

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$

Э. З. Валиев*, В. А. Казанцев

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620041, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 11 мая 2011 г.

Проведен расчет изотермического изменения магнитной энтропии, энтропии решетки и адиабатического изменения температуры в магнитном поле для ферромагнетиков $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$ и $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$. Вычисления проведены на основе обобщенной магнитострикционной модели ферромагнетика, результаты вычислений сравнены с экспериментальными данными. Показано, что учет изменения энтропии решетки уменьшает величину магнитокалорического эффекта и позволяет удовлетворительно объяснить эксперимент для ферромагнетиков $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$ ($x = 0.86$, $x = 0.88$). Для этих ферромагнетиков представлены результаты расчетов температурной зависимости модулей всестороннего сжатия, свидетельствующие о сильном смягчении решетки в окрестности магнитного фазового перехода. На образце с $x = 0.86$ проведены эксперименты по измерению теплового расширения и некоторых магнитных свойств для определения численных значений физических параметров, входящих в расчетные формулы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде ферромагнетиков с гигантским магнитокалорическим эффектом (МКЭ) изменение энтропии (ΔS) при включении и выключении магнитного поля превышает магнитный термодинамический предел [1]. В других ферромагнетиках (например, $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$) это изменение меньше, чем рассчитанное для магнитной части энтропии [2]. Случай несовпадения результатов расчета изменения магнитной энтропии с экспериментом для ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$ был отмечен и в наших работах [3, 4]. В работах [1, 2] было высказано предположение, что эти факты можно объяснить, если при расчете ΔS учесть изменение решеточной части энтропии. Это предположение является естественным, так как магнитный фазовый переход (МФП) во всех упомянутых случаях сопровождается значительными объемными деформациями (относительное изменение объема $\omega \sim 10^{-2}$). Авторы работ [1, 2] предложили феноменологические модели, которые позволяют качественно объяснить упомянутые выше факты. Однако количественные оценки для подтверждения своих гипотез авторы работ [1, 2] не проводили.

Целью настоящей работы является разработка

модели ферромагнетика, которая позволяет рассчитать магнитную и решеточную энтропию ферромагнетика и сравнить результаты расчета с экспериментом. В этой работе мы также провели эксперименты по измерению теплового расширения и некоторых магнитных свойств ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ для определения численных значений констант магнитоупругого взаимодействия, температуры Дебая и постоянной Грюнайзена, которые необходимы для вычисления магнитной и решеточной энтропии. Отметим здесь же, что рассматриваемая нами модель ферромагнетика в идейном плане аналогична модели, использованной в работе [1], но заметно отличается от нее в деталях.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по измерению магнитных, тепловых, структурных свойств проведены на образце $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$, синтезированном в ИФМ УрО РАН. Дилатометрические измерения выполнены на кварцевом дилатометре DL-1500 RHP (фирма ULVAC SINKO-RIKO) в диапазоне температур (77–510) К. Магнитные измерения проведены на СКВИД-магнитометре MPMS R2-XL-5.

*E-mail: valiev@imp.uran.ru

3. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

При анализе экспериментальных данных мы использовали формулы для расчета физических свойств ферромагнетика, поэтому рассмотрим вначале основные представления принятой модели ферромагнетика.

Используем термодинамический потенциал ферромагнетика, который включает обменную энергию, энергию однородных объемных деформаций и решеточный вклад в приближении Дебая:

$$F = nJs^2m^2 - nkT \ln Z(x) + \frac{1}{2} K_0\omega^2 - P\omega + nkT \left[3 \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\theta}{T} \right) \right) - D \left(\frac{\theta}{T} \right) \right], \quad (1)$$

где

$$Z(x) = \frac{\text{sh} [(1 + (2s)^{-1}x)]}{\text{sh} [(2s)^{-1}x]}, \quad x = \frac{2\mu sH + 2s^2Jm}{kT},$$

