

УДК 539.216.2

© 1992

АВТОДВИЖЕНИЕ КЛАСТЕРОВ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ

*В. В. Гришачев, Е. Н. Ильичева, Ю. Е. Сосунов, А. Г. Шишков,
А. К. Звездин, В. В. Зюбин, А. Ф. Попков*

Методом высокоскоростной фотографии с помощью методики переменной задержки засветки получены экспериментальные данные о движении кластеров ВБЛ по динамическому изгибу в стенке изолированного полосового домена в ФГП. Однонаправленное продвижение ВБЛ под действием импульсного поля смещения происходит в таком направлении, что основное перемещение линий совершается на срезе и после действия импульса, а не во время его действия. Предложена теория, описывающая новый механизм автодвижения ВБЛ, связанный с обусловленной зависимостью силы вязкого торможения ВБЛ от скорости, обусловленной динамическим прогибом ДГ.

В ряде экспериментальных работ [1-3] наблюдалось однонаправленное продвижение вдоль границы полосового домена вертикальных блоховских линий (ВБЛ) под действием импульсов поля смещения. В [3] управляемое автодвижение протяженных кластеров ВБЛ осуществлялось в обоих направлениях вдоль доменной границы (ДГ) в зависимости от полярности магнитного импульса, причем смещение кластера за каждый импульс оставалось постоянным. Теоретическая интерпретация этого эффекта изложена в [4, 5], где показано, что в рамках сокращенного описания (в линейном по скорости приближении) однонаправленное продвижение ВБЛ может быть объяснено наличием коэрцитивности ВБЛ. Ниже обсуждается новый механизм автодвижения ВБЛ в импульсном поле смещения, связанный с нелинейной зависимостью силы вязкого торможения ВБЛ от скорости, обусловленной динамическим прогибом ДГ.

1. Эксперимент

Динамика кластеров ВБЛ изучалась методом однократной высокоскоростной фотографии (ВСФ) с оптическим увеличением поляризационного микроскопа до $\times 900$ и длительностью лазерной экспозиции 10 нс на длине световой волны 530 нм [6]. В качестве объекта исследования использовался изолированный полосовой домен в феррит-гранатовой пленке (ФГП), формируемый специальным рельефом магнитного поля от системы напыленных проводников. Исследования проводились на ФГП со следующими параметрами: толщина $h = 6.6$ мкм, характеристическая длина $l = 1.5$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 90$ Гс, фактор качества $Q = 30$, параметр затухания $\alpha = 0.25$.

Движение ВБЛ контролировалось по положению динамического изгиба с помощью методики переменной задержки засветки, которая является прямым развитием метода, предложенного в [1]. В этой методике предполагается, что движение кластера для серии импульсов поля смещения одной амплитуды полностью повторяется при воздействии импульсов одной полярности и повторяется с точностью до знака для импульсов противоположной полярности. По трем последо-

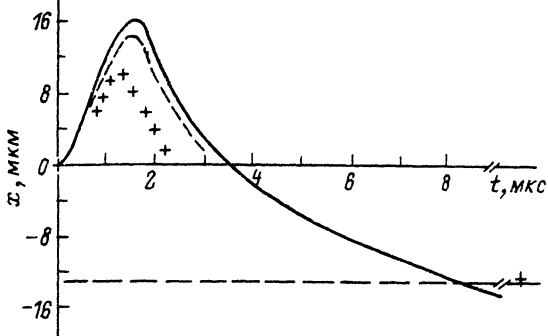


Рис. 1. Зависимость смещения кластера ВБЛ от времени в импульсном магнитном поле смещения $H_z = 13.2$ Э, $\tau_{\text{имп}} = 1.5$ мкс.

Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет для $N = 10$ без учета поля коэрцитивности ВБЛ, штриховая кривая — расчет для $N = 10$ и $H_z = 3$ Э.

