

УДК 537.624.9:537.611.3:539.216.2

## ПИННИНГ ВИХРЕЙ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ВОЛН ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В АНТИДОТ ПЛЕНКАХ СО СКВОЗНЫМИ И НЕСКВОЗНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ

© 2023 г. В. В. Зверев<sup>1, 2, \*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
“Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина”, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
“Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук”,  
Екатеринбург, Россия

\*E-mail: vvzverev49@gmail.com

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 27.10.2022 г.

Принята к публикации 25.11.2022 г.

Выполнено микромагнитное моделирование процесса перемагничивания в пленках с антидот массивами, инициированного движущейся доменной стенкой. При некоторых условиях возникает узкая зона перемагничивания, заполненная вихревыми структурами (турбулентная волна). Наблюдаются изменения скорости, временные или окончательные остановки волн. Показано наличие связи между особенностями движения волны и структурой вихревой зоны.

DOI: 10.31857/S0367676522700764, EDN: HHVAUP

### ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия проявляется большой интерес к изучению статических и динамических свойств локализованных и топологически защищенных объектов (доменов и доменных стенок в нанопроволоках и нанострайпах [1], вихрей и скирмионов [2], и др.) в магнитных средах. Нелинейная магнитодинамика, в которой такие объекты играют роль базовых элементов, служит источником принципиально новых инженерных идей, включая новые подходы к созданию запоминающих и логических устройств [3, 4]). Фокусируя внимание на задаче развития технологий управления динамикой, естественно рассматривать в первую очередь случаи регулярного (детерминистического) движения. Однако микромагнитное моделирование показывает, что если управляющие параметры выходят за пределы некоторых пограничных значений, динамика может становиться нерегулярной (турбулентной, хаотической) [5–8]. Изучение нерегулярной динамики намагниченности в магнитных материалах представляется важным с нескольких точек зрения. Во-первых, полезно знать границы областей регулярного движения и источники неустойчивостей, приводящих к возникновению нерегулярных режимов. В частности, в работе [9] было показано, что один из механизмов потери устойчивости реализуется как резкий рост чувствительности

магнитной системы к случайным флуктуациям в моменты рождения (аннигиляции) пар вихрь-антивихрь (пар блоховских точек с противоположными зарядами). Система с нерегулярным движением магнитных вихревых структур интересна и тем, что может быть использована как генератор случайных спиновых волн. Также отметим, что изучение и моделирование сложных типов динамики необходимо для правильного понимания того, как протекают процессы перемагничивания в реальных магнитных средах. Выход за пределы области устойчивости динамики возможен при повышении скорости переключений в магнитных логических устройствах.

В данной работе мы ограничимся изучением динамических режимов, наблюдаемых при движении доменных стенок (ДС) в магнитных пленках, содержащих массивы отверстий (антидот массивы) [10]. Заметим, что в большинстве работ, посвященных магнитным пленкам с массивами отверстий, обычно рассматриваются тонкие пленки, так что распределения намагниченности фактически являются двумерными. Однако в двумерном случае исключаются из рассмотрения такие важные трехмерные объекты, как блоховские линии и точки [11], трехмерные вихри с корами в форме трубок [9, 12–14], вихревые петли [14]. Все эти магнитные объекты возникают в трехмерных антидот пленках, которые к тому же позволяют

варьировать не только поперечные размеры отверстий, но их глубины. Выбирая параметры соответствующим образом, мы находим геометрические конфигурации, для которых движущиеся зоны перемагничивания (ЗП) принимает вид узких полос, заполненных нерегулярными вихревыми структурами.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕДУРЫ

В статье представлены результаты компьютерного моделирования движения турбулентных ЗП в кубоидах из пермаллоя, имеющих размеры  $L_x = 800$  нм,  $L_y = b = 50$  и  $100$  нм (толщина пленки) and  $L_z = 400$  нм. Образцы содержат антидот массивы, состоящие из девяти прямоугольных отверстий с глубинами  $h = 25$  и  $50$  нм для пленки толщиной  $b = 50$  нм и с глубинами  $h = 25, 50, 75$  и  $100$  нм для пленки толщиной  $b = 100$  нм. Длины сторон отверстий взяты равными  $d = 25, 50$  и  $100$  нм; расстояния между центрами отверстий равны  $133$  нм. Микромагнитное моделирование было выполнено путем решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [11]

$$\partial \vec{m} / \partial t = -\gamma [\vec{m}, \vec{H}_{eff}] + \alpha [\vec{m}, \partial \vec{m} / \partial t].$$

