

05,01

## Одномерная динамика доменной границы в мультислойной ферромагнитной структуре

© Д.К. Кабанов<sup>1</sup>, К.Ю. Самсонов<sup>2</sup>, В.Н. Назаров<sup>3,¶</sup>, Е.Г. Екомасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уфимский университет науки и технологий,  
Уфа, Россия

<sup>2</sup> Тюменский государственный университет,  
Тюмень, Россия

<sup>3</sup> Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН,  
Уфа, Россия

¶ E-mail: nazarovvn@gmail.com

Поступила в Редакцию 11 января 2023 г.

В окончательной редакции 26 января 2023 г.

Принята к публикации 27 января 2023 г.

На примере семислойной ферромагнитной структуры с тремя тонкими (наноразмерными) и четырьмя широкими магнитными слоями рассмотрены возможные сценарии динамики доменной границы в мультислойном ферромагнетике. Обнаружены существенные различия динамики доменной границы при наличии тонких магнитных слоев с увеличенным и уменьшенным значением константы магнитной анизотропии. Построена диаграмма возможных сценариев динамики доменной границы в зависимости от начальной скорости ее движения и расстояния между тонкими магнитными слоями. Обнаружено наличие критического расстояния между тонкими магнитными слоями, разделяющего динамику доменной границы на две области с качественно различным поведением системы.

**Ключевые слова:** доменная граница, динамика, мультислойный ферромагнетик, наноструктура, пространственная модуляция магнитной анизотропии.

DOI: 10.21883/FTT.2023.04.55291.4

### 1. Введение

Достижения в области нанотехнологий и методов измерения статистики и динамики намагниченности позволяют вернуться к ранним оптическим и магнитным исследованиям динамики доменных границ (ДГ) с новой точки зрения, и на новом экспериментальном уровне. Теперь можно экспериментально исследовать нанометровые движения отдельных ДГ и даже локализованные в нанобъемле магнитные неоднородности [1–5]. Интересным объектом для таких исследований являются мультислойные магнитные структуры. Это связано со все более широкими возможностями их изготовления и практического применения [6–15]. Часто, это периодически чередующиеся слои двух и более материалов, в том числе и наноразмерные слои, с разными физическими параметрами. Даже создание атомарно-плоских магнитных интерфейсов в настоящее время стали обычным явлением в магнитных нанотехнологиях [11]. Исследование одномерных моделей динамики спиновых волн и магнитных неоднородностей, распространяющихся в таких системах перпендикулярно границам раздела слоев дает понимание влияния неоднородности параметров системы на рассматриваемые процессы [7,8,12–16].

Часто рассматривают случай ультратонкого металлического немагнитного интерфейса между двумя ферро- или антиферромагнитными слоями [17–18]. В этом случае, для описания динамики намагниченности в слое

используется уравнение Ландау–Лифшица с постоянными параметрами материала и требуется выполнение некоторых граничных условий на границах слоев. В другом подходе наличие слоев, отличающихся друг от друга значениями одного или нескольких магнитных параметров учитывается посредством пространственной модуляции магнитных параметров материала (см., например, [7,8,12,13,15,19]). В мультислойных магнитных пленках показано, что можно управлять величинами коэрцитивной силы и магнитной анизотропии слоев за счет изменения режимов выращивания слоев (см., например, [20]). Часто в таких системах тонкие (вплоть до нанометровых размеров) магнитные слои одного типа разделяют широкие слои другого типа. Если в тонком магнитном слое будет пониженное значение магнитной анизотропии, то он будет являться эффективной „потенциальной ямой“ (или „плоским магнитным дефектом“) для магнитных неоднородностей (см., например, [7,21,22]). Наиболее интересен случай, когда размер ДГ и размер, характеризующий неоднородность параметра анизотропии, одного и того же порядка. В этом случае форма ДГ должна претерпевать существенные изменения при прохождении через тонкий магнитный слой. В таких системах возможен пиннинг доменных границ, генерация локализованных волн намагниченности типа магнитных солитонов и бризеров, генерация спиновых волн [7,12,14,23–24]. Отметим, что двумерные магнитные неоднородности типа магнитных

вихрей вблизи неоднородностей магнитной анизотропии, также демонстрируют разнообразие своего поведения: пиннинг вихря дефектом с явно выраженной сменой частоты вращения, отражение от дефекта с различными траекториями движения и пр. [25]. Задачу описания одномерной динамики ДГ в трех- и пятислойных ферромагнитных структурах, представляющих собой структуры из чередующихся широких и тонких магнитных слоев с разными магнитными параметрами анизотропии, при определенных условиях можно свести к задаче о взаимодействии кинков уравнения синус-Гордона УСГ с примесями [7,16,26]. Случай двух тонких магнитных слоев дает большое разнообразие новых мультисолитонных решений для локализованных магнитных неоднородностей и динамических эффектов по сравнению со случаем одного тонкого магнитного слоя [27,28]. Можно ожидать еще большего разнообразия решений для возможных типов магнитных неоднородностей и динамических эффектов при наличии трех и более тонких магнитных слоев в системе. В настоящей работе исследуется динамика доменных границ в мультислойной ферромагнитной структуре с тремя тонкими магнитными слоями.

