

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.2.6>

УДК: 537.874; 537.624

**ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА
ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОГО ФЕРРИМАГНЕТИКА
С ТОЧКОЙ КОМПЕНСАЦИИ В ПРИСУТСТВИИ АНИЗОТРОПИИ,
РАЗМАГНИЧИВАНИЯ И НЕОДНОРОДНОГО ОБМЕНА**

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 23 декабря 2025 г.

Аннотация. Исследована фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации в присутствии анизотропии, размагничивания и неоднородного обмена в геометрии нормально намагниченной тонкой пластины. Приведена методика построения диаграммы методом динамического установления. Получены уравнения движения намагниченностей обеих подрешеток, общая плотность энергии и эффективные поля при вариации параметров задачи. Исследован характер изменения диаграммы во всем интервале температур от нуля до максимальной температуры Кюри обеих подрешеток. Показано, что увеличение обменного взаимодействия и учет размагничивания приводит к повышению по полю обеих ветвей с соответствующим расширением диаграммы. При этом на нижней ветви диаграммы образуется узкий провал до нуля, соответствующий температуре компенсации. При увеличении константы анизотропии типа «легкая ось» верхняя ветвь диаграммы понижается, а нижняя повышается, так что диаграмма в целом сужается. При этом провал на нижней ветви в области компенсации отсутствует. Показано, что сужение диаграммы при достаточной

величине константы анизотропии приводит к слиянию верхней и нижней ветвей диаграммы воедино везде, кроме температуры компенсации, так что диаграмма приобретает вид замкнутой области, ограниченной как по полю, так и по температуре. Обсуждено соответствие формирования замкнутой области результатам, наблюдаемым в эксперименте. Приведены некоторые рекомендации для дальнейшего развития работы.

Ключевые слова: фазовая диаграмма, двухподрешеточный ферромагнетик, 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

Разнообразные ферритовые материалы широко используются в устройствах обработки аналоговой информации в диапазоне СВЧ [1-10], в схемах магниторезистивной памяти [11], доменных запоминающих устройствах [12, 13], магнестрикционных преобразователях [14-16]. Значительный интерес представляет возбуждение в таких материалах магнитных и упругих колебаний под действием мощных импульсов света от фемтосекундного лазера [17-19].

Важнейшую роль в подобных применениях играют редкоземельные ферриты-гранаты, обладающие двумя магнитными подрешетками с точкой температурной компенсации [20, 21].

Необходимым условием успешного конструирования устройств является информация о параметрах материала, в первую очередь о намагниченностях подрешеток, а также фазовая диаграмма, определяющая температурно-полевую зависимость ориентационных переходов магнетика.

Классическая схема построения типичной фазовой диаграммы приведена в работе [22] (Кларк-Каллен), В работе [23] отмечена трансформация диаграммы в присутствии магнитной анизотропии.

В работах [24, 25] предложено определение намагниченностей подрешеток на основе анализа полученной в эксперименте фазовой диаграммы.

В работах [26, 27] предложено построение фазовой диаграммы в анизотропной среде путем двукратного поиска нуля с минимизацией плотности энергии материала. Существенным недостатком такого построения является крайняя сложность алгоритма и значительное машинное время.

Весьма удобный инструмент для расчета фазовой диаграммы предложен в работе [28], использующей алгоритм динамического установления [8, стр.216-217], [29-31]. Значительное преимущество предложенного алгоритма в сравнении с работой [27] состоит в идеологической простоте, универсальном характере и на порядок меньшем машинном времени. Определенным недостатком работы [28] является ограничение рассмотрением фазовой диаграммы в ее наиболее простом варианте без учета параметров материала и реальной формы образца.

Настоящая работа посвящена применению алгоритма динамического установления для расчета фазовой диаграммы при учете анизотропии, размагничивания формы и межподрешеточного обменного взаимодействия ферромагнетика, в том числе в окрестности температуры компенсации.

1. Геометрия задачи

Общая геометрия задачи, подобная принятой в работе [28], показана на рис. 1.

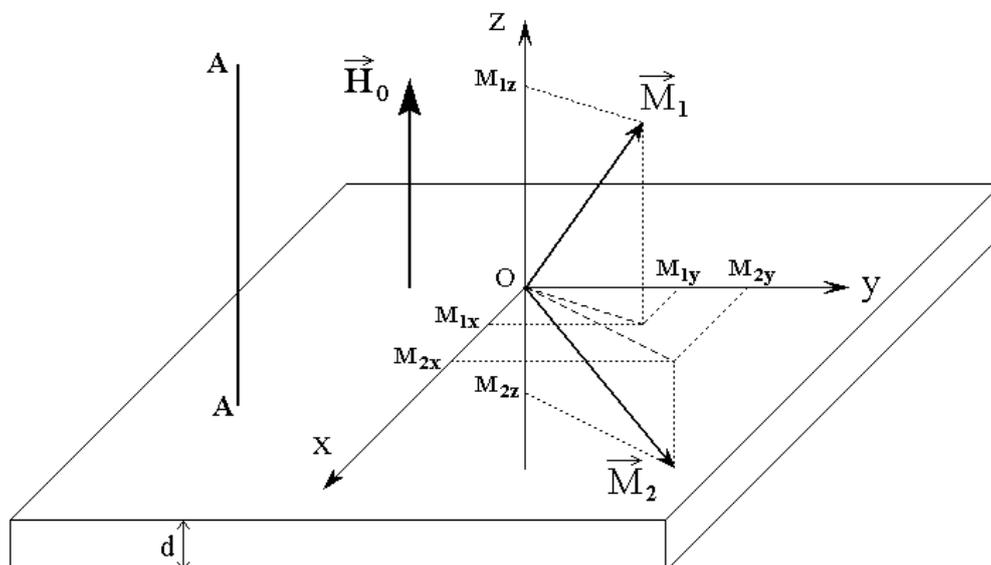


Рис. 1. Общая геометрия задачи: $\vec{M}_{1,2}$ – векторы намагниченностей подрешеток; \vec{H}_0 – внешнее постоянное поле; А-А – ось анизотропии.

Образец из двухподрешеточного ферримагнетика выполнен в виде безграничной плоскопараллельной пластины 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} .

2. Соотношение расчетных параметров с экспериментом

В общем случае фазовая диаграмма без размагничивания и анизотропии определяется пятью параметрами: намагниченностями подрешеток при нулевой температуре M_{10}, M_{20} , температурами Кюри подрешеток T_{c1}, T_{c2} , параметром

межподрешеточного взаимодействия Λ . Весьма важным параметром является температура компенсации T_p .

В известных авторам статьях относительно значений параметров нет желаемого единства, так что полный набор взаимно согласованных друг с другом всех параметров получить не удастся. Более или менее уверенно в цитированных статьях задается только температура компенсации. Покажем, как можно получить недостающие параметры, исходя из более или менее уверенно известных.

Так, зависимости намагниченностей подрешеток от температуры, например, в виде степенного приближения [25], позволяют определить температуру компенсации T_p . Параметр Λ для простоты можно положить равным единице. Намагниченности подрешеток можно определить из эксперимента по измерению зависимости суммарной намагниченности от температуры [24, 26]. При этом остаются неизвестными два параметра – температуры Кюри подрешеток T_{c1} , T_{c2} .

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

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

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

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

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

откуда получаем:

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

Будем полагать, что известны M_{10} , M_{20} , T_p , T_{c1} .

Разрешая это соотношение относительно T_{c2} , получаем температуру Кюри второй подрешетки T_{c2} :

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

Если известны M_{10} , M_{20} , T_{c1} , T_{c2} , то разрешая (4) относительно T_P получаем температуру компенсации T_P :

$$T_P = \sqrt{\frac{(M_{10} - M_{20}) T_{c1}^2 T_{c2}^2}{M_{10} T_{c2}^2 - M_{20} T_{c1}^2}}. \quad (6)$$

Если известны M_{10} , M_{20} , T_{c2} , T_P , то разрешая (4) относительно T_{c1} получаем температуру Кюри первой подрешетки T_{c1} :

$$T_{c1} = \sqrt{\frac{M_{10} T_{c2}^2 T_P^2}{M_{10} T_{c2}^2 - M_{20} (T_{c2}^2 - T_P^2)}}. \quad (7)$$

Эти формулы полезны для согласования расчета с экспериментом в случае недостатка данных.

Замечание: Приведенные формулы получены при квадратичном приближении зависимостей намагниченностей от температуры. Однако в работе [25] показано, что несколько лучшее согласование с экспериментом дает зависимость шестой степени. Для перехода к такому приближению в приведенных формулах надо показатели степеней, выражаемые числом два, заменить на число шесть.

Приведем некоторые примеры нахождения недостающих параметров, исходя из данных, приведенных в цитированных работах.

ПРИМЕР №1.

Заданы: $M_{10} = 200$ Гс; $M_{20} = 120$ Гс; $T_{c1} = 160$ град.; $T_p = 114$ град.

По (5) получаем: $T_{c2} = 269,1292$ град.

ПРИМЕР №2.

Заданы: $M_{10} = 200$ Гс; $M_{20} = 120$ Гс; $T_{c1} = 160$ град.; $T_{c2} = 280$ град.

По (6) получаем: $T_p = 112,8496$ град.

ПРИМЕР №3.

Заданы: $M_{10} = 200$ Гс; $M_{20} = 120$ Гс; $T_{c1} = 380$ град.; $T_p = 327,5$ град.

По (5) получаем: $T_{c2} = 433,2957$ град.

ПРИМЕР №4.

Заданы: $M_{10} = 200$ Гс; $M_{20} = 120$ Гс; $T_{c1} = 380$ град.; $T_{c2} = 433,2957$ град.

По (6) получаем: $T_p = 327,5$ град.

ПРИМЕР №5.

Заданы: $M_{10} = 370$ Гс; $M_{20} = 135$ Гс; $T_{c1} = 346,68$ град.; $T_{c2} = 390$ град.

По (6) получаем: $T_p = 327,5$ град.

ПРИМЕР №6.

Заданы: $M_{10} = 370$ Гс; $M_{20} = 135$ Гс; $T_{c2} = 390$ град.; $T_p = 327,5$ град.

По (7) получаем: $T_{c1} = 346,68$ град.

В настоящей работе будем исходить из экспериментальных результатов, описанных в работах [32, 33] для двухподрешеточных ферритов-гранатов состава $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, для которого примем следующие далее параметры.

Намагниченности подрешеток находим из работы [26]: $M_{10} = 370$ Гс, $M_{20} = 135$ Гс [26]. 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 определит его с помощью примера №6. При этом получаем: $T_{c1} = 346,68$ град.

