

05,04

Механизм дрейфа доменных границ в импульсных магнитных полях в кристаллах ферритов-гранатов

© Л.А. Памятных, М.С. Лысов, С.Е. Памятных, Л.Ю. Агафонов, Д.С. Мехоношин, Г.А. Шматов

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

E-mail: Lidia.Pamyatnykh@urfu.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Установлены условия дрейфа доменных границ в импульсных магнитных полях различной организации (биполярные и однополярные импульсные магнитные поля, пакеты импульсов). Получены зависимости скорости дрейфа доменных границ от параметров импульсных магнитных полей: частоты, амплитуды, длительности импульсов. В результате численного моделирования дрейфа доменных границ в одноосном образце предложен подтвержденный экспериментально механизм дрейфа доменных границ в импульсных магнитных полях.

Ключевые слова: импульсные магнитные поля, ферриты-гранаты, доменные границы, динамические доменные структуры, дрейф доменных границ.

DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53083.33NN

1. Введение

Управление движением доменных границ (ДГ) (управление величиной и направлением смещения ДГ) является актуальной задачей с точки зрения как фундаментальной науки, так и возможных технических приложений [1,2]. Кристаллы и пленки ферритов-гранатов являются модельными объектами, на которых можно апробировать новые способы управления доменными границами.

Управление ДГ с помощью магнитного поля описано в ряде работ (например, [3–6]). В [7,8] показано, что направление смещения ДГ лабиринтной доменной структуры (ДС) в пленках феррита-граната зависит от направления круговой поляризации импульсного лазерного излучения.

В работе [9] на примере больших цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) (диаметром 50–70 μm) в пленках Pt/Co/Pt показана возможность управляемого смещения доменов в плоскости пленки под действием импульсного магнитного поля без использования управляющих структур.

С физической точки зрения наибольший интерес представляет смещение не одиночной ДГ, а системы ДГ. Поступательное движение системы ДГ полосовых доменов под действием гармонического магнитного поля (дрейф ДГ) было обнаружено на кремнистом железе [10]. Позже дрейф полосовых доменов наблюдался в пластинах ферритов-гранатов [11]. В пленках ферритов-гранатов с кристаллографической ориентацией (210) в монополярном импульсном магнитном поле был обнаружен дрейф решеток ЦМД (РЦМД), а также одностеночных S- и L-образных доменов [12], однако в работе не приводятся

сведения о количественных характеристиках дрейфового движения: зависимости скорости дрейфа от параметров импульсного магнитного поля. Исследования дрейфа ДГ полосовых доменов в кристаллах ферритов-гранатов в гармоническом магнитном поле были продолжены в [13–16].

В настоящей работе установлены условия дрейфа топологически различных ДС (решеток полосовых и цилиндрических доменов) в импульсных магнитных полях (ИМП) при вариации параметров ИМП (частоты, амплитуды, длительности импульсов) и получены зависимости скорости дрейфа ДГ полосовых доменов от параметров ИМП. К образцу прикладывались как одиночные импульсы, так и серии импульсов (пакеты импульсов). В результате численного моделирования дрейфа ДГ в одноосном образце в импульсном магнитном поле предложен механизм дрейфа ДГ, подтвержденный затем экспериментально.

2. Образцы и методика измерений

Импульсы магнитного поля формировали с помощью плоской 100-витковой катушки со средним радиусом 10 mm и генератора импульсов тока через усилитель мощности звуковой частоты. Импульсное магнитное поле с частотой f от 0.05 до 500 Hz и амплитудами H_0 до 370 Oe прикладывалось перпендикулярно плоскости образца. Динамические доменные структуры (ДДС) визуализировались с использованием эффекта Фарадея и регистрировались с помощью стробоскопической установки на основе импульсного лазера с длиной волны 527 nm и длительностью импульсов < 30 ns.