## 2. Случай тонкого магнитного слоя в виде „потенциального барьера“

Рассмотрим семислойную ферромагнитную структуру, состоящую из четырех широких слоев, разделенных тремя тонкими (имеющими размер порядка ширины доменной границы) слоями, находящимися на расстоянии  $d$  друг от друга. Широкие и тонкие магнитные слои отличаются друг от друга значениями константы магнитной анизотропии. Рассмотрим простой случай движения по инерции и отсутствия затухания. Параметры анизотропии считаем функциями от координаты  $y$ , направленной перпендикулярно границе раздела слоев. Используем для описания динамики намагниченности сферические координаты —  $\mathbf{M}(\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi, \cos \varphi \cos \theta)$ , где  $0 \leq \theta \leq 2\pi$  — угол в плоскости  $xz$  между направлением вектора магнитного момента и осью легкого намагничивания (ось  $Oz$ ),  $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$  — угол, описывающий выход  $\mathbf{M}$  из плоскости ДГ. Учитывая в плотности энергии магнетика обменное взаимодействие и анизотропию, считая  $\varphi \ll 1$ , безразмерное уравнение движения для намагниченности в угловых переменных в одномерном случае можно представить в следующем виде [7,16,26,29]:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \ddot{\theta} - \frac{1}{2} f(y) \sin 2\theta = 0, \quad (1)$$

где  $f(y) = K(y) = K_1(y)/K_1^0$  — функция, определяющая пространственную модуляцию константы анизотропии,  $K_1^0$  — константа анизотропии в толстых слоях. Время  $t$  нормировано на  $4\pi M_S \gamma \sqrt{Q}$ , где  $Q = K_1/(2\pi M_S^2)$  — фактор качества материала. Координата  $x$  нормирована на  $\delta_0$ , где  $\delta_0$  — ширина статической блоховской ДГ. При

получении уравнения (1) считалось, что  $K_1 \ll 2\pi M_S^2$ . Уравнение (1) при нулевой правой части и  $K(y) = 1$  переходит в известное уравнение синус-Гордона [28].

Функцию  $K(y)$  будем моделировать функцией, имеющей форму прямоугольника

$$f(x) = \begin{cases} 1, & |y| > W/2, |y + d| > W/2, |y - d| > W/2, \\ K, & |y| < W/2, |y + d| < W/2, |y - d| < W/2, \end{cases} \quad (2)$$

где  $W$  — параметр, характеризующий ширину тонкого магнитного слоя,  $K$  — величина константы магнитной анизотропии в области тонкого магнитного слоя. Отметим, что тонкие слои с повышенной величиной магнитной анизотропии по сравнению с однородным состоянием представляют собой потенциальные барьеры для движущейся ДГ. В предельном случае, когда тонкие слои можно считать бесконечно тонкими, уравнение (1) можно решить аналитически [30] используя метод коллективных переменных [28]. При произвольных значениях параметров  $W$  и  $K$  уравнение (1) можно решить только численно. Для численного решения уравнение (1) нами использовалась явная схема [12,16,26]. Дискретизация уравнения проводилась по стандартной пятиточечной схеме типа „крест“, обладающей условием устойчивости  $(\Delta t/\Delta y)^2 \leq 0.5$ , где  $\Delta t$  — шаг по времени,  $\Delta y$  — шаг по координате. В начальный момент времени имеем ДГ блоховского типа, движущуюся с постоянной скоростью  $v_0$ , а граничные условия имеют вид:  $\theta(-\infty, t) = 0$ ,  $\theta(+\infty, t) = \pi$ ,  $\theta'(\pm\infty, t) = 0$ . Кроме того, используемая схема удобна тем, что является „одношаговой“, использует сравнительно небольшое количество обращений к памяти и обладает потенциалом для оптимизации вычислительного алгоритма. В ходе численного эксперимента ДГ пересекает области тонких слоев, при этом в каждый момент времени рассчитывается структура ДГ и ее основные динамические характеристики: положение центра, скорость и траектория движения.

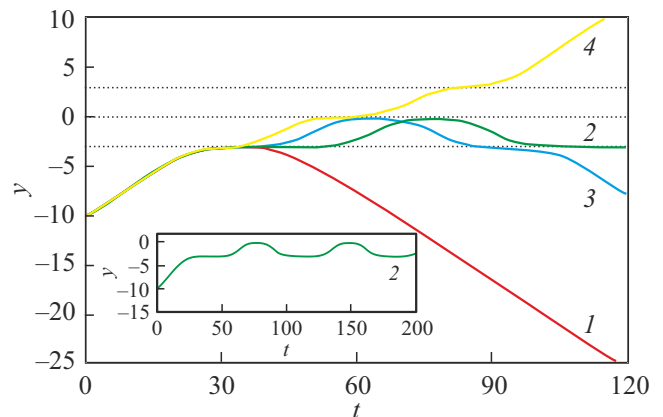
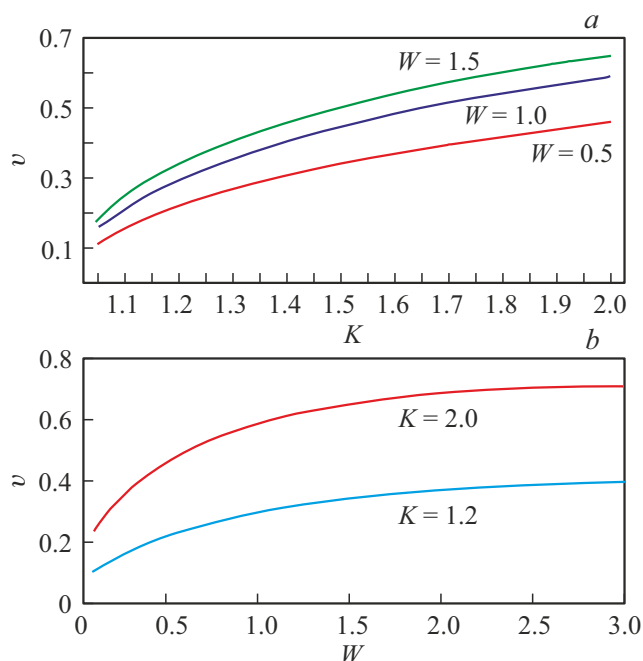
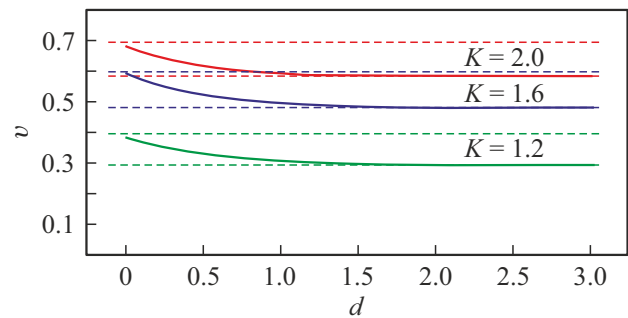


