

05; 12

© 1990 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНОК МЕТОДОМ ФМР: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ

*А. В. Кобелев, М. В. Перепелкина, А. А. Романюха,
А. П. Степанов, В. В. Устинов, В. А. Матвеев, В. Г. Ташчиров*

Для определения полей магнитной анизотропии предложен способ, основанный на подгонке теоретической угловой зависимости резонансного поля ФМР к его экспериментальным значениям при различных ориентациях магнитной пленки. Проведено экспериментальное исследование феррогранатовых пленок смешанного состава методом ФМР и сделан анализ расхождений значений полей магнитной анизотропии (одноосной и кубической), вычисленных различными методами.

Введение

При исследовании и практическом применении тонких магнитных пленок возникает необходимость определения степени их однородности по толщине и в плоскости поверхности, ориентации осей кристаллографической и магнитной анизотропии, намагниченности насыщения, значений постоянных анизотропии, параметров релаксации и других магнитных характеристик. Нередко это составляет достаточно сложную задачу, особенно в связи с сильной концентрационной и температурной зависимостью указанных свойств.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) — один из наиболее универсальных и информативных методов позволяет оперативно исследовать характеристики как однородных пленок, так и отдельных магнитных слоев [1]. Достоверность результатов, полученных при использовании методики ФМР, связана, помимо модельности ряда предположений, как, например, ограничение первыми двумя порядками в энергии анизотропии, также и с применимостью формул для расчета параметров, значения которых не прямым образом связаны с наблюдаемыми величинами: резонансным полем, интенсивностью и шириной линии ФМР.

Так, для определения параметров магнитной анизотропии (ростовой (одноосной) и кристаллографической (кубической)) используется зависимость резонансного поля ФМР от угла наклона внешнего магнитного поля к поверхности образца $H_r(\vartheta)$. Характер угловой зависимости резонансного поля $H_r(\vartheta)$ ФМР в пленках полностью определяется заданием трех параметров: g -фактора, полей одноосной \tilde{H}_u и кубической H_k анизотропии. Обратная задача нахождения значений этих параметров из экспериментальных данных $H_r(\vartheta)$ может быть решена или общепринятым путем [2], с помощью аналитических формул для \tilde{H}_u и H_k при заданном значении g -фактора и значениях резонансного поля при двух ориентациях пленки ($H_{||}$ и H_{\perp}), или численным решением системы трех квадратных уравнений для трех неизвестных параметров (\tilde{H}_u , H_k , g) по трем значениям резонансного поля $H_r(\vartheta_1)$, $H_r(\vartheta_2)$, $H_r(\vartheta_3)$. Результирующая ошибка при этом весьма сильно зависит от экспериментальной погрешности измерений в трех точках ϑ_1 , ϑ_2 , ϑ_3 или в двух $\vartheta=0$ и 90° . Это затрудняет, например, анализ температурной зависимости полей анизотропии, когда не только их величина значительно меняется (иногда по знаку), но и значение g -фактора существенно отклоняется от 2.

В последнее время активно изучаются свойства магнитных сверхструктур на основе железа и никеля [3]. Для этих систем задача определения параметров магнитной анизотропии весьма актуальна. Однако изучение их методом ФМР в этом случае затруднено вследствие влияния эффектов электронов проводимости и малой интенсивности резонансного сигнала. Повышенные требования в этом случае предъявляются также и к качеству образцов.

В данной работе применена методика, позволяющая с помощью подгонки теоретической зависимости $H_r(\vartheta)$ под экспериментальные значения резонансного поля при всех имеющихся значениях ϑ (что предполагает использование численных методов) определять значения полей анизотропии и g -фактора пленок с поверхностной гранью (111). В качестве объекта исследования были выбраны эпитаксиальные пленки феррит-гранатов ряда смешанных составов, имеющие интенсивную линию ФМР в широком температурном интервале. Как известно [4, 5], магнитные свойства этих пленок, являющихся объектом интенсивного исследования в связи с техническими приложениями, могут быть легко модифицированы введением различных примесей, что позволяет изменять условия справедливости различных приближений при обработке спектров ФМР.

