

Правило $2^{1/3}$ для магнитной восприимчивости гадолиния

© А.В. Королёв, М.И. Куркин, О.Б. Соколов*, Н.Б. Орлова

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

* Уральский государственный университет путей сообщения,
Екатеринбург, Россия

E-mail: kurkin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 6 июля 2009 г.)

На SQUID-магнитометре MPMS-5XL фирмы „Quantum Design“ измерены зависимости намагниченности M и магнитной восприимчивости $\chi = \partial M / \partial H$ чистого гадолиния (концентрация сторонних примесей меньше 0.1 wt.%) от температуры T и магнитного поля H . В этом веществе неоднородности атомной структуры не должны приводить к неоднородностям магнитных характеристик (включая температуру Кюри T_C) по объему образца. Полученные зависимости M и χ использовались для изучения возможности подавления магнитных неоднородностей других типов с помощью полей H с напряженностью до 50 кОе. Считалось, что эти неоднородности подавлены, если выполняется специфическое соотношение — правило $2^{1/3}$. Оно связывает те части $\chi(T, H)$, которые при $T = T_C$ и в точке максимума χ по T ($T = T_m$) зависят от H по закону $H^{2/3}$. Показано, что эти части, выделенные из экспериментальных кривых $\chi(T_C, H)$ и $\chi(T_m, H)$, удовлетворяют правилу $2^{1/3}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект РФФИ № 08-02-00904), Президиума РАН, Президиума УрО РАН, Фонда некоммерческих программ „Династия“: фонд науки и образования „ИНТЕЛС“ (соглашение Г-61-08-02, проект Г-04-08).

1. Введение

Технология получения магнитных материалов с заданными свойствами, как правило, направлена на создание определенных неоднородностей структуры. Это означает, что дисперсию магнитных параметров (констант магнитной анизотропии, температуры Кюри T_C , намагниченности насыщения M_s и др.) следует относить к важным характеристикам таких материалов. В то же время существующие методы магнитных измерений в основном приспособлены для определения средних значений магнитных параметров исследуемых образцов [1]. Изучение их дисперсии требует привлечения особых эффектов, которым до сих пор не уделяется достаточного внимания. К таким эффектам можно, вероятно, отнести универсальное соотношение между значениями магнитной восприимчивости $\chi(T)$ (рис. 1) при $T = T_C$ и температуре $T = T_{\max}$, соответствующей максимуму $\chi(T)$ (правило $2^{1/3}$) [2],

$$g = \frac{\chi(T_m, H)}{\chi(T_C, H)} = \frac{\chi^{-1}(T_C, H)}{\chi^{-1}(T_m, H)} = 2^{1/3}. \quad (1)$$

Это правило связано с формой температурного максимума $\chi(T)$ (рис. 1), который должен уширяться, если имеется разброс температур T_C , за счет неоднородностей атомной структуры. Можно ожидать, что такое уширение приведет к отклонениям от соотношения (1) и позволит их использовать для определения величины этого разброса. Однако прежде необходимо убедиться в выполнении правила $2^{1/3}$ для экспериментально измеряемых значений $\chi(T, H)$ в веществах без дисперсии T_C . Имеющиеся здесь трудности обусловлены тем,

что соотношение (1) получено, во-первых, для однородных ферромагнетиков, при описании которых можно не учитывать градиенты намагниченности. Во-вторых, правило (1) справедливо только в слабых полях H , когда можно ограничиться первым членом разложения по степеням отношения H/H_E , где H_E — обменное поле. Однако при малых H только часть магнитных неоднородностей обусловлена дефектами атомной структуры. Из магнитных неоднородностей другого происхождения наиболее хорошо известны доменная структура [1] и критические флуктуации вблизи температуры Кюри T_C [3]. Чтобы отделить магнитные неоднородности, связанные с атомной структурой, от магнитных

