

05;09;11

О МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ $(Y, Lu, Pr, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ С ОРИЕНТАЦИЕЙ (210)

© В.В.Рандошкин, Ю.Н.Сажин

Совместная хозрасчетная лаборатория "Магнитооптоэлектроника"
Института общей физики РАН при Мордовском государственном
университете им. Н.П. Огарева,
430000 Саранск, Россия
(Поступило в Редакцию 19 мая 1995 г.
В окончательной редакции 25 июля 1995 г.)

Обсуждаются ориентационные зависимости различных эффективных магнитных полей в монокристаллических пленках феррит-граната (МПФГ) состава $(Y, Lu, Pr, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (210). Показано, что однонаправленная анизотропия скорости доменных стенок (ДС) в этих материалах объясняется ориентационной зависимостью порогового поля вращения намагниченности, если предположить, что безразмерный параметр затухания не является изотропной величиной, а движущаяся ДС излучает спиновые волны (СВ), вызывающие локальное вращение намагниченности перед ней.

Один из путей повышения быстродействия устройств на базе МПФГ является создание в них ромбической магнитной анизотропии (РМА) [1-22]. На зависимости скорости ДС V от действующего магнитного поля H для этих материалов наблюдается широкий максимум, причем при фиксированном H скорость ДС зависит от направления ее движения в плоскости пленки [4,8,9,11,19-22]. В частности, наблюдается так называемая однонаправленная анизотропия скорости ДС [11,19,21,22], не нашедшая до настоящего времени достаточно полного объяснения. Среди МПФГ с РМА сложной динамикой ДС отличаются пленки с ориентацией (210) [14-22].

Целью настоящей работы является сопоставление анизотропии динамических свойств МПФГ состава $(Y, Lu, Pr, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (210), обладающих однонаправленной анизотропией скорости ДС, с параметрами магнитной анизотропии, измеренными различными методами. Такое сопоставление позволяет выяснить физическую природу однонаправленной анизотропии.

Этот эффект находит объяснение в рамках спин-волнового механизма движения ДС [23-26]. Согласно этому механизму, в сильных

действующих магнитных полях прецессия векторов намагниченности в ДС с частотой γH оказывается связанной со спин-волновыми частотами $\omega(k)$ в глубине доменов

$$n\gamma H = \omega(k),$$

где γ — гиромагнитное отношение, k — волновое число, n — порядок ангармонизма [23].

При этом излучении СВ должно сопутствовать искажения ДС. В [24] было предположено, что эти СВ могут инициировать локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС, проявляющееся при малом затухании как зарождение микродоменов перед ней. С учетом только $n = 2$ в [24] для изотропных в своей плоскости пленок были определены нижняя ($H^* \approx H_K/3$) и верхняя ($H^{**} \approx 2H_K/3$) границы диапазона изменения действующего магнитного поля, в котором имеет место генерация микродоменов перед движущейся ДС, где H_K — поле одноосной магнитной анизотропии. Для ширины λ области вблизи ДС, для которой справедливо представление о незатухающих СВ, в [24] получено выражение

$$\lambda \approx (2\pi\Delta/\alpha)(H_K/H)(3H/H_K - 1)^{1/2}, \quad (2)$$

где α — безразмерный параметр затухания Гильберта, Δ — параметр ширины блоховской ДС.

Для понимания особенностей проявления спин-волнового механизма движения ДС в МПФГ с РМА важны результаты исследований влияния постоянного магнитного поля H_{in} , приложенного в плоскости пленки (планарное магнитное поле), на динамику ДС в пленках с ориентацией (111), обладающих малым затуханием [22,27–29]. Согласно этим результатам, приложение планарного магнитного поля, много меньшего поля одноосной магнитной анизотропии, приводит к тому, что зависимость $V(H)$ принимает вид, характерный для МПФГ с повышенным гиромагнитным отношением и, как следствие, с $\alpha \sim 1$ [22,30]. На основании совпадения формы кривых $V(H)$, а также близости значений V для пленок с повышенным гиромагнитным отношением и пленок с исходно малым α в присутствии планарного магнитного поля в [29] был сделан вывод, что в последних безразмерный параметр затухания не является постоянной величиной, а сильно зависит от H_{in} , увеличиваясь с его ростом на несколько порядков величины. Конечно, увеличение V при наличии H_{in} можно было бы попытаться объяснить другими причинами, например влиянием полей размагничивания или уширением ДС, однако ни один из этих механизмов не позволяет объяснить, во-первых, почему в МПФГ с малым α перед движущейся ДС имеет место генерация микродоменов, а в пленках с большим α ее нет и, во-вторых, почему в пленках с малым α генерация микродоменов исчезает при наличии поля $H_{in} \ll H_K$.

