

УДК 538. 291

© 1992

ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ АМОРФНЫХ ПЛЕНОК TbFeCo В ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

С. Н. Гадецкий, А. В. Ступнов, М. В. Зюмкин, Е. Н. Николаев

Проведено исследование динамики доменной границы (ДГ) в аморфных пленках Tb_x(Fe₈₅Co₁₅)_{100-x} в широком диапазоне составов ($18 \leq x \leq 28$) с перпендикулярной магнитной анизотропией. Показано, что характер движения ДГ существенно зависит от суммарной намагниченности, амплитуды импульсного магнитного поля, а также от того, слева или справа от состава компенсации располагается состав данной пленки (состав компенсации Tb₂₃(Fe₈₅Co₁₅)₇₇). Определены подвижности ДГ в аморфных пленках TbFeCo разных составов. Показано, что подвижность ДГ зависит от суммарной намагниченности пленки (состава пленки) и является несимметричной функцией относительно состава компенсации. Предельная скорость движения ДГ ни в одной из исследованных пленок с продвигающим магнитным поле амплитудой до 4 кЭ не зарегистрирована.

Формирование магнитных доменов при термомагнитной записи информации в аморфных пленках состава редкоземельный металл—переходный металл (РЗМ—ПМ)—довольно сложный процесс, состоящий из нескольких стадий [1,2]. В начальный момент происходит образование доменной границы (ДГ) за счет вращения намагниченности при температурах, близких к температуре Кюри. В дальнейшем при охлаждении формирование магнитного домена происходит за счет движения доменных границ, а окончательный радиус и форма домена определяются характером этого движения. В последнее время была показана возможность прямой перезаписи сигналов в аморфных пленках РЗМ—ПМ [3]. Запись, стирание и перезапись в этом случае осуществляются в нулевом магнитном поле и однозначно определяются длительностью и мощностью лазерных импульсов [3]. Как было показано в [4], прямая перезапись сигналов также связана с движением доменных границ в аморфных пленках РЗМ—ПМ. Динамика доменных границ достаточно подробно изучена в ЦМД-материалах—ферритах-гранатах [5] и ортоферритах [6]. Исследование динамики ДГ в аморфных пленках РЗМ—ПМ затруднено из-за наличия высокой коэрцитивной силы и малой магнитооптической добротности. Для исследования движения ДГ в аморфных пленках РЗМ—ПМ использовались методы коллапса ЦМД [7], фотоэлектронной регистрации малых смещений ДГ [8], а также метод высокоскоростной фотографии с применением сверхвысокочувствительной видеокамеры [9]. В настоящей работе проведено исследование динамики ДГ в аморфных пленках TbFeCo методом импульсного перематничивания.

1. Образцы и экспериментальная методика

Аморфные пленки Tb_x(Fe₈₅Co₁₅)_{100-x} были приготовлены методом магнетронного ВЧ распыления составной мишени в атмосфере аргона. Процентное содержание Tb варьировалось в пределах $15 < x < 30$, что перекрывало весь диапазон составов с перпендикулярной магнитной анизотропией. Толщина металлических пленок TbFeCo составляла ~ 100 нм. В качестве подложек использовалось пок-

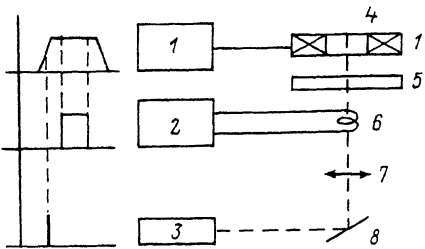


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования динамики ДГ аморфных пленок РЗМ—ПМ методом импульсного перемагничивания.
 1 — генератор мкс, 2 — генератор нс, 3 — лазер на красителе, 4 — первая катушка, 5 — образец, 6 — вторая катушка, 7 — объектив, 8 — спектроделитель.

ровное стекло толщиной 150 мкм. Для защиты пленок TbFeCo от окисления применялись диэлектрические слои SiN толщиной 80 нм. Эти слои напылялись в той же вакуумной камере без ее разгерметизации.