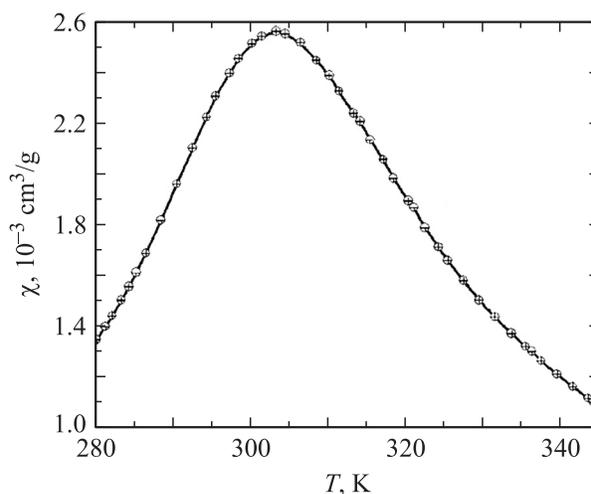


Рис. 1. Температурная зависимость восприимчивости χ при напряженности магнитного поля $H_0 = 10$ кОе для сферического образца гадолиния.

неоднородностей других типов, можно воспользоваться различиями в их поведении при внешних воздействиях. В качестве такого воздействия мы выбрали магнитное поле H . Поскольку магнитное взаимодействие гораздо слабее кулоновского, можно ожидать, что достаточно большое поле H , не влияя на атомную структуру, способно полностью подавить все остальные магнитные неоднородности.

Для проверки этого предположения был исследован образец химически чистого гадолиния с концентрацией сторонних примесей не более 0.1 wt.%. По нашим оценкам влиянием неоднородностей атомной структуры на магнитные свойства исследуемого образца гадолиния можно пренебречь. Что касается магнитных неоднородностей других типов, то их можно считать подавленными магнитным полем, если измеряемые свойства удовлетворяли соотношениям, справедливым для магнитнооднородных сред.

2. Соотношения для магнитных параметров магнитооднородных сред вблизи температуры Кюри T_C

Мы исходили из того, что магнитные свойства ферромагнетика в магнитном поле H вблизи температуры T_C в отсутствие магнитных неоднородностей описываются разложением Ландау для термодинамического потенциала Φ по степеням намагниченности M [4]

$$\Phi = \Phi_0 - MH + \frac{1}{2}A(T - T_C)M^2 + \frac{1}{4}BM^4 + \dots \quad (2)$$

В (2) константы разложения A и B считаются не зависящими от температуры T . Равновесные значения M определяются из условия минимума Φ

$$\frac{\partial \Phi}{\partial M} = -H + A(T - T_C)M + BM^3 + \dots = 0. \quad (3)$$

Сложность анализа решений (3) при $B > 0$ обусловлена существованием температуры

$$T_b = T_C - \frac{3}{2} \frac{(2B)^{1/3}}{A} H^{2/3}, \quad (4)$$

соответствующей точке ветвления решений. При $T > T_b$ уравнение (3) имеет только одно вещественное решение, при $T < T_b$ их три. Мы ограничимся областью температур $T > T_b$, поскольку нас интересуют магнитные свойства ферромагнетика вблизи температуры T_m , соответствующей максимуму магнитной восприимчивости

$$\chi(T, H) = \frac{\partial M(T, H)}{\partial H} \quad (5)$$

по температуре T . Как показано в [2,5–7] температура T_m удовлетворяет условию

$$T_m(H) \geq T_C \geq T_b(H), \quad (6)$$

поэтому она находится в температурной области, в которой уравнение (3) имеет только одно вещественное решение. Анализ этого решения удобно начать с

простейшего приближения, которое соответствует отбрасыванию в разложении (3) всех слагаемых с более высокой степенью M , чем M^3 . Соответствующее решение (3), которое будем обозначать M_1 , является первым членом разложения по параметру малости ε . Численное значение ε приведено далее (см. (22)).

Поскольку в рассматриваемом приближении и при условии (6) величина M_1 является единственным вещественным корнем кубического уравнения (3), она может быть описана формулой Кардана

$$M_1(H, T) = u + v; \quad u = \left(q + \sqrt{p^3 + q^2} \right)^{1/3}; \\ u = \left(q - \sqrt{p^3 + q^2} \right)^{1/3}; \quad p = \frac{A}{3B} (T - T_C); \quad q = \frac{H}{3B}. \quad (7)$$

Магнитная восприимчивость (5), соответствующая $M_1(H, T)$ (7), определяется выражением

$$\chi_1(T, H) = \frac{1}{6B} \frac{u - v}{\sqrt{p^3 + q^2}}. \quad (8)$$

Из условия максимума χ_1 по T получается уравнение для температуры $T_m(H)$

$$\frac{\partial \chi_1(T_m, H)}{\partial T} = \frac{A}{3B} \frac{\partial \chi_1}{\partial p} = 0.$$

