

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ПЕРМАЛЛОЕВОЙ ПЛЕНКИ СО СТУПЕНЧАТЫМ РЕЛЬЕФОМ ГРАНИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2024 г. В. В. Зверев^{a, b, *}

^a Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

^b Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

*e-mail: vvzverev49@gmail.com

Поступила в редакцию 18.08.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 17.10.2023 г.

Проведено трехмерное микромагнитное моделирование процесса перемагничивания пермаллоевой пленки, имеющей на одной из граничных поверхностей дополнительные элементы рельефа ступенчатой формы из того же материала. Показано, что в ходе перемагничивания в постоянном магнитном поле начальное распределение намагниченности, содержащее С-образную доменную стенку, трансформируется в зону перемагничивания, заполненную вихревыми структурами. При этом динамика перемагничивания становится нерегулярной. Для различных типов элементов поверхностного рельефа (полос, линейных или двумерных массивов прямоугольных параллелепипедов различного размера) выявлены особенности динамики зоны перемагничивания (изменение скорости, временное или окончательное прекращение движения). Описаны методы визуализации вихревых структур.

Ключевые слова: магнитные пленки, микромагнетизм, доменные границы, вихри, блоховские точки

DOI: 10.31857/S0015323024010073, **EDN:** ZQRYGO

ВВЕДЕНИЕ

Топологические перестройки в магнитоупорядоченных средах сопровождаются преодолением энергетических барьеров, что позволяет осуществлять “переключения” между устойчивыми конфигурациями намагниченности с помощью внешних воздействий. Этот эффект лежит в основе различных технологических решений, позволяющих использовать магнетики для создания устройств запоминания и обработки информации [1, 2]. Микромагнитное моделирование обнаруживает, что общее динамическое поведение таких систем может быть достаточно сложным (нерегулярным, турбулентным) вследствие неустойчивости движения [3–6]. Неустойчивость может, в частности, проявляться как увеличение чувствительности к случайным возмущениям в моменты рождения и аннигиляции топологических солитонов (пар вихрь–антивихрь, пар блоховских точек (БТ) с разноименными топологическими зарядами) [7]. Изучение различных типов динамики намагниченности методом чис-

ленного моделирования представляет практический интерес, позволяя понять, каковы границы устойчивости регулярных режимов движения и как протекают процессы перемагничивания в реальных магнитных средах. С другой стороны, можно ожидать, что основные сценарии топологических перестроек будут иметь универсальный характер и наблюдаться не только в магнитных системах. Несмотря на появление новых инструментов для визуализации магнитодинамических процессов, наблюдаемых экспериментально ([8], метод рентгеновской магнитной нанотомографии), численное моделирование с использованием алгоритмов распараллеливания является в настоящее время наиболее доступным и информативным методом исследования в данной области [9, 10].

В последние годы в ряде работ отмечали важность и перспективность изучения динамики намагниченности с использованием трехмерных моделей [11–14]. Было показано, что в двумерном приближении некоторые эффекты (напри-

мер, переворот вихрей в нанодисках с учетом спин-волновых процессов [11], динамика блоховских линий в движущейся доменной стенке [12]) не могут быть описаны корректно. К тому же, ограничиваясь двумерными моделями, мы лишаемся возможности рассматривать такие интересные существенно трехмерные топологические объекты, как блоховские точки, вихри и скирмионы с корами в форме трубок. Классификация моделей магнитных систем по размерности дана в работах [13, 14], где также рассмотрены перспективы синтеза систем со сложной пространственной геометрией. В монографии [15] рассматриваются многослойные магнитные структуры, у которых границы раздела слоев содержат “шероховатости”, обусловленные наличием атомных ступеней. Неоднородности на границе раздела, определяющие характер вихревой и доменной структуры в слоях, также требует трехмерного описания. Еще одним важным примером магнитных систем, требующих трехмерного описания, являются пленки с массивами отверстий (антидот пленки) [16–19] – в случае достаточно большой толщины намагниченность в них неоднородна по толщине, в частности, за счет наличия вихревых структур.

В работах [18, 19] были представлены результаты трехмерного микромагнитного моделирования процесса перемангничивания пермаллоевой пленки, содержащей в некоторой ограниченной области массив глухих или сквозных отверстий (антидот массив). Для выбранной начальной конфигурации процесс перемангничивания начинался как движение доменной стенки (ДС) в сплошной пленке, после принимая вид перемещения вихревой зоны перемангничивания (ЗП) через область с измененной геометрией. Было показано, что геометрические характеристики углублений (отверстий) определяют скорость перемангничивания, которая может падать до нуля вследствие закрепления (пиннинга) вихрей на отверстиях.