Для полноты картины на рис.2 приведены зависимости намагниченностей подрешеток от температуры, использующие приведенные значения параметров. Температура, компенсации (отмеченная вертикальной точечной линией, соответствует $T_p = 327,5$ град.

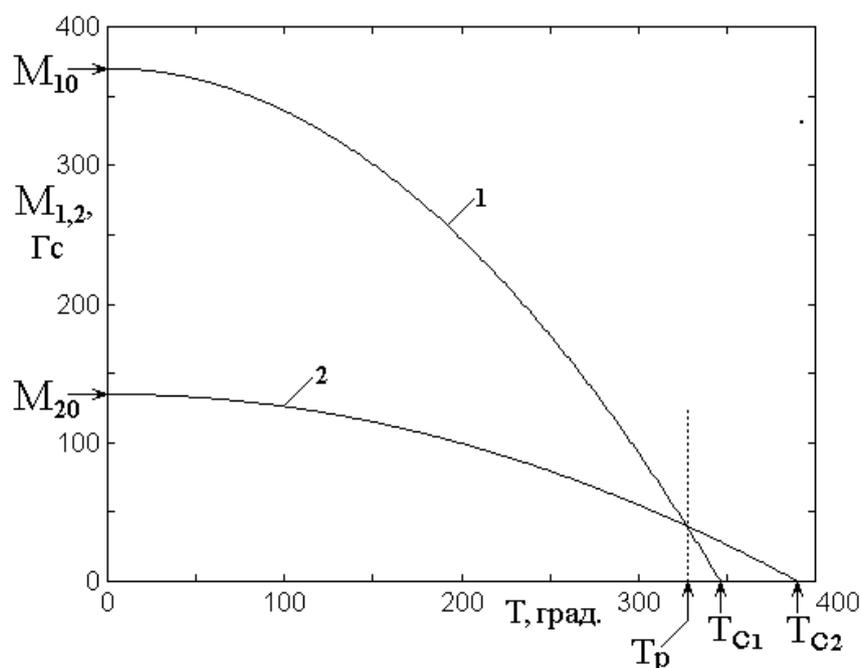


Рис. 2. Зависимости намагниченностей подрешеток от температуры.
1 – подрешетка первая, формула (1); 2 – подрешетка вторая, формула (2).
Параметры приведены в тексте.

3. Классическая фазовая диаграмма

Классическая процедура построения классической фазовой диаграммы, в рассматриваемом случае, полностью аналогично приведенной в работах [24, 25] и здесь подробно не обсуждается. Результаты построения при принятых параметрах представлены на рис. 3.

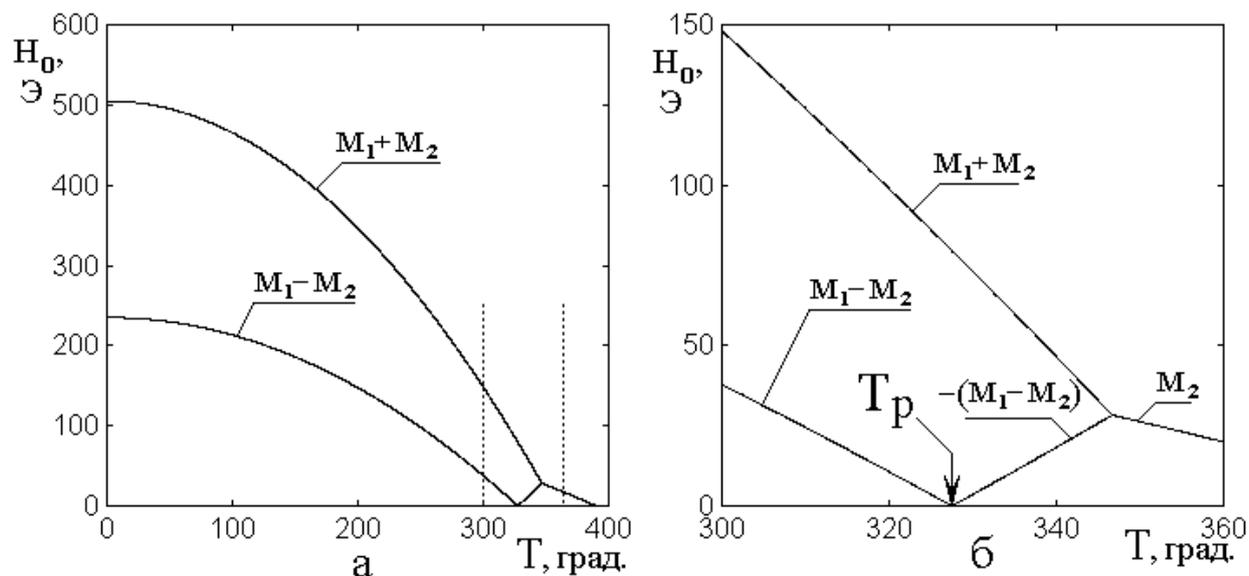


Рис. 3. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика при параметрах, приведенных в тексте. а – фазовая диаграмма полная; б – фрагмент диаграммы вблизи температуры компенсации.

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, поэтому на рис. 3в приведена эта часть диаграммы в более крупном масштабе с указанием основных компонент (при параметре межподрешеточного обмена $\Lambda = 1$).

4. Общая идеология метода динамического установления

Как и в работе [28], будем использовать метод динамического установления, подобный применяемому при расчете доменной структуры [8, стр.216-217], [29-31].

Поскольку имеются две подрешетки с различными намагниченностями, то введение единого нормирующего коэффициента возможным не представляется, поэтому задача решается непосредственно в ненормированных переменных.

В процессе динамики векторы намагниченностей могут ориентироваться произвольным образом, то есть их компоненты могут принимать любые значения в пределах абсолютной величины той или другой намагниченности. Таким образом, линеаризация колебаний не предусматривается.

Метод состоит в задании в начальный момент времени первичной произвольной ориентации того и другого векторов, после чего системе предоставляется возможность свободных колебаний в соответствии с их гиромагнитным характером, направлением внешнего поля, а также влиянием анизотропии, размагничивания и межподрешеточного обменного взаимодействия.

Учет диссипации приводит к постепенному затуханию колебаний, в результате чего положения векторов намагниченностей постепенно стабилизируются в области минимума потенциальной энергии системы в целом.

Таким образом, по окончании процесса релаксации, ориентации векторов намагниченностей соответствуют энергетическому минимуму системы, определяемому величиной внешнего поля с учетом влияния анизотропии, размагничивания и межподрешеточного взаимодействия.

5. Уравнения движения для намагниченностей обеих подрешеток

Будем полагать, 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:

$$\frac{\partial \vec{M}_1}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M}_1 \times \vec{H}_1 \right] + \frac{\alpha_1}{M_{01}} \left[\vec{M}_1 \times \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial t} \right]; \quad (8)$$

для второй полрешетки:

$$\frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M}_2 \times \vec{H}_2 \right] + \frac{\alpha_2}{M_{02}} \left[\vec{M}_2 \times \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} \right], \quad (9)$$

где γ – гиромагнитное отношение для электрона (равное $2.8 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1} \text{ Э}^{-1}$), $\vec{M}_{1,2}$ – векторы намагниченностей подрешеток, $M_{01,02}$ – 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:

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

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

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

для второй подрешетки:

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

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

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

6. Плотность энергии и эффективные поля

Плотность энергии в структуре из двух подрешеток положим в виде

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

где первые два слагаемых определяются взаимодействием намагниченностей подрешеток с полем, третье – обменным взаимодействием намагниченностей между собой, четвертое и пятое – размагничиванием формы пластины, последние два – анизотропией материала пластины.

Плотность энергии взаимодействия намагниченностей с полем 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 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 межподрешеточного обменного взаимодействия, причем $\Lambda > 0$ соответствует антиферромагнитному упорядочению, а $\Lambda < 0$ – ферромагнитному.

Замечание. Полное выражение для плотности энергии обменного взаимодействия должно иметь вид [2, стр.154, форм.(4.1.9)]:

$$U_e = -\frac{1}{2} \Lambda_{11} \vec{M}_1^2 - \frac{1}{2} \Lambda_{22} \vec{M}_2^2 - \Lambda_{12} \vec{M}_1 \vec{M}_2, \quad (22)$$

однако в большинстве случаев имеет место соотношение [3, стр.75]:

$$|\Lambda_{11}|, |\Lambda_{11}| \ll |\Lambda_{12}| = \Lambda, \quad (23)$$

так что, подобно [3, стр.77, форм (3.16)], будем пользоваться следующим из (22) выражением (21), при получении которого положено

$$\Lambda_{12} \equiv -\Lambda. \quad (24)$$

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

$$U_p = 2\pi (M_{1z} + M_{2z})^2. \quad (25)$$

Для плотности энергии одноосной анизотропии в работе [27] рассмотрены два варианта – задание через поле анизотропии или задание через константу анизотропии. Показано, что задание через поле при учете изменения намагниченности с температурой требует одновременного изменения поля

анизотропии, то есть такое поле получается зависящим от температуры. В то же время, задание через константу при изменении температуры ее значения не меняет, так что константа при любом значении температуры остается постоянной, что для практики является более удобным. Поэтому в настоящей работе будем следовать заданию энергии анизотропии через константу.

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

$$U_a = K \sin^2 \theta, \quad (26)$$

где θ – полярный угол вектора намагниченности соответствующей подрешетки.

Учитывая определение потенциала с точностью до постоянного слагаемого, можно записать (26) в виде:

$$U_a = -K \cos^2 \theta, \quad (27)$$

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

$$U_a = -\frac{K}{M_{10}^2} M_{1z}^2 - \frac{K}{M_{20}^2} M_{2z}^2. \quad (28)$$

При этом, как и ранее, $K > 0$ соответствует анизотропии типа «легкая ось», а $K < 0$ – анизотропии типа «легкая плоскость».