С помощью соотношений (7) это уравнение сводится к виду

$$3c^{2/3} \left[(\sqrt{c+1} + 1)^{1/3} + (\sqrt{c+1} - 1)^{1/3} \right] = \sqrt{c+1} \\ \times \left[(\sqrt{c+1} + 1)^{2/3} + (\sqrt{c+1} - 1)^{2/3} \right]. \quad (9)$$

Величина c в (9) определяется соотношением

$$p^3 = cq^2. \quad (10)$$

При вещественных $c > 0$, соответствующих $T \geq T_C$, уравнение (9) эквивалентно уравнению

$$\frac{(\sqrt{c+1} + 1)^{1/3} + (\sqrt{c+1} - 1)^{1/3}}{\sqrt{c+1}} = c^{-1/3}, \quad (11)$$

которое удовлетворяется при

$$c = \frac{1}{4}. \quad (12)$$

Из (7)–(12) для величин T_m , $M_1^2(T_m, H)$ и $\chi_1^{-1}(T_m, H)$ получается закон $H^{2/3}$

$$T_m(H) = T_C + 3 \cdot 2^{-4/3} B^{1/3} A^{-1} H^{2/3}, \quad (13)$$

$$M_1^2(T_m, H) = 2^{-4/3} B^{-2/3} H^{2/3}, \quad (14)$$

$$\chi_1^{-1}(T_m, H) = 3 \cdot 2^{-1/3} B^{1/3} H^{2/3}. \quad (15)$$

Закон $H^{2/3}$ имеет место также для значений M_1^2 и χ_1^{-1} при $T = T_C$

$$M_1^2(T_C, H) = B^{-2/3} H^{2/3}, \quad \chi_1^{-1}(T_C, H) = 3B^{1/3} H^{2/3}. \quad (16)$$

В этом смысле T_m можно считать такой же характерной температурой для ферромагнетиков, как и T_C . Из (13)–(16) для отношения

$$g = \frac{\chi_1(T_m, H)}{\chi_1(T_C, H)} = \frac{\chi_1^{-1}(T_C, H)}{\chi_1^{-1}(T_m, H)} = 2^{1/3} \quad (17)$$

получается универсальное число (правило $2^{1/3}$ (1)), которое не зависит ни от свойств ферромагнетика, ни от поля H . Однако при использовании (13)–(16) при описании экспериментальных результатов возникают трудности, на которые уже указывалось во Введении. Они обусловлены тем, что равенства (13)–(16) справедливы только в однородных ферромагнетиках и в сравнительно слабых полях H . Чтобы исключить влияние неоднородностей, связанных с дефектом атомной структуры, мы использовали химически чистый гадолиний с концентрацией сторонних примесей 0.1 wt.%. Для подавления магнитных неоднородностей других типов измерения M_1 и χ_1 проводились в сильных магнитных полях с напряженностью до 50 кОе. Отличия величин M_1 и χ_1 в (13)–(16) от измеряемых значений M и χ в сильных полях анализируются в разделе 3.

3. Ограничения на соотношения (13)–(17) в сильных магнитных полях

Имеются две трудности, которые возникают при количественном сравнении соотношений (13)–(17) с результатами измерений намагниченности $M(T, H)$ и восприимчивости $\chi(T, H)$. Первая связана с тем, что фигурирующее в (13)–(17) магнитное поле H — это внутреннее поле в образце. Оно отличается от внешнего поля H_0 на величину размагничивающего поля [8]

$$H = H_0 - NM, \quad (18)$$

где N — тензор размагничивающих коэффициентов, зависящих от формы образца. Для образцов в форме шара, которые использовались в наших экспериментах, тензор N является скалярной величиной [8]

$$N_{xx} = N_{yy} = N_{zz} = 4\pi/3. \quad (19)$$

Дифференцирование (18) по H и H_0 позволяет связать теоретическую восприимчивость χ (5) с измеряемой восприимчивостью $\chi_0 = \partial M / \partial H_0$

$$\chi^{-1} = \chi_0^{-1} - N. \quad (20)$$

Однако этой формулы недостаточно, чтобы в соотношениях (15)–(17) в качестве восприимчивости χ ис-