С учетом вышеизложенного можно предположить следующий механизм возникновения однонаправленной анизотропии скорости ДС. В пленках с магнитной анизотропией в плоскости величины H^* и H^{**} зависят от азимутального угла φ . Причиной этого может быть также и то, что порядок ангармонизма и ширина ДС вдоль различных

направлений различны. Если эти зависимости достаточно сильные, а различие H^* и H^{**} невелико, то условия для излучения СВ не могут быть одновременно выполнены для всех направлений в плоскости пленки. При постепенном повышении H раньше всего СВ начнут излучаться в направлении, для которого H^* минимально. При этом минимальным будет и значение α . Поэтому, как следует из (2), СВ будут затухать на достаточно большом расстоянии от ДС, т. е. область, занятая локальным вращением намагниченности, будет широкой. Для других направлений условия для излучения СВ будут отсутствовать, поэтому расширяющийся домен принимает вытянутую форму, характерную для однонаправленной анизотропии. При повышении H , если минимум на зависимости $H^*(\varphi)$ не слишком узкий, условия для излучения СВ будут выполняться для другого направления, т. е. вытянутый домен будет поворачиваться.

Резкое повышение α с ростом H_{in} в пленках с ориентацией (111) [29] позволяет предположить, что к такому же эффекту приводит и РМА и чем выше эффективное поле РМА вдоль данного направления, тем уже область, занятая локальным вращением намагниченности. Усиление, или, наоборот, компенсация, этого эффективного поля планарным полем [19] будет приводить к смещению H^* и H^{**} , поэтому при фиксированном H изменение H_{in} будет приводить к изменению формы динамических доменов.

В настоящей работе приводятся данные для образца с параметрами: толщина $h = 17.7$ мкм, равновесная ширина полосовых доменов $W = 20.2$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_s = 89$ Гс, поле одноосной магнитной анизотропии $H_K = 3300$ Э. МПФГ состава $(Y, Lu, Pt, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ выращивали методом жидкофазной эпитаксии на подложках $(Cd, Ca)_3(Mg, Zr, Ga)_5O_{12}$ с ориентацией (210).

Динамические свойства МПФГ изучали с помощью универсальной магнитооптической установки с использованием высокоскоростной фотографии [31]. Скорость ДС измеряли по методу [32], обеспечивающему повышенную точность измерения V и постоянство H . В исходном состоянии образец намагничивали до насыщения магнитным полем смещения H_b , приложенным вдоль нормали к плоскости пленки. Импульсное магнитное поле H_p прикладывали в противоположном направлении. Его формировали с помощью плоской катушки диаметром около 2 мм. Никаких мер для компенсации создаваемой этой катушкой планарной составляющей магнитного поля не принимали. Домен с обратной намагниченностью зарождался на точечном магнитном дефекте.

Магнитную анизотропию исследовали с помощью магнитооптического анизометра. Планарное магнитное поле H_{in} формировали электромагнитом. В эксперименте при намагничивании МПФГ полем H_{in} регистрировали ориентационные зависимости поля исчезновения доменной структуры $H_{sat}(\varphi)$ и поля $H_{cont}(\varphi)$, при котором в образце после его намагничивания до насыщения угол выхода вектора намагниченности из плоскости пленки перестает изменяться и становится равным нулю, как и угол поворота плоскости поляризации, а также ориентационные зависимости планарной $H_{in}^*(\varphi)$ и нормальной $H_n^*(\varphi)$ компонент магнитного поля при однородном зарождении доменной структуры.