Подставляя (19), (20), (21), (25), (28) в (18), получаем полную плотность энергии в виде:

$$U = -\left(H_{0x} M_{1x} + H_{0y} M_{1y} + H_{0z} M_{1z}\right) - \left(H_{0x} M_{2x} + H_{0y} M_{2y} + H_{0z} M_{2z}\right) + \\ + \Lambda \left(M_{1x} M_{2x} + M_{1y} M_{2y} + M_{1z} M_{2z}\right) + 2\pi \left(M_{1z} + M_{2z}\right)^2 - \frac{K}{M_{10}^2} M_{1z}^2 - \frac{K}{M_{20}^2} M_{2z}^2. \quad (29)$$

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

для первой подрешетки:

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

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

$$H_{1z} = H_{0z} - \Lambda M_{2z} - 4\pi(M_{1z} + M_{2z}) + \frac{2K}{M_{10}^2} M_{1z}; \quad (32)$$

для второй подрешетки:

$$H_{2x} = H_{0x} - \Lambda M_{1x}; \quad (33)$$

$$H_{2y} = H_{0y} - \Lambda M_{1y}; \quad (34)$$

$$H_{2z} = H_{0z} - \Lambda M_{1z} - 4\pi(M_{1z} + M_{2z}) + \frac{2K}{M_{20}^2} M_{2z}. \quad (35)$$

Метод динамического установления предполагает задание некоторого начального значения 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, происходит ориентационный переход по намагниченности от первично заданного значения до полностью равновесного.

Фазовая диаграмма представляет собой зависимость от температуры значения поля ориентационного перехода, соответствующего установлению намагниченностей, то есть минимуму энергии.

Таким образом, задавая температуру, то есть намагниченности обеих подрешеток, а также определяя поле, соответствующее их установлению, можно построить искомую фазовую диаграмму в целом, что и будет сделано далее.

7. Основные параметры задачи

Система уравнений (12)-(17) с учетом (30)-(35) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка. В качестве основных были выбраны следующие параметры (раздел 2, пример 6): $M_{10} = 370$ 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 при расчете на компьютере с тактовой частотой 2400 МГц 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, составляло около 20-30 с, а время построения полной диаграммы с 20-30 точками – несколько минут.

8. Вариация параметров диаграммы при нулевой температуре

Приведенное в разделе 3 построение фазовой диаграммы относится к наиболее простому случаю, когда плотность энергии (18) содержит только первые три слагаемых – взаимодействия намагниченностей каждой из двух подрешеток с внешним полем и их же между собой. Этот случай допускает аналитическое решение, рассмотренное в работах [24-25]. Однако учет размагничивания и анизотропии, описываемый последующими слагаемыми в формуле (18), уже достаточно простого аналитического рассмотрения не допускает. Именно для такой ситуации предложен описанный в разделе 4 метод динамического установления. Основы метода приведены в работе [28], однако проделанное там рассмотрение ограничивается только классическим вариантом диаграммы, подобным описанному в разделе 3 (рис. 3).

Используем теперь метод установления для построения диаграммы в более сложных случаях, а именно: при вариации различных ее параметров. Предварительное рассмотрение показывает, что основная структура диаграммы при этом сохраняется, однако расположение ветвей меняется таким образом, что они смещаются вверх или вниз. Благодаря подобию таких смещений, для начала рассмотрим вариацию параметров при нулевой температуре, учитывая, что при более высоких температурах смещение происходит подобным образом. Будем следить за полями, соответствующими нижней и верхней ветвям диаграммы, а также за ориентацией соответствующих векторов намагниченностей подрешеток. Основные параметры используем те же,

что приведены в разделе 7, а варьируемые параметры будем указывать отдельно.

9. Классический случай отсутствия вариации параметров

Рассмотрим сначала в качестве опорного случай отсутствия варьируемых параметров (раздел 7), то есть в отсутствие анизотропии и размагничивания, при: $M_{10} = 370$ Гс, $M_{20} = 135$ Гс, $T_{c1} = 346,68$ град., $T_{c2} = 390$ град., а также $\Lambda = 1$. При этом температура компенсации $T_p = 327,5$ град.

Будем менять поле H_0 и следить за z-компонентами намагниченностей обеих подрешеток, то есть за M_{1z} , M_{2z} , а также за компонентами той и другой намагниченностей в плоскости пластины (рис. 1), определяемыми по формулам:

$$M_{1n} = \sqrt{M_{1x}^2 + M_{1y}^2}; \quad (36)$$

$$M_{2n} = \sqrt{M_{2x}^2 + M_{2y}^2}, \quad (37)$$

где индекс « n » означает нормаль к оси Oz , вдоль которой приложено поле H_0 .

На рис. 4а и рис. 4б. приведены полученные методом усреднения зависимости перечисленных компонент от магнитного поля. В нижней части рис. 4в приведены в схематическом изображении ориентации векторов намагниченностей подрешеток в соответствующих интервалах поля.

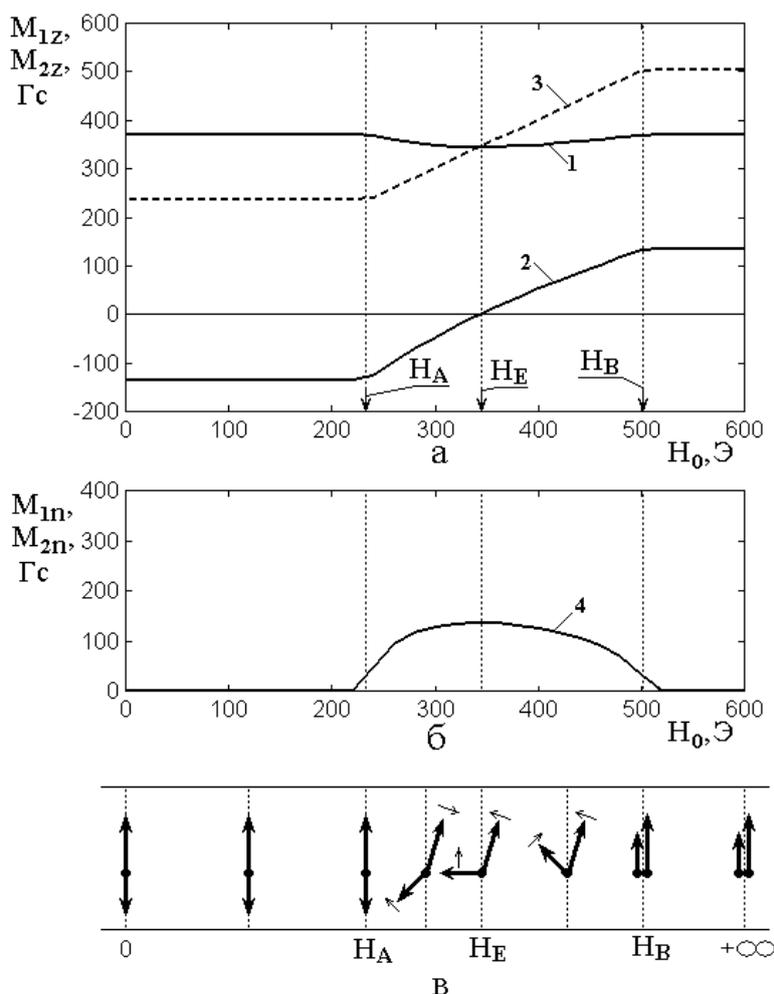


Рис. 4. Зависимости нормальных (а) и плоскостных (б) компонент намагниченностей подрешеток, а также ориентации векторов намагниченностей (в) от поля. 1 – z-компонента намагниченности первой подрешетки; 2 – z-компонента намагниченности второй подрешетки; 3 – сумма z-компонент намагниченностей обеих подрешеток;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

Из рисунка видно, что до поля $H_0 = H_A$, соответствующего нижней ветви диаграммы, обе намагниченности ориентированы вдоль оси Oz , так что угол между ними равен 180 градусам, причем их противоположные направления обусловлены действием неоднородного обмена. Начиная с поля H_A до поля H_B обе намагниченности отклоняются от оси Oz , причем их отклонение заканчивается в поле H_B выстраиванием вдоль одного направления той же оси (угол между ними равен нулю), так что поле H_0 полностью преодолевает

разориентирующее действие неоднородного обмена, что соответствует верхней ветви диаграммы.

Характерной точкой является поле H_E , где намагниченность той подрешетки, которая первоначально была ориентирована против поля, принимает положение, точно перпендикулярное направлению оси Oz (кривая 2 пересекает нулевую линию), то есть с этого места при увеличении поля обе намагниченности только стремятся друг к другу и угол между ними составляет меньше 90 градусов.

Из рис. 4а можно видеть, что суммарная намагниченность вдоль оси Oz до поля H_A остается постоянной, равной сумме полных намагниченностей подрешеток с обратными знаками, после чего до поля H_B почти линейно возрастает и после H_B принимает постоянное значение, равное сумме абсолютных значений полных намагниченностей обеих подрешеток. Плоскостные компоненты той и другой намагниченностей во всем интервале изменения поля по абсолютной величине совпадают (кривая 4) и составляют больше нуля, тогда как вне этого интервала они равны нулю.

Следует заметить, что в интервале поля между H_A и H_B ориентации плоскостных компонент той и другой намагниченностей благодаря межподрешеточному обмену взаимно противоположны, однако их абсолютные величины равны, что и обеспечивает совпадение обеих зависимостей в виде кривой 4. Более подробно противоположность плоскостных компонент рассмотрена в работе [28] (компоненты OB и OD кривых 3 и 4 на рис. 3г), так что здесь, во избежание излишнего загромождения рисунка, это обстоятельство не отмечено

10. Вариация обменного взаимодействия

Рассмотрим теперь характер тех же зависимостей при вариации обменного взаимодействия. Обратимся к рис. 5, построенному при тех же параметрах, что рис. 4, с тем отличием, что параметр обменного взаимодействия между подрешетками увеличен до значения $\Lambda = 10$.

