

УДК 537.632 : 621.318

В. В. Белошапкин, В. В. Мухин, Г. И. Фролов
(Красноярск)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ И ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ
В ДВУМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ

Проведено численное исследование структурных состояний и процесса термомагнитной записи (ТМЗ) в магнитных пленках с учетом обменного и дипольного взаимодействий и поля анизотропии. Определена область параметров, в которой дипольные взаимодействия приводят к образованию неоднородных стохастических структур в процессе ТМЗ. В прикладном плане появляется возможность определять параметры оптического излучения и свойства магнитных носителей, необходимые для осуществления устойчивой записи информации.

В последнее время большое внимание уделяется вопросам записи информации в аморфных пленочных сплавах переходных и редкоземельных металлов (РЗМ-ПМ) импульсами светового излучения [1—3]. Отличительной особенностью таких пленок является существование в них большой одноосной анизотропии, направленной перпендикулярно плоскости. Хорошо известный способ термомагнитной записи (ТМЗ) основан на нагреве локальных участков пленки лазерным лучом до температуры Кюри при одновременном воздействии перемещающего поля. Подробный обзор экспериментальных работ по изучению механизмов ТМЗ можно найти в [2—4]. Теоретическому анализу механизма ТМЗ, включая численный эксперимент, посвящено сравнительно небольшое число работ [5, 6].

В работе [6] авторы, используя метод Монте-Карло, рассмотрели процессы образования зародышей перемещающей фазы (без учета механизмов движения доменных стенок), температурную зависимость коэрцитивной силы, формирование и устойчивость доменов в режиме ТМЗ. Несмотря на очевидные достоинства этого метода, он обладает рядом недостатков, в частности не позволяет рассмотреть возможные метастабильные состояния, реализующиеся в процессе ТМЗ.

В настоящей работе, которая является продолжением исследований, опубликованных в [7, 8], проведено численное моделирование статических устойчивых структур в двумерной магнитной системе с учетом дипольных и обменных взаимодействий, поля анизотропии и внешнего магнитного поля. Также определена область параметров, в которой дипольные и обменные взаимодействия приводят к образованию неоднородных стохастических структур в процессе ТМЗ.

1. Описание модели и численного метода. Рассматриваем магнитную пленку как двумерную систему «элементарных макрочастиц» размером $\Delta \times \Delta \times t$, где Δ — параметр, определяющий размер частицы в плоскости пленки, t — толщина пленки аналогично [6]. Все «элементарные макрочастицы» располагаются по центрам квадратной сетки и характеризуются трехмерным вектором магнитного момента:

$$\vec{\mu}_{mn} = \mu_{mn}(\sin\theta_{mn} \cdot \cos\varphi_{mn}; \sin\theta_{mn} \cdot \sin\varphi_{mn}; \cos\theta_{mn}), \quad m, n = 1 + N, \quad (1)$$

где индексы m и n нумеруют строки и столбцы квадратной сетки; θ_{mn} и φ_{mn} — полярный и азимутальный углы, определяющие направление вектора $\vec{\mu}_{mn}$, и μ_{mn} — амплитуда вектора намагниченности. Система координат выбрана таким образом, что ось X перпендикулярна плоскости, в которой расположены центры частиц, а оси Y и Z лежат в этой плоскости. Геометрия модели показана на рис. 1. Гамильтониан, описывающий взаимодействие частиц, имеет вид:

$$\kappa = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} J_{mn,pq} (\vec{\mu}_{mn} \vec{\mu}_{pq}) + \frac{1}{2} \sum_{\substack{m,n \\ p,q}} D_{mn,pq} [(\vec{\mu}_{mn} \vec{\mu}_{pq}) - 3(\vec{\mu}_{mn} \vec{e}_{mn,pq}) \times (\vec{\mu}_{pq} \vec{e}_{mn,pq})] - \frac{1}{2} \sum_{m,n} K_{mn} (\mu_{mn}^x)^2 - \frac{1}{2} \sum_{m,n} (\vec{H} \vec{\mu}_{mn}), \quad (2)$$

$R_{mn,pq}$ — расстояние между узлами (m, n) и (p, q) ; K_{mn} — константа анизотропии типа «легкая ось», $\vec{H} = (H, 0, 0)$ — внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси X . В нашем численном эксперименте считаем, что константы обменного взаимодействия отличны от нуля только для частиц, находящихся в соседних узлах решетки. Радиус дипольных взаимодействий выбирался в эксперименте таким образом, чтобы дальнейшее его увеличение не приводило к изменению результатов.