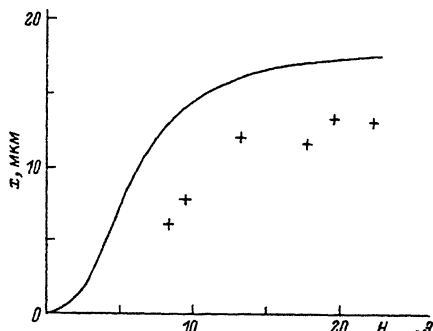


Рис. 2. Зависимость суммарного смещения кластера ВБЛ от амплитуды импульса поля смещения при длительности импульса $\tau_{\text{имп}} = 1.5$ мкс.

Точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет без учета коэрцитивности ВБЛ.

вательным мгновенным фотографиям (первая и вторая — при одной полярности поля смещения, третья — при противоположной полярности), выполненными с одним и тем же временем задержки засветки t_1 относительно фронта импульса поля смещения, определяются суммарное смещение кластера a за один импульс (из первой и второй фотографий) и смещение кластера b (из второй и третьей фотографий). Если смещение кластера от начального положения до момента времени t_1 во время действия импульса равно x_1 , а смещение от момента времени t_1 до остановки кластера после воздействия импульса — x_2 , то определяемые по фотографиям смещения будут равны $x_2 - x_1 = a$, $x_2 + x_1 = b$. Поэтому по трем мгновенным фотографиям можно определить начальное (o), промежуточное ($x_1 = (a + b)/2$) и конечное (a) положения кластера. Выполнение мгновенных фотографий при воздействии последовательности одинаковых импульсов в различные моменты времени $t_1, t_2, t_3 \dots$ как во время, так и после действия импульса магнитного поля, пока возможно наблюдение кластера по динамическому изгибу ДГ, позволяет рассчитать смещение кластера между моментами времени t_1 и t_2, t_2 и $t_3 \dots$. Если измеренное по фотографиям смещение от момента t_2 до t_3 равно c , тогда смещение за промежуток времени $t_2 - t_1$ равно $d = c - a$. Таким образом, описанная выше методика эксперимента позволяет восстановить усредненное смещение кластера ВБЛ под действием гиротропных сил во время действия импульса поля смещения и смещение в обратную сторону после выключения поля.

На рис. 1 показано изменение положения кластера ВБЛ вдоль ДГ (+) во время и после действия импульса магнитного поля смещения амплитудой $H_z = 13.2$ Э и длительностью $\tau_{\text{имп}} = 1.5$ мкс. Скорость перемещения кластера ВБЛ во время действия импульса составляла 8 м/с, а скорость перемещения ДГ — около 4 м/с. Отношение скоростей соответствует теории соотношения, даваемого линейным приближением [7]. Согласно полученным результатам, однонаправленное продвижение ВБЛ происходит в направлении, противоположном предсказываемому в работах [4, 5], так что основное перемещение линий совершается на срезе и после действия импульса, а не во время его действия. Это подтверждается формой динамического изгиба ДГ. Суммарное смещение происходит в направлении, противоположном направлению, выводимому из формы динамического изгиба во время действия импульса [7].

На рис. 1 дана зависимость суммарного смещения (a) кластера ВБЛ (+) за один симметричный импульс в зависимости от его амплитуды. Из графика следует, что для амплитуд меньше 2—3 Э общее смещение незначительно и

только при превышении 5 Э оно составляет заметную величину. С ростом амплитуды поля выше 12 Э наблюдается насыщение смещения. Такое поведение кластера ВБЛ может быть описано в рамках нелинейной модели сокращенного описания динамики ВБЛ.

