

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДИНАМИКУ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТА $(\text{Bi}, \text{Eu})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}$ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

В. В. Рандошкин, В. Б. Сигачев

Висмут-содержащие монокристаллические пленки феррит-гранатов (Bi -МПФГ) с компенсацией момента импульса (КМИ) являются перспективными материалами для создания быстродействующих магнитооптических устройств [1-3]. Такие МПФГ наряду с большим ($\sim 10^6$ град/м) удельным фарадеевским вращением в видимой области спектра имеют высокую ($\geq 10^3$ м/с) предельную скорость стационарного движения доменных стенок (ДС), которая реализуется за счет повышенного эффективного значения гиромангнитного отношения γ . МПФГ с высоким γ являются также интересным объектом для исследования динамики ДС [4]. Ранее динамика ДС в таких МПФГ исследовалась лишь при комнатной температуре [5-10]. Однако вблизи точки КМИ должны происходить значительные температурные изменения эффективного значения гиромангнитного отношения γ и безразмерного параметра затухания Гильберта α . В связи с этим температурные исследования дают возможность не только определить диапазон температур, в котором реализуются высокие динамические параметры таких пленок, но и проанализировать влияние γ и α на характер зависимости скорости движения ДС v от продвигающего магнитного поля H .

В настоящей работе исследована динамика ДС в МПФГ состава $(\text{Bi}, \text{Eu})_3(\text{Fe}, \text{Ga}, \text{Al})_5\text{O}_{12}$ вблизи точки КМИ в интервале температур от комнатной до температуры Нееля T_N . МПФГ получали методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденных раствор-расплавов $\text{PbO}-\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{V}_2\text{O}_5$ и $\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{Na}_2\text{CO}_3$ на подложках $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ и $\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ [8]. Состояние МПФГ, близкое к КМИ, достигалось таким уровнем замещения ионов Fe^{3+} диамагнитными ионами Al^{3+} и (или) Ga^{3+} , при котором суммарная намагниченность тетраэдрической и октаэдрической подрешеток граната, обусловленная ионами Fe^{3+} , близка к нулю [4].

Основные статические магнитные параметры МПФГ определяли стандартными методами [11]. Толщину МПФГ h измеряли интерференционным методом. Характеристическую длину l находили по измеренным значениям h и периоду равновесной структуры лабиринтных доменов r_0 в отсутствие внешнего поля. Намагниченность насыщения $4\pi M$ рассчитывали по данным поля коллапса ЦМД H_0 и l/h . Поле одноосной анизотропии H_K определяли по напряженности магнитного поля, приложенного в плоскости МПФГ вдоль одного из направлений $\langle 110 \rangle$, при которой исчезает фарадеевский контраст между доменами. Константу обменного взаимодействия A , константу одноосной анизотропии K и параметр ширины ДС Δ рассчитывали по найденным l , $4\pi M$ и H_K . Удельное фарадеевское вращение θ_F измеряли на длине волны 0.63 мкм. В работе приведены результаты для двух образцов, основные статические параметры которых при комнатной температуре $T=293$ К приведены в таблице.

Динамику ДС исследовали методом высокоскоростной фотографии на установке с временным и пространственным разрешением 5 нс и 0.4 мкм соответственно. Измеряли среднюю скорость движения ДС v доменов с обратной

намагниченности (ДОН), зарождающихся на точечных дефектах при импульсном перематнивании МПФГ из насыщенного состояния [10]. Перпендикулярно поверхности пленки прикладывали постоянное магнитное поле смещения $H_{см} > H_0$, а в противоположном направлении — импульсное однородное поле с амплитудой H_n . Измерение v проводили при достаточно больших размерах цилиндрических ДОН (≥ 200 мкм), при которых продвигающее поле можно считать равным $H = H_n - H_{см}$. Усреднение скорости проводили за время не менее 100 нс.

Зависимости основных статических магнитных параметров от температуры T для образца № 1 приведены на рис. 1. Аналогичный вид эти зависимости имеют для образца № 2. Параметр ширины ДС Δ для исследованных МПФГ меняется с T слабо, поэтому его влияние на температурные изменения подвижности ДС μ и предельной скорости стационарного движения ДС незначительно. Следует отметить, что l возрастает при увеличении T , поэтому при использовании данных МПФГ в магнитооптических управляемых транспарантах (МОУТ) нагрев не будет приводить к потере монодоменности ячеек МОУТ, как в [12].