Считаем, что при нагревании пленки лазерным лучом пространственное распределение поля температур имеет гауссов вид:

$$T_{mn} = T_0 + \tau(t) \exp \left[-\frac{(R_{mn} - R_0)^2}{2\sigma^2 t} \right], \quad (3)$$

где $\tau(t) = \frac{T_1}{\sqrt{2\pi t \sigma}}$; σ, t — параметры распределения; $t = 1, 2, \dots$ — дискретное время; $(R_{mn} - R_0)$ — расстояние от центра пленки (R_0), где нагрев максимальный, до узла (m, n) . В (3) время $t = 1$ считается временем окончания действия лазерного импульса, при $t > 1$ происходит охлаждение облученного участка.

Неоднородное распределение температуры приводит к неоднородному распределению модуля магнитного момента μ_{mn} по образцу. Предполагаем, что нагрев приводит к уменьшению намагниченности отдельных частиц по закону

$$\mu_{mn} = \mu_0 \left(1 - \frac{\eta}{\sqrt{t}} \exp \left[-\frac{(R_{mn} - R_0)^2}{2\sigma^2 t} \right] \right), \quad (4)$$

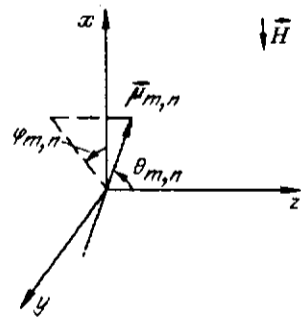


Рис. 1

где μ_0 — амплитуда вектора намагниченности при $T = T_0$; η — параметр, который в численном эксперименте выбирался таким образом, чтобы в центре облученного участка $\mu(t = 1) = 0$. В дальнейшем предполагается $\mu_0 = 1$.

Хорошо известно, что константа анизотропии также может зависеть от температуры [9]. При линейной зависимости величины отдельного магнитного момента от температуры зависимость константы анизотропии от температуры также будет линейной [9]. Поэтому можно считать, что константа анизотропии также может быть неоднородной по образцу, и записывать ее в виде

$$K_{mn} = K_0 \left(1 - \frac{\alpha}{\sqrt{t}} \exp \left[-\frac{(R_{mn} - R_0)^2}{2\sigma^2 t} \right] \right), \quad (5)$$

где α — параметр. В дальнейшем рассмотрим как случай $\alpha = 0$, так и случай $\alpha \neq 0$.
где r — константа релаксации (принимаем $r = 1$); H_{mn}^e — эффективное поле в узле (m, n) :

$$\vec{H}_{mn}^e = -\frac{\partial \kappa}{\partial \mu_{mn}}. \quad (7)$$

Для интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений (6) необходимо задать $2N^2$ начальных условий: $\varphi_{mn}(t_0)$ и $\theta_{mn}(t_0)$ (t_0 — начальный момент времени). В процессе интегрирования (6) при $t \rightarrow \infty$ значения $\varphi_{mn}(t)$ и $\theta_{mn}(t)$ стремятся к значениям, в которых система с гамильтонианом (2) имеет минимум энергии (локальный или глобальный). Для интегрирования системы (6) применяем метод Эйлера и прекращаем процесс интегрирования, когда величина

$$S = \frac{1}{2N^2} \sum_{mn} [|\dot{\theta}_{mn}| + |\dot{\varphi}_{mn}|] \quad (8)$$

достигает достаточно малого значения ($S \approx 10^{-9} - 10^{-14}$).

Изменяя начальные условия $\varphi_{mn}(t_0)$ и $\theta_{mn}(t_0)$ при интегрировании системы уравнений (6), можно получать различные динамически устойчивые структуры.