2. Теория

В теории ДГ в магнитных пленках с достаточно большой перпендикулярной анизотропией ($K_U \gg 2\pi M_s^2$, где K_U — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения) обычно рассматривают ДГ как поверхность, т. е. пренебрегают ее толщиной [8]. При этом состояние ДГ определяется двумя параметрами: $q(r, t)$ $\psi(r, t)$, где q — смещение ДГ из положения равновесия; ψ — азимутальный угол, определяющий ориентацию намагниченности в центре ДГ относительно касательной к ДГ в плоскости, проходящей через нормаль и касательную к ДГ. Динамическое поведение ДГ и БЛ можно определить в этом приближении при помощи функции Лагранжа и диссипативной функции Релея или соответствующими уравнениями Слончевского. Эти нелинейные уравнения при определенных условиях (подробнее см. в [9]) допускают решение, описывающее свободно двигающиеся или покоящиеся БЛ. Известно, что движение БЛ сопровождается уединенной волной прогиба ДГ. Амплитуда прогиба для одиночной ВБЛ невелика (она не превышает 0.5 мкм в соответствии с расчетом). Ее можно увеличить искусственно, увеличивая степень «закручивания» спинов в ДГ до величины $N\pi$, где N — целое число. Такое образование называется кластером ВБЛ, а N — топологическим зарядом кластера. С точки зрения математической физики такую волну можно рассматривать как солитон. Солитоноподобное поведение ВБЛ и кластеров изучалось экспериментально и теоретически в работах [10–12]. Строго говоря, такой режим движения можно отнести лишь к идеальным условиям (отсутствие диссипации и внешних магнитных полей, пространственная однородность системы и т. д.). Мы интересуемся движением БЛ и их кластеров в реальных условиях, когда все эти «неидеальности» следует учитывать. С этой целью необходимо воспользоваться теорией возмущения для солитонов. В рамках такого подхода возмущенный солитон (БЛ) рассматривается как частица, состояние которой определяется двумя параметрами (координатой центра БЛ x и скоростью u) и «излучением». «Излучением» в данном случае являются поля магнонов, локализованных в ДГ, т. е. изгибных колебаний ДГ, возбуждаемых движущимся солитоном под влиянием возмущений.

При определенных условиях, когда характерные временные и пространственные частоты $\gamma 4\pi M_s$ и Δ^{-1} , где Δ — толщина ДГ (подробнее см. [9]), влиянием «излучения» можно пренебречь и движение БЛ можно описывать при помощи редуцированных квази-ньютоновских уравнений для x_0 и u . Для изолированной БЛ они получены в [9] и имеют следующий вид:

$$\dot{P} + \frac{2M_s}{\mu_L} u \left(1 + \xi \frac{u^2}{s^2} \right) = 2M_s H_x \pi \Delta - 2M_s \pi \gamma^{-1} \eta \dot{g}, \quad (1)$$

где u — скорость БЛ; «импульс» $P = m_L u (1 + u^2/s^2)$; $s = \gamma (8\pi A)^{1/2}$ — предельная скорость БЛ; μ_L — подвижность БЛ; $m_L = \pi (4b\gamma^2 Q^{1/2})^{-1}$ — плотность массы БЛ; b — безразмерный параметр, определяющий возвращающую силу, действующую на ДГ и обеспечивающую устойчивость ее равновесного положения ($q = 0$). Его можно определить через «градиент» магнитного поля, действующего на ДГ, следующим образом: $b = (H' \Delta / 4\pi M_s)^{1/2}$ (обычно $b \ll 1$), $\xi = (\pi^2 / 8b)$, η — топологический заряд БЛ.

В правую часть уравнения (1) во второе слагаемое (гиротропную силу) входит величина \dot{q} — скорость ДГ при достаточном удалении от местоположения границы.

Эта величина либо задается условиями эксперимента, либо определяется соответствующими уравнениями для динамики ДГ (см. ниже). Уравнение (1) выведено в [9] для достаточно тонкой пленки, толщина которой h меньше или порядка толщины БЛ, когда можно пренебречь скрученностью границы.

