

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.3.7>

УДК: 537.874; 537.624

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ И ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ФАЗОВУЮ ДИАГРАММУ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ИЗ ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОГО ФЕРРИМАГНЕТИКА С ТОЧКОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Д.А. Суслов, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая, 11 к.7

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2026 г.

Аннотация. Методом динамического установления рассмотрено формирование фазовой диаграммы тонкой пленки из двухподрешеточного ферритмагнетика с точкой компенсации. Показано, что изменение ориентации намагниченностей обеих подрешеток при вариации постоянного поля состоит из двух фазовых переходов, разделенных по полю ориентационным переходом. Приведена процедура получения фазовой диаграммы путем вариации полей переходов по температуре, в том числе при заданных значениях анизотропии и размагничивания. Показано, что увеличение анизотропии приводит к сужению диаграммы по полю вплоть до полного слияния ветвей при достижении константой анизотропии критического значения. Установлено, что в окрестности компенсации единая ветвь расщепляется, так что диаграмма образует замкнутую область, ограниченную с обеих сторон по температуре и по полю. Получен критерий формирования диаграммы в виде замкнутой области, состоящий в соответствии критического значения анизотропии участку плавного снижения по температуре. Рассмотрено соотношение полученных

результатов с экспериментом. Показано, что рассчитанная диаграмма имеет вид замкнутой области, расположенной по полю и температуре в тех же пределах, что экспериментальная. Приведены некоторые рекомендации для дальнейшего развития работы.

Ключевые слова: фазовая диаграмма, двухподрешеточный ферримагнетик, метод динамического установления.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Щеглов Владимир Игнатьевич, vshcheg@cplire.ru

Введение

Ферритовые материалы находят широкое применение в различных областях науки и техники, среди которых достаточно упомянуть обработку аналоговой информации в диапазоне СВЧ [1-10], магниторезистивные и доменные устройства памяти [11-13], магнитострикционные преобразователи [14-16], а также сверхбыстрое переключение состояния намагниченности среды под действием мощных импульсов света фемтосекундной длительности [17-19].

Важное применение имеют редкоземельные ферриты-гранаты с двумя магнитными подрешетками, обладающие свойством температурной компенсации [20, 21]. Характерными параметрами таких материалов являются намагниченности подрешеток и фазовая диаграмма, представляющая собой зависимость поля ориентационных переходов намагниченностей от температуры [22] (Кларк-Каллен), в том числе в присутствии магнитной анизотропии [23].

Методика определения намагниченностей подрешеток по отдельности, а также схема построения фазовой диаграммы путем минимизации плотности энергии материала предложена в работах [24-27]. Недостатком метода является слабая сходимость процесса, требующая высокой точности расчета и значительного машинного времени. Достаточно универсальным инструментом

построения диаграммы можно считать предложенный в работе [28] метод динамического установления [8, стр.216-217], [29-31].

В работах [32-35] приведены некоторые особенности наблюдаемых в эксперименте фазовых диаграмм для конкретных материалов.

В работе [36] с использованием метода установления рассмотрено формирование фазовой диаграммы при вариации параметров анизотропии, неоднородного обмена и размагничивания. Показано, что увеличение обмена и размагничивания приводит к подъему обеих ветвей диаграммы вверх по полю, тогда как вблизи температуры компенсации подъем отсутствует. Увеличение константы анизотропии типа «легкая ось» приводит к снижению верхней ветви диаграммы и повышению нижней, так что диаграмма по полю сужается, причем при температуре компенсации повышение нижней ветви также имеет место. Отмечено, что при достижении константы анизотропии достаточной величины сужение диаграммы приводит к слиянию или «схлопыванию» верхней и нижней ветвей, так что диаграмма в целом превращается в единую линию, конфигурация которой определяется температурой и приложенным полем. Установлено, что вблизи температуры компенсации слияние ветвей происходит медленнее, чем вдали от нее, так что диаграмма здесь образует замкнутую область, ограниченную как по полю, так и по температуре. Отмечено, что такое ограничение диаграммы качественно подобно наблюдаемому в эксперименте, из чего сделан вывод, что главным фактором, обеспечивающим ограничение диаграммы, является достаточное значение константы одноосной анизотропии типа «легкая ось».

В то же время, проведенное в работе [36] рассмотрение является недостаточно полным. Так, вариации обмена, анизотропии и размагничивания выполнены независимо друг от друга, что не позволяет учесть одновременного влияния всех трех перечисленных факторов, более соответствующего экспериментальной ситуации для реальных материалов. Настоящая работа является продолжением работы [36] с учетом одновременного влияния

упомянутых факторов, причем основное внимание уделяется формированию замкнутой области диаграммы вблизи температуры компенсации.

1. Геометрия и основные параметры задачи

Общая геометрия задачи, совпадающая с принятой в работах [28, 36], показана на рис. 1.

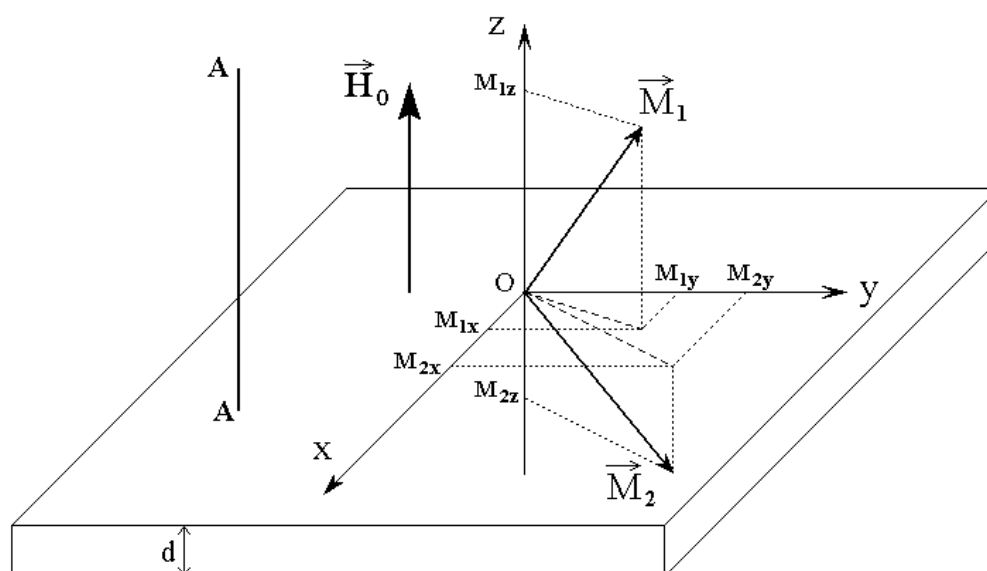


Рис. 1. Общая геометрия задачи. $\vec{M}_{1,2}$ – векторы намагниченностей подрешеток; \vec{H}_0 – внешнее постоянное поле; А-А – ось анизотропии.

В основе геометрии лежит безграничная плоскопараллельная пластина толщиной d . Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость которой Oxy совпадает с плоскостью пластины, а центр O лежит на середине толщины пластины. Постоянное поле \vec{H}_0 направлено вдоль оси Oz . В образце имеется одноосная анизотропии, ось которой А-А направлена вдоль координатной оси Oz . Ферримагнетик имеет две магнитных подрешетки, с векторами намагниченностей \vec{M}_1 и \vec{M}_2 , декартовы составляющие которых равны соответственно M_{1x}, M_{1y}, M_{1z} и M_{2x}, M_{2y}, M_{2z} .

Будем полагать, что зависимости полных намагниченностей подрешеток от температуры T имеют вид квадратичного приближения [25]:

$$M_1 = M_{10} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c1}} \right)^2 \right]; \quad (1)$$

$$M_2 = M_{20} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c2}} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где $M_{1,2}$ намагниченности подрешеток, $M_{10,20}$ – их абсолютные значения при нулевой температуре, $T_{c1,c2}$ – их температуры Кюри.

При температуре компенсации T_p эти намагниченности по абсолютной величине между собой равны:

$$M_1|_{T=T_p} = M_2|_{T=T_p}, \quad (3)$$

откуда получаем:

$$M_{10} \left[1 - \left(\frac{T_p}{T_{c1}} \right)^2 \right] = M_{20} \left[1 - \left(\frac{T_p}{T_{c2}} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Согласно данным работ [32-35] с учетом определения намагниченностей решеток по отдельности в соответствии с работами [24, 25], в эксперименте достаточно четко определяются такие параметры, как M_{10} , M_{20} , T_p , T_{c2} . Неизвестной остается только температура Кюри второй подрешетки T_{c1} . Для определения этой температуры воспользуемся алгоритмом, предложенным в работе [36], на основании которого получаем:

$$T_{c1} = \sqrt{\frac{M_{10} T_{c2}^2 T_p^2}{M_{10} T_{c2}^2 - M_{20} (T_{c2}^2 - T_p^2)}}. \quad (5)$$

где входящие в эту формулу параметры предполагаются известными.

В настоящей работе будем исходить из экспериментальных результатов, описанных в работах [32, 33] для двухподрешеточных ферритов-гранатов состава $(\text{Bi Y Lu})_3(\text{Fe Ga})_5\text{O}_{12}$, для которого

примем следующие далее параметры. Намагниченности подрешеток находим из работы [25]: $M_{10} = 370$ Гс, $M_{20} = 135$ Гс. Температуру Кюри второй подрешетки возьмем согласно работе [25]: точка D на рис. 5 и диаграмма на рис. 8, так что полагаем $T_{c2} = 390$ град. Температура компенсации, приведенная в работах [32-34], составляет $T_p = 327,5$ град.

Значение T_{c1} в цитированных работах отсутствует, поэтому определим его с помощью формулы (5). При этом получаем: $T_{c1} = 346,68$ град.

2. Общая схема построения фазовой диаграммы

В основе фазовой диаграммы лежат зависимости намагниченностей подрешеток от температуры (1), (2), при принятых параметрах имеющие вид, представленный на рис. 2.

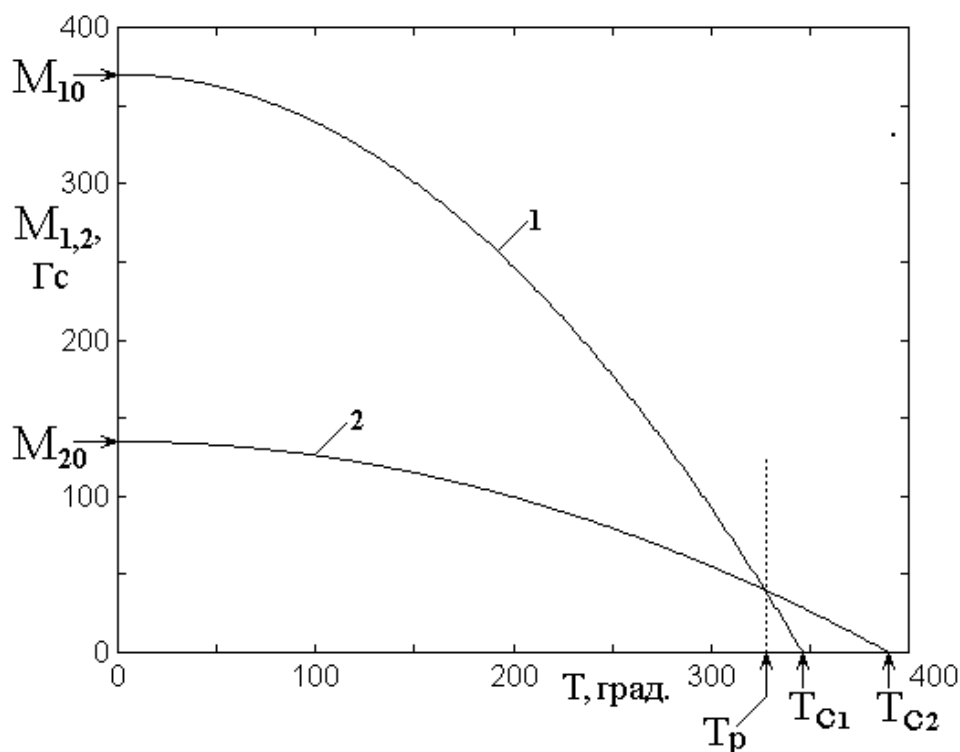


Рис. 2. Зависимости намагниченностей подрешеток от температуры.
1 – первая подрешетка, формула (1); 2 – вторая подрешетка, формула (2).
Вертикальная точечная линия соответствует температуре компенсации H_A .