В этом уравнении  $\vec{m} = \vec{M} / M_s$  – нормированное поле намагниченности ( $|\vec{m}| = 1$ ),  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение и  $\alpha$  – параметр затухания Гильберта. Эффективное магнитное поле равно вариационной производной

$$\vec{H}_{eff} = -\delta E_{\Sigma} / \delta \vec{M},$$

где полная энергия образца  $E_{\Sigma}$  равна результату интегрирования по объему образца суммы плотностей обменной энергии  $w_e$ , энергии анизотропии  $w_a$ , магнитостатической энергии  $w_m$  и зеemannовской энергии  $w_z$ :

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

$$w_e = A \{ (\partial \vec{m} / \partial x)^2 + (\partial \vec{m} / \partial y)^2 + (\partial \vec{m} / \partial z)^2 \},$$

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

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

В наших численных экспериментах зона перемагничивания движется вдоль оси  $x$  под действием внешнего постоянного магнитного поля величиной  $H = 200$  Э, направленного вдоль оси  $z$  (оси анизотропии). Мы использовали значения материальных параметров, типичные для пленок из пермаллоя ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ):

$$A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}, \quad K = 10^3 \text{ эрг/см}^3,$$

$$M_s = 860 \text{ Гс}, \quad \alpha = 0.02.$$

Чтобы не рассматривать эффекты, связанные с обрыванием магнитной среды, в направлении оси  $z$  наложены периодические граничные условия. При этом используется периодическое продолжение распределения намагниченности вдоль этой оси [15]. Уравнение ЛЛГ решается численно с помощью программы микромагнитного моделирования формируется начальное распределение намагниченности, содержащее  $S$ -образную ДС (ДС Ла Бонте) [17], ориентированную вдоль оси  $z$ .

### МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Простой и удобный метод визуализации вихревой структуры распределения намагниченности основывается на отыскании центров вихрей (антивихрей) двумерного векторного поля  $\vec{m}^* = \vec{m} - \vec{n}(\vec{n}\vec{m})$ , получаемого путем проектирования поля  $\vec{m}$  на различные секущие плоскости, перпендикулярные по отношению к фиксированному вектору  $\vec{n}$  [9]. Положения центров плоских вихрей (антивихрей) могут быть найдены путем интегрирования угловых координат  $\Phi$  векторов  $\vec{m}^*$  по замкнутым контурам, окружающим различные точки плоскости, и нахождения количеств полных оборотов