Рис. 1. Зависимость координаты центра ДГ  $y$  от времени при  $W = 1$ ,  $K = 2.0$ . Линии: (1) —  $v = 0.59$ ; (2) —  $v = 0.595$ ; (3) —  $v = 0.59855$ ; (4) —  $v = 0.5986$ ; (5) —  $v = 0.602$ .

Для определенности начало координат положим в центре второго барьера, центры других барьеров будут находиться по обе стороны от него с безразмерными координатами  $y_1 = -3$  и  $y_3 = 3$ . Параметры  $W$  и  $K$  возьмем равными  $W = 1$ ,  $K = 2$ . Пусть ДГ движется из бесконечности в сторону потенциальных барьеров. Чтобы исключить взаимодействие ДГ с барьерами в начальный момент времени необходимо начальное положение центра ДГ задавать достаточно далеко от барьеров. Численный анализ показал, что для этого достаточно рассмотреть случай с начальной координатой центра ДГ  $y = -10$ . При начальной скорости ДГ меньше или равной 0.59 происходит отражение от первого барьера и движение обратно с той же по модулю скоростью (кривая 1 на рис. 1). Поэтому такую скорость  $v = 0.59$  будем считать максимальной скоростью ДГ необходимой для реализации сценария ее отражения от всех барьеров при заданных параметрах. С увеличением параметров  $K$  и  $W$  значение такой пороговой максимальной скорости отражения ДГ от барьеров растет нелинейно (рис. 2). Если аппроксимировать такую зависимость, то при небольших размерах потенциального барьера получим следующую зависимость  $v \sim \sqrt{K}$  и  $v \sim \sqrt{W}$ . Однако при достаточно больших величинах параметров  $W, K$  (например, при  $K > 2$  на рис. 2, *a*) наблюдается уже практически линейная зависимость от  $K$  для этой пороговой скорости. Зависимость этой скорости от параметра  $d$  представлена на рис. 3. Видно, что при увеличении параметра  $d$  (когда уже теряется коллективное влияние потенциальных барьеров на динамику ДГ) она стремится к величине



**Рис. 2.** Зависимость максимальной скорости ДГ при отражении от первого барьера: *a*) в зависимости от величины параметра  $K$  при разных  $W$ . *b*) в зависимости от величины параметра  $W$  при разных  $K$ .



**Рис. 3.** Зависимость максимальной скорости отражения ДГ от первого барьера от параметра  $d$  при разных величинах параметра  $K$ . Штриховая линия показывает величину этой скорости для случая одного барьера.

равной пороговой скорости для случая одного барьера. При стремлении величины параметра  $d$  к нулю три потенциальных барьера влияют на динамику ДГ как один более широкий, а величина пороговой скорости при этом практически совпадает с величиной, полученной для случая одного барьера с параметром  $3W$  [31].

При небольшом увеличении скорости движения ДГ он может пройти через первый потенциальный барьер, но отражается от второго барьера (кривая 3 на рис. 1). Здесь возможны два варианта развития событий. Если ДГ движется со скоростью 0.59855, она проходит первый барьер и в момент времени  $t \approx 30$  отражается от второго, и, двигаясь обратно, проходит опять через первый барьер и уходит на бесконечность (кривая 3 на рис. 1). Но в небольшом интервале скоростей  $0.59 < v < 0.59855$  ДГ, пройдя через первый барьер, теряет часть энергии на взаимодействие с барьером. Затем, когда она отражается от второго барьера, ей не хватает энергии пройти обратно первый барьер и она уже отражается от него. Таким образом, при определенной начальной, входящей в этот интервал, скорости, например, при скорости 0.595, ДГ будет колебаться в области, ограниченной первым и вторым барьерами (кривая 2 на рис. 1). Увеличивая скорость, например, до величины 0.5986, можно увидеть еще один возможный вариант развития событий. ДГ (кривая 4 на рис. 1). В этом случае ДГ пройдя через второй барьер отражается от третьего и начинает колебаться между ними. Отметим, что колебания ДГ между первым и вторым, между вторым и третьим барьерами носит явно не гармонический характер. С еще большим увеличением начальной скорости (начиная со значения скорости 0.602) ДГ может преодолеть уже все три барьера и уйти на бесконечность (кривая 5 на рис. 1). Отметим, что при прохождении среднего барьера, скорость падает практически до нуля.