Экспериментальная техника

Пленки смешанных феррит-гранатов изготавливались по методу жидкофазной эпитаксии [5]. В качестве подложки использовались пластины галлий-гадолиниевого граната с ориентацией (111) в форме диска диаметром 76 мм. Выращенные пленки имели толщину порядка 2 мкм. Для снятия напряжений после

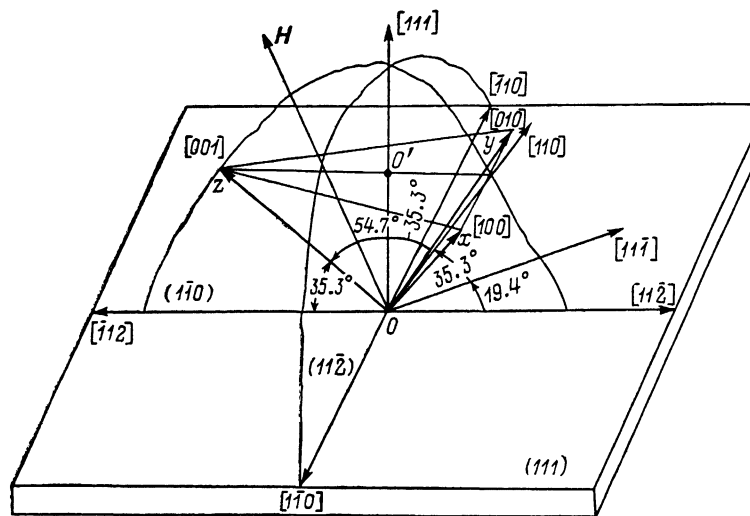


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

изготовления проводился отжиг в течение 8 ч при температуре 570 К. Исследованы образцы с номерами 1, 2, 3 следующих составов: 1) $(\text{YEuTuBiCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$; 2) $\text{Y}_{1.0}\text{Eu}_{0.5}\text{Tm}_{0.6}\text{Ca}_{0.8}\text{Fe}_{4.2}\text{Ge}_{0.8}\text{O}_{12}$; 3) $\text{Y}_{1.7}\text{Sm}_{0.15}\text{Lu}_{0.3}\text{Ca}_{0.85}\text{Ge}_{0.85}\text{Fe}_{4.15}\text{O}_{12}$. Состав контролировался по весовому соотношению компонентов шихты. Для проведения измерений ФМР из пластины с помощью алмазного стеклореза вырезались прямоугольные образцы размером 2×1 мм, которые затем приклеивались к плоскому держателю. Длинная сторона образца ориентировалась параллельно $[\bar{1}10]$, а короткая — $[11\bar{2}]$. Для регистрации ферромагнитного резонанса использовался стандартный гомодинный спектрометр ЭИР ERS-230 с прямоугольным резонатором TE_{102} (резонансная частота 9.4 ГГц). Диапазон температурных измерений 80—500 К, стабильность температуры не хуже 0.1 К. Геометрия эксперимента приведена на рис. 1. Вращение образца в магнитном поле производилось с помощью гониометра, точность установки которого не менее 5°. Ось вращения образца была параллельна кристаллической оси $[\bar{1}10]$.

Результаты измерений

В процессе измерений регистрировалась первая производная по магнитному полю поглощаемой образцом мощности $P'(H)$. На всех исследованных образцах наблюдалась линия ФМР в температурном диапазоне 190—430 К. Из резонансного спектра извлекалась информация о ширине и резонансном поле, которые характеризовались следующими величинами: расстоянием ΔH между пиками $P'(H)$ и значением магнитного поля H_r , соответствующим максимуму $P(H)$ (т. е. обращению в нуль $P'(H)$).

В ходе измерений на всех образцах были обнаружены температурная и ориентационная зависимость параметров резонансного сигнала ΔH и H_r . Темпера-

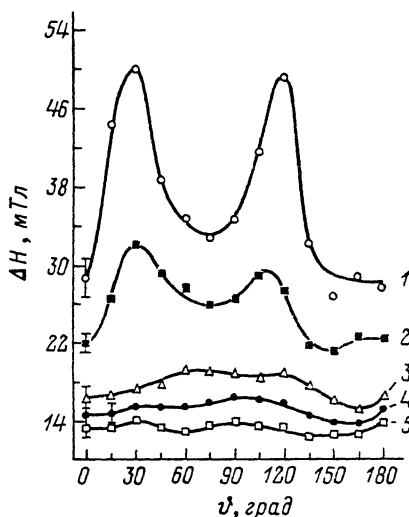
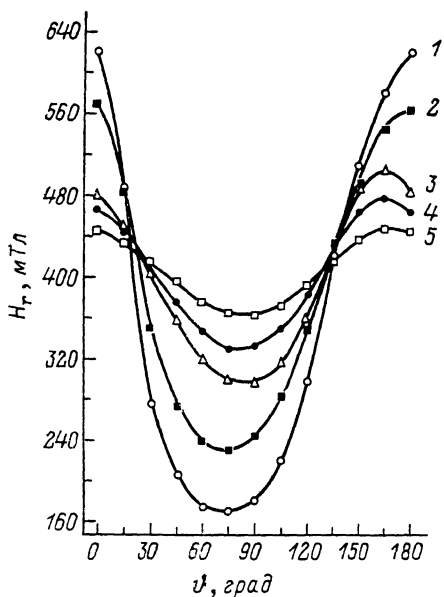