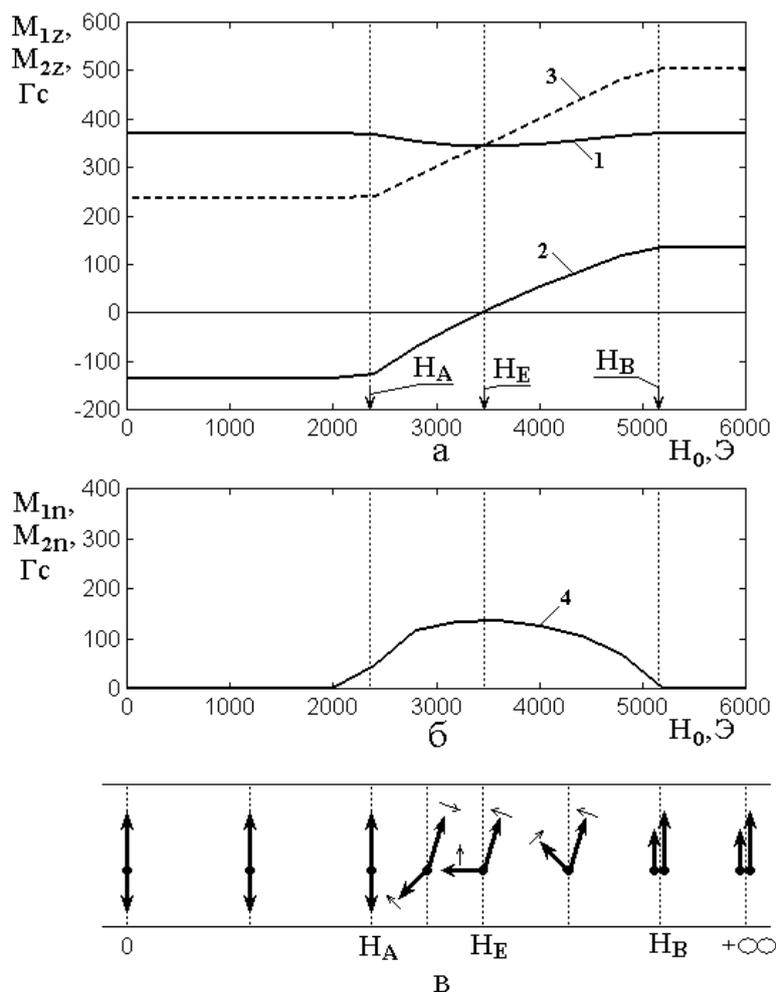


Рис. 5. Зависимости нормальных (а) и плоскостных (б) компонент намагниченностей подрешеток, а также ориентации векторов намагниченностей (в) от поля. Параметр обменного взаимодействия $\Lambda = 10$. Остальные параметры совпадают с использованными при построении рис. 4. Обозначения кривых – те же, что на рис. 4.

Из рисунка можно видеть, что он с точностью до геометрического подобия повторяет рис. 4, однако масштаб по горизонтальной оси значительно отличается. При этом поля H_A и H_B , а также поле H_E увеличиваются прямо пропорционально увеличению Λ , то есть в 10 раз. Характер поведения рассматриваемых компонент намагниченности также не меняется, так что

относительно диаграммы можно сказать, что обе ее ветви поднимаются по полю вверх на величины, прямо пропорциональную увеличению параметра обменного взаимодействия.

Смещение вверх обеих ветвей при увеличении обмена происходит из-за того, что система становится как бы более жесткой. В самом деле, увеличение обмена приводит к усилению противоположной ориентации намагниченностей относительно друг друга, тогда как поле стремится обе намагниченности выстроить в одном направлении, то есть действие обмена разрушить. Поэтому при усилении обмена для его разрушения требуется большее поле, что и проявляется как повышение ветвей диаграммы.

Заметим, что при уменьшении параметра обмена ветви диаграммы понижаются, а при обращении в нуль – обе ветви сливаются с температурной осью, соответствующей полю, равному нулю. Таким образом, в отсутствие обмена намагниченности обеих подрешеток сразу ориентируются вдоль поля в его направлении и при дальнейшем увеличении поля их ориентация вдоль оси Oz не меняется.

11. Вариация размагничивания формы образца

Рассмотрим теперь характер тех же зависимостей при наличии размагничивания формы образца. В рамках настоящей работы образец имеет вид достаточно тонкой плоскопараллельной пластины (рис. 1) поэтому размагничивание сводится к добавлению к плотности энергии (18) слагаемого вида (25), при получении которого предполагается аддитивный характер размагничивания, а форма пластины дает коэффициент $N_e = 4\pi$.

Обратимся к рис. 6, построенному при тех же параметрах, что рис. 4 (в том числе при $\Lambda = 1$), с тем отличием, что введено размагничивание с коэффициентом $N_e = 4\pi$.

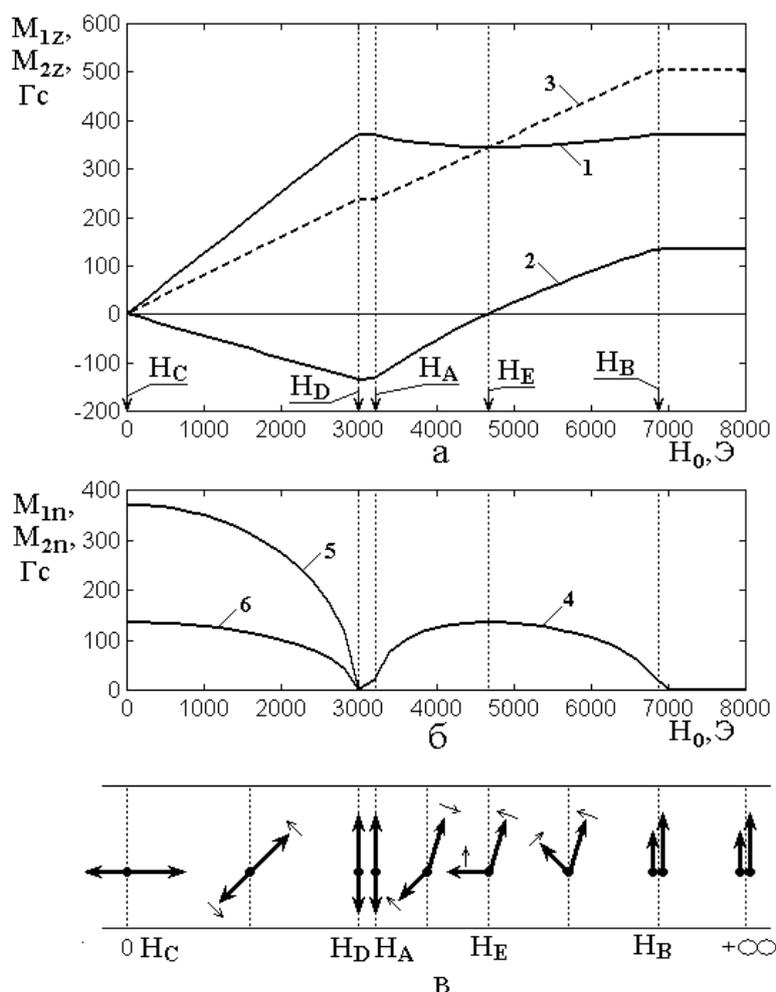


Рис. 6. Зависимости нормальных (а) и плоскостных (б) компонент намагниченностей подрешеток, а также ориентации векторов намагниченностей (в) от поля при учете размагничивания формы образца.

- 1 – z-компонента намагниченности первой подрешетки;
- 2 – z-компонента намагниченности второй подрешетки;
- 3 – сумма z-компонент намагниченностей обеих подрешеток;
- 4 – плоскостные x-y-компонента намагниченностей подрешеток в области их совпадения; 5 – плоскостная компонента намагниченности первой подрешетки;
- 6 – плоскостная компонента намагниченности второй подрешетки.

Из рисунка видно, что диапазон полей между H_A и H_B , а также расположенное между ними поле H_E по сравнению с рис. 4 значительно повышается и соответствующим образом расширяется. То есть обе ветви диаграммы повышаются и диаграмма как целое значительно расширяется. В этом интервале поля характер основных зависимостей, изображаемых кривыми 1-4, а также ориентаций векторов намагниченностей, в целом сохраняется, однако ниже поля H_A их вид значительно меняется. Главное

изменение зависимостей наблюдается ниже поля H_D , лежащего несколько ниже H_A . Интервал полей между H_D и H_A довольно узкий и характеризуется полным разворотом намагниченностей противоположно друг другу и выстраиванием их вдоль оси Oz . То есть здесь намагниченности ведут себя таким же образом, как ниже поля H_A на рис. 4, то есть до начала преодоления полем обменного взаимодействия.

Однако ниже поля H_D намагниченности, будучи полностью развернутыми друг относительно друга, поворачиваются как целое от положения в плоскости при нулевом поле H_C до нормали к плоскости, то есть к направлению поля при достижении последним значения H_D . Такая ориентация намагниченностей обусловлена тем обстоятельством, что поле размагничивания, создаваемое противоположными поверхностями пластины, стремится уложить намагниченности в плоскость пластины, а внешнее поле, будучи нормальным к плоскости, стремится намагниченности из этой плоскости вывернуть и повернуть к оси Oz . Более наглядно ориентация намагниченностей в этой области иллюстрируется рис. 6в. Видно, что поле, прежде чем начать ломать обменное взаимодействие, сначала поворачивает намагниченности из плоскости к своему направлению, после чего действует уже против обмена, подобно полю на рис. 4.

Плоскостные ориентации обеих намагниченностей здесь по-прежнему взаимно противоположны, однако теперь, поскольку они расположены точно в плоскости пластины, их величины различаются. Такое обстоятельство проявляется в отсутствии совпадения и различии между кривыми 5 и 6, первая из которых соответствует намагниченности первой подрешетки и при нулевом поле начинается при величине 370 Гс, что соответствует M_{10} , а вторая – намагниченности второй подрешетки, начинающейся при величине 135 Гс, соответствующей M_{20} .

В пользу аддитивности намагниченностей с учетом их противоположной ориентации говорит тот факт, что поле H_D с высокой точностью определяется формулой:

$$H_D = 4\pi(M_{10} - M_{20}), \quad (38)$$

типичной для поля размагничивания тонкой пластины [2, стр.54, форм.(1.4.20)] и равно: $H_D = 2953,1$ Гс, что совпадает со значением, наблюдаемом на рис. 6.

12. Вариация анизотропии типа «легкая ось»

Рассмотрим теперь характер тех же зависимостей при наличии одноосной анизотропии типа «легкая ось», ось которой ориентирована перпендикулярно плоскости пластины. Будем учитывать добавление к плотности энергии (18) выражения (28), где константу анизотропии K для обеих подрешеток положим одинаковой, положительной и равной 4000 эрг/см³. Такое численное значение константы выбрано здесь для удобства рассмотрения на данном этапе и впоследствии может меняться.

Обратимся к рис. 7, построенному при тех же параметрах, что рис. 4 (в том числе при $\Lambda = 1$), с тем отличием, что введена константа анизотропии $K = 4000$ эрг см⁻³, положительное значение которой соответствует анизотропии типа «легкая ось».