Наиболее характерные зависимости $v(H)$ при нескольких значениях T для образца № 1 приведены на рис. 2 (для образца № 2 при $T = 293$ K за-

Параметр	Образец № 1	Образец № 2
h , мкм	6.0	4.4
ρ_0 , мкм	9.9	15.8
l , мкм	0.50	1.05
H_0 , Э	99.3	46.7
$4\pi M$, Э	176	140
H_K , Э	2240	2690
$A \cdot 10^{-7}$ эрг/см	0.61	0.92
$K \cdot 10^4$ эрг/см ³	1.57	1.41
$\Delta \cdot 10^{-6}$ см	1.96	2.55
$\theta_F \cdot 10^3$ град/см	2.7	8.2
T_N , K	361	397

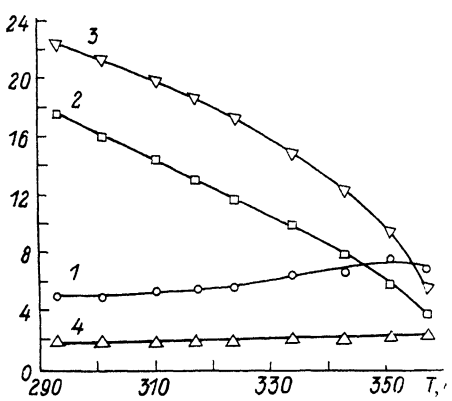


Рис. 1. Зависимости статических магнитных параметров от температуры T для образца № 1. 1 — $l \times 10$ мкм, 2 — $4\pi M \times 0.01$ Гс, 3 — $H_K \times 0.01$ Э, 4 — $\Delta \times 10^6$ см.

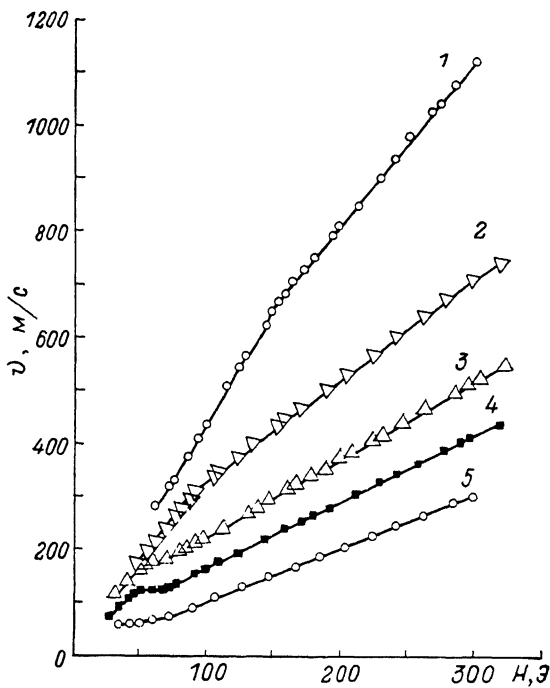


Рис. 2. Характерные зависимости средней скорости движения ДС от продвигающего поля H при различных температурах для образца № 1. T , K: 1 — 293, 2 — 310, 3 — 324, 4 — 334, 5 — 351.

висимость $v(H)$ остается линейной вплоть до $v = 1640$ м/с, при этом $\mu = 3.5$ м/с·Э. Анализ показывает, что в общем случае на кривых $v(H, T = \text{const})$ можно выделить три характерных участка: линейный участок с начальной подвижностью μ , экстраполируемый в начало координат; нелинейный участок слабой зависимости v от H , который начинается в пороговом поле $H_{кр}$ при достижении критической скорости $v_{кр} = \mu H_{кр}$; второй линейный участок с дифферен-

циальная подвижность μ_0 , начинающийся в поле $H \geq H_{кр}$ и отсекающий на оси ординат при экстраполяции к $H=0$ отрезок $v_0 > 0$. Следует отметить, что нелинейный участок наблюдается только при $T > 316$ К и соответственно $v_{кр} \leq 220$ м/с. Зависимости динамических параметров μ , μ_0 , $v_{кр}$ и $H_{кр}$ от температуры, построенные с помощью кривых $v(H, T)$, приведены на рис. 3. Характерной особенностью МПФГ вблизи точки КМИ является сильная зависимость $v_{кр}$ от T , которая в основном обусловлена значительными температурными изменениями γ . Характер зависимости $v_{кр}(T)$ показывает, что для образца № 1 температура в точке КМИ T_0 ($|\gamma(T_0)| \rightarrow \infty$) ниже комнатной температуры. С приближением к T_0 значения подвижностей μ и μ_0 , так же как и $v_{кр}$, возрастают, причем $\mu_0 \rightarrow \mu$. На рис. 3 показана температурная зависимость параметра $\Lambda = M\Delta/\mu$, который соответствует значению приведенного