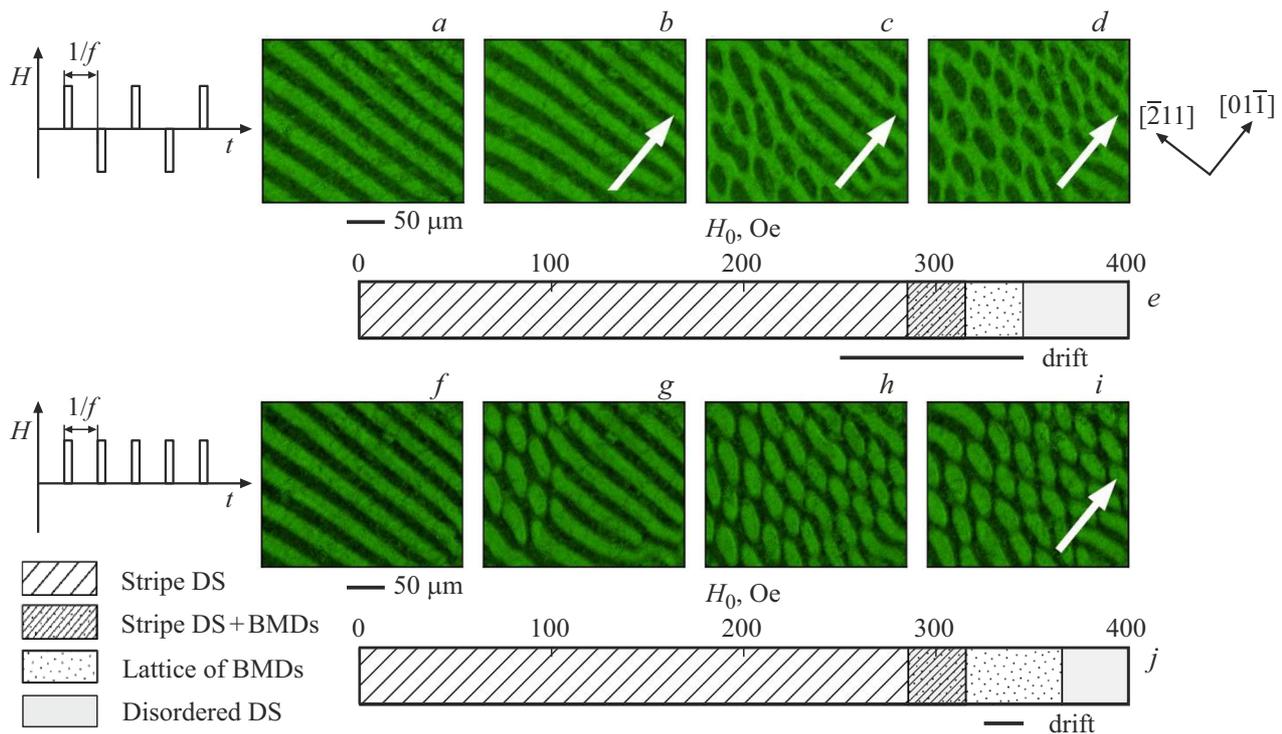


Рис. 1. Магнитооптические изображения динамических доменных структур, реализующихся в пластине феррита-граната в биполярном (*a–d*) и однополярном (*f–i*) импульсном магнитном поле. Диаграммы типов доменных структур в зависимости от амплитуды H_0 биполярного (*e*) и однополярного (*j*) ИМП. Частота подачи импульсов магнитного поля $f = 200$ Hz, длительность импульсов $\tau = 0.2$ ms, амплитуды импульсного поля H_0 : *a*) 0, *b*) 251, *c*) 301, *d*) 315, *f*) 0, *g*) 303, *h*) 319, *i*) 341 Oe. Стрелками показано направление дрейфа доменной структуры.

Импульс лазерной подсветки подавался после окончания действия очередного импульса магнитного поля. Для измерения смещений ДГ видеозаписи, полученные с помощью цифровой камеры, разделялись на кадры, и с помощью специальной программы отслеживалось изменение положения каждой доменной границы после воздействия импульса поля.

Приводятся результаты, полученные при температуре $T = 300$ K на пластине, вырезанной параллельно кристаллографической плоскости (111) из монокристалла феррита-граната $(\text{TbErGd})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ (толщина пластины $73 \mu\text{m}$, намагниченность насыщения $M_s = 38$ G, константа кубической анизотропии $K_1 = -3.4 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$, константа одноосной анизотропии $K_u = 5.5 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$). Соотношение констант магнитной анизотропии позволяет считать образец близким к одноосному.

3. Направленное движение ДГ в кристалле феррита-граната в импульсных магнитных полях

Исследованы основные этапы динамического намагничивания одноосного образца в биполярных и однополярных импульсных магнитных полях. На рис. 1 приведены

изображения динамических доменных структур, которые формировались в биполярном ИМП (рис. 1, *a–d*) и однополярном ИМП (рис. 1, *f–i*) при частоте подачи импульсов $f = 200$ Hz и длительности импульса $\tau = 0.2$ ms. Области существования основных типов ДДС в зависимости от амплитуды поля H_0 показаны на схемах для биполярного (рис. 1, *e*) и однополярного (рис. 1, *j*) ИМП.

В исходном размагниченном состоянии в образце наблюдалась полосовая ДС, в которой ДГ были ориентированы вдоль оси $[\bar{2}11]$ (рис. 1, *a* и рис. 1, *f*).

За размагниченное состояние принималось состояние кристалла после „тряски“ в переменном магнитном поле частотой $f = 50$ Hz с амплитудой, уменьшающейся от амплитуды поля насыщения до нуля. В биполярном ИМП с амплитудой $H_0 < 250$ Oe в образце наблюдаются колебания ДГ при неизменной ориентации ДГ. В поле $H_0 = 250$ Oe начинается дрейф полосовых доменов в направлении оси $[01\bar{1}]$ перпендикулярно ДГ. При этом ориентация ДГ и период полосовой ДС не изменяются (рис. 1, *b*, здесь и далее направление дрейфа показано стрелкой). При достижении амплитуды ИМП $H_0 = 285$ Oe полосовые домены разрываются и формируются ЦМД эллиптической формы (рис. 1, *c*), которые дрейфуют вместе с полосовыми доменами. В процессе дрейфа наблюдается переориентация ЦМД: большая ось

эллиптических ЦМД поворачивается от оси $[\bar{2}11]$ на угол около 30° практически к оси $[\bar{1}10]$. Сформированная в поле $H_0 = 315$ Ое решетка эллиптических ЦМД (рис. 1, *d*) дрейфует в направлении $[01\bar{1}]$. Установлено, что дрейф ДДС имеет место в диапазоне амплитуд $H_0 = 250\text{--}345$ Ое, в котором в образце существует полосовая доменная структура и решетка эллиптических ЦМД. Прекращение дрейфа связано с разрушением упорядоченной доменной структуры в образце, при котором характер смещения доменных границ меняется от упорядоченного однонаправленного движения до неупорядоченного хаотического смещения ДГ.

