

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Я. М. ПОГОСЯН, С. А. АРУТЮНЯН, К. Л. ОВАНЕСЯН

О ВЫСОКОЧАСТОТНОМ СПОЛЗАНИИ В
 ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Явление червеобразного движения доменных границ впервые описано в [1] при исследовании тонких ферромагнитных пленок толщиной более 900 \AA под действием импульсных наносекундных полей, приложенных в направлении оси трудного намагничивания (ОТН). Доменные границы при этом находятся в непрерывном движении, и, в отличие от сползания доменных границ, где направление приложенного поля по оси легкого намагничивания (ОЛН) предопределяет направление движения доменных границ, здесь граница как бы колеблется (в довольно широком диапазоне, вплоть до нескольких миллиметров) вокруг некоторого равновесного положения. Причину существования червеобразного движения в пленках толщиной более 900 \AA авторы работы [1] находили в гиромагнитном поведении спинов блоховской границы. Вслед за этой работой появилось несколько работ [2-6], где по сути подтверждаются идеи, приведенные в [1].

В настоящей статье приводится другой возможный механизм червеобразного движения доменных границ в тонких ферромагнитных пленках с границей с поперечными связями.

Исследования проводились на пленках состава $80-20 \text{ Ni-Fe}$ и 80 Ni-C толщиной $800-3000 \text{ \AA}$, измеренной методом многолучевой интерферометрии. Процесс червеобразного движения наблюдался методом магнитооптического эффекта Керра при полной компенсации поля Земли в направлении ОЛН. Импульсные поля создавались катушками Гельмгольца, питающимися импульсным генератором Г5-3Б с длительностью переднего фронта импульса до 50 наносек .

Экспериментальные данные и обсуждение результатов. Известно, что основными параметрами, приводящими к червеобразному движению доменных границ, являются как продолжительность переднего и заднего фронтов импульса [1], так и коэрцитивная сила смещения доменных границ [6].

На рис. 1 приводятся области существования червеобразного движения доменных границ (заштрихованные области) в координатах $H_{\text{имп}}$ (импульсное поле по ОЛН) и $H_{\text{ст}}$ (постоянное поле по ОТН для пленки толщиной 1280 \AA и продолжительностью переднего фронта импульса 50 наносек). Зависимость величины шага червеобразного движения за один импульс (δ), соответствующая режиму АА (рис. 1), приводит-

ся на рис. 2. Аналогичность кривых, приведенных на рис. 2, и кривых, приведенных на рис. 6 нашей работы [7] и полученных в режиме сползания, не вызывает сомнения, что подтверждает единство природы сползания и чернеобразного движения доменных границ в тонких пленках.