В данной работе, как и в [18, 19], моделируется перемангничивание пленки, инициированное движущейся ДС, но теперь фактором, возмущающим это движение, является поверхностный наноразмерный рельеф, состоящий из полос, либо из линейных или двумерных массивов прямоугольных параллелепипедов (кубоидов) различного размера (далее, поскольку образец и все элементы рельефа являются прямоугольными параллелепипедами, слово “прямоугольный” мы будем для краткости опускать). Сравнительное изучение процессов вихреобразования в ЗП в пленках с варьируемыми параметрами геометрии представляет интерес с точки зрения возможности управления нерегулярной динамикой перемангничивания.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Полагаем, что моделирование динамики перемангничивания производится для фрагмента пермаллоевой пленки толщиной $b = 100$ нм с расположенными на верхней границе дополнительными элементами, состоящими из параллелепипедов высотой h ($h = 25, 50$ или 100 нм). Расчетная область имеет форму параллелепипеда с размерами $L_x \times L_y \times L_z$, где $L_x = 800$ нм, $L_y = b + h$ и $L_z = 40$ нм. Эта область разбита на кубические ячейки с размерами сторон $\varepsilon = 3.125$ нм. Дополнительные элементы рельефа представляют собой параллелепипеды с размерами $w \times h \times L_z$, где $w = 138$ или 400 нм (полосы) или массивы наноточек, каждая из которых представляет собой параллелепипед с размерами $d \times h \times d$ (рассмотрены линейный массив из трех элементов, ориентированный вдоль оси z , а также квадратный массив из девяти элементов, для значений $d = 25, 50$ или 100 нм). Выполняется численное интегрирование уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [20]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{m}, \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \alpha \left[\mathbf{m}, \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M} / M_s$ – нормированное поле намагниченности ($|\mathbf{m}| = 1$), M_s – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания Гильберта. Эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ равно вариационной производной от функционала полной энергии:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta E_{\Sigma}}{\delta \mathbf{M}},$$

$$E_{\Sigma} = \iiint_V d\mathbf{r} (w_e + w_a + w_m + w_z),$$

последняя равна результату интегрирования по объему образца плотностей обменной w_e , анизотропной w_a , магнитостатической w_m и зеемановской w_z энергий, определенных следующим образом:

$$w_e = A \left\{ \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 \right\},$$

$$w_a = -K (\mathbf{k} \mathbf{m})^2, \quad w_m = -\frac{1}{2} M_s \mathbf{m} \mathbf{H}^{(m)},$$

$$w_z = -M_s \mathbf{m} \mathbf{H}_{\text{ext}}, \quad \mathbf{H}_{\text{ext}} = -k \mathbf{H}.$$

В этой работе рассматривается случай, когда зона перемангничивания движется в отрицательном направлении оси x вследствие наличия внешнего магнитного поля величиной $H = 100$ Э, антипараллельного оси z (оси анизотропии). Материальные параметры имеют обозначения: константа обмена A , намагниченность насыщения M_s , константа одноосной анизотропии K

и параметр затухания Гильберта α . Использованные в расчетах значения этих параметров соответствуют пленкам из пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) [4, 18, 19, 21–23]:

$$A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг / см}, \quad K = 10^3 \text{ эрг / см}^3, \\ M_s = 860 \text{ Гс}, \quad \alpha = 0.02.$$

На расчетную область наложены периодические граничные условия

$$\mathbf{m}|_{z=0} = \mathbf{m}|_{z=L_z}, \quad (2)$$

что позволяет не рассматривать эффекты обрывания магнитной среды в направлении z (считается, что на других границах намагниченность не закреплена). При расчете магнитостатической энергии применяется периодическое продолжение намагниченности вдоль оси z [24]. Численное решение уравнения (1) проводится с помощью пакета `numax3` [9, 21]. Начальная конфигурация намагниченности содержит искусственно сформированную вихревую С-образную ДС [25].

МЕТОД ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Векторное поле $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ осуществляет отображение $\mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{S}^2$, где $\mathbb{R}^3$ – трехмерное координатное пространство, $\mathbb{S}^2$ – двумерная сфера, заданная условием $|\mathbf{m}| = 1$. В этих терминах кривая в $\mathbb{R}^3$, определяемая равенством $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}$, является кривой-прообразом (КП) точки на сфере $\mathbb{S}^2$ [26].

Вихревое поле намагниченности двумерного ферромагнетика обычно изображают, рисуя векторы в узлах плоской сетки с подходящим шагом. Визуальными образами вихревой структуры трехмерного образца могут служить аналогичные изображения двумерных вихрей, лежащих в плоских сечениях этого образца. Эти вихри характеризуют топологию полей проекций намагниченности $\mathbf{m}$ на секущие плоскости. Выбирая определенным образом систему секущих плоскостей, имеющих общий единичный нормальный вектор $\mathbf{n}$, и решая уравнение $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}$, можно найти центры вихрей как точки, лежащие на отдельных плоскостях. В результате объединения центров вихрей, принадлежащих различным плоскостям, образуются пространственные линии центров вихрей, совпадающие с КП. Тип вихря можно узнать, найдя число полных поворотов проекции $\mathbf{m}$ на секущую плоскость при обходе центра вихря по замкнутому контуру [27].

Рассматриваемый в данной работе процесс перемагничивания пленки представляет собой движение ДС или ЗП, разделяющей домены с $m_z = 1$ и $m_z = -1$. Поскольку структура поля намагниченности может становиться при этом сложной и нерегулярной, удобно следить за

процессом перемагничивания, наблюдая за движением поверхности $\mathbb{Q}$, заданной уравнением $m_z(\mathbf{r}) = 0$. Вводя угловые координаты $\mathbf{m} = (\sin\Theta \cos\Phi, \sin\Theta \sin\Phi, \cos\Theta)$, можно записать уравнение поверхности $\mathbb{Q}$ в виде $\Theta(\mathbf{r}) = \pi/2$. Добавляя условие $\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0$ и выбирая различные значения константы Φ_0 , можно построить семейство КП, лежащих на поверхности $\mathbb{Q}$. Семейство КП позволяет визуально оценить степень развитости вихревой структуры в области перемагничивания и увидеть ее особенности (рис. 1а; $\Phi_0 = n\pi/12$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). В частности, если КП будут иметь S-образные или U-образные участки, либо будут замкнутыми кривыми, всечениях обнаружатся пары вихрь–антивихрь (рис. 1б). Отметим, что конфигурация, изображенная на рис. 1, возникает при $t = 2.15$ нс в пленке с рельефом, состоящим из тех параллелепипедов, которые имеют размеры $d = 25$ нм, $h = 100$ нм.