Исследование динамики ДГ в аморфных пленках TbFeCo проводилось методом импульсного перемагничивания пленки при наличии в ней одиночного цилиндрического домена (рис. 1.). Одиночный цилиндрический домен диаметром ~ 1 мкм создавался за счет термомагнитной записи с использованием лазера на красителе Радомин-6 Ж. Импульсное магнитное поле создавалось при помощи двух катушек, подключенных к соответствующим импульсным генераторам. Первая катушка позволяла получать импульсы магнитного поля амплитудой до 8 кЭ, с фронтом нарастания и спада ~ 1 мкс и длительностью до 50 мкс. Она применялась для того, чтобы скомпенсировать коэрцитивную силу аморфной пленки. Амплитуда магнитного поля, создаваемого первой катушкой, подбиралась экспериментально таким образом, чтобы малое увеличение внешнего поля приводило ДГ в движение. Вторая катушка, подключенная к наносекундному генератору, позволяла получать импульсы магнитного поля амплитудой до 4 кЭ длительностью до 8 мкс при времени нарастания и спада ~ 10 нс. Если пренебречь движением ДГ во время прохождения переднего и заднего фронтов импульса магнитного поля и учесть то обстоятельство, что в высококоэрцитивных пленках ДГ останавливается практически мгновенно после выключения импульса магнитного поля, то можно считать, что окончательный радиус домена определяется однозначно скоростью движения ДГ во время действия импульса магнитного поля, создаваемого второй катушкой. Правильность этих предположений подтверждается линейной зависимостью окончательного радиуса домена от длительности импульсов магнитного поля при средних и больших его амплитудах. Визуализация доменных структур осуществлялась при помощи стандартного поляризационного микроскопа, для подсветки использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-52-1.

2. Результаты эксперимента

Проведенные в настоящей работе исследования показали, что характер движения ДГ в аморфных пленках TbFeCo существенно зависит от намагниченности, а также от того, намагниченность какой подрешетки (Tb или FeCo) преобладает в данной пленке при комнатной температуре. Начнем с описания закономерностей движения ДГ в пленке Tb₁₈(Fe₈₅Co₁₅)₈₂, которая имеет наибольшую намагниченность среди исследованных пленок с преобладанием намагниченности переходного металла при комнатной температуре.

На рис. 2 представлены доменные конфигурации, полученные при воздействии на цилиндрический домен микронного диаметра расширяющих его импульсных магнитных полей разных длительностей и амплитуды. Отчетливо видно, что при малых полях $H < 600$ Э в пленке Tb₁₈(Fe₈₅Co₁₅)₈₂ под действием импульсного поля развивается лабиринтная структура, форма которой не повторяется при воздействии импульсных полей одних и тех же длительности и амплитуды. По мере увеличения импульсного магнитного поля внешняя граница лабиринтного домена становится более симметричной, а внутренние домены обратной фазы

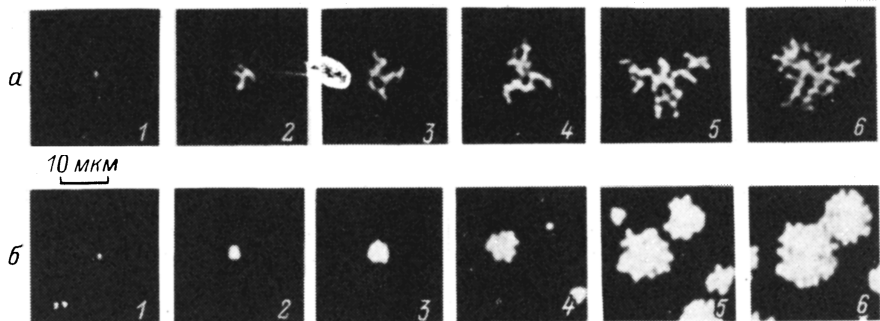


Рис. 2. Доменные структуры в пленке $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$, возникающие при воздействии на одиночный цилиндрический домен импульсных магнитных полей разных длительностей и амплитуд.

H_0 — поле компенсации коэрцитивной силы, H — продвигающее поле. а: $H_0 = 2.2$ кЭ, $H = 370$ Э. 1 — 0, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 8, 6 — 10 мкс; б: $H_0 = 2.2$ кЭ, $H = 660$ Э. 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.4, 5 — 0.6, 6 — 0.8 мкс.