Классическая процедура построения фазовой диаграммы полностью аналогична приведенной в работах [24, 25] и здесь не обсуждается. В работе [24, форм.(73), (74)] показано, что в отсутствие анизотропии и размагничивания поля, определяющие верхнюю и нижнюю ветви диаграммы, задаются формулами:

$$(H_0)^{(+)} = \Lambda(M_1 + M_2), \quad (6)$$

$$(H_0)^{(-)} = \Lambda(M_1 - M_2). \quad (7)$$

Таким образом, масштаб диаграммы по вертикали определяется параметром межподрешеточного обмена Λ . В рамках настоящей работы этот параметр будет варьироваться от 1 до 250 отн.ед. Диаграмма, построенная при принятых параметрах и значении параметра обмена $\Lambda = 1$, представлена на рис. 3. Заметим, что в обозначениях ветвей на рисунке этот параметр опущен, что позволяет проследить характер ветвей более наглядно.

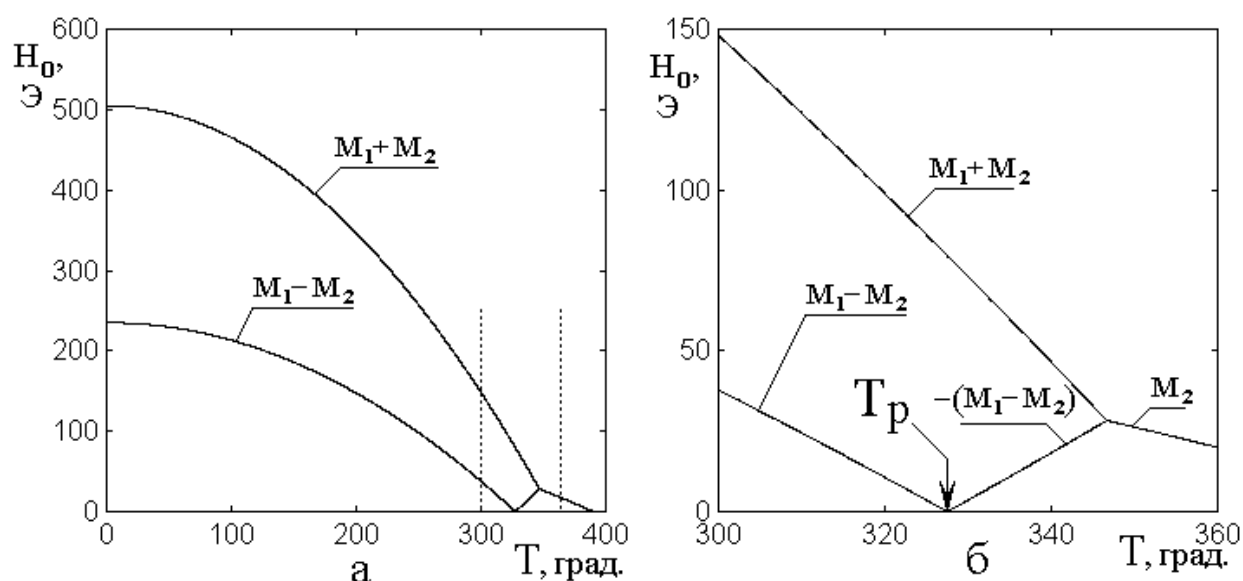


Рис. 3. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика при параметрах, приведенных в тексте. а – фазовая диаграмма полная; б – фрагмент диаграммы вблизи температуры компенсации.

Из рис. 3а видно, что наиболее интересная область диаграммы в окрестности точки компенсации T_p (между вертикальными точечными линиями) составляет сравнительно небольшую часть полного диапазона

изменения температуры. На рис. 3в приведена эта часть диаграммы в более крупном масштабе.

В настоящей работе, подобно [28, 36], построение фазовой диаграммы осуществляется методом динамического установления [8, стр.216-217], [29-31], предполагающего задание некоторого начального значения ориентации той и другой намагниченностей, после чего система отпускается в свободное движение, амплитуда которого постепенно спадает в соответствии с законом релаксации. При этом общая энергия системы, заданная первичным отклонением, будучи высвобожденной, стремится к минимуму, соответствующему равновесному положению обеих намагниченностей.

Таким образом, задавая температуру, то есть намагниченности обеих подрешеток, а также определяя поле, соответствующее их установлению, можно построить искомую фазовую диаграмму в полном виде, подобном представленному на рис. 3.

Следует заметить, что классический способ построения диаграммы, приведенной на рис. 3, состоит в аналитическом решении системы двух уравнений для полярных углов векторов обеих намагниченностей [24]. Как показано в работе [28], аналитическое решение возможно только в отсутствие анизотропии и размагничивания формы образца. Для учета влияния анизотропии в работах [26, 27] был предложен алгоритм решения упомянутой системы методом двухступенчатого поиска нуля. Недостатками метода явилась невысокая точность и значительное требуемое машинное время. Для преодоления этих недостатков и был разработан метод динамического установления, предложенный в работе [28]. Следующее далее рассмотрение фазовой диаграммы проведено именно этим методом.

3. Математический аппарат метода установления

Приведем краткую схему математического аппарата метода установления, в основном, следуя [36].

Прежде всего положим, что движение намагниченностей каждой из подрешеток описывается классическим уравнением Ландау-Лифшица [6, стр.37-41] с учетом затухания в форме Гильберта [2, стр.39, форм.(1.3.2), [9, стр.100-102]:

для первой подрешетки:

$$\frac{\partial \vec{M}_1}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M}_1 \times \vec{H}_1 \right] + \frac{\alpha_1}{M_{10}} \left[\vec{M}_1 \times \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial t} \right]; \quad (8)$$

для второй подрешетки:

$$\frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M}_2 \times \vec{H}_2 \right] + \frac{\alpha_2}{M_{20}} \left[\vec{M}_2 \times \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} \right], \quad (9)$$

где γ – гиромагнитное отношение для электрона (равное $2.8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \text{ Э}^{-1}$), $\vec{M}_{1,2}$ – векторы намагниченностей подрешеток, $M_{10,20}$ – их абсолютные величины, $\alpha_{1,2}$ – параметры затухания, а $\vec{H}_{1,2}$ – эффективные поля, без учета неоднородного обмена имеющие вид: [2, стр.68, форм.(2.1.14), сноска 2):

для первой подрешетки:

$$\vec{H}_1 = -\frac{\partial U}{\partial \vec{M}_1} = -\vec{i} \frac{\partial U}{\partial M_{1x}} - \vec{j} \frac{\partial U}{\partial M_{1y}} - \vec{k} \frac{\partial U}{\partial M_{1z}}, \quad (10)$$

для второй подрешетки:

$$\vec{H}_2 = -\frac{\partial U}{\partial \vec{M}_2} = -\vec{i} \frac{\partial U}{\partial M_{2x}} - \vec{j} \frac{\partial U}{\partial M_{2y}} - \vec{k} \frac{\partial U}{\partial M_{2z}}, \quad (11)$$

где U – плотность энергии ферримагнетика в целом.

Уравнения движения, записанные в координатах для случая отсутствия нормировки, принимают вид [8, стр.54, форм.((2.97)-(2.99))]:

для первой подрешетки:

$$\frac{\partial M_{1x}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha_1^2} \left\{ \left(M_{1y} + \frac{\alpha_1}{M_{10}} M_{1x} M_{1z} \right) \cdot H_{1z} - \right. \\ \left. - \left(M_{1z} - \frac{\alpha_1}{M_{10}} M_{1x} M_{1y} \right) \cdot H_{1y} - \frac{\alpha_1}{M_{10}} (M_{1y}^2 + M_{1z}^2) \cdot H_{1x} \right\}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial M_{1y}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha_1^2} \left\{ \left(M_{1z} + \frac{\alpha_1}{M_{10}} M_{1y} M_{1x} \right) \cdot H_{1x} - \right. \\ \left. - \left(M_{1x} - \frac{\alpha_1}{M_{10}} M_{1y} M_{1z} \right) \cdot H_{1z} - \frac{\alpha_1}{M_{10}} (M_{1z}^2 + M_{1x}^2) \cdot H_{1y} \right\}; \quad (13)$$

$$\frac{\partial M_{1z}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha_1^2} \left\{ \left(M_{1x} + \frac{\alpha_1}{M_{10}} M_{1z} M_{1y} \right) \cdot H_{1y} - \right. \\ \left. - \left(M_{1y} - \frac{\alpha_1}{M_{10}} M_{1z} M_{1x} \right) \cdot H_{1x} - \frac{\alpha_1}{M_{10}} (M_{1x}^2 + M_{1y}^2) \cdot H_{1z} \right\}; \quad (14)$$

для второй подрешетки:

$$\frac{\partial M_{2x}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha_2^2} \left\{ \left(M_{2y} + \frac{\alpha_2}{M_{20}} M_{2x} M_{2z} \right) \cdot H_{2z} - \right. \\ \left. - \left(M_{2z} - \frac{\alpha_2}{M_{20}} M_{2x} M_{2y} \right) \cdot H_{2y} - \frac{\alpha_2}{M_{20}} (M_{2y}^2 + M_{2z}^2) \cdot H_{2x} \right\}; \quad (15)$$

$$\frac{M_{2y}}{t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha_2^2} \left\{ \left(M_{2z} + \frac{\alpha_2}{M_{20}} M_{2y} M_{2x} \right) \times H_{2x} - \right. \\ \left. - \left(M_{2x} - \frac{\alpha_2}{M_{20}} M_{2y} M_{2z} \right) \times H_{2z} - \frac{\alpha_2}{M_{20}} (M_{2z}^2 + M_{2x}^2) \times H_{2y} \right\}; \quad (16)$$

$$\frac{\partial M_{2z}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha_2^2} \left\{ \left(M_{2x} + \frac{\alpha_2}{M_{20}} M_{2z} M_{2y} \right) \cdot H_{2y} - \right. \\ \left. - \left(M_{2y} - \frac{\alpha_2}{M_{20}} M_{2z} M_{2x} \right) \cdot H_{2x} - \frac{\alpha_2}{M_{20}} (M_{2x}^2 + M_{2y}^2) \cdot H_{2z} \right\}. \quad (17)$$

Необходимую для вычисления эффективных полей (10), (11) плотность энергии подрешеток U положим в виде

$$U = -U_{h1} - U_{h2} + U_e + U_{p1} + U_{p2} + U_{a1} + U_{a2}, \quad (18)$$

где первое и второе слагаемые определяются взаимодействием той и другой намагниченностей с полем, третье – обменным взаимодействием намагниченностей между собой, четвертое и пятое – размагничиванием формы пластины, последние два – анизотропией материала пластины.

Замечание. Кроме перечисленных видов энергии существует еще энергия дипольного взаимодействия между намагниченностями подрешеток, подобная энергии взаимодействия двух магнитных стрелок, выстраивающая их вдоль друг за другом. Однако можно полагать, что эта плотность энергии по сравнению с энергией обмена, выстраивающей намагниченности антипараллельно друг другу, достаточно мала, так что в настоящем рассмотрении дипольной энергией пренебрегаем. Заметим тем не менее, что учет подобной энергии может явиться предметом для отдельной работы.

Плотность энергии взаимодействия намагниченностей с постоянным полем H_0 полагаем в классическом виде [2, стр.65, форм. (2.1.1)]:

$$U_{h1} = -\vec{H}_0 \vec{M}_1 = -(H_{0x} M_{1x} + H_{0y} M_{1y} + H_{0z} M_{1z}), \quad (19)$$

$$U_{h2} = -\vec{H}_0 \vec{M}_2 = -(H_{0x} M_{2x} + H_{0y} M_{2y} + H_{0z} M_{2z}). \quad (20)$$

Плотность энергии межподрешеточного обменного взаимодействия положим в виде [2, стр.161, форм. (4.2.2)]:

$$U_e = \Lambda \vec{M}_1 \vec{M}_2 = \Lambda (M_{1x} M_{2x} + M_{1y} M_{2y} + M_{1z} M_{2z}), \quad (21)$$

где Λ – константа взаимодействия, причем $\Lambda > 0$ соответствует антиферромагнитному упорядочению, а $\Lambda < 0$ – ферромагнитному.

Подобно [2, стр.220], положим вклад размагничивания той и другой подрешеток аддитивным, так что полная плотность энергии размагничивания для пластины (рис. 1) принимает вид:

$$U_p = 2\pi(M_{1z} + M_{2z})^2. \quad (22)$$

Для плотности энергии одноосной анизотропии в работе [27] рассмотрены два варианта – задание через поле анизотропии и задание через константу анизотропии. Показано, что оптимальным, наиболее удобным для практики является второй вариант, поэтому в настоящей работе будем следовать заданию энергии анизотропии через константу.

Согласно работе [27, форм. (48)], положим плотность энергии анизотропии в следующем общем виде:

$$U_a = K \sin^2 \theta, \quad (23)$$

где θ – полярный угол вектора намагниченности соответствующей подрешетки.

