

структур. При увеличении D_e , по мере вытеснения области протекания лавинного тока от периферии в глубь МДП-структуры, начинают возникать генерационно-активные дефекты и под центральной частью затвора. В результате отношения скоростей поверхностной генерации для структур II и I типов S_g^{II}/S_g^I постепенно уменьшается, и при $D_e \approx 10^{17}$ электрон·см⁻² $S_g^{II}/S_g^I \approx 4$ (см. рис. 3, 4).

Таким образом, при рассмотрении лавинного процесса в МДП-структурах, а также при разработке лавинных фотоприемников необходимо учитывать, что использование материала с концентрацией акцепторной примеси менее или порядка 10^{16} см⁻³ неизбежно сопряжено с осложнениями, связанными с неравномерным распределением лавинного тока по площади МДП-структуры.

В заключение авторы благодарят В. Ф. Киселева за постоянный интерес к работе и Н. А. Колобова за предоставление образцов для исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Goetzberger A., Nicollian E. N. // J. Appl. Phys. 1967. 38, N 12. P. 4582—4586. [2] Кравченко А. Б., Плотников А. Ф., Шубин В. Э. // Квант. электроника. 1978. 5, № 9. С. 1918—1923. [3] Dekeersmaeker R. F., DiMaria D. J. // J. Appl. Phys. 1980. 51, N 2. P. 1085—1101. [4] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. Т. 1. С. 456. [5] Zerbst M. Z. // Angew. Phys. 1966. 22, N 1. P. 30—33. [6] Козлов С. Н., Невзоров А. Н., Потапов А. Ю. Препринт физ. фак. МГУ № 19/1986. М., 1986. [7] Lai S. K., Young D. R. // Insulating films on semiconductors. Springer, N. Y., 1981. P. 118—121. [8] Schröder D. K., Guldberg J. // Solid State Electron. 1971. 14, N 12. P. 1285—1297.

Поступила в редакцию
06.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

УДК 539.216:537.622.6

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЗАКРЕПЛЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

А. Г. Шишков, Е. Н. Ильичева, Н. Б. Широкова, В. И. Козлов, Ю. Н. Федюнин,
Г. А. Бажакин

(кафедра общей физики для физического факультета)

Вблизи температуры компенсации намагниченности обнаружено изменение «периода» и «амплитуды» магнитного потенциального рельефа движения доменных стенок, обусловленное изменением магнитостатического взаимодействия доменов с температурой.

Изучение температурной зависимости магнитных характеристик эпитаксиальных феррит-гранатовых пленок (ЭФГП) позволяет обнаружить их взаимную связь, влияние друг на друга, способствует углублению понимания процессов намагничивания. С другой стороны, при практическом применении ЭФГП в запоминающих устройствах на подвижных цилиндрических магнитных доменах необходимо иметь высокую термостабильность статических и динамических характеристик, обеспечивающих работоспособность запоминающих устройств в широком диапазоне температуры.

В настоящей работе главное внимание уделялось изучению температурной зависимости коэрцитивной силы ЭФГП, выявлению характера

закрепления доменных границ на различных неоднородностях, плотность и сила которых изменяются по мере изменения температуры T .

Исследовались ЭФГП двух типов с различным поведением спонтанной намагниченности $M_s(T)$: I тип — пленки состава $(Y, Yb, Gd, Bi)_3(Al, Ga, Fe)_5O_{12}$ толщиной h , равной 30 и 7 мкм, имеющие компенсацию магнитных моментов подрешеток при температуре $T_{\text{комп}} = 243$ К и точку Кюри $T_c = 455$ К; II тип — Ca-Ge-содержащие ЭФГП, имеющие термостабильную намагниченность M_s , толщина которых уменьшалась путем химического травления от 4,2 до 2,4 и 0,56 мкм. Из-

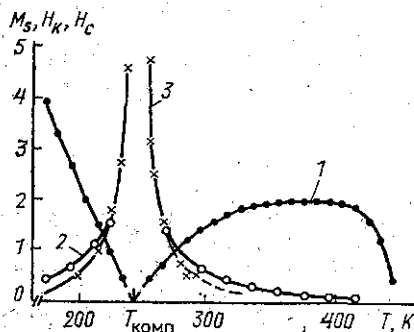


Рис. 1. Температурная зависимость основных магнитных характеристик ЭФГП с точкой компенсации намагниченности $T_{\text{комп}} = 245$ К. M_s (1), H_k (2) и H_c (3) — измеренные значения, нормированные на соответствующие значения при 0°C : $M_{s0} = 5$ Гс, $H_{k0} = 3340$ Э, $H_{c0} = 0,5$ Э. Толщина пленки $h = 30$ мкм

