагнитной системы уравнений и граничных условий. Для грубой оценки этими поправками можно пренебречь и принять, что вектор намагниченности в доменах ориентирован по θ_1 и θ_2 .

Пусть выгодные домены имеют ширину d_1 , а невыгодные d_2 ; размерами стенок пока пренебрежем. Тогда значение внешнего поля h , при котором происходит ориентационный фазовый переход I рода (переход однородного состояния в доменное), определяется условием непрерывности термодинамического потенциала при таком переходе. Если пренебречь энергией, запасенной в доменных стенках, то плотность энергий анизотропии и зеемановской равна

$$\omega_{az} = -\frac{q}{2} \left[\left(1 + \frac{s}{\pi} \right) (\cos^2 \theta_1 + \sin 2\theta_1 \operatorname{ctg}(\chi - \theta_1)) + \left(1 - \frac{s}{\pi} \right) (\cos^2 \theta_2 + \sin 2\theta_2 \operatorname{ctg}(\chi - \theta_2)) \right], \quad (3)$$

где $s = \pi\Delta/d$, $\Delta = d_1 - d_2$, $d = d_1 + d_2$. Плотность магнитостатической энергии можно рассчитать по формуле, полученной в работе [4], оставив в бесконечной сумме только первый член:

$$\omega_m = \frac{1}{\pi^2} \left[s^2 + \frac{8\rho}{\pi} \cos^2 \frac{s}{2} \frac{1}{1 + \sqrt{\mu} \operatorname{cth}(\pi \sqrt{\mu} / \rho)} \right], \quad (4)$$

где $\mu = 1 + 1/q$, $p = d/L$, L — толщина пленки. В образующейся доменной структуре s и p должны соответствовать наименьшему значению плотности энергии. Видно, что минимальное значение ω получается при $p \rightarrow 0$, т. е. при все более мелком разбиении на домены. Этому процессу будет препятствовать нарастание энергии образующихся доменных стенок, плотность которой равна

$$\omega_{\sigma} = \frac{4\sqrt{q}}{pL} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2), \quad (5)$$

если считать стенки блоховскими.

При учете энергии образующихся стенок получаем, что с ростом поля от нулевого значения размеры выгодных доменов растут сначала медленно, а вблизи точки фазового перехода очень быстро. В то же время размеры невыгодных доменов несколько убывают, изменяясь сравнительно медленно. Вблизи точки фазового перехода выгодные домены в 4—5 раз шире невыгодных. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты расчета при $q = 2,5$, $L = 25$, $\chi = 30^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Goldstein R. M., Müller M. W. Phys. Rev. B, 1970, 2, p. 4585. [2] Лебедев Ю. Г., Титяков И. Г., Филиппов Б. Н. Физ. мет. и металловедение, 1976, 41, с. 1159. [3] Матвеев А. Н., Жукарев А. С., Антонов Л. И. Полосовая доменная структура открытого типа. Препринт физ. фак. МГУ № 5/1980, М., 1980. [4] Кооу С., Енз У. Philips Res. Rep., 1960, 15, N 1, p. 7.

Поступила в редакцию
22.07.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 621.072

ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИИ ПАРАМЕТРОВ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

П. Р. Станков (Болгария)

(кафедра физики колебаний)

Создание высокостабильных автогенераторов, стабилизированных резонаторами с высокой добротностью, требует учета влияния на их спектральные характеристики естественных флуктуаций параметров. Анализ этих эффектов в первом приближении проводился в работах [1—3]. Было показано, что естественные флуктуации параметров уширяют линию генерации и приводят к ограничению достижимой стабильности частоты автоколебаний.

Цель настоящей работы — исследование спектральных характеристик автогенераторов с резонансной цепью, обладающей механическими степенями свободы. При рассмотрении учтено влияние естественных флуктуаций на механические моды. Эта задача имеет также отношение к вопросу о предельной стабильности частоты автогенераторов в классическом и квантовом случаях [1].

Рассмотрим схему автогенератора с электрической резонансной системой (например, резонатором), имеющей механическую степень свободы с эквивалентными параметрами: жесткостью $K_{\mu} = m\omega_{\mu}^2$, массой m , частотой ω_{μ} и затуханием δ_{μ} (рисунок). Учтем, что на механическую моду действуют флуктуационная тепловая сила $f_{\mu}(t)$ со спект-