Концы незамкнутых КП могут лежать на границах образца либо совпадать с БТ, вблизи которых намагниченность имеет все возможные направления. Положения БТ можно отыскивать путем расчета значений топологических зарядов (скирмионных чисел), представленных в форме

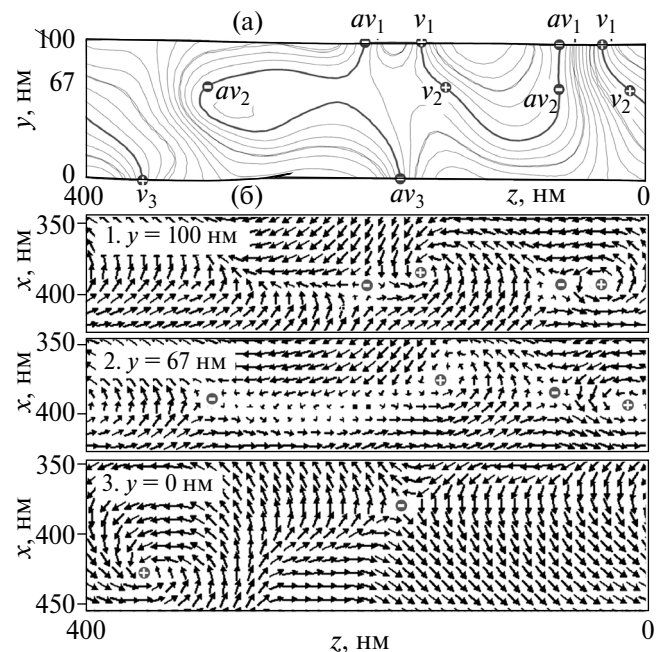


Рис. 1. Пример конфигурации КП, лежащих на поверхности $\mathbb{Q}$ (а); жирные кривые соответствуют выбору $\Theta(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r}) = \pi/2$. На этих кривых находятся центры видимых вихрей v_k и антивихрей av_k , лежащих в различных плоскостях xz -сечений (б). В центре каждого вихря (антивихря) вектор намагниченности параллелен оси y . Индекс $k = 1, 2, 3$ нумерует секущие плоскости; две из них совпадают с границами пленки. Центры вихрей (антивихрей) помечены знаками плюс (минус).

интегралов по замкнутым границам малых окрестностей различных точек внутри образца [20, 27]:

$$\chi = (4\pi)^{-1} \oint \mathbf{g} ds, \mathbf{g} = \sin\Theta [\nabla\Phi \times \nabla\Theta],$$

где $\mathbf{g}$ — топологическая плотность, выраженная через угловые координаты намагниченности. КП являются интегральными кривыми поля $\mathbf{g}$. Действительно, задавая КП в параметрической форме и дифференцируя правые и левые части уравнений $\Theta(\mathbf{r}(\tau)) = \Theta_0$, $\Phi(\mathbf{r}(\tau)) = \Phi_0$ по параметру, получаем:

$$\nabla\Phi(d\mathbf{r}/d\tau) = 0, \nabla\Theta(d\mathbf{r}/d\tau) = 0,$$

откуда следует, что направления векторов $d\mathbf{r}/d\tau$ и $\mathbf{g}$ совпадают [28].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

1. Рельеф в виде одиночного параллелепипеда

Расположим на поверхности пленки параллелепипед, имеющий размеры w , h и L_z в направлениях осей x , y и z соответственно. Поскольку на решение наложено условие (2), можно считать, что пленка является бесконечной в направлении оси z , но рассматриваются только распределения намагниченности, периодические с периодом L_z . Численные расчеты показывают, что в рассмотренном случае, когда $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ не зависит от z в начальный момент времени, это свойство сохраняется и в процессе движения.

Общее представление о динамике перемещения пленки дают плотностные графики на рис. 2, изображающие зависимости от t и x средних значений $\bar{m}_z$, где усреднение проводится по yz -сечениям. Степень размытости перехода от темной заливки к светлой позволяет оценить ширину ЗП. Следя за временной динамикой x -координаты точки, лежащей на поверхности Q и на прямой $y = b/2$, $z = L_z/2$ (тонкая темная кривая, наложенная на каждый из плотностных графиков), можно видеть быструю динамику поверхности Q . Как и в случае пленок с антидот-массивами [18, 19], возмущение, производимое изменением локальной геометрии пленки, приводит к замедлению движения ЗП, а в некоторых случаях к ее остановке (рис. 2б, 2в). При уменьшении скорости движения ЗП ее внутренняя динамика становится нерегулярной.

Процесс перемещения пленки представлен более детально на рис. 3.

Для пленки без элементов рельефа вначале наблюдается поступательное движение ДС, которая превращается из одновихревой в двухвихревую (рис. 3а, $\tau = 0-1.2$ нс). Скорость движения ДС на этом участке равна примерно 300 м/с. Далее

($\tau = 1.2-2.4$ нс) происходят сложные перестройки вихревой структуры ДС, превращающейся в ЗП; скорость движения при этом снижается незначительно. Уменьшение скорости движения ЗП наблюдается после $\tau = 2.7$ нс; возникающие при этом колебания вихревой структуры ЗП могут быть объяснены влиянием близости ЗП к левой границе образца $x = 0$ нм. Средняя скорость перемещения на временном интервале $\tau = 0-4.5$ нс оценочно равна 165 м/с.