пользовать ее экспериментальные значения. Необходимо еще учесть, что в (13)–(17) фигурируют приближенные значения M и χ , которые получаются из (3), если в разложении по M ограничиться слагаемым с M^3 . Учет в (3) следующих членов разложения соответствует разложению величин M^2 и χ^{-1} в ряды по степеням отношения $(H/B)^{2/3}$

$$\begin{aligned} M^2(T, H) &= a_1(H/B)^{2/3} \\ &+ a_2(H/B)^{4/3} + a_3(H/B)^2 + \dots, \\ \chi^{-1}(T, H) &= b_1(H/B)^{2/3} \\ &+ b_2(H/B)^{4/3} + b_3(H/B)^2 + \dots \end{aligned} \quad (21)$$

Если константу B связать с обменным взаимодействием, то ряды (21) можно рассматривать как разложения по степеням отношения $\varepsilon = (H/H_E)^{2/3}$ с обменным полем H_E , которое можно оценить по температуре Кюри T_C

$$k_B T_C \cong 7\mu_B H_E,$$

где k_B — константа Больцмана, μ_B — магнетон Бора. Поскольку для Gd температура $T_C \approx 300$ К, для H_E получается оценка $H_E \approx 0.4 \cdot 10^6$ Ое. В полях $H \approx 10^5$ Ое соответствующая оценка дает для ε величину

$$\varepsilon \approx 0.2. \quad (22)$$

Хотя это хороший малый параметр для разложения, но при количественном сравнении с экспериментальными данными использование первых членов разложения в (21) может оказаться недостаточным. В следующих разделах излагается процедура обработки экспериментальных данных, необходимых для определения величин T_C , $\chi_1(T_m, H)$ и $\chi_1(T_C, H)$, которые фигурируют в левой части (1).

4. Результаты измерений

Измерения проводились в криомагнитном центре Института физики металлов УрО РАН на SQUID-магнитометре (установка MPMS-5XL фирмы „Quantum Design“). Исследуемый образец гадолиния имел форму шара с диаметром 2 мм. Для измерения магнитной восприимчивости параллельно постоянному полю H_0 прикладывалось переменное магнитное поле с частотой 80 Гц и амплитудой $H_1 = 4$ Ое. Результаты измерений температурных зависимостей восприимчивостей при различных значениях поля H_0 в интервале от 5 до 50 кОе представлены на рис. 2. Чтобы иметь возможность изобразить все кривые в одном масштабе, по вертикальной оси откладывались величины отношения $\chi_0(T, H_0) / \chi_0(T_m, H_0)$. Если бы эти кривые соответствовали правилу $2^{1/3}$ [17], то они все должны были бы пересечься в точке $T = T_C$ при значении $\chi_0(T, H_0) / \chi_0(T_m, H_0) = 2^{1/3} \cong 0.8$.

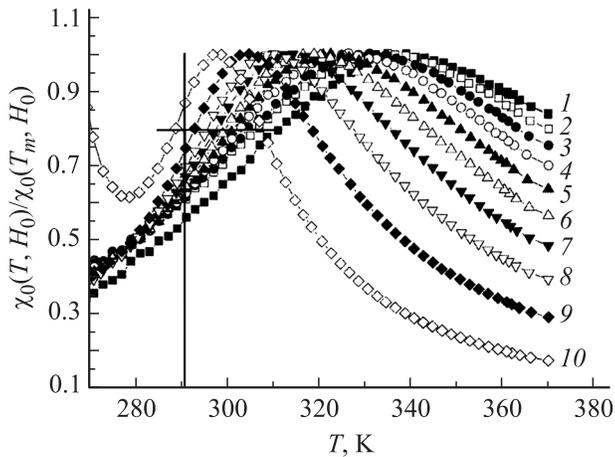


Рис. 2. Температурная зависимость относительных значений восприимчивости χ при различных величинах напряженности магнитного поля H_0 для сферического образца гадолиния. H , кОе: 1 — 50, 2 — 45, 3 — 40, 4 — 35, 5 — 30, 6 — 25, 7 — 20, 8 — 15, 9 — 10, 10 — 5.