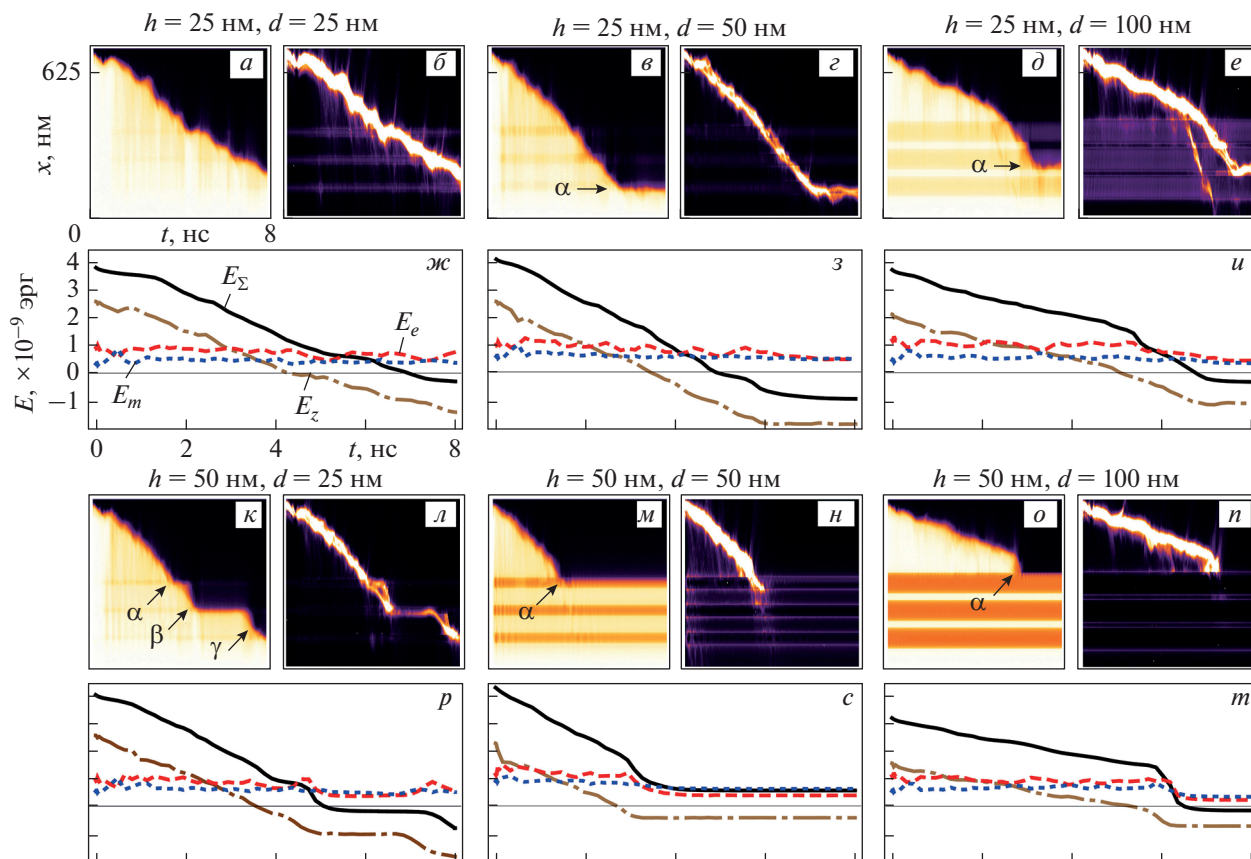
$$J = (2\pi)^{-1} \oint d\Phi.$$

Если центр вихря или антивихря лежит внутри контура интегрирования, получаем  $J = 1$  или  $J = -1$ ; в противном случае  $J = 0$ . Находя поверхности уровня трехмерного скалярного поля, обращаясь в ноль везде, кроме центров вихрей (антивихрей), мы получаем топологический портрет поля намагниченности. Типично он состоит из поверхностей в форме трубок, заключающих в себе области коров (трубки коров вихрей). Эти графические объекты играют ту же роль, что и линии коров вихрей в механике жидкостей [18]. В некоторых случаях оси трубок коров могут мало отличаться от отрезков прямых (линейные вихри). В [13, 14] использовался альтернативный метод, основанный на отыскании точек, в которых  $\vec{m} \parallel \vec{n}$ . Положения точек Блоха могут быть определены путем вычисления интегралов по замкнутым поверхностям, охватывающих различные точки внутри образца, и нахождения скирмионных чисел (топологических зарядов) [2, 9, 11]

$$\chi = (4\pi)^{-1} \oint \vec{g} d\vec{s}, \quad \vec{g} = \sin \Theta [\vec{\nabla} \Phi, \vec{\nabla} \Theta],$$