Учитывая определение потенциала с точностью до постоянного слагаемого, можно записать (23) в виде:

$$U_a = -K \cos^2 \theta, \quad (24)$$

откуда, переходя к декартовым координатам, получаем полную плотность энергии анизотропии для двух подрешеток в виде:

$$U_a = -\frac{K}{M_{10}^2} M_{1z}^2 - \frac{K}{M_{20}^2} M_{2z}^2. \quad (25)$$

При этом, как и ранее, $K > 0$ соответствует анизотропии типа «легкая ось», а $K < 0$ – анизотропии типа «легкая плоскость». В рамках настоящей работы будет рассматриваться анизотропия только типа «легкая ось», то есть будем считать $K > 0$. Подставляя (19)-(22), (25) в (18), получаем полную плотность энергии в виде:

$$U = -(H_{0x}M_{1x} + H_{0y}M_{1y} + H_{0z}M_{1z}) - (H_{0x}M_{2x} + H_{0y}M_{2y} + H_{0z}M_{2z}) + \\ + \Lambda (M_{1x}M_{2x} + M_{1y}M_{2y} + M_{1z}M_{2z}) + 2\pi(M_{1z} + M_{2z})^2 - \frac{K}{M_{10}^2} M_{1z}^2 - \frac{K}{M_{20}^2} M_{2z}^2. \quad (26)$$

Эффективные поля (10), (11) принимают вид:

для первой подрешетки:

$$H_{1x} = H_{0x} - \Lambda M_{2x}; \quad (27)$$

$$H_{1y} = H_{0y} - \Lambda M_{2y}; \quad (28)$$

$$H_{1z} = H_{0z} - \Lambda M_{2z} - 4\pi(M_{1z} + M_{2z}) + \frac{2K}{M_{10}^2} M_{1z}; \quad (29)$$

для второй подрешетки:

$$H_{2x} = H_{0x} - \Lambda M_{1x}; \quad (30)$$

$$H_{2y} = H_{0y} - \Lambda M_{1y}; \quad (31)$$

$$H_{2z} = H_{0z} - \Lambda M_{1z} - 4\pi(M_{1z} + M_{2z}) + \frac{2K}{M_{20}^2} M_{2z}. \quad (32)$$

4. Параметры задачи для метода установления

Система уравнений (12)-(17) с учетом (27)-(32) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка. В качестве основных были выбраны следующие параметры: $M_{10} = 370$ Гс; $M_{20} = 135$ Гс; $T_{c1} = 346,68$ град, $T_{c2} = 390$ град. При этом температура компенсации составляла $T_p = 327,5$ град. Значения остальных параметров указаны в тексте. Параметр затухания прецессии намагниченности был выбран одинаковым для обеих подрешеток и составлял $\alpha = 0,1$. При этом время установления составляло 10^{-6} с при шаге по времени 10^{-11} с. Полное время расчета одного значения поля, то есть одной точки диаграммы при заданной температуре на компьютере с частотой такта 2400 МГц составляло около 20-30 с, а время построения полной диаграммы с 20-30 точками – несколько минут.

5. Процедура определения точек переходов

Из общей структуры фазовой диаграммы следует, что при любом заданном значении температуры по мере изменения поля ниже нижней ветви диаграммы векторы намагниченностей подрешеток ориентированы вдоль поля параллельно навстречу друг другу, а выше верхней ветви диаграммы те же векторы ориентированы также параллельно, но в едином направлении вдоль поля. В первом случае угол между ними равен 180 градусам, а во втором случае равен нулю. Между нижней и верхней ветвями диаграммы угол между намагниченностями меняется от 180 градусов до нуля (так называемая «угловая фаза»). Таким образом, на каждой ветви диаграммы по намагниченностям происходят нижний и верхний фазовые переходы, а в промежутке между ветвями имеет место плавно меняющийся ориентационный переход. Более подробно особенности подобных переходов рассмотрены в работе [8, стр.24-27, 198-234].

Метод установления позволяет проследить по мере изменения поля ориентацию намагниченностей обеих подрешеток при заданной температуре. Типичная картина такого явления представлена на рис. 4. Для простоты иллюстрации температура положена равной нулю, а константа обменного взаимодействия принята равной единице, то есть $T = 0$ град., $\Lambda = 1$ отн.ед. Анизотропия и размагничивание отсутствуют, а остальные параметры соответствуют приведенным в разделе 4.

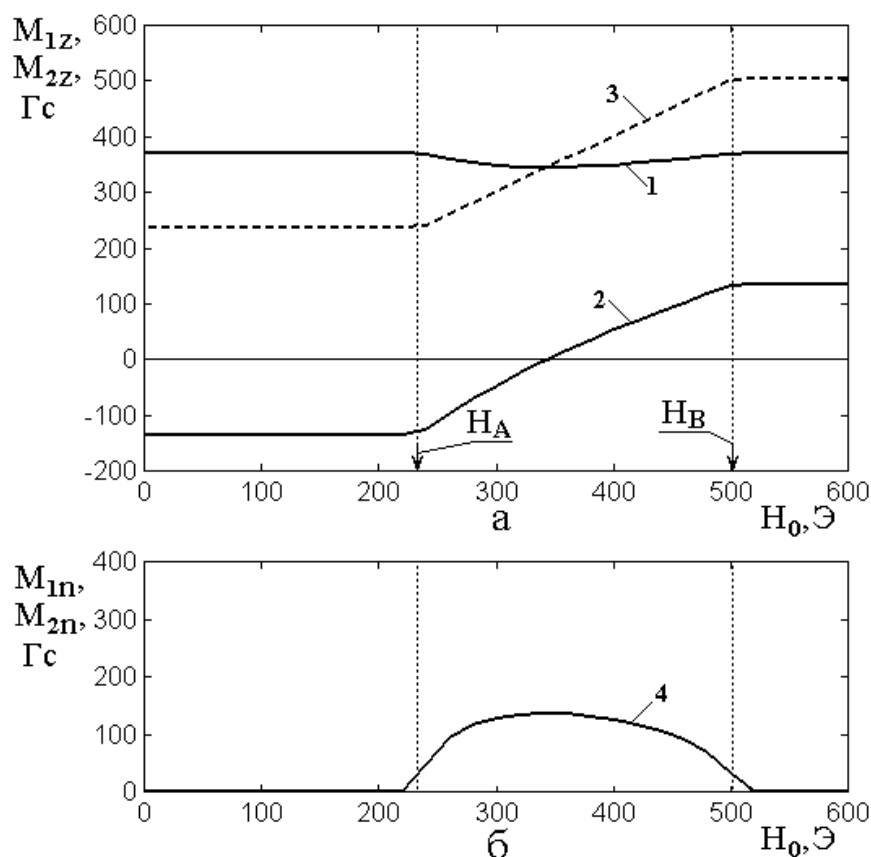


Рис. 4. Зависимости нормальных (а) и плоскостных (б) компонент намагниченностей подрешеток от поля. 1 – z-компонента намагниченности первой подрешетки; 2 – z-компонента намагниченности второй подрешетки; 3 – сумма z-компонент намагниченностей обеих подрешеток; 4 – плоскостные x-y-компоненты намагниченностей подрешеток (обе совпадают, поэтому показаны одной линией).

Из рисунка видно, что намагниченности от нуля до поля H_A не меняются, причем z-компонента намагниченности первой подрешетки положительна, второй – отрицательна, а x-y-компоненты равны нулю.

При увеличении поля выше H_A z-компонента намагниченности первой подрешетки уменьшается, а второй увеличивается, причем возникают отличные от нуля плоскостные компоненты намагниченностей обеих подрешеток.

По мере увеличения поля подобное изменение компонент намагниченностей происходит до поля H_B , выше которого z-компоненты обеих намагниченностей снова принимают постоянные значения, а плоскостные компоненты тех же намагниченностей падают до нуля. При этом z-компонента первой подрешетки остается положительной, а z-компонента намагниченности

второй подрешетки также становится положительной, по абсолютной величине принимая значение, равное абсолютной величине той же намагниченности при поле меньшем H_A .

Таким образом, в точках, соответствующих полям H_A и H_B , по обеим намагниченностям происходят фазовые переходы, а между этими полями происходит плавный ориентационный переход. То же касается суммарной намагниченности, представленной на рис. 4 кривой 3, изображенной пунктирной линией.

Подобная ситуация наличия двух фазовых переходов с заключенным между ними ориентационным переходом имеет место во всем интервале температур от нуля до температуры Кюри второй подрешетки с той лишь разницей, что при температуре выше компенсации роли той и другой намагниченностей меняются местами, то есть ниже компенсации вид кривой 1 на рис. 4 принимает вторая подрешетка, а кривой 2 – первая.

Согласно рис. 3, верхняя ветвь фазовой диаграммы пропорциональна (с точностью до коэффициента обмена Λ) зависимости от поля суммы z-компонент намагниченностей, а нижняя ветвь пропорциональна разности тех же компонент с тем же коэффициентом. Поэтому точки перегиба кривой 3 на рис. 4 позволяют сразу получить значения полей диаграммы, соответствующих той и другой ветви. Таким образом, для получения полной диаграммы достаточно, проходя с определенным шагом по температуре, на каждом шаге измерять значения полей H_A и H_B , что и даст обе ветви искомой диаграммы. Заметим, что при практическом построении диаграммы обычно бывает удобнее следить не за кривой 3, а за крайними точками кривой 4, определяющими те же поля H_A и H_B . Удобство обусловлено тем, что в этих точках кривая 3 испытывает лишь перегиб, не всегда четко заметный, тогда как кривая 4, как правило, довольно резко отходит от нуля, что позволяет определить поля H_A и H_B более уверенно.

На рис. 5 приведен пример построения диаграммы с использованием предложенной выше процедуры определения полей переходов H_A и H_B . Точки построены с использованием метода установления, сплошные кривые – аналитически по формулам (6), (7).

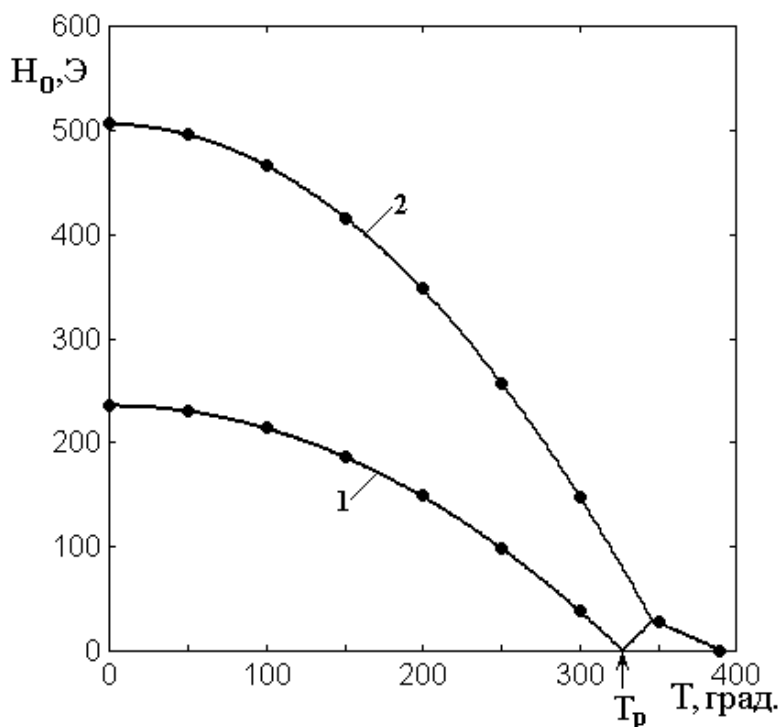


Рис. 5. Фазовая диаграмма, построенная методом динамического установления.

1 – нижняя ветвь, поле перехода H_A ; 2 – верхняя ветвь, поле перехода H_B .

Точки – результаты расчета методом установления, сплошные линии – результаты аналитического расчета по формулам (6), (7).

Параметры – те же, что на рис. 4.

Из рисунка видно, что метод установления дает результаты, совпадающие с аналитическим расчетом с высокой точностью. Некоторые дополнительные особенности точности такого построения, в том числе касающиеся оптимального выбора параметра затухания и шага по времени, приведены в работе [28].

6. Деформация диаграммы при введении анизотропии

В работе [36] исследован характер диаграммы при вариации размагничивания формы пластины, междоузельного обмена и одноосной анизотропии. В результате показано, что вариации обмена и размагничивания не исключают попадания нижней ветви диаграммы при температуре компенсации в нулевую точку по полю. В то же время установлено, что единственной причиной повышения диаграммы в точке компенсации является анизотропия типа «легкая ось», ориентированная нормально к плоскости пластины. Типичный вид фазовой диаграммы при различных значениях константы анизотропии представлен на рис. 6.