Зависимость $V(H)$ для обсуждаемого образца приведена на рис. 1, где штриховая линия соответствует максимальной скорости ДС (ско-

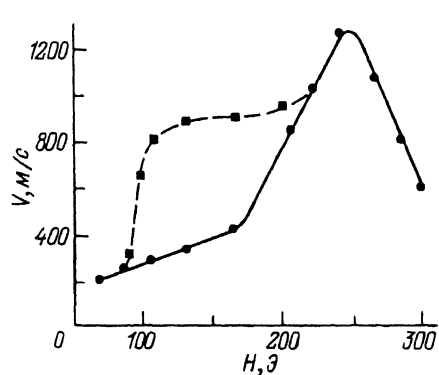


Рис. 1. Зависимости максимальной V_{\max} (штриховая линия) и минимальной V_{\min} (сплошная линия) скорости ДС от действующего магнитного поля H .

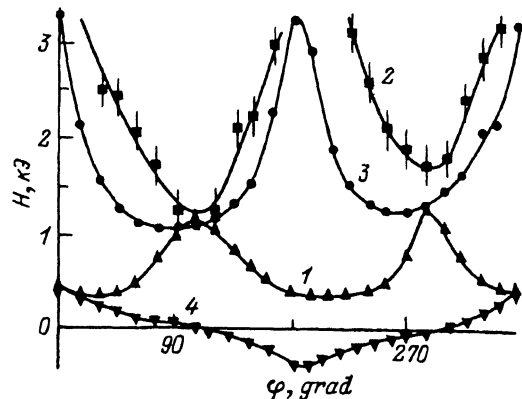
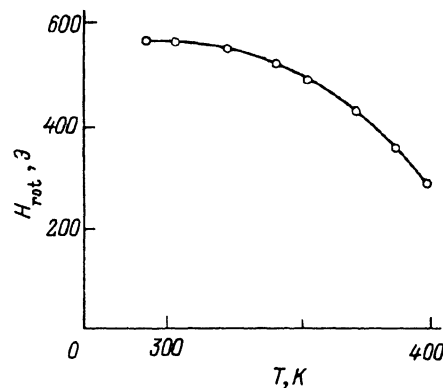


Рис. 2. Ориентационные зависимости полей исчезновения доменной структуры H_{sat} (1) и поворота плоскости поляризации H_{cont} (2), планарной H_{in}^* (3) и нормальной H_n^* (4) компонент магнитного поля при однородном зарождении доменной структуры от угла φ в плоскости пленки.

Рис. 3. Температурная зависимость порогового поля вращения намагненности H_{rot} .

рость ее участка, перемещающегося вдоль направления однонаправленного повышения скорости ДС), а сплошная — минимальной. Различие этих скоростей фиксировали, если оно превышало 20 %.

Ориентационные зависимости $H_{\text{sat}}(\varphi)$, $H_{\text{cont}}(\varphi)$, $H_{\text{in}}^*(\varphi)$ и $H_n^*(\varphi)$ показаны на рис. 2 (кривые 1–4 соответственно). Видно, что, за исключением кривой $H_n^*(\varphi)$, на которой имеются один максимум и один минимум, на всех остальных зависимостях имеются по два максимума и минимума. Небольшое различие минимальных значений на последних не может, по-видимому, быть положено в основу объяснения однонаправленной анизотропии скорости ДС. Заметим, что для некоторых направлений максимально возможное поле H_{in} недостаточно, чтобы “уложить” вектора намагненности в плоскость пленки.

Отличием МПФГ с РМА от чисто одноосных пленок является то, что пороговое магнитное поле H_{rot} при превышении импульсным магнитным полем которого образец перемагничивается по механизму вращения намагненности в несколько раз ниже, чем значение H_K . На рис. 3 в качестве примера приведена температурная зависимость H_{rot} .

Заметим, что, несмотря на сильное различие значений H_{rot} и H_K , кривая на рис. 3 подобна температурной зависимости поля одноосной магнитной анизотропии, т. е. отношение H_{rot}/H_K не зависит от температуры.

Из-за относительно высокой одноосной анизотропии кривые импульсного перемагничивания (КИП) — зависимости $\tau^{-1}(H)$, где τ — время перемагничивания, исследовали при $T = 357$ (рис. 4). При $H_{\text{in}} = 0$ на КИП имеется небольшая “ступенька” (при $H \approx 300$ Э и $\tau \approx 2 \text{ мкс}^{-1}$). Наличие этой “ступеньки” связано в первую очередь с изменением плотности центров зародышеобразования, а не с механизмом, включающим формирование и движение торцевой ДС [22,33,34].