Можно получить зависимость этой минимальной скорости прохождения барьеров  $v_{cr}$  от различных значений параметров  $K, W$ . Например, зависимость  $v_{cr}$  от  $K$  приведена на рис. 4. Из рисунка видно, что она имеет

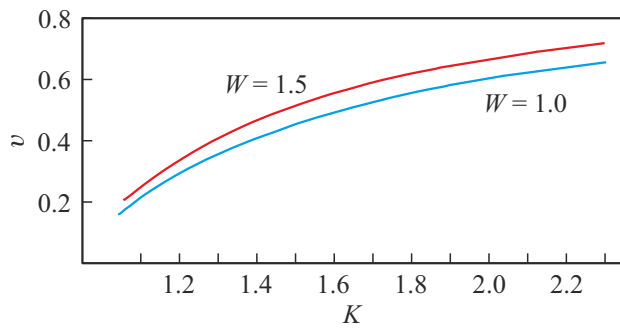


Рис. 4. Зависимость минимальной скорости ДГ прохождения барьеров  $v_{cr}$  от параметра  $K$  при различных значениях  $W$ .

такой же характер, что и для пороговой максимальной скорости отражения. Если посмотреть на соотношение между максимальной скоростью для отражения от всех барьеров и минимальной скорости прохождения барьеров, то они, для рассмотренных случаев, отличаются незначительно, от 1% различия до 2% для больших величин параметров ( $K > 2$ ,  $W > 1.5$ ). Для случая одного барьера [32] предложена аналитическая формула для значения пороговой минимальной скорости прохождения

$$v_{cr}^2 = \frac{1}{2} (K - 1) \tanh\left(\frac{W}{2}\right). \quad (3)$$

Для случая малых  $W$  можно упростить выражение (3):

$$v_{cr} \approx \frac{1}{2} \sqrt{(K - 1)W}. \quad (4)$$

Из рис. 4 при  $W = 1$ ,  $K = 1.1$  получаем, что  $v_{cr} = 0.215$ , а если применить формулу (4), то получаем  $v_{cr} \approx 0.16$ . Разница между этими величинами на 25% указывает на то, что формула (4) может качественно описывать зависимость и нашей критической скорости от параметров  $K$ ,  $W$ .

Если сравнивать величины скоростей до и после взаимодействия с барьерами, то оказывается, что эти скорости практически одинаковы. Они начинают заметно отличаться лишь при больших величинах параметров  $K$ ,  $W$ . Для пороговой скорости отражения начиная с параметров  $K > 2$  и  $W > 1$  происходит уменьшение величины скорости по сравнению с первоначальным значением на величину менее 1%. Для минимальной скорости прохождения для барьеров с  $K > 2$  и  $W > 1$  скорость ДГ на 3.5–4% будет меньше скорости первоначально набегающей на барьеры ДГ. Такое уменьшение скорости будет связано с тем, что при отражении и прохождении ДГ через барьеры, возбуждаются еще и малоамплитудные объемные волны. Полная энергия системы в нашем случае всегда остается постоянной.

Отметим, что подобное динамическое поведение ДГ было обнаружено при численном счете и для других значениях параметров  $W$  и  $K$ . Можно ожидать, что и изменение вида функции (2) (что уже исследовалось

ранее для случая трехслойной структуры (см., например, [16,32])) не приведет к качественному изменению динамического поведения ДГ.

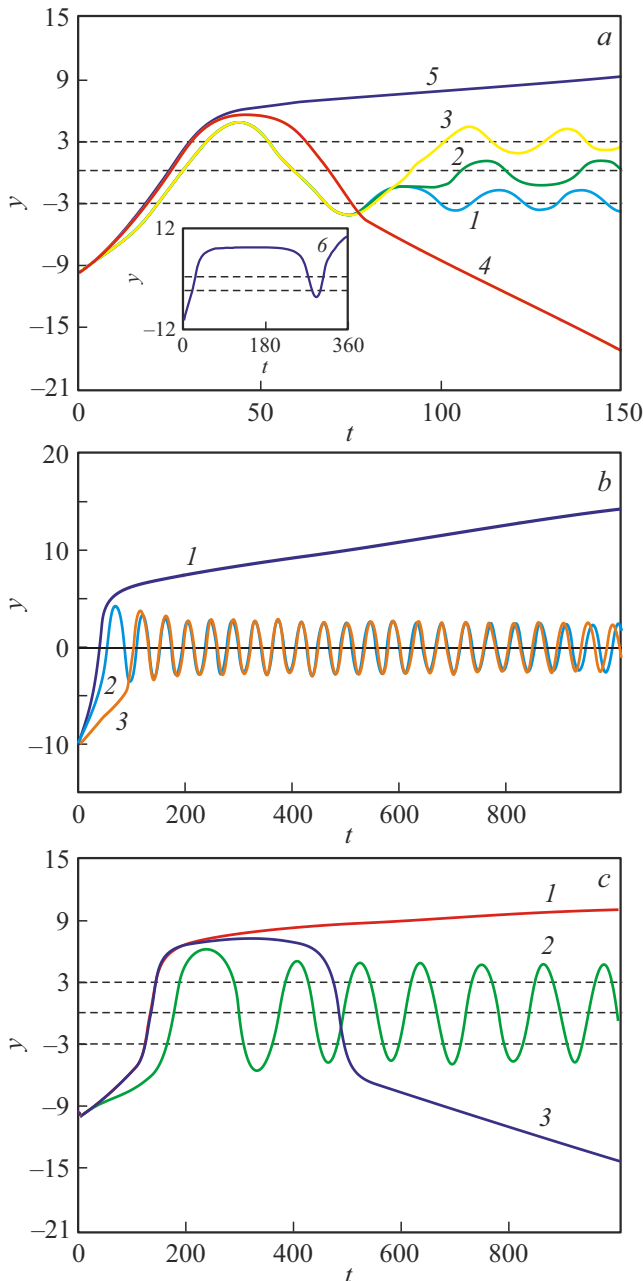
### 3. Случай тонкого магнитного слоя в виде „потенциальной ямы“