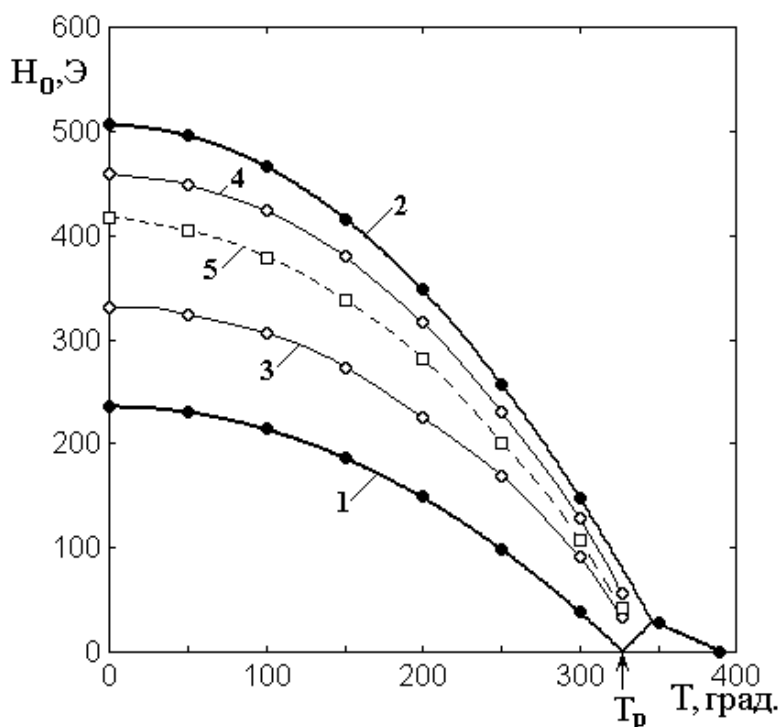


Рис. 6. Фазовая диаграмма при различных значениях константы анизотропии K :
1, 2 – $K = 0$; 3, 4 – $K = 4000$ эрг/см³; 5 – $K = 40000$ эрг/см³.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4. Область в окрестности вблизи T_p подробно не рассматривается, так как это будет сделано далее в более крупном масштабе.

На этом рисунке нижняя и верхняя ветви диаграммы, представленные кривыми 1 и 2, соответствующие отсутствию анизотропии, совпадают с подобными кривыми на рис. 5. При введении довольно небольшой анизотропии нижняя ветвь диаграммы повышается, принимая вид кривой 3, а верхняя

понижается, принимая вид кривой 4. Увеличение анизотропии до определенного предела приводит к полному слиянию обеих ветвей друг с другом, так что они образуют общую кривую 5, которая при дальнейшем увеличении анизотропии более не меняется.

Заметим, что вблизи температуры компенсации общая кривая 5 может испытывать расщепление, отмеченное в работе [36] на рис. 13. В то же время, проверка показывает, что при дальнейшем увеличении анизотропии расщепление пропадает.

Важно отметить, что представленное здесь на рис. 6, а также отмеченное в работе [36], сужение диаграммы при увеличении анизотропии происходит строго в рамках верхней и нижней ветвей исходной диаграммы в отсутствие анизотропии, так что никакое увеличение анизотропии, вплоть до схлопывания обеих ветвей и выше диаграмму в целом вверх по полю не поднимает.

В то же время, в работе [36] отмечено, что к подъему диаграммы, то есть приближения ее к экспериментально наблюдаемым в работах [32-35] значениям, может привести учет размагничивания и обменного взаимодействия, насчет чего вынесена рекомендация исследовать воздействие всех трех факторов совместно. В связи с этим дальнейшая часть настоящей работы будет посвящена именно этому вопросу.

7. Особенности формирования диаграммы в виде замкнутой области

Фазовые диаграммы, представленные в экспериментальных работах [32-35], представляют собой, замкнутые области, довольно жестко ограниченные по обе стороны как по полю, так и по температуре. В то же время, диаграмма, построенная на основе параметров, приведенных в разделе 4 без учета анизотропии, размагничивания и обмена, имеет вид, представленный на рис. 3, где наблюдаемые в эксперименте ограничения по полю и температуре отсутствуют. При этом поля диаграммы на рис. 3 более чем на порядок меньше наблюдаемых, а температурный диапазон простирается от нуля до температуры Кюри первой подрешетки.

С другой стороны, как отмечено в работе [36], учет размагничивания и особенно обмена приводит к значительному повышению диаграммы по полю.

В то же время, как показано в разделе 6, введение анизотропии приводит к сближению ветвей диаграммы вплоть до слияния в одну (кривая 5 на рис. 6), причем отмечено, что в окрестности температуры компенсации слившаяся было ветвь может испытывать расщепление на нижнюю и верхнюю составляющие. Таким образом, анизотропия вблизи компенсации может привести к образованию расщепленной замкнутой области, ограниченной по температуре снизу слившейся частью ветвей диаграммы и сверху температурой, заключенной между температурой компенсации и точкой Кюри первой подрешетки.

Согласно сказанному в разделе 6, слияние ветвей происходит при достижении константы анизотропии определенного значения K_b , которое можно считать критическим, причем после превышения константы над этим значением слившаяся единая ветвь далее не меняется.

Таким образом, как можно видеть на основе рис. 6, трансформация диаграммы в ограниченную замкнутую область возможна только при значении константы анизотропии несколько меньшим критического.

Проверка показывает, что критическое значение константы анизотропии K_b зависит как от температуры, так и от параметров размагничивания и обмена. Поэтому представляет интерес рассмотрение таких зависимостей от перечисленных параметров, что и будет сделано далее.

Поскольку расщепление диаграммы с образованием замкнутой области происходит вблизи температуры компенсации, будем рассматривать характер трансформации диаграммы именно при этой температуре.

8. Характер трансформации диаграммы под влиянием размагничивания

Начнем рассмотрение трансформации диаграммы под влиянием размагничивания формы пластины. В классическом виде (22) плотность энергии размагничивания определяется единственной константой, для пластины равной 2π . Чтобы рассмотреть влияние размагничивания в широком диапазоне изменения, представим плотность энергии размагничивания (22) в виде:

$$U_p = (2\pi P_m) (M_{1z} + M_{2z})^2, \tag{33}$$

где P_m – нормировочный параметр, меняющийся от нуля до единицы. Можно видеть, что при $P_m = 0$ размагничивание отсутствует, а при $P_m = 1$ эта формула переходит в (22).

Обратимся к рис. 7, где показаны зависимости параметров диаграммы от параметра размагничивания P_m при температуре компенсации.

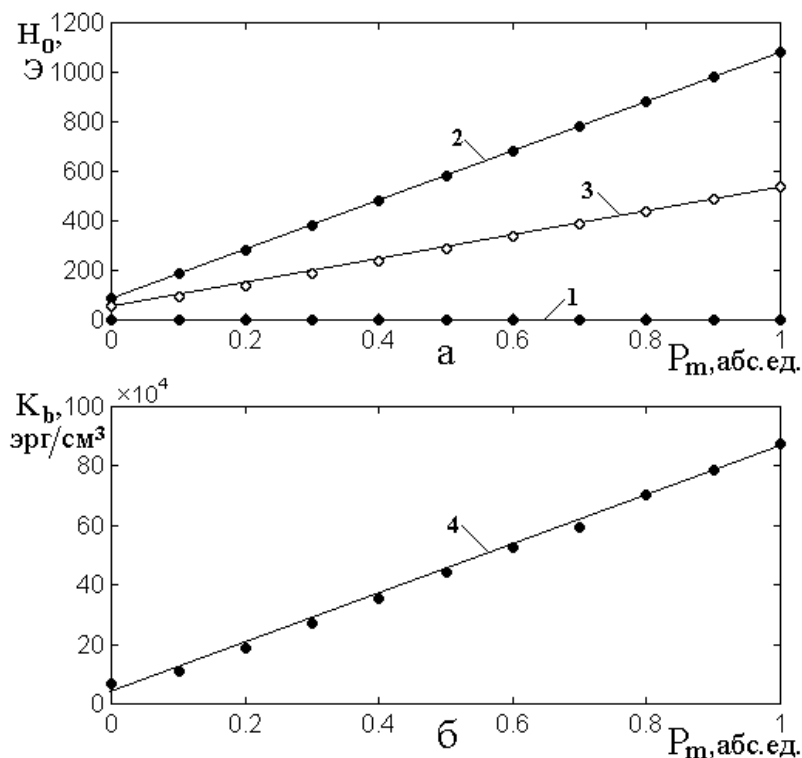


Рис. 7. Зависимости параметров диаграммы от параметра размагничивания P_m при температуре компенсации. а – поля нижней (1) и верхней (2) ветвей диаграммы, а также поле слияния обеих ветвей воедино (3); б – критическое

значение константы анизотропии (4), соответствующее слиянию ветвей.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4.

Из рис. 7а видно, что при любом значении параметра размагничивания нижняя ветвь диаграммы (кривая 1) всегда остается в нуле, который приходится на температуру компенсации. Верхняя ветвь (кривая 2) при увеличении P_m растет линейно с угловым коэффициентом около 1000 Э на ед. P_m . При этом поле слияния ветвей (кривая 3) также растет линейно с угловым коэффициентом в два раза меньшим, то есть около 500 Э на ед. P_m .

Критическое значение константы анизотропии (кривая 4 на рис. 7б) увеличивается также линейно с угловым коэффициентом $80 \cdot 10^4$ эрг/см³ на ед. P_m .

Из рис. 7а можно видеть, что увеличение размагничивания вплоть до максимально возможного значения 2π (то есть до $P_m = 1$), не дает получить поле слияния ветвей больше 600 Э, тогда как эксперимент [32-35] требует поля около 10000 Э, так что можно полагать, что размагничивание в формировании замкнутой области диаграммы несомненно вносит свой вклад, но решающим не является.

9. Характер трансформации диаграммы под влиянием обменного взаимодействия

Рассмотрим теперь трансформацию диаграммы под влиянием параметра межподрешеточного взаимодействия. В классическом виде (21) плотность энергии обмена прямо пропорциональна величине параметра Λ , который для рассматриваемого случая антиферромагнитного упорядочения может принимать любые положительные значения.

Обратимся к рис. 8, где показаны зависимости параметров диаграммы от параметра обменного взаимодействия при температуре компенсации.

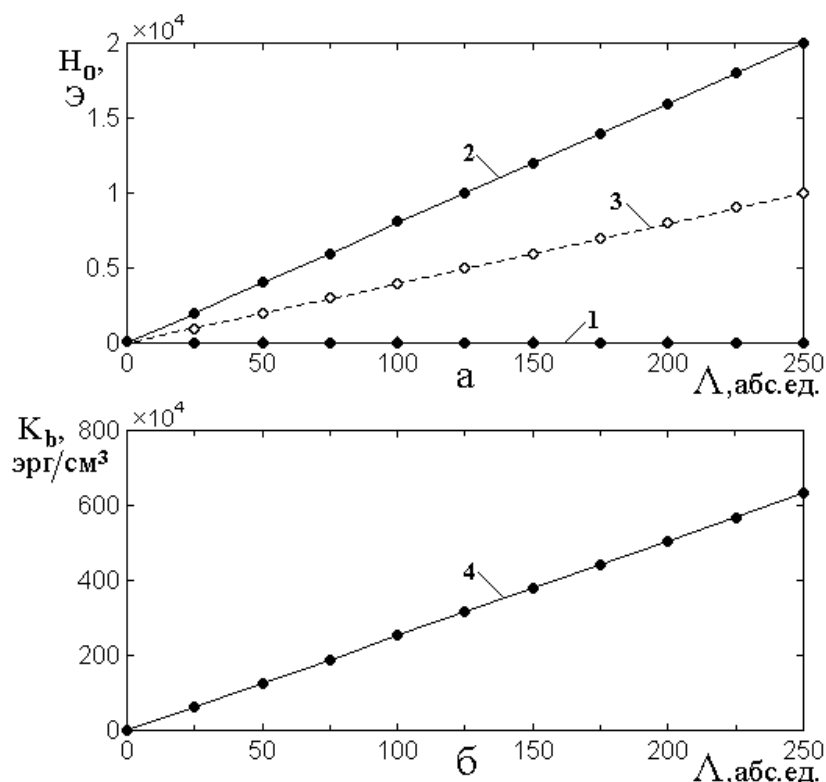


Рис. 8. Зависимости параметров диаграммы от параметра обменного взаимодействия Δ при температуре компенсации. а – поля нижней (1) и верхней (2) ветвей диаграммы, а также поле слияния обеих ветвей воедино (3); б – критическое значение константы анизотропии (4), соответствующее слиянию ветвей. Остальные параметры – те же, что на рис. 4.

Из рис. 8 видно, что при любом значении параметра обмена нижняя ветвь диаграммы (кривая 1) всегда остается в нуле, который приходится на температуру компенсации. Верхняя ветвь (кривая 2) при увеличении Δ растет линейно с угловым коэффициентом около $80 \text{ Э на ед. } \Delta$. При этом поле слияния ветвей (кривая 3) также растет линейно с угловым коэффициентом в два раза меньшим, то есть около $40 \text{ Э на ед. } \Delta$.

