

УДК 539.216.2

© 1991

СОСТОЯНИЕ И ДИНАМИКА ЦМД МИКРОННОГО РАЗМЕРА В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ С МАЛЫМ ПАРАМЕТРОМ ЗАТУХАНИЯ

В. А. Боков, В. В. Волков, М. Марышко,¹
П. И. Набокин, Н. Л. Петриченко

В гранатовой пленке системы YBiCaSiFe с малым параметром затухания и небольшим фактором качества $Q=2.7$, содержащей цилиндрические магнитные домены (ЦМД) микронного размера, исследованы возможные состояния доменов. Показано, что в отсутствие постоянного планарного поля имеется одно динамически стабильное состояние без вертикальных линий Блоха (ВЛБ). В присутствии планарного поля возможны еще три состояния: с двумя отрицательными ВЛБ, с одной отрицательной ВЛБ и второй ВЛБ с точкой Блоха, с двумя ВЛБ с точкой Блоха на каждой линии. Предложена модель переходов между состояниями ЦМД под действием постоянного планарного поля. Установлено, что малые значения параметра затухания ($\alpha=0.0024$) и радиуса ЦМД приводят к тому, что гиротропия и коэрцитивность становятся факторами, определяющими динамическое поведение ЦМД с $S \neq 0$. Вследствие этого угол отклонения домена при трансляции практически не зависит от структуры его границы, в то время как величина скорости существенно зависит от параметра S , характеризующего эту структуру. Показано, что наличие скорости насыщения и коэрцитивности обуславливает существование предельного угла отклонения, меньшего $\pi/2$. У всех ЦМД, кроме хиральных, наблюдается анизотропия скорости движения при наличии планарного поля. Баллистический эффект не наблюдается.

В соответствии с существующими представлениями стационарное движение ЦМД под действием продвигающего поля $\mathbf{H}_y = r \nabla H_x$, где r — радиус домена, можно описать соотношением вида [1]

$$\mathbf{H}_y = \tilde{\alpha} \mathbf{V} + \tilde{\Gamma} [\mathbf{z}_0 \times \mathbf{V}] + H_c \frac{\mathbf{V}}{V}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{V} — скорость движения ЦМД, единичный вектор \mathbf{z}_0 перпендикулярен плоскости пленки. Первое слагаемое описывает диссипативные, второе — гиротропные силы реакции, действующие на сам домен и на вертикальные линии Блоха (ВЛБ) в доменной границе, а третье слагаемое — коэрцитивность. Если число ВЛБ мало, то с помощью известных выражений для соответствующих сил реакции можно получить следующие соотношения:

$$\tilde{\alpha} = \frac{\alpha}{\gamma \Delta} = \mu^{-1}, \quad \tilde{\Gamma} = \frac{2S}{\gamma r}, \quad (2)$$

где α — параметр диссипации Гильберта, γ — эффективное значение гиромангнитного отношения, Δ — параметр ширины стенки Блоха, μ — линейная подвижность доменной стенки. Параметр S характеризует состояние доменной границы ЦМД и определяется числом оборотов, которое совершает вектор намагниченности при обходе вдоль периметра ЦМД в направлении против часовой стрелки. Если записать выражение (1) в проек-

¹ Институт физики АН ЧССР, г. Прага.

дних на направления, параллельное и перпендикулярное вектору скорости, и учесть (2), то получаются известные соотношения

$$V = \mu(H_g \cos \rho - H_c), \quad (3)$$

$$\sin \rho = 2SV/\gamma r H_g, \quad (4)$$

где ρ — угол отклонения траектории ЦМД от направления градиента ∇H_z . Если пренебречь коэрцитивностью, то $\operatorname{tg} \rho = 2\Delta S/ar$.

Выводы теоретической модели, описывающей трансляционное движение ЦМД, подтверждаются данными многочисленных экспериментов. Так, еще в [2] были выявлены группы доменов с фиксированными углами отклонения и для этих доменов рассчитанные по (4) величины S принимали целочисленные значения. Экспериментальные величины подвижности ЦМД с диаметром 2—5 мкм в состоянии с $S=1$ (далее S_1) и в состоянии с двумя отрицательными ВЛБ с $S=0$ (далее S_0), как правило, хорошо согласуются с рассчитанными по формуле для линейной подвижности [3-5]. В то же время у некоторых пленок с малым параметром диссипации α экспериментальные значения подвижности ЦМД оказались заметно меньше величины, предсказываемой теорией [6, 7].