где  $\vec{g}$  – топологическая плотность, выраженная через угловые координаты  $\Theta, \Phi$  вектора намагниченности

$$\vec{m} = (\sin \Theta \cos \Phi, \sin \Theta \sin \Phi, \cos \Theta).$$



**Рис. 1.** Результаты моделирования для пленки толщиной 50 нм. Изображены зависимости от времени и от пространственной  $x$ -координаты проекций поля намагниченности на ось  $z$  (плотностные графики (а, в, д, к, м, о)) и значений модулей векторов поля топологической плотности (плотностные графики (б, г, е, л, н, п)), усредненных по уз поперечным сечениям образца (графики функций  $\mu(x, t)$  и  $\xi(x, t)$  соответственно). На изображениях (а, в, д, к, м, о) переход от светлого тона к темному соответствует повороту средней намагниченности от направления, противоположного направлению магнитного поля, к направлению вдоль магнитного поля. На рисунках (б, г, е, л, н, п) в областях, выделенных светлым тоном, намагниченность является сильно неоднородной (зона перемагничивания). Рисунки (ж–и) и (р–т) содержат графики зависимостей энергий, усредненных по объему образца, от времени: обменной энергии  $E_e$  (красная пунктирная линия, длинные штрихи), магнитостатической энергии  $E_m$  (синяя пунктирная линия, короткие штрихи), зеемановской энергии  $E_z$  (коричневая штрих-пунктирная линия), полной энергии  $E_\Sigma$  (черная сплошная линия). Масштабы осей одинаковы для рисунков (а–е) и (к–п); для рисунков (ж–и) и (р–т).

Мы представляем графически движущуюся ЗП (турбулентную ДС), используя плотностные графики  $z$  компонент векторов намагниченности и модулей векторов топологической плотности, усредненных по  $yz$ -сечениям образца

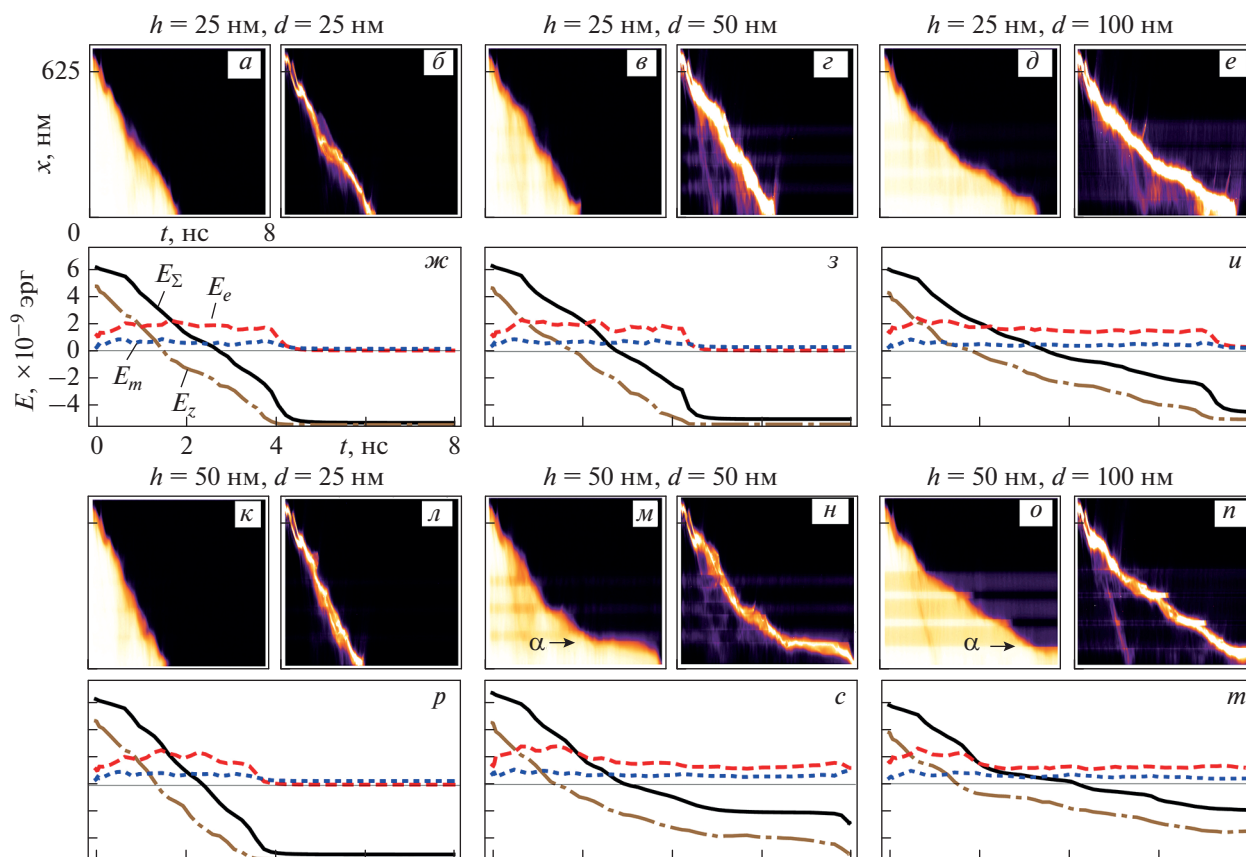
$$\mu(x, t) = \int_{yz \text{ sec}} m_z(\vec{r}, t) dy dz,$$