Рассмотрим далее случай трех тонких магнитных слоев, являющихся для ДГ „потенциальными ямами“. Рассмотрим функцию  $K(y)$  вида (2) с параметрами  $K = 0.5$ ,  $W = 1$ ,  $d = 2$ . Численный счет показывает качественное отличие наблюдаемых сценариев динамики ДГ от случая „потенциальных барьеров“ рассмотренных выше. При некоторой начальной скорости ДГ  $v_0$  меньше критической скорости прохождения через три ямы  $v_{cr}$  наблюдается пиннинг ДГ на первой, второй и третьей ямах. (кривые 1, 2, 3 на рис. 5, а). Используя Фурье-анализ, можно найти основную частоту колебаний. В нашем случае они равны  $\omega_1 = 0.373$ ,  $\omega_2 = 0.319$ ,  $\omega_3 = 0.319$ . Наблюдались также сценарии пиннинга и для случая перескоков ДГ из одной „потенциальной ямы“ на другую (см. рис. 6). Такие перескоки ДГ обусловлены потерей энергии на излучение, возбуждение внутренних степеней свободы ДГ (например, пульсационной моды), возбуждением локализованных колебаний бризерного типа в „потенциальных ямах“ и их взаимодействием между собой. Отметим, что частоты колебаний, хотя тонкие слои являются одинаковыми, не равны между собой ( $\omega_a = 0.301$ ,  $\omega_b = 0.318$ ,  $\omega_c = 0.301$ ).

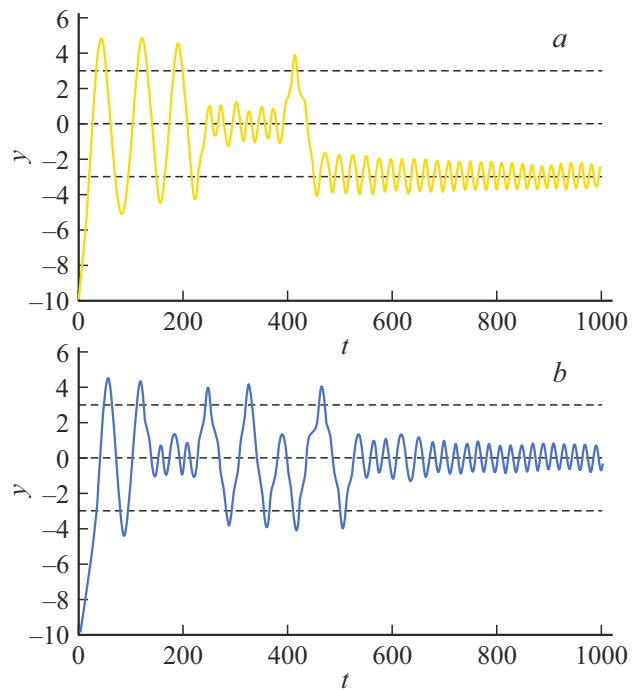
Так же, как и для случая одного и двух тонких слоев [27,28,31], при определенных значениях скоростей меньше  $v_{cr}$ , наблюдается интересный динамический эффект резонансного отражения ДГ от тонких магнитных слоев, являющихся потенциальными ямами (кривая 4, рис. 5, а). В данном случае ДГ, пройдя через области тонких магнитных слоев, останавливается, потом начинает двигаться обратно и уходит в противоположную начальной сторону со скоростью 0.19. Данный эффект, как показано ранее для одного и двух тонких магнитных слоев, носит резонансный характер связанный со взаимодействием ДГ с зарождающимися на тонких магнитных слоях локализованными волнами намагниченности бризерного типа. Обнаружение таких резонансных скоростей связано с определенными трудностями при численном счете и требуют повышения минимум на порядок точности счета. Наблюдался, как и в случае двух тонких магнитных слоев [27], еще один резонансный эффект — „кваситуннелирование“. В этом случае ДГ, имея скорость меньше минимально необходимой для преодоления областей трех тонких магнитных слоев, проходит через них (кривая 6, рис. 5, а). При дальнейшем увеличении скорости ДГ до определенного значения  $v_{cr}$  (кривая 5, рис. 5, а) она уходит в бесконечность.