$D(\theta/T)$ — функция Дебая [5]. Основной особенностью этой модели является зависимость обменного интеграла J и температуры Дебая θ от объема:

$$J = J_0 + \gamma\omega + \frac{\varepsilon\omega^2}{6}, \quad \theta = \theta_0 - \Gamma\omega. \quad (2)$$

Из выражений (1) и (2) при условиях $\partial F/\partial m = 0$, $\partial F/\partial \omega = 0$ получим равновесные уравнения состояния для магнитной и упругой подсистем:

$$m = B_S(x), \quad x = \frac{2\mu sH + 2s^2Jm}{kT},$$

$$\omega = \left[ns^2m^2\gamma + 3Nk \left(\frac{T}{\theta} \right) \Gamma D \left(\frac{\theta}{T} \right) - P \right] K_m^{-1}, \quad (3)$$

$$K_m = K_0 - \frac{ns^2m^2\varepsilon}{3}.$$

Здесь $B_S(x)$ — функция Бриллюэна для спина s , k — постоянная Больцмана, μ — магнетон Бора, n — число магнитных атомов в единице объема, N — полное число атомов в единице объема, P — давление, H — внешнее магнитное поле, K_m и K_0 — модули всестороннего сжатия; γ , ε , Γ — соответственно постоянные магнитоупругого взаимодействия (МУВ) и константа Грюнайзена.

В отличие от работы [3] здесь учтены МУВ второго порядка по объемным деформациям (с постоянной ε) и тепловое расширение решетки в приближении Дебая–Грюнайзена. По поводу важности учета МУВ второго порядка см., например, работы [6, 7]. Физический смысл величин K_m и K_0 обсудим позже.

Подставляя выражение для ω из второго уравнения (3) в формулы (2), а затем и в первое уравнение из (3), получим трансцендентное уравнение для намагниченности m . Численное решение последнего уравнения позволит получить равновесное значение намагниченности как функции T , P и H . Если мы имеем зависимости $m(T, P, H)$ и $\omega(T, P, H)$, то, подставив их в формулу (1), получим равновесный термодинамический потенциал $F(T, P, H)$, который можно использовать при расчете термодинамических величин: энтропии, упругих постоянных, коэффициента теплового расширения и других.

Таким образом, получим выражение для энтропии ферромагнетика $S = -(\partial F/\partial T)_p$:

$$S = S_m + S_f,$$

$$S_m = nk(\ln Z - mx) - 3Nk \left(\frac{T}{\theta} \right) \Gamma D \left(\frac{\theta}{T} \right) \frac{\partial \omega}{\partial T}, \quad (4)$$

$$S_f = -Nk \left[3 \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\theta}{T} \right) \right) - 4D \left(\frac{\theta}{T} \right) \right] + 3Nk \left(\frac{T}{\theta} \right) \Gamma D \left(\frac{\theta}{T} \right) \frac{\partial \omega}{\partial T}. \quad (5)$$

Формула (4) для магнитной энтропии S_m получена дифференцированием по температуре первых четырех слагаемых термодинамического потенциала (1). При вычислении решеточной части энтропии (5) учтено только последнее слагаемое в формуле (1). Интересно, что в формулы (4) и (5) входят с разными знаками одинаковые слагаемые, пропорциональные коэффициенту теплового расширения. По-видимому, этот факт говорит о том, что при сильном МУВ магнитную и решеточную части энтропии ферромагнетика разделить, строго говоря, нельзя. Мы же в этой работе при вычислении магнитной и решеточной частей энтропии будем использовать формулы (4) и (5) без учета последнего слагаемого.