Рис. 2. Ориентационная зависимость резонансного поля H_r от угла φ между плоскостью пленки и направлением постоянного магнитного поля H для образца 1 при различных температурах.

Т, К: 1 — 193, 2 — 233, 3 — 293, 4 — 333, 5 — 393.

Рис. 3. Ориентационная зависимость ширины линии ФМР ΔH от угла φ между плоскостью пленки и направлением постоянного магнитного поля H для образца 1 при различных температурах.

1—5 — то же, что и на рис. 2.

тура Кюри T_k , определенная по исчезновению сигнала ФМР, для образца 1 составила 485 К, для образца 2 — 500 К, для образца 3 — 465 К. На рис. 2 приведена ориентационная зависимость $H_r(\varphi)$ для образца 1 при различных температурах. Для остальных образцов обнаружена аналогичная зависимость. С повышением температуры ориентационная зависимость $H_r(\varphi)$ сглаживается, что свидетельствует о постепенной деградации магнитной анизотропии с приближением к T_k . Вид $H_r(\varphi)$ характерен для магнитной анизотропии типа «легкая ось».

Если поле H_0 направлено произвольно в плоскости (111), то кубическая анизотропия должна давать при вращении вокруг [111] симметрию шестого порядка. Однако если H_0 составляет с [111] угол 54.7° , то при таком вращении M_s будет последовательно близка к трем осям [001], [010] и [100] (рис. 1), являющимся осями трудного или легкого намагничивания, и резонансное поле ФМР будет соответственно возрастать или убывать. Влияние кубической анизотро-

тип мал. Этот факт следует из невозможности выделить симметрию третьего порядка в зависимости резонансного поля от азимутального угла поворота образца вокруг [111] относительно магнитного поля, составляющего с [111] угол около 55° .

На рис. 3 приведены ориентационные зависимости ΔH для образца 1 при различных температурах. Полученные значения ΔH свидетельствуют о хорошем качестве (магнитной однородности) используемых образцов, поскольку чем выше однородность образца, тем уже линия ФМР при тождественности составов и условий регистрации резонанса. Отсутствие искажения формы резонансного сигнала и его неоднородного уширения позволяет сделать вывод о хорошей однородности пленки по толщине, поскольку наличие в ней областей с различными магнитными свойствами (а следовательно, с различными ΔH и H_r) привело бы к искажениям сигнала ФМР. Измерение ΔH для образцов на различных этапах отжига пленки позволило выбрать его оптимальную продолжительность. Исследования, проведенные для образцов, вырезанных из различных частей монокристаллической пластины, показали ее высокую однородность по плоскости поверхности. Полученные зависимости $\Delta H(\vartheta)$ имеют вид, характерный для эпитаксиальных пленок феррит-гранатов: максимумы наблюдаются при тех же значениях угла наклона ϑ , при которых имеет максимумы первая производная $(\partial/\partial\vartheta) H_r$. Зависимость $\Delta H(\vartheta)$ для остальных образцов имеет аналогичный вид, однако абсолютные значения ΔH в них отличаются (в образце 2 $\Delta H(300\text{ K})=23$ мТл, в образце 3 $\Delta H(300\text{ K})=59$ мТл при $\vartheta=90^\circ$).