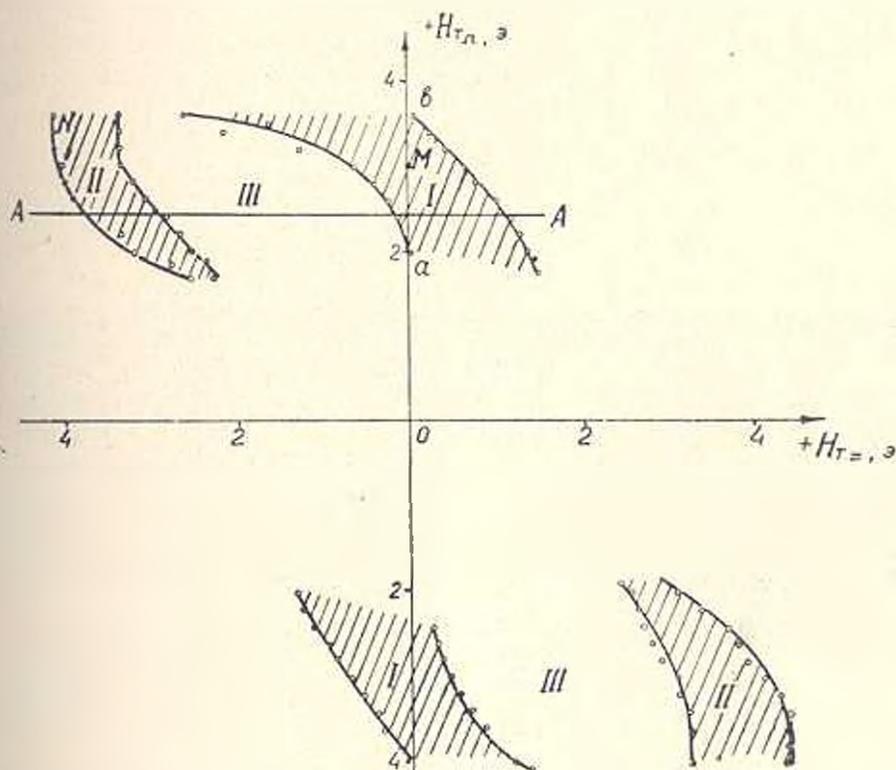


Рис. 1. Значения полей (заштрихованные области), при которых осуществляется чернеобразное движение для пленки с $H_c = 1,8$ Э, $H_k = 5,3$ Э

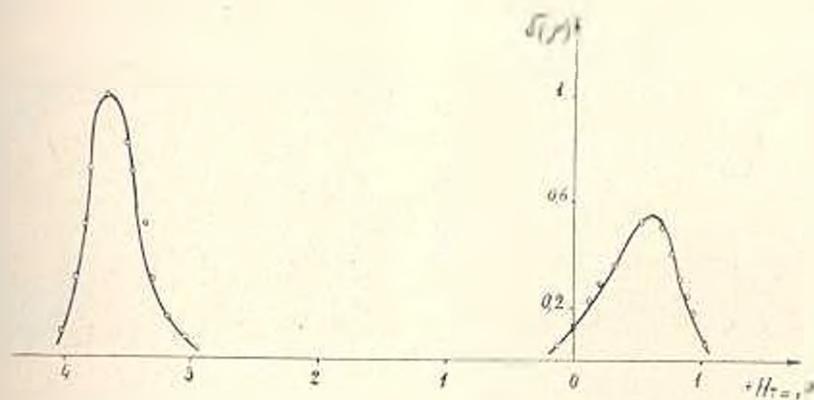


Рис. 2. Зависимость величины шага смещения (Δ) за один импульс от соответствующего режима АА рис. 1

ках, независимо от нас отмеченное в работе [8]. Из рис. 1 видно, что червеобразное движение существует в определенной области величин полей $H_{\text{нп}}$ и $H_{\text{тп}}$.

Магнитооптические исследования показали также, что червеобразное движение имеет место, когда направление действующего импульсного поля находится в секторе углов, соответствующем $2\alpha_{\text{нп}}$. При этом, если $\alpha = 0^\circ$ (α — угол между ОТИ и направлением приложенного поля), червеобразное движение осуществляется таким образом, чтобы сохранить размагниченное состояние пленки, то есть хотя и границы и пленка находятся в движении, но в каждый момент этого процесса доменная структура напоминает размагниченное состояние пленки по ОТИ. Это хорошо видно из рис. 3, где сумма площадей, имеющих одно