Как показывает анализ приведенных в литературе данных, обычно параметры исследуемых пленок были такими, что величина $2\Delta S/ar$, т. е. отношение гиротропного слагаемого к диссипативному $\tilde{\Gamma}/\tilde{\alpha}$ в (1) для них много меньше единицы. Поэтому движение S_1 -ЦМД определялось диссипативной составляющей и хорошо описывалось формулой для линейной подвижности.

Очевидно, что соотношение между гиротропной и диссипативной компонентами сил реакции изменяется при уменьшении радиуса ЦМД и параметра затухания. Когда величина $\tilde{\Gamma}/\tilde{\alpha} \gg 1$, должна возникнуть новая ситуация, в которой динамическое поведение определяется преимущественно гиротропным вкладом, что было отмечено в [8].

Отметим также, что пленки с ЦМД малого радиуса — порядка 0.5 мкм — характеризуются небольшим значением фактора качества материала $Q = K/2\pi M^2$, где K — константа одноосной анизотропии. Это может существенно влиять на структуру стенки, стабильность состояний и динамику ЦМД. Хотя к настоящему времени создан целый ряд феррит-гранатовых пленок с ЦМД микронного размера и с параметрами, удовлетворяющими требованиям, предъявляемым при разработке устройств, в литературе можно найти очень немного данных о динамике микронных доменов. Сколько-нибудь систематизированные исследования не проводились, и в разных работах приводятся в основном сведения об измеренных значениях подвижности доменов, указываются углы отклонения ЦМД (см., например, [9-11]).

В связи с вышесказанным представляет интерес исследование устойчивости состояний и динамического поведения ЦМД микронного размера в феррит-гранатовых пленках с малым параметром затухания.

1. М е т о д и к а

Измерения выполнены на пленке состава $Y_{1.95}Bi_{0.55}Ca_{0.6}Fe_{4.4}Si_{0.6}O_{12}$ с параметрами: толщина 1.03 мкм, период доменной структуры 2 мкм, $4\pi M_s = 770$ Гс, поле статического коллапса ЦМД 396 Э, фактор качества $Q = 2.7$, $\Delta = 2 \cdot 10^{-6}$ см, $\gamma = 1.81 \cdot 10^7$ Э⁻¹·с⁻¹, $\alpha = 0.0024$. Данные измерений, выполненных методом ФМР, показали, что в пленке нет заметных слоев с отличающимися параметрами.

Динамические свойства ЦМД исследовались известным методом трансляционного движения в импульсном градиентном магнитном поле [12]. Постоянное поле смещения при измерениях составляло 375 Э, при этом $r = 0.5$ мкм.

Импульсное магнитное поле создавалось парой полосовых проводников, нанесенных на поверхность пленки. При пропускании параллельных токов через эти проводники между ними возникает градиент магнитного поля, величину которого можно вычислять по формулам из [13]. Расстояние между центрами проводников было равно 46 мкм, ширина — 8 мкм, градиент вблизи центра системы проводников при токе 1 А — 7.8 Э/мкм.

Перед проведением измерений ЦМД выводился слабыми импульсами градиентного поля в центр схемы таким образом, чтобы направление его движения при подходе к центру совпадало с направлением смещения при приложении испытательного импульса поля. Это делалось для исключения возможного «эффекта разворота», состоящего в том, что при перемене полярности импульса продвигающего поля на движение ЦМД накладываются возмущения, связанные с перегруппировкой ВЛБ в доменной границе. Величина смещения ЦМД под действием импульса продвигающего поля с выбранной амплитудой определялась методом высокоскоростной регистрации [14]. В качестве источника импульсной засветки использовался лазер на растворе красителя родамин-6Ж с накачкой от азотного лазера ИЛГИ-503, а приемником служила телекамера с чувствительным видеоконком. Полученное изображение запоминалось блоком телевизионной памяти УП-4 и выводилось на экран монитора, по которому и производилось измерение смещения и угла отклонения ρ ЦМД. Скорость домена вычислялась по измеренному смещению и времени движения, равному времени задержки импульса засветки относительно начала импульса продвигающего поля. Такой способ измерения скорости позволяет исключить влияние баллистического эффекта. Величина скорости для каждого значения ∇H_z получалась усреднением результатов десяти измерений смещения ЦМД.

Состояние ЦМД определялось по углу отклонения и скорости его движения. Для идентификации состояния ЦМД также использовалась методика автодвижения, которая заключается в том, что к домену, находящемуся в постоянном планарном поле H_p , прикладываются импульсы поля смещения с определенными амплитудой, длительностью и фронтами, вызывающие расширение домена. Под действием этих импульсов у некоторых типов ЦМД появляется результирующее смещение, направление которого зависит от структуры доменной границы. Механизм этого явления качественно описан в [15]. В настоящей работе при исследовании автодвижения ЦМД стабилизировались полем смещения 375 Э, поле $H_p = 40 \div 70$ Э, амплитуда импульсов поля смещения 75 Э, длительность 0.1 мкс, фронт 0.02 мкс.

