

„Правило $2^{1/3}$ “ и другие свойства ферромагнетиков вблизи температуры максимума магнитной восприимчивости

© А.В. Королев, М.И. Куркин, Е.В. Розенфельд

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: kurkin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 3 декабря 2002 г.)

Излагаются результаты теоретического анализа свойств намагниченности M и магнитной восприимчивости χ ферромагнетиков при температуре $T = T_m$, соответствующей максимуму функции $\chi(T)$. Полученные соотношения позволили предложить четыре новых способа определения температуры Кюри T_c . Один из них основан на соотношении $\chi(T_m) = 2^{1/3}\chi(T_c)$ („правило $2^{1/3}$ “). Результаты применены для обработки экспериментальных данных, полученных на манганите лантана состава $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16440) и РЦП „Интеграция“.

Температура Кюри T_c для ферромагнетиков считается наиболее характерной точкой на температурной шкале, поэтому все соотношения для магнитных характеристик ферромагнетиков обычно привязываются к T_c [1]. Однако при экспериментальном определении T_c имеются трудности, связанные с существованием специфического неоднородного распределения намагниченности M , известного под названием доменной структуры [2]. Чтобы перевести ферромагнитный образец в однодоменное состояние с однородным распределением M , необходимо приложить магнитное поле $H > H_s$, где H_s — поле магнитного насыщения [2]. Поля H_s могут достигать значений в несколько килоэрстед, при этом все термодинамические особенности размываются настолько, что T_c оказывается обычной точкой на кривой $M(T, H)$.

С другой стороны, давно известно о существовании еще одной характерной для ферромагнетиков температуры $T = T_m$ [1], соответствующей максимуму на температурной зависимости магнитной восприимчивости

$$\chi(T, H) = \partial M(T, H) / \partial H. \quad (1)$$

На рис. 1 приведены экспериментальные кривые для $\chi(T)$ при нескольких значениях H , полученные на монокристаллическом образце манганита лантана состава $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$. Измерения проводились на SQUID-магнитометре типа MPMS-5XL фирмы Quantum Design. Из рис. 1 видно, что величина T_m , во-первых, хорошо определяется экспериментально, а во-вторых, поскольку $T_m > T_c$, вблизи T_m отсутствует доменная структура. Эти соображения позволили выдвинуть идею использования температуры T_m для экспериментального определения магнитных характеристик ферромагнетиков, включая T_c . Поскольку ранее такие исследования не проводились, нам пришлось начать с получения соотношений, связывающих M и χ с T_m . При этом мы исходили из разложения Ландау [3] для термодинамического потенциала Φ по степеням M , которое обычно используется для обработки результатов магнитных из-

мерений [1],

$$\Phi = \Phi_0 - MH + (1/2)A(T - T_c)M^2 + (1/4)BM^4 + \dots \quad (2)$$

Значения M , соответствующие минимуму Φ , получаются из решения кубического уравнения

$$DM^3 + A(T - T_c)M - H = 0. \quad (3)$$

Как отмечалось выше, здесь нас интересует решение (3) только при одном значении $T = T_m$, соответствующем максимуму $\chi(T, H)$ (1), когда выполняется соотношение

$$\partial \chi(T_m, H) / \partial T = \partial^2 M(T_m, H) / \partial T \partial H = 0. \quad (4)$$

Для этой точки получены следующие точные соотношения, справедливые при любых значениях H :

$$M^2(T_m, H) = \frac{A}{3B} (T_m - T_c) = \frac{1}{6B} \chi^{-1}(T_m, H), \quad (5)$$

$$\chi^{-1}(T_m, H) = 2A(T_m - T_c), \quad (6)$$

$$T_m - T_c = \frac{3B}{A} \sqrt[3]{\left(\frac{H}{4B}\right)^2}, \quad (7)$$

$$\chi(T_m, H) = 2^{1/3} \chi(T_c, H). \quad (8)$$

Их вид оказался для нас достаточно неожиданным. Во-первых, они выглядят намного проще, чем можно было ожидать исходя из формул Кардано для корней кубического уравнения. Во-вторых, формулы (5) и (6) практически не отличаются от известных выражений для $M(T)$ и $\chi(T)$ [1], которые получаются из (3) в пределе малых значений H :

$$M^2(T) = \frac{A}{B}(T_c - T), \quad \chi^{-1}(T) = 2A(T_c - T), \quad (9)$$

хотя (5), (6) относятся к парамагнитной области (поскольку $T_m > T_c$), а первая из формул (9) имеет место только при $T < T_c$. В-третьих, мы так и не смогли разгадать внутренний смысл равенства (8). Наши попытки