В однополярном ИМП наблюдается аналогичная перестройка ДДС. Полосовые домены, выстроенные вдоль оси $[\bar{2}11]$, разрываются и формируются эллиптические ЦМД, которые перестраиваются в поле таким образом, что большая ось эллиптических ЦМД ориентируется вдоль оси $[\bar{1}10]$, составляющей с ориентацией полосовых доменов угол, близкий к 30° . Сформированная в поле $H_0 = 319$ Ое решетка эллиптических ЦМД (рис. 1, *h*), не дрейфует. Дрейф РЦМД начинается при $H_0 > 339$ Ое и продолжается до $H_0 = 360$ Ое, когда упорядоченное движение ЦМД переходит в неупорядоченное движение ДДС. В отличие от поведения ДДС в биполярном ИМП, в однополярном импульсном поле дрейф ДС имеет место только для решетки ЦМД и начинается при амплитудах поля, при которых дрейф РЦМД в биполярном ИМП уже заканчивается. При этом направление дрейфа ДС не зависит от полярности ИМП и совпадает с направлением дрейфа в биполярном ИМП.

Таким образом, в биполярном ИМП наблюдается дрейф топологически различных ДДС: полосовых доменов и решеток эллиптических ЦМД в достаточно широком интервале амплитуд $250\text{--}345$ Ое (показан черным отрезком на схеме рис. 1, *e*). В однополярном ИМП, независимо от полярности импульсов, дрейфуют только решетки эллиптических ЦМД в небольшом диапазоне амплитуд $339\text{--}360$ Ое (показан черным отрезком на рис. 1, *j*). При этом направление дрейфа ДДС не зависит от организации ИМП.

4. Зависимость скорости дрейфа доменных границ от параметров биполярного импульсного магнитного поля

На рис. 2 приведены зависимости скорости дрейфа ДГ полосовых доменов от амплитуды биполярного импульсного магнитного поля в диапазоне частот подачи импульсов $f = 30\text{--}500$ Hz и амплитуд $H_0 = 240\text{--}310$ Ое. В исследованном интервале частот подачи импульсов скорость дрейфа возрастает с ростом амплитуды ИМП. Причем при амплитудах ИМП в интервале $240\text{--}260$ Ое скорость дрейфа V_{dr} линейно возрастает, далее до $H_0 = 280$ Ое V_{dr} практически не изменяется, а при

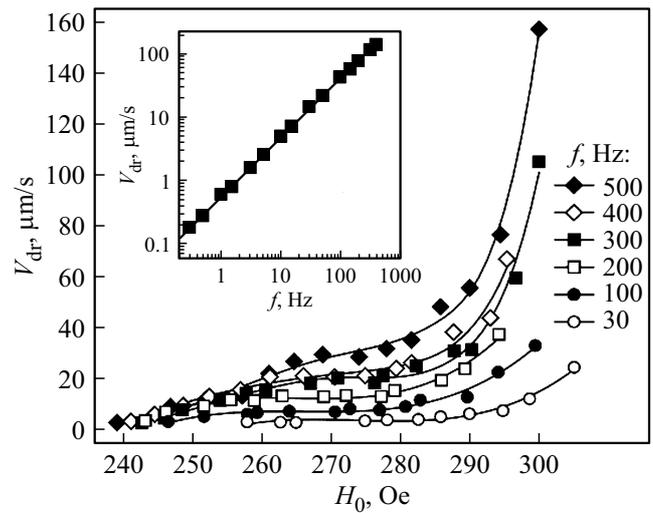


Рис. 2. Зависимости скорости дрейфа ДГ от амплитуды биполярного ИМП в диапазоне частот $f = 30\text{--}500$ Hz; на вставке приведена зависимость скорости дрейфа ДГ от частоты ИМП при амплитуде $H_0 = 300$ Ое.