С ростом H_{in} для одного направления планарного магнитного поля (рис. 4, а) КИП монотонно смещается влево (в сторону меньших значений H). Для противоположного направления этого поля (рис. 4, б) КИП смещается в меньшей степени, причем с ростом H_{in} это смещение является немонотонным. Заметим, что выбранным направлениям планарного магнитного поля соответствуют экстремумы (максимум и минимум) кривой $H_n^*(\varphi)$ (рис. 2, кривая 4).

При фиксированном значении действующего магнитного поля увеличение плотности центров зародышеобразования с ростом H_{in} наблюдалось лишь до значения $H_{\text{in}} \approx 670$ Э. При дальнейшем повышении H_{in} плотность этих центров резко падает, что приводит к резкому повышению τ . Как следствие, для кривой 4 на рис. 4, а соответствующий участок КИП проходит ниже, чем для кривой 3.

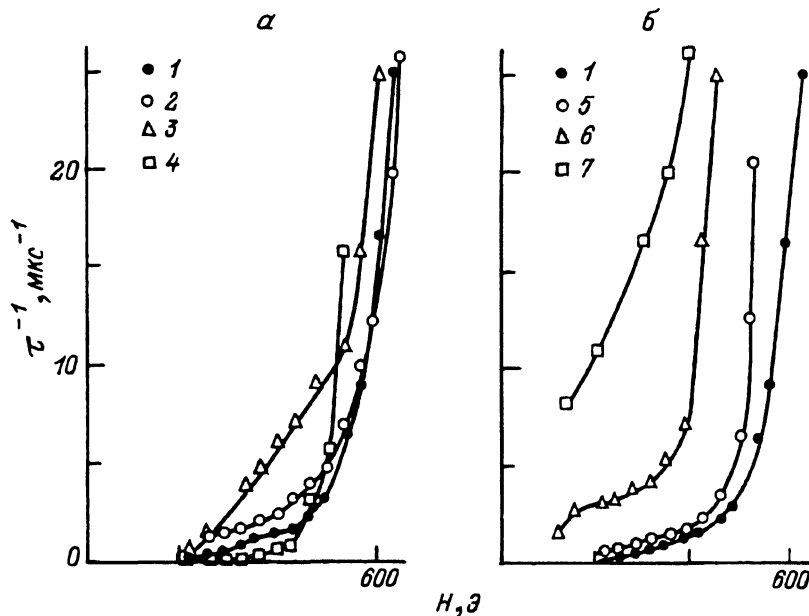


Рис. 4. Кривые импульсного перемагничивания $\tau^{-1}(H)$ при $T = 357$ К для двух (а, б) взаимнопротивоположных направлений планарного магнитного поля при разных H_{in} , Э.
1 — 0, 2 — 268, 3 — 670, 4 — 1340, 5 — 143, 6 — -536, 7 — -670.

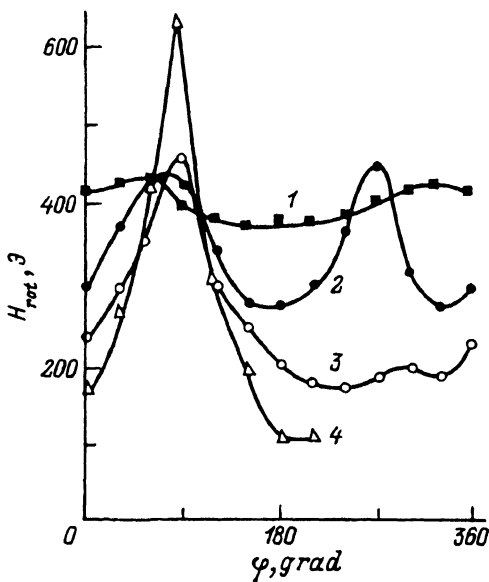


Рис. 5. Азимутальные зависимости порогового поля вращения намагненности H_{rot} при $T = 357$ К и различном планарном магнитном поле H_{in} , Э. 1 — 0, 2 — 100, 3 — 600, 4 — 1000.