менее контрастными, что говорит о существенном уменьшении их размеров. При еще большем увеличении магнитного поля внешняя граница домена становится практически цилиндрической, а внутренние домены исчезают. Необходимо отметить, что при всех амплитудах импульсных магнитных полей, при которых наблюдается движение ДГ в пленке $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$, происходит заметное зародышеобразование, причем интенсивность его значительно возрастает по мере увеличения магнитного поля. По этой причине интервал полей, при которых удается зарегистрировать движение ДГ в пленке $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$, достаточно узкий и составляет ~ 700 Э. Как уже отмечалось, движение ДГ в пленке $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$, особенно при малых магнитных полях, является существенно нерегулярным процессом, развитие лабиринтной структуры в одном и том же поле происходит каждый раз по-разному. Поэтому представляет значительную трудность определение скорости такого движения.

На рис. 3 представлены зависимости усредненного радиуса лабиринтного домена от длительности импульса магнитного поля при разных его амплитудах. Эти графики показывают, что даже при малых полях экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на линейные зависимости. Следует отметить, что измеренные скорости ДГ при малых полях могут быть несколько меньше, чем реальные, так как головки узких доменов внутри лабиринтного могут проходить больший путь по сравнению с радиусом внешней границы домена. При средних и больших полях движение ДГ становится более стационарным, о чем свидетельствуют хорошее соответствие экспериментальных точек $S(t)$ линейному закону, а также повторяемость формы и размеров расширяемого домена при одних и тех же длительности и амплитуде импульсного магнитного поля.

При увеличении процентного содержания Tb до 19 ат.% проходят существенные изменения характера процессов перемещения пленки TbFeCo. В эксперименте не удается зарегистрировать движение ДГ предварительно сформирован-

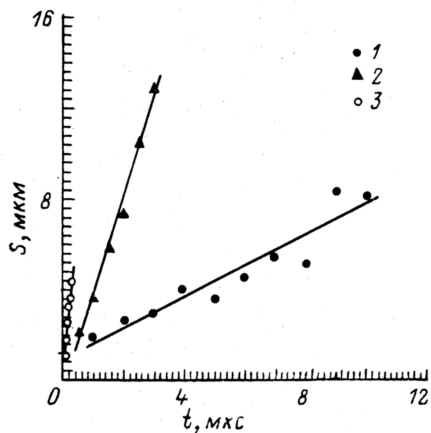


Рис. 3. Зависимость эффективного радиуса домена S в пленке $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ от длительности импульсов магнитного поля для трех разных его амплитуд.

$H = 370$ (1), 530 (2), 790 Э (3).

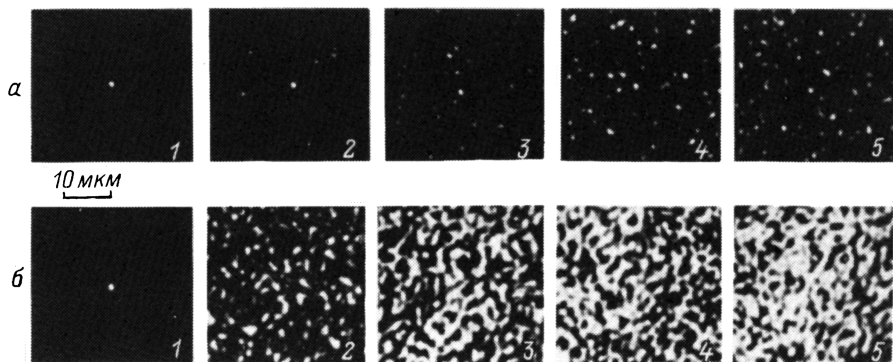


Рис. 4. Доменные конфигурации, возникающие при импульсном перемагничивании пленки $Tb_{19}(Fe_{85}Co_{15})_{81}$.

$a: H_0 = 4.4$ кЭ, $H = 790$ Э. 1 — 0, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 8 мкс; $b: H_0 = 4.4$ кЭ, $H = 1.32$ кЭ. 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.4, 4 — 0.6, 5 — 0.8 мкс.