Кроме того, при обсуждении изменения энтропии решетки при магнитном фазовом переходе нам понадобятся температурные зависимости модуля всестороннего сжатия. Формулы для расчета этой величины приведены ниже.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В ФОРМУЛАХ (1)–(3)

На рис. 1 приведены результаты дилатометрических измерений для ферромагнетика

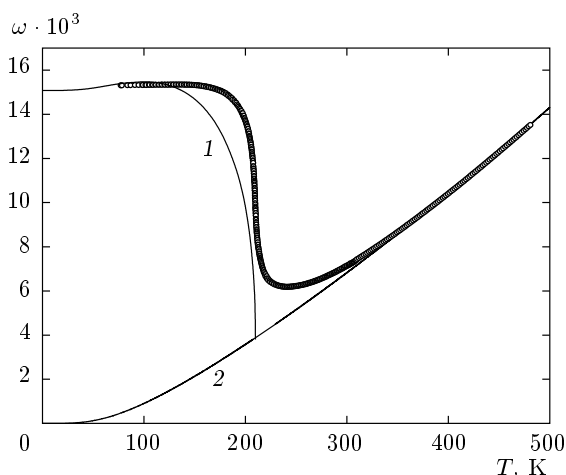


Рис. 1. Зависимость относительного изменения объема ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ от температуры: точки — экспериментальные данные, кривые 1, 2 — расчет по формулам (3)

$\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ и видно, что при $T = T_C = 210$ К объем резко уменьшается, свидетельствуя о больших объемных изменениях при магнитном фазовом переходе. На этом же рисунке сплошными линиями показан результат расчета объемных изменений по формулам (3). Для наилучшей подгонки расчета к экспериментальным данным были выбраны следующие численные значения параметров: $\gamma = 4.15 \cdot 10^{-13}$ эрг, $\varepsilon = -1.7 \cdot 10^{-11}$ эрг, $\Gamma = 400$ К, $\theta = 300$ К. При расчете также приняты известные значения: $K_0 = 1.2 \cdot 10^{12}$ эрг/см³, $s = 1$, $n = 6.07 \cdot 10^{22}$ см⁻³, $N = 7.4 \cdot 10^{22}$ см⁻³ и $T_C^0 = 194.5$ К, $T_C^0 = 2s(s+1)J_0/3k$ — это температура Кюри без учета теплового расширения. Мы также определили рентгеновским методом параметр a элементарной кубической ячейки нашего образца: $a = 11.485$ Å. Это значение использовано для вычисления численных значений величин n и N . Значение $T_C^0 = 194.5$ К выбрано таким образом, чтобы рассчитанная температура Кюри совпала с экспериментально наблюдаемым значением равным 210 К. Формулу для температуры Кюри можно получить обычным способом из высокотемпературного разложения функции Бриллюэна из формул (3) в степенной ряд.

Кривые на рис. 1 — это результаты расчета по формулам (3). Сначала была рассчитана зависимость $m(T)$, которая затем использовалась при вычислении температурной зависимости относительного изменения объема образца. Кривая 1 есть результат расчета спонтанной объемной магнитострикции

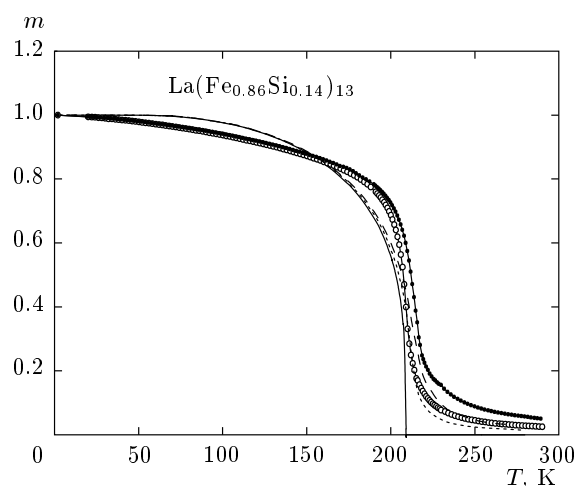


Рис. 2. Температурная зависимость приведенной намагниченности при различной величине магнитного поля. Точки — экспериментальные данные: ● — $H = 20$ кЭ, ○ — $H = 10$ кЭ, кривые — расчет: сплошная — $H = 0$, штриховая — $H = 20$ кЭ, пунктир — $H = 10$ кЭ,