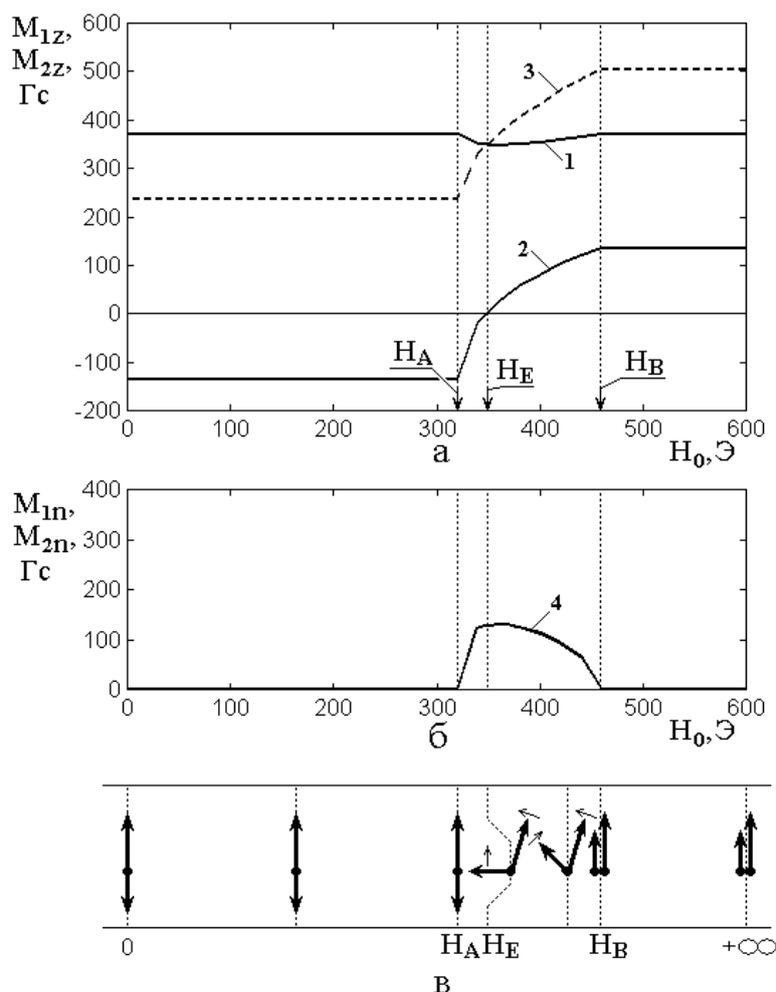


Рис. 7. Зависимости нормальных (а) и плоскостных (б) компонент намагниченностей подрешеток, а также ориентации векторов намагниченностей (в) от поля. 1 – z-компонента намагниченности первой подрешетки; 2 – z-компонента намагниченности второй подрешетки; 3 – сумма z-компонент намагниченностей обеих подрешеток; 4 – плоскостные x-у-компонента намагниченностей подрешеток (обе кривые совпадают, поэтому показаны одной линией).

Из рисунка видно, что общий характер всех зависимостей близок к рассмотренному на рис. 4 с тем отличием, что здесь интервал полей между H_A и H_B значительно уже, чем на рис. 4, то есть за счет влияния анизотропии нижняя ветвь диаграммы, соответствующая полю H_A , поднимается, а верхняя, соответствующая полю H_B , опускается, так что диаграмма в целом по вертикали сужается.

Из рис. 7в видно, что до поля H_A обе намагниченности полностью развернуты относительно друг друга, при увеличении от величины H_A до H_B

угол между векторами намагниченностей постепенно уменьшается, где в поле H_B векторы полностью схлопываются и далее остаются в совпадающей ориентации вдоль поля. Поворот векторов в интервале от H_A до H_B полностью аналогичен таковому в том же интервале на рис. 4 с учетом сужения интервала по полю, а с обеих сторон вне этого интервала ориентации намагниченностей также аналогичны представленным на рис. 4.

Наблюдаемое здесь изменение положений точек H_A и H_B вызвано тем обстоятельством, что одноосная анизотропия, ось которой ориентирована перпендикулярно плоскости пластины, как бы притягивает к себе векторы обеих намагниченностей, стремясь ориентировать их вдоль своего направления, то есть вдоль оси Oz , вдоль которой ориентировано и поле. При этом, когда поле ниже величины H_E , то есть когда z -компонента намагниченности первой подрешетки ориентирован вверх, а z -компонента второй – вниз, обе намагниченности стремятся повернуться к оси анизотропии, то есть развернуться на больший угол, чем мешают полю, которое этот угол стремится уменьшить, так что поле для восстановления угла требуется большее, чем без влияния анизотропии, поэтому поле начала разворота H_A увеличивается и нижняя ветвь диаграммы повышается. В случае, когда поле выше величины H_E , то есть когда z -компоненты обеих намагниченностей смотрят вверх, то обе они стремятся повернуться к оси анизотропии, то есть помогают полю выстроить их вдоль оси Oz и поле, требуемое для полного схлопывания намагниченностей H_B , понижается и верхняя ветвь диаграммы соответственно снижается.

Таким образом, главным отличием от классического случая здесь является сужение вертикального размера диаграммы с обеих сторон, как сверху, так и снизу, причем новая диаграмма остается по полю в тех же пределах, что и старая.

Дополнительным отличием можно считать довольно резкий разворот менее выгодной компоненты намагниченности к направлению поля между

полями H_A и H_E , проявляющийся в крутой левой части кривой 4 на рис 7б по сравнению с плавным спадом той же кривой в правой ее части, то есть от поля H_E до поля H_B . Резкость разворота менее выгодной компоненты намагниченности к направлению поля дополнительно заметна на рис. 7в, где ориентация вектора намагниченности второй полрешетки между полями H_A и H_E сразу меняется на 90 градусов (от направления вниз сразу до направления налево). Из сравнения с рис. 5в и особенно рис. 6в можно видеть, что при вариации обмена и размагничивания такой резкий разворот невыгодной компоненты намагниченности в интервале полей между H_A и H_E сменяется поворотом довольно плавным. Проверка показывает, что с увеличением константы анизотропии крутизна начального участка кривой 4 увеличивается, причем можно отметить некоторое «пороговое» значение константы около $K = 2000$ эрг см⁻³, начиная с которого поворот из плавного сменяется более резким. В то же время, после достижения константы другого «порогового» значения около $K = 30000$ эрг см⁻³, оба склона кривой 4 становятся одинаково резкими, так что поворот приобретает скачкообразный характер. Некоторые особенности поворота намагниченности при плавном изменении анизотропии рассмотрены далее в разделах 17-19.

13. Вариация анизотропии типа «легкая плоскость»

Рассмотрим теперь характер тех же зависимостей при наличии одноосной анизотропии типа «легкая плоскость», плоскость которой совпадает с плоскостью пластины. Будем учитывать добавление к плотности энергии (18) выражения (28), где константу анизотропии K для обеих подрешеток положим одинаковой, отрицательной и равной -4000 эрг см⁻³. Такое численное значение константы выбрано здесь также для удобства рассмотрения.

Обратимся к рис. 8, построенному при тех же параметрах, что рис. 4 (в том числе при $\Lambda = 1$), с тем отличием, что введена константа анизотропии $K = -4000$ эрг см⁻³, отрицательное значение которой соответствует анизотропии типа «легкая плоскость».

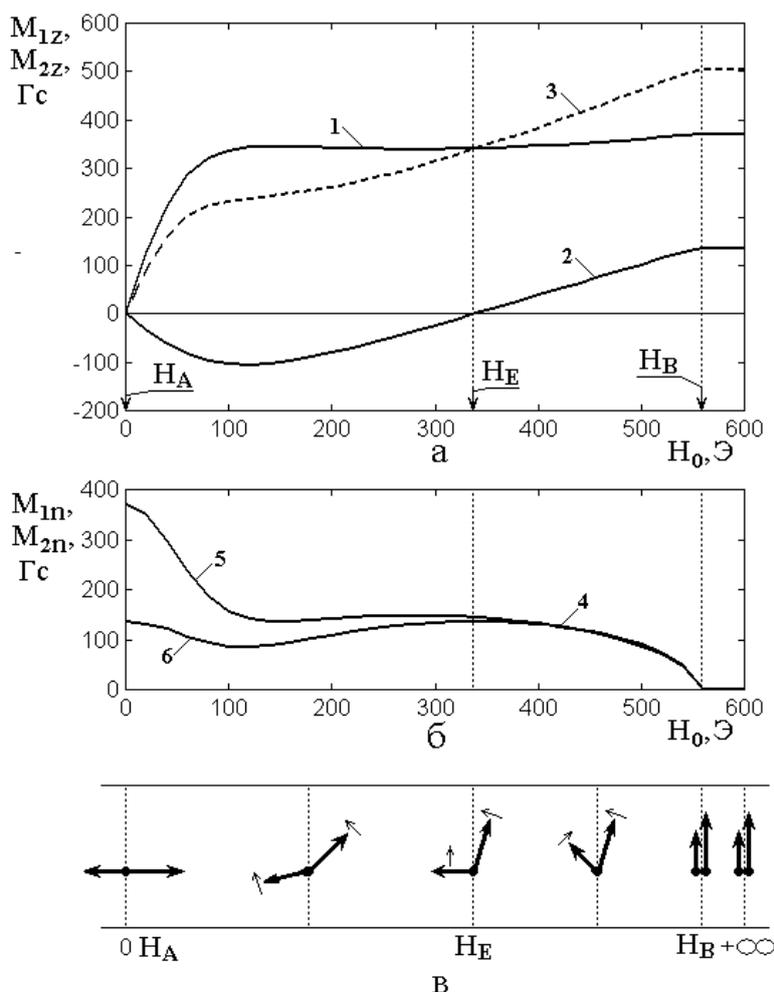


Рис. 8. Зависимости нормальных (а) и плоскостных (б) компонент намагниченностей подрешеток, а также ориентации векторов намагниченностей (в) от поля при учете размагничивания формы образца.

- 1 – z-компонента намагниченности первой подрешетки;
- 2 – z-компонента намагниченности второй подрешетки;
- 3 – сумма z-компонент намагниченностей обеих подрешеток;
- 4 – плоскостные x-y-компонента намагниченностей подрешеток в области их совпадения; 5 – плоскостная компонента намагниченности первой подрешетки;
- 6 – плоскостная компонента намагниченности второй подрешетки.

Из рисунка видно, что общий характер всех зависимостей близок к рассмотренному на рис. 4 с тем отличием, что здесь интервал полей между H_A и H_B значительно шире, чем на рис. 4, то есть за счет влияния анизотропии нижняя ветвь диаграммы, соответствующая полю H_A опускается, а верхняя, соответствующая полю H_B повышается, так что диаграмма в целом по вертикали расширяется. Ситуация подобна представленной на рис. 6, только здесь роль, подобную размагничиванию, играет плоскостная анизотропия.