ного микронного домена. Вся площадь пленки покрывается одновременно зародышами обратной намагниченности (рис. 4). С увеличением поля количество доменов обратной намагниченности увеличивается, и они, сливаясь, переводят пленку в однодоменное состояние. Таким образом, в пленке $Tb_{19}(Fe_{85}Co_{15})_{81}$ процесс перемагничивания осуществляется за счет развития зародышеобразования, а не за счет движения ДГ.

Дальнейшее приближение к составу компенсаций снова кардинально изменяет характер импульсного перемагничивания пленок $TbFeCo$. В пленке $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$ уверенно регистрируется движение ДГ. Интенсивное зародышеобразование наблюдается только в максимальных магнитных полях, достигаемых в эксперименте. В отличие от пленки $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ здесь расширение домена происходит без разбиения на лабиринтную структуру. Отличие формы домена, расширяемого в больших и малых импульсных полях, состоит лишь в большей или меньшей степени изрезанности ДГ (рис. 5). По мере увеличения импульсного магнитного поля амплитуда неоднородностей на ДГ существенно уменьшается, однако небольшие изгибы остаются даже при самых сильных полях. Не исключено, что искривления на ДГ при больших полях образуются в самый последний момент, на заднем фронте импульса магнитного поля. Для проверки этого предположения необходимо применять метод высокоскоростной фотографии. В

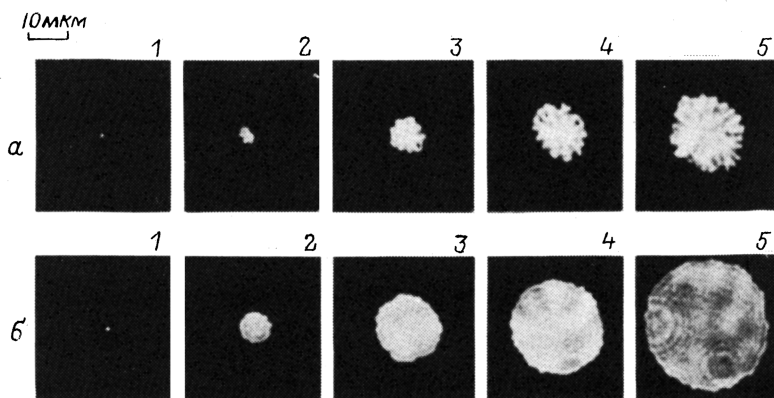
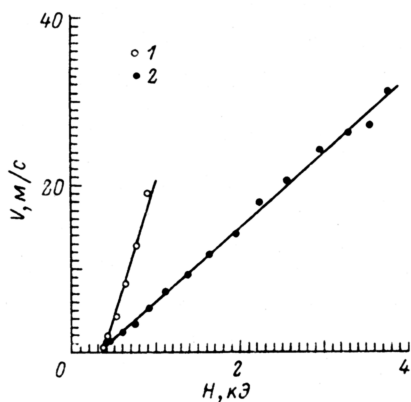


Рис. 5. Домены, сформированные в пленке $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$ при воздействии на нее импульсного магнитного поля.

$a: H_0 = 4.8$ кЭ, $H = 790$ Э. 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 4, 5 — 6 мкс; $b: H_0 = 4.8$ кЭ, $H = 2.0$ Э. 1 — 0, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 1.5 мкс.

Рис. 6. Зависимости скорости ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля в пленках $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ (1) и $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$ (2).



совсем слабых полях внутри расширяемого домена могут наблюдаться мелкие неперемагниченные области, которые, однако, исчезают при повторном воздействии импульсного поля той же амплитуды. При переходе от пленок $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ к пленкам $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$ регулярность движения ДГ значительно увеличивается. Если не считать искривлений на ДГ, которые от импульса к импульсу одной и той же амплитуды в общем не повторяются, средний размер домена является величиной постоянной и однозначно определяется амплитудой и длительностью импульса магнитного поля.