Исходные формулы

В случае реализованной на образцах 1—3 геометрии, когда ось легкого намагничивания (ОЛН) совпадает с нормалью к плоскости образца [111], эффекты кубической анизотропии наиболее существенно проявляются при вращении поля в плоскости (110) (рис. 1). В этом случае резонансные условия для однородного ФМР могут быть записаны в виде [6]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H_r \cos(\theta_0 - \theta_H) + \tilde{H}_u \sin^2 \theta_0 - H_k a(\theta_0)] \times \\ \times [H_r \cos(\theta_0 - \theta_H) - \tilde{H}_u \cos 2\theta_0 - H_k b(\theta_0)], \quad (1)$$

где $\tilde{H}_u = H_u - 4\pi M_S$ — эффективное поле одноосной анизотропии; M_S — намагниченность насыщения; H_k — поле кубической анизотропии первого порядка; углы векторов намагниченности θ_0 и внешнего поля θ_H отсчитываются от нормали к поверхности [111], совпадающей с ОЛН, а

$$a(\theta) = \frac{1}{16} (3 - 16x - 3y), \quad b(\theta) = -\frac{1}{4} (x + 3y), \\ x = \frac{1}{3} (2^{1/2} \sin 2\theta + \cos 2\theta), \quad y = \frac{1}{9} (2^{1/2} \sin 4\theta - 7 \cos 4\theta)$$

при фиксированной частоте ФМР ω и заданных параметрах пленки \tilde{H}_u , H_k и $\gamma = (g | e |) / (2mc)$, где g — фактор спектроскопического расщепления.

Формула (1) определяет угловую зависимость резонансного поля, если известно равновесное положение вектора намагниченности $\theta_0(\theta_H)$. В обычных экспериментальных условиях (в достаточно сильных полях) можно считать $\theta_0 = \theta_H = \theta$ [7]. Угол наклона постоянного магнитного поля (и намагниченности) по отношению к поверхности пленки ϑ , отсчитываемый от [112], связан с θ соотношением $\theta = 90^\circ - \vartheta$. В принципе для определения параметров пленки достаточно нескольких экспериментальных значений резонансного поля $H_r(\vartheta_1)$, $H_r(\vartheta_2)$, $H_r(\vartheta_3)$, поскольку соотношение (1) дает необходимое число уравнений для нахождения неизвестных величин. Намагниченность насыщения M_S может быть определена независимо лишь в отсутствие анизотропии ($H_u = H_k = 0$), а в случае только $H_k = 0$ по двум значениям резонансного поля $H_{||}$ (при $\vartheta = 0$) и H_{\perp} ($\vartheta = 90^\circ$) могут быть определены \tilde{H}_u и γ . Если известно значение g -фактора (обычно по-

лагают $g=2$ и $\gamma=\gamma_0=e/(mc)$, то двух значений резонансных полей H_{\parallel} и H_{\perp} достаточно для определения обеих компонент анизотропии. Из (1) следует, что

$$\frac{\omega}{\gamma_0} = H_{\perp} + \tilde{H}_u - \frac{2}{3} H_k, \quad \left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = H_{\perp} \left(H_{\perp} + \tilde{H}_u - \frac{1}{2} H_k\right). \quad (2)$$

Откуда [2]

$$\tilde{H}_u = \frac{1}{7} [3(\omega/\gamma_0) - 4(\omega/\gamma_0)^2/H_{\perp} + 4H_{\perp} - 3H_{\perp}], \quad (3)$$

$$H_k = -\frac{6}{7} [\omega/\gamma_0 + (\omega/\gamma_0)^2/H_{\perp} - H_{\perp} - H_{\perp}]. \quad (4)$$

Для определения трех независимых параметров g , \tilde{H}_u и H_k необходимо измерить резонансные поля $H_r(\vartheta)$ как минимум при трех ϑ . Часто используют $\vartheta=0, 30, 90$ и 150° , причем $H_r(30^\circ)$ и $H_r(150^\circ)$ определяют кубическую компоненту H_k , а γ и \tilde{H}_u определяют далее из H_{\parallel} и H_{\perp} (см., например, [8]). Точность определения \tilde{H}_u и особенно H_k по двум (или по трем) экспериментальным точкам (3), (4) невелика. Это связано как с ее принципиальными пределами из-за возможных нарушений использованных предположений о совпадении направлений векторов намагниченности и поля, направлений ОЛН и оси [111] и ограничением первым порядком в разложении по кубической анизотропии, так и с погрешностями измерения $H_r(\vartheta)$ в конечном числе точек.