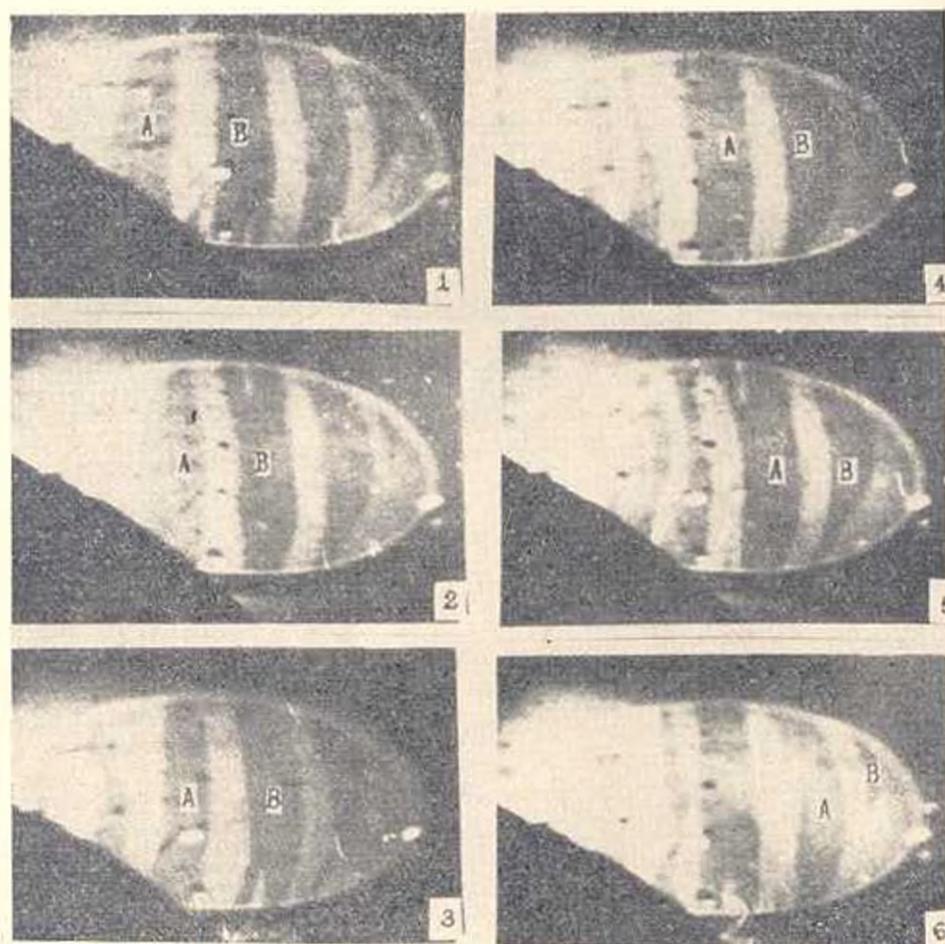


Рис. 3. Изменение доменной структуры в процессе червеобразного движения границы (векторы намагниченности в доменах А и В параллельны)

направление намагниченности, в процессе червеобразного движения остается почти постоянной. Если теперь повернем пленку на угол $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$, то хотя и движение границ не прекращается, но соотношение площадей антипараллельных доменов изменяется так, что разность площадей антипараллельных доменов находится в соответствии с Кроу-теровской дисперсией. Наконец, при $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$ пленка становится одно-доменной, и, естественно, исчезают доменные границы, а следовательно, и их движение.

Если принять, что червеобразное движение доменных границ является разновидностью явления сползания, то объяснение этого движения гиромангнитным поведением спинов в границе, по нашему мнению, является неудовлетворительным, ибо сползание доменных границ наблюдается и в статическом режиме. Причиной такого объяснения, по-видимому, является отсутствие единого мнения о механизме сползания доменных границ типа Блоха. Существующие модели низкочастотного сползания доменных границ типа Блоха [9—11] страдают многими недостатками и не могут быть приняты в основу для объяснения процесса высокочастотного сползания. С другой стороны, червеобразное движение имеет место в пленках толщиной 900 Å и более, где существуют границы с поперечными связями (в [12] показано, что этот тип границы может существовать и в пленках толщиной 2000 Å), и, поэтому, объяснение червеобразного движения доменных границ в свете предложенной нами модели сползания доменных границ с поперечными связями, основанной на данных электронномикроскопических исследований, по нашему мнению, более уместно.

Из приведенной на рис. 3 серии магнитооптических снимков нетрудно видеть, что роль размагничивающих полей здесь весьма существенна, ибо они вынуждают границу колебаться таким образом, чтобы в каждый момент времени состояние доменной структуры соответствовало бы минимуму размагничивающих полей. Поэтому возможно, что если какая-либо граница в силу каких-либо обстоятельств начнет смещаться, то это движение, естественно, может привести к росту одного из антипараллельных доменов, что безусловно приведет к возникновению размагничивающих полей, действующих по ОМН, и тем самым обеспечить движение этой же или другой границы таким образом, чтобы восстановить соотношение двух антипараллельных доменов. Естественно, при прочих равных условиях величина размагничивающих полей прямо пропорциональна толщине пленки и в толстых пленках она соответственно больше.