$$\xi(x, t) = \int_{yz \text{ sec}} |\vec{g}(\vec{r}, t)| dy dz.$$

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим вначале пленки толщиной 50 нм. Результаты для случая самых маленьких глухих (несквозных) отверстий с размерами  $h = d = 25$  нм

показаны на рис. 1а, 1б и 1ж. Скорость ЗП в этом случае почти постоянна. Когда ЗП находится далеко от отверстий, она состоит из линейных вихрей, концы которых лежат на противоположных границах пленки. Этот результат находится в согласии с известным фактом, что в достаточно тонких пленках статическая ДС, состоящая из вихрей такого типа (ДС с перетяжками, ДС типа cross-tie), энергетически предпочтительна в сравнении с С-образной ДС [21]. Если положения ЗП и колонки из отверстий совпадают, появляются линейные вихри, концы которых лежат либо на боковых границах отверстий, либо один на дне глухого отверстия, а другой – на границе пленки. В случае, когда  $d = 25$  нм и отверстия сквозные (рис. 1к, 1л, 1р), друг друга сменяют вихревые



**Рис. 2.** Результаты моделирования для пленки толщиной 100 нм (отверстия меньшей глубины). Обозначения и пояснения те же, что и для рис. 1.

структуры типов (I) и (II). Конфигурация (I) состоит из вихрей, сосредоточенных в промежутке между соседними колонками отверстий, ориентированными вдоль оси  $z$ ; в конфигурации (II) в зоне вихрей лежит только одна из колонок. Каждый переход от (I) к (II) сопровождается временной приостановкой движения ЗП ( $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  на рис. 1к).

В случае глухих отверстий ( $h = 25$  нм) с  $d = 50$  и  $100$  нм (рис. 1в–1е, 1з, 1у) мы наблюдаем окончательные остановки движения ЗП после достижения одной из колонок ( $\alpha$  на рис. 1в, 1д). Анализ конфигураций вихревых структур показал, что трубки вихрей закрепляются на отверстиях. В случае отверстий промежуточного размера (рис. 1в, 1г, 1з) финальная конфигурация содержит вихревую трубку, соединяющую границы пленки, и антивихревую трубку, соединяющую доньшко одного из глухих отверстий с ближайшей границей пленки. В случае больших отверстий (рис. 1д, 1е, 1у) доньшки двух соседних глухих отверстий соединены с граничной поверхностью пленки вихревой и антивихревой трубками.

В случае сквозного отверстия ( $h = 50$  нм) при  $d = 50$  нм (рис. 1м, 1н, 1с) вместо закрепления на отверстиях вихревой (антивихревой) трубки происходит перенос вихревой (антивихревой) конфигурации на само отверстие ( $\alpha$  на рис. 1м). В результате, обходя вокруг отверстия по замкнутому контуру, мы наблюдаем такое же вращение вектора намагниченности, как и при аналогичном обходе трубки кора вихря (антивихря). В случае  $h = 50$  нм,  $d = 100$  нм движение ЗП прекращается, но финальная конфигурация не содержит вихрей ( $\alpha$  на рис. 1о).