2. Результаты

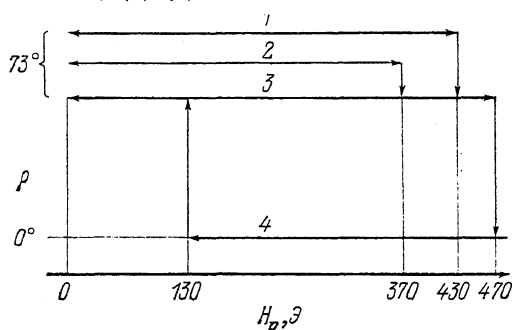
Наши эксперименты показали, что в отсутствие постоянного планарного поля в исследованной пленке имеется одно динамически устойчивое состояние ЦМД. Домены в этом состоянии имеют угол отклонения $\rho = 73^\circ$ и не совершают автодвижения. Мы считаем, что это χ -ЦМД, т. е. S_1 -домены, не содержащие ВЛБ. Они сохраняют свое состояние в планарном поле $H_p < 430$ Э. В больших полях происходит статический переход в новое состояние, в котором ЦМД имеет тот же угол отклонения, но существенно большую подвижность. Такое состояние мы обозначили S^* . Эти S^* -домены совершают устойчивое автодвижение, направление которого меняется с изменением направления планарного поля. Домены в S^* -состоянии статически устойчивы в планарном поле $H_p < 470$ Э. В большем поле H_p они переходят в состояние с нулевым углом отклонения, т. е. в S_0 -ЦМД, с двумя ВЛБ отрицательного знака. S_0 -ЦМД статически устойчивы в присутствии планарного поля $H_p > 130$ Э, в меньших полях происходит обратный переход $S_0 \rightarrow S^*$.

Кроме указанных статических переходов, возможен динамический переход ЦМД из χ -состояния в состояние с тем же углом отклонения $\rho = 73^\circ$

и подвижностью, промежуточной между подвижностями χ - и S^* -доменов. Переход имеет вероятностный характер и происходит в планарных полях, превосходящих 160 Э при движении под действием импульсов продвигающего поля большой амплитуды и длительности. Это промежуточное S^{**} -состояние ЦМД устойчиво в диапазоне полей $0 \leq H_p < 370$ Э, в больших полях происходит переход в S^* -состояние. Все наблюдавшиеся статические переходы схематически изображены на рис. 1.

Отметим, что для проверки состояний ЦМД выбирались такие условия, что в ходе тестирования состояние домена не менялось. Так как в отсутствие планарного поля динамически устойчивы только χ -домены, тестирование проводилось в присутствии планарного поля $H_p = 160$ Э для ЦМД в состояниях χ , S^* , S^{**} и $H_p = 370$ Э для S_0 -доменов, амплитуда тестовых импульсов продвигающего поля составляла 2.3 Э, длительность 0.1—0.3 мкс.

Обратимся теперь к результатам исследования динамического поведения ЦМД. Для доменов во всех состояниях были сняты зависимости



скорости от величины продвигающего поля. Измерения были выполнены при двух ориентациях планарного поля — параллельной и перпендику-

Рис. 1. Схема статических переходов между состояниями ЦМД под действием поля H_p в плоскости пленки.

Состояния: 1 — χ , 2 — S^{**} , 3 — S^* , 4 — S_0 .

лярной ∇H_p . Величина планарного поля составляла 370 Э для S_0 -доменов и 170 Э для ЦМД в других состояниях. Для χ -ЦМД измерения выполнены и в отсутствие планарного поля.

Как видно из экспериментальных данных (рис. 2, 3), максимальной подвижностью обладают S_0 -ЦМД в планарном поле, перпендикулярном ∇H_p . Эта величина (10^4 м/с·Э) близка к теоретическому значению подвижности доменной границы $\alpha^{-1} \Delta \gamma = 150$ м/с·Э. То, что подвижность χ -доменов уменьшается при приложении поля H_p , можно объяснить формированием на одной из сторон ЦМД статической 2π -ГЛБ. Такая линия должна тормозить движение доменной границы подобно тому, как это происходит при радиальном расширении ЦМД [16].