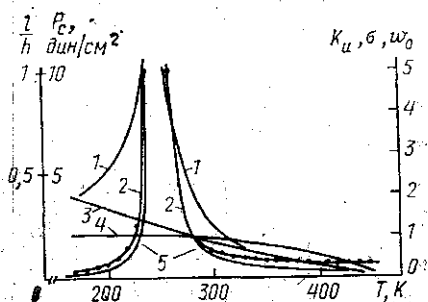


Рис. 2. Температурная зависимость критического давления $p_c = 2 H_c M_s$ (1), приведенной характеристической длины l/h (5) и нормированных на соответствующие значения при 0°C константы одноосной анизотропии K_u (3), плотности энергии доменных границ σ (4), равновесной ширины доменов w_0 (2) для той же пленки, что на рис. 1; $W_0 = 40$ мкм, $K_{u0} = 9650$ эрг/см³, $\sigma_0 = 0,19$ эрг/см²

мерения магнитных характеристик и наблюдения доменной структуры исследуемых пленок проводились в азотном криостате с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Кривые намагничивания ЭФГП измерялись в широком диапазоне напряженности поля $H_z = 10^{-3} \div 600$ Э. Экстраполяция линейного участка кривой намагничивания дает коэрцитивную силу H_c и критическое размагничивающее поле H_{dc} [1]. По ширине W_0 равновесных доменов размагниченной ЭФГП и по полю коллайса цилиндрических магнитных доменов H_0 стандартным методом [2] определялись характеристическая длина $l = \sigma / (4\pi M_s^2)$ и спонтанная намагниченность M_s ($\sigma = 4\sqrt{AK_\perp}$, где A — константа обмена, $K_\perp$ — константа перпендикулярной анизотропии). Эффективный размагничивающий фактор ЭФГП определялся из измеренных значений магнитной восприимчивости $N_{\text{eff}} = (\chi_{d \text{ max}})^{-1}$ [1]. На этих же образцах измерялся ферромагнитный резонанс на частоте 9,24 ГГц и находилась температурная зависимость g -фактора, ширины резонансной кривой $\Delta H(T)$ и поля анизотропии $H_{k\perp}(T) = 2K_\perp / M_s$.

Температурные зависимости магнитных характеристик ЭФГП обоих составов представлены на рис. 1—3. Для пленок I типа вблизи точки компенсации $T_{\text{комп}}$ (см. рис. 1, 2) наблюдаются особенности коэрцитивной силы H_c , поля анизотропии H_k , ширины доменов W_0 и ха-

рактистической длины l , тогда как константы анизотропии $K_{\perp}$ и обмена A здесь изменяются плавно и монотонно*.

В Са-Ge-содержащих ЭФГП вследствие термостабильности намагниченности M_s величины W_0 и l слабо зависят от температуры, однако коэрцитивная сила H_c и поле анизотропии H_k оказались температурно-чувствительными (см. рис. 3). В этих пленках величина H_c слабо зависит от их толщины h .

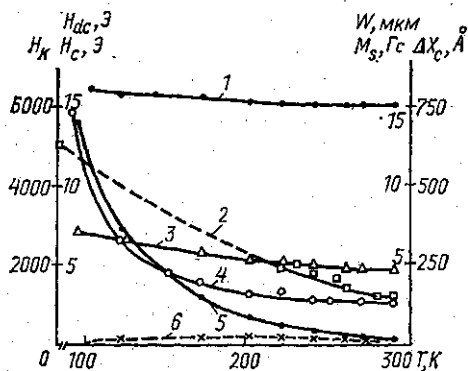


Рис. 3. Температурная зависимость магнитных характеристик Са—Ge-содержащей ЭФГП толщиной 4,2 мкм: M_s (1); H_k (2); W (3); ΔX_c (4); H_c (5) и H_{dc} (6)