Обсудим теперь результаты для пленок толщиной 100 нм. В пленках с отверстиями наименьшего размера  $d = 25$  нм при различных глубинах глухих отверстий и в случае сквозного отверстия процесс перемагничивания протекает сходным образом (левые колонки на рис. 2 и 3). Скорость движения ЗП в этих случаях почти не меняется. Трубки коров вихрей типично имеют аркообразную форму и состоят из сегментов, ориентированных как вдоль границ пленки, так и перпендику-

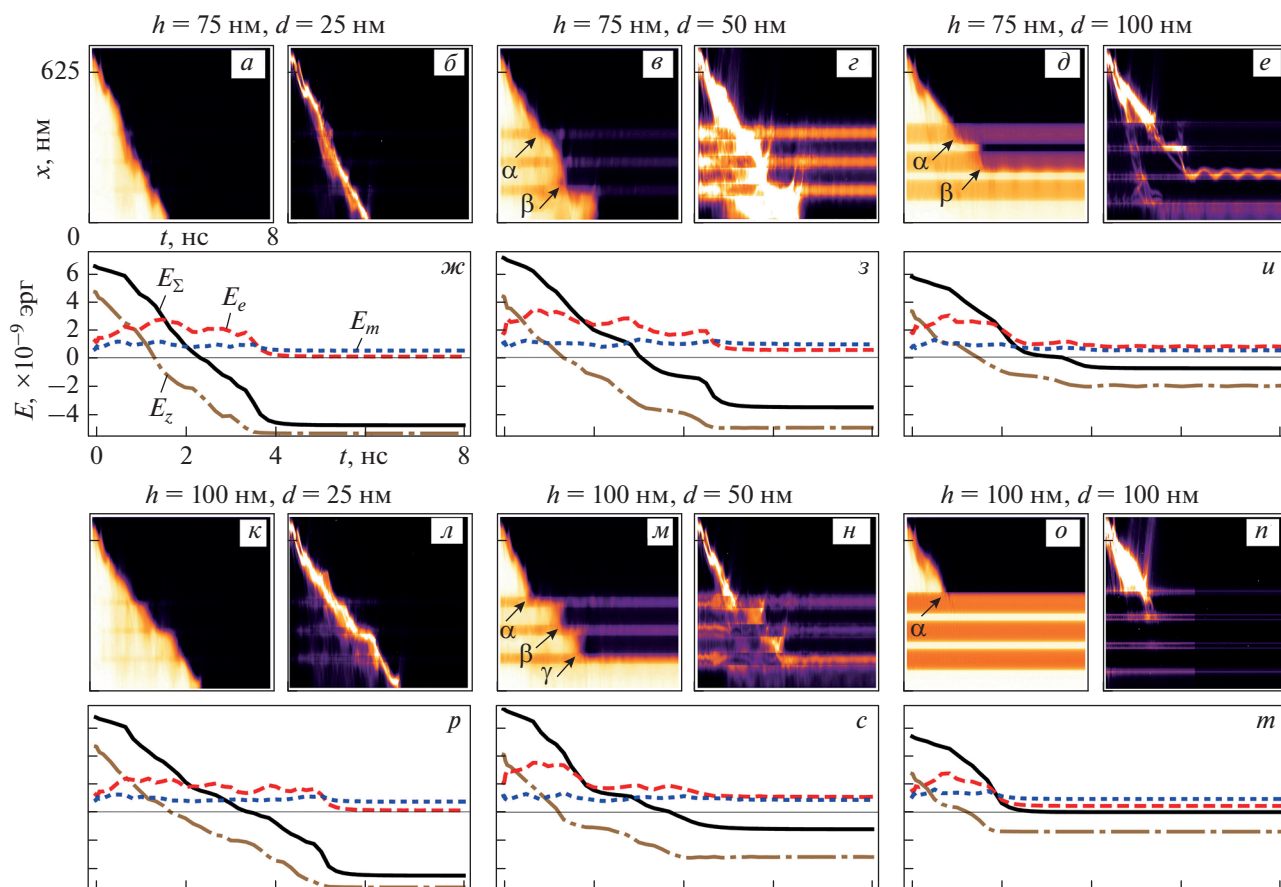


Рис. 3. Результаты моделирования для пленки толщиной 100 нм (отверстия большей глубины). Обозначения и пояснения те же, что и для рис. 1.