На рис. 7 представлена зависимость  $v_{cr}$  от параметров  $K$  и  $W$ . Из него видно, что эта критическая скорость при

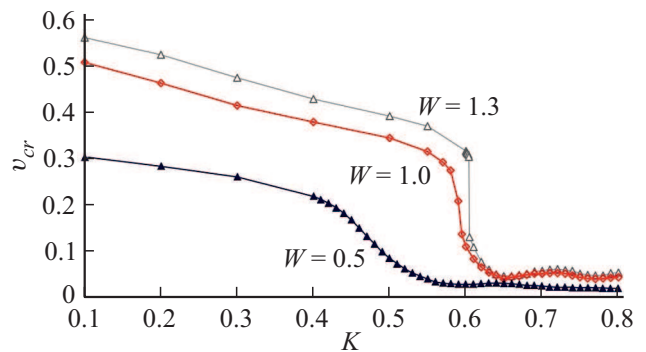
уменьшении параметра  $K$  примерно до значения 0.75, мала и при всех рассмотренных значениях  $W$ , практически не меняется. Хотя наблюдается наличие небольшого локального максимума. Например, для  $W = 1$  и 1.3 этот максимум достигается при  $K \approx 0.72$ . При дальнейшем уменьшении параметра  $K$ , при всех рассмотренных значениях  $W$ , наблюдается резкое увеличение величины



**Рис. 5.** Зависимость координаты центра ДГ  $y$  от времени: *a*) при  $W = 1$ ,  $K = 0.5$ ,  $d = 2$ , кривые: (1) —  $v_0 = 0.28$ ; (2) —  $v_0 = 0.283043899$ ; (3) —  $v_0 = 0.2849$ ; (4) —  $v_0 = 0.33$ ; (5) —  $v_0 = 0.343$ ; (6) —  $v_0 = 0.3426$ ; *b*) для  $W = 1$ ,  $K = 0.5$ ,  $d = 1$ , кривые: (1) —  $v_0 = 0.201$ ; (2) —  $v_0 = 0.14$ ; (3) —  $v_0 = 0.06$ ; *c*)  $W = 1$ ,  $K = 0.8$ ,  $d = 2$ , кривые: (1) —  $v_0 = 0.0413$ ; (2) —  $v_0 = 0.0275$ ; (3) —  $v_0 = 0.0403$ .



**Рис. 6.** Зависимость координаты центра ДГ  $y$  от времени при  $W = 1$ ,  $K = 0.5$ . *(a)* —  $v_0 = 0.3$ ; *(b)* —  $v_0 = 0.2$ ; *(c)* —  $v_0 = 0.27$ .



**Рис. 7.** Зависимость критической скорости прохождения ДГ  $v_{cr}$  от параметров  $W$  и  $K$ .

$W = 1.3$ . Так, для случая  $W = 1.3$  этот резкий подъем наблюдается в области  $K \approx 0.6$ , для  $W = 1$  при  $K \approx 0.59$ , для  $W = 0.5$  при  $K \approx 0.4$ . Заметим, что при уменьшении величины  $W$  область резкого подъема  $v_{cr}$  растягивается. Например, для  $W = 0.5$  эта область начинается при  $K \approx 0.4$ , и заканчивается при  $K \approx 0.55$ . Для значений  $W$  больших единицы эта область становится очень малой. Далее с увеличением параметра  $K$  величина критической скорости увеличивается практически линейно. Результаты исследований величин критических скоростей прохождения через мультислойные области (как потенциальной ямы, так и барьера) можно использовать для нахождения эффективной коэрцитивной силы многослойных ферромагнитных материалов. Например, путем нахождения величины магнитного поля, необходимого

для разгона ДГ до величины критической скорости в случае однородного материала.

На рис. 8 представлена зависимость конечной скорости ДГ от величины начальной скорости. Из рисунка видно наличие целого набора резонансных скоростей, которые, как было показано для случая одного и двух тонких магнитных слоев, появляются с определенной периодичностью, и при приближении к критической скорости, их число увеличивается. Последняя вертикальная линия на рис. 8, рядом с критической скоростью прохождения, соответствует сценарию „квизитуннелирования“. При превышении величины  $v_{cr}$ , конечная скорость ДГ нелинейно возрастает, но уже при превышении величины  $v_0 = 0.356$ , конечная скорость практически линейно возрастает с ростом начальной скорости. Такая же зависимость характерна и для случая одной и двух потенциальных ям [27,28,31,33]. Для случая одного тонкого магнитного слоя [34] предложена формула, связывающая конечную скорость ДГ с начальной, имеющей величину больше  $v_{cr}$ :

$$v_k^2 = c(v_0^2 - v_{min}^2). \tag{5}$$

Для рассмотренного случая  $W = 1, K = 0.5, d = 2$  можно заметить, что при значении коэффициента  $c = 1.47$  формула (5) хорошо описывает величину конечной скорости и в нашем случае. Если предположить, что коэффициент  $c$  в нашем случае есть функция от параметров  $W, K, d$  и  $n$  — количество тонких слоев, то и эту зависимость приближенно можно представить в виде

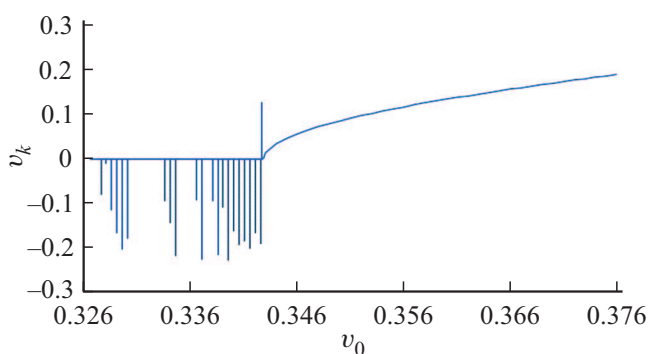
$$c_{theor} = \frac{WKdn}{2}.$$

Например, для рассмотренного выше случая  $c_{theor} = 1.5$ , что с достаточно большой точностью совпадает со значением, полученным из численного эксперимента.