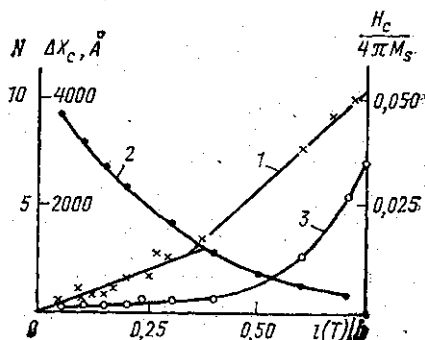


Рис. 4. Зависимость приведенной коэрцитивной силы $H_c(T)/(4\pi M_s(T))$ (1), эффективного размагничивающего фактора N (2) и критического смещения стенки ΔX_c (3) от приведенной характеристической длины $l(T)/h$ для той же пленки, что на рис. 1

В работе [4] предложено эмпирическое соотношение между H_c и основными магнитными параметрами ЭФГП:

$$H_c = aH_k + b(4\pi M_s)l/h, \quad (1)$$

где a и b — коэффициенты порядка $10^{-4} \div 10^{-3}$.

Первый член в (1) описывает сквозное по толщине пленки (объемное) закрепление доменных границ, обусловленное статистически распределенными неоднородностями локальной плотности энергии анизотропии $\Delta K \sim K_u$. Второй член представляет силу поверхностного закрепления границ на неоднородном переходном слое «пленка — подложка» (см. описание модели в [5]). Критическое поле срыва доменной границы в этом случае пропорционально плотности энергии границ σ и обратно пропорционально $M_s h$. Как видно из рис. 1, 3 и 4, качественно подтверждается пропорциональность между H_c и H_k , а также между H_c и $M_s l/h$ при изменении температуры. Соотношение двух вкладов (объемного и поверхностного) в результирующую коэрцитивную силу зависит от величины ah/b , а также от соотношения магнитных параметров $K_{\perp}/\sigma$, изменяющегося с температурой. Слабое изменение H_c с толщиной h пленок обоих составов показывает преобладающий объемный характер закрепления доменных границ, особенно в широкой области низких температур, где сравнительно высока магнитная анизотропия. Существенный вклад поверхностного закрепления границ на переходном

* Максимум H_c вблизи $T_{\text{ком}}$ наблюдался ранее в объемных образцах редкоземельных феррит-гранатов (см. [3]).

слое «пленка—подложка» имеется лишь в очень тонких пленках и при повышенных температурах.

В ЭФГП I типа в области компенсации намагниченности максимум $H_c(T)$ обусловлен не только спадом спонтанной намагниченности ($M_s(T \rightarrow T_{\text{комп}}) \rightarrow 0$), но и изменением магнитного потенциального рельефа движущейся доменной стенки. Действительно, критическое магнитное давление на стенку $P_c(T) = 2M_s H_c$ не остается постоянным, а резко увеличивается с приближением к точке компенсации (см. рис. 2). Здесь же круто увеличивается ширина доменов W_0 и отношение l/h увеличивается примерно в 10 раз. Вследствие этого вблизи $T_{\text{комп}}$ почти в 10 раз уменьшается эффективный размагничивающий фактор системы полосовых доменов N , возрастает максимальная магнитная восприимчивость χ_{max} . В работе [5] показано, что уменьшение N_{eff} (при уменьшении толщины ЭФГП химическим травлением) вызывает резкое увеличение критического смещения доменных границ ΔX_c , выше которого достигается максимальная восприимчивость, и этот рост ΔX_c сопровождается увеличением коэрцитивной силы H_c . Аналогичным образом, при изменении температуры вблизи $T_{\text{комп}}$ вместе с ростом $l(T)/h$ наблюдается подобное увеличение ΔX_c и $H_c/(4\pi M_s)$ (см. рис. 4). Это свидетельствует об увеличении «периода» и «амплитуды» магнитного потенциального рельефа доменной границы $\sigma(X)$. Такое же поведение ΔX_c и H_c с температурой наблюдается в пленках II типа (см. рис. 3), хотя здесь изменение ширины доменов $W(T)$ невелико. Как отмечалось в [6], при малых l/h из-за сильного магнитостатического взаимодействия доменов действующая на границу возвращающая сила (размагничивающее поле H_{dc}) становится соизмеримой и даже равной коэрцитивной силе. При этом резко уменьшается вклад объемного закрепления стенок. Как видно из рис. 4, такая ситуация ($H_c \approx H_{dc}$) имеет место лишь в области высоких температур, где можно говорить о существенной роли поверхностного закрепления стенок. В пленках I типа поверхностное закрепление границ подтверждается линейной зависимостью $H_c/(4\pi M_s)$ от l/h (см. рис. 4).