Критическое значение константы анизотропии (кривая 4 на рис. 8б) увеличивается также линейно с угловым коэффициентом $2,48 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3$ на ед. Δ .

Из рис. 8а можно видеть, что увеличение параметра обмена до величины порядка 250 абс.ед. позволяет получить поле слияния ветвей порядка 10000 Э , что близко соответствует значению, требуемому экспериментом [32-35], то есть обменное взаимодействие является главным фактором, определяющим поле существования диаграммы в виде замкнутой области.

10. Характер трансформации диаграммы под влиянием обмена в сочетании с размагничиванием

Рассмотрим теперь трансформацию диаграммы под влиянием параметра межподрешеточного обменного взаимодействия в сочетании с размагничиванием. В классическом виде плотность энергии обмена прямо пропорциональна величине параметра Λ , а роль размагничивания при параметре $P_m = 1$ сводится к постоянной добавке с коэффициентом 2π .

Обратимся к рис. 9, где показаны зависимости параметров диаграммы от параметра обменного взаимодействия в сочетании с размагничиванием при температуре компенсации.

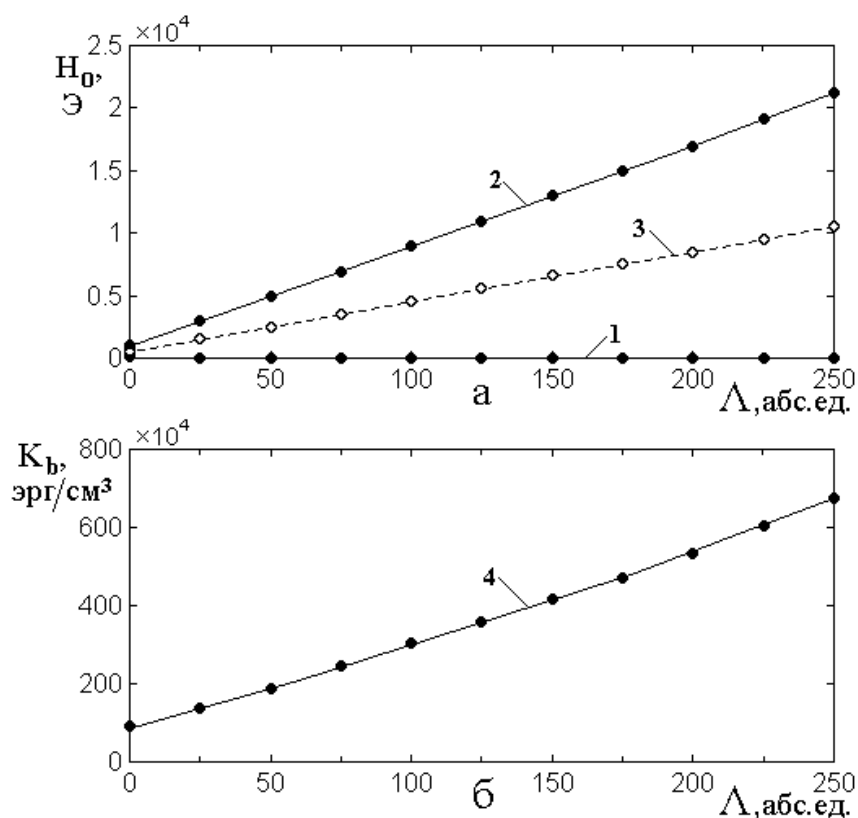


Рис. 9. Зависимости параметров диаграммы от параметра межподрешеточного обменного взаимодействия Λ с учетом влияние размагничивания при температуре компенсации. а – поля нижней (1) и верхней (2) ветвей диаграммы, а также поле слияния обеих ветвей воедино (3); б – критическое значение константы анизотропии (4), соответствующее слиянию ветвей.

Остальные параметры – те же, что на рис. 4.

Из рисунка видно, что все кривые весьма похожи на приведенные на рис. 8, с тем отличием, что размагничивание несколько изменяет угловые коэффициенты наблюдаемых прямолинейных зависимостей. Так, кривая 1 остается на том же месте, в нуле, соответствующем температуре компенсации, угловой коэффициент поля верхней ветви (кривая 2) увеличивается, принимая значение $88 \text{ Э на ед. } \Lambda$, угловой коэффициент линии слияния ветвей также увеличивается становясь равным $44 \text{ Э на ед. } \Lambda$, а угловой коэффициент линии критического значения константы анизотропии (кривая 4) несколько уменьшается, приобретая значение $2,36 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3 \text{ на ед. } \Lambda$.

11. Некоторое обобщающее замечание

Важным обстоятельством можно считать преобладающую роль обмена в формировании диаграммы в целом в том случае, если ее форма приближается к замкнутой области, подобной наблюдаемой в экспериментах работ [32-35]. То есть из вида кривой 3 на рис. 9а можно заключить, что из близости экспериментально наблюдаемой диаграммы к полю 10000 Э следует равенство константы обмена величине 250 абс.ед. То есть такое наблюдение можно считать определенным способом измерения константы межподрешеточного обмена.

С другой стороны, весьма примечательным является линейный характер всех приведенных зависимостей, что говорит о едином механизме такого изменения. В то же время, приведенные зависимости получены численным методом установления, тогда как аналитическому решению не поддаются. Тем не менее, линейный характер говорит о наличии какой-то достаточно характерной закономерности, поиск которой может составить предмет для отдельной работы.

Заметим далее, что расчет методом установления требует рассмотрения резонансной прецессии намагниченности, описываемой уравнениями (8), (9), частота которой в полях порядка 10000 Э становится близкой к 28 ГГц , что требует дискретности шага расчета порядка $3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Практика работы авторов

с компьютером, частота такта которого составляла 2400 МГц, показала, что в этом случае для установления, то есть полной релаксации намагниченности, в таком поле требуется время в несколько десятков минут (до часа и более). В то же время, исходя из линейности зависимостей, приведенных в разделах 8-10, можно полагать, что характер диаграммы при меньших полях будет подобен таковому в поле 10000 Э, поэтому с целью уменьшения расчетного времени при дальнейшем рассмотрении авторы положили основным значение параметра обмена $\Lambda = 50$ абс.ед., что позволило ограничиться полями порядка 5000 Э при условии сохранения основной картины явлений.

12. Слияние ветвей диаграммы в широком интервале температур

В разделах 8-10 рассмотрена трансформация диаграммы при вариации размагничивания, обмена и анизотропии. Было показано, что при температуре компенсации увеличение константы анизотропии выше критического значения K_b приводит к слиянию нижней и верхней ветвей диаграммы в единую ветвь. Рассмотрим теперь то же явление в более широком диапазоне температур по обе стороны от температуры компенсации.

Обратимся к рис. 10, где представлен характер слияния ветвей диаграммы в окрестности компенсации в более широком интервале температур. При этом кривые 1 и 3 соответствуют исходным ветвям диаграммы в отсутствие анизотропии, а кривая 3 отражает результат слияния ветвей при константе анизотропии больше критического значения.

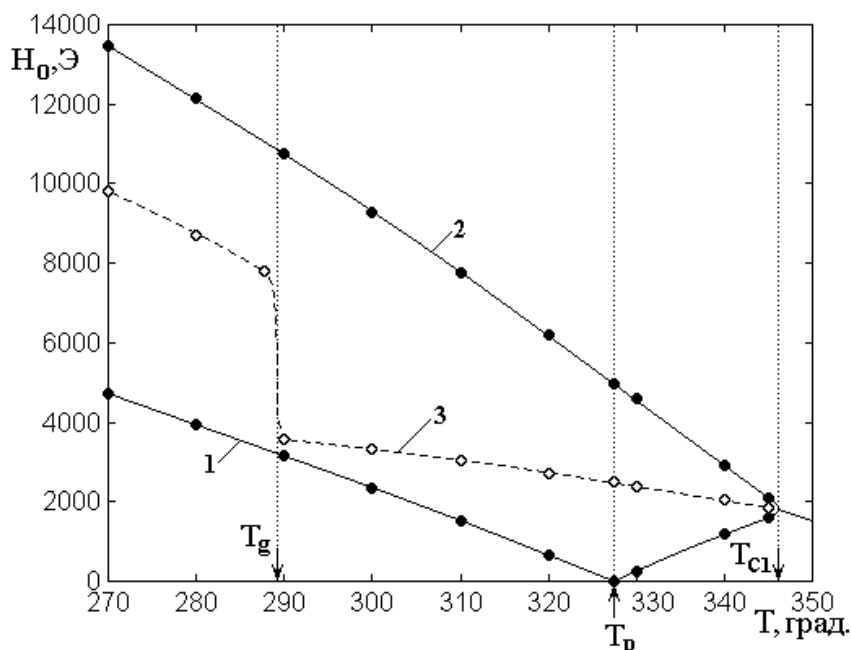


Рис. 10. Характер слияния ветвей диаграммы в широком интервале температур. 1 – нижняя ветвь исходной диаграммы; 2 – верхняя ветвь исходной диаграммы; 3 – сливающаяся диаграмма при константе анизотропии выше критического значения. Параметр обмена $\Lambda = 50$ абс.ед. T_p – температура компенсации.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из рисунка можно видеть, что обе исходные ветви 1 и 2 диаграммы ведут себя подобно таковым на рис. 3б с учетом увеличения поля за счет обмена. Обе ветви по мере увеличения температуры плавно спадают, однако кривая слияния 3 также плавно спадает только до температуры $T_g = 290$ град., после чего испытывает резкий скачок вниз, по окончании которого также плавно спадает, однако теперь значительно медленнее, чем до температуры T_g . Интервал скачка спада вниз по плюсу составляет от 8000 Э до 4000 Э, так что поле падает в два раза. Для удобства обращения будем называть далее параметр T_g температурой скачка слияния ветвей диаграммы.

Замечание. Следует отметить, что при построении рис. 10 во всем интервале температур константа анизотропии намеренно значительно превышала критическое значение K_b и составляла $240 \cdot 10^4$ эрг/см³. Такое превышение имеет чисто технический характер и от его величины вид кривой 3 на рис. 10 не зависит.

13. Характерные области критического значения константы анизотропии

Рассмотрим теперь, как ведет себя в том же интервале температур критическое значение константы анизотропии K_b , для чего обратимся к рис. 11, где показана зависимость критического значения константы анизотропии от температуры при тех же параметрах, что на рис. 10. Характерные точки зависимости образуют кривую А-В-С-D-Е. Ниже этой кривой диаграмма существует в виде разделенных промежутком двух ветвей – нижней и верхней. Выше той же кривой диаграмма представляет собой единственную ветвь, образованную слиянием нижней и верхней ветвей воедино.

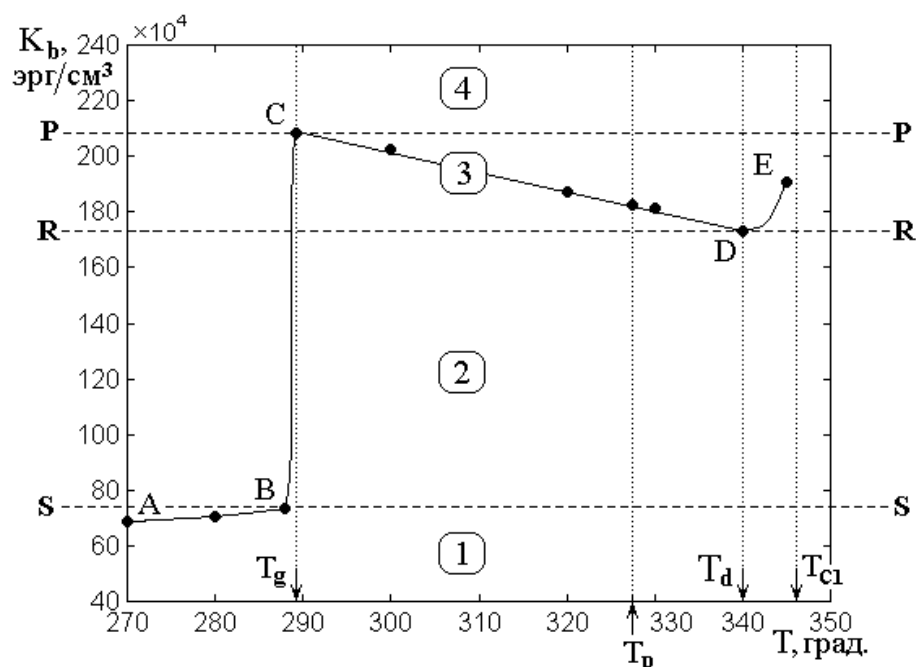


Рис. 11. Зависимость критического значения константы анизотропии от температуры при тех же параметрах, что на рис. 10 (кривая А-В-С-D-Е).