2. Структурные состояния при отсутствии температурного нагрева и перемещающего поля. Мы начали исследование структурных состояний в модели (2) — (5) с изучения возможных типов структур в отсутствие нагрева ($\alpha = 0, \eta = 0$). В чисто дипольном случае при $D_0 = 1, J = 0, K_0 = 0$ и $H = 0$ мы нашли, решая систему уравнений (6), что основное состояние реализуется микровихревой структурой, которая изображена на рис. 2, а. Существование таких структур в бесконечных образцах было аналитически предсказано в [10,

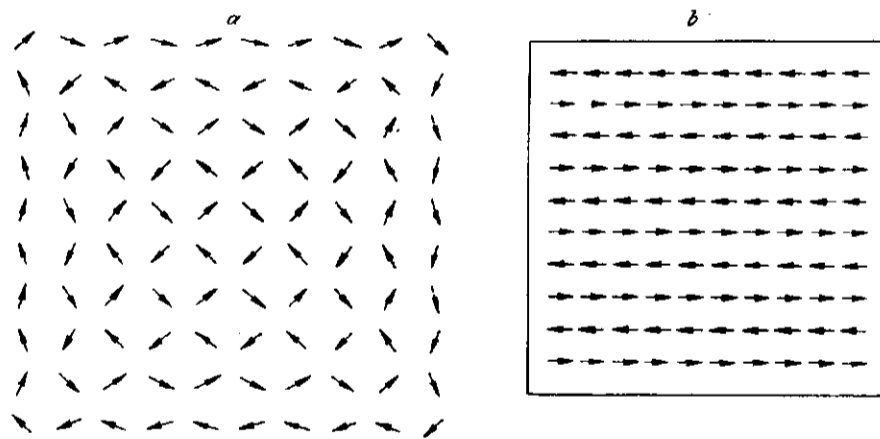


Рис. 2

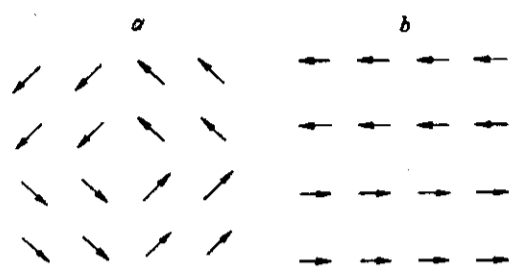


Рис. 3

11]. Однако в бесконечном образце это состояние является непрерывно вырожденным, так что, например, энергия состояния, изображенная на рис. 2, а, и энергия антиферромагнитного состояния, изображенного на рис. 2, б, одинаковы. В нашем численном эксперименте было показано, что антиферромагнитное состояние (см. рис. 2, б) имеет более высокую энергию, чем микровихревая структура, и

если это состояние выбрать в качестве начального при интегрировании системы релаксационных уравнений (6), то оно релаксирует в микровихревую структуру (см. рис. 2, а). Таким образом, в случае конечного образца непрерывное вырождение основного состояния дипольной системы снимается.

Перейдем теперь к изучению структурных состояний в системе с обменным и дипольным взаимодействиями. При достаточно малых значениях параметра обменного взаимодействия нами численно показано, что основное состояние по-прежнему реализуется микровихревой структурой. Однако размер микровихрей зависит от величины обменной константы J . На рис. 3, а приведена элементарная ячейка, реализующая основное состояние при $J = 0,25$. Видно, что теперь структура основного состояния представляет квадратную решетку из микровихрей размером 4×4 . Кроме того, нами выяснено, что при периодических граничных условиях структура основного состояния непрерывно вырождена (как и в случае дипольных взаимодействий [10, 11]). На рис. 3, б показана элементарная ячейка, также реализующая основное состояние при $J = 0,25$ и полученная из элементарной ячейки, приведенной на рис. 3, а, путем непрерывной деформации ориентаций магнитных моментов. При дальнейшем увеличении параметра обменного взаимодействия основное состояние по-прежнему реализуется квадратной вихревой решеткой. Однако размер элементарной ячейки возрастает. На рис. 4 приведен пример элементарной ячейки, реализующей основное состояние при $J = 0,7$. Следует отметить, что при $J > 0,25$ непрерывное вырождение основного состояния снимается. При значениях $J > 1$ основное состояние становится однородным (ферромагнитное упорядочение), но непрерывного вырождения нет. На рис. 5 приведена структура основного состояния при $J = 4,3$.