Если теперь рассмотреть совокупность полученных экспериментальных результатов, то видно, что ситуация не совсем понятна. Во-первых, не ясно, почему три типа доменов имеют одинаковый угол отклонения, но различную подвижность. Во-вторых, непонятно, почему χ -домены с наиболее простой структурой стенки имеют наименьшую подвижность. Чтобы объяснить все это, вернемся к уравнению (1) и преобразуем его к виду

$$V = \frac{1}{\tilde{\Gamma}^2 + (\tilde{\alpha} + H_c/V)^2} [(\tilde{\alpha} + H_c/V) H_p + \Gamma [z_0 \times H_p]]. \quad (5)$$

Если записать выражения для компонент скорости, параллельной и перпендикулярной ∇H_p , то с их помощью можно получить следующие соотношения:

$$(\tilde{\Gamma}^2 + \tilde{\alpha}^2) V^2 + 2\alpha H_c V = H_p^2 - H_c^2, \quad (6)$$

$$\rho = \arctg \frac{\tilde{\Gamma}}{\tilde{\alpha} + H_c/V}. \quad (7)$$

Очевидно, что для S_0 -доменов $\rho=0$ и $V=\bar{\alpha}^{-1}(H_g-H_c)$. Когда $\bar{\Gamma}^2/\bar{\alpha}^2 \gg 1$, получаем выражение для скорости

$$V = \frac{1}{\bar{\Gamma}} [H_g^2 - H_c^2]^{1/2} - \frac{\alpha}{\bar{\Gamma}^2} H_c. \quad (8)$$

При $\bar{\Gamma}/\bar{\alpha} \gg 1$ и $\bar{\alpha} \ll H_c/V$ выражения (7) и (8) приобретают вид

$$V = \frac{1}{\bar{\Gamma}} [H_g^2 - H_c^2]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\rho = \arctg \left[\left(\frac{H_g}{H_c} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Как видно из формулы (9), скорость линейно зависит от H_g , только если $H_g^2/H_c^2 \gg 1$. При этом $V = \bar{\Gamma}^{-1} H_g = (\gamma r/2S) H_g$, что согласуется с [8]. Из (8), (9) ясно, что из-за нелинейного характера связи между скоростью и продвигающим полем при небольших H_g нельзя определять коэрцитив-

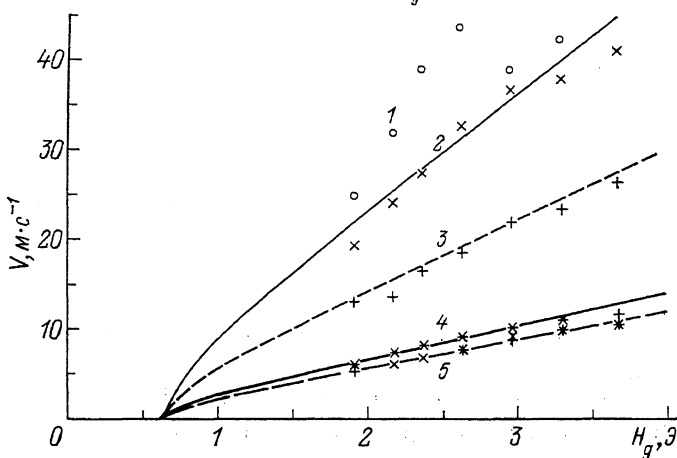


Рис. 2. Зависимость скорости движения ЦМД в различных состояниях от величины продвигающегося поля ($\nabla H_g \perp H_p$).

Линии — аппроксимация зависимости (8). Состояния: 1 — S_1 ; 2 — S^* ; 3 — S^{**} ; 4, 5 — χ . $H = 370$ (1), 170 (2, 3, 5). 0 Э (4).

ность экстраполяцией линейного участка зависимости $V(H_g)$. Из (10) следует, что при сделанных выше допущениях угол отклонения ЦМД с $S \neq 0$ зависит не от структуры границы, а от соотношения между продвигающим и коэрцитивным полями. Таким образом, из-за наличия коэрцитивности, которая является аналогом «сухого» трения, угол ρ будет меньше $\pi/2$ при $\alpha \rightarrow 0$. Кроме того, можно утверждать, что из-за существования скорости насыщения ЦМД значение ρ при $\alpha \rightarrow 0$ будет приближаться к некоторому предельному ρ_n . Чтобы оценить величину ρ_n , проще всего воспользоваться формулой (7). Если, например, взять значения параметров $\gamma = 1.8 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $r = 0.5 \text{ мкм}$, $H_c = 1 \text{ Э}$ и величину скорости насыщения $V_n = 20 \text{ м/с}$, то получим величину предельного угла отклонения $\rho_n = 77^\circ$.