Цифры в рамках 1-4 – характерные области значений константы, определяющие характер диаграммы. Горизонтальные пунктирные линии P-P, R-R, S-S – границы между характерными областями.

Основные параметры приведены в разделе 4.

Из рисунка можно видеть, что критическое значение константы анизотропии имеет области плавного изменения при тех же температурах, что кривая слияния ветвей 3 на рис. 10 (участки кривой АВ и CD). Однако между этими участками при температуре T_g зависимость K_b от T резко возрастает от значения $75 \cdot 10^4$ эрг/см³ до значения $209 \cdot 10^4$ эрг/см³, то есть почти в три раза.

Заметим, что на участке АВ кривая слегка возрастает, а на участке CD плавно спадает. На участке DE кривая снова несколько растет, начиная с температуры T_d , после чего повышается до точки E, где обрывается при температуре, близкой к точке Кюри первой подрешетки T_{c1} . Этот участок находится значительно выше температуры компенсации и, по-видимому, решающего значения для формирования диаграммы не имеет.

Приведенный на рис. 11 характер зависимости критического значения анизотропии от температуры позволяет выделить четыре характерные области, разделенные горизонтальными пунктирными линиями S-S, R-R и P-P. На рис. 11 эти области отмечены цифрами в рамках 1-4. Рассмотрим эти области по отдельности, исходя из возрастания критического значения константы анизотропии.

Область №1. Первая область по рис. 11 лежит ниже линии S-S ($K_b = 75 \cdot 10^4$ эрг/см³), и определяется прохождением ее горизонтальной границы через точку В. Обратимся к рис. 12, где показан близкий к температуре компенсации T_p фрагмент фазовой диаграммы.

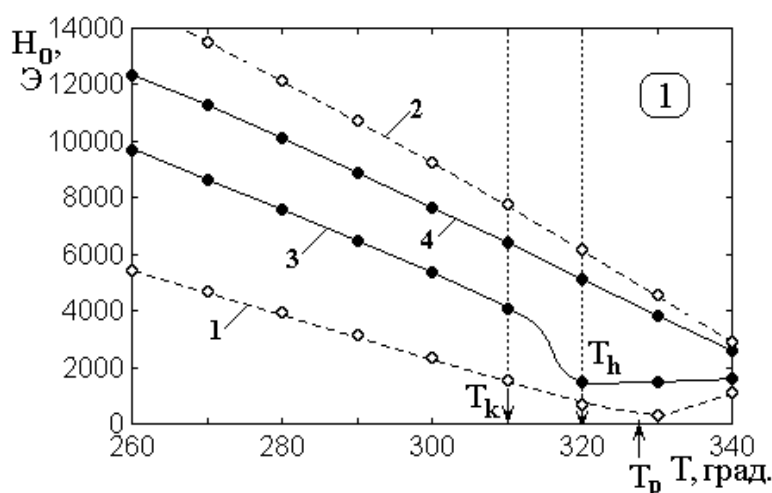


Рис. 12. Фрагмент фазовой диаграммы в окрестности температуры компенсации в области №1 по рис. 11. Константа анизотропии: $K_b = 40 \times 10^4$ эрг/см³. 1, 2 – ветви диаграммы в отсутствие анизотропии (пунктирные линии); 3, 4 – ветви диаграммы при наличии анизотропии (сплошные линии).

T_p – температура компенсации; T_k – температура начала перегиба нижней ветви; T_h – температура окончания перегиба нижней ветви.

В правом верхнем углу – номер области по рис. 11.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Исходная диаграмма, соответствующая отсутствию анизотропии, представлена линиями 1 (нижняя ветвь) и 2 (верхняя ветвь), отмеченными пунктиром. Подобно установленному в работе [36], анизотропия приводит к повышению нижней ветви и понижению верхней, так что ветви 3 и 4, соответствующие влиянию анизотропии (сплошные линии), располагаются между ветвями 1 и 2. Поскольку в этой области при любой температуре анизотропия не достигает критического значения, то ветви 3 и 4 не сливаются, а остаются разделенными определенным промежутком.

При этом можно видеть, что верхняя ветвь 4 не имеет заметных изгибов, и остается по форме подобной верхней ветви исходной диаграммы 2. В то же время, нижняя ветвь 3 претерпевает двукратный перегиб, приводящий в определенной температуре к ее понижению почти до нижней ветви исходной диаграммы 1, после чего наклон вниз этой ветви значительно уменьшается и она стремится к максимальной температуре диаграммы почти горизонтальным образом.

По характеру перегиба нижней ветви можно отметить две характерные точки: температура начала перегиба T_g и температура его окончания T_h . До температуры T_g кривая 3 спадает подобно ветвям 1 и 2 исходной диаграммы, между температурами T_g и T_h спадает резко, а выше температуры T_h снова спадает, но довольно медленно, приближаясь к нижней ветви исходной диаграммы 1, вплоть до конца диаграммы, определяемой температурой Кюри первой подрешетки $T_{c1} = 364,68$ град. (вблизи пределов правой границы рисунка).

Область №2. Вторая область по рис. 11 лежит между линиями S-S ($K_b = 75 \cdot 10^4$ эрг/см³) и R-R ($K_b = 174 \cdot 10^4$ эрг/см³) и определяется прохождением ее горизонтальных границ через точки В (линия S-S) и D (линия R-R). Обратимся к рис. 13, где показан близкий к температуре компенсации T_p фрагмент фазовой диаграммы.

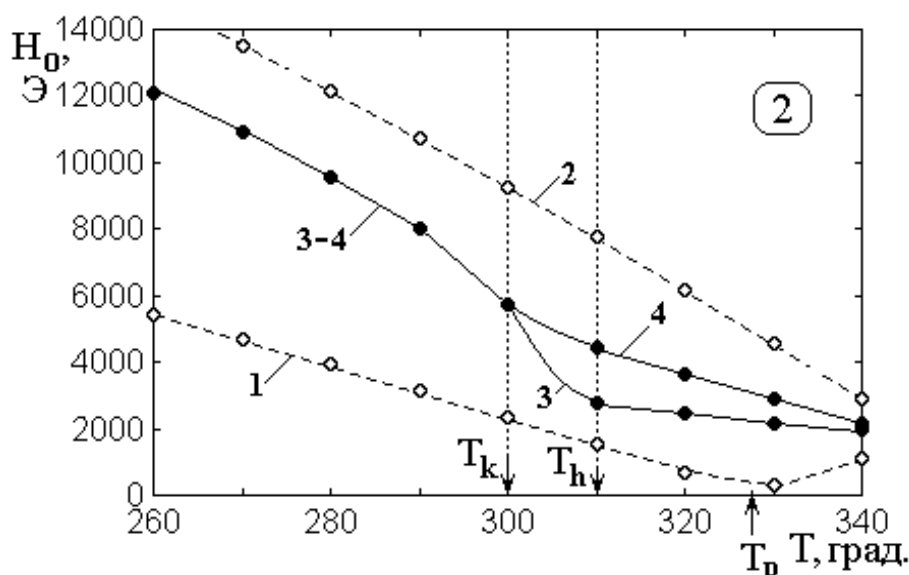


Рис. 13. Фрагмент фазовой диаграммы в окрестности температуры компенсации в области №2 по рис. 11. Константа анизотропии: $K_b = 120 \times 10^4$ эрг/см³.

1, 2 – ветви диаграммы в отсутствие анизотропии (пунктирные линии);

3, 4 – ветви диаграммы при наличии анизотропии (сплошные линии);

3-4 – ветвь диаграммы, образованная слиянием ветвей 3 и 4 (сплошная линия);

T_p – температура компенсации; T_k – температура начала перегиба нижней

ветви; T_h – температура окончания перегиба нижней ветви.

В правом верхнем углу – номер области по рис. 11.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из рис. 11 можно ожидать, что при принятом здесь значении константы анизотропии $K_b = 120 \times 10^4$ эрг/см³ при температуре ниже T_g анизотропия превышает критическое значение, так что обе ветви диаграммы сливаются, а при температуре выше T_g критическое значение анизотропии не достигается, так что ветви диаграммы существуют раздельно. Именно такое поведение ветвей можно видеть из рис. 13. Таким образом, при температуре T_k начинается перегиб нижней ветви вниз, который сопровождается ее отщеплением от единой слившейся ветви 3-4, так что выше этой температуре обе ветви 3 и 4 существуют отдельно.

Таким образом, из рис. 13 видно, что роль температуры слияния ветвей здесь играет температура $T_k = 300$ град., которая несколько превышает значение $T_g = 290$ град., приведенное на рис. 11. Однако различие по

отношению к абсолютным величинам температур составляет всего около 3 %, так что на данном этапе рассмотрения его можно считать достаточно малым.

На рис. 13, подобно предыдущему случаю, заметный перегиб испытывает только нижняя ветвь, причем интервал перегиба по температуре от T_k до T_h имеет ту же величину около 10 град.

Главное отличие от рис. 12 состоит в том, что до температуры начала перегиба $T < T_k$ ветви 3 и 4 слиты воедино, как это и ожидалось на основе рис. 11. В то же время, различие ветвей выше окончания перегиба, то есть при $T > T_h$ сохраняется до конца диаграммы и ветви нигде далее не сливаются, что также следует из рис. 11.

Область №3. Третья область по рис. 11 лежит между линиями R-R ($K_b = 174 \cdot 10^4$ эрг/см³) и P-P ($K_b = 209 \cdot 10^4$ эрг/см³) и определяется прохождением ее горизонтальных границ через точки D (линия R-R) и C (линия P-P). Обратимся к рис. 14, где показан близкий к температуре компенсации T_p фрагмент фазовой диаграммы.

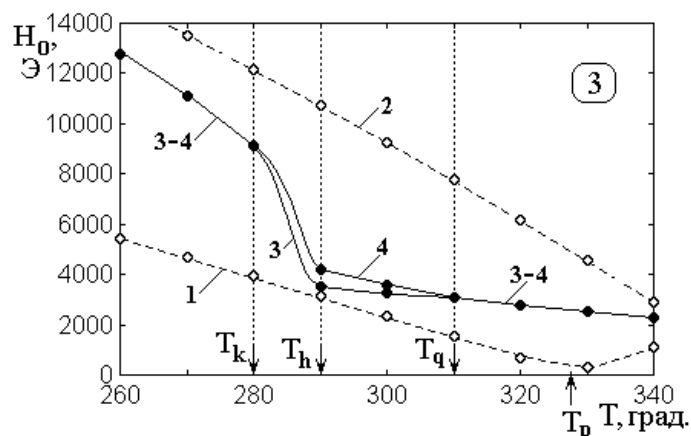


Рис. 14. Фрагмент фазовой диаграммы в окрестности температуры компенсации в области №3 по рис. 11. Константа анизотропии: $K_b = 190 \times 10^4$ эрг/см³. 1, 2 – ветви диаграммы в отсутствие анизотропии (пунктирные линии); 3, 4 – ветви диаграммы при наличии анизотропии (сплошные линии); 3-4 – ветвь диаграммы, образованная слиянием ветвей 3 и 4; T_p – температура компенсации; T_k – температура начала перегиба нижней ветви, сопровождаемого расщеплением ветвей 3 и 4; T_h – температура окончания перегиба нижней ветви; T_q – температура повторного слияния ветвей 3 и 4.

В правом верхнем углу – номер области по рис. 11.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

В этой области при температуре ниже T_k диаграмма существует в виде единственной слившейся ветви 3-4, а выше T_k по мере повышения температуры остается расщепленной на отдельные ветви 3 и 4 до тех пор, пока температура не достигнет значения T_g , после чего ветви 3 и 4 снова сливается в единственную ветвь 3-4.

Таким образом, здесь фазовая диаграмма принимает вид единственной замкнутой области, ограниченной как по температуре, так и по полю.

Следует заметить также, что в отличие от двух предыдущих случаев здесь в формировании замкнутой области участвуют как нижняя, так и верхняя ветви, обе испытывают перегиб в одном и том же температурном интервале между T_k и T_h .

Отметим дополнительно, что начало общего перегиба, приходится на температуру $T_k = 280$ град., которая несколько ниже температуры $T_g = 290$ град., однако здесь, как и в предыдущем случае, различие мало (те же 3 %) и на данном этапе не рассматривается.

Область №4. Четвертая область по рис. 11 лежит выше линии Р-Р ($K_b = 209 \cdot 10^4$ эрг/см³) и определяется прохождением ее нижней горизонтальной границы через точку С (линия Р-Р). Сверху же эта область по величине анизотропии K_b не ограничена. Обратимся к рис. 15, где показан близкий к температуре компенсации T_p фрагмент фазовой диаграммы.