Используя Фурье анализ, можно найти частоты колебаний ДГ при пиннинге на разных тонких слоях. Сравним полученные нами численно значения частоты с частотой, полученной с помощью формулы

$$\omega_{theor}^2 = (1 - K)\text{sech}^2(W) \tanh(W/2), \tag{6}$$

предложенной в [34] для случая одного тонкого магнитного слоя (см. таблица). Значение частот колебаний ДГ



**Рис. 8.** Зависимость конечной скорости ДГ от начальной при  $W = 1, K = 0.5, d = 2$ .

Возможные сценарии пиннинга и частот колебаний ДГ для разных значений начальной скорости и параметра  $d$ .  $W = 1, K = 0.5, \omega_{theor} = 0.311$

Начальная скорость $v_0$	Сценарий динамики ДГ	Частота $\omega$	$\Delta\omega, ( \omega - \omega_{theor} )$
$d = 10$			
0.07	Пиннинг на 1 яме	0.338	0.027
0.1	« на 1 яме	0.352	0.041
0.11	« на 1 яме	0.330	0.019
0.12	« на 2 яме	0.339	0.028
0.13	« на 3 яме	0.339	0.028
$d = 5$			
0.05	Пиннинг на 1 яме	0.344	0.033
0.15	« на 2 яме	0.344	0.033
0.17	« на 3 яме	0.324	0.013
$d = 2$			
0.28	Пиннинг на 1 яме	0.373	0.062
0.283043899	« на 2 яме	0.319	0.008
0.2849	« на 3 яме	0.319	0.008

на разных тонких слоях, полученных при расчетах, не всегда равны друг другу, и отличаются от теоретической величины  $\omega_{theor} = 0.311$  на величину  $\Delta\omega$ . Различия частот между собой и ее значением, полученным из формулы (6) могут быть связаны со взаимодействием ДГ с локализованными в области тонких магнитных слоев колебаниями, а также с тем, что максимальная амплитуда нелинейных колебаний при пиннинге может различаться и зависеть от скорости ДГ. Из таблицы видно, что различия между величинами частот полученных численно составляют не более чем 3%, а со значением полученным из формулы (6) могут отличаться уже от 3 до 20%.

При уменьшении параметра  $d$  ниже некоторого критического, количество возможных сценариев при пиннинге ДГ значительно уменьшается. При начальных скоростях величиной меньше критической, наблюдается пиннинг ДГ колеблющейся в области всех трех тонких магнитных слоев (линии 2 и 3, рис 5, b). Т.е. в данном случае три тонких слоя „работают“, как один эффективный. Частоты колебаний ДГ в этом случае не зависят от начальной скорости ДГ и их значение равно  $\omega = 0.141$ . Заметим, что частота получаемая по формуле (6) для случая одной примеси с  $W = 3$  равна 0.067. При достижении критической скорости прохождения ДГ уходит в бесконечность (линия 1, рис. 5, b). Такой же сценарий пиннинга ДГ можно обнаружить уменьшая величину параметра  $K$  не меняя параметр  $d$  (рис. 5, c). Значение

частоты в этом случае так же не зависит от начальной скорости ДГ и равно  $\omega = 0.060$ . Отметим, что подобное динамическое поведение ДГ было получено ранее и для случая двух тонких магнитных слоев [31].