Таким образом, в результате проведенного численного исследования можно утверждать, что основное состояние системы (2) при $K_0 = 0$ и $H = 0$

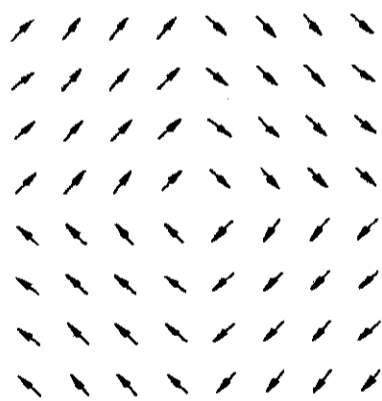


Рис. 4

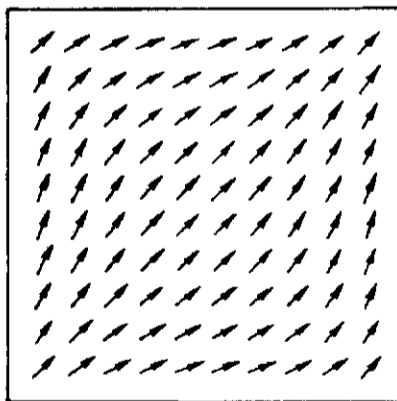


Рис. 5

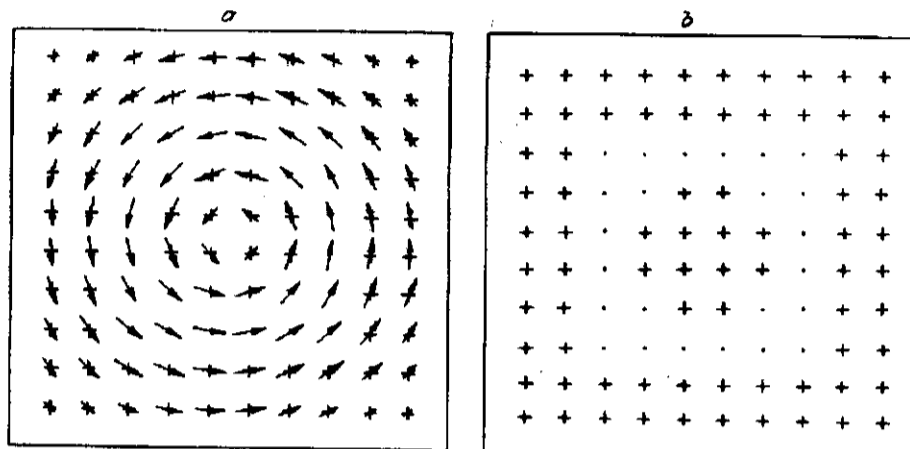


Рис. 6

реализуется либо квадратной решеткой вихрей (при малых J) с размером элементарной ячейки, зависящим от J , либо однородной ферромагнитной структурой, но без вырождения.

Перейдем теперь к рассмотрению структур при наличии трех типов взаимодействий: обменного, дипольного и поля анизотропии. При отсутствии поля анизотропии, как следует из нашего численного эксперимента, любое сколь угодно слабое дипольное взаимодействие создает в системе анизотропию типа «легкой плоскости». При включении перпендикулярной анизотропии ($K_0 \neq 0$) возникает конкуренция между дипольными взаимодействиями и легкой осью анизотропией. Как показала численный эксперимент, при $K_0 < 4$ все моменты $\vec{\mu}_{m,n}$ динамически устойчивых структурных состояний лежат в плоскости YZ . При $4 < K_0 < 5$ моменты начинают выходить из плоскости, образуя неоднородную наклонную фазу. Пример такой структуры, полученной из одного вихря при $J = 2,5$, $K_0 = 4,5$, приведен на рис. 6, а. При дальнейшем увеличении анизотропии при $K_0 > 5$ наклонная фаза переходит в перпендикулярную с доменной структурой. На рис. 6, б приведена структура, полученная из структуры, показанной на рис. 6, а, при увеличении анизотропии до $K_0 = 6,7$.