Отметим, что в исследованной пленке у ЦМД с $S=1$ отношение $\bar{\Gamma}/\bar{\alpha} = 33$ и применение для них формул (9), (10) и тем более (8) обосновано. Если взять для χ -доменов экспериментальное значение $\rho = 73^\circ$, найденное при $H_g = 2.5 \text{ Э}$, экспериментальную зависимость $V(H_g)$, приближенные формулы (9), (10) и более точные формулы (7), (8), то с помощью метода последовательных приближений можно рассчитать значения H_c и $\bar{\Gamma}$ для χ -домена. Они составляют 0.7 Э и $0.28 \text{ с} \cdot \text{Э/м}$ соответственно. В предположении, что H_c не зависит от S , были построены зависимости $V(S)$ и $\rho(S)$ при $H_g = 2.5 \text{ Э}$ (рис. 4). Как видно, при $S > 0.2$ угол ρ очень слабо зависит

от S , в то время как влияние S на скорость домена достаточно велико. Для сравнения на том же рисунке приведены зависимости $\rho(S)$ и $V(S)$ в случае большого значения параметра $\alpha=0.12$ (т. е. при $\tilde{\Gamma}/\tilde{\alpha} > 1$).

Очевидно, что по величине угла ρ невозможно найти значения S для ЦМД в состояниях S^* и S^{**} . Это, однако, можно сделать с помощью экспе-

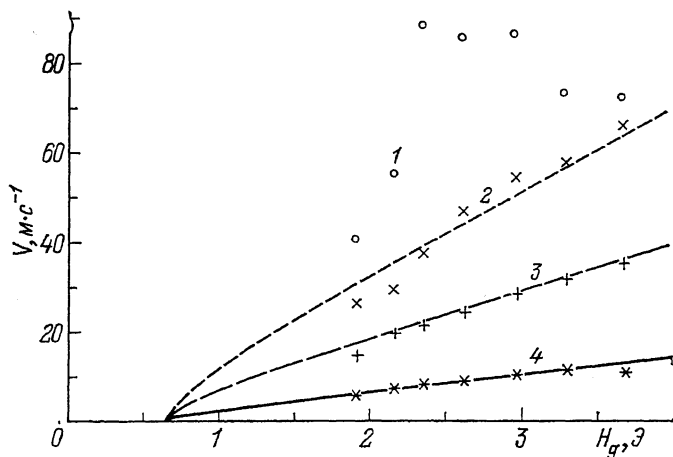


Рис. 3. Зависимость скорости движения ЦМД в различных состояниях от величины продвигающего поля ($\nabla H_x - H_p$).

Линии — аппроксимация зависимостью (8). Состояния: 1 — S_0 , 2 — S^* , 3 — S^{**} , 4 — χ . $H_p = 370$ (1), 170 (3, 2), 0 Э (4). Для χ -ЦМД зависимости при $\nabla H_x \perp H_p$ и $\nabla H_x \parallel H_p$ совпадают.

риментальных зависимостей $V(H_g)$. Будем полагать, что величины H_0 и $\tilde{\alpha}$ постоянны. Если теперь с помощью метода наименьших квадратов аппроксимировать зависимости $V(H_g)$ для χ -, S^* - и S^{**} -доменов соотношением (8), то можно получить соответствующие значения $\tilde{\Gamma}$ и, следова-

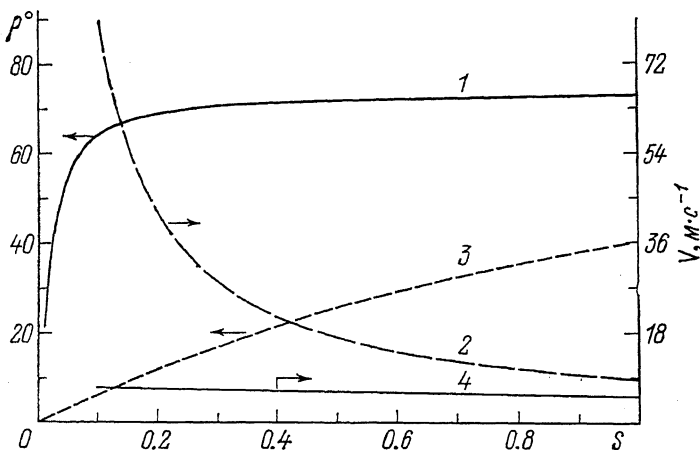


Рис. 4. Расчетные зависимости угла отклонения и скорости ЦМД от величины параметра S при $H_g = 2.5$ Э. $\alpha = 0.0024$ (1, 2), 0.012 (3, 4).

тельно, S . В планарном поле $H_p = 170$ Э, когда ΔH_x параллелен H_p , величина S составляет 0.29 для S^* -доменов и 0.48 для S^{**} -доменов.

