

нового фронта полей, формирующих периодическую структуру, что имеет место в случае больших коэффициентов заполнения решетки ($\mu=0,42$).

Вследствие потерь излучения в резонаторе при конечной апертуре волноводов порог усиления возрастает по сравнению со значением, получаемым в приближении полного перекрытия интерферирующих полей. С уменьшением коэффициентов заполнения ($\mu=0,1$) порог усиления $G_{th}^{(1)}$ возрастает.

Работа частично поддержана по программе «Университеты России», договор ФПММ-10, проект № 1.2.11.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лиханский В. В., Напартович А. П.//УФН. 1990. 160, № 3. С. 101.
2. Голдобин И. С., Евтихийев Н. Н., Плявенек А. Г., Якубович С. Д.//Квант. электроника. 1989. 16, № 10. С. 1957.
3. Голубенцев А. А., Качурин О. Р., Лебедев Ф. В., Напартович А. П.//Квант. электроника. 1990. 17, № 8. С. 1018.
4. Васильев А. Ф., Мак А. А., Митькин В. М. и др.//ЖТФ. 1986. 56. С. 312.
5. Segev M., Weiss S., Fischer B.//Appl. Phys. Lett. 1987. 50, N 20. P. 1397.
6. Антюхов В. В., Глова А. Ф., Качурин О. Р. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1986. 44, № 2. С. 63.
7. Leger J. R.//Appl. Phys. Lett. 1989. 55, N 4. P. 334.
8. Кандидов В. П., Крупина И. В., Митрофанов О. А.//Оптика атмосферы и океана. 1993. № 1. С. 70.
9. Аблеков В. К., Бабаев Ю. Н., Дмитриев М. Ф. и др.//ДАН СССР. 1990. 17, № 5. С. 584.
10. Голубенцев А. А., Лиханский В. В., Напартович А. П.//ЖЭТФ. 1987. 93, № 4. С. 1199.
11. Виноградов И. И., Косых А. Е., Логгинов А. С.//Квант. электроника. 1990. 17, № 5. С. 584.
12. Butler J. K., Ackley D. E., Ettenberg M.//IEEE J. Quant. Electron. 1985. QE-21, N 5. P. 458.
13. Kandidov V. P., Mitrofanov O. A.//Laser. Physics. 1993. 3, N 4. P. 831.
14. Кандидов В. П., Крупина И. В., Митрофанов О. А.//Оптика атмосферы и океана. 1994. 58, № 6. С. 108.
15. Butler J. K., Ackley D. E., Botez D.//Appl. Phys. Lett. 1984. 44, N 3. P. 293.
16. Виноградова М. В., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1979.
17. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979.
18. Косых А. Е. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1993.
19. Беллман Р. Введение в теорию матриц. М., 1976.

Поступила в редакцию
28.06.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Л. И. Антонов, Е. А. Мухина, Е. В. Лукашева

(кафедра общей физики)

Численно решена задача о периодической структуре намагниченности пленочного ферромагнитного монокристалла с кубической анизотропией. Результаты расчета иллюстрируются распределением намагниченности двух пленок, параметры которых подобраны так, чтобы продемонстрировать характерные особенности их доменной структуры.

Изучению доменной структуры пленочных ферромагнитных монокристаллов и ее эволюции под действием магнитного поля уделяется большое внимание. Это обусловлено как самостоятельным интересом, так и широкими возможностями использования таких пленок в технике, например, в устройствах с цилиндрическими магнитными доменами [1].

Структура намагниченности, обычно наблюдаемая в монокристаллических пленках ориентации типа $\{100\}$ с положительной константой анизотропии [2], представляет собой полосовую доменную структуру (ПДС) как систему полосовых доменов, намагниченных перпендикулярно плоскости пленки и разделенных 180° -ными доменными стенками (ДС).

Для теоретического описания и обоснования такой структуры обычно используются две предельные модели:

1. Распределение намагниченности в безграничном кристалле имеет чисто вихревой характер ($\text{div } \mathbf{v} = 0$, где $\mathbf{v} = \mathbf{M}/M_s$, M_s — намагниченность насыщения) [3].

2. Распределение намагниченности — чисто потенциальное ($\text{rot } \mathbf{v} = 0$) [4].

Авторы [4] предполагают, что для существования подобной чисто потенциальной структуры намагниченности необходимы стабилизирующие факторы, например наведенная одноосная анизотропия, о величине которой сказать что-либо определенное невозможно. Обе модели хотя и не исключают возможности существования ПДС со 180° -ными ДС, в действительности практически не реализуются, так как не имеют физического смысла из-за проблемы устойчивости.

Детальную информацию о структуре намагниченности пленочных монокристаллов можно получить, используя численные методы [5, 6] решения задачи микромагнетизма [7] с заданными граничными условиями. В частности, авторы работ [8, 9] численными методами исследовали микромагнитную структуру намагниченности одноосных пленок и ее изменения при изменении величины константы анизотропии.