3. Структурообразование при термомагнитной записи. В этом разделе рассматриваются процессы структурообразования при термомагнитной записи.

Как уже отмечалось в разд. 1, неоднородный температурный нагрев образца ведет к неоднородному распределению абсолютных величин магнитных моментов и константы анизотропии (выражения (3)–(5)). При уменьшении абсолютной величины магнитных моментов $|\vec{\mu}_{m,n}|$ при нагревании происходит эффективное уменьшение обменного, дипольного и анизотропного вкладов в гамильтониан (2) по сравнению с вкладом в энергию от магнитного поля. Это происходит из-за квадратичной по $|\vec{\mu}_{m,n}|$ зависимости обменного, дипольного и анизотропного вкладов и линейной зависимости по $|\vec{\mu}_{m,n}|$ вклада от магнитного поля в гамильтониан системы. Поэтому при нагревании образца в магнитном поле, направленном вдоль оси X , в областях, достаточно сильно нагретых, должно происходить перемагничивание системы. После охлаждения системы в той области, которая была достаточно сильно нагрета, будет происходить процесс перемагничивания, а в остальной области — сохраняется исходное состояние. На рис. 7, а приведен численный результат перемагничивания системы из 25×25 частиц при $K_0 = 6$, $J = 3$, $H = -0,01$, $\sigma = 8$, $\alpha = 0,5$, $\eta = 0,98$. Учет дипольных взаимодействий может существенно

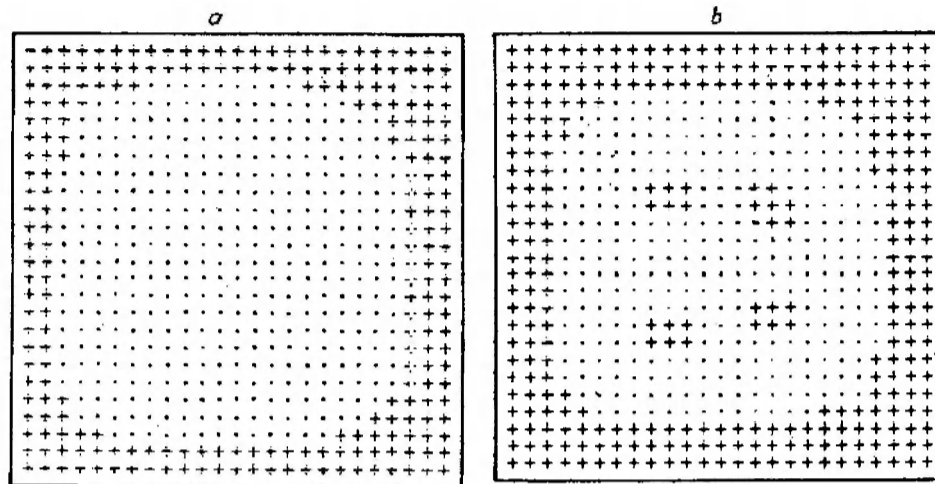


Рис. 7

изменить картину перемагничивания. В результате нагрева могут возникнуть области, в которых дипольные взаимодействия приведут к образованию плоских структур, которые подробно обсуждались в разд. 2. Далее, возрастающая при охлаждении образца анизотропия может привести к образованию неоднородных структур, что и было подтверждено проведенным численным экспериментом. Нами смоделирован процесс нагрева и последующего охлаждения в перемагничивающем поле при $J = 3$, $K_0 = 6$, $\sigma = 8$, $H = -0,01$, $\eta = 0,98$, $\alpha = 0,5$. Получившаяся в результате перемагничивания структура представлена на рис. 7, *b*. Хорошо видно, что даже в присутствии внешнего поля в процессе охлаждения пленки возникли стохастические пространственные структуры с неоднородными областями внутри перемагниченого пятна, что объясняется влиянием дипольных взаимодействий.