После превышения перемагничивающим полем значения H_{rot} время перемагничивания резко снижается. В частности, при $H_{in} = 0$ оно уменьшается с ~ 300 до ~ 40 нс при повышении H с 500 до 600 Э (рис. 4).

Заметим, что кривые 1 на рис. 4, а и б не совпадают, хотя ток в катушки электромагнита не подавался и, следовательно, $H_{in} = 0$. Этот же эффект проявляется на ориентационной зависимости $H_{rot}(\varphi)$ при $H_{in} = 0$ (кривая 1 на рис. 5). Его наличие связано с тем, что планарное магнитное поле все-таки присутствует и создается перемагничивающей катушкой из-за того, что образец располагается над катушкой, а сама она имеет неидеальную форму.

Важно, что уже при $H_{in} = 0$ проявляется однонаправленная анизотропия: глубина минимумов на кривой 1 (рис. 5) заметно различается. С ростом планарного магнитного поля эта анизотропия проявляется все сильнее (ср. кривые 2, 3 и 4 на рис. 5). При малых H_{in} на кривой $H_{rot}(\varphi)$ наблюдаются два максимума с приблизительно равной амплитудой (кривая 2 на рис. 5). Если бы поле H^* точно также зависело бы от φ , как H_{rot} , то при некотором H локальное вращение намагненности наблюдалось бы, как в [19], с двух сторон домена. С ростом H_{in} амплитуда одного из максимумов снижается, так что в конце концов он практически исчезает (кривые 3 и 4 на рис. 5). Заметим, что для кривой 4 (рис. 5) поле H_{in} столь велико, для некоторых направлений ($\varphi = 240-330$) оно само перемагничивает образец без приложения импульсного магнитного поля.

На рис. 6 для ряда направлений в плоскости пленки приведены зависимости порогового поля вращения намагненности от планарного магнитного поля. Видно, что форма кривых $H_{rot}(H_{in})$ сильно зависит от направления, вдоль которого прикладывается планарное магнитное поле. Это означает, что изменение планарного магнитного поля при