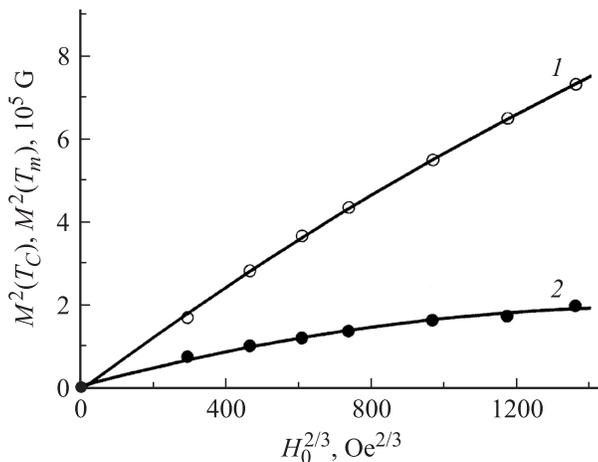


Рис. 3. Экспериментальные зависимости квадрата намагниченности в точках $T = T_C$ (1) и $T = T_m$ (2) от величины $H_0^{2/3}$.

Оказалось, что невыполнение этого требования обусловлено отличием экспериментальных значений $\chi_0(T, H_0)$ от величин $\chi_1(T, H)$ при $T = T_C$ и $T = T_m$, фигурирующих в соотношении (17). Далее показано, что использование формул (18)–(21) позволяет из измеренных значений $\chi_0(T, H_0)$ выделить величины $\chi_1(T, H)$, для которых правило $2^{1/3}$ выполняется в пределах экспериментальных погрешностей.

Использование формулы (18), связывающей значения полей H_0 и H , требует знания полевых зависимостей для намагниченности M . Эти зависимости в координатах $M^2 - H_0^{2/3}$ для двух температур $T = T_m$ и $T = T_C$ приведены на рис. 3. Их подгонка под кривую второго порядка

$$M^2(H_0, T) = M^2(0, T) + m_1(T)H_0^{2/3} + m_2(T)H_0^{4/3} \quad (23)$$

дала следующие значения подгоночных констант:

$$\begin{aligned} M^2(0, T_m) &= 5000 \pm 6000; & M^2(0, T_C) &= -4000 \pm 5000; \\ m_1(0, T_m) &= 230 \pm 20; & m_1(0, T_C) &= 640 \pm 20; \\ m_2(0, T_m) &= -0.07 \pm 0.01; & m_2(0, T_C) &= -0.07 \pm 0.01. \end{aligned} \quad (24)$$

Возможности определения температуры Кюри T_C из экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, обсуждаются в следующем разделе.

5. Определение температуры Кюри из экспериментальных данных для магнитной восприимчивости

Наиболее точные методы определения температуры Кюри T_C основаны на измерении аномалии теплоемкости, если эту аномалию удастся обнаружить экспериментально [9]. Для определения T_C по результатам магнитных измерений чаще всего используется метод Белова–Арота. Трудности, возникающие при таком построении, обычно обусловлены тем, что линии, которые по условиям построения должны быть прямыми, экспериментально имеют существенную кривизну. Отсюда большая погрешность в определении T_C .

Другая возможность определения T_C связана с использованием полевой зависимости температуры T_m (13). Величина T_C получается экстраполяцией измеренных значений T_m на нулевое поле, поскольку $T_m(0) = T_C$. Однако точность такой экстраполяции зависит от погрешности измерения намагниченности M , связывающей величины H_0 и H в соотношении (18). Как следует из (24), эта погрешность не очень мала, поэтому мы воспользовались еще одной возможностью определения T_C с привлечением зависимостей χ_0^{-1} от T_m . В приближении, которое соответствует кубической аппроксимации

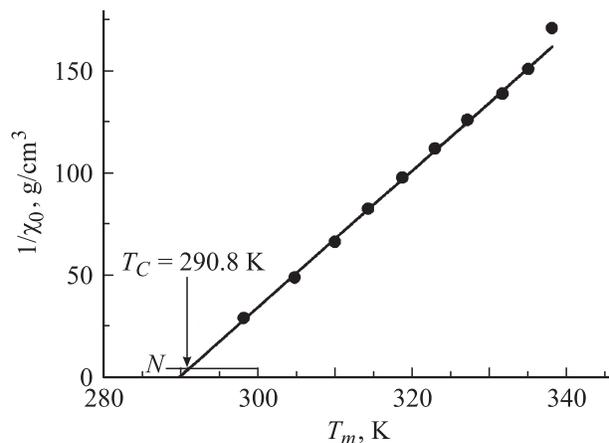


Рис. 4. Экспериментальные значения обратной величины восприимчивости, определенной в точке максимума функции $\chi_0(T, H_0 = \text{const})$ (рис. 2), в зависимости от температуры T_m . $N = 4\pi/3$ — размагничивающий фактор.