лярно к границам. Иногда ЗП выглядит как набор деформированных сегментов С-образных ДС.

В случае мелких глухих отверстий ( $h = 25$  нм) скорость ЗП при  $d = 50$  нм постоянная, а при  $d = 100$  нм уменьшается в процессе движения (рис. 2в–2е). При  $h = 50$  нм и при указанных выше значениях  $d$  становятся заметными флуктуации скорости; после прохождения последней колонки отверстий скорость падает существенным образом ( $\alpha$  на рис. 2м, 2о). Детальный анализ вихревых структур показывает, что и в этом случае ЗП замедляется также благодаря появлению вихревых трубок, соединяющих доньшки глухих отверстий с границей пленки.

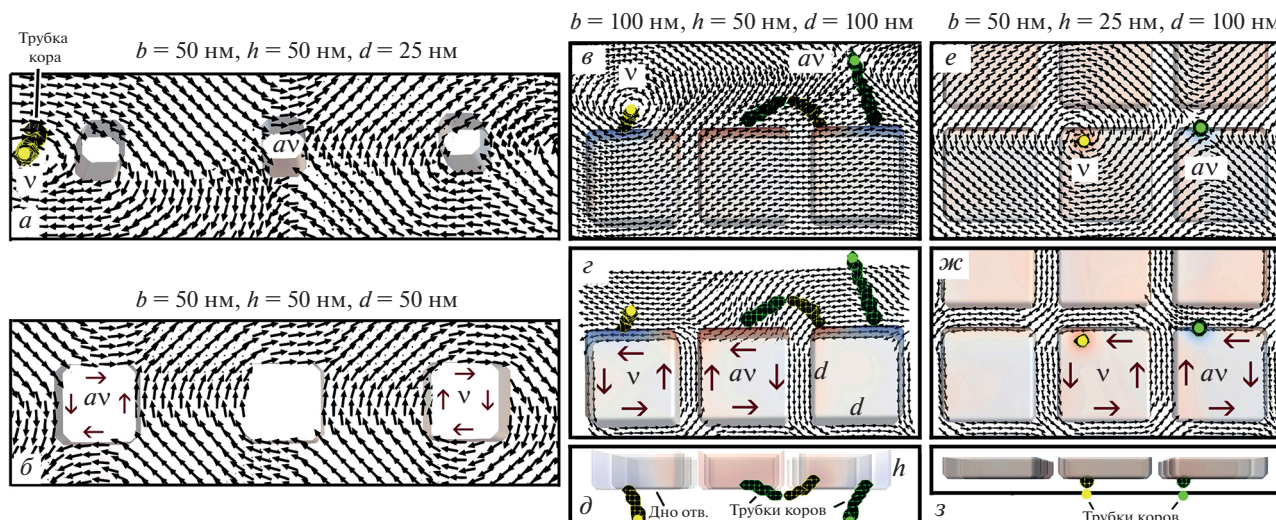
В пленках с глубокими глухими отверстиями ( $h = 75$  нм) и сквозными отверстиями ( $h = 100$  нм), в случаях  $d = 50$  и 100 нм, стадии движения ЗП перемежаются стадиями прекращения движения, временного или окончательного ( $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  на рис. 3в, 3д, 3м, 3о). В этих случаях пиннинг ЗП также связан с появлением типичных структур, в которых вихри закрепляются на отверстиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов численного моделирования позволил обнаружить, что процесс перемещения в антидот пленках, инициированный движущейся ДС, может принимать вид движения узкой вихревой зоны перемещения (турбулентная ДС). Прерывистый характер движения ЗП может быть объяснен закреплением вихрей на отверстиях. Часто возникают следующие конфигурации.

В случае сквозных отверстий роль одного вихря (антивихря) играет отверстие, в то время как находящийся с ним в паре антивихрь (вихрь) представляет собой либо вихревое образование с незакрепленной трубкой кора (рис. 4а), либо другое отверстие (рис. 4б). Допустимы более сложные конфигурации, содержащие дополнительные линейные вихри с концами, лежащими на боковых границах отверстий.