#### 4. Заключение

Показано появление как уже известных, так и новых сценариев динамики ДГ в мультислойном ферромагнетике с тремя тонкими (наноразмерными) и четырьмя широкими магнитными слоями по сравнению с ранее рассмотренными случаями одного и двух тонких магнитных слоев. Наблюдается большое различие в динамике доменной границы при наличии тонких магнитных слоев с увеличенным и уменьшенным значением константы магнитной анизотропии. Во втором случае, динамика ДГ сопровождается генерацией локализованных волн. Взаимодействие с ними приводит, как и в случае одного и двух тонких слоев, к резонансным эффектам отражения ДГ от потенциальных ям и прохождения ДГ через них при начальной скорости менее критической. Найдены нелинейные зависимости этой критической скорости прохождения через области трех тонких слоев от их размеров, величины анизотропии. Для случая с увеличенным значением константы магнитной анизотропии в тонком слое конечная скорость ДГ практически совпадает с начальной, т.е. дополнительное увеличение числа слоев до трех не приводит к заметному ее изменению. Для случая с уменьшенным значением константы магнитной анизотропии эти скорости могут сильно различаться, причем, с увеличением числа слоев величина этой критической скорости возрастает. Предложена формула, содержащая константу зависящую от числа тонких слоев, связывающая конечную скорость ДГ с начальной, имеющей величину больше критической. Результаты исследований величин критических скоростей прохождения через мультислойные области можно использовать для нахождения эффективной коэрцитивной силы многослойных ферромагнитных материалов. Очевидно, что эффект усиления „коллективного влияния“ тонких слоев, являющихся „потенциальными ямами“ для доменной границы, с увеличением их числа будет и дальше приводить к появлению новых физических эффектов и сценариев динамики ДГ. Особый интерес представляет исследование случая периодических тонких магнитных слоев, уже рассмотренных ранее при изучении динамики спиновых волн.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено при поддержке РФФИ, грант № 20–31–90048 и в рамках госзадания #АААА-А19-119022290052-9.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Dubonos, E.W. Hill, I.V. Grigorieva. *Nature* **426**, 812 (2003).
- [2] R. Kukreja, S. Bonetti, Z. Chen, D. Backes, Y. Acremann, J.A. Katine, A.D. Kent, H.A. Dürr, H. Ohldag, J. Stöhr. *Phys. Rev. Lett. PRL* **115**, 096601 (2015).
- [3] J.P. Tetienne, T. Hingant, J.V. Kim, L.H. Diez, J.P. Adam, K. Garcia, J.F. Roch, S. Rohart, A. Thiaville, D. Ravelosona, V. Jacques. *Science* **344**, 1366 (2014).
- [4] M.V. Gerasimov, M.V. Logunov, A.V. Spirin, Yu.N. Nozdrin, I.D. Tokman. *Phys. Rev. B* **94**, 014434 (2016).
- [5] D. Backes, F. Maciá, S. Bonetti, R. Kukreja, H. Ohldag, A.D. Kent. *PRL* **115**, 12, 127205 (2015).
- [6] D.D. Tang, Y.-J. Le, *Magnetic Memory Fundamentals and Technolog.* Cambridge University Press, N.Y. (2010).
- [7] М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов. *Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны.* Наука, М. (2009). 456 с.
- [8] R. Verba, V. Tiberkevich, A. Slavin. *Phys. Rev. B* **101**, 144430 (2020).
- [9] Y. Gusieva, P. Graczyk, O. Gorobets, M. Krawczyk. *Acta Phys. Polonica A* **133**, 3, 489 (2018).
- [10] V.V. Kruglyak, C.S. Davies, V.S. Tkachenko, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets, A.N. Kuchko. *J. Phys. D* **50**, 094003 (2017).
- [11] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. B* **98**, 104418 (2018).
- [12] E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, V.N. Nazarov. *JMMM* **385**, 217 (2015).
- [13] Е.Г. Екомасов, В.Н. Назаров, К.Ю. Самсонов, Р.Р. Муртазин. *Письма в ЖТФ* **47**, 10, 15 (2021).
- [14] V.A. Ignatchenko, Y.I. Mankov, A.A. Maradudin. *Phys. Rev. B* **62**, 2181 (2000).
- [15] V.V. Kruglyak, A.N. Kuchko, V.I. Phys. *Solid State* **46**, 867 (2004).
- [16] Е.Г. Екомасов, Р.Р. Муртазин, Ш.А. Азаматов. *ФТТ* **54**, 1487 (2012).
- [17] M. Mailian, O.Y. Gorobets, Y.I. Gorobets, M. Zelent, M. Krawczyk. *JMMM* **484**, 484 (2019).
- [18] V.V. Kruglyak, O.Yu. Gorobets, Yu.I. Gorobets, A.N. Kuchko. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 406001 (2014).
- [19] E. Della Torre, C.M. Perlov. *J. Appl. Phys.* **69**, 8, 4596 (1991).
- [20] R. Belhi, A.A. Adjanoh, J. Voge, M. Ayadi, K. Abdelmoula. *J. Appl. Phys.* **108**, 093924 (2010).
- [21] М.А. Шамсутдинов, В.Г. Веселого, М.М. Фарзудинов, Е.Г. Екомасов. *ФТТ* **32**, 497 (1990).
- [22] D.I. Paul. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1649 (1982).
- [23] А.М. Гумеров, Е.Г. Екомасов, Р.В. Кудрявцев, М.И. Фахретдинов. *Письма о материалах* **8**, 3, 299 (2018).
- [24] Е.Г. Екомасов, В.Н. Назаров, А.М. Гумеров, К.Ю. Самсонов, Р.Р. Муртазин. *Письма о материалах* **10**, 2, 141 (2020).
- [25] В.А. Орлов, Г.С. Патрин, И.Н. Орлова. *ЖЭТФ* **158**, 672 (2020).
- [26] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин. *ФММ* **105**, 4, 341 (2008).
- [27] А.М. Гумеров, Е.Г. Екомасов, Р.В. Кудрявцев, М.И. Фахретдинов. *Письма о материалах* **10**, 3, 260 (2020).
- [28] E.G. Ekomasov, A.M. Gumerov, R.V. Kudryavtsev, S.V. Dmitriev, V.N. Nazarov. *Brazilian J. Phys.* **48**, 6, 576 (2018).

- [29] E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, O.V. Bogomazova, A.M. Gumerov. JMMM **339**, 133 (2013).
- [30] Е.Г. Екомасов, К.Ю. Самсонов, А.М. Гумеров, Р.В. Кудрявцев. Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика **30**, 6, 749 (2022).
- [31] E.G. Ekomasov, A.M. Gumerov, R.R. Murtazin, R.V. Kudryavtsev, A.E. Ekomasov, N.N. Abakumova. Solid State Phenom. **233–234**, 51 (2015).
- [32] D.I. Paul. J. Phys. C **12**, 586 (1979).
- [33] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин, А.М. Гумеров, А.Д. Давлетшина. Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 1, 1520 (2010).
- [34] О.М. Браун, Ю.С. Кившарь. Модель Френкеля–Конторовой. Концепции, методы, приложения. Физматлит, М. (2008). 536 с.

*Редактор Т.Н. Василевская*