В случае пленки с рельефом в виде параллелепипеда с $w = 138$ нм и $h = 25$ нм (рис. 3в) начальная стадия движения при $\tau = 0-1.2$ нс будет такой же, как и в предыдущем случае. После того как ЗП достигнет области утолщения пленки, процесс перемещения замедлится; далее число продольных вихрей с течением времени меняется. В итоговой конфигурации с одним вихрем этот вихрь смещается вверх, а после “выдавливается” в область левее утолщения (рис. 3в, $\tau = 2.7-3.6$ нс). После этого процесс перемещения вновь принимает вид поступательного движения ЗП (рис. 3в, $\tau = 3.6-4.8$ нс). В этом численном эксперименте замедление ЗП вблизи левой границы образца не наблюдается. Средняя скорость перемещения примерно равна 160 м/с.

При увеличении высоты параллелепипеда, имеющего ширину $w = 138$ нм, до $h = 50$ нм начальная стадия движения не будет отличаться от изображенной на рис. 3а, 3в (соответствующая часть образца на рис. 3г не показана). Однако последующая трансформация распределения намагниченности приводит к прекращению перемещения, поскольку формируется

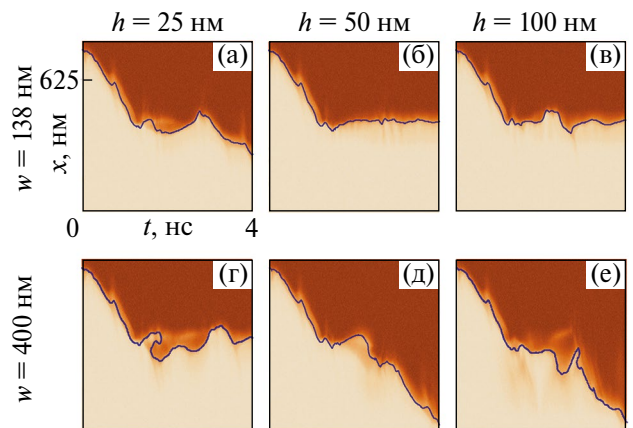


Рис. 2. Результаты моделирования для параллелепипедов с размерами h и w . Изображены зависимости от времени t и x -координаты величин $\bar{m}_z$, усредненных по yz -сечениям образца (тоновые изображения); x -координаты точек на поверхности $m_z = 0$, имеющих фиксированные y и z -координаты (сплошные линии). Переход от светлого тона к темному соответствует повороту намагниченности от направления против поля $\mathbf{H}_{\text{exp}}$ к направлению вдоль этого поля.