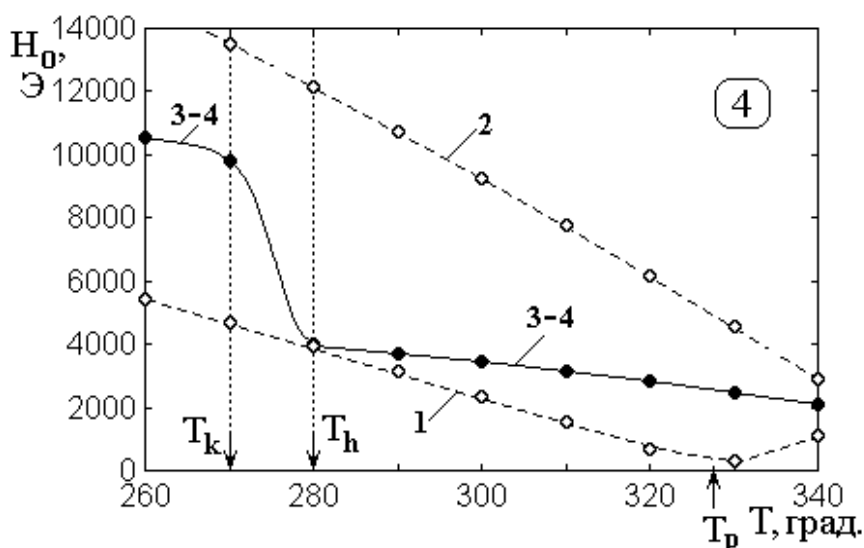


Рис. 15. Фрагмент фазовой диаграммы в окрестности температуры компенсации в области №4 по рис. 11. Константа анизотропии: $K_b = 240 \times 10^4$ эрг/см³.

1, 2 – ветви диаграммы в отсутствие анизотропии (пунктирные линии);
 3-4 – ветвь диаграммы, образованная слиянием ветвей 3 и 4 (сплошная линия);
 T_p – температура компенсации; T_k – температура начала перегиба нижней ветви; T_h – температура окончания перегиба нижней ветви.

В правом верхнем углу – номер области по рис. 11.

Остальные параметры приведены в разделе 4.

В этой области во всем исследованном температурном интервале диаграмма существует в виде единственной линии 3-4, образованной слиянием ветвей 3 и 4, как это и ожидалось из рис. 11.

Важно отметить, что здесь перегиб такой единственной ветви имеет весьма выраженный характер. То есть с начала перегиба при T_k ветвь резко уходит вниз, почти достигая нижней ветви 1 исходной диаграммы. Далее после T_h ветвь 3-4 слегка спадает, однако ее ход почти горизонтальный, подобный таковому на предыдущих рисунках, где такой же характер спада имели нижние ветви 3.

Перегиб начинается при температуре $T_k = 270$ град. и заканчивается при температуре $T_h = 280$ град., так что его ширина остается равной 10 град., однако начало T_k смещено относительно $T_g = 290$ град. несколько больше, чем на рис. 14, теперь на 6 %, что также невелико и на данном этапе не рассматривается.

Главным отличием от предыдущих случаев является полное отсутствие расщепления общей ветви, что не допускает формирования диаграммы в виде ограниченной замкнутой области.

14. Общий критерий формирования замкнутой области

Из рассмотрения, сделанного в разделе 13, в том числе с участием рис. 12-15, можно сделать вывод, что необходимым условием, то есть критерием формирования диаграммы в виде замкнутой области, является заключение критического значения константы анизотропии в интервале от $K_b = 124 \cdot 10^4$ эрг/см³ до $K_b = 209 \cdot 10^4$ эрг/см³, приходящемся на спадающий участок зависимости K_b от температуры, обозначенный на рис. 11 буквами С и D, то есть в области №3 между граничными линиями R-R и P-P.

Следует дополнительно отметить, что все кривые на рис. 12 – рис. 15 каких-либо особенностей при температуре компенсации T_p не имеют, так что можно считать, что формирование диаграммы в виде замкнутой области с точкой компенсации напрямую не связано.

Весьма важным моментом можно считать наличие перегиба при рассмотрении областей №1 и №4 по рис. 11. Из общего вида рис. 11 можно полагать, что перегиб обусловлен резким перепадом зависимости критического значения анизотропии от температуры при $T = T_g = 290$ град., однако области №1 и №4 по величине K_b находятся за пределами такого перепада (ниже и выше перепада), а температуры начала перегиба T_h от величины T_g несколько отличаются. Таким образом, можно считать, что формирование перегиба ветвей 3, 4 и общей ветви 3-4 диаграммы обусловлено не непосредственным влиянием зависимости K_b от температуры, а какой-то более глубокой причиной, тогда как перепад K_b при температуре T_g эту причину значительно усиливает, что и позволяет получить в этих условиях диаграмму в виде замкнутой ограниченной области. Более подробному выявлению механизма перегиба, в том числе его универсальности, авторы предполагают посвятить отдельную работу.

15. Соотношение полученных результатов с экспериментом

Рассмотрим теперь, в какой степени полученные результаты отвечают наблюдаемым в экспериментальных работах [32-35].

Будем исходить из диаграммы, приведенной на рис. 14, соответствующей параметрам $\Lambda = 50$ абс.ед. и $K_b = 190 \cdot 10^4$ эрг/см³. Относительно этих параметров, пользуясь линейностью зависимостей H_0 от Λ и K_b от T , приведенным на рис. 9а (кривая 3) и рис. 11 (участок CD), выполним линейную экстраполяцию к параметрам диаграммы, наблюдаемым в эксперименте.

Из рис. 14 видно, что приведенная на нем диаграмма имеет L-образный характер, то есть между температурами $T_b = 290$ град. и $T_q = 310$ град. имеется хорошо выраженный расщепленный участок, вытянутый в горизонтальном направлении, что близко к наблюдаемому в эксперименте. Однако при температуре между $T_k = 280$ град. и $T_b = 290$ град. диаграмма имеет резко вытянутый вверх почти вертикальный участок, который как раз соответствует области перегиба ветвей 3 и 4. Можно видеть, что ширина этого участка по температуре составляет не более 1-2 градусов, что значительно меньше горизонтального участка диаграммы между T_b и T_q , длина которого составляет 20 градусов. Таким образом, можно видеть, что роль вертикального участка в формировании расщепления ветвей диаграммы незначительна, поэтому в первом приближении этим участком можно пренебречь. То есть будем полагать, что расщепленная часть диаграммы слева от точки T_h является слитной, а значение поля в этой точке возьмем как среднее арифметическое между двумя значениями в точке T_h , которые равны 3440 Э и 3990 Э, то есть поле в левой крайней точке диаграммы положим равным 3715 Э.

Далее отметим, что на рис. 14 середина диаграммы по полю приходится на значение около 3400 Э, тогда как в эксперименте середина диаграммы близка к 9600 Э. Согласно данным приведенным в разделах 8-11, положение диаграммы по полю определяется значением константы обмена в сочетании с

размагничиванием, причем это положение от константы обмена Λ зависит линейно (рис. 9). Учитывая, что диаграмма на рис. 14 построена при $\Lambda = 50$ абс.ед., получаем, что для получения поля 9600 Э константа обмена должна быть умножена на 2,8, то есть составлять $\Lambda = 140$ абс.ед.

Далее учтем, что участок CD зависимости критического значения константы анизотропии от температуры на рис. 11 также имеет линейный характер. При этом протяженность диаграммы по температуре в соответствии с рис. 11 определяется пересечением горизонтальной линии на уровне заданного значения K_b с участками BC и CD кривой ABCDE. Так, при $K_b = 190$ эрг/см³ концы диаграммы по температуре приходится на 290 и 310 град., что как раз соответствует рис. 14. Полная ширина диаграммы при этом получается равной 20 градусам, а увеличение значения K_b приводит к уменьшению такой ширины.

Заметим, что в эксперименте такая ширина не превышает 2 градусов, то есть для уменьшения ширины диаграммы надо значение K_b несколько увеличить. Ввиду линейности участка CD кривой на рис. 11, можно полагать, что увеличение должно быть также линейным. Проверка показывает, что ширина диаграммы в 2 градуса достигается при $K_b = 208 \cdot 10^4$ эрг/см³.

Заметим далее, что согласно экспериментам, минимум нижней ветви диаграммы приходится на температуру 327 град., которая принята за температуру компенсации. Однако более точные измерения показывают, что этот минимум смещен относительно температуры компенсации вниз на 5-10 градусов. В то же время, рассмотрение рис. 12-14 показывает, что перегиб диаграммы явно с температурой компенсации на связан, как это отмечено в разделе 14. Поэтому с целью удобства сравнения привяжем положения минимумов расчетной и экспериментальной диаграмм к единому значению, равному 300 град.

Обратимся теперь к рис.16, где показано сравнение получаемой диаграммы с экспериментом. На рисунке рассчитанная диаграмма показана

линией ABCD, а области с точечным заполнением соответствуют расположению диаграмм в работах [32-35].

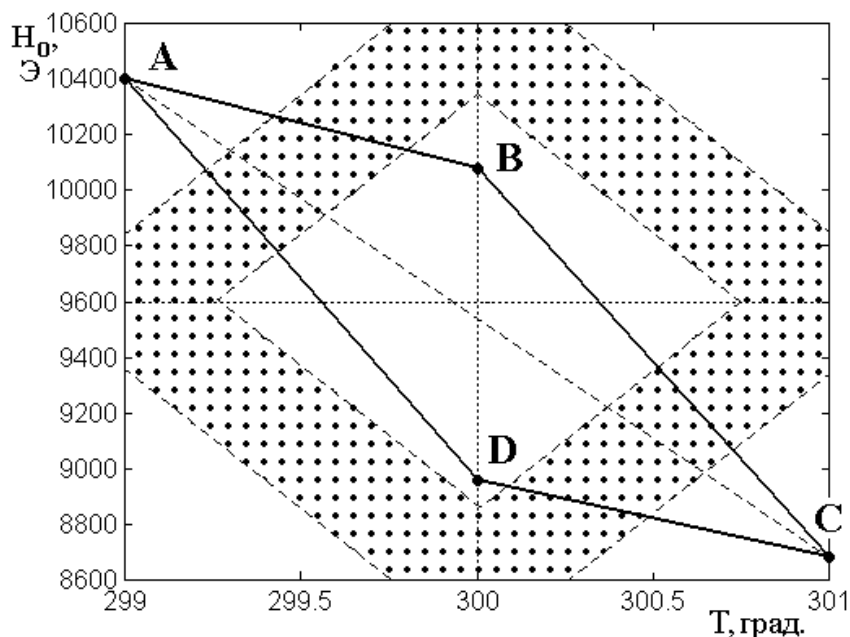


Рис. 16. Сравнение рассчитанной диаграммы с экспериментом.

Сплошная линия ABCD – диаграмма, построенная методом установления.

Области с точечным заполнением – места расположения диаграмм, полученных в экспериментах. Параметры построения диаграммы ABCD:

$$\Lambda = 140 \text{ абс.ед.}, K_b = 208 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3.$$

Остальные параметры приведены в разделе 4.

Из рисунка видно, что расчет, выполненный методом установления на основе двухподрешеточной модели с учетом обмена, анизотропии и размагничивания, позволяет получить диаграмму в виде замкнутой области, ограниченной как по полю, так и по температуре. При этом рассчитанная диаграмма по этим параметрам располагается в тех же пределах, что экспериментальная. То есть здесь можно признать соответствие расчета с экспериментом вполне удовлетворительным.

В то же время, видно, что общий характер экспериментальной диаграммы по температуре и полю является симметричным относительно вертикальной и горизонтальной осей, тогда как расчетная диаграмма вытянута вдоль наклонной линии AC (пунктир), составляющей с горизонтальной осью угол около 30 градусов.

Из сравнения с рис. 3, можно видеть, что такой наклон является общим свойством диаграммы вблизи точки компенсации, построенной в рамках двухподрешеточной модели. Однако, из рис. 12-15 можно видеть, что после перегиба нижняя ветвь диаграммы принимает положение, близкое к горизонтальному, так что наклон, отмеченный на рис. 16, в значительной степени компенсируется. Более подробное исследование характера наклона и степени компенсации авторы предполагают провести в отдельной работе.

16. Некоторые вопросы, касающиеся дальнейшего развития работы

В настоящей работе на основе двухподрешеточной модели, с использованием метода динамического установления приведено построение фазовой диаграммы, близкой к наблюдаемой в эксперименте. Однако некоторые вопросы остаются недостаточно выясненными, то есть требуют более подробного рассмотрения. Приведем краткий перечень таких вопросов.

Линейный характер зависимостей полей ветвей диаграммы от параметров обмена и размагничивания, представленных на рис. 7-9.

Резкий перепад зависимости критического значения константы анизотропии от температуры, участок ВС на рис. 11.

Причина и универсальный характер перегиба зависимости нижней или общей ветви диаграммы от температуры, представленного на рис. 12-15.