В [13] показано, что в достаточно тонкой пленке скрученность ДГ не влияет (с точностью до некоторой перенормировки параметров) на вид уравнения (1), что дает определенные основания экстраполировать это уравнение и на более толстые пленки, не настаивая при этом на численных значениях его параметров (m_L, μ_L, s, b), которые более естественно в этом случае непосредственно определять из эксперимента.

Для кластеров ВБЛ ситуация усложняется. Непосредственный вывод редуцированного уравнения для кластеров с помощью теории возмущений для солитонов произвести трудно, так как неизвестны решения уравнений для свободно движущихся кластеров, т. е. нулевого приближения теории возмущений. Тем не менее качественное обобщение уравнения (1) на кластеры можно сделать сравнительно просто, если принять во внимание, что и масса m_L , и сила вязкого трения в (1) определяются величиной прогиба ДГ, которую можно достаточно надежно оценить для кластера. Результатом такого обобщения являются следующие перенормировки основных параметров уравнения (1): плотность массы $m_{cL} = N^2 m_L$, сила вязкого трения $f_{cL}^i = Nu (2M_s / \mu_L) (1 + N\xi u^2 / s^2)$, гиротропная сила $f_{cL}^j = -2M_s \pi N \gamma^{-1} \eta \dot{q}$. Для полноты картины нужно еще включить в уравнение (1) силу торможения, обусловленную коэрцитивностью БЛ. Согласно [14], она имеет вид $-2N^{1/2} H_L (8M_s)^{-1} \text{sgn}(\dot{x})$.

Учитывая эти замечания, запишем основные редуцированные уравнения движения кластеров БЛ в виде (в безразмерной форме)

$$\begin{aligned} \frac{\pi^2 N^2}{2b} (1 + 3\dot{x}^2) \ddot{x} + 2\alpha \left(N + \frac{\pi N^2}{2b} \dot{x}^2 \right) \dot{x} = \\ = -N\pi \sin\psi \cos\psi - \frac{2N^{1/2} H_L}{8M_s} \text{sgn}(\dot{x}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\dot{q} - \alpha\dot{\psi} = \sin\psi \cos\psi, \quad (3)$$

$$\dot{\psi} + \alpha\dot{q} = h_z - b^2 q. \quad (4)$$

Уравнение (2) описывает динамику, а уравнения (3), (4) — динамику ДГ на достаточном удалении кластера; x — координата положения центра кластера вдоль ДГ, нормированная на $\Delta_L = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$ ширину БЛ; q — координата ДГ, нормированная на $\Delta = (A/K_U)^{1/2}$ ширину ДГ; $h_z = H_z/4\pi M_s$ — нормированная амплитуда импульсного поля; временная координата нормирована на $(\gamma M_s)^{-1}$. Все остальные величины определены выше.

Рассмотрим случай, когда коэрцитивность ВБЛ $H_L = 0$. Интегрирование уравнения (2) по времени с учетом начальных и конечных условий $x(0) = x(t = \infty) = 0$ приводит к соотношению

$$x(t = \infty) - x(0) = \frac{\pi^2 N}{2b} \int_0^\infty \dot{x}^3 dt. \quad (5)$$

Отсюда видно, что в отсутствие нелинейной вязкости и коэрцитивности ВБЛ автодвижение линий отсутствует, т. е. $x(t = \infty) - x(0) = 0$. В случае небольшой нелинейности, когда $[N\pi/(8b)]\dot{x}^2 \ll 1$, из (2)–(5) можно получить (при $b \ll \alpha$)

$$x(t = \infty) - x(0) = \frac{N\pi^5 h_z^3}{64\alpha^5 b^3} \left(1 - \exp\left(\frac{b^2\tau}{\alpha}\right) \right) \exp\left(\frac{b^2\tau}{\alpha}\right), \quad (6)$$

где $\tau = t\gamma 4\pi M_s$ — нормированная временная координата. Отсюда видно, что автодвижение, связанное с нелинейным характером силы вязкости торможения, происходит в направлении, обратном начальному направлению движения ВБЛ. Сама величина автосмещения с увеличением амплитуды импульса растет (по кубическому закону), а с увеличением длительности импульса возрастает, достигая максимума, а затем падает, приближаясь в асимптотике к нулю.