Как уже указывалось выше, S^* -ЦМД совершают устойчивое автодвижение. Это означает, что в границе домена имеются такие ВЛБ, которые при радиальном движении смещаются несимметрично относительно оси ЦМД, что может быть связано либо с тем, что линии имеют разный знак, либо с присутствием в одной из них точки Блоха. Наличие автодвижения

и величина параметра $S=0.29$ позволяют сделать вывод о том, что доменная граница S^* -ЦМД содержит одну ВЛБ отрицательного знака и ВЛБ с точкой Блоха, смещенной к одной из поверхностей под действием планарного поля H_p таким образом, что часть линии с отрицательным направлением поворота спинов больше части, в которой спины поворачиваются в положительном направлении (рис. 5, в). У такого домена под влиянием поля в плоскости величина S изменяется от 0.5 до 0.

Что касается S^{**} -доменов, то их свойства хорошо объясняются, если предположить, что стенка содержит две ВЛБ и в каждой из них имеется точка Блоха (рис. 5, д, е). При наличии поля в плоскости точки Блоха смещаются к противоположным поверхностям пленки, в силу чего S может меняться от 1 до 0. То, что в одном и том же поле H_p величины S для S^* - и S^{**} -доменов не отличаются точно в два раза, можно объяснить некоторой неэквивалентностью поверхностей пленки. Очевидно, при такой структуре границы не должно происходить автодвижение ЦМД.

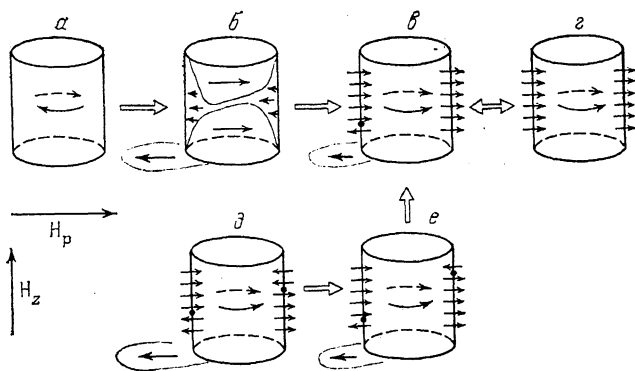


Рис. 5. Модель преобразования структуры стенки ЦМД в планарном поле.

Состояния ЦМД: а — χ ; б — χ с 2π -ГЛБ; в — S^* ; г — S_0 ; д — S^{**} ; е — S^{**} при H_p , близком к полю перехода $S^{**} \rightarrow S^*$.

На основании полученных данных мы хотим предложить возможный механизм статического преобразования структуры стенки ЦМД. Выше было показано, что в исследуемой пленке в отсутствие планарного поля динамически стабильны только χ -домены и существует гистерезис перехода между состояниями S^* и S_0 . Известно, что такие особенности наблюдаются также и в пленках с покрывающим слоем, в котором ориентация намагниченности близка к планарной [17]. Исходя из этой аналогии, мы полагаем, что и в рассматриваемом нами случае преобразование спиновой структуры обусловлено существованием тонкого приповерхностного слоя, в котором намагниченность ориентирована иначе, чем в объеме. Для простоты рассмотрения можно считать, что спины в нем ориентированы в плоскости пленки.

Анализ распределения спинов в ДГ и ВЛБ подсказывает, что этот выделенный слой должен лежать на границе раздела пленка—подложка. При этом в той области слоя под ЦМД, где поле рассеяния ЦМД противоположно приложенному полю H_p , должен располагаться планарный домен. Схематично механизм статических переходов показан на рис. 5. Когда $H_p=0$, имеется обычный хиральный домен (рис. 5, а). При превышении планарным полем некоторого значения H_p в том сегменте границы, где спины ориентированы антипараллельно H_p , формируется горизонтальная линия Блоха с углом разворота спинов 2π (2π -ГЛБ) (рис. 5, б). Согласно [16], $H_p''=8\pi M\Lambda h^{-1}$, где Λ — параметр ширины линии Блоха; в нашем случае $H_p''=50$ Э. Другие модели дают близкие значения.

С увеличением H_p один из участков 2π -ГЛБ выталкивается к поверхности, на которой отсутствует препятствующий прорыву планарный

домен. При этом возникают две ВЛБ, одна из которых содержит точку Блоха (рис. 5, *в*). Эта точка располагается на ВЛБ, отделяя на ней больший участок, где спины параллельны H_p , от меньшего участка, где спины антипараллельны H_p . В результате ЦМД оказывается в состоянии, обозначенном нами как S^* . При дальнейшем увеличении H_p точка смещается вниз, в некотором поле планарный домен перемагничивается, что, как принято считать [17], приводит к возникновению на ВЛБ еще одной точки Блоха и последующей аннигиляции обоих точек. В результате образуется вторая отрицательная ВЛБ и домен оказывается в состоянии S_0 (рис. 5, *г*).