параметра затухания Ландау—Лифшица при $\alpha \ll 1$ [4]. Постоянство параметра Λ означает, что он не зависит от γ , а изменения начальной подвижности ДС μ происходит только за счет температурных изменений

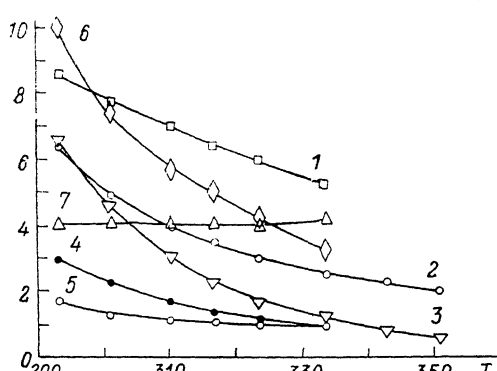


Рис. 3. Зависимости динамических магнитных параметров от температуры T для образца № 1.

1 — $\mu \times 2$ м/с·Э, 2 — $\mu \times 2$ М/с·Э, 3 — $v_{кр} \times 0.01$ м/с, 4 — $H_{кр} \times 20$ Э, 5 — α , 6 — $(\gamma/\gamma_0) \times 10^{-7}$, 7 — $\Lambda \times 10^{-7}$ Э²·с/рад.

произведения $M\Delta$. Количественную оценку α и γ выполняли с помощью зависимостей $v(H)$ на основе предположения о том, что дифференциальная подвижность ДС определяется соотношением

$$\mu_0 = \frac{\gamma \Delta \alpha}{(1 + \alpha^2)} = \frac{\mu \alpha^2}{(1 + \alpha^2)} \quad (1)$$

Следует отметить, что соотношение (1) справедливо не только для движения 180°-ной одномерной ДС в пределе «свободной прецессии», но и для движения скрученной ДС с большим числом блоховских линий (БЛ) [4]. На основе соотношения (1) по экспериментальным значениям μ , μ_0 и Δ находили безразмерный параметр затухания α и эффективное значение гиромагнитного отношения γ . Зависимости $\alpha(T)$ и $\gamma(T)/\gamma_0$ ($\gamma_0 = 1.76 \times 10^7$ Э⁻¹·с⁻¹), полученные таким образом, показаны на рис. 3. Сопоставление характера зависимостей $v(H, T = \text{const})$ с найденными значениями $\alpha(T)$ показывает, что нелинейный участок со слабой зависимостью скорости от поля не наблюдается при $\alpha > 1$.

Найденные значения $\alpha(T)$ и $\gamma(T)$ использовали для расчета теоретических значений предельной скорости стационарного движения ДС и порогового поля в одномерной модели Уокера и в модели БЛ [4]. Установлено, что во всем исследованном интервале температур наблюдается хорошее согласие $v_{кр}$ и $H_{кр}$ с соответствующими уокеровскими значениями [4]

$$v_W = 2\pi M\gamma\Delta, \quad H = 2\pi M\alpha. \quad (2), (3)$$

Зависимость отношений $v_{кр}/v_W$ и $H_{кр}/H_W$ от температуры приведены на рис. 4. Следует отметить, что аналогичный результат (при сделанных выше предположениях о виде выражений для μ_0 и μ) получен для Ви-МПФГ вблизи точки КМИ с другими быстрорелаксирующими редкоземельными ионами (Tm^{3+} , Er^{3+}). На основе полученного результата можно сделать вывод о том, что для исследованной МПФГ в динамической ДС горизонтальные БЛ (ГБЛ), с генерацией которых связывают срыв стационарного движения ДС в тонких пленках с одноосной магнитной анизотропией, отсутствуют вплоть до $v \simeq v_W$.