На рис. 6 представлены зависимости скорости движения ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля в пленках $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ и $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$. Прогиб на зависимости $V(H)$ для пленок $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ может быть связан, как указывалось ранее, с некоторым уменьшением экспериментально получаемых значений V по сравнению с истинной скоростью головки лабиринтного домена. Подвижность ДГ в пленке $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$ значительно выше и составляет $3.3 \text{ см}/(\text{с} \cdot \text{Э})$, в то время как в пленке $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$ она составляет лишь $0.8 \text{ см}/(\text{с} \cdot \text{Э})$. Предельную скорость движения ДГ ни в том ни в другом случае в эксперименте зарегистрировать не удалось.

При переходе к аморфным пленкам $Tb_x(Fe_{85}Co_{15})_{100-x}$, у которых при комнатной температуре преобладает магнитный момент редкоземельной подрешетки ($x > 23$), наблюдается некоторое изменение в характере движения ДГ. Так, в пленке $Tb_{28}(Fe_{85}Co_{15})_{72}$, которая по суммарной намагниченности сопоставима с $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$, в малых импульсных полях не происходит образования лабиринтного домена (рис. 7). Внешняя граница расширяемого домена в малых полях достаточно сильно изрезана, а внутри домена наблюдаются мелкие полуконтрастные образования. При наблюдении этих полуконтрастных структур с большим увеличением вы-

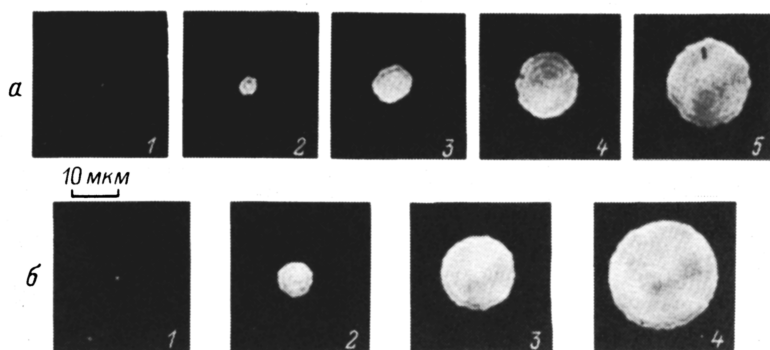


Рис. 7. Доменные конфигурации, сформированные в пленке $Tb_{28}(Fe_{85}Co_{15})_{72}$ при воздействии на одиночный цилиндрический домен импульсного магнитного поля.

а: $H_0 = 2.2 \text{ кЭ}$, $H = 500 \text{ Э}$. 1—0, 2—2, 3—4, 4—6, 5—8 мкс; б: $H_0 = 2.2 \text{ кЭ}$, $H = 870 \text{ Э}$, 1—0, 2—1, 3—2, 4—3, 5—4 мкс.

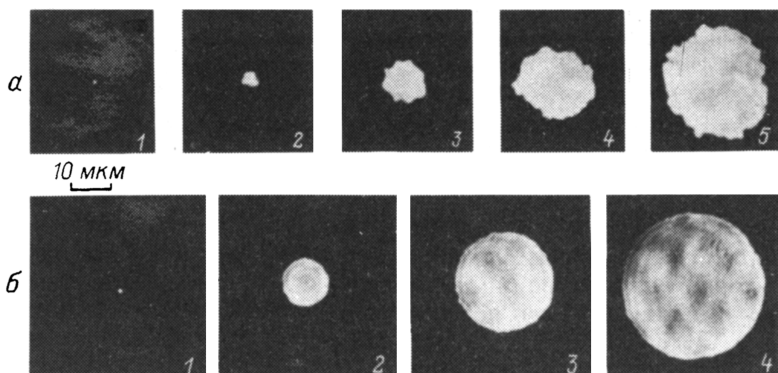


Рис. 8. Домены, возникающие в пленке $Tb_{26}(Fe_{85}Co_{15})_{74}$ при расширении одиночного цилиндрического домена в импульсных магнитных полях.

$a: H_0 = 5$ кЭ, $H = 990$ Э. 1—0, 2—2, 3—4, 4—6, 5—8 мкс; б: $H_0 = 5$ кЭ, $H = 2.6$ кЭ. 1—0, 2—0.5, 3—1, 4—1.5 мкс.