(первое слагаемое в нижней формуле (3)). Указанные выше численные значения постоянных МУВ γ и ε позволили получить величину $\omega(T = 0)$, которая совпадает с экспериментом: $\omega_{exp} = 1.5 \cdot 10^{-2}$. Кривая 2 — это расчет обычного теплового расширения, который неплохо описывает экспериментальную зависимость $\omega(T)$ при T больше T_C . Отметим, что принятое нами значение $\theta = 300$ К хорошо согласуется с данными работы [8], где из экспериментальных данных по теплоемкости определена величина температуры Дебая равная 310 К.

Для образца $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ были измерены температурные зависимости намагниченности $m(T)$ в интервале температур 20–300 К в магнитных полях 10 и 20 кЭ. Результаты расчета сравнены с экспериментом на рис. 2. На этом рисунке видны недостатки нашей модели, заключающиеся в том, что экспериментальные точки идут ниже расчетных значений при низких температурах, а вблизи T_C намагниченность изменяется более резко, чем показывает расчет. Это расхождение связано с тем, что расчет не учитывает вклад спиновых волн и других магнитных флуктуаций, которые, как известно, определяют зависимость $m(T)$ при низких температурах и влияют на поведение намагниченности вблизи T_C .

Отметим, что рассматриваемая модель ферромагнетика является обобщением модели, которая подробно обсуждена в работе [3]. Обобщенная модель позволяет описывать ферромагнетики с МФП перво-

го и второго рода. Она сохраняет основные результаты работы [3] и предоставляет новые возможности, связанные с расчетом энтропии решетки и учетом теплового расширения.

В оставшейся части статьи проведем расчет магнитной энтропии и энтропии решетки, а также величины ΔT_{ad} для ферромагнетиков $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$, $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$ и сравним результаты расчета с экспериментальными данными. Мы также обсудим смягчение решетки этих ферромагнетиков в окрестности T_C , на которое указывают результаты расчета упругих постоянных. Ферромагнетик $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ испытывает МФП второго рода, близкий к первому роду. Этот вывод следует из анализа результатов, показанных на рис. 1 и 2. Образец $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$ испытывает МФП первого рода при $T_C = 196 \text{ K}$ [3].

5. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНТРОПИИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Сейчас у нас есть возможность рассчитать основные характеристики магнитокалорического эффекта: величину изотермического изменения энтропии при включении и выключении магнитного поля $\Delta S = S(T, 0) - S(T, H)$ и адиабатическое изменение температуры ΔT_{ad} . На рис. 3 показан результат рас-

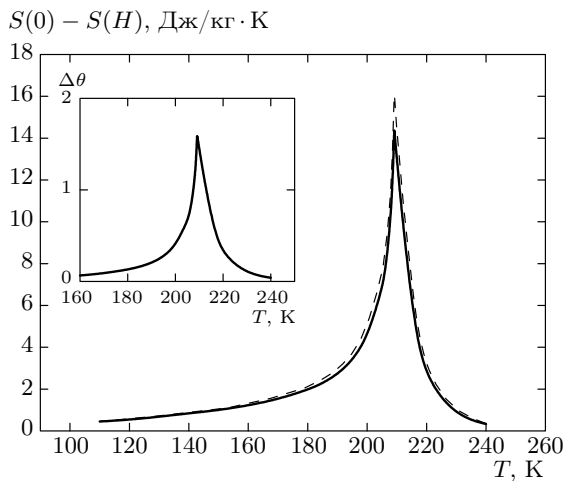


Рис. 3. Результат расчета изменения энтропии в магнитном поле (0–20 кЭ) для ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$. Сплошная линия — изменение полной энтропии, штриховая линия — изменение магнитной части энтропии. На вставке показан результат расчета соответствующего изменения температуры Дебая