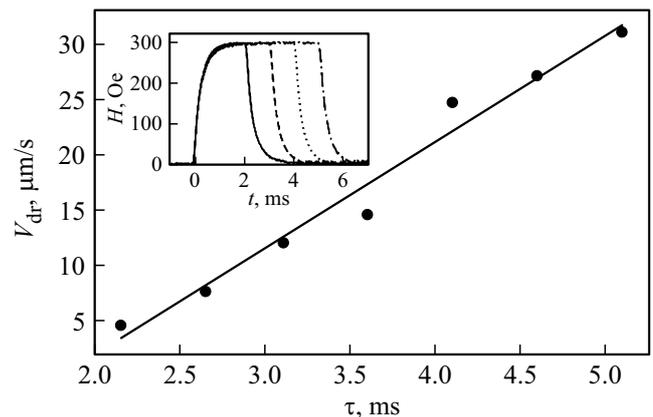


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа ДГ от длительности импульсов биполярного ИМП ($H_0 = 300$ Ое, $f = 30$ Hz); на вставке приведена форма подававшихся импульсов (длительности $\tau = 2.1, 3.1, 4.1, 5.1$ ms).

амплитудах $H_0 > 285\text{--}290$ Ое наблюдается резкое возрастание скорости дрейфа, что соответствует началу области формирования ЦМД (см. схему на рис. 1, *e*), при этом зависимости скорости дрейфа ДГ от амплитуды поля имеют вид квадратичных функций. С ростом частоты подачи импульсов магнитного поля с фиксированной амплитудой скорость дрейфа линейно возрастает (см. вставку на рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость скорости дрейфа ДГ от длительности импульсов τ в диапазоне $2.1\text{--}5.1$ ms. Видно, что скорость дрейфа возрастает с ростом длительности импульсов магнитного поля, причем зависимость близка к линейной.

Следует отметить, что абсолютные значения скорости дрейфа ДГ в данном образце в импульсном магнитном

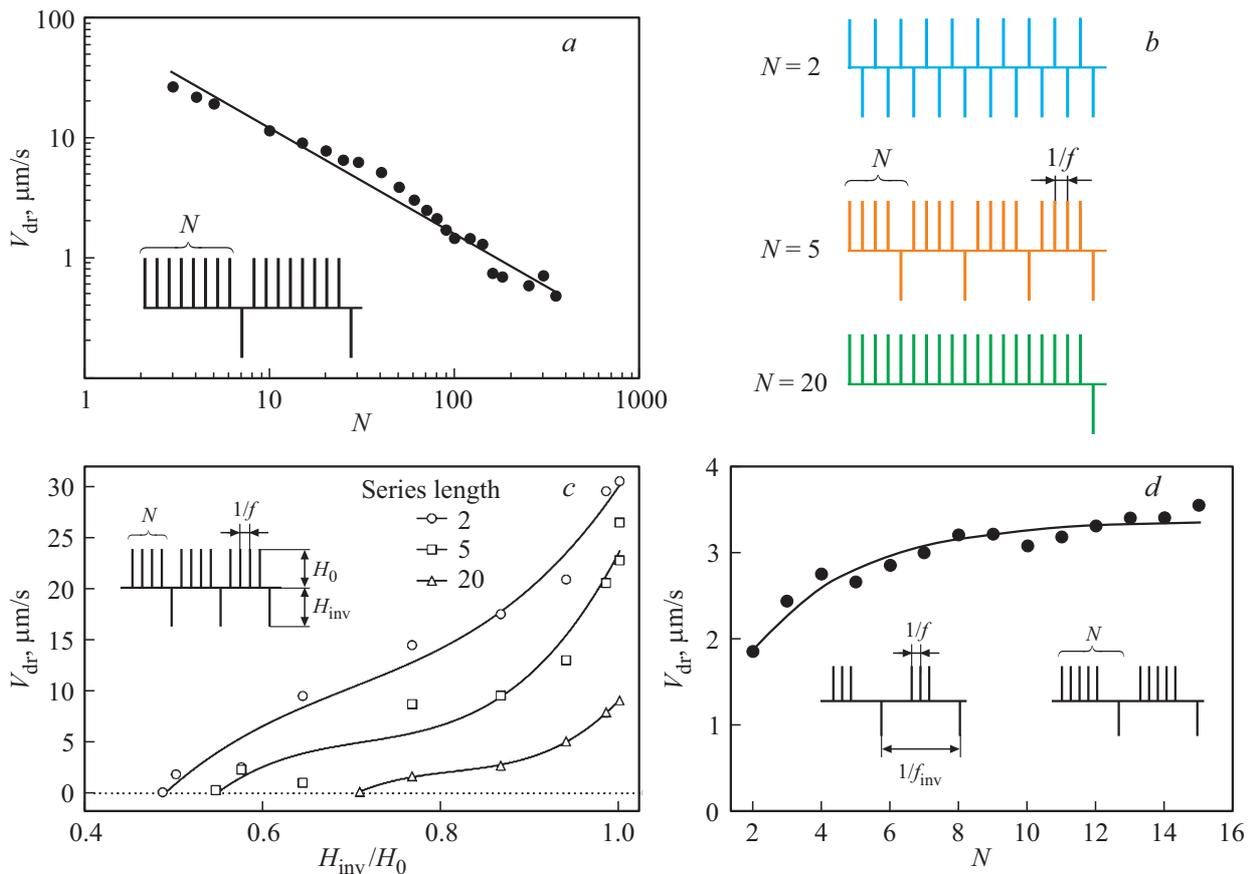


Рис. 4. *a)* Зависимость скорости дрейфа V_{dr} от числа импульсов N в пакете при $H_{inv} = H_0 = 300$ Oe, частота подачи импульсов поля $f = 200$ Hz. *b)* Схемы серий импульсов при значениях $N = 2, 5, 20$. *c)* Зависимости скорости дрейфа V_{dr} от отношения H_{inv}/H_0 для пакетов импульсов при $N = 2, 5, 20$ ($H_0 = 305$ Oe, $f = 200$ Hz). *d)* Зависимость скорости дрейфа ДГ от количества импульсов в пакете ($f_{inv} = 5$ Hz, $f = 100$ Hz, амплитуда импульсов $H_0 = 305$ Oe, длительность импульсов $\tau = 3.1$ ms).