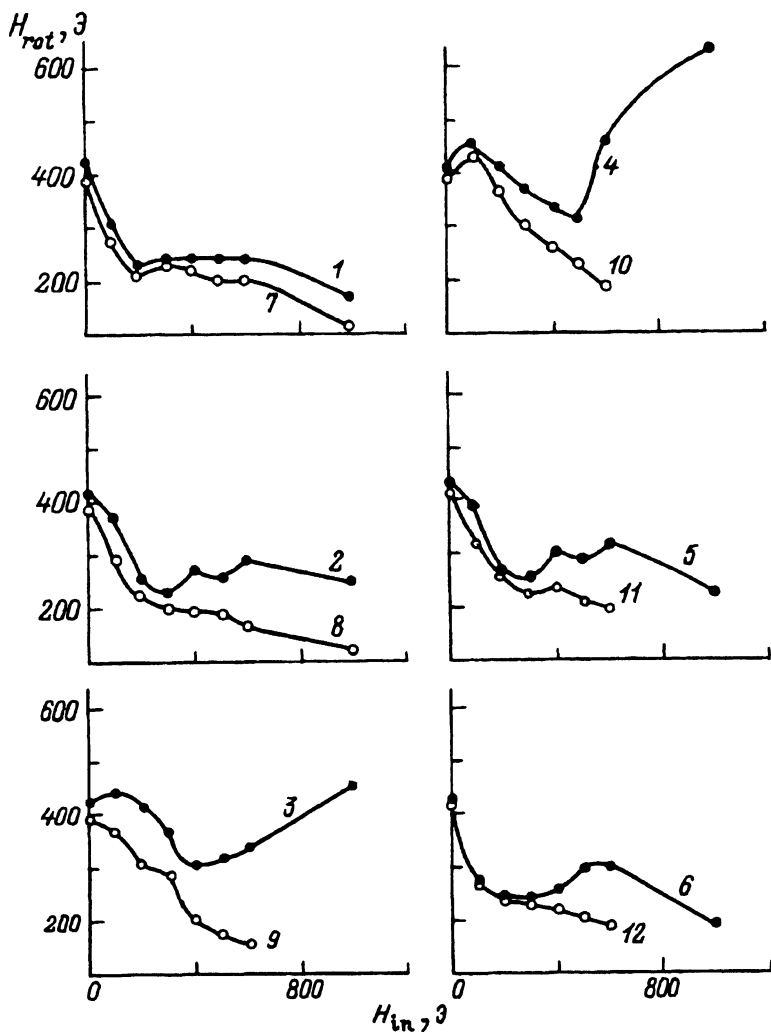


Рис. 6. Зависимости порогового поля вращения намагниченности H_{rot} от планарного магнитного поля H_{in} для различных углов φ в плоскости пленки. 1 — 0, 2 — 30, 3 — 60, 4 — 90, 5 — 120, 6 — 150, 7 — 180, 8 — 210, 9 — 240, 10 — 270, 11 — 300, 12 — 330.

фиксированном H будет влиять на излучение СВ движущейся ДС и локальное вращение намагниченности перед ней. Если это значение ниже H^* , то при снижении H_{rot} с ростом H_{in} возможно обеспечить локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС. Аналогичный эффект будет наблюдаться, если данное значение H превышает H^* , а H_{rot} повышается с ростом H_{in} .

На рис. 6 кривые $H_{rot}(H_{in})$ приведены попарно для взаимно противоположных направлений. Именно различие каждой из двух кривых позволяет объяснить существование однонаправленной анизотропии скорости ДС.

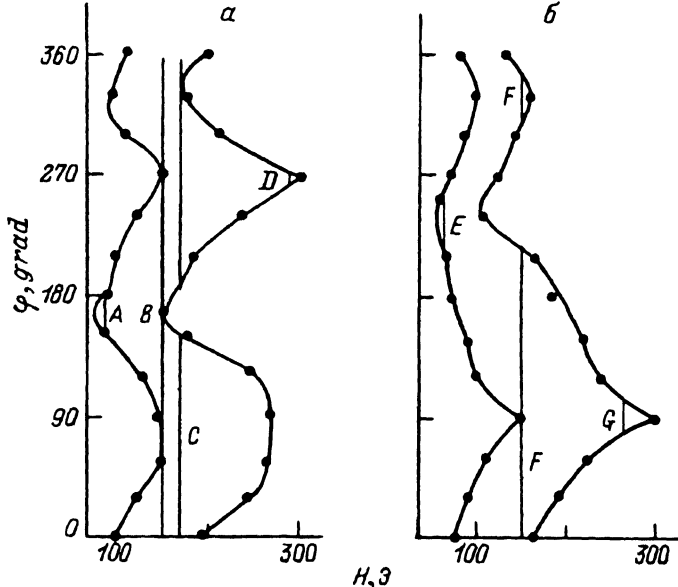


Рис. 7. Зависимости диапазона углов φ в плоскости пленки, в котором может иметь место локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС, от действующего магнитного поля H для $H_{in} = 100$ (а) и 600 Э (б).

Левая кривая — $H^*(\varphi)$, правая — $H^{**}(\varphi)$.

Если предположить, что $H^* = H_{rot}/3$ и $H^{**} = 2H_{rot}/3$, то можно рассчитать зависимости диапазона углов, в котором имеет место локальное вращение намагниченности перед движущейся ДС, от действующего магнитного поля при любом H_{in} . На рис. 7 в качестве примера показаны такие зависимости $\varphi(H)$, полученные с помощью экспериментальных кривых, подобных приведенным на рис. 5.

С учетом спин-волнового механизма однонаправленное повышение скорости ДС должно наблюдаться для случаев А, D, E и F. Однако для случаев D и G в эксперименте оно будет проявляться в меньшей степени из-за высокого α . В случае B локальное вращение намагниченности будет наблюдаться по всему периметру домена, однако из-за ориентационной зависимости параметра затухания уширение изображения ДС будет неравномерным. В случае C локальное вращение намагниченности будет наблюдаться по всему периметру домена, за исключением узкого диапазона, т.е. будет иметь место однонаправленное понижение скорости ДС. В случае F локальное вращение намагниченности будет иметь место с двух сторон домена.

Таким образом, в настоящей работе показано, что МПФГ с РМА обладают анизотропией порогового поля вращения намагниченности, зависящей от планарного магнитного поля. В предположении наличия ориентационной зависимости безразмерного параметра затухания, а также его зависимости от планарного магнитного поля анизотропия порогового поля вращения намагниченности позволяет объяснить однонаправленную анизотропию скорости ДС.