Эффект усиления процесса сползания при крутых импульсных полях, действующих по ОМН, в свете предложенной нами в работах [13—15] модели, по-видимому, обусловлен тем, что круговая линия Блоха не успевает перейти в свое равновесное положение из-за малого времени нарастания импульса. В работе [16] показано, что действие поля

по ОТН приводит к смещению круговой линии Блоха с удлинением выгона намагниченного к внешнему полю неселевского сегмента границы. Присутствие постоянно действующего поля по ОЛН приводит к прогибу границы с углом при вершине с круговой линией Блоха, и в этом случае наблюдается рост коэрцитивной силы смещения круговой линии Блоха при приложении поля по ОТН, то есть положение круговой линии Блоха при наличии неходного поля по ОЛН не будет соответствовать равновесному состоянию. Это обстоятельство безусловно может привести к возникновению дивергенции магнитного потока вблизи грани. Последняя снимается срывом границы на крестообразных линиях Блоха [14], и сползание границы завершается переходом круговой линии Блоха в свое равновесное состояние. В случае высокочастотного сползания рост коэрцитивной силы смещения круговой линии Блоха только при импульсных полях по ОТН диктуется самим характером ее движения. Если $\tau_{\text{пер}} = 5-10$ *нсек* ($\tau_{\text{пер}}$ — продолжительность переднего фронта импульса) достаточно для поворота векторов намагниченности в соседних доменах, то это время далеко недостаточно для переноса круговой линии Блоха в равновесное состояние, ибо этот процесс осуществляется смещением самой круговой линии Блоха, имеющей диаметр меньше, чем ширина границы [17]. Имитация условий сползания в данном случае, выражающаяся в искусственном росте коэрцитивной силы смещения круговой линии Блоха, вполне логична: эффективность червеобразного движения тем сильнее, чем меньше $\tau_{\text{пер}}$.

Наличие импульсных полей с крутыми наносекундными фронтами является необходимым условием для создания высокочастотного сползания. Вторым обязательным условием для поддержания процесса движения доменных границ является наличие постоянно действующего поля по ОЛН с амплитудой по крайней мере равной 0,01 Э, способной вызвать процесс сползания. В состоянии насыщения пленки по ОЛН величина магнитоэлектрических полей рассеяния, действующих по ОЛН, составляет $H' = 4H_0D$, где t и D — толщина и диаметр пленки соответственно. При $t = 2000 \text{ \AA}$ и $D = 1 \text{ см}$ $H' \approx 0,2 \text{ Э}$, что является достаточным для приведения пленки в размагниченное состояние путем сползания доменных границ, при котором H' становится равным нулю.

Для поддержания непрерывного движения границ наряду с H' необходимо существование и другого поля, конкурирующего с H' . Как было показано нами в [19], такими полями являются поля, связанные с дисперсией анизотропии как по направлению, так и по амплитуде.

На справедливость принятой модели сползания для объяснения червеобразного движения доменных границ указывает также следующий эксперимент.

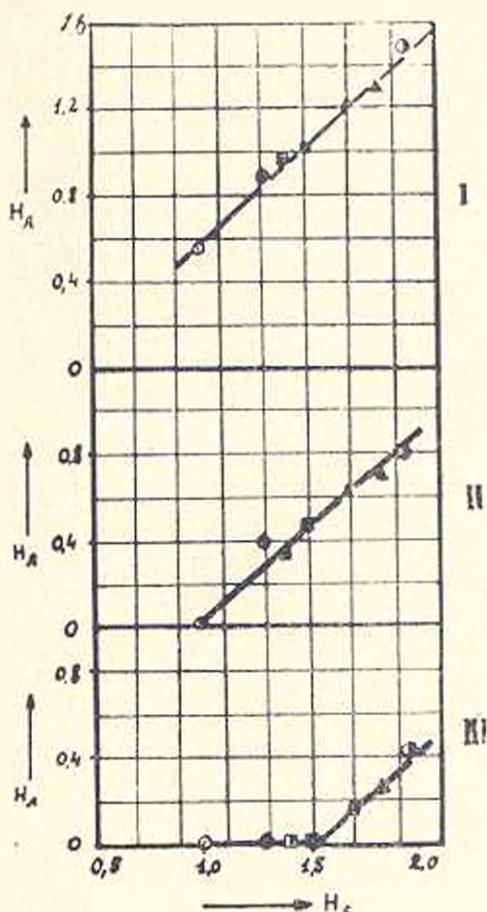
Были исследованы пленки с различными магнитными параметрами (табл. 1), в режиме высокочастотного сползания и строились критические кривые сползания ($\delta = 0,07 \text{ мкм} = \text{const}$) в зависимости от по-