поле на порядок ниже характерных значений скорости дрейфа в гармоническом магнитном поле при сопоставимых значениях частоты и амплитуды поля [13]. В гармоническом магнитном поле максимальные значения скорости дрейфа ДГ в диапазоне частот 75–1200 Hz составляют, соответственно, 0.5–2.0 mm/s. Отличие в абсолютных значениях скорости дрейфа связано с тем, что в случае ИМП доменная граница движется только небольшую часть периода магнитного поля. При этом многие закономерности дрейфового движения ДГ являются общими для ИМП и гармонического магнитного поля: пороговый характер дрейфа, возрастание величины скорости дрейфа при увеличении частоты и амплитуды поля.

5. Отклик системы ДГ на воздействие последовательностей (пакетов) импульсов магнитного поля

Изучен отклик системы полосовых доменов при переходе от биполярного ИМП к однополярному. Исследования проведены с применением двух экспериментальных

схем. В первой схеме переход осуществлялся путем уменьшения частоты импульсов одной из полярностей биполярного ИМП, импульсы подавались повторяющимися пакетами из N импульсов, где $N - 1$ последовательный импульс имел положительную полярность и амплитуду H_0 , а один импульс имел отрицательную полярность и амплитуду $H_{inv} = H_0$. Вид пакета импульсов для произвольного N показан на вставке на рис. 4, *a*; вид пакетов импульсов для $N = 2, 5, 20$ приведен на рис. 4, *b*. При воздействии на образец последовательностей (пакетов) импульсов магнитного поля характер дрейфа полосовой ДДС аналогичен описанному в разделе 3 для случая биполярного ИМП. На рис. 4, *a* приведена зависимость скорости дрейфа ДГ полосовых доменов от общего числа импульсов в пакетах N при $H_{inv} = H_0 = 300$ Oe и частоте следования импульсов поля $f = 200$ Hz. Видно, что скорость дрейфа растет с уменьшением N — числа импульсов в пакете и максимальна при $N = 2$.

Во второй экспериментальной схеме $N - 1$ импульс положительной полярности имел одинаковую амплитуду H_0 , а амплитуда отрицательного импульса H_{inv} изменялась от амплитуды импульсов положительной поляр-

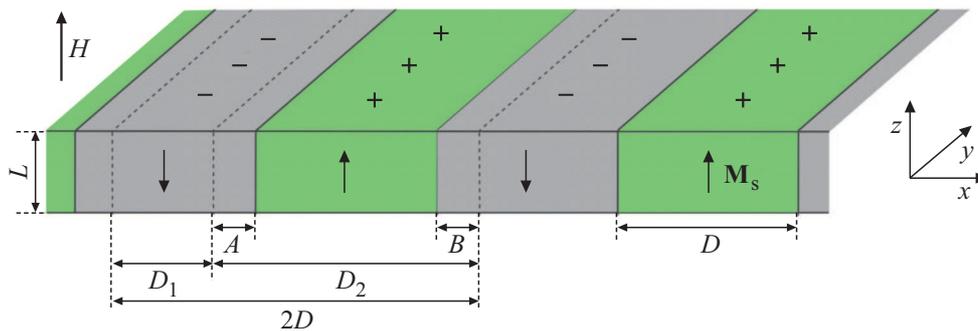


Рис. 5. Модель полосовой доменной структуры.

ности H_0 до 0 при фиксированной частоте следования импульсов. На рис. 4, *c* приведены зависимости скорости дрейфа ДГ при $H_0 = 305$ Ое и частоте подачи импульсов $f = 200$ Hz в зависимости от отношения амплитуды отрицательного импульса к амплитуде импульсов положительной полярности H_{inv}/H_0 для различного числа импульсов N в пакете. Видно, что амплитуда отрицательного импульса, необходимая для начала дрейфа, тем выше, чем реже подается этот импульс; скорость дрейфа возрастает при увеличении амплитуды отрицательного импульса при фиксированном значении амплитуды импульсов положительной полярности H_0 . При фиксированном отношении H_{inv}/H_0 скорость дрейфа растет с ростом частоты отрицательных импульсов и максимальна при $N = 2$.