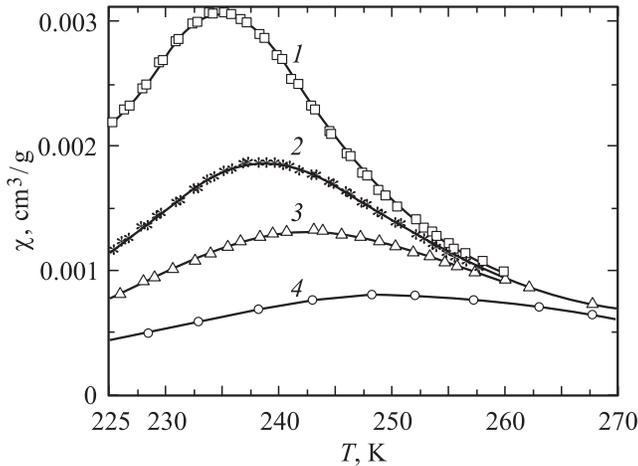


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости монокристаллического образца манганита лантана, легированного 15 at.% Sr, при различных значениях магнитного поля. H , кОе: 1 — 3, 2 — 6, 3 — 10, 4 — 20.

использовать для этого соображения симметрии или соотношения подобия ни к чему не привели, поэтому лучшего названия, чем „правило $2^{1/3}$ “, для этого равенства мы придумать не смогли.

Отсутствие доменной структуры при $T = T_m$ позволяет использовать формулы (5)–(8) для экспериментального определения магнитных параметров A , B и T_c , причем для T_c применима любая из этих четырех формул. На рис. 2–4 приведены обработанные по формулам (5)–(7) результаты измерений $M(T)$ и $\chi(T)$, выполненных на монокристаллическом образце $\text{La}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{MnO}_3$ при семи значениях H : 2, 3, 4.5, 6, 8, 10 и 20 кОе. Наименьший разброс экспериментальных точек имеет место для зависимости $(T_m - T_c) \sim H^{2/3}$ (рис. 2). Она и обеспечивает наиболее высокую точность определения T_c .

$$T_c = 228.7 \pm 0.2 \text{ K}. \quad (10)$$

Погрешность в определении T_c по зависимости $\chi(T_m) \sim (T_m - T_c)$ (рис. 3) составила $\Delta T_c \approx \pm 10 \text{ K}$. Самая высокая погрешность $\Delta T_c = \pm 20 \text{ K}$ получилась из данных по $M(T)$ (рис. 4).

Использование правила $2^{1/3}$ (8) для обработки кривых $\chi(T)$ (рис. 1) также позволяет определить T_c . В таблице приведены значения T_c , полученные с помощью (8) для каждой из этих кривых.

Значения температуры T_c , полученные с помощью правила $2^{1/3}$ из кривых $\chi(T)$, приведенных на рис. 1

H , кОе	T_c , К
3	227.8
6	230.0
10	231.5
20	235.5

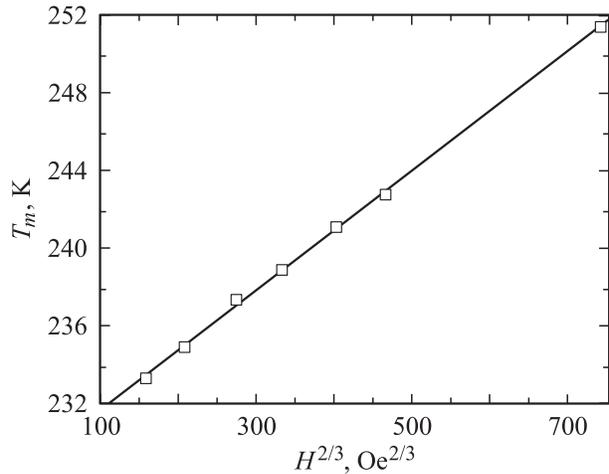


Рис. 2. Зависимость температуры максимума $\chi(T)$ от $H^{2/3}$.

