

# Изменение энтропии при индуцированном магнитным полем фазовом переходе первого рода в негейзенберговском изотропном ферромагнетике

Г.Ю. Лаванов<sup>1</sup>, В.М. Калита<sup>2,3</sup>, В.М. Локтев<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>*Национальный авиационный университет, пр. Комарова, 1, г. Киев, 03058, Украина*

<sup>2</sup>*Национальный технический университет Украины «КПИ им. Игоря Сикорского»  
пр. Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина*

<sup>3</sup>*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина*  
E-mail: vmkalita@ukr.net

<sup>4</sup>*Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины  
ул. Метрологическая, 14б, г. Киев, 03143, Украина*

Статья поступила в редакцию 10 октября 2017 г., опубликована онлайн 26 февраля 2018 г.

Проведено описание индуцированного магнитным полем фазового перехода первого рода в изотропном негейзенберговском ферромагнетике с обменным взаимодействием четвертого порядка по спину при температурах выше точки Кюри. Проанализировано полевое поведение намагниченности, определены температурные зависимости критических полей устойчивости парамагнитной и ферромагнитной фаз, а также критического поля фазового перехода между ними. Показано, что этот фазовый переход I рода с конечной величиной скачка намагниченности может осуществляться в малых магнитных полях. Построена  $H$ – $T$  фазовая диаграмма. Установлено, что величина скачка энтропии при индуцированном магнитным полем фазовом переходе из парамагнитной фазы в ферромагнитную может более чем на порядок превосходить изменение энтропии изотропного гейзенберговского ферромагнетика при намагничивании его в точке Кюри. Показано, что разложение модельной свободной энергии до 6-ой степени по намагниченности лишь качественно описывает поведение энтропии при фазовом переходе между парамагнитной и ферромагнитной фазами.

Проведено опис індукованого магнітним полем фазового переходу першого роду в ізотропному негейзенбергівському ферромагнетіку з обмінною взаємодією четвертого порядку по спіну при температурах вище точки Кюрі. Проаналізовано польову поведінку намагніченості, визначено температурні залежності критичних полів стійкості парамагнітної та ферромагнітної фаз, а також критичного поля фазового переходу між ними. Показано, що цей фазовий перехід I роду з кінцевою величиною стрибка намагніченості може здійснюватися в малих магнітних полях. Побудовано  $H$ – $T$  фазову діаграму. Отримано, що величина стрибка ентропії при індукованому магнітним полем фазовому переході з парамагнітної фази в ферромагнітну може більше ніж на порядок перевершувати зміну ентропії ізотропного гейзенбергівського ферромагнетіку при намагнічуванні його у точці Кюрі. Показано, що розклад модельної вільної енергії до 6-го ступеня по намагніченості лише якісно описує поведінку ентропії при фазовому переході між парамагнітною та ферромагнітною фазами.

PACS: 65.40.gd Энтропия;

75.30.Sg Магнитокалорический эффект, магнитное охлаждение;

75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркгаузена и связанные эффекты.

Ключевые слова: магнитный фазовый переход I рода, намагниченность, изотропный негейзенберговский ферромагнетик.

## 1. Введение

Известно [1,2], что магнитное поле может индуцировать фазовый переход (ФП) I рода (ФП-I) из парамагнитной (ПМ) фазы в ферромагнитную (ФМ). Данные экспериментов показывают, что при ФП-I наблюдается не только скачок намагниченности, но может наблюдаться аномальный магнитокалорический эффект [3–10], который вызывает интерес.

ФП-I могут быть индуцированы магнитным полем, например, в сильно анизотропных ван-флековских ФМ с конкурирующими обменной и одноионной анизотропиями [11]. Однако у ван-флековских ФМ с большой константой одноионной анизотропии легкоплоскостного типа уменьшается температура трикритической точки [12,13], выше которой ФП-I не происходит, и все особенности, связанные с критическим намагничиванием (в том числе, и скачки энтропии), будут низкотемпературными.