Рис. 4, *d* иллюстрирует влияние увеличения числа последовательно подаваемых импульсов одной из полярностей на скорость дрейфа ДГ полосовых доменов при сохранении частоты подачи импульсов обратной полярности. Пакет импульсов включал в себя $N - 1$ импульс положительной полярности амплитудой H_0 и один импульс отрицательной полярности амплитудой $H_{inv} = H_0$ на промежутке времени $1/f_{inv}$, организованных, как показано на вставке на рис. 4, *d*. Число импульсов в пакете изменялось от 2 до 20, частота подачи импульсов положительной полярности составляла $f = 100$ Hz, частота подачи импульсов отрицательной полярности $f_{inv} = 5$ Hz. На рис. 4, *d* видно, что увеличение числа импульсов положительной полярности приводит к увеличению скорости дрейфа, затем скорость дрейфа ДГ выходит на насыщение при $N \approx 8$.

6. Численное моделирование движения ДГ в импульсном магнитном поле

Численное моделирование движения ДГ в одноосном кристалле феррита-граната в биполярном импульсном магнитном поле проведено в рамках модели связанных осцилляторов [13,14,17] с параметрами реальных образцов. В рамках данной модели считается, что в процессе движения внутренняя структура ДГ не изменяется, ДГ

обладают эффективной массой и движутся под действием сил давления, действующих на их поверхность.

На рис. 5 изображена модель полосовой доменной структуры в магнитно-одноосной пластине феррита-граната толщиной L . Ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пластины и параллельна оси OZ. Векторы намагниченности M_s в доменах направлены параллельно оси OZ. Ширина полосовых доменов D в отсутствие внешнего магнитного поля определялась экспериментально. Период доменной структуры равен удвоенной ширине домена $2D$.

Внешнее периодическое биполярное импульсное магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости образца. В этом случае на ДГ действуют следующие силы: сила со стороны внешнего магнитного поля, приводящая к смещению ДГ из положения равновесия, „возвращающая“ сила, связанная с магнитостатической энергией полосовой доменной структуры, и сила динамического трения, связанная с затуханием прецессии намагниченности в магнитном поле. Коэрцитивность ДГ в настоящей работе не учитывается.

Обозначим смещения доменных границ от положения, занимаемого ими в отсутствие магнитного поля, как A и B (рис. 5). Эти смещения являются одинаковыми для всех периодов доменной структуры. В этом случае ширина соседних доменов равна: $D_1 = D - A - B$ и $D_2 = D + A + B$.

В работе [13] установлено, что при приложении импульсов поля противоположных полярностей смещение ДГ в направлении дрейфа существенно превосходит смещение ДГ в противоположном дрейфу направлении. Наблюдаемое различие в величине смещений, а следовательно, и скоростей движения доменных границ, может быть связано с разными значениями параметра затухания при движении ДГ в направлении наблюдаемого дрейфа и в противоположном дрейфу направлении.

В рамках предлагаемой модели мы рассматриваем движение полосовой доменной структуры в биполярном импульсном магнитном поле в предположении наличия анизотропии параметра затухания [18–21] по направлению: значения параметра затухания различны при движении ДГ в разных направлениях вдоль оси, перпен-

дикулярной плоскости доменных границ. Учитывая симметрию задачи, мы можем записать уравнения движения для двух соседних доменных границ в импульсном магнитном поле, что является достаточным для описания движения всех ДГ в рассматриваемой модели доменной структуры [13,22].

При переходе к безразмерным переменным уравнения движения ДГ будут иметь следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 a}{\partial \tau^2} + \eta \left(\text{sgn} \left(\frac{\partial a}{\partial \tau} \right) \right) \frac{\partial a}{\partial \tau} + g(a, b) - \pi h_0 \tilde{h}(v\tau) = 0, \\ \frac{\partial^2 b}{\partial \tau^2} + \eta \left(-\text{sgn} \left(\frac{\partial b}{\partial \tau} \right) \right) \frac{\partial b}{\partial \tau} + g(a, b) - \pi h_0 \tilde{h}(v\tau) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $a = 2\pi A/D$ и $b = 2\pi B/D$ — безразмерные переменные, соответствующие смещениям двух соседних доменных границ от положения равновесия под действием импульсов внешнего магнитного поля,

$$g(a, b) = \frac{a + b}{2} + \frac{2}{\ell} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n}{n^2} \left[1 - \exp(-n\ell) \sin \frac{n(a + b)}{2} \right] \right],$$

$\ell = 2\pi L/D$, L — толщина образца, D — ширина одного домена в отсутствие внешнего магнитного поля, m — эффективная масса ДГ, $\Omega^2 = 8\pi M_s^2/mD$, $\tau = t\Omega$, $v = 1/\Omega$, h_0 — нормированная амплитуда импульсов внешнего магнитного поля, \tilde{h} — функция профиля внешнего магнитного поля.

Функция затухания $\eta(q)$ задает значение параметра затухания в зависимости от направления движения ДГ:

$$\eta(q) = \begin{cases} \eta_1, & q > 0, \\ \eta_2, & q < 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $\eta_i = \alpha_i (D(\tilde{A}/K_u)^{-1/2})^{1/2}$ — значения нормированных параметров затухания, α_i — значения параметра затухания Гильберта, типичные для данных материалов ($i = 1, 2$) [23], $\tilde{A} \approx 10^{-7}$ erg/cm — параметр обменного взаимодействия, K_u — константа одноосной анизотропии.