При последующем уменьшении H_p в части приповерхностной области, где поле рассеяния противоположно планарному полю, вновь возникает планарный домен, причем имеет место гистерезис — домен образуется в меньшем поле, чем исчезает. При этом на соответствующей ВЛБ появляется точка Блоха и домен вновь оказывается в состоянии S^* (рис. 5, *в*).

Как уже указывалось, мы считаем, что домен типа S^{**} содержит по одной точке Блоха на каждой ВЛБ (рис. 5, *д*, *е*). Такая структура возникает в результате динамического преобразования стенки χ -домена при прорыве ГЛБ под действием гиротропной силы к поверхности, содержащей планарный домен. С увеличением поля H_p точка Блоха, находящаяся на ВЛБ, не смежной с планарным доменом, смещается к поверхности и аннигилирует. Соответствующее поле еще недостаточно для перемагничивания планарного домена и аннигиляции точки на другой линии. В результате ЦМД оказывается в состоянии S^* .

Как видно из рис. 2, 3, у всех типов доменов, кроме χ -ЦМД, существует анизотропия скорости в планарном поле H_p . Для S^* - и S^{**} -доменов это можно объяснить следующим образом. Будем считать, что ВЛБ в поле H_p всегда располагаются на диаметре, параллельном этому полю. Как указывалось выше, ЦМД двигаются под большим углом относительно градиента, и когда ∇H_z параллелен H_p , можно считать, что тангенциальная составляющая действующей на ВЛБ гиротропной силы равна нулю. При этом положение точки Блоха на ВЛБ во время движения домена не изменяется и определяется величиной поля H_p . Когда ∇H_z перпендикулярен H_p , линии расположены в тех местах, где тангенциальная составляющая гиротропной силы максимальна. Очевидно, что при этом гиротропные силы, действующие на участки линии, разделенные точкой Блоха, оказываются направленными в разные стороны, что должно приводить к изгибу ВЛБ и, возможно, к смещению точки Блоха вдоль линии. Такое перемещение точки Блоха изменяет значение параметра S и, следовательно, скорость движения ЦМД. Поскольку скорость при этом возрастает, можно сделать вывод, что параметр S уменьшается, т. е. точка смещается к той поверхности, вблизи которой находится.

Зависимость подвижности S_0 -ЦМД от ориентации планарного поля можно объяснить, если учесть расположение ВЛБ в доменной границе. Когда планарное поле перпендикулярно градиенту, т. е. направлению движения ЦМД, ВЛБ расположены на диаметре домена коллинеарно полю H_p . При этом во время движения ЦМД тангенциальные составляющие гиротропных сил, действующих на ВЛБ, равны нулю, т. е. линии находятся в положении равновесия, а спины в доменной границе ориентированы в направлении приложенного планарного поля. В случае же, когда ∇H_z параллелен H_p , ВЛБ расположены там, где тангенциальные составляющие максимальны, что вызывает перемещение линий вдоль доменной границы. При этом подвижность ЦМД уменьшается, как это имеет место в случае плоской стенки. Кроме того, в этом случае на доменной границе появляются участки, в которых спины имеют компоненты, антипараллельные H_p , что может приводить к формированию 2π -ГЛБ.

Из рис. 2, где представлена зависимость $V(H_p)$ для χ -домена в отсутствие планарного поля, видно, что начиная с некоторого значения H_p ,

скорость ЦМД не зависит от поля, т. е. имеет место эффект ее насыщения. Экспериментальная величина скорости насыщения составляет 11 м/с. Такая же область имеется на соответствующих зависимостях для S_0 -ЦМД, полученных в присутствии планарного поля.

Отметим сразу же, что во всем исследованном интервале значений градиентного поля при движении ЦМД всех типов отсутствует баллистический эффект.