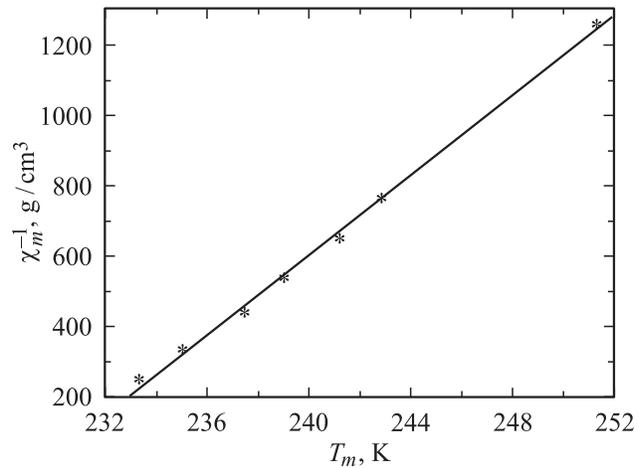


Рис. 3. Зависимость χ_m^{-1} от температуры максимума T_m .

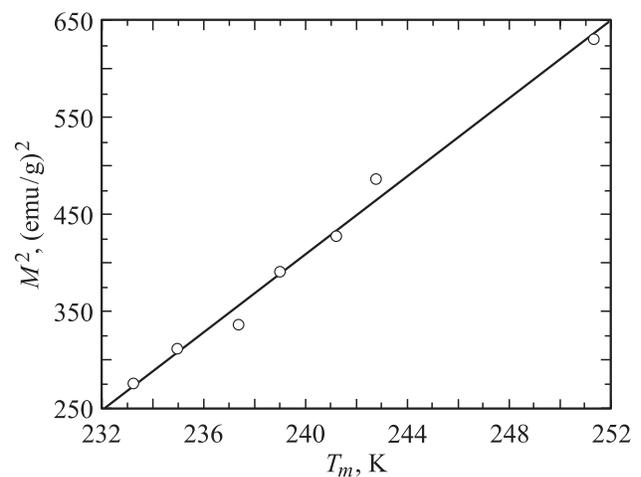


Рис. 4. Зависимость квадрата намагниченности M^2 от температуры T_m .

Точность нахождения T_c с помощью этого метода не хуже точности определения T_m и составляет $\Delta T_c = \Delta T_m \approx \pm 0.2$ К. Таким образом, дрейф T_c с ростом H , который следует из таблицы, является экспериментально значимой величиной. Согласно (10), этот дрейф превышает погрешность определения T_c по формуле (7), хотя и меньше величины ΔT_c , которая получается, если пользоваться формулами (5) и (6).

Обнаруженный дрейф T_c с ростом величины поля H означает, что исследуемый образец манганита лантана обладает свойствами, которые не описываются разложением (2) даже после устранения доменной структуры. Было бы заманчиво списать его на критические явления [4]. Однако нельзя сбрасывать со счета другие возможные причины, например различия в величинах T_c , обусловленные характерными для манганитов лантана неоднородностями [5]. Мы надеемся, что о результатах анализа этих причин сможем сообщить в наших последующих публикациях.

Авторы благодарны А.А. Мухину и А.Е. Ермакову за интерес к этой работе и ряд ценных замечаний.

Список литературы

- [1] К.П. Белов. Магнитные превращения. Физматгиз, М. (1959).
- [2] С.В. Вонсовский, Я.С. Шур. Ферромагнетизм. ГИТТЛ, М. (1948).
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. Наука, М. (1964).
- [4] В.Л. Покровский, А.З. Паташинский. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, М. (1982).
- [5] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996).