Увеличение нелинейности до $[N\pi/(8b)]\dot{x}^2 \gg 1$ приводит к нарушению соотношения (6). В новом приближении $[N\pi/(8b)]\dot{x}^2 \gg 1$ из (2)–(5) можно получить другое выражение для автосмещения

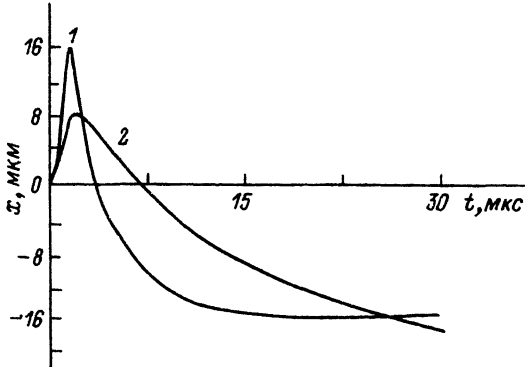
$$x(t = \infty) - x(0) = 3 \left(\frac{4\alpha h_z}{\pi N b^5} \right)^{1/3} \left(1 - \exp\left(\frac{b^2\tau}{3\alpha}\right) - \left[1 - \exp\left(\frac{b^2\tau}{3\alpha}\right) \right]^{1/3} \right), \quad (7)$$

которое показывает, что зависимость автосмещения ВБЛ от длительности импульса в последнем случае также характеризуется наличием максимума, а зависимость от амплитуды h_z становится менее сильной.

В переходной области, когда $[N\pi/(8b)]\dot{x}^2 \sim 1$, асимптотического выражения для $x(t = \infty) - x(0)$ получить не удастся. Поэтому для сравнения с экспериментом проводилось численное интегрирование уравнений (2)–(4) с начальными условиями $x(0) = 0$, $\dot{x}(0) = 0$, $q(0) = 0$, $\dot{q}(0) = 0$, $\psi(0) = 0$. Результаты расчета для $N = 10$ при $H' = 4 \cdot 10^4$ Э/см и с параметрами импульса $H_z = 13.2$ Э, $\tau_{\text{имп}} = 1.5$ мкс, $\tau_{\text{фр}} = \tau_{\text{ср}} = 0.08$ мкс в пленке, используемой в эксперименте, представлен на рис. 1 (сплошная кривая). Как следует из сравнения рассчитанной зависимости с экспериментом, в целом наблюдается качественное согласие теоретических и экспериментальных результатов. Однако в эксперименте максимальное отклонение кластера ВБЛ от исходного положения приблизительно в 1.5 раза меньше, чем следует из теории. Причиной такого расхождения может являться заниженная оценка числа ВБЛ в кластере, а также игнорирование при расчете поля коэрцитивности ВБЛ. Коэрцитивность ВБЛ, измеренная в работах [15, 16] в аналогичных пленках, составляла $H_L = 3 \div 4$ Э. Положим $H_L = 3$ Э. Расчетная зависимость смещения кластера от времени в этом случае показана на рис. 1 (штриховая кривая). Видно, что учет коэрцитивности ВБЛ улучшает согласие расчетных данных с экспериментом. При малой величине нелинейного торможения (например, при большой жесткости ДГ либо при большой длительности импульсов $\tau_{\text{имп}} \gg \alpha/b^2$) влияние коэрцитивности ВБЛ может стать преобладающим и автосмещение ВБЛ будет определяться механизмом, описанным в [4, 5].