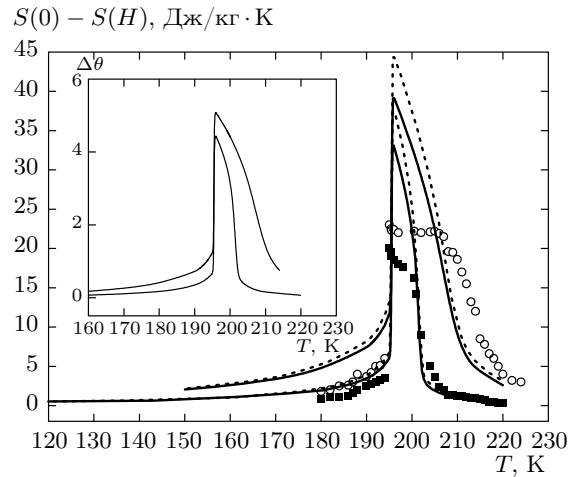


Рис. 4. Температурная зависимость изотермического изменения энтропии ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$. Верхние кривые — результат расчета для $H = 50 \text{ кЭ}$, нижние кривые — для $H = 20 \text{ кЭ}$. Сплошные линии представляют результат расчета для полной энтропии ферромагнетика, штриховые — для магнитной части энтропии. Точки — экспериментальные данные работы [10]: \circ — $H = 50 \text{ кЭ}$, \blacksquare — $H = 20 \text{ кЭ}$. На вставке показан результат расчета $\Delta\theta$

чета температурной зависимости ΔS для ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ при $H = 20 \text{ кЭ}$. Сплошной линией здесь представлен результат расчета полной энтропии ферромагнетика, а штриховой — ее магнитной части. Как следует из расчета (см. рис. 3), изменение магнитной части энтропии больше, чем полной. Этот факт связан с тем, что при включении магнитного поля магнитная энтропия уменьшается, а решеточная возрастает. Увеличение энтропии решетки объясняется смягчением решетки из-за уменьшения температуры Дебая (в магнитном поле намагниченность и объем увеличиваются, а $\theta = \theta_0 - \Gamma\omega$ уменьшается). Об этом свидетельствует и показанная на вставке этого рисунка зависимость $\Delta\theta = \theta(0, T) - \theta(H, T)$. Рассчитанное нами максимальное значение $\Delta S(T_C) \approx 14 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$ хорошо согласуется со значением $\Delta S \approx 15 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$, измеренным в работе [9] на образцах близкого состава.

Еще большее изменение энтропии решетки при магнитном фазовом переходе первого рода должно быть в ферромагнетике $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$. На этот факт указывают результаты расчета, показанные на рис. 4. Расчетные данные на рис. 3 и 4 получены с использованием формул (2)–(5). Численные значения параметров, входящих в эти формулы,

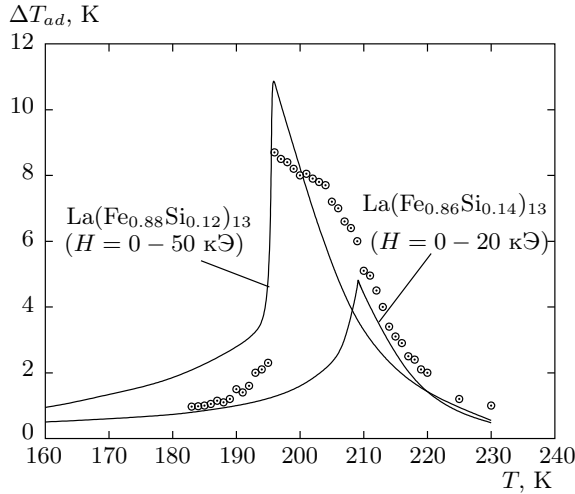


Рис. 5. Адиабатическое изменение температуры в магнитном поле. Сплошные линии — результаты расчета, \circ — экспериментальные данные работы [10]