уравнения (3), связь между χ_0^{-1} и T_m оказывается линейной. Она получается из соотношений (13), (15) и (20) после исключения из них χ_1^{-1} и H . Реальная зависимость $\chi_0^{-1}(T_m)$ может оказаться нелинейной, что связано с влиянием более высоких членов разложения (3) с M^5 , M^6 и т.д. Такая зависимость построена с использованием данных, представленных на рис. 2, и приведена на рис. 4. Ее экстраполяция к значению $\chi_0^{-1}(T_C) = (4/3)\pi$ дает величину

$$T_C = 291 \pm 3 \text{ К.} \quad (25)$$

Полученное значение T_C согласуется со справочными данными ($T_C = 293.4 \text{ К}$ [10]), хотя точность определения T_C оказалась не очень высокой (относительная погрешность $\approx 1\%$). Основная часть этой погрешности обусловлена разбросом экспериментальных значений χ_0^{-1} , значительно превышающим погрешность единичного измерения. Как известно [11], влияние такого „приборного шума“ можно подавить усреднением по большому числу измерений в каждой точке и таким способом уменьшить относительную погрешность определения T_C .

6. Разложения для $\chi^{-1}(T_C, H)$ и $\chi^{-1}(T_m, H)$

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости обратной восприимчивости χ_0^{-1} при температурах $T = T_C$ и $T = T_m$ от внешнего магнитного поля $H_0^{2/3}$. Наша задача будет состоять в том, чтобы по кривым на рис. 5 получить разложения (21) для $\chi^{-1}(T_C, H)$ и $\chi^{-1}(T_m, H)$, определяемых формулой (5), по степеням внутреннего магнитного поля $H^{2/3}$. Затем для первых членов полученных разложений проверить степень выполнения правила $2^{1/3}$ (1).

Для решения этой задачи были построены аналитические кривые, описывающие зависимости $\chi_0^{-1}(T_C, H_0)$,

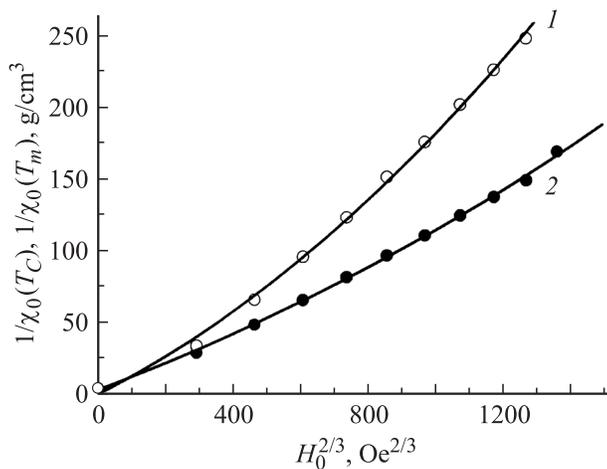


Рис. 5. Экспериментальные зависимости обратных значений восприимчивости в точках $T = T_C$ (1) и $T = T_m$ (2) от величины $H_0^{2/3}$.

$\chi_0^{-1}(T_m, H_0)$ от $H_0^{2/3}$. Их аппроксимация кривыми второго порядка дала следующие результаты:

$$\chi_0^{-1}(T_C, H_0) = 4\pi/3 + K_1(T_C)H_0^{2/3} + K_2(T_C)H_0^{4/3},$$

$$\chi_0^{-1}(T_m, H_0) = 4\pi/3 + K_1(T_m)H_0^{2/3} + K_2(T_m)H_0^{4/3} \quad (26)$$

с параметрами

$$K_1(T_C) = 0.11 \pm 0.01; \quad K_2(T_C) = (10 \pm 1)10^{-5};$$

$$K_1(T_m) = 0.088 \pm 0.004; \quad K_2(T_m) = (2.4 \pm 0.3)10^{-5}. \quad (27)$$