В предлагаемой методике определения g -фактора, параметров одноосной и кубической анизотропии из данных ФМР используется численное приближение по методу наименьших квадратов теоретической кривой $H_r(\vartheta)$ и произвольного числа экспериментальных точек, отвечающих равноотстоящим друг от друга углам ϑ в интервале от [112] до [112]. Исходная формула для резонансных полей $H_r(\vartheta) = H_r(90^\circ - \vartheta)$ следует из решения уравнения (1) [9]

$$H_r(\vartheta) = -\frac{1}{2} \tilde{H}_u (\cos^2 \vartheta + \cos 2\vartheta) - \frac{1}{2} H_k [g_1(\vartheta) + g_2(\vartheta)] + \frac{1}{2} \left\{ [-\tilde{H}_u (\cos^2 \vartheta - \cos 2\vartheta) + H_k [g_2(\vartheta) - g_1(\vartheta)]]^2 + 4 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где

$$g_1(\vartheta) = \frac{1}{8} \sin^2 2\vartheta - \frac{\sqrt{2}}{2} \sin 2\vartheta \left(1 + \frac{2}{3} \sin^2 \vartheta\right) - \frac{2}{3} \cos^4 \vartheta,$$

$$g_2(\vartheta) = -\frac{1}{12} \cos 2\vartheta - \frac{7}{12} \cos 4\vartheta - \frac{\sqrt{2}}{6} (\sin 2\vartheta - 2 \sin 4\vartheta).$$

В качестве начального приближения используются $g=2$, \tilde{H}_u и H_k , рассчитанные по формулам (3), (4). Задается начальный шаг изменения параметров и необходимая погрешность расчета, которая достигается последовательным делением шага пополам. Поскольку зависимость $H_r(\vartheta)$ неодинаково чувствительна по отношению к изменениям указанных параметров, то их варьирование на каждом шаге происходит в порядке их важности: положение центра тяжести $H_r(\vartheta)$ определяется параметром g , H_u пропорционально амплитуде изменения резонансного поля от легкого до трудного направлений и H_k дает тонкую структуру $H_r(\vartheta)$, связанную с положением кубических осей. Критерием прекращения итерационной процедуры служит достижение минимального квадратичного отклонения экспериментальных данных от (5) при заданной минимальной вариации параметров.

Результаты обработки экспериментальных данных и обсуждение полученных результатов

Результаты обработки экспериментальных зависимостей $H_r(\vartheta)$ для определения $H_u - 4\pi M_S$ по сокращенным формулам (3) и с помощью итерационной процедуры (5) приведены на рис. 4 для трех исследованных образцов. Из рис. 4 следует, что при использовании (3) получаются завышенные значения $H_u - 4\pi M_S$

по сравнению с результатами расчетов с подгонкой по всем точкам H_r (8). Однако температурный ход кривых, полученных обоими методами, сходен. Относительная величина расхождения результатов расчета разными методами различна для образцов разных составов. Наибольшая величина этого отклоне-

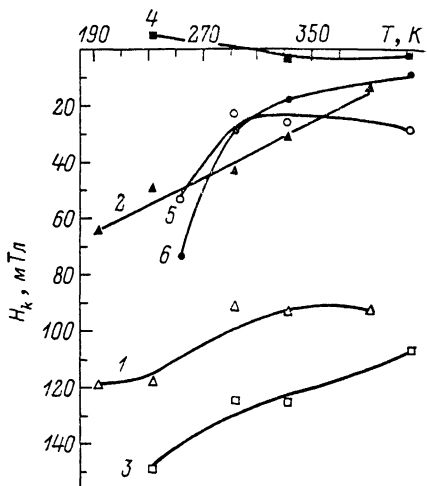
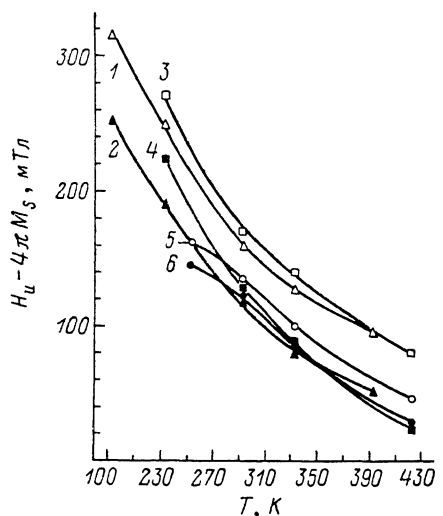


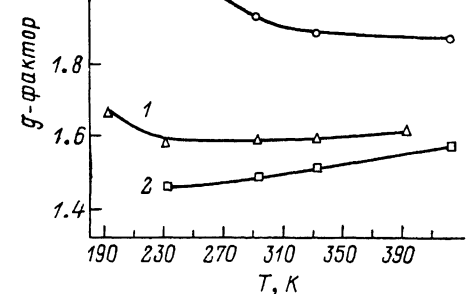
Рис. 4. Температурные зависимости поля одноосной анизотропии для исследованных образцов, рассчитанные различными методами.