В заключении этого раздела рассмотрим возможность записи при неоднородном нагреве образца и последующем охлаждении без приложения внешнего поля.

Как уже отмечалось, неоднородный температурный нагрев образца ведет к неоднородному распределению величин магнитных моментов (4). При уменьшении абсолютной величины магнитных моментов $|\mu_{\dots i}|$ при нагревании происходит эффективное уменьшение энергии дипольного, обменного взаимодействий и анизотропии. Поскольку все взаимодействия квадратичны по $|\mu_{\dots i}|$, то это не приведет к нарушению баланса этих энергий. Однако поскольку при нагревании происходит еще и уменьшение константы анизотропии (формула (5)), то это приведет к эффективному уменьшению энергии анизотропии по сравнению с дипольной энергией. Это может способствовать образованию в нагретой области структурного бита.

Как показал численный эксперимент, такая возможность, действительно, может реализоваться. На рис. 8, *a* показана структура, полученная после охлаждения образца, который первоначально был однородно намагничен и неоднородно нагрет. Символы «+» на этом рисунке соответствуют направлению спинов в положительном направлении оси X , а «-» — в отрицательном. Первоначально все спины были направлены в положительном направлении. Численный эксперимент проводился при $J = 3,5$, $K_0 = 6$, $\sigma = 5$, $\alpha = 0,35$. Видно, что при выбранных параметрах произошла запись чистого бита. При уменьшении величины обменного взаимодействия нами обнаружена возможность записи бита с кольцевой и далее со стохастической структурой. На рис. 8, *b* и *c* показаны примеры записи бита при $J = 2$, $K_0 = 5,5$, $\sigma = 5$, $\alpha = 0,35$ и

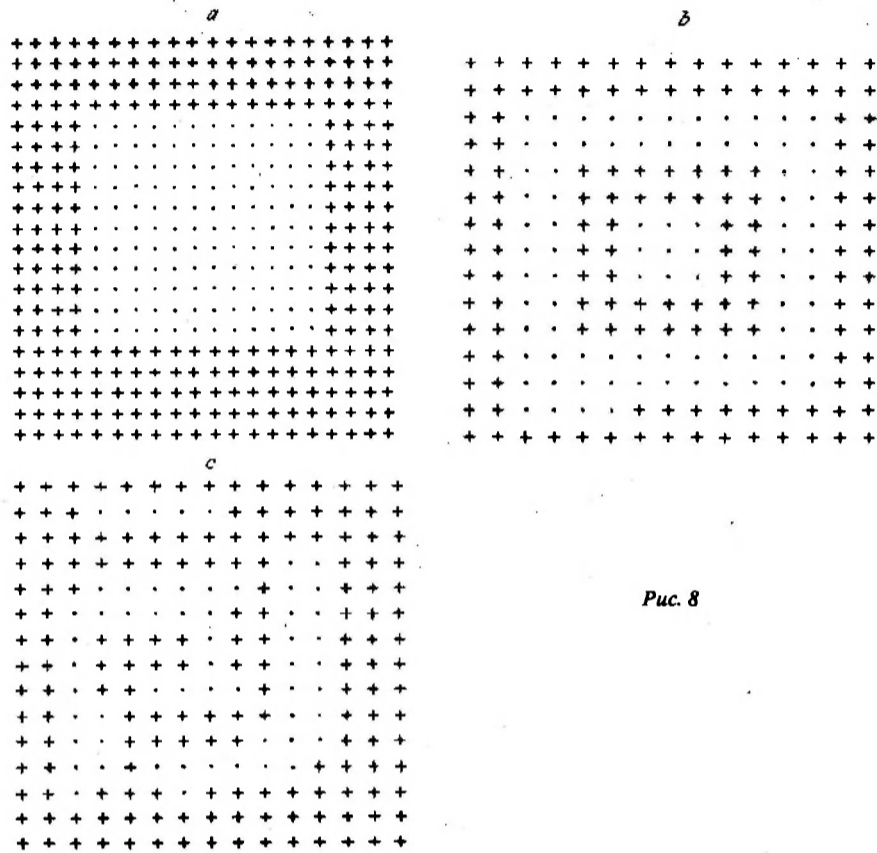


Рис. 8

$J = 1$, $K = 5,5$, $\sigma = 5$, $\alpha = 0,3$ с кольцевой и стохастической структурами соответственно.