для соединения $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$ указаны выше, для $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$ принято $\gamma = 5.1 \cdot 10^{-13}$ эрг, $\varepsilon = -1.4 \cdot 10^{-11}$ эрг, $T_C^0 = 174$ К, значения остальных величин те же, что и для первого соединения. На рис. 4 сплошными линиями показана зависимость ΔS для $H = 0-20$ кЭ (нижняя кривая) и для $H = 0-50$ кЭ (верхняя кривая). Символами изображены соответствующие экспериментальные данные работы [10]. Штриховые линии на рис. 4 показывают ΔS для магнитной части энтропии. Видно, что учет энтропии решетки улучшает согласие расчета и эксперимента, но не может полностью объяснить расхождение рассчитанной и экспериментальной величин ΔS . Отмеченное разногласие связано, вероятно, с неполным учетом в наших расчетах смягчения решетки ферромагнетика $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$ в окрестности МФП (см. далее). На вставке рис. 3 и 4 показана температурная зависимость $\Delta\theta$ в кельвинах. Хорошо заметен одинаковый характер температурной зависимости величин $\Delta\theta$ и ΔS (см. рис. 3, 4). Этот факт связан с тем, что в окрестности МФП $\Delta\theta \sim \Delta S \sim m^2(0, T) - m^2(H, T)$. Для $\Delta\theta$ такая зависимость следует из формул (2) и (3), а для ΔS — из формулы в работе [3], которая может быть получена из нашего выражения (4).

По формулам (4) и (5) вычислим величину ΔT_{ad} . Она определяется из условия адиабатичности

$$S_m(T, 0) + S_f(T, 0) = S_m(T + \Delta T_{ad}, H) + S_f(T + \Delta T_{ad}, H). \quad (6)$$

На рис. 5 показаны результаты численных расчетов и некоторые экспериментальные данные. Видно, что имеет место удовлетворительное согласие между расчетом и экспериментальными данными, хотя при некоторых значениях температуры наблюдается заметное расхождение (приблизительно в два раза) рассчитанных и измеренных величин. Все же можно сделать вывод, что в ферромагнетиках $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$ основной вклад в МКЭ дают магнитная и решеточная части полной энтропии и их изменение при включении магнитного поля. Сейчас обсудим возможное смягчение решетки рассматриваемых ферромагнетиков вблизи температуры МФП, связанное не с изменениями объема, а с изменениями упругих постоянных.

6. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МОДУЛЯ СЖАТИЯ

Формулы для модуля сжатия следуют из уравнений состояния магнитной и упругой подсистем ферромагнетика (3). Нужно продифференцировать уравнения (3) по давлению при постоянных T и H . При этом получается система двух линейных уравнений относительно величин $K_H = (\partial\omega/\partial P)_{T,H}$ и $(\partial m/\partial P)_{T,H}$, решение которой дает

$$K_H = K_m - 2s^2m^2 \left(\gamma + \varepsilon \frac{\omega}{3} \right)^2 \frac{n}{\mu} \chi - 3NkT \frac{\Gamma^2}{\theta^2} \left[D \left(\frac{\theta}{T} \right) - \frac{\theta}{T} D' \left(\frac{\theta}{T} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь

$$\chi = \frac{\partial m}{\partial H} = \frac{2\mu s B'(x)m}{kTm - (kTx - 2\mu s H)B'(x)}$$

— магнитная восприимчивость при постоянном объеме, $B'(x)$ — производная функции Бриллюэна, $D'(\theta/T)$ — производная функции Дебая.

В выражении (7) первое слагаемое есть модуль сжатия при постоянной намагниченности, второе слагаемое представляет собой вклад МУВ, последнее слагаемое описывает изменение модуля сжатия за счет теплового расширения.

На рис. 6, 7 показан результат расчета модулей сжатия ферромагнетиков $\text{La}(\text{Fe}_{11.18}\text{Si}_{1.82})$ и $\text{La}(\text{Fe}_{11.44}\text{Si}_{1.56})$ в зависимости от температуры. Особенностью этих зависимостей является глубокий минимум K_H в окрестности T_C . Происхождение минимума связано с тем, что сплав с 11.18 атомами железа на формульную единицу находится в непосредственной окрестности трикритической точки (т.е.