В случае глухих (несквозных) отверстий, при наличии одной пары вихрь-антивихрь, одна из трубок кора соединяет доньшко отверстия с гра-



**Рис. 4.** Различные примеры финальных конфигураций: *a, б* – сквозные отверстия, *в–з* – глухие отверстия. На изображениях *д, з* – вид вдоль оси *x*, на остальных изображениях – вид вдоль оси *y* (*г, ж* – со стороны отверстий; *в, е* – с противоположной стороны). Обозначены: *v* – вихри, *av* – антивихри. Крупными стрелками показаны направления векторов поля намагниченности на границах отверстий.

ницей пленки, в то время как вторая трубка кора соединяет границы пленки. Также возможно, что трубки коров как вихря, так и антивихря соединяют доньшки соседних отверстий с границей пленки (рис. 4е–4з). Более сложные конфигурации могут включать в себя дополнительные вихри, у которых трубки коров соединяют боковые поверхности отверстий и лежат вдоль граничных поверхностей пленки (рис. 4в–4д, среднее и правое отверстия).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Estévez V., Laurson L. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. Art. No. 054407.
2. Göbel B., Mertig I., Tretiakov O.A. // Phys. Reports. 2021. V. 895. P. 1.
3. Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L. // Science. 2008. V. 320. No. 5873. P. 190.
4. Allwood D.A., Gang Xiong, Cooke M.D. et al. // Science. 2002. V. 296. No. 5575. P. 2003.
5. Hertel R., Schneider C.M. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. No. 17. Art. No. 177202.
6. Jun-Young Lee, Ki-Suk Lee, Sangkook Choi et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. Art. No. 184408.
7. Estévez V., Laurson L. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. Art. No. 064403.
8. Estévez V., Laurson L. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. No. 6. Art. No. 064420.
9. Зверев В.В., Байкенов Е.Ж., Изможеров И.М. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 11. С. 2070; Zverev V.V., Baikenov E.Z., Izmozherov I.M. // Phys. Solid State. 2019. V. 61. No. 11. P. 2041.

10. Tahir N., Zelent M., Gieniusz R. et al. // J. Phys. D. 2016. V. 50. Art. No. 025004.
11. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 384 с.
12. Зверев В.В., Изможеров И.М., Филиппов Б.Н. // ФТТ. 2018. Т. 60. № 2. С. 294; Zverev V.V., Izmozherov I.M., Filippov B.N. // Phys. Solid State. 2018. V. 60. P. 299.
13. Noske M., Stoll H., Fähnle M. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. Art. No. 014414.
14. Donnelly C., Metlov K.L., Scagnoli V. // Nature Phys. 2021. V. 17. No. 3. P. 316.
15. Lebecki K.M., Donahue M.J., Gutowski M.W. // J. Phys. D. 2008. V. 41. Art. No. 175005.
16. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al. // AIP Advances. 2014. V. 4. Art. No. 107133.
17. LaBonte A.E. // J. Appl. Phys. 1969. V. 6. P. 2450.
18. Gunter T., Theisel H. // Comput. Graph. Forum. 2018. V. 37. No. 6. P.149.
19. Thiele A.A. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. No. 6. P. 230.
20. Papanicolaou N., Tomaras T.N. // Nucl. Phys. B. 1991. V. 360. No. 2–3. P. 425.
21. Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н. // Физ. мет. и металловед. 2014. Т. 115. № 11. С. 1226; Dubovic M.N., Zverev V.V., Filippov B.N. // Phys. Met. Metallogr. 2014. V. 115. No. 11. P. 1160.

## **Pinning of vortices during the passage of turbulent magnetization reversal waves in antidot films with through and non-through holes**

**V. V. Zverev<sup>a, b, \*</sup>**

<sup>a</sup> *Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002 Russia*

<sup>b</sup> *Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620990 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: vvzverev49@gmail.com*

Micromagnetic modeling of the process of magnetization reversal in films with antidot arrays, initiated by a moving domain wall, is performed. Under certain conditions, a narrow magnetization reversal zone appears, filled with vortex structures (turbulent wave). Changes in speed, temporary or final stops of the wave are observed. The existence of a connection between the features of wave motion and the structure of the vortex zone is shown.