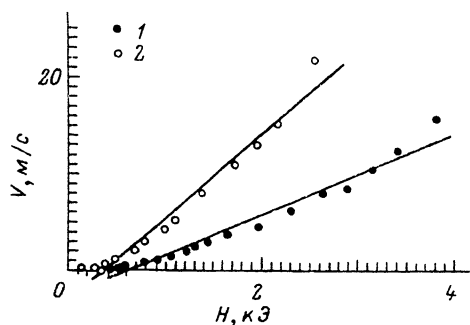
яснилось, что они представляют собой субмикронные цилиндрические и эллиптические домены. Эти субмикронные образования внутри расширяемого домена существуют в узком интервале полей и достаточно быстро исчезают по мере увеличения амплитуды магнитного поля. Сильная изрезанность внешней границы домена также быстро уменьшается по мере увеличения амплитуды импульсного магнитного поля (рис. 7). Мелкие изгибы на ДГ остаются вплоть до сильных магнитных полей. Если сравнивать с пленкой $Tb_{18}(Fe_{85}Co_{15})_{82}$, то в $Tb_{28}(Fe_{85}Co_{15})_{72}$ интенсивное зародышеобразование начинается в более сильных магнитных полях, а интервал полей уверенной регистрации движения ДГ составляет ~ 2 кЭ. Значительная нерегулярность движения ДГ в пленке $Tb_{28}(Fe_{85}Co_{15})_{72}$ наблюдается только при самых слабых импульсных полях и обусловлена в основном сильной изрезанностью ДГ, которая не повторяется от импульса к импульсу. Если учесть, что при малых полях амплитуда изрезанности ДГ сопоставима с диаметром расширяемого домена, то в этом случае могут возникать значительные погрешности в определении скорости ДГ.

При уменьшении общей намагниченности в пленках с преобладанием момента редкоземельной подрешетки наблюдаются те же закономерности, что и в случае пленок, у которых преобладает намагниченность переходного металла. Так, движение ДГ в пленке $Tb_{26}(Fe_{85}Co_{15})_{74}$ в слабых полях становится более стационарным, изрезанность внешней границы ДГ существенно уменьшается (рис. 8). Иногда вблизи внешней границы внутри расширяемого домена остаются слабоконтрастные цилиндрические домены, которые исчезают при воздействии следующего импульса магнитного поля той же амплитуды. Так же как и в пленке $Tb_{20}(Fe_{85}Co_{15})_{80}$, при увеличении импульсного магнитного поля в $Tb_{26}(Fe_{85}Co_{15})_{74}$ наблюдается заметное уменьшение амплитуды изгибов на ДГ, которые практически полностью исчезают в самых сильных полях, достигаемых в эксперименте.

Интервал магнитных полей, в котором возможна регистрация движения ДГ в $Tb_{26}(Fe_{85}Co_{15})_{74}$, самый широкий из всех исследованных пленок и составляет > 4 кЭ, так как интенсивного зародышеобразования в этой пленке в полях, достигаемых в эксперименте, не происходит.

Зависимости скорости ДГ от амплитуды импульсного поля для пленок, у которых преобладают магнитные моменты редкоземельного металла, представлены на рис. 9. Видно, что подвижность ДГ падает по мере уменьшения суммарной намагниченности пленок, так же как и в случае пленок с преобладанием

Рис. 9. Зависимости скорости ДГ от амплитуды импульсного магнитного поля в пленках Tb₂₆(Fe₈₅Co₁₅)₇₄ (1) и Tb₂₈(Fe₈₅Co₁₅)₇₂ (2).
 μ , см/(с·Э): 1—0.41, 2—0.85.