Формулы (18) и (23) позволяют перейти в (26) от переменной H_0 к переменной H . Различие между H и H_0 оказалось порядка процентов. Поскольку погрешность в определении коэффициентов K достигает 10%, с этой степенью точности формулы (26) принимают вид

$$\chi^{-1}(T_C, H) = K_1(T_C)H^{2/3} + K_2(T_C)H^{4/3},$$

$$\chi^{-1}(T_m, H) = K_1(T_m)H^{2/3} + K_2(T_m)H^{4/3}. \quad (28)$$

Так как первые члены в (28) соответствуют $\chi_1^{-1}(T_C, H)$ и $\chi_1^{-1}(T_m, H)$, их можно подставить в формулу (17) с целью проверки выполнимости правила $2^{1/3}$. С учетом (27) такая подстановка приводит к соотношению

$$g = 1.25 \pm 0.15, \quad (29)$$

которое близко к значению $2^{1/3} = 1.26$.

7. Заключение

Целью этой работы была экспериментальная проверка выполнимости правила $2^{1/3}$ (1) для магнитной восприимчивости химически чистого гадолиния, в котором неоднородности атомной структуры по оценкам не должны влиять на его магнитные свойства. Это правило интересно тем, что оно не зависит ни от внутренних свойств ферромагнетика, ни от значений внешних параметров (температуры, поля и др.). Обнаружение таких универсальных соотношений всегда считалось большой удачей, поскольку они позволяют разработать методы исследования, общие для всех веществ данного класса.

В ходе проведенного исследования, результаты которого обсуждались выше, удалось экспериментально убедиться в реальности существования правила $2^{1/3}$. Однако оно оказалось скрытым свойством ферромагнетиков в том смысле, что его можно использовать для анализа экспериментальных данных только после их специальной обработки. Процедура такой обработки является основным результатом нашей работы. Ее основные положения следующие.

1) Измеряется температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и намагниченности $M(T)$ в температурном интервале

$$T_{\min} < T < T_{\max} \quad (30)$$

при нескольких значениях магнитного поля H из интервала

$$H_{\min} < H < H_{\max}. \quad (31)$$

Число различных значений магнитного поля n_H должно удовлетворять условию

$$n_H \gg 4. \quad (32)$$

2) Температурный интервал (30) определяется из условия

$$\frac{\chi(T_m, H_{\max})}{\chi(T_{\min}, H_{\max})} \geq 1.5, \quad \frac{\chi(T_m, H_{\max})}{\chi(T_{\max}, H_{\max})} \geq 1.5, \quad (33)$$

где T_m — температура, соответствующая максимуму $\chi(T)$. При условии (33) правило $2^{1/3}$ гарантирует, что температура Кюри попадает в интервал (30).

3) Значение H_{\min} в (31) должно удовлетворять условию

$$H_{\min} > H_s, \quad (34)$$

где H_s — поле магнитного насыщения при $T = T_{\min}$. Условие (34) гарантирует подавление магнитных неоднородностей типа доменной структуры в интервале (31).

4) Значение H_{\max} соответствует условию

$$\varepsilon = \left(\frac{H_{\max}}{H_E} \right)^{2/3} < 0.3, \quad (35)$$

где $H_E = kT_C/\mu_a$ — обменное поле, μ_a — величина атомного магнитного момента в исследуемом ферромагнетике. Условие (35) обеспечивает возможность разложения величин χ^{-1} и M^2 по степеням ε при $\varepsilon^5 < 0.01$.

5) Условие (32) обеспечивает возможность аппроксимации экспериментальных зависимостей $\chi^{-1}(H^{2/3})$, $M^2(H^{2/3})$ и $T_m(H^{2/3})$ полиномами не выше четвертой степени по $H^{2/3}$.

6) Результаты таких измерений гарантируют определение температуры Кюри T_C с точностью до 0.1 К, если относительная погрешность измерения $\chi(T, H)$ соответствует условию

$$\frac{\delta\chi}{\chi} < 10^{-3} \quad (36)$$

при воспроизводимости результатов с такой же точностью. Если воспроизводимость хуже, чем 10^{-3} , то необходимо увеличить количество измерений, чтобы условие (36) выполнялось для средних значений $\bar{\chi}(T, H)$. В радиоспектроскопии этот прием называется накоплением сигнала.