При этом снижение нижней ветви диаграммы настолько велико, что диаграмма снизу ограничивается условием $H > 0$, так что нижняя часть диаграммы обрезается горизонтальной линией, подобно тому, как это показано в работе [27] кривыми 5 и 6 на рис. 10. Результатом такого обрезания является совпадение точки H_A с нулевым значением поля, что и наблюдается на рис. 8.

Таким образом, главным отличием от классического случая здесь является увеличение вертикального размера диаграммы с обеих сторон, как сверху, так и снизу, причем новая диаграмма выходит за пределы ограничения старой, причем нижняя ветвь достигает нулевого значения поля.

14. Вариация параметров в широком интервале температур

Проведенное рассмотрение относится к вариации параметров при нулевой температуре. Проверка показывает, что обе ветви диаграммы в широком интервале температур меняются подобным образом. Определенное исключение составляет поведение обеих ветвей диаграммы при температуре вблизи точки компенсации. Приведем краткую сводку изменений диаграммы при вариации параметров.

15. Вариация обменного взаимодействия

Начнем с вариации постоянной межподрешеточного обмена, влияние которой рассмотрено в разделе 10. Там установлено, что при нулевой температуре увеличение постоянной обмена приводит к повышению обеих ветвей в отношении, прямо пропорциональном величине этой постоянной. На рис. 9 показано изменение диаграммы в полном интервале температур от нуля до температуры Кюри второй подрешетки.

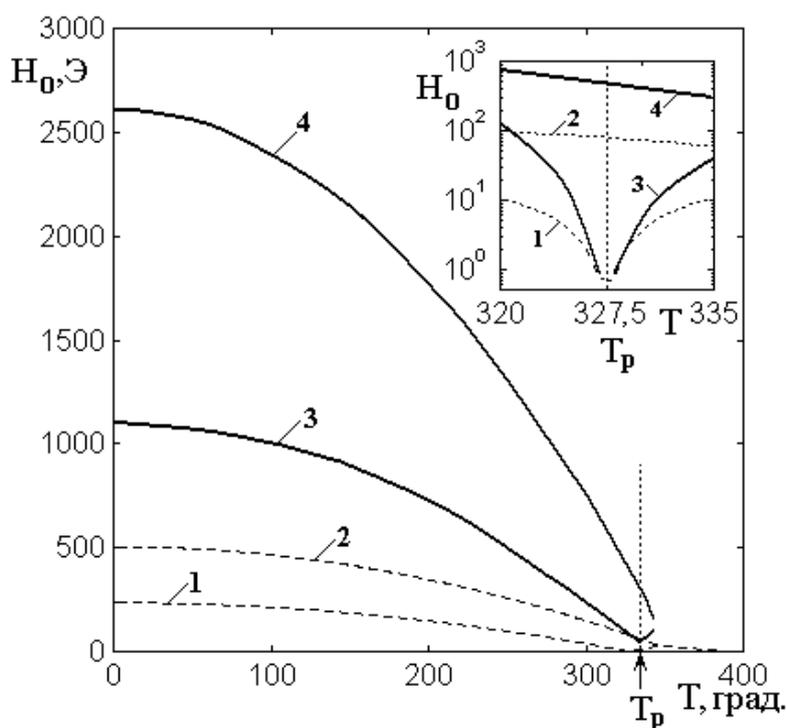


Рис. 9. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика при различных значениях константы обменного взаимодействия. 1, 2 – $\Lambda = 1$ (пунктир); 3, 4 – $\Lambda = 5$ (сплошные кривые). 1, 3 – нижние ветви обеих диаграмм; 2, 4 – верхние ветви обеих диаграмм. Анизотропия и размагничивание отсутствуют. На врезке – те же кривые вблизи температуры компенсации, представлены в логарифмическом масштабе. Остальные параметры приведены в разделе 7.

Из рисунка видно, что во всем интервале изменения температуры обе ветви диаграммы поднимаются вверх подобно тому, как это происходит при нулевой температуре, причем пропорциональность расположения ветвей константе обмена сохраняется. В точке компенсации (врезка) нижняя ветвь диаграммы при $\Lambda = 5$ (кривая 3) стремится к нулю подобно нижней ветви при $\Lambda = 1$ (кривая 1), то есть заметного изменения поля нижней ветви, соответствующего точке компенсации, не происходит. Однако верхняя ветвь диаграммы при $\Lambda = 5$ (кривая 4) при температуре компенсации располагается значительно выше верхней ветви при $\Lambda = 1$ (кривая 2), так что поле, соответствующее верхней ветви в этой точке, значительно возрастает.

16. Вариация размагничивания формы

Рассмотрим теперь влияние размагничивания формы пластины. Согласно (25), плотность энергии размагничивания U_p определяется только одной постоянной 2π , которая не зависит от каких-либо параметров, кроме формы пластины, так что в рассматриваемой геометрии задачи (рис. 1) в общем смысле «варьироваться» не может. Поэтому ограничимся только этим значением константы и приведем фазовую диаграмму при остальных базовых значениях параметров (раздел 7): $M_{10} = 370$ Гс, $M_{20} = 135$ Гс, $T_{c1} = 346,68$, $T_{c2} = 390$, так что $T_p = 327,5$, а также $\Lambda = 1$, $K = 0$). Соответствующая диаграмма представлена на рис. 10.

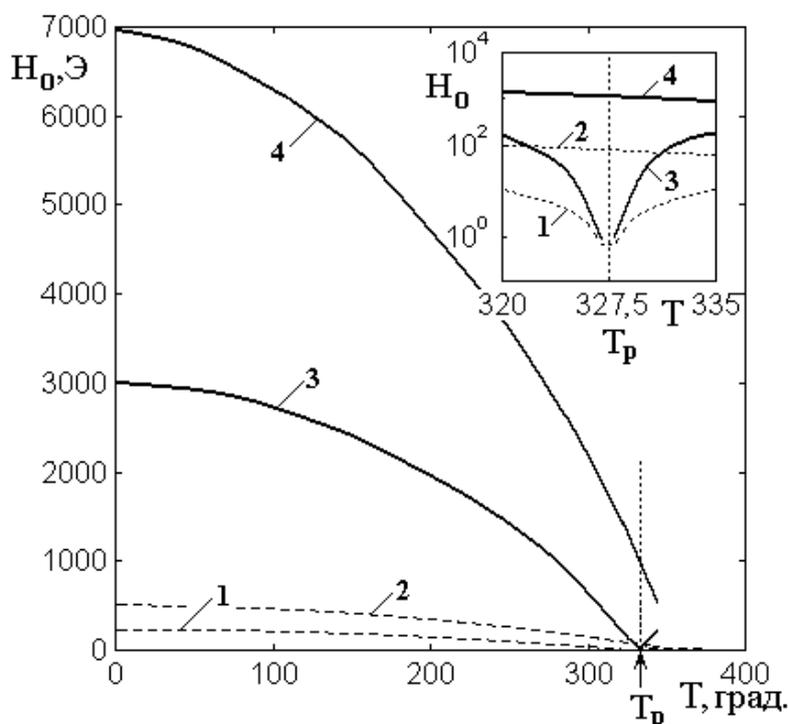


Рис. 10. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика при учете размагничивания формы пластины. 1, 2 – без размагничивания (пунктирные кривые); 3, 4 – с учетом размагничивания (сплошные кривые). 1, 3 – нижние ветви обеих диаграмм; 2, 4 – верхние ветви обеих диаграмм. На врезке – те же кривые вблизи температуры компенсации, представлены в логарифмическом масштабе. Остальные параметры приведены в разделе 7.

Из рисунка видно, что введение размагничивания приводит к синхронному повышению обеих ветвей, причем точка нижней ветви

диаграммы, соответствующая компенсации, также всегда остается в нуле, а верхняя ветвь принимает значение поля, определяемое формулой:

$$H_0|_{T=T_p} = 4\pi \left[M_1(T_p) + M_2(T_p) \right], \quad (39)$$

где значения намагниченностей берутся по модулю при температуре компенсации T_p . Таким образом, поле, необходимое для схлопывания намагниченностей, определяется суммой их абсолютных величин. Приведенная формула успешно работает только при весьма малой величине обменного взаимодействия ($\Lambda \ll 1$), а при увеличении параметра Λ поле повышается. Так, полагая $M_1(T_p) = M_2(T_p) = 40$ Гс (рис. 2) по формуле (39) получаем поле $H_0|_{T=T_p} = 1005$ Э. При увеличении же параметра обменного взаимодействия до величины $\Lambda = 1$ поле H_0 уже составляет 1100 Э. Из врезки видно, что заметного увеличения поля нижней ветви (кривая 3) не происходит, тогда как верхняя ветвь (кривая 4) значительно повышается.

17. Вариация анизотропии

Перейдем теперь к рассмотрению влияния анизотропии на характер диаграммы при условии сохранения всех остальных параметров. В разделе 12 показано, что при нулевой температуре введение анизотропии типа «легкая ось» приводит к сужению диаграммы по вертикали (рис. 7). На рис. 11 представлена полная диаграмма в тех же условиях.

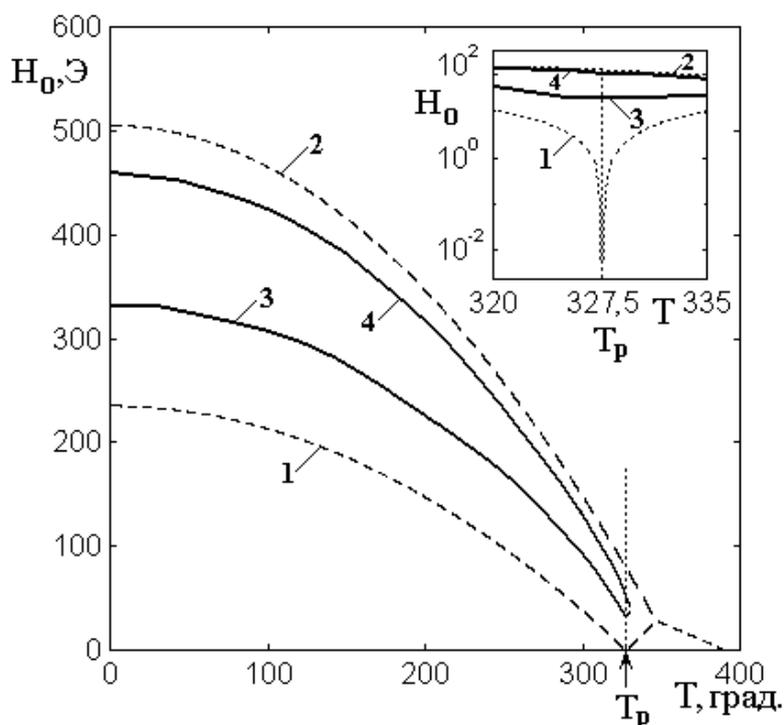


Рис. 11. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика с учетом анизотропии типа «легкая ось». Константа анизотропии $K = 4000$ эрг см^{-3} .