Магнитное поле может индуцировать ФП-I в антиферромагнетиках [14–16], также сопровождающееся значительными скачками намагниченности. Это могут быть метамагнитные ФП-I, когда скачком изменяется направление средней намагниченности одной из подрешеток, исходно направленной против магнитного поля. Этот, а также магнитный изоструктурный ФП-I, вызванный нелинейностью энтропийной природы [17], являются низкотемпературными переходами. И хотя при этих ФП, а также в ван-флековских магнетиках имеются особенности в полевой зависимости энтропии [18,19], такие материалы мало пригодны для создания рефрижераторов [20] при комнатных температурах. Также заметим, что магнитокалорический эффект в ван-флековском парамагнетике в постоянном магнитном поле, обсуждаемый в [21], также является низкотемпературным.

Представляющий интерес высокотемпературный ФП-I может быть индуцирован магнитным полем в ФМ вблизи его точки Кюри, если в ФМ имеется достаточно большое негејзенберговское взаимодействие [22–24]. Именно такой случай поведения ФМ рассматривается в работах [25,26], где для описания ФП-I первого рода используется потенциал Ландау до 6-ой степени по намагниченности (модель Ландау–Гинзбурга–Девоншира [27,28]), в котором коэффициент при 4-ой степени параметра порядка испытывает сильное изменение вблизи точки Кюри, что возможно, если в системе имеются негејзенберговские обменные взаимодействия (ОВ) 4-го порядка по спину [29].

Негејзенберговские четырехспиновые ОВ могут быть следствием непосредственно спин-спиновых взаимодействий [30]. Однако часто в системах с сильной магнитоупругой связью, слагаемые четвертого порядка по спину в эффективном гамильтониане являются следствием приближенного учета действия магнитоупругого поля

[31]. Например, в манганитах магнитоупругая связь является сильной [32]. В них магнитное поле индуцирует ФП-I и при этом может наблюдаться большой магнитокалорический эффект [33]. По-видимому, в основе аномального магнитокалорического эффекта [34], который обнаружен в пленках манганитов, лежит сильная магнитоупругость и вызванная ею нелинейность.

Ниже мы будем изучать поведение негејзенберговского ФМ с четырехспиновым обменом вблизи точки Кюри в магнитном поле. Будет показано, что негејзенберговское четырехспиновое ОВ позволяет реализоваться наиболее интересному для исследований случаю, когда ФП между ПМ и ФМ фазами происходит в малом (т.е. достижимом в эксперименте) магнитном поле, но при этом величина скачка намагниченности оказывается конечной (не малой). При конечном скачке величины параметра порядка будет уменьшаться энергия взаимодействия магнитной подсистемы кристалла (соответственно, возрастать модуль ее величины). Однако в точке ФП должно выполняться равенство свободных энергий фаз. Это равенство свободных энергий будет выполнено, если при ФП изменение величины энергии взаимодействия будет скомпенсировано изменением энтропии. Если учесть, что в исходном ПМ состоянии величина параметра порядка отсутствует, а в ФМ состоянии после ФП она становится конечной, то изменение энтропии за счет индуцированного магнитным полем упорядочения должно быть значительным.

В [31,35] при описании ФП-I и изучении поведения намагниченности при таком ФП использовали уравнение самосогласованного поля, записанное с помощью функции Бриллюэна. Однако это уравнение справедливо только для равновесной намагниченности, а поэтому его использование для описания ФП-I в магнитной системе с сильным негејзенберговским четырехспиновым ОВ (см. [29,36]) не является обоснованным. Мы же для определения критических полей устойчивости фаз и полей ФП используем модельную свободную энергию, которая полностью удовлетворяет теории ФП Ландау и позволяет получить как равновесные, так и неравновесные состояния и, что самое важное, определить величину скачка энтропии при ФП-I из ПМ фазы в ФМ [13,17].