Система (1) решалась с помощью пакета Wolfram Mathematica © (LSODA Solver [24]) с однородными начальными условиями.

Моделирование показывает, что даже небольшого различия в значениях параметра затухания при движении ДГ в противоположных направлениях достаточно для возникновения дрейфа ДГ. Различия порядка 4% достаточно для дрейфа ДГ с максимальными скоростями, наблюдаемыми экспериментально (см. раздел 4). В результате моделирования получены зависимости скорости дрейфа от амплитуды и частоты биполярного импульсного магнитного поля, которые, аналогично соответствующим зависимостям, полученным в результате численного моделирования для гармонического поля [13], являются возрастающими функциями амплитуды и частоты.

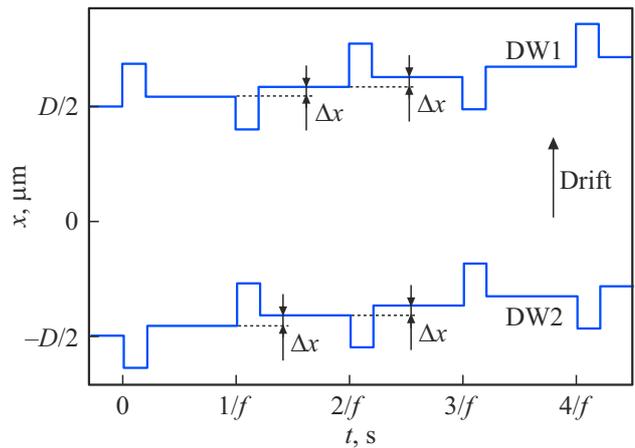


Рис. 6. Схема движения ДГ в биполярном импульсном магнитном поле (результаты численного моделирования). Кривые DW1 и DW2 соответствуют положениям соседних ДГ в моменты времени t , $2D$ — период структуры, f — частота следования импульсов поля. Стрелкой указано направление дрейфа ДГ.

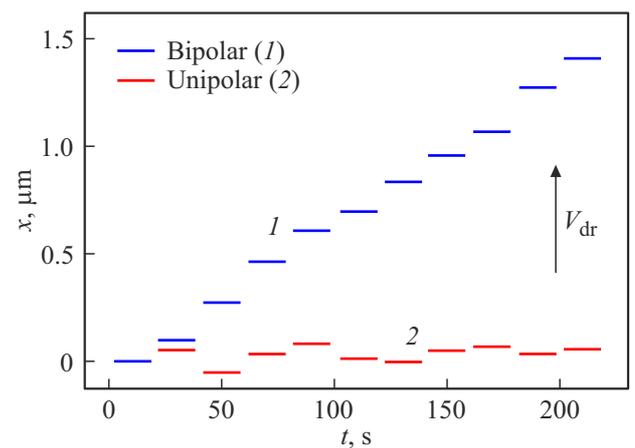


Рис. 7. Зависимости от времени координат положений равновесия ДГ после воздействия импульса поля (экспериментальные данные). Синие отрезки (1) — положения ДГ после воздействия импульсов биполярного поля. Красные отрезки (2) — положения ДГ после воздействия импульсов однополярного поля. Частота следования импульсов $f = 0.05$ Hz, длительность импульса прямоугольной формы — 10 ms.

Результаты численного моделирования иллюстрирует схема на рис. 6, на которой показано движение ДГ в биполярном импульсном магнитном поле с чередующимися разнополярными импульсами. Положения равновесия, к которым возвращаются ДГ в модели после воздействия разнополярных импульсов поля, всякий раз сдвигаются на фиксированную величину Δx в направлении дрейфа ДГ независимо от полярности импульса поля.

На рис. 7 приведены зависимости от времени координат положений равновесия, к которым возвращаются доменные границы после воздействия на них импульса по-

ля, полученные экспериментально для образца феррита-граната, описанного в разделе 2. На рис. 7 видно, что смещения положений равновесия ДГ в биполярном импульсном поле в сторону дрейфа ДГ носят достаточно регулярный ступенчатый характер. В то же время в однополярном поле смещения положений равновесия ДГ не наблюдаются: ДГ остаются в окрестности своего первоначального положения.

Таким образом, установлено, что дрейф ДГ в биполярном импульсном магнитном поле происходит ступенчато, путем смещения положений равновесия системы доменных границ на небольшую фиксированную величину в направлении дрейфа в результате воздействия каждого импульса поля независимо от его полярности.

Полученная в результате численного моделирования схема ступенчатого движения ДГ (рис. 6) в биполярном импульсном магнитном поле подтверждается экспериментально на реальном образце с преимущественной одноосной анизотропией (рис. 7).

Полученные результаты позволяют управлять движением системы доменных границ путем приложения импульсных магнитных полей, а именно, позиционировать с высокой точностью систему доменных границ образца, в котором имеет место дрейф доменной структуры.