Проанализируем зависимость суммарного смещения кластера ВБЛ под действием импульсного магнитного поля смещения от амплитуды импульса. Положим для простоты $H_L = 0$. Из решения уравнения сокращенного описания

рис. 3. Зависимость смещения кластера ВБЛ от времени в импульсе магнитного поля смещения $H_z = 13.2$ Э, $\tau_{\text{имп}} = 1.5$ мкс, $H_L = 0$, $N = 10$ (1) и 40 (2).



следует, что суммарное смещение кластера происходит в сторону, противоположную первоначальному направлению его движения (рис. 3). Здесь же иллюстрируется большая инерционность кластеров с большим количеством в них ВБЛ. Движение кластера, вызванное передним фронтом симметричного импульса поля смещения, не успевает закончиться, когда на кластер начинает действовать изменение поля на заднем фронте импульса ($\tau_{\text{имп}} = 1.5$ мкс). Вследствие нелинейной динамики (подвижность кластера падает при увеличении скорости) кластер не возвращается в исходное положение и релаксирует к новому. Расчетная зависимость суммарного смещения кластера ВБЛ ($N = 10$) от амплитуды импульса поля H_z представлена на рис. 2 и качественно согласуется с экспериментальными данными.

Приведенные результаты показывают, что нелинейность динамики блоховских линий приводит к однонаправленному продвижению кластеров ВБЛ в симметричном импульсе поля смещения в отсутствие потенциального рельефа и коэрцитивности. Направление суммарного смещения кластера ВБЛ противоположно первоначальному направлению движения кластера. Этот нелинейный эффект следует иметь в виду при разработке запоминающих устройств на линиях Блоха [17].

Список литературы

- [1] Morris T M., Zimmer G. J., Humphery F. B. // *J. Appl. Phys.* 1976. V. 47. N 2. P. 721—726.
- [2] Lian M. R., Humphrey F. B. // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 57. N 1. P. 4065—4067.
- [3] Шишков А. Г. и др. // Тез. докл. XI Всесоюзной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Ташкент, 1988. С. 357—358.
- [4] Звездин А. К., Попков А. Ф., Редько В. Г. // *ЖТФ*. 1985. Т. 55. № 9. С. 1884—1886.
- [5] Редько В. Г., Среченко В. Л., Шермергор Т. Д. // *ЖТФ*. 1986. Т. 56. № 8. С. 1611—1616.
- [6] Шишков А. Г. и др. // *ПТЭ*. 1989. № 1. С. 164—173.
- [7] Четкин М. В. и др. // *ЖЭТФ*. 1988. Т. 94. № 11. С. 164—173.
- [8] Малоземов А., Слончевский Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [9] Звездин А. К., Попков А. Ф. // *ЖЭТФ*. 1986. Т. 91. № 11. С. 1789—1798.
- [10] Chetkin M. V., Parygina I. V., Smirnov V. B., Gadetski S. M., Zvezdin A. K. // *Phys. Lett. A*. 1989. V. 140. N 7, 8. P. 428—430.
- [11] Звездин А. К., Попков А. Ф., Ярема И. // *ЖЭТФ*. 1990. Т. 98. № 9. С. 547—552.
- [12] Четкин М. В. и др. // *ЖЭТФ*. 1990. Т. 9. № 1. С. 337—342.
- [13] Звездин А. К., Попков А. Ф., Сереченко В. Л. // *ФММ*. 1988. Т. 65. № 5. С. 877—881.
- [14] Попков А. Ф. // *ЖЭТФ*. 1990. Т. 97. № 3. С. 965—975.
- [15] Theile J., Engemann J. // *IEEE Trans. Magn.* 1988. T. 24. N 2. P. 1781—1783.
- [16] Thiaville A., Boileau F., Miltat J. // *IEEE Trans. Magn.* 1988. V. 24. N 6. P. 3045—3047.
- [17] Konishi S. // *IEEE Trans. Magn.* 1983. V. 19. N 5. P. 1838—1840.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
12 августа 1991 г.
В окончательной редакции
22 января 1992 г.