В заключение авторы выражают благодарность М.В. Логунову за помощь в проведении эксперимента.

- [1] *Tabor W.J., Vella-Coleiro G.P., Hagedorn F.B., Van Uitert L.G.* // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 8. P. 3617-3621.
- [2] *Wolf R., Le Craw R.C., Blank S.L., Pierce R.D.* // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 2. P. 815-817
- [3] *Stace W.T., Voermans A.B., Logmans H.* // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 12. P. 817-819
- [4] *Breed D.J., de Leeuw F.H., Stacy W.T., Voermans A.B.* // Philips Tech. Rev. 1978/79. Vol. 38. N 7/8. P. 217-224.
- [5] *Комов В.А.* // Зарубежная радиоэлектроника. 1985. № 5. С. 32-45.
- [6] *Breed D.J., de Geus W., Enz U.* // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 5. P. 2780-2783.
- [7] *Hibiya T., Makino H., Konishi S.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 12. P. 7347-7352.
- [8] *Breed D.J., de Geus W., Voermans A.B., van Bakel B.A.H.* // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 3. P. 2546-2548.
- [9] *Breed D.J., Nederpel P.Q.J., de Geus W.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 11. P. 6577-6583.
- [10] *Жарков Г.Ю., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Терлецкий Б.Ю.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 9. С. 2800-2802.
- [11] *Лисовский Ф.В., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А., Розанова Т.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 7. С. 339-342.
- [12] *Старостин Ю.В., Трошин А.Ю., Хома А.А. и др.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1399-1401.
- [13] *Рандошкин В.В., Сигачев В.В., Чани В.И., Червоенкис А.Я.* // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 7. С. 70-76.
- [14] *Васильева Н.В., Клиш В.П., Кузнецов И.А. и др.* // Тез. докл. XI Всесоюз. школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". Ташкент, 1988. С. 25-26.
- [15] *Рандошкин В.В., Чани В.И., Логунов М.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 14. С. 42-44.
- [16] *Клиш В.П., Логунов М.В., Нам Б.П. и др.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 14. С. 79-84.
- [17] *Балбашов А.М., Логгинов А.С., Шабаетова Е.П.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 159-162.
- [18] *Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сажин Ю.Н.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 12. С. 68-72.
- [19] *Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сажин Ю.Н.* // ФТТ. 1990. Т. 32. Вып. 5. С. 1456-1460.
- [20] *Randoshkin V.V.* // Proc. SPIE. 1990. Vol. 1307. P. 10-19.
- [21] *Randoshkin V.V.* // Thin Films and Beam-Solid Interaction / Ed. L. Huang. Elsevier Science Publishers B. V., 1991. Vol. 4. P. 267-272.
- [22] *Рандошкин В.В.* Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение. Тр. ИОФАН. Т. 35. М.: Наука, 1992. С. 49-107.
- [23] *Ходенков Г.Е.* // ФММ. 1975. Т. 39. № 3. С. 466-472.
- [24] *Рандошкин В.В., Сигачев В.В.* // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1522-1525.
- [25] *Логунов М.В., Рандошкин В.В.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1237-1238.
- [26] *Рандошкин В.В.* // ФТТ. В печати.
- [27] *Randoshkin V.V., Logunov M.V.* Thin Film and Beam-Solid Interaction / Ed. L. Huang. Vol. 4. Elsevier Science Publishers B. V., 1991. P. 273-278.
- [28] *Рандошкин В.В., Логунов М.В.* // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 12. С. 3498-3505.
- [29] *Рандошкин В.В.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 9. С. 13.
- [30] *Рандошкин В.В.* // ФТТ. 1995. Т. 37. Вып. 3. С. 652-659.
- [31] *Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.В.* // ПТЭ. 1985. Вып. 5. С. 247-248.
- [32] *Рандошкин В.В.* // ПТЭ. 1995. № 2. С. 156-161.
- [33] *Дудоров В.Н., Логунов М.В., Рандошкин В.В.* // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1549-1552.
- [34] *Логунов М.В., Рандошкин В.В.* // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1559-1562.