3. Обсуждение результатов

Как было показано ранее, существует ряд составов пленок TbFeCo вблизи Tb₁₉(Fe₈₅Co₁₅)₈₁, у которых перемагничивание происходит за счет вращения магнитного момента, а не за счет движения ДГ. Во всех остальных исследованных пленках в слабых магнитных полях происходит движение ДГ, и только в сильных полях начинаются интенсивные процессы зародышеобразования. Следовательно, в пленках вблизи состава Tb₁₉(Fe₈₅Co₁₅)₈₁ поле зародышеобразования $H_n \sim H_k = 2K/M_s$ становится меньше, чем поле коэрцитивности ДГ H_c . Если предположить, что коэрцитивная сила ДГ определяется ее взаимодействием с пиннингowymi центрами, то H_c должно быть пропорционально энергии стенки $\sigma = 4(AK)^{1/2}$, где A — обменная жесткость, K — константа анизотропии. В работах по исследованию магнитных свойств пленок РЗМ—ПМ было показано [10], что с увеличением концентрации Tb константа анизотропии аморфных пленок монотонно возрастает. Более сложную зависимость показывает обменная константа A . При малых концентрациях Tb аморфное железо находится в сперомагнитном состоянии, при увеличении концентрации РЗМ-компонента (вблизи составов с содержанием Tb ~ 17 ÷ 20 ат. %) происходит достаточно резкий переход в ферромагнитное состояние. Следовательно, именно в этой области концентраций Tb возможно значительное увеличение константы A . Таким образом, быстрое увеличение константы A может создать такую ситуацию, когда поле коэрцитивности стенки станет больше, чем H_n . Дальнейшее увеличение содержания Tb может привести снова к тому, что $H_n > H_c$, так как значение A в этой области концентраций насыщается, а H_k растет быстрее, чем H_c , в связи с тем что $H_k \sim K$, а $H_c \sim K^{1/2}$. Эти два перехода от движения ДГ к зародышеобразованию и обратно наблюдаются экспериментально в пленках Tb_x(Fe₈₅Co₁₅)_{100-x} при увеличении содержания Tb от 18 до 20 ат. %.

В металлических ферромагнетиках большое влияние на динамику ДГ могут оказывать диссипативные процессы, связанные с токами Фуко [11]. У аморфных пленок типа TbFe значения удельного сопротивления ρ составляют ~ 200 $\mu\Omega \cdot \text{см}$ [12]. Если учесть это значение удельного сопротивления, то подвижность ДГ, определяемая потерями при возбуждении токов Фуко, должна составлять ~ 200 ÷ 1000 см/(с·Э) [11]. Мы видим, что эти значения существенно превышают экспериментально наблюдаемые. Следовательно, в аморфных пленках TbFeCo существуют значительно более сильные механизмы торможения ДГ, чем диссипация энергии, связанная с токами Фуко. Среди возможных механизмов диссипации необходимо отметить одноионную диссипацию сильноасимметричных редкоземельных атомов [5], а также возможность возбуждения изгибных колебаний на движущейся ДГ при взаимодействии ее с пиннингowymi центрами в аморфной пленке [13].

Зависимость подвижности ДГ от суммарной намагниченности пленки, а также асимметрию значений подвижности ДГ для составов слева и справа от состава компенсации можно попытаться объяснить в рамках одномерной теории Ландау—Лифшица. Выражение для подвижности ДГ μ в рамках этой теории имеет следующий вид [5]:

$$\mu = (\gamma/\alpha)(A/K)^{1/2}, \quad (1)$$

где α — параметр затухания Гильберта, γ — гиромагнитное отношение.

Для двухподрешеточной системы TbFeCo с учетом того, что $\alpha_{\text{Tb}} \gg \alpha_{\text{FeCo}}$, $\gamma_{\text{Tb}} \sim \gamma_{\text{FeCo}}$, $M_{\text{Tb}} \sim M_{\text{FeCo}}$, получаем следующее выражение для μ :

$$\mu = [(\gamma_{\text{Tb}} \Sigma M_j) / (\alpha_{\text{Tb}} M_{\text{Tb}})] (A/K)^{1/2}. \quad (2)$$

Эта формула показывает, что μ действительно уменьшается по мере уменьшения суммарной намагниченности пленки ΣM_j . Кроме того, в знаменателе выражения (2) стоят два члена M_{Tb} и $K^{1/2}$, которые увеличиваются по мере роста концентрации Tb в пленке. Следовательно, при одной и той же суммарной намагниченности ΣM_j значение подвижности будет меньше у пленок с преобладанием магнитного момента редкоземельной подсистемы.