При этом на втором линейном участке ферендиальная подвижность определяются соотношением (1), а скорость движения ДС изменяется с полем $v = \mu_0 H + v_0$. Так как $v_{кр} \approx v_W$ и $H_{кр} \approx H_{W*}$ то в случае только двух участков на зависимости $v(H)$ скорость v_0 , получаемая экстраполяцией второго линейного участка к $H=0$, близка к значению $v_W/(1+\alpha^2)$. В модели движения одномерной ДС участок с подвижностью μ_0 , соответствующий «свободной прецессии» спинов в динамической ДС, экстраполируется в начало координат. Так как в эксперименте $v_0 \neq 0$, то в полях $H > H_W$ второй линейный участок зависимости $v(H)$, вероятнее всего, соответствует механизму движения ДС с большим числом ГБЛ.

Учет некоторых особенностей МПФГ с повышенным γ позволяет качественно объяснить наблюдаемые в эксперименте зависимости $v(H)$. В работах [13, 14] показано, что МПФГ, синтезированные методом жидкофазной эпитаксии, характеризуются наличием переходных поверхностных слоев, состав которых существенно отличается от объемного. В связи с этим реальные МПФГ с состоянием, близким к КМИ, обладают значительной неоднородностью γ в переходных поверхностных слоях, так как вблизи точки КМИ малые изменения

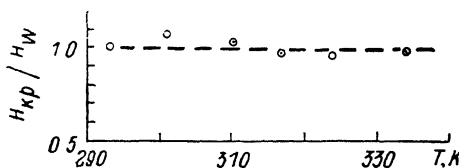
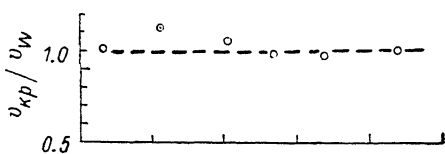


Рис. 4. Зависимости критической скорости $v_{кр}$ и порогового поля $H_{кр}$, нормированных на соответствующие уокеровские значения v_W и H_W , от температуры T для образца № 1.

концентрации магнитных ионов (особенно Fe^{3+}) приводят к существенным изменениям γ . Поскольку зарождение ГБЛ в движущейся ДС происходит у поверхности пленки [4], то повышенное значение γ в тонких поверхностных слоях по сравнению с постоянным значением $\gamma_{об}$ в основном объеме, параметрами которого определяется отклик ДС на внешнее поле, может приводить к повышению предельной скорости стационарного движения вплоть до уокеровского значения $v_W = 2\pi M \Delta \gamma_{об}$.

Нестационарное движение скрученной ДС в МПФГ сопровождается генерацией и перемещением ГБЛ по толщине пленки. При этом возможен механизм накопления ГБЛ в движущейся ДС [4, 15]. Особенностью МПФГ с высоким γ является то, что уже в поле, близком к порогу срыва стационарного движения ДС, могут быть созданы условия для быстрого накопления ГБЛ. Очевидно, что длительность этого процесса пропорциональна времени $\tau_{БЛ}$ продвижения отдельной ГБЛ по толщине пленки между критическими точками, где происходит их зарождение. Для оценки значений $\tau_{БЛ}$ при различных γ использовали формулы, полученные в работе [15], в которых в явном виде учтен параметр диссипации α . Результаты этих расчетов показывают, что в продвигающемся поле, незначительно превышающем порог срыва стационарного движения ДС, с увеличением γ (несмотря на рост α) происходит существенное уменьшение $\tau_{БЛ}$. Например, для исследованной в работе [16] Eu-содержащей МПФГ ($h=5.93$ мкм, $4\mu M=143$ Гс, $A=9.68 \times 10^{-8}$ эрг/см, $K=8.14 \times 10^3$ эрг/см³, $\gamma=1.3 \times 10^7$ Э⁻¹·с⁻¹, $\alpha=0.045$) при $H=H_W$ величина $\tau_{БЛ}$ составляет ≈ 65 нс. Для образца № 1 при $H=H_W$ значения $\tau_{БЛ}$, рассчитанные с использованием представленных на рис. 1, 3 параметров, составляют 2—7 нс. Так как с ростом H значение $\tau_{БЛ}$ уменьшается, то уже вблизи порога срыва стационарного движения ДС для МПФГ с высоким γ через 100—200 нс после начала действия импульса поля (характерное время, через которое начиналось измерение v) в движущейся ДС может накопиться достаточно большое число ГБЛ, а измеряемое значение подвижности ДС будет определяться соотношением (1).