лей H_1 и H_2 . На рис. 4 приводятся критические кривые сползания в координатах $H_A - H_c$, где в качестве параметра взято H_c , значение которого выбиралось кратным статическому полю аннигиляции данной пленки. Величина поля аннигиляции определялась для каждой пленки по кривым зависимости величины шага смещения (δ) за один импульс

Таблица 1

№№	Обозначение образцов	Толщина, μ	H_c , Э	$H_{к1}$, Э	$H_{к2}$, Э
1	○	2000	1,00	4,7	1,90
2	●	2000	1,30	11,7	2,60
3	□	2000	1,40	4,2	1,00
4	◻	2000	1,50	6,5	1,17
5	△	1200	1,70	8,1	2,30
6	▲	2000	1,85	3,9	1,00
7	◐	1200	1,95	10,1	1,17

Рис. 4. График зависимости поля H_A , соответствующего сползанию доменных границ ($\delta = \text{const}$), от коэрцитивной силы (H_c) пленок. В качестве параметра взято нормированное к полю аннигиляции (при статике) импульсное поле, действующее по ОТН. Точки $H_A = 0$ соответствуют режиму червеобразного движения. I — $H_c = H_{к1}$; II — $H_c = 3H_{к1}$; 2; III — $H_c = 2H_{к2}$



от постоянного поля H_{c1} в режиме низкочастотного сползания, расстояние между максимумами которых, как отмечалось нами ранее [7], характеризует величину $2H_A$ (см. рис. 2). Из кривой I, полученной при $H_{c1} = H_{к1}$, видно, что для возникновения сползания доменных границ с $\delta = 0,07$ мкм в пленке с $H_c = 1$ Э надо по ОТН приложить поле, равное $0,56$ Э, а в случае пленки с $H_c = 1,3$ Э поле по ОТН должно быть $\approx 0,56 + (1,3 - 1) = 0,9$ Э. То есть поле H_A , необходимое для создания процесса сползания доменных границ с $\delta = 0,07$ мкм, в пленках с различной коэрцитивной силой при соответствующих значениях H_c возрастает с увеличением коэрцитивной силы пленки, причем зависимость $H_A = f(H_c)$ носит линейный характер. При сравнении кривых I, II, III, полученных при приложении различного по величине поля $H_{c1}/H_{к1}$, видно, что для возникновения процесса сползания доменных границ в одной и той же пленке

при больших значениях $H_{\text{св}}/H_0$ требуется уже меньшее поле по О.П., например, для пленки 4 (см. табл. 1) с $H_c = 1,5$ Э:

$$\text{при } H_{\text{св}} = 1,17 \text{ Э} \quad H_0 = 1,02 \text{ Э};$$

$$\text{при } H_{\text{св}} = 1,87 \text{ Э} \quad H_0 = 0,48 \text{ Э};$$

$$\text{при } H_{\text{св}} = 2,34 \text{ Э} \quad H_0 = 0;$$

для пленки 5 с $H_c = 1,7$ Э:

$$\text{при } H_{\text{св}} = 2,3 \text{ Э} \quad H_0 = 1,23 \text{ Э};$$

$$\text{при } H_{\text{св}} = 3,7 \text{ Э} \quad H_0 = 0,63 \text{ Э};$$

$$\text{при } H_{\text{св}} = 4,6 \text{ Э} \quad H_0 = 0,15 \text{ Э}.$$

Таким образом, как и следовало ожидать, рост поля по О.П. приводит к возрастанию эффективности процесса сползания. Как видно из кривых II (пленка 1) и III (пленки 1, 2, 3, 4), при определенных значениях поля $H_{\text{св}}/H_0$ величина магнитостатических полей рассеяния, по-видимому, становится приблизительно равной коэрцитивной силе, и для поддержания сползания границы не требуется внешнего постоянного поля по О.П., что и является режимом чересобразного движения.