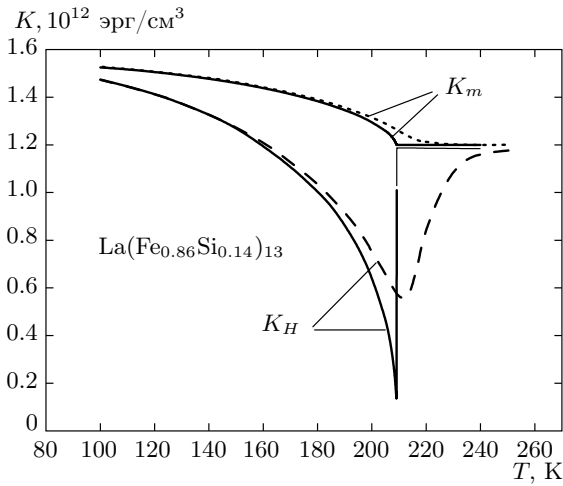


Рис. 6. Модуль всестороннего сжатия в зависимости от температуры для соединения $\text{La}(\text{Fe}_{0.86}\text{Si}_{0.14})_{13}$. Сплошные линии — результат расчета при $H = 0$, штриховые — при $H = 20$ кЭ

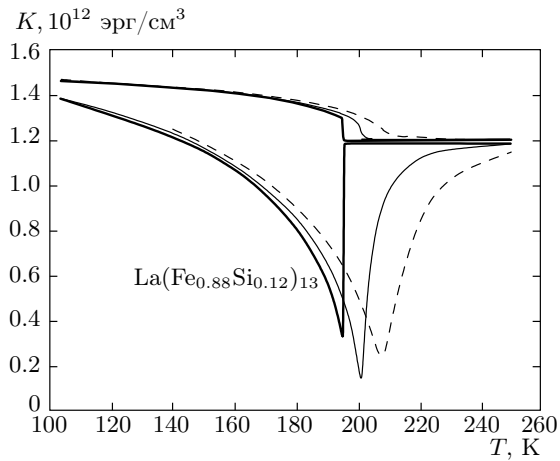


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для соединения $\text{La}(\text{Fe}_{0.88}\text{Si}_{0.12})_{13}$. Жирные сплошные линии — $H = 0$, тонкие сплошные — $H = 20$ кЭ, штриховые — $H = 50$ кЭ

точки изменения рода фазового перехода). В этой точке $K_H = 0$ и $\gamma = \gamma_{cr}$ (см. работы [3, 6, 7]). Еще нужно отметить, что K_H является равновесным упругим модулем и может быть измерен в статических экспериментах или в экспериментах по определению скорости ультразвука. Модуль K_m определяет реакцию упругой системы на высокочастотные возмущения и измеряется в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [7].

К сожалению, нам неизвестны экспериментальные данные по определению модулей упругости

соединений $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$. Наши расчеты подтверждаются тем, что в железо-никелевом и железо-платиновом инварах, которые близки по свойствам к соединениям $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$, наблюдаются значительные аномалии упругих постоянных [7]. Вывод о смягчении решетки в соединениях $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$ сделан также в работе [11] на основании экспериментов по измерению электрического сопротивления.

На рис. 6, 7 видно, что имеется область температур (выше T_C на 10–20 К), где в присутствии магнитного поля модуль K_H уменьшается (смягчается) по сравнению с величиной в нулевом поле. Это смягчение вызвано магнитоупругим взаимодействием (второе слагаемое в формуле (7)) и может быть привлечено для объяснения разногласия между расчетом и экспериментом (см. рис. 4). Чем мягче решетка, тем больше энтропия решетки и тем меньше изменяется полная энтропия ферромагнетика при приложении магнитного поля. Правда, чтобы учесть этот факт, необходимо при расчете энтропии решетки использовать более точный, чем приближение Дебая, метод. По этому поводу см. также обзор [12].