Таким образом, в настоящей работе мы будем изучать скачок величины намагниченности и изменение энтропии при ФП-I, индуцированном магнитным полем вблизи, но выше точки Кюри в ФМ с негејзенберговскими изотропными ОВ четвертого порядка по спину.

## 2. Модель

Рассмотрим негејзенберговский ФМ с изотропными между спинами ОВ второго и четвертого порядков по спину, гамильтониан которого запишем в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{nm} I_{nm} (\mathbf{s}_n \mathbf{s}_m) - \frac{1}{4} \sum_{nmpq} K_{nmpq} (\mathbf{s}_n \mathbf{s}_m) (\mathbf{s}_p \mathbf{s}_q) - \mathbf{H} \sum_n \mathbf{s}_n, \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}, \mathbf{m}, \mathbf{p}, \mathbf{q}$  — векторы позиций узлов в решетке,  $\mathbf{s}_n$  — оператор спина  $n$ -го узла,  $\mathbf{H}$  — вектор напряженности магнитного поля. Примем, что величина спинов узлов величина  $S = 1/2$ . Константы  $I_{nm}$  и  $K_{nmpq}$  отвечают билинейным и четырехспиновым ОВ, причем для простоты рассматриваются пары и четверки спинов только ближайших соседей [36,37].

Свободная энергия ФМ системы (1) в расчете на один узел может быть записана в виде

$$F = -\frac{1}{2} I s^2 - \frac{1}{4} K s^4 - \mathbf{H} \mathbf{s} - T \sigma(\mathbf{s}), \quad (2)$$

где  $\mathbf{s}$  — вектор средней величины спина узла,  $T$  — температура,  $\sigma(\mathbf{s})$  — энтропия,  $I = \sum_m I_{nm}$ ,  $K = \sum_{mpq} K_{nmpq}$ ,

в которых, как говорилось, суммирование идет только по ближайшим соседям.

В приближении учета только конфигурационной энтропии выражение для свободной энергии (1) приобретает форму

$$f(s) = -\frac{1}{2} s^2 - \frac{1}{4} k s^4 - h s \cos \varphi + \tau \left[ \left( \frac{1}{2} + s \right) \ln \left( \frac{1}{2} + s \right) + \left( \frac{1}{2} - s \right) \ln \left( \frac{1}{2} - s \right) \right], \quad (3)$$

где  $s = |\mathbf{s}|$  — модуль вектора среднего спина,  $\varphi$  — угол между векторами  $\mathbf{s}$  и  $\mathbf{H}$ . В (3) проведено нормирование на константу  $I$ :  $f = F/I$ ,  $k = K/I$ ,  $\tau = T/I$ ,  $h = |\mathbf{H}|/I$ . В выражении (3) исключены все другие вклады в энтропию и энергию взаимодействия, независимые от параметра порядка.

Из выражения (3) имеем, что минимуму свободной энергии отвечает ориентация среднего спина, направленного вдоль поля  $\mathbf{s} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$ . Откуда  $\cos \varphi = 1$ , если  $h > 0$  и  $\cos \varphi = -1$ , если  $h < 0$ . В точке  $h = 0$  при смене знака поля происходит поворот вектора среднего спина на  $\pi$ . С учетом этого уравнение состояния можно преобразовать:

$$-s - k s^3 - h \text{Sign}(h) + \tau \ln \frac{1+2s}{1-2s} = 0, \quad (4)$$

где  $h$  теперь знакопеременная величина.

Уравнение (4) позволяет найти зависимости  $s(h, \tau)$  при разных значениях параметров модели  $k$  и  $\tau$ . Для определения критического значения  $k$ , начиная с которого в системе становится возможным ФП-I, разложим (3) в ряд по малому  $s$ :

$$f = f_0 + a_2 s^2 + a_4 s^4 + a_6 s^6 - h s, \quad (5)$$

где коэффициенты разложения равны:  $a_2 = 2\tau - 1/2$ ,  $a_4 = 4\tau/3 - k/4$ ,  $a_6 = 32\tau/15$ .