ԵրԳՄ

Поступило 21.IX.1972.

Յու. Թ. ՊՈԳՈՅԱՆ, Ս. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅԱՆՅԱՆ, Գ. Ն. ՀՈՎՀԱՆՆԻՅԱՆ:

ԲԱՐՉՐԱԷԱՆԱԽԱՅԻՆ ՍՈՎԵՐ ՀԵՌՈՍՈՒԿԻՆՈՒՄԱՆ ՔԱՂԱՆԻՆԵՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Հոգվածում նատարափած է դոմենային պատերի որդանման շարժումը (ատրիմինգ) թաղանթի դժվար մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ տրվող նանոփայրկյանային դաշտում:

Յույց է արվում, որ երբ իմպուլսի ձևիատի տեղդոթյունը 50 նվրկ է, դժվար մագնիսացման առանցքով տրվող հաստատուն դաշտի ազդեցությունն աքիպիսին է, ինչպիսին ունի նա դոմենային պատերի գաժրա հաճախային սողրի վրա: Կա նշանակում է, որ բարակ թաղանթներում դոմենային պատերի սողրը և որդանման շարժումը ունեն նույն բնույթը: Բերվում է դոմենային պատերի որդանման շարժման նատարափոր մեխանիզմը՝ հիմը բնդունելով դոմենային պատերի սողրի վերաբերյալ հեղինակների կողմից նախկինում առաջարկած մոդելը, հաշվի առած այն, որ որպես նշտմագնիսացման առանցքով դորժող հաստատուն դաշտեր են ձառայում ինչպես թաղանթի ապամագնիսացնող դաշտերը, այնպես էլ թաղանթի անիզոտրոպիայի դիսպերսիայի առկայությունը:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stuin K. U., Feldtkeller E. J.* Appl. Phys., 1967, **38**, 1401.
2. *Kusuda T., Konishi S., Sakurai Y.* IEEE Trans. Mag., 1967, **3**, 286.
3. *Bourne H. C., Kusuda T., Lin C. H.* IEEE Trans. Mag., 1968, **4**, 440.
4. *Bourne H. C., Kusuda T., Lin C. H.* J. Appl. Phys., 1969, **40**, 1220.
5. *Bourne H. C., Kusuda T., Lin C. H.* IEEE Trans. Mag., 1969, **5**, 247.
6. *Kusuda T. T., Bourne H. C., Bartran D. S.* IEEE Trans. Mag., 1971, **7**, 165.
7. *Погосян Я. М., Арутюнян С. А.* ФММ, **34**, 1164, 1972.
8. *Хистенко А. П., Шишков А. Г.* и др. ФММ, **34**, 1179, 1972.
9. *Olson A. L., Torok E. J.* J. Appl. Phys., 1966, **37**, 1297.
10. *Виноградов О. А., Ильичева Е. Н.* и др. Физика магнитных пленок Иркутск, 1968, стр. 219.
11. *Kayser W., Pohn A. V., Samuels P. L.* IEEE Trans. Mag., 1969, **5**, 236.
12. *Torok E. J., Oredson H. N., Simon W. I.* J. Appl. Phys., 1970, **41**, 1338.
13. *Погосян Я. М.* ФММ, 1972, **33**, 1207.
14. *Погосян Я. М., Гэрян Э. М., Арутюнян С. А.* ФММ, 1972, **34**, 1004.
15. *Погосян Я. М.* ДАН СССР, 1972, т. **203**, 1290.
16. *Погосян Я. М., Шишков А. Г., Талескин Р. В.* ФММ, 1970, **30**, 880.
17. *Feldtkeller E., Thomas H.* Phys. condens. Mater., 1965, **4**, 8.
18. *Костяков В. А., Саланский Н. М.* ФММ, 1971, **31**, 745.
19. *Погосян Я. М., Арутюнян С. А.* ФММ, 1973, **36**, 270.