В работе [7] наблюдаемое с ростом температуры снижение H_c в ЭФГП различного состава объясняется усилением термических флуктуаций намагниченности, освобождающих границы от закрепления на дефектах. На основании формального разложения зависимости $H_c(T)$ по степеням T авторы [7] делают заключение о характере закрепления и освобождения стенки, игнорируя температурные изменения $M_s(T)$, энергии стенок $\sigma(T)$, силы и плотности дефектов. Проведенный нами анализ температурной зависимости коэрцитивной силы и основных магнитных параметров ЭФГП показал, что для объяснения экспериментальных данных нет необходимости привлечения механизма термоактивационного движения доменных границ. По нашему мнению, основной причиной температурной зависимости коэрцитивной силы является изменение с температурой силы объемного закрепления доменных границ на локальных неоднородностях плотности энергии перпендикулярной магнитной анизотропии. Кроме того, в нашей работе показано, что с изменением температуры изменяется магнитостатическая возрастающая сила, действующая на доменную границу, и изменяется потенциальный профиль взаимодействия стенки с неоднородностями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шишков А. Г., Ильичева Е. Н., Федюнин Ю. Н., Бажажин Г. А. // VI Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры». Тезисы докл. Л., 1983. С. 186—188. [2] Эшенфельдер А.

Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М., 1983. С. 38—60. [3] Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1965. С. 201—209. [4] Parker S. G. // Solid State Comm. 1979. 31. P. 403—408. [5] Бажажин Г. А. и др. // ЖТФ. 1985. 55, № 2. С. 396—399. [6] Ильичева Е. Н., Федюнин Ю. Н., Старостин Ю. В., Бажажин Г. А. // XVI Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений. Тезисы докл. Тула, 1983. С. 347—348. [7] Pordavi-Horvath M., Vértesy G. // Kozp. fiz. kut. inter. 1984. N 119. P. 22—28.

Поступила в редакцию
11.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

УДК 541.6:513.83

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА РАСПЛАВОВ РАЗВЕТВЛЕННЫХ МАКРОМОЛЕКУЛ

Т. А. Юрсова, А. Н. Семенов

(кафедра физики низких температур)

Использована модель «полимерная цепь в решетке препятствий». Найден эффективный потенциал, отражающий усредненное воздействие окружающих макромолекул на данное ответвление. Определено время релаксации напряжения в расплаве разветвленных цепей.

Динамические свойства расплавов линейных макромолекул теоретически изучались в работах [1—3]. Теория дает удовлетворительное согласие с экспериментом, хотя существует ряд расхождений, которые еще не нашли объяснения [4—5]. В последнее время появляется все больше работ, посвященных динамике цепей с разветвлениями [6—12]. Расплавы разветвленных макромолекул обладают особыми свойствами; в частности, эксперименты свидетельствуют об очень сильной — близкой к экспоненциальной — зависимости вязкости и времени релаксации напряжения в таких расплавах от числа звеньев в макромолекулах [10—12].

При теоретическом исследовании этих зависимостей [6—9] оказался плодотворным подход, разработанный для описания динамики линейных цепей [1—3]. Он основан на представлении о рептациях и примитивном пути, которые вводятся следующим образом.

В расплаве свобода передвижения каждой цепи ограничена из-за множества зацеплений с другими цепями. Можно представить себе, что зацепления образуют некоторую трубку, внутри которой движется данная макромолекула. Полное выполазание цепи из первоначальной трубки и заметное изменение формы самой трубки происходит примерно за одно и то же время, которое называется временем рептации.

В модели рептации трубку считают неподвижной. Такое приближение вполне допустимо: по крайней мере в расплаве цепей одинаковой длины процесс обновления трубки не играет существенной роли [1, 13]. Кроме того, при изучении крупномасштабного движения достаточно следить за перемещением цепи только вдоль примитивного пути, т. е. вдоль оси трубки [2, 4]. (По определению Эдвардса [14], примитивный путь — это кратчайшая линия между концами цепи, которая топологически эквивалентна самой цепи по отношению к зацеплениям; очевидно, примитивный путь между соседними зацеплениями — это отрезок прямой.)