Отдельным вопросом можно считать наклонный характер получаемой диаграммы в окрестности компенсации, выявленный на рис. 16. Основной причиной здесь является наклон исходной диаграммы, представленной на рис. 3а, построенной в рамках двухподрешеточной модели.

Можно полагать, что для компенсации такого наклона поможет введение третьей подрешетки, связанной обменом с двумя исходными. Авторы полагают, что задачу построения трехподрешеточной модели можно рассматривать в качестве предмета для отдельной работы.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1) Методом динамического установления рассмотрено формирование фазовой диаграммы тонкой пленки из двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации. Приведена геометрия задачи, представляющая собой нормально намагниченную тонкую пленку ферримагнетика, ось анизотропии которого типа «легкая плоскость» ориентирована перпендикулярно плоскости пленки. Приведены основные параметры задачи, в том числе намагниченности обеих подрешеток, совпадающие с полученными в экспериментах. Кратко описана классическая схема построения фазовой диаграммы, состоящая в решении системы уравнений для компонент намагниченностей, получаемой путем минимизации полной энергии ферримагнетика.

2) Приведен математический аппарат метода динамического установления, состоящего в рассмотрении релаксации свободно прецессирующей намагниченности от заданного начального положения до нуля, что приводит к определению равновесного состояния намагниченности, соответствующего минимуму полной энергии двухподрешеточного ферримагнетика. Показано, что построение фазовой диаграммы методом установления приводит к тому же результату, что и классическое рассмотрение, основанное на минимизации плотности энергии. Отмечено значительное достоинство метода установления, позволяющего простыми средствами получить фазовую диаграмму с учетом анизотропии и размагничивания, что при классическом рассмотрении вызывает значительные трудности.

3) Рассмотрен процесс изменения ориентации намагниченностей обеих подрешеток при вариации постоянного поля. Отмечено, что в отсутствие постоянного поля намагниченности, благодаря обменному взаимодействию, ориентированы взаимно антипараллельно, а увеличение поля приводит к повороту намагниченностей обеих подрешеток к единому направлению вдоль поля. Показано, что такой процесс состоит из двух фазовых переходов – начала и конца взаимного разворота намагниченностей, а между этими фазовыми

переходами происходит ориентационный переход, состоящий в постепенном повороте обеих намагниченностей к направлению поля с уменьшением угла между ними от 180 градусов до нуля.

4) Отмечено, что фазовые переходы при изменении ориентации намагниченностей соответствуют нижней и верхней ветвям фазовой диаграммы. Показано, что метод установления позволяет получить зависимость ориентации от величины постоянного поля при заданном значении температуры. Приведен пример построения такой зависимости и рассмотрена процедура определения точек переходов. Отмечено, что пошаговая вариация температуры при одновременной фиксации точек фазовых переходов позволяет получить диаграмму в целом, в том числе при заданных значениях анизотропии и размагничивания.

5) Рассмотрена деформация диаграммы при введении анизотропии типа «легкая ось», перпендикулярной плоскости пленки. Показано, что увеличение анизотропии приводит к повышению нижней и понижению верхней ветвей диаграммы, что приводит к сужению диаграммы по полю вплоть до полного слияния ветвей воедино при достижении константой анизотропии определенного критического значения. Установлено, что после достижения константой критического значения вид диаграммы далее не меняется, так что она остается вырожденной в единую линию.

6) Установлено, что слияние ветвей в окрестности температуры компенсации требует несколько большего значения анизотропии, чем вдали от этой температуры, так что при слиянии ветвей в основной части диаграммы в окрестности компенсации остается небольшой интервал по температуре, где единая слившаяся было ветвь диаграммы снова испытывает расщепление и разделяется по полю на две ветви – нижнюю и верхнюю. Показано, что такое расщепление приводит к формированию диаграммы в виде замкнутой области, ограниченной с обеих сторон как по температуре, так и по полю. Отмечено соответствие формирования замкнутой области замкнутому характеру диаграммы, наблюдаемой в эксперименте.

7) Исследован характер трансформации диаграммы при вариации параметров размагничивания и обмена. Показано, что во всех случаях такая вариация приводит к четко выраженному линейному изменению полей обеих ветвей диаграммы и поля их слияния, а также критического значения константы анизотропии. Установлено, что размагничивание приводит лишь к небольшому ограниченному значению повышения ветвей диаграммы в целом, тогда как увеличение обмена позволяет повысить диаграмму до значений поля, наблюдаемого в экспериментах. Отмечена возможность измерения константы межподрешеточного обмена путем сравнения рассчитанного уровня диаграммы с наблюдаемым в эксперименте. Получена оценка константы обмена, равная 250 абс.ед.

8) Рассмотрена диаграмма в интервале температур, отличающемся вниз от температуры компенсации на 15 % и вверх на 6 %. Установлено, что при уменьшении температуры на 10 % от компенсации температурная зависимость поля слияния ветвей испытывает резкий скачок вниз, приближаясь почти вплотную к нижней ветви диаграммы, тогда в остальной части температурного диапазона поле слияния стремится к середине между обеими ветвями.

9) В том же интервале построена температурная зависимость критического значения анизотропии, приводящего к слиянию ветвей. Выявлено, что такая зависимость по мере повышения температуры от минимума до уровня ниже 10 % от компенсации испытывает резкий скачок вверх, после чего плавно снижается линейным образом. Размах скачка кривой вверх достигает 60 % от максимума, а размах последующего плавного снижения составляет около 15 %. На полученной зависимости по величине поля выделены четыре области: первая – ниже скачка, вторая – от начала скачка до уровня окончания плавного снижения, третья – во всем интервале плавного снижения и четвертая – выше максимальной точки перехода скачка возрастания в плавное снижение. В качестве критерия формирования диаграммы в виде замкнутой области можно считать интервал критического

значения константы анизотропии в поле, соответствующем участку плавного снижения.

10) Построены диаграммы при критических значениях константы анизотропии в отмеченных четырех областях. Показано, что во всех случаях нижняя или общая слившаяся ветвь диаграммы по мере увеличения температуры испытывает перегиб вниз по полю до 30-40 %, причем ширина такого перегиба по температуре составляет не более 3 %, а его положение по температуре меняется во всем исследованном интервале, перемещаясь по мере увеличения анизотропии вниз без какой-либо особенности при температуре компенсации.

11) Рассмотрено соотношение полученных результатов с экспериментом. Путем линейной экстраполяции полученных зависимостей по константе обмена и критическому значению анизотропии выполнено совмещение построенной диаграммы с областью, соответствующей эксперименту. Определены требуемые значения постоянной обмена и критической анизотропии, которые можно считать полученными в экспериментах. Показано, что расчет, выполненный методом установления на основе двухподрешеточной модели с учетом обмена, анизотропии и размагничивания, позволяет получить диаграмму в виде замкнутой области, ограниченной как по полю, так и по температуре, причем рассчитанная диаграмма по этим параметрам располагается в тех же пределах, что экспериментальная. Отмечено, некоторое отличие рассчитанной диаграммы от эксперимента, состоящее в небольшом наклоне вниз по температуре, что объясняется подобным наклоном диаграммы в классическом случае.

12) Приведены некоторые рекомендации для дальнейшего развития работы. Отмечено, что важнейшими, требующими разрешения вопросами является линейный по обмену характер полей обеих ветвей диаграммы, а также наличие резкого перепада температурной зависимости критического значения анизотропии и температурной же зависимости перегиба нижней ветви диаграммы.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферритмагнетики. М.: Мир. 1965.
2. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука. 1973.
3. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит. 1994.
4. Курушин Е.П., Нефедов Е.И. Применение тонких монокристаллических пленок ферритов в устройствах СВЧ микроэлектроники. // Микроэлектроника. 1977. Т.6. №6. С.549-561.
5. Гласс Х.Л. Ферритовые пленки для СВЧ-устройств. // ТИИЭР. 1988. Т.76. №2. С.64-72,
6. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит. 2016.
7. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит. 2017.
8. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.
9. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит. 2019.
10. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Спиновые волны в средах с обменом и диссипацией. М.: Физматлит. 2021.
11. Романова И. Магниторезистивная память MRAM компании Everspin Technologies. // Электроника НТБ. 2014. №8.
12. Лисовский Ф.В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов.Радио. 1979.

13. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир. 1982.
14. Kikuchi E. The ultra-sound converters. М.: Mir. 1972.
15. Голямина И.П. Магнитострикционный преобразователь. // В кн: Ультразвук. Маленькая энциклопедия. Гл. ред. И.П. Голямина. М.: Советская энциклопедия. 1979. С.196-200.
16. Голямина И.П. // Магнитострикционные излучатели из ферритов. В кн.: Физика и техника мощного ультразвука. Кн.1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука. 1967.
17. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // Rev. Mod. Phys. 2010. V.82. №3. P.2731.
18. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // Ann. Phys. (Berlin). 2013. V.525. №1-2. P.2.
19. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н., Щеглов В.И., Ломоносов А.М., Темнов В.В. Современные проблемы сверхбыстрой магнитоакустики. // АЖ (Акустический журнал). 2022. Т.68. №1. С.22-56.
20. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Переходы спиновой переориентации в редкоземельных магнетиках. // УФН. 1976. Т.119. №3. С.447-486.
21. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука. 1979.
22. Clark A.E., Callen E. Neel ferromagnets in large magnetic fields. // J. Appl. Phys. 1968. V.39. №13. P.5972-5082.
23. Горанский Б.П., Звездин А.К. О развороте подрешеток ферримагнетика в магнитном поле. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т.10. С.196-200.
24. Суслов Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Алгоритм определения намагниченностей подрешеток двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации. Часть 1. Фазовая диаграмма. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №5. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.5.2>

25. Суслов Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Алгоритм определения намагниченностей подрешеток двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации. Часть 2. Степенное приближение. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №5. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.5.3>
26. Суслов Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации в присутствии одноосной анизотропии. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.2.1>
27. Коледов В.В., Суслов Д.А., Щеглов В.И. Влияние анизотропии на фазовую диаграмму двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.7.4>
28. Суслов Д.А., Щеглов В.И. Применение метода динамического установления для построения фазовой диаграммы двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №9. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.9.11>
29. Антонов Л.И., Терновский В.В., Хапаев М.М. О расчете периодических доменных структур в ферромагнитных материалах. // ФММ. 1989. Т.67. №1. С.57-61.
30. Антонов Л.И., Лукашева Е.В., Миронова Г.А., Скачков Д.Г. Динамическое установление равновесного периода в структуре намагниченности ферромагнитных пленок. // ФММ. 2000. Т.90. №3. С.5-11.
31. Антонов Л.И., Жукарев А.С., Поляков П.А., Скачков Д.Г. Поле вектора намагниченности одноосной ферромагнитной пленки. // ЖТФ. 2004. Т.74. №3. С.83-84.
32. Суслов Д.А и др. Термодинамическая модель для описания особенностей фазовой диаграммы превращений в ферритах-гранатах $(\text{Bi Y Lu})_3(\text{Fe Ga})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{Bi Gd})_3(\text{Fe Ga})_5\text{O}_{12}$ во внешнем магнитном поле. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.5>

33. Суслов Д.А., Морозов Е.В., Карпухин Д.А., Коледов В.В., Шавров В.Г., Маширов А.В., Ветошко П.М., Колесов К.А., Щеглов В.И., Фон-Гратовски С.В., Vaasambu. Фазовые превращения в магнитном поле в ферритах-гранатах – перспективных высокочастотных магнитокалорических материалах. // Сборник трудов конференции: «Дни калорики в Башкортостане: функциональные материалы и их приложения». Башкортостан. Челябинск: Изд. Чел.ГУ. 2024. С.141-143.
34. Suslov D.A., Vetoshko P.M., Mashirov A.V., Taskaev S.V., Polulyakh S.N., Berzhansky V.N., Shavrov V.G. Non-collinear phase in rare-earth iron garnet films near compensation temperature. // Crystals. 2023. V.13. №9. P.1297(11).
35. Суслов Д.А., Коледов В.В., Пойманов В.Д., Ветошко П.М., Щеглов В.И., Колесов К.А., Маширов А.В., Федоров А.С., Логунов М.В., Шавров В.Г. Фазовые диаграммы редкоземельных ферритов-гранатов с точкой компенсации в области взаимодействия фазовых переходов. // Челябинский физико-математический журнал. 2025. Т.10. №2. С.354-365. <https://doi.org/10.47475/2500-0101-2025-10-2-354-365>
36. Суслов Д.А., Щеглов В.И. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферритмагнетика с точкой компенсации в присутствии анизотропии, размагничивания и неоднородного обмена // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – №. 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.2.6>

Для цитирования:

Суслов Д.А., Щеглов В.И. Влияние анизотропии и обменного взаимодействия на фазовую диаграмму тонкой пленки из двухподрешеточного ферритмагнетика с точкой компенсации // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – № 3. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.3.7>