7) Полученные значения $\bar{\chi}(T, H)$ используются для построения зависимости $\bar{\chi}^{-1}$ от T_m , которая аппроксимируется полиномом

$$\bar{\chi}^{-1}(T_m) = C_0 + C_1 T_m + C_2 T_m^2 + C_3 T_m^3 + C_4 T_m^4. \quad (37)$$

Температура Кюри T_C определяется из условия

$$\bar{\chi}^{-1}(T_C) = N, \quad (38)$$

где N — соответствующая компонента тензора размагничивающих коэффициентов. Для сферы $N = 4\pi/3$ (19). При $T_C \approx 300$ К и условии (36) данный метод гарантирует определение T_C с точностью до 0.1 К.

8) Полученные значения $\bar{\chi}^{-1}(T_C, H_0)$ и $\bar{\chi}^{-1}(T_m, H_0)$ используются для построения зависимостей вида (26)

$$\begin{aligned} \bar{\chi}_0^{-1}(T_C, H_0) &= N + K_1(T_C)H_0^{2/3} + K_2(T_C)H_0^{4/3} \\ &\quad + K_3(T_C)H_0^2 + K_4(T_C)H_0^{8/3}, \\ \bar{\chi}_0^{-1}(T_m, H_0) &= N + K_1(T_m)H_0^{2/3} + K_2(T_m)H_0^{4/3} \\ &\quad + K_3(T_m)H_0^2 + K_4(T_m)H_0^{8/3}. \end{aligned} \quad (39)$$

Используя данные измерения намагниченности $M(T_C, H_0)$ и $M(T_m, H_0)$, в формулах (39) нужно выразить поле H_0 через внутреннее поле H (18) и переписать эти формулы в виде полиномов по степеням $H^{2/3}$

$$\begin{aligned} \bar{\chi}_0^{-1}(T_C, H_0) &= Q_0(T_C) + Q_1(T_C)H^{2/3} + Q_2(T_C)H^{4/3} \\ &\quad + Q_3(T_C)H^2 + Q_4(T_C)H^{8/3}, \\ \bar{\chi}_0^{-1}(T_m, H_0) &= Q_0(T_m) + Q_1(T_m)H^{2/3} + Q_2(T_m)H^{4/3} \\ &\quad + Q_3(T_m)H^2 + Q_4(T_m)H^{8/3}. \end{aligned} \quad (40)$$

Численные значения коэффициентов $Q_1(T_C)$ и $Q_1(T_m)$ определяют отклонения от правила $2^{1/3}$

$$\Delta_g = \left(2^{1/3} - \frac{Q_1(T_C)}{Q_1(T_m)} \right). \quad (41)$$

Мы полагаем, что величина Δ_g в основном определяется разбросом температур Кюри ΔT_C в исследуемом образце. Для установления связи между численными значениями величин Δ_g и ΔT_C требуются дополнительные исследования.

Авторы благодарны Р.С. Исакову и В.В. Меньшенину за поддержку этой работы и ценные замечания, сделанные при обсуждении ее результатов.

Список литературы

- [1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [2] А.В. Королёв, М.И. Куркин, Е.В. Розенфельд. ФТТ **45**, 1414 (2003).
- [3] М. Фишер. Природа критического состояния. Мир, М. (1968). 221 с.
- [4] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статическая физика. Наука, М. (1964). 568 с.
- [5] J.N. Zhao, H.P. Kunkel, X.Z. Zhou, G. Williams. Phys. Rev. Lett. **83**, 1, 219 (1999).
- [6] Р.В. Поморцев, А.В. Королёв, В.Е. Архипов, В.П. Дякина. Письма в ЖЭТФ **74**, 2, 30 (2001).
- [7] J. Sznajd. Phys. Rev. B **64**, 052 401 (2001).
- [8] А.И. Ахизезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [9] К.П. Белов. Магнитные превращения. Физматлит, М. (1959). 260 с.
- [10] Физические величины / Под ред. И.С. Григоревич, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [11] А. Нарат. В сб.: Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах / Пер. с англ. под ред. Е.А. Турова. Мир, М. (1970). С. 163.