Константа обмена $\Lambda = 1.1$, 2 – без анизотропии (пунктирные кривые); 3, 4 – с анизотропией (сплошные кривые). 1, 3 – нижние ветви обеих диаграмм; 2, 4 – верхние ветви обеих диаграмм. На врезке – те же кривые вблизи температуры компенсации, представлены в логарифмическом масштабе.

Остальные параметры приведены в разделе 7.

Из рисунка видно, что сужение диаграммы имеет место во всем интервале изменения температуры. При этом нижняя ветвь диаграммы (кривая 3) повышается, а нижняя ветвь (кривая 4) понижается. Видно, что во всем интервале температуры смещение обеих ветвей довольно однородное, постепенно уменьшающееся по мере приближения к температуре компенсации, где обе ветви стремятся вниз. Проверка показывает, что подобное смещение обеих ветвей имеет место и при температуре выше компенсации, что здесь на рисунке не показано из-за мелкого масштаба.

Из врезки видно, что в отличие от предыдущих случаев нижняя ветвь диаграммы (кривая 3) при температуре компенсации T_p до нуля по полю не доходит, а остается на уровне около 22 Э. В окрестностях температуры компенсации по обе стороны от T_p это значение несколько увеличивается. Таким образом, анизотропия типа «легкая ось» в точке компенсации приводит к

сужению диаграммы в этом месте, так что нижняя ветвь повышается, а верхняя понижается.

Важно заметить, что в отличие от предыдущих случаев (обмен и размагничивание) диаграмма в точке компенсации всегда располагается по полю выше нуля.

Здесь же отметим, что введение анизотропии типа «легкая плоскость» (раздел 13) приводит к эффекту обратному – расширению диаграммы за счет смещения нижней ветви вниз, а верхней – вверх. В рассматриваемых в настоящей работе образцах (раздел 7) такая анизотропия, по-видимому, отсутствовала, поэтому более подробно здесь не рассматривается.

18. Влияние анизотропии на ширину диаграммы по полю

В разделе 17 показано, что анизотропия типа «легкая ось» приводит к сужению диаграммы по полю. Рассмотрим теперь, как именно анизотропия влияет на величину сужения, для чего обратимся к рис. 12, где показаны зависимости ширины диаграммы по полю от константы анизотропии при различных температурах. Значения температуры выбраны ниже компенсации (а – 280 град.), равной компенсации (б – 327,5 град.) и выше компенсации (в – 340 град.).

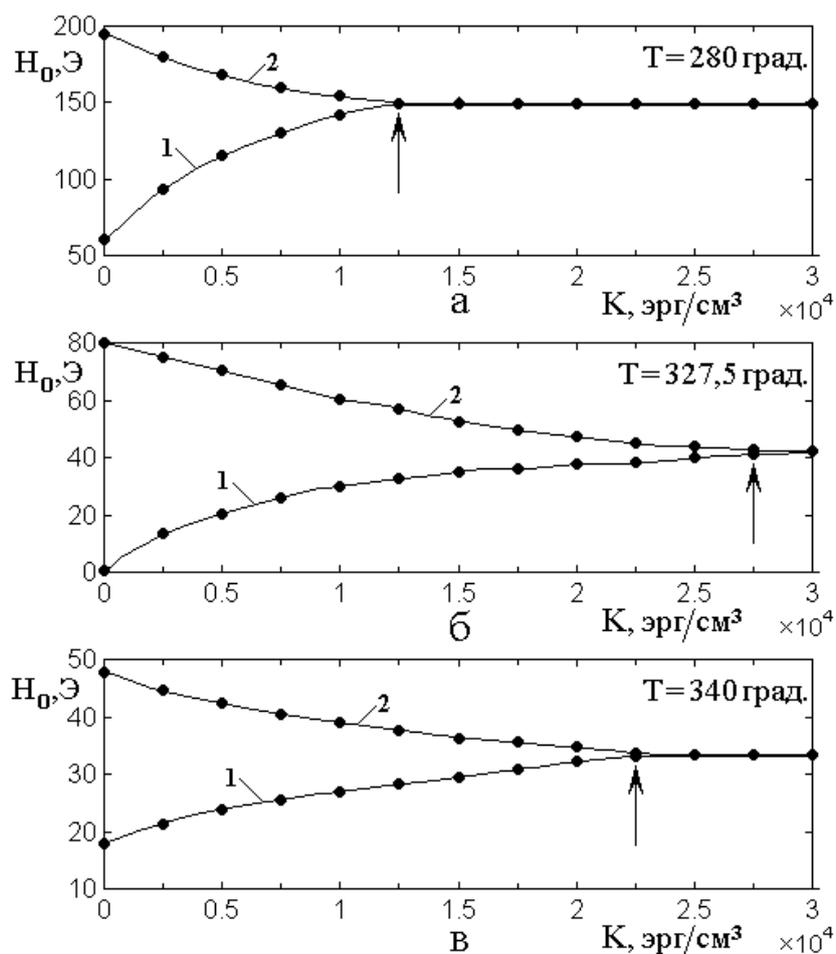


Рис. 12. Зависимость ширины диаграммы по полю от константы анизотропии при различных температурах : а – $T = 280$ град.; б – $T = 327,5$ град.; в – $T = 340$ град.. 1 – нижняя ветвь диаграммы; 2 – верхняя ветвь диаграммы. Точки – результаты расчета методом установления. Стрелка указывает слияние ветвей. Остальные параметры приведены в разделе 7.

Из рисунка видно, что увеличение анизотропии во всех случаях приводит к сужению диаграммы, проявляющемуся тем сильнее, чем анизотропия больше. Везде при достаточно высоком значении анизотропии ветви диаграммы сходятся в общую линию, которая далее не меняется. Так, для $T = 280$ град. (а) результирующее значение поля составляет 148 Э, для $T = 327,5$ град. (б) такое поле равно 42 Э, для $T = 340$ град. (в) ветви сходятся при поле 33 Э.

Однако слияние ветвей в этих трех случаях происходит при различных значениях константы анизотропии. Так при температуре ниже компенсации (а) ветви сливаются при константе анизотропии K равной $12500 \text{ эрг см}^{-3}$, при температуре компенсации (б) – при $K = 27500 \text{ эрг см}^{-3}$, при температуре выше компенсации (в) – при $K = 22500 \text{ эрг см}^{-3}$. Таким образом видно, что как ниже,

так и выше температуры компенсации слияние ветвей происходит при значении константы анизотропии меньшем, чем требуемое для слияния при температуре компенсации.

Например, как видно из сопоставления всех трех эпор на рис. 12, при значении константы $K = 25000$ эрг см⁻³ при температуре компенсации (б) ветви диаграммы еще раздвинуты и приходится на поля, равные 39 и 43 Э, тогда как при температурах 280 (а) и 340 (б) градусов, то есть по обе стороны от компенсации, обе ветви слиты вместе на полях 148 и 33 Э соответственно.

Рассмотрим теперь такие особенности слияния и расщепления ветвей более подробно. Так, на рис. 13 представлен фрагмент фазовой диаграммы в окрестности температуры компенсации при отмеченном значении константы анизотропии $K = 25000$ эрг см⁻³ (кривые 3 и 4, построенные сплошными линиями). Там же для сравнения приведен аналогичный фрагмент в отсутствие анизотропии (кривые 1 и 2, построенные пунктирными линиями, подобные приведенным на рис. 3б).

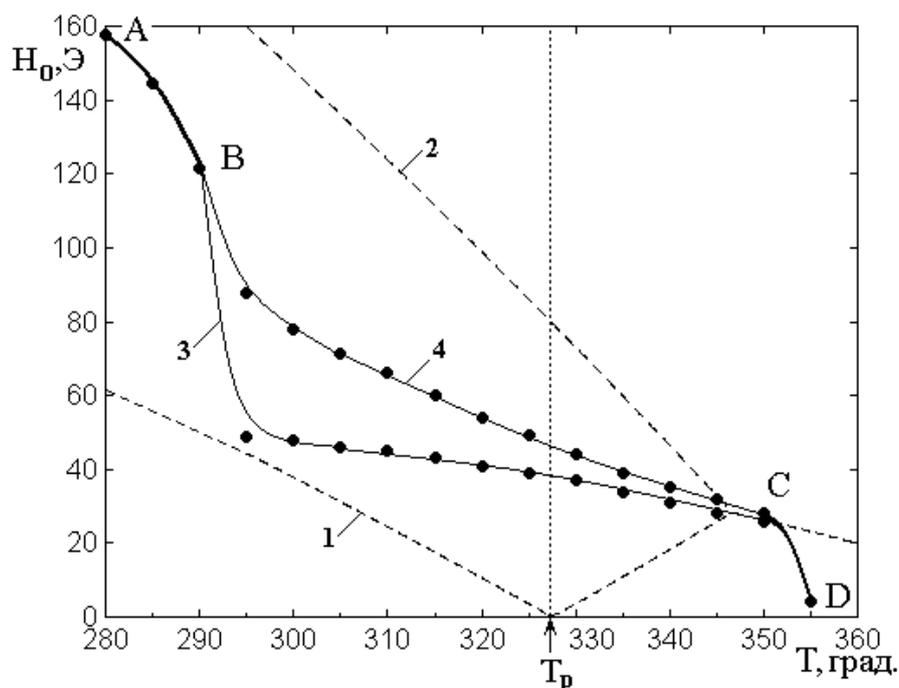


Рис. 13. Фрагмент фазовой диаграммы вблизи температуры компенсации в отсутствие анизотропии (пунктирные линии, кривые 1,2) и в присутствии анизотропии (сплошные линии, кривые 3,4). 1, 3 – нижние ветви диаграмм; 2, 4 – верхние ветви диаграмм. А, В, С, D – характерные точки обеих диаграмм. Константа анизотропии $K = 25000$ эрг см⁻³. Остальные параметры приведены в разделе 7.