Отметим также, что магнитное поле по-разному влияет на поведение модуля K_H в окрестности МФП первого и второго рода (см. рис. 6, 7). При МФП второго рода включение магнитного поля уменьшает глубину минимума при $T \sim T_C$ (рис. 6), в то время как при МФП первого рода величина минимума сначала увеличивается, а потом уменьшается (рис. 7). Такое поведение объясняется различным характером влияния магнитного поля на МФП первого и второго рода [13]. В магнитном поле МФП второго рода исчезает: уменьшаются и размываются особенности всех физических величин, а МФП первого рода в магнитном поле сохраняется и температура его увеличивается до точки (H_{cr}, T_{cr}) . Эта критическая точка есть конечная точка на линии МФП первого рода на плоскости (H, T) . Она подобна критической точке при ФП жидкость–газ. Выше критической точки МФП отсутствует и особенности физических величин размываются. В критической точке величина особенностей максимальна. В наших модельных расчетах для $\text{La}(\text{Fe}_{11.44}\text{Si}_{1.56})$ координаты критической точки $H_{cr} \approx 20$ кЭ, $T_{cr} \approx 200$ К. Поэтому при увеличении магнитного поля величина аномалии K_H сначала растет, а потом уменьшается (рис. 7). Для МФП второго рода критическое магнитное поле $H_{cr} = 0$.

В заключение отметим, что рассматриваемая нами модель ферромагнетика дает удовлетворительное количественное описание основных магнитных свойств и МКЭ в соединениях $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x)_{13}$ (см.

работу [3]). Для того чтобы улучшить согласие между экспериментальными данными и расчетом, нужно знать спектр колебаний решетки этих соединений и его изменение в зависимости от температуры и магнитного поля. Поэтому необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования магнитных и решеточных свойств ферромагнетиков $\text{La}(\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x)_{13}$.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 0120106436, шифр «Импульс») при частичной финансовой поддержке ОФН РАН в рамках программы «Нейтронные исследования кристаллической и магнитной структур, особенностей фазовых переходов и фундаментальных свойств соединений редкоземельных и переходных элементов» (грант № 09-Т-2-1012 УрО РАН) и Министерства образования и науки (госконтракт № 16.518.11.7032).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. J. von Ranke, N. A. de Oliveira, C. Mello et al., *Phys. Rev. B* **71**, 054410 (2005).
2. J. D. Zou, B. G. Shen, and J. R. Sun, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 196220 (2007).
3. Э. З. Валиев, *ЖЭТФ* **135**, 314 (2009).
4. Э. З. Валиев, В. А. Казанцев, Н. В. Мушников, в сб.: *Труды международного симпозиума «Среды со структурным и магнитным упорядочением»*, Ростов-на-Дону (2009), с. 20.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
6. E. Z. Valiev and A. Z. Menshikov, *J. Magn. Magn. Mat.* **46**, 199 (1984).
7. Э. З. Валиев, *УФН* **191**, 143 (1991).
8. С. М. Подгорных, В. А. Казанцев, В. И. Мяконьких и др., *ЖЭТФ* **132**, 73 (2007).
9. F. X. Hu, X. L. Qian, J. R. Sun et al., *Appl. Phys.* **92**, 3620 (2002).
10. A. Fujita, S. Fujieda, Y. Hasegawa et al., *Phys. Rev. B* **67**, 104416 (2003).
11. T. T. M. Palstra, J. A. Mydosh, G. J. Nieuwenhuys et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **36**, 290 (1983).
12. N. A. de Oliveira and P. J. von Ranke, *Phys. Rep.* **489**, 89 (2010).
13. Э. З. Валиев, Ф. С. Шеметьев, *ФММ* **102**, 139 (2006).