На рис. 5 приведены зависимости скорости движения ДС от температуры

при различных амплитудах продвигающего магнитного поля. С помощью этих зависимостей можно оценить интервал температур, в котором можно реализовать достаточно высокие динамические параметры магнитооптических устройств (например, МОУТ) на основе таких МПФГ при заданной амплитуде управляющего поля. Видно, что при $H=100$ Э (управляющее поле, характерное для МОУТ [1, 2]) значение $v \geq 100$ м/с (которое по крайней мере на порядок выше, чем в известных Bi-МПФГ с ориентацией (111)) может быть обеспечено в интервале температур до 70 К.

Таким образом, для МПФГ (Bi, Eu)₃(Fe Ga, Al)₅O₁₂ вблизи точки КМИ экспериментальные зависимости средней скорости движения ДС v от продвигающего поля H в общем случае состоят из трех характерных участков: участка

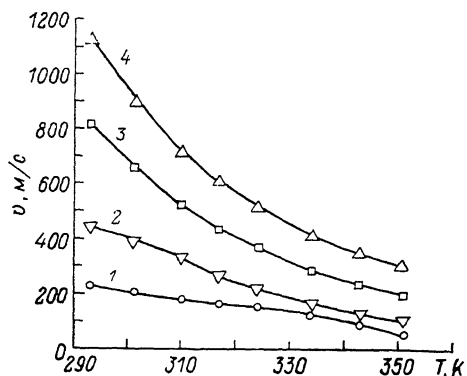


Рис. 5. Зависимости скорости ДС от температуры для образца № 1 при различных H .
 H , Э: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 200, 4 — 300.

линейной подвижности μ ; нелинейного участка, где v слабо меняется с H ; второго линейного участка с дифференциальной подвижностью $\mu_0 < \mu$. Экспериментальные значения предельной скорости стационарного движения ДС $v_{кр}$ и порогового поля $H_{кр}$ хорошо согласуются с соответствующими уокеровскими значениями в предположении, что на втором линейном участке зависимости $v(H)$ реализуется механизм «свободной прецессии», или механизм движения ДС с большим числом динамически закрепленных ГБЛ. Подавление генерации ГБЛ вплоть до уокеровской предельной скорости стационарного движения ДС может быть связано с неоднородностью γ в переходных поверхностных слоях пленки вблизи точки КМИ. Результаты расчетов времени продвижения ГБЛ, выполненные по формулам [15], допускают возможность реализации механизма накопления ГБЛ для пленок с повышенным γ уже при амплитудах продвигающего поля, незначительно превышающих порог срыва стационарного движения ДС.

В заключение авторы благодарят Н. А. Логинова и В. И. Чани за помощь при выращивании МПФГ.

Литература

- [1] Paroli P. Thin Solid Films, 1984, v. 114, N 1/2, p. 187—219.
- [2] Рандошкин В. В., Червоначис А. Я. Радиоэлектроника, 1985, ч. II, с. 78—90.
- [3] Рандошкин В. В., Рыбак В. И., Сигачев В. Б. и др. Микроэлектроника, 1986, т. 15, с. 16—24.
- [4] Малоземов А., Слонышки Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [5] Vella-Coleiro G. P., Blank S. L., Le Craw R. C. Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, N 12, p. 722—724.
- [6] Vella-Coleiro G. P. IEEE Trans. Magn., 1977, v. MAG-13, N 5, p. 1163—1165.
- [7] Ohta N., Ikeda T., Ishida F. J. Phys. Soc. Jap., 1977, v. 43, N 2, p. 705—706.
- [8] Зоря В. И., Зуева И. Ю., Рандошкин В. В. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 7, с. 1381—1383.
- [9] Заболотная Н. В., Осико В. В., Рандошкин В. В. и др. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 13, с. 788—792.
- [10] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, № 1, с. 34—37.
- [11] Рандошкин В. В., Старостин Ю. В. Радиоэлектроника за рубежом, 1982, № 18 (964), с. 1—57.
- [12] Ануфриев А. Н., Бондарь С. А., Кожурихин А. Ю. и др. ЖТФ, 1986, т. 56, № 3, с. 621—623.
- [13] Pardavi-Horvath M. Prog. Crystal Growth Charact., 1982, v. 5, N 3, p. 175—200.
- [14] Грошенко Н. А., Прохоров А. М., Рандошкин В. В. и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 6, с. 1712—1717.
- [15] Hagedorn F. B. J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3129—3140.
- [16] Honda S., Hashimoto S., Kusuda T. J. Appl. Phys., 1979, v. 59, N 3, p. 2206—2208.