Из рисунка видно, что в присутствии анизотропии (кривые 3, 4) до температуры 290 градусов обе ветви диаграммы сливаются в одну, представленную утолщенной линией на участке А-В. Начиная же с точки В, единая ветвь расщепляется на две – нижнюю, представленную кривой 3, и верхнюю, представленную кривой 4. Такой расщепленный вид диаграммы сохраняется от температуры 290 градусов до 350 градусов, где в точке С обе ветви снова сливаются в одну и остаются единой вплоть до конца диаграммы в точке D. При этом симметричное сужение диаграммы, верхней ветви вниз, а нижней – вверх, характерное для меньших значений константы анизотропии, подобное показанному на рис. 11, здесь нарушается: нижняя ветвь 3 при температуре 295 градусов, то есть вблизи точки расщепления В, спадает резко вниз, после чего стремится к точке слияния С довольно плавно, подобно верхней ветви 4. Такой резкий спад нижней ветви 3 в отсутствие подобного спада для верхней ветви 4 приводит к общей асимметрии диаграммы по температуре относительно точки компенсации $T_p = 327,5$ град. (отмечена вертикальной точечной линией).

Важно отметить, что для нижней ветви 3 узкий провал вблизи температуры компенсации (то есть при $T_p = 327,5$ град.), наблюдаемый как в классическом случае (пунктир, кривая 1), так и при вариации размагничивания и обмена (кривые 3 на рис. 10 и рис. 9), здесь отсутствует, так что нижняя ветвь от точки В до точки С спадает плавным монотонным образом без каких-либо особенностей.

Таким образом, в согласии с рис. 12, наиболее важной особенностью диаграммы в присутствии достаточно большой анизотропии, в отличие от случаев вариации размагничивания и обмена, здесь является образование замкнутой области от точки В до точки С, ограниченной кривыми 3 и 4.

Такое образование ограниченной замкнутой области, в определенной мере согласуется с наблюдавшейся в эксперименте фазовой диаграммой двухподрешеточного ферримагнетика, сходного с рассматриваемым здесь составом $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, представленной на рис. 8а в работе [35],

представлявшей собой замкнутую ромбовидную фигуру, ограниченную как по полям сверху и снизу, так и по температурам ниже и выше точки компенсации.

Таким образом, в соответствии с проведенным рассмотрением, можно утверждать, что главной причиной формирования ограниченной фазовой диаграммы, подобной наблюдавшейся в работе [35], является достаточно большая анизотропия типа «легкая ось», перпендикулярная плоскости пластины.

19. Замечание о возможном развитии работы

Проведенное рассмотрение выполнено при вариации параметров анизотропии, обмена и размагничивания по отдельности. Было показано, что расщепление диаграммы по полю и ограничение по температуре обусловлено в первую очередь довольно большой величиной анизотропии, тогда как сохранение минимума нижней ветви имеет место только при вариации размагничивания и обмена. В то же время, в реальных материалах все эти три фактора могут действовать одновременно. Так, введение размагничивания или обмена на рис. 13 может привести к подъему вверх обеих частей диаграммы по разные стороны от точки компенсации, не затрагивая положения кривых в самой этой точке. В этом случае на нижней ветви кривой 3 на рис. 13 может появиться провал, характерный для компенсации. То есть форма диаграммы может стать более похожей на описанную в работе [35]. Таким образом, важным моментом развития настоящей работы является исследование одновременного влияния на диаграмму всех трех факторов, в том числе рассмотрение взаимодействия между ними.

Дополнительным моментом, требующим более подробной разработки, можно считать несимметричный характер изменения ориентации обеих компонент намагниченности при плавном изменении константы анизотропии, так что начальный поворот имеет скачкообразный характер, сменяющийся далее поворотом плавным, как это отмечено в разделе 12. Особо следует обратить внимание на «пороговый» характер анизотропии, начиная с которого

плавный поворот заменяется резким, что может говорить о потенциальном характере ориентационного перехода.

Авторы предполагают провести подобные исследования в отдельной работе.

Заключение

Основные результаты настоящей работы сводятся к следующему.

1) Выполнен краткий обзор предыдущих работ, касающихся построения фазовой диаграммы двухподрешеточного ферромагнетика с точкой компенсации. Особое внимание уделено алгоритму построения диаграммы методом динамического установления намагниченности. Отмечена важность рассмотрения влияния на диаграмму параметров анизотропии, размагничивания и обмена.

2) Приведена геометрия задачи, представляющая собой нормально намагниченную тонкую пластину или пленку. Исходя из условия равенства абсолютных значений намагниченности обеих подрешеток, получено уравнение, связывающие значения намагниченностей при нулевой температуре с их температурами Кюри. Отмечено, что в зависимости от методики проведения эксперимента, как правило, определяются только три из четырех перечисленных параметров. Предложена методика определения недостающего параметра из решения полученного уравнения. Для эксперимента, в котором были определены обе начальные намагниченности и температура Кюри одной из подрешеток, найдено недостающее значение температуры Кюри другой подрешетки. На основе полученных значений параметров построена фазовая диаграмма в классическом виде без учета анизотропии и размагничивания при параметре обмена, принятом равным единице.

3) Кратко приведена общая идеология метода динамического установления в его применении к построению фазовой диаграммы. Отмечено, что метод состоит в предоставлении возможности свободных колебаний намагниченности из произвольного начального состояния с последующим

затуханием в положениях, соответствующих энергетическому минимуму системы в целом. Представлена методика построения фазовой диаграммы как зависимости от температуры значения поля ориентационного перехода, соответствующего установлению намагниченностей в минимуме энергии.

4) Приведены уравнения движения для векторов намагниченностей обеих подрешеток с учетом их гиромагнитного характера, связи между подрешетками и диссипации. Записано выражение для плотности энергии системы в целом, в том числе с учетом внешнего поля, межподрешеточного обмена, размагничивания формы пластины и одноосной анизотропии. Получены эффективные поля, определяющие характер динамики движения намагниченностей и приведены основные параметры рассматриваемой далее задачи.

5) Исследован характер изменения фазовой диаграммы в условиях вариации обмена, размагничивания и анизотропии на основе анализа зависимостей нормальных и плоскостных компонент и ориентации намагниченностей обеих подрешеток от поля. Отмечено, что общая структура диаграммы при этом сохраняется, однако ее ветви смещаются вверх или вниз. В качестве начального этапа исследования рассмотрена вариация параметров при нулевой температуре. Показано, что при увеличении поля компоненты намагниченности и их ориентация последовательно проходят три стадии: первая – от нулевого значения до точки, соответствующей нижней ветви диаграммы, те и другие не меняются, вторая – от точки нижней ветви диаграммы до точки ее верхней ветви плавно изменяются таким образом, что ориентация векторов намагниченностей стремится к направлению поля и третья – при которой достигается точка верхней ветви диаграммы, так что обе намагниченности выстраиваются вдоль поля и далее их величины и ориентации не меняются.

6) Показано, что при увеличении обменного взаимодействия обе ветви диаграммы повышаются на величину, кратную значению параметра межподрешеточного обмена, так что диаграмма по полю в целом расширяется.

При учете размагничивания намагниченности обеих подрешеток сохраняют взаимно противоположную ориентацию до момента, когда внешнее поле преодолевает поле размагничивания, определяемое разностью намагниченностей подрешеток, после чего увеличение поля приводит к повышению обеих ветвей диаграммы с соответствующим ее расширением вплоть до момента полного выстраивания намагниченностей вдоль поля. Анизотропия типа «легкая ось», перпендикулярная плоскости пластины, приводит к повышению нижней ветви диаграммы и понижению ее верхней ветви, так что диаграмма в целом по полю сужается. Анизотропия типа «легкая плоскость» действует в обратном направлении, так что диаграмма расширяется.

7) Рассмотрено изменение формы диаграммы в полном интервале температур от нуля до наибольшей из температур Кюри обеих подрешеток. Установлено, что вариация обменного взаимодействия приводит к изменению диаграммы таким же образом, как и при нулевой температуре с учетом того, что с увеличением температуры обе ветви диаграммы понижаются благодаря уменьшению намагниченностей той и другой подрешеток. При этом при температуре компенсации верхняя ветвь диаграммы повышается пропорционально величине параметра обмена, а нижняя остается на месте, так что по ходу нижней ветви возникает провал с минимумом в точке компенсации. Учет размагничивания приводит к повышению обеих ветвей, кроме области температуры компенсации, где нижняя ветвь опускается до нуля, образуя такой же провал, как и при вариации обмена. Введение анизотропии типа «легкая ось» приводит к повышению нижней ветви и понижению верхней, так что диаграмма в целом по полю сужается, причем формирование провала в области температуры компенсации, характерное для вариации обмена и размагничивания, полностью отсутствует.

8) Рассмотрен характер сужения диаграммы за счет анизотропии типа «легкая ось» вблизи температуры компенсации. Показано, что при достаточном увеличении параметра анизотропии сужение диаграммы происходит таким образом, что верхняя и нижняя ее ветви сливаются воедино. В этом случае в

ближайшей окрестности температуры компенсации для слияния ветвей требуется большее значение константы анизотропии, чем при удалении от этой температуры, так что диаграмма вблизи компенсации обращается в замкнутую область, ограниченную со всех четырех сторон, то есть, как по температуре, так и по полю. Отмечено, что такое ограничение диаграммы качественно подобно наблюдаемому в эксперименте, из чего сделан вывод, что главным фактором, обеспечивающим наблюдаемое в эксперименте ограничение диаграммы, является достаточное значение константы одноосной анизотропии типа «легкая ось».

9) Приведены некоторые замечания о возможном развитии работы. В первую очередь отмечена необходимость учета одновременного действия всех трех факторов: обмена, размагничивания и анизотропии, а также взаимного влияния и взаимодействия между ними с целью выявления максимального соответствия количественным данным эксперимента. Дополнительным моментом, требующим подробной разработки, является исследование скачкообразного изменения ориентации одной из намагниченностей при превышении константой анизотропии определенного порога, что отражает характер потенциала ориентационного перехода.

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 ферримагнетики. 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*. – 2025. – №. 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*. – 2025. – №. 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. – 2025. – №. 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., Шавров В.Г., Ветошко П.М., Щеглов В.И., Пойманов В.Д., Морозов Е.В., Кузнецов Д.Д., Коледов В.В. Термодинамическая модель для описания особенностей фазовой диаграммы превращений в ферритах-гранатах $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 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., и др. 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., и др. 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>

Для цитирования:

Суслов Д.А., Щеглов В.И. Фазовая диаграмма двухподрешеточного ферримагнетика с точкой компенсации в присутствии анизотропии, размагничивания и неоднородного обмена // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – №. 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.2.6>