В данной работе исследуется двумерное периодическое распределение намагниченности пленочного ферромагнитного монокристалла ориентации типа $\{100\}$ с положительной константой анизотропии Q_1 . Для рассматриваемой нами магнитной пленки ищутся решения задачи [7], представляющие собой распределения намагниченности в моделях однополярных и разнополярных ДС [8], реализующиеся в пленке в отсутствие внешнего магнитного поля. Поэтому начальное распределение намагниченности выбирается следующим образом:

$$v_{0x} = 0,$$

$$v_{0y} = |\sin(kx)| \text{ для однополярных ДС,}$$

$$v_{0y} = -\sin(kx) \text{ для разнополярных ДС,}$$

$$v_{0z} = \cos(kx),$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — период структуры.

Результаты численного эксперимента

На рис. 1 представлено распределение проекции вектора намагниченности на плоскость (xz) в прямоугольнике со сторонами, равными периоду структуры λ (40 ячеек) вдоль координаты x (ось x пер-

пендикулярна плоскости ДС) и толщине пленки T (20 ячеек) вдоль координаты z (ось z перпендикулярна плоскости пленки). Толщина пленки $T=0,1$ мкм, константа неоднородного обменного взаимодействия $A=10^{-6}$ эрг/см, намагниченность насыщения $M_s=126$ Гс, величина безразмерной константы анизотропии $Q_1=2$. Рисунок 2 представляет зависимости компонент единичного вектора намагниченности от координаты x для структуры с однополярными ДС в приповерхностном слое ($z=0$) (рис. 2, а, б) и в центральном сечении ($z=T/2$) (рис. 2, а, в) пленок со значениями Q_1 , равными 0,1 и 6.

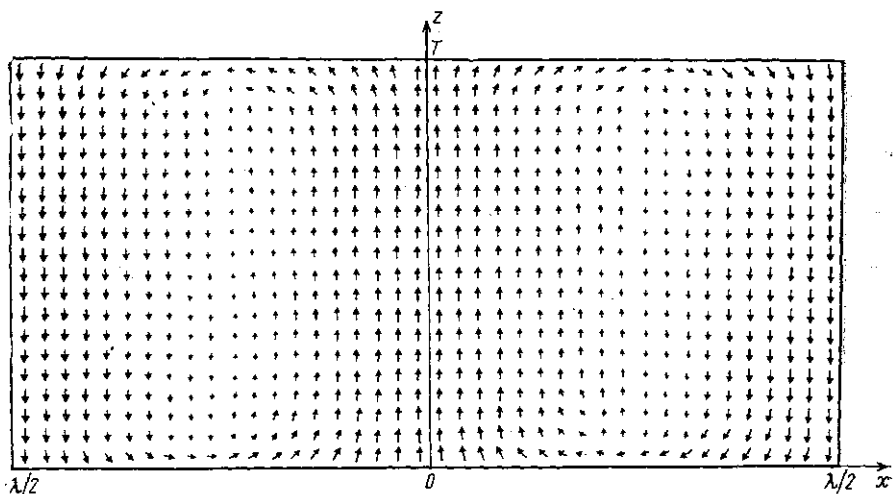


Рис. 1. Распределение проекции вектора намагниченности на плоскость (xz) в пленке с $Q_1=2$

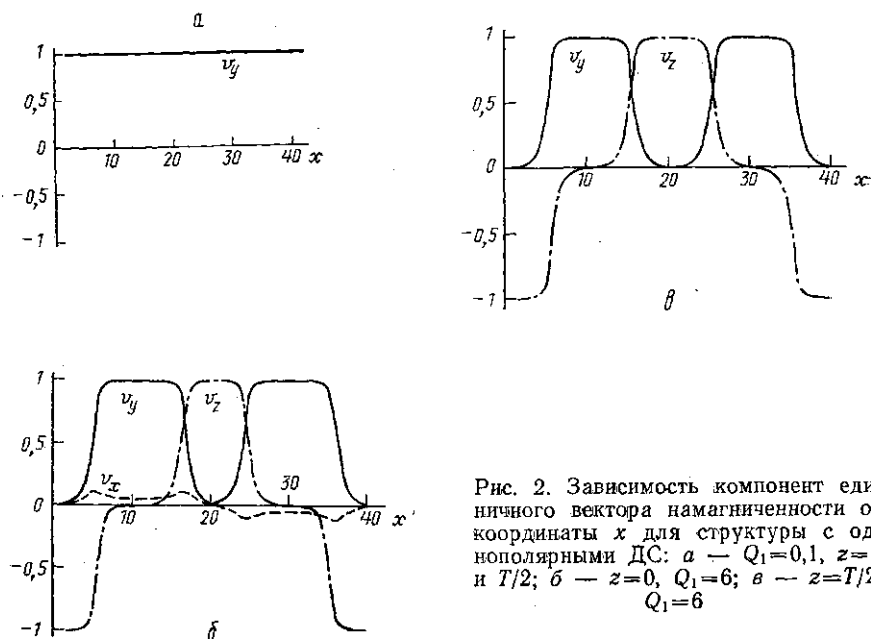


Рис. 2. Зависимость компонент единичного вектора намагниченности от координаты x для структуры с однополярными ДС: а — $Q_1=0,1$, $z=0$ и $T/2$; б — $z=0$, $Q_1=6$; в — $z=T/2$, $Q_1=6$

В пленках с сильной анизотропией ($Q_1 \gg 4$) наблюдается новый, неизвестный ранее тип доменной структуры — «нормальные» домены, представляющие собой области однородной намагниченности: вдоль координаты z , разделенные «плоскостными» доменами, намагниченности вдоль координаты y (ось y лежит в плоскости ДС).