Сопоставим численные значения скорости насыщения V_n с величинами, предсказываемыми теорией. Напомним, что в рамках известной модели горизонтальной линии Блоха (ГЛБ) рассматриваются две возможности [1]. Согласно первой из них, когда на поверхности пленки имеется покрывающий слой — имплантированный либо с малым фактором качества, — ГЛБ не аннигилируют у поверхности, а накапливаются или укладываются в стопку во время действия импульса градиентного поля. Тогда средняя скорость ЦМД в области насыщения для исследуемого образца составляет

$$V_n = 16.4 \frac{\gamma A}{hK^{1/2}} = 30.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Если предположить, что ГЛБ не накапливаются, а прорываются к соответствующим поверхностям пленки, то скорость насыщения должна составить

$$V'_n = 10 \frac{\gamma A}{hK^{1/2}} = 18.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Согласно предложенной в [18] эмпирической формуле для скорости насыщения прямой доменной стенки,

$$V_m = M (A/K)^{1/2} \gamma (1 + 6.9\alpha) = 22.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Полученная экспериментально скорость насыщения χ -ЦМД заметно меньше этих величин.

3. Обсуждение результатов

Анализ экспериментальных результатов и их сопоставление с общим рассмотрением сил, действующих на ЦМД микронного размера в пленках с малым параметром затухания, показывают, что динамическое поведение доменов с $S=0$ в градиентном поле определяется гиротропией и коэрцитивностью. При этом скорость ЦМД обратно пропорциональна S и линейно зависит от продвигающего поля, только если оно много больше коэрцитивного поля. Угол отклонения при движении ЦМД в случае, когда гиротропная компонента сил реакции существенно превосходит диссипативную, практически не зависит от структуры стенки и определяется отношением продвигающего поля к коэрцитивному. Учет коэрцитивности и скорости насыщения приводит к выводу о существовании предельного угла отклонения, меньшего, чем $\pi/2$.

При небольшом факторе качества в планарном поле наряду с хиральными доменами и доменами с двумя отрицательными ВЛБ ($S=0$) существуют ЦМД с одной отрицательной ВЛБ и ВЛБ с точкой Блоха и ЦМД с двумя ВЛБ, каждая из которых содержит точку Блоха. Под действием планарного поля происходят переходы между указанными состояниями. Предложена модель соответствующих преобразований.

Для всех ЦМД, кроме хиральных, имеет место анизотропия скорости при трансляционном движении в присутствии постоянного планарного поля.

Авторы признательны Э. Б. Сонину за обсуждение результатов и В. В. Леманову за внимание к работе и поддержку.

Список литературы

- [1] Malozemoff A. P., Slonczewski J. C. *Magnetic domain walls in bubble materials*. New York: Academic Press, 1979. P. 326.
- [2] Malozemoff A. P. // *J. Appl. Phys.* 1973. V. 44. N 11. P. 5080—5089.
- [3] Fontana R. E., Jr., Bullock D. C. // *AIP Conf. Proc.* 1976. N 34. P. 170—171.
- [4] Mada J. // *Jap. J. Appl. Phys.* 1979. V. 18. N 1. P. 95—98.
- [5] Challeton D., Jouve H., Magnin J. // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. N 11. P. 7853—7855.
- [6] De Leeuwe F. H., Robertson J. M. // *AIP Conf. Proc.* 1975. N 24. P. 601—602.
- [7] Konishi S., Hsu T., Brown B. R. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. V. 30. N 9. P. 497—498.
- [8] Slusky S. E. G., Ballantine J. E. // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 55. N 6. P. 2548—2550.
- [9] Hu H. L., Giess E. A. // *AIP Conf. Proc.* 1975. N 24. P. 605—607.
- [10] Bullock D. C., Carlo J. T., Mueller D. W., Brewster T. L. // *AIP Conf. Proc.* 1975. N 24. P. 647—648.
- [11] Kestigian M., Smith A. B., Bekebrede W. R. // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. N 3. P. 2161—2166.
- [12] Vella-Coleiro G. P., Tabor W. J. // *Appl. Phys. Lett.* 1972. V. 21. N 1. P. 7—8.
- [13] Hoffman S., Mosel H., Pouplier L., Schmidt S. // *Electrotechn. Zeitschr. A.* 1963. Bd 84. H. 17. S. 560—567.
- [14] Humphrey F. B. // *IEEE Trans. Magn.* 1975. V. 11. N 6. P. 1679—1684.
- [15] Argule B. E., Maekawa S., Dekker P., Slonczewski J. C. // *AIP Conf. Proc.* 1976. N 34. P. 131—137.
- [16] Gallagher T., Humphrey F. B. // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. N 11. P. 7093—7101.
- [17] Beaulieu T. J., Brown B. R., Calhoun B. A., Hsu T., Malozemoff A. P. // *AIP Conf. Proc.* 1976. N 34. P. 138—143.
- [18] Бокв В. А., Волков В. В., Карпович В. И. // *ФТТ.* 1982. Т. 24. № 8. С. 2318—2324.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
23 января 1991 г.