7. Заключение

Установлены условия существования дрейфа топологически различных динамических ДС (решеток полосовых и цилиндрических доменов) в образце с одноосной анизотропией в импульсных магнитных полях различной организации. Получены зависимости скорости дрейфа доменных границ полосовых доменов от параметров импульсного магнитного поля: амплитуды, частоты и длительности импульсов.

Изучен отклик системы полосовых доменов при переходе от биполярного ИМП к однополярному путем использования пакетов импульсов различной организации. Установлены условия возникновения дрейфа ДГ в зависимости от амплитуды и частоты подачи импульсов поля обратной полярности.

В результате численного моделирования движения ДГ в биполярных импульсных магнитных полях получена схема движения доменных границ путем смещения положений равновесия ДГ в направлении дрейфа. Такой механизм дрейфа ДГ согласуется с наблюдаемым экспериментально движением ДГ. Экспериментально установлено, что дрейф ДГ в биполярном импульсном магнитном поле происходит путем смещения положений равновесия, к которым ДГ возвращаются после воздействия импульсов поля. Смещение ДГ в направлении дрейфа носит ступенчатый характер: после каждого импульса поля чередующихся полярностей имеет место сдвиг положения равновесия в направлении дрейфа независимо от полярности импульса магнитного поля.

Установленный механизм дрейфа ДГ в ИМП дает возможность управления движением ДГ в образцах с дрейфом доменной структуры: путем приложения к образцу импульсов магнитного поля можно с высокой точностью позиционировать систему доменных границ образца.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания министерства науки и высшего образования Российской Федерации FEUZ -2020-0051.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.S.P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas. *Science* **320**, 5873, 190 (2008).
- [2] K.W. Moon, D.H. Kim, S.C. Yoo, S.G. Je, B.S. Chun, W. Kim, B.C. Min, C. Hwang, S.B. Choe. *Sci. Rep.* **5**, 9166 (2015).
- [3] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. *УФН* **156**, 1, 47 (1988).
- [4] A. Hubert, R. Schäfer. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Springer Science & Business Media, Berlin (2008). 696 с.
- [5] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*. Advances in Materials and Device Research. Academic Press, N.Y. (2016). 334 с.
- [6] D. Sander, S.O. Valenzuela, D. Makarov, C.H. Marrows, E.E. Fullerton, P. Fischer, J. McCord, P. Vavassori, S. Mangin, P. Pirro, B. Hillebrands, A.D. Kent, T. Jungwirth, O. Gutfleisch, C.G. Kim, A. Berger. *J. Phys. D* **50**, 3, 363001 (2017).
- [7] M.V. Gerasimov, M.V. Logunov, A.V. Spirin, Y.N. Nozdryn, I.D. Tokman. *Phys. Rev. B* **94**, 1, 014434 (2016).
- [8] С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилук. *УФН* **190**, 10, 1009 (2020).
- [9] D. Petit, P.R. Seem, M. Tillet, R. Mansell, R.P. Cowburn. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 2, 022402 (2015).
- [10] B. Passon. *Zeitschrift für Angewandte Physik* **25**, 2, 56 (1968).
- [11] В.К. Власко-Власов, Л.С. Успенская. *ЖЭТФ* **91**, 4, 1483 (1986).
- [12] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, Ч.М. Пак. *ЖЭТФ* **108**, 3, 1031 (1995).
- [13] Л.А. Памятных, Д.С. Мехоношин, С.Е. Памятных, Л.Ю. Агафонов, М.С. Лысов, Г.А. Шматов. *ФТТ* **61**, 3, 483 (2019).
- [14] Л.А. Pamyatnykh, G.A. Shmatov, S.E. Pamyatnykh, M.S. Lysov, D.S. Mekhonoshin, A.V. Druzhinin. *Acta Phys. Pol. A* **127**, 2, 388 (2015).
- [15] Л.А. Pamyatnykh, B.N. Filippov, L.Y. Agafonov, M.S. Lysov. *Sci. Rep.* **7**, 18084 (2017).
- [16] L. Pamyatnykh, M. Lysov, S. Pamyatnykh, G. Shmatov. *JMMM* **542**, 168561 (2022)

- [17] S. Chikazumi. Physics of Ferromagnetism. Oxford University Press, N.Y. (2009). 668 с.
- [18] В.В. Рандошкин, Ю.Н. Сажин. ЖТФ **66**, 8, 83 (1996).
- [19] А.В. Кобелев, Ю.Н. Швачко, В.В. Устинов. ФММ **117**, 1, 11 (2016).
- [20] K. Gilmore, M.D. Stiles. Phys. Rev. B **81**, 17, 174414 (2010).
- [21] I.P. Miranda, A.B. Klautau, A. Bergman, D. Thonig, H.M. Petrilli, O. Eriksson. Phys. Rev. B **103**, L220405 (2021).
- [22] Г.С. Кандаурова, Л.Г. Оноприенко. Основные вопросы теории магнитной доменной структуры. УрГУ, Свердловск (1977). 124 с.
- [23] Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. Сов. Радио, М. (1975). 360 с.
- [24] A.C. Hindmarsh. IMACS Transac. Sci. Comput. **1**, 55 (1983).

Редактор Е.Ю. Флегонтова