Из разложения (5) следует, что в точке Кюри ( $\tau_C = 1/4$ ) коэффициент при 4-ой степени параметра порядка обращается в нуль, если константа четырехспинового ОВ равна  $k_{cr} = 4/3$ . При  $k < k_{cr}$  магнитное упорядочение в  $h = 0$  возникает непрерывно в виде ФП-II при  $\tau = \tau_C$ . Если  $k > k_{cr}$ , то магнитное упорядочение в точке  $h = 0$  будет возникать скачкообразно в виде ФП-I с критической температурой выше точки Кюри.

### 3. Намагничивание и фазовая диаграмма

У слабо негеизенберговского ФМ ( $k < k_{cr}$ ) ферромагнитное упорядочение устанавливается путем ФП-II в точке Кюри при  $\tau = \tau_C$ , а его намагничивание во внешнем поле скачков не имеет. У сильно негеизенберговского ФМ ( $k > k_{cr}$ ) ферромагнитное упорядочение происходит в виде ФП-I при критической температуре  $\tau = \tau_{cr}$  ( $\tau_{cr} > \tau_C$ ), а магнитное поле может индуцировать ФП из ПМ состояния в ФМ.

#### 3.1. Намагничивание слабо негеизенберговского ферромагнетика ( $k < k_{cr}$ )

В этом случае магнитное упорядочение происходит в виде ФП-II в точке  $\tau_C = 1/4$ . Намагничивание геизенберговского изотропного ФМ  $k = 0$  не имеет особенностей, его поведение показано на рис. 1. На этом рисунке построена полевая зависимость проекции спонтанной намагниченности на ось, вдоль которой лежит вектор поля,  $m(h) = s(h) \cdot \text{Sign}(h)$ . Парамагнитное намагничивание при  $\tau > \tau_C$  показано кривой 1. Намагничивание в точке Кюри  $\tau = \tau_C = 1/4$  показано кривой 2. Эта кривая в точке  $h = 0$  имеет вертикальную

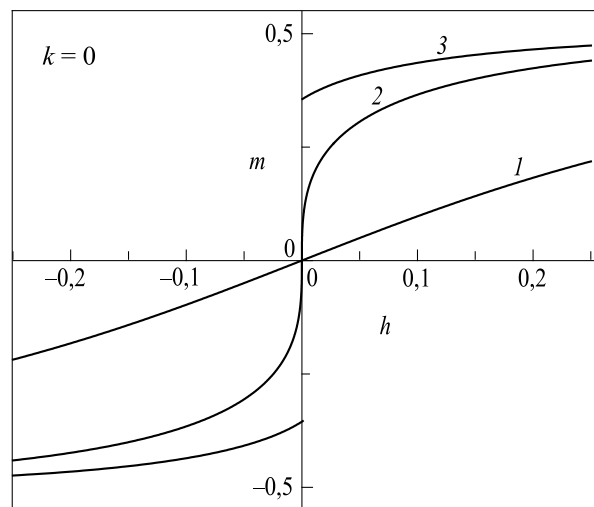


Рис. 1. Полевые зависимости средней намагниченности  $m(h)$  для  $k = 0$  при температурах  $\tau$ : 0,5 (1), 0,25 (2), 0,2 (3).

касательную, что отвечает ФП-П. Кривая 3 построена для температуры  $\tau < \tau_C$ . Для нее при уменьшении поля  $h$  до нуля получаем величину спонтанной намагниченности  $s(h \rightarrow 0) \neq 0$ . При смене знака поля спонтанная намагниченность опрокидывается без изменения величины.

На рис. 2 показаны кривые намагничивания при тех же температурах, что и на рис. 1, но для случая  $k < k_{cr}$ . Для примера величина этого параметра на рис. 2  $k = 1$ .