Как отмечалось ранее, в высокополевой части зависимости $V(H)$ не было обнаружено изменения подвижности ДГ, связанного с достижением критической скорости. Оценим теоретические значения предельной скорости ДГ в бесконечной среде с магнитными характеристиками аморфных пленок Tb₂₀(Fe₈₅Co₁₅)₈₀ и Tb₂₆(Fe₈₅Co₁₅)₇₄. Выражение для предельной скорости Уокера [5] имеет следующий вид:

$$V_w = 2\pi\gamma M(A/K)^{1/2}. \quad (3)$$

Если учесть, что намагниченности M пленок Tb₂₀(Fe₈₅Co₁₅)₈₀ и Tb₂₆(Fe₈₅Co₁₅)₇₄ примерно равны 100 G, а значения γ равны соответственно $\sim (1.1 \text{ и } 0.44) \cdot 10^7 \times (1/\text{с} \cdot \text{Э})$, получаем величины критических скоростей 35 и 15 м/с. В тонких магнитных пленках значение критической скорости может смещаться в ту или иную сторону в зависимости от толщины пленки [14]. В нашем случае толщина пленки составляет 100 нм и критическая скорость ДГ, соответствующая зарождению горизонтальной блоховской линии, примерно в два раза превосходит скорость Уокера. Сравнивая теоретические значения критической скорости со скоростями, достигнутыми в эксперименте (рис. 6, 9), видим, что ни в том, ни в другом случае экспериментальные зависимости не пересекли критической скорости Уокера. Отсутствие скорости насыщения на экспериментальных зависимостях $V(H)$ может быть объяснено также большим значением параметра затухания α . Оценки в соответствии с формулой (1) показывают, что для Tb₂₀(Fe₈₅Co₁₅)₈₀ характерно значение $\alpha \sim 7$. В этом случае, согласно теории [5], участок с отрицательной дифференциальной подвижностью на зависимости $V(H)$ исчезает и в эксперименте не должно наблюдаться изменения подвижности в высокополевой области.

В настоящей работе проведено исследование динамики ДГ в аморфных пленках Tb_x(Fe₈₅Co₁₅)_{100-x} в широком диапазоне составов ($18 \leq x \leq 28$) с перпендикулярной магнитной анизотропией. Показано, что характер движения ДГ существенно зависит от суммарной намагниченности, амплитуды импульсного магнитного поля, а также от того, слева или справа от состава компенсации располагается состав данной пленки (состав компенсации Tb₂₃(Fe₈₅Co₁₅)₇₇). Определены

подвижности ДГ в аморфных пленках TbFeCo разных составов. Показано, что подвижность ДГ зависит от суммарной намагниченности пленки (состава пленки) и является несимметричной функцией относительно состава компенсации. Предельная скорость движения ДГ ни в одной из исследованных пленок в продвигающем магнитном поле амплитудой до 4 кЭ не зарегистрирована.

Список литературы

- [1] Rio F., Bernstein P., Labrune M. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. N 5. P. 2266—2268.
- [2] Lin C.-J. // Jap. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. Suppl. 28—3. P. 23—26.
- [3] Shieh H. P.-D., Kryder M. H. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 8. P. 473—474.
- [4] Kryder M. H., Schultz M. D. // Jap. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. Suppl. 28—3. P. 3—9.
- [5] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
- [6] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. // Успехи физических наук. 1985. Т. 146. С. 417—458.
- [7] Weng R. S., Kryder M. H. // IEEE Trans. Magn. 1988. V. 24. N 6. P. 2781—2183.
- [8] Calkins J. R., Ruane M. F., Mansuripur M. // IEEE Trans. Magn. 1988. V. 24. N 6. P. 2314—2316.
- [9] Shieh H. P.-D., Kryder M. H. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 3. P. 1108—1122.
- [10] Hansen P., Clausen C., Much G., Rosenkranz M., Witter K. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 2. P. 756—767.
- [11] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987.
- [12] Van Dover R. B., Menghisteab S. // Physica B. 1987. V. 145. P. 148—152.
- [13] Thiele A. A., Asselin P. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 6. P. 2584—2586.
- [14] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983.

Институт энергетических проблем
химической физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
17 февраля 1992 г.