Заключение. В результате проведенного численного эксперимента показано, что в системе с обменными и дипольными взаимодействиями в качестве основного состояния при $J < 1$ реализуется квадратная решетка из микровихрей с размером элементарной ячейки, зависящим от величины обменного взаимодействия. При $J < 0,25$ основное состояние непрерывно вырождено (см. рис. 3, *a* и *b*), а при $J > 0,25$ вырождение снимается. Дипольные взаимодействия в двумерной системе создают анизотропию типа «легкая плоскость». При учете магнитной анизотропии при $K_0 < 4$ динамически устойчивыми остаются плоские структуры. При $4 < K_0 < 5$ плоские структуры переходят в неоднородную наклонную фазу. При $K_0 > 5$ динамически устойчивыми являются перпендикулярные структуры.

Рассмотрен процесс структурообразования в различных областях параметров модели (1)–(5) при неоднородном нагреве образца и последующем охлаждении как в присутствии внешнего поля, так и без него. Показано, что при $J < 5$ процесс перемангничивания может приводить к образованию неоднородного бита даже при охлаждении во внешнем поле. Показана возможность записи информации при охлаждении образца без внешнего поля. При достаточно слабом обмене ($J < 1$) после охлаждения образца формируется бит со стохастической внутренней структурой. При увеличении обмена до $J \approx 2$ формируются кольцевые структуры. При $J = 3,5$ в результате перемангничивания формируется однородный бит.

Данные исследования позволяют проводить направленный выбор магнитопленочного носителя с необходимыми параметрами для различных режимов термомагнитной записи информации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Write R.M. Research opportunities in magnetic materials // J. Appl. Phys.—1985.—57(1).—P. 2996.
2. Буркова Л. В., Фролов Г. И. Аморфные пленки TbFe — перспективный материал для электронной техники // Зарубеж. электрон. техника.—1987.—№ 9.
3. Александров К. С., Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. Оптическая запись в аморфных ферромагнитных пленках // Автометрия.—1988.—№ 4.
4. Майкл-Джон У. М. Магнитная оптическая запись // ТИИЭР.—1986.—№ 11.
5. Shin S.-C. Thermal analysis of magneto-optical thin films under laser irradiation // J. Mag. & Magn. Mat.—1986.—61, N 3.—P. 301.
6. Mansuripur M. Magnetization reversal, coercivity, and process of thermomagnetic recording in thin film of amorphous rare earth-transition metal alloys // J. Appl. Phys.—1987.—61(8).—P. 1580.
7. Белошапкин В. В., Берман Г. П., Середкин В. А. и др. Структурные состояния и термомагнитная запись в магнитных пленках. Ч. I. Устойчивость состояний и неоднородный нагрев в одномерных спиновых цепочках.—Красноярск, 1989.—(Препр. /ИФ СО АН СССР; 594Ф).
8. Белошапкин В. В., Берман Г. П., Середкин В. А. и др. Структурные состояния и термомагнитная запись в магнитных пленках. Ч. II. Численный анализ устойчивых состояний в двумерных магнитных системах // ФТТ.—1991.—33(9).—С. 2554.
9. Вонсовский С. В. Магнетизм.—М.: Наука, 1971.
10. Белобров П. И., Гехт Р. С., Игнатченко В. А. Основное состояние в системах с дипольным взаимодействием // ЖЭТФ.—1983.—84.—С. 1097.
11. Белобров П. И., Воеводин В. А., Игнатченко В. А. Основное состояние дипольной системы в плоской ромбической решетке // ЖЭТФ.—1985.—88.—С. 889.

Поступила в редакцию 27 декабря 1993 г.