1, 2 — образец 1, результаты расчета по формуле (3) и численной подгонки экспериментальных данных к выражению (5) соответственно; 3, 4 — то же для образца 2; 5, 6 — то же для образца 3.

Рис. 5. Температурные зависимости поля кубической анизотропии для исследованных образцов, рассчитанные различными методами.

1, 2 — образец 1, результаты расчета по формуле (4) и численной подгонки экспериментальных данных к выражению (5) соответственно; 3, 4 — то же для образца 2; 5, 6 — то же для образца 3.

ния получена для образцов 1 и 2 и достигает 40 %, наименьшая для образца 3—8 %. На рис. 5 приведены результаты расчета температурной зависимости поля кубической анизотропии H_k . В отличие от одноосной анизотропии использование простых формул (4) приводит к ошибке в определении величины H_k , в том числе знака (для образца 2). Однако и здесь для образца 3 отклонение в результатах расчета двумя методами наименьшее.



Численные расчеты подтверждают тот факт, что допустимость применения простых формул при обработке данных ФМР для различных образцов связана с величиной g -фактора. На рис. 6 приведены значения $g(T)$, вычисленные

Рис. 6. Температурные зависимости g -фактора для исследованных образцов.

1 — образец 1, 2 — образец 2, 3 — образец 3.

с помощью итерационной процедуры для всех трех образцов. Наилучший результат дает применение простых формул для состава 3, g -фактор в котором близок к 2. С другой стороны, чем больше отклонение g -фактора от его значения для свободного электрона, тем больше погрешность при использовании простых формул. Из проведенных исследований следует, что наличие температурной зависимости g -фактора образцов слабо влияет на полученные значения $H_u - 4πMs$ и H_k . Поэтому хорошим приемом расчета значений поля одноосной магнитной

анизотропии является определение при комнатной температуре значения g -фактора и использование формулы (3) с этим значением. При определении величины и температурной зависимости поля кубической анизотропии по формуле (4) ошибка недопустимо велика, поэтому применение сокращенных формул, как это было сделано в работе [8], неоправданно.

Отметим, что задача независимого определения значений g -фактора пленок, исходя из значений резонансного поля ФМР, может быть решена только приближенно, например по ориентировочному положению центра тяжести кривой $H_r(\delta)$. Это еще раз подчеркивает недостаточность применения упрощенных формул и неизбежность более широкого анализа спектров ФМР, например, на основе примененной в данной работе методики, обеспечивающей большую достоверность определения магнитных параметров.

Авторы благодарят Б. Н. Филиппова за полезное обсуждение и Ю. Н. Швачко за помощь в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах / Под ред. Н. Н. Евтихьева, Б. Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
- [2] Suran G., Krishnan R., Gerard P., Jouve H. // IEEE Trans. on Magn. 1981. Vol. MAG-17. N 6. P. 2920—2922.
- [3] Arrott A. S., Heinrich B., Purcell S. T. et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 8. P. 3721—3728.
- [4] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. 496 с.
- [5] Яковлев Ю. М. Обзоры по электронной технике. 1986. Сер. 6. № 7 (1227). 56 с.
- [6] Cronmeyer D. C., Plaskett T. S., Kloholm E. // AIP Conf. Proc. «Magnetocrystalline anisotropy of Eu: YIG LPE films grown on (111) substrates». 1975. Vol. 24. P. 575—576.
- [7] Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Осика В. А., Щеглов В. И. // РИЭ. 1976. Т. 21. № 9. С. 1894—1900.
- [8] Зюзин А. М., Зюзин Ал. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 10. С. 3128—3130.
- [9] Hsia L. C., Wigen P. E., Berger R. L., Henry R. D. // IEEE Trans. on Magn. 1981. Vol. MAG-17. N 6. P. 2559—2563.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
31 января 1989 г.
В окончательной редакции
17 апреля 1989 г.