Как видно на рис. 2, негејзенберговское ОВ  $k > 0$  приводит к более быстрому намагничиванию магнитным полем (в том числе, и в точке Кюри). Для температур ниже точки Кюри негејзенберговское ОВ приводит к увеличению спонтанной намагниченности.

### 3.2. Намагничивание сильно негејзенберговского ферромагнетика ( $k > k_{cr}$ )

В сильно негејзенберговском ФМ магнитное упорядочение возникает, как упоминалось, скачком при температуре  $\tau_{cr} > \tau_C$ . При намагничивании исходно ФМ состояния при температурах  $\tau < \tau_{cr}$  в  $h = 0$  происходит опрокидывание спонтанной намагниченности без изменения его модуля, как на кривых 3 на рис. 1 и рис. 2.

При  $\tau > \tau_{cr}$  равновесная намагниченность в  $h = 0$  отсутствует. Однако для области температур вблизи критической зависимость  $s(h)$ , полученная из уравнения (4), имеет  $s$ -образный тип, а при более высокой температуре зависимость  $s(h)$  снова будет ПМ типа с непрерывно возрастающим в поле средним спином. При этом кривая  $m(h)$  остается центросимметричной.

Для примера на рис. 3 приведена кривая  $m(h)$ , полученная для  $k = 1,5$  и при температуре  $\tau = 0,2506$ , которая немного выше критической температуры упорядочения этого ФМ  $\tau_{cr} \approx 0,250266$ . Критическое поле ФП перехода из ПМ состояния в ФМ состояние  $h_{cr}$  находили из условий равенства свободных энергий

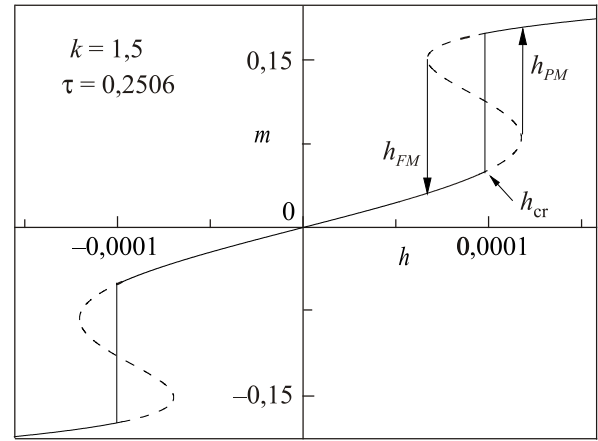


Рис. 3. Полевая зависимость для намагниченности  $m(h)$  для случая сильно негејзенберговского ФМ с  $k = 1,5$  и при температуре  $\tau = 0,2506$  ( $\tau > \tau_{cr}$ ). Сплошными линиями обозначены участки равновесного намагничивания в зависимости  $m(h)$ , пунктиром — участки неравновесного намагничивания. Критическое поле устойчивости ПМ фазы —  $h_{PM}$ , критическое поле устойчивости ФМ фазы —  $h_{FM}$ , критическое поле перехода между фазами —  $h_{cr}$ .

этих фаз. Как видно на рис. 3, критическое поле ФП оказывается малым, много меньше (на четыре порядка) поля ОВ. Подобное намагничивание наблюдается в эксперименте [9,31].

Для нахождения критических полей устойчивости ПМ и ФМ фаз дополним уравнение (4) условием  $\partial^2 f / \partial h^2 = 0$ . На рис. 3 критические поля устойчивости фаз обозначены  $h_{PM}$  и  $h_{FM}$ , и они определяют ширину петли гистерезиса при неравновесном намагничивании.

На рис. 4 приведена полевая зависимость свободной энергии  $f(h)$  для значений параметров, которые были использованы при получении кривой  $m(h)$  на рис. 3.