В таблице для этих пленок указаны усредненные по толщине пленки значения интегральных характеристик структуры намагниченности:

Q_1	$\langle w_z \rangle$	$\langle v_x \rangle$	$\langle v_x \rangle_s$	$\langle v_z \rangle$
0,1	—	0	0	0
6	0,312	0,01	0,06	0,475

1) эффективной ширины 180° -ной ДС, определяемой в работе [9] по Лилли на основе одномерной модели для компоненты намагниченности v_z :

$$\langle w_z \rangle = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \{ [x_2 - x_1 + (v_{z \max} + v_{z1}) (\partial x / \partial v_z)_1 + \\ + (v_{z \max} - v_{z2}) (\partial x / \partial v_z)_2] / \lambda \} dz,$$

где x_2 и x_1 — наибольшее и наименьшее значения координаты x , в которых $v_z(x)$ имеет точки перегиба, v_{z2} , v_{z1} , $(\partial v_z / \partial x)_2$ и $(\partial v_z / \partial x)_1$ — значения v_z и $\partial v_z / \partial x$ в этих точках, $v_{z \max}$ — максимальное значение v_z в данном слое пленки;

2) объемной $\langle v_x \rangle$ и поверхностной $\langle v_x \rangle_s$ скрученностей, характеризующих «завихренность» структуры намагниченности пленки, для случая периодической структуры с периодом λ , определяемых соотношениями

$$\langle v_x \rangle = \frac{2}{T} \frac{2}{\lambda} \int_0^{T/2} \int_0^{\lambda/2} v_x(x, z) dx dz,$$

$$\langle v_x \rangle_s = \frac{2}{\lambda} \int_0^{\lambda/2} v_{xs}(x) dx,$$

индекс «s» относится к намагниченности на поверхности пленки;

3) среднего значения компоненты намагниченности v_z

$$\langle v_z \rangle = \frac{2}{T} \frac{2}{\lambda} \int_0^{T/2} \int_0^{\lambda/2} v_z(x, z) dx dz.$$

Рассмотренная в данной работе модель состояния намагниченности отвечает наиболее общим микромагнитным принципам, так как она содержит последовательный и достаточно строгий учет всех типов взаимодействия в магнитной пленке. Распределение намагниченности, полученное нами в результате численного решения задачи микромагне-

тизма, является устойчивым, так как соответствует условию минимума функционала энергии.

В настоящей работе показано, что при отсутствии стабилизирующих факторов

1) полосовые домены со 180° -ными ДС являются неустойчивым образованием,

2) при $Q_1 \leq 2$ доменная структура как таковая отсутствует: пленка однородно намагничена в своей плоскости,

3) при $Q_1 \geq 4$ появляются чередующиеся «нормальные» и «плоскостные» домены приблизительно одинаковой ширины, и так как при переходе от «нормального» домена к «плоскостному» вектор намагниченности разворачивается на 90° , то 180° -ная ДС разбивается на две 90° -ные.

В заключение отметим, что влияние стабилизирующих факторов, например одноосной анизотропии, а также толщины магнитной пленки на ее доменную структуру в настоящее время детально изучается и будет опубликовано в последующих работах.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Лисовскому за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., М., 1983.
2. Пынько В. Г., Кан С. В., Дымпилов Р. М. // VI Международный коллоквиум по тонким магнитным пленкам. Минск, 1973. С. 15.
3. Lilley B. A. // Phil. Mag. 1950. 41, N 318. P. 792.
4. Мяхар В. В. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Красноярск, 1976.
5. Антонов Л. И., Осипов С. Г., Хапаев М. М. // ФММ. 1983. 55, № 5. С. 917.
6. Антонов Л. И., Терновский В. В., Хапаев М. М. // ФММ. 1989. 67, № 1. С. 52.
7. Браун У. Ф. Микромагнетизм. М., 1979.
8. Антонов Л. И., Журавлев С. В., Лукашева Е. В., Матвеев А. Н. // ФММ. 1992. 12. С. 23.
9. Антонов Л. И., Лукашева Е. В., Мухина Е. А. // ФММ. 1995. 80, № 2. С. 5.

Поступила в редакцию
24.02.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

УДК 548.4:534

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ НА ЭВОЛЮЦИЮ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

О. В. Бубновская, Д. Л. Леготин, Н. А. Тяпунина

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

При помощи метода компьютерного моделирования исследована эволюция скользящих дислокационных петель под действием ультразвука с учетом неоднородных по пространству полей внутренних напряжений. Установлено, что под действием ультразвука происходит аннигиляция всех петель, а наличие неоднородных полей напряжений приводит к изменению времени жизни петель и нарушению их радиальной симметрии. Уменьшение или увеличение времени жизни зависит от взаимного расположения петли и источника неоднородного поля.