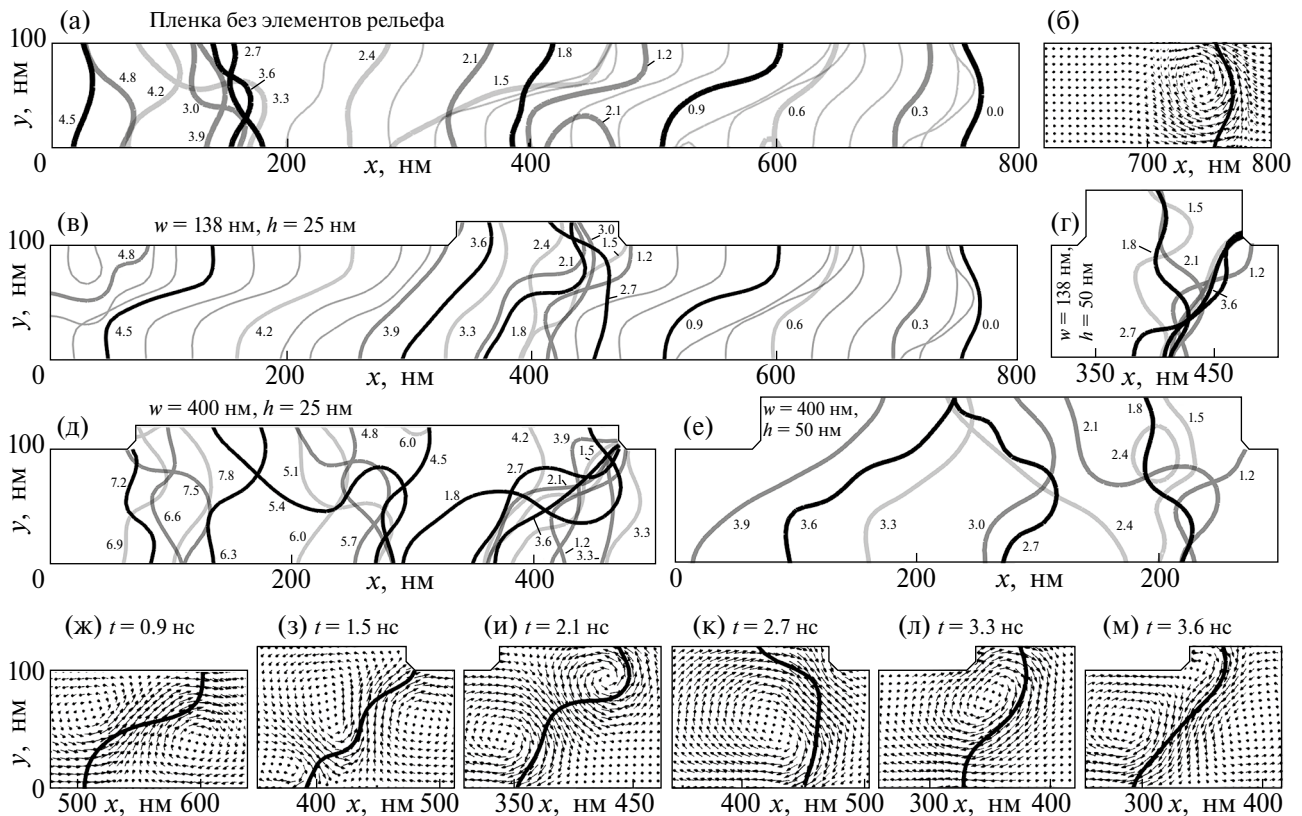


Рис. 3. Семейства проекций цилиндрических поверхностей Q на xy -плоскость в различные моменты времени для пленки без элементов рельефа (а); для пленки с рельефом в виде параллелепипеда, имеющего размеры $w = 138$ нм, $h = 25$ нм (в) и $h = 50$ нм (г); размеры $w = 400$ нм, $h = 25$ нм (д) и $h = 50$ нм (е). Графики проекций изображены с шагом по времени 0.3 нс (толстые линии с оцифровкой) (а, в–е); на участках быстрого движения ЗП добавлены графики с шагом 0.1 нс (тонкие линии без оцифровки) (а, в). Показана начальная конфигурация векторного поля $\mathbf{m}$ в xy -сечении, соответствующая С-образной ДС (б). Также для случая $w = 138$ нм, $h = 25$ нм показаны характерные конфигурации поля $\mathbf{m}$ в xy -сечениях, возникающие в различные моменты времени (ж–м). Близкие и перекрывающиеся жирные линии изображены разными оттенками серого цвета.

“запирающий” вихрь. Пиннинг ЗП происходит также и при $w = 138$ нм, $h = 100$ нм.

В случае пленки с рельефом в виде параллелепипеда с $w = 400$ нм, $h = 25$ или 50 нм, регулярное движение ДС, наблюдающееся вначале ($\tau = 0$ –1.2 нс), при переходе в область утолщения пленки приобретает характер нерегулярного движения ЗП (рис. 3д, 3е). Изображения правых частей образцов ($x > 500$ нм), для которых графики проекций имеют тот же вид, что и на рис. 3а, 3в, опущены. При $h = 25$ нм (рис. 3д) вблизи начала утолщенного участка пленки происходит замедление ($t = 1.2$ –3.9 нс), так что средняя скорость перемещения ДС падает до 110 м/с. В случае $h = 50$ нм (рис. 3е) перемещение ДС происходит быстрее (средняя скорость 200 м/с). В качестве примера сложной динамической конфигурации намагниченности можно привести ЗП, включающую в себя вихревую трубку (рис. 3е, $t = 2.4$ нс), коллапс которой сопровождается излучением спиновых волн (последние проявляют себя как колебания xy -проекции поверхности Q на рис. 3е, $t = 2.7$ нс).

На рис. 3ж–м изображены некоторые конфигурации поля намагниченности $\mathbf{m}$ в xy -сечениях в различные моменты времени (случай $w = 138$ нм, $h = 25$ нм). Начальная конфигурация на рис. 3б соответствует С-образной ДС. В процессе движения возникает двухвихревая ДС (рис. 3ж); позже в области выступа чередуются одно и двухвихревые структуры (рис. 3з, 3и). Формируется одиночный вихрь в средней (по толщине) части пленки (рис. 3к), который смещается вначале вверх (рис. 3л), а после вниз (рис. 3м), после чего ЗП оказывается левее правой границы выступа. Как было сказано выше, аналогичный процесс формирования одиночного вихря в пленках с $w = 138$ нм, $h = 25$ или 50 нм приводит к прекращению движения процесса перемещения ДС.

2. Рельеф в виде массива наноточек

Другие способы изменения поверхностного рельефа магнитной пленки, рассматриваемые в данной работе, состоят в размещении на грани-

це пленки линейного или квадратного массива параллелепипедов (наноточек). Результаты моделирования представлены на рис. 4. Ограничения на объем публикации не позволяют дать детальное описание всех частных реализаций динамики перемагничивания. Анимации для некоторых случаев доступны по ссылкам [29]. Далее мы обсудим ряд характерных ситуаций.

Типичные варианты поверхностей Q и структур, образуемых КП, изображены на рис. 5. В начале поверхность Q близка к цилиндрической (рис. 5а; КП почти параллельны оси z), в области локализации массива параллелепипедов она искажается и может распадаться на фрагменты (рис. 5в). КП могут быть замкнутыми кривыми,

начинаться и заканчиваться на границах пленки или на блоховских точках (рис. 5е).

Анализируя динамические конфигурации намагниченности для различных геометрий, можно отметить отсутствие простых закономерностей, связывающих параметры параллелепипедов и скорости перемагничивания. При всех значениях d , если $h = 25$ нм, движение ЗП сопровождается изменением намагниченности в параллелепипедах, которая следует за намагниченностью в пленке. Перемагничивание происходит в этих случаях сходным образом (левый столбец на рис. 4). При $h = 100$ нм в параллелепипедах или в их частях, наиболее удаленных от пленки, формируются устойчивые закрепленные конфигурации намагниченности, не меняющиеся при движении ЗП (вихри с осями в направлении оси z ;

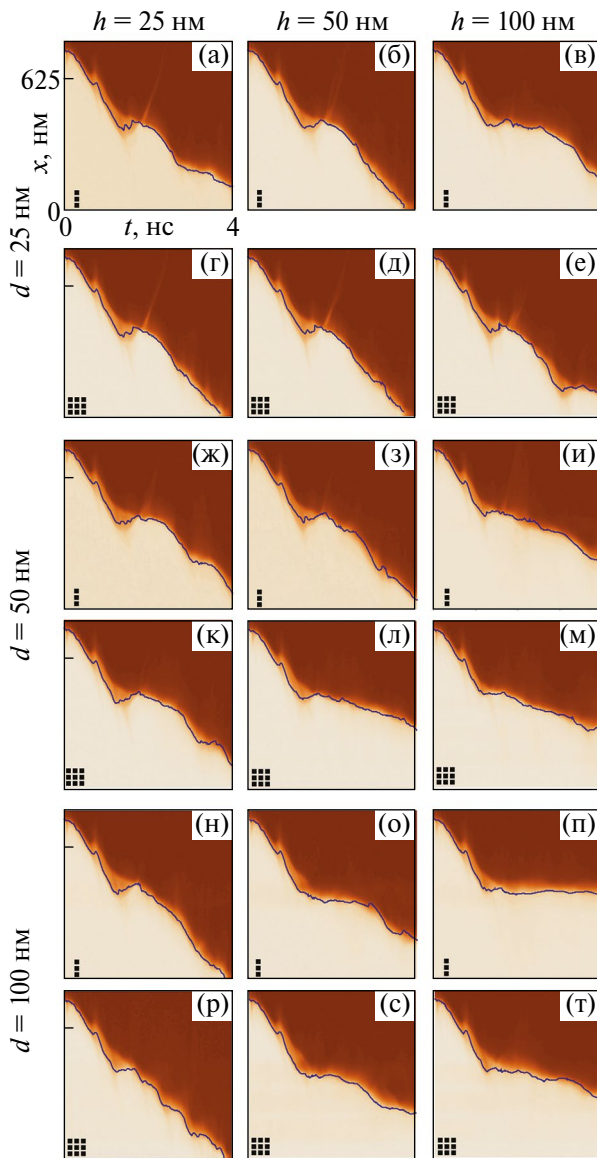


Рис. 4. Результаты моделирования для массивов 1×3 и 3×3 , которые состоят из параллелепипедов высотой h , имеющих в основаниях квадраты со сторонами d . Смысл обозначения тот же, что и на рис. 2.

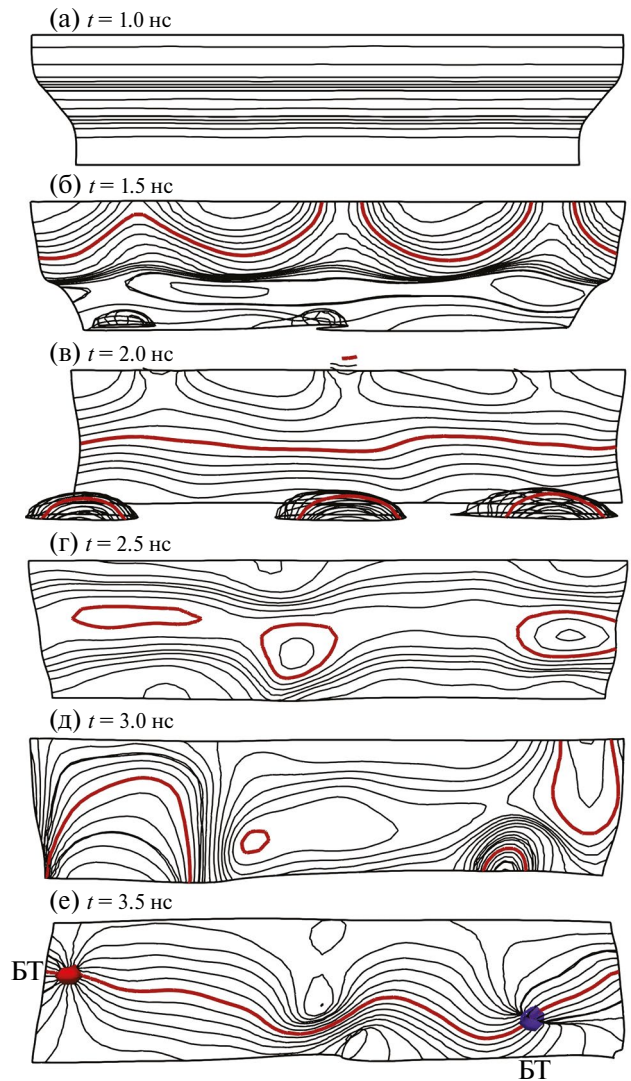


Рис. 5. Примеры uz -проекций поверхностей Q и лежащих на них КП для случая массива 1×3 , состоящего из параллелепипедов с $d = h = 25$ нм (использование центральной проекции приводит к перспективным искажениям; БТ — блоховские точки).

области, намагниченные вдоль оси y). Можно заметить, что именно в этих случаях скорость перемещения ЗП уменьшается или становится равной нулю (правый столбец на рис. 4).

Изучая моментальные снимки движущейся ЗП, можно заметить, что в том случае, если элементы рельефа достаточно велики, может наблюдаться эффект “прорастания” вихрей из тела пленки в параллелепипеды, а также закрепление КП на ребрах параллелепипедов, лежащих на границе пленки. Иногда возникает иллюзия временного “прилипания” границы поверхности Q к ребрам параллелепипедов, средняя скорость перемещения при этом уменьшается.

Проиллюстрируем сказанное выше, рассматривая частный случай конфигурации намагниченности. На рис. 6а изображен моментальный снимок yz -проекции поверхности Q и лежащих на ней КП в момент времени $t = 2.5$ нс (случай пленки с линейным 1×3 массивом параллелепипедов, имеющих размеры $d = 100$ нм, $h = 25$ нм). На трех толстых (красных) кривых КП, каждая из которых имеет U-образную форму, лежат центры вихрей, для которых векторы намагниченности $\mathbf{m}$ в этих центрах имеют направления оси y . Две кривые своими концами выходят на поверхность образца в точках, обозначенных v_1 и находящихся на верхних гранях параллелепипедов; как следует из рис. 6в, в этих точках в плоскости $y = 125$ нм расположены вихри. Вторые концы U-образных КП, находящихся в средней части образца, а также оба конца третьей U-образной кривой, состоящей из двух фрагментов, выходят на верхнюю границу пленки $y = 100$ нм в точках v_2 и av_2 (напомним, что вдоль оси z наложено условие периодичности (2), вследствие чего распределения намагниченности в плоскостях $z = 0$ нм и 400 нм совпадают). Как следует из рис. 6б, на котором изображены xz -проекции поверхности Q и КП, а также из рис. 6в (нижняя часть), в точках v_2 и av_2 действительно имеются распределения типа вихрь и антивихрь. Замечено, что при появлении ЗП с объемной вихревой структурой такого типа процесс перемещения замедляется и может наступить полное прекращение движения ЗП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполняется численное моделирование процессов перемещения в образце, являющимся фрагментом пермаллоевой пленки, дополненным элементами рельефа, расположенными на одной из граничных поверхностей. Анализ результатов моделирования позволил обнаружить, что процесс перемещения в пленках с измененным рельефом, инициированный движущейся ДС, может принимать вид движе-

ния узкой вихревой ЗП (турбулентной ДС). Для двадцати четырех вариантов геометрии рельефа построены тоновые визуализации функций $\bar{m}_z(x, t)$, где усреднение проводится по поперечным yz -сечениям образца. Прерывистый характер движения ЗП, наблюдаемый в некоторых случаях, может быть объяснен закреплением вихрей на элементах рельефа. Часто возникают необычные конфигурации намагниченности, не совпадающие с известными конфигурациями для доменных стенок.

Предложен новый метод визуализации динамики перемещения, основанный на построении прообразов окружности $m_z(\mathbf{r}) = 0$, лежащей на сфере $|\mathbf{m}| = 1$ (поверхностей Q), и прообразов точек на этой окружности (КП). С его помощью созданы анимации, иллюстрирующие динамику перемещения [29].

В заключение заметим, что простая модель пленки с рельефом, рассмотренная в данной работе, не учитывает возможной неоднородности

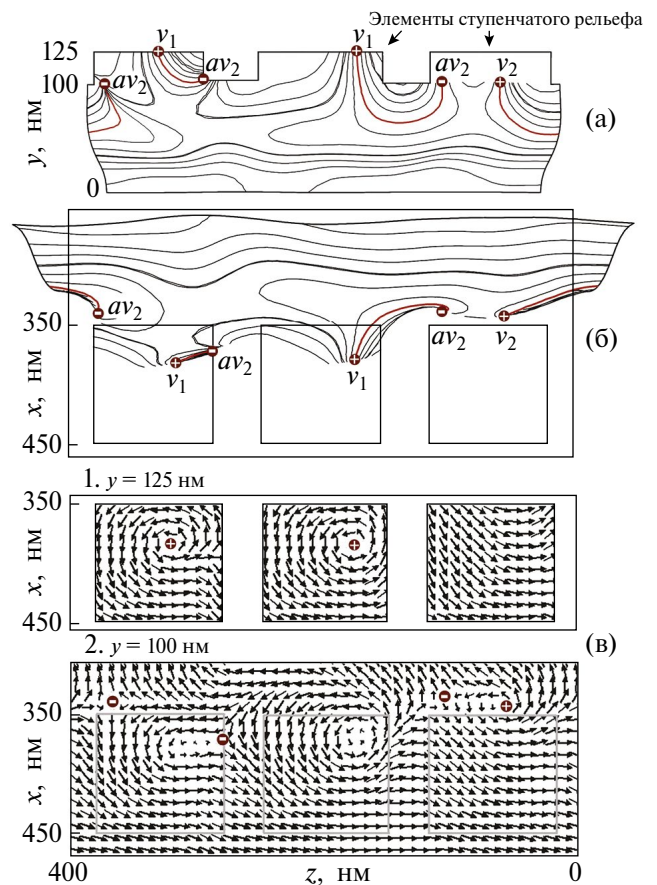


Рис. 6. yz -проекция (а) и xz -проекция (б) поверхности Q и КП; распределения намагниченности в плоских xz -сечениях (в) (для случая $d = 100$ нм, $h = 25$ нм, $t = 2.5$ нс). Вихри v_1 находятся на верхних гранях параллелепипедов, вихрь v_2 и антивихри av_2 находятся вблизи ребер параллелепипедов, лежащих на границе пленки.

магнитных параметров среды, наличия геометрических искажений и внутренних дефектов, особенностей структуры поверхности. Такая постановка задачи позволила исключить из рассмотрения те или иные факторы, на счет которых можно было бы отнести эффект возникновения нерегулярной динамики. Детальное изучение влияния этих факторов на динамику может быть темой дальнейших исследований. Вместе с тем в статье, в рамках простой модели и на достаточно большом числе примеров показано, что перемагничивание с образованием вихревой ЗП не является редким и уникальным явлением, а напротив, при определенных условиях довольно типично.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания Института физики металлов УрО РАН (тема “Магнит” № 122021000034-9) и Программы стратегического академического лидерства УрФУ “Приоритет-2030”.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic domain-wall racetrack memory // *Science*. 2008. V. 320. No. 5873. P. 190–194.
2. *Allwood D.A., Gang Xiong, Cooke M.D., Faulkner C.C., Atkinson D., Vernier N., Cowburn R.* Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register // *Science*. 2002. V. 296. No. 5575. P. 2003–2006.
3. *Hertel R., Schneider C.M.* Magnetization dynamics during vortex-antivortex annihilation // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. No. 17. Art. No. 177202.
4. *Jun-Young Lee, Ki-Suk Lee, Sangkook Choi, Guslienko K., Sang-Koog Kim.* Dynamic transformations of the internal structure of a moving domain wall in magnetic nanostripes // *Phys. Rev. B*. 2007. V. 76. Art. No. 184408.
5. *Estévez V., Laurson L.* Magnetic domain-wall dynamics in wide permalloy strips // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 93. Art. No. 064403.
6. *Estévez V., Laurson L.* Fast vortex wall motion in wide permalloy strips from double switching of the vortex core // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 96. Art. No. 064420.
7. *Зверев В.В., Байкенов Е.Ж., Изможеров И.М.* Динамические перестройки трехмерной топологической структуры движущейся доменной границы в магнитной пленке при наличии случайных возмущений // *ФТТ*. 2019. Т. 61. № 11. С. 2070–2083.
8. *Donnelly C., Scagnoli V.* Imaging three-dimensional magnetic systems with x-rays // *J. Phys.: Cond. Matt.* 2020. V. 32. No. 21. Art. No. 213001.
9. *Leliaert J., Dvornik M., Mulkers J., De Clercq J., Milošević M.V., Van Waeyenberge B.* Fast micromagnetic simulations on GPU – recent advances made with mumax3 // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. Art. No. 123002.
10. *Leliaert J., Mulkers J.* Tomorrow’s micromagnetic simulations // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. Art. No. 180901.
11. *Noske M., Stoll H., Fähnle M., Gangwar A., Woltersdorf G., Slavin A., Weigand M., Dieterie G., Förster J., Back C.H., Schütz G.* Spin wave mediated unidirectional vortex core reversal by two orthogonal monopolar field pulses: The essential role of three-dimensional magnetization dynamics // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 119. Art. No. 173901.
12. *Herranen T., Laurson L.* Bloch-line dynamics within moving domain walls in 3D ferromagnets // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 96. Art. No. 144422.
13. *Fernández-Pacheco A., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fischer P., Cowburn R.P.* Three-dimensional nanomagnetism // *Nature Communications*. 2017. V. 8. Art. No. 15756.
14. *Sanz-Hernández D., Streubel R., Fernández-Pacheco A.* Launching a new dimension with 3D magnetic nanostructures // *APL Mater.* 2020. V. 8. Art. No. 010701.
15. *Морозов А.И., Сугов А.С.* Фрустрированные магнитные наноструктуры. М.: Физматлит, 2016. 140 с.
16. *Schneider T., Langer M., Alekhina J., Kowalska E., Oelschlägel A., Semisalova A., Neudert A., Lenz L., Potzger K., Kostylev M.P., Fassbender J., Adeyeye A.O., Lindner J., Bali R.* Programmability of Co-antidot lattices of optimized geometry // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. Art. No. 41157.
17. *Tahir N., Zelent M., Gieniusz R., Krawczyk M., Maziewski A., Wojciechowski T., Ding J., Adeyeye A.O.* Magnetization reversal mechanism in patterned (square to wave-like) Py antidot lattices // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. Art. No. 025004.
18. *Zverev V.V., Izmozherov I.M.* Dynamical rearrangements of 3-D vortex structures in moving domain walls in continuous and antidot patterned permalloy films // *IEEE Trans. Mag.* 2022. V. 58. No. 2. Art. No. 4300805.
19. *Зверев В.В.* Пиннинг вихрей при перемещении турбулентных волн перемагничивания в антидот пленках со сквозными и несквозными отверстиями // *Изв. РАН: Сер. физ.* 2023. Т. 87. № 3. С. 434–440.
20. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки с цилиндрическими магнитными доменами / М.: Мир, 1982. 384 с.; *Malozemoff A.P., Slonczewski J.C.* Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. New York: Academic Press, 1979.
21. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Waeyenberge B.V.* The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. 2014. V. 4. Art. No. 107133.
22. *Van de Wiele B., Manzin A., Vansteenkiste A., Bottauscio O., Dupré L., De Zutter D.* A micromagnetic study of the reversal mechanism in permalloy arrays // *J. Appl. Phys.* 2012. V. 111. Art. No. 053915.

23. *Streubel R., Kronast F., Rössler U.K., Schmidt O.F., Makarov D.* Reconfigurable large-area magnetic circulation pattern // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. Art. No. 104431.
24. *Lebecki K.M., Donahue M.J., Gutowski M.W.* Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations // *J. Phys. D.* 2008. V. 41. Art. No. 175005.
25. *La Bonte A.E.* Two-dimensional Bloch-type domain wall in ferromagnetic films // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. № 6. P. 2450–2458.
26. *Sutcliffe P.* Vortex rings in ferromagnets: numerical simulations of the time-dependent three-dimensional Landau-Lifshitz equation // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. Art. No. 184439.
27. *Зверев В.В., Изможеров И.М., Филиппов Б.Н.* Визуализация динамических вихревых структур в магнитных пленках с одноосной анизотропией (микромагнитное моделирование) // *ФТТ.* 2018. Т. 60. № 2. С. 294–306.
28. *Борисов А.Б., Киселев В.В.* Двумерные и трехмерные топологические дефекты, солитоны и текстуры в магнетиках. М.: Физматлит, 2022. 456 с.
29. Видеофильмы: <https://youtu.be/-dQY-0neQGc>, <https://youtu.be/cfLeoMy5d6Y>, <https://youtu.be/VdwcB3DaU4o>, <https://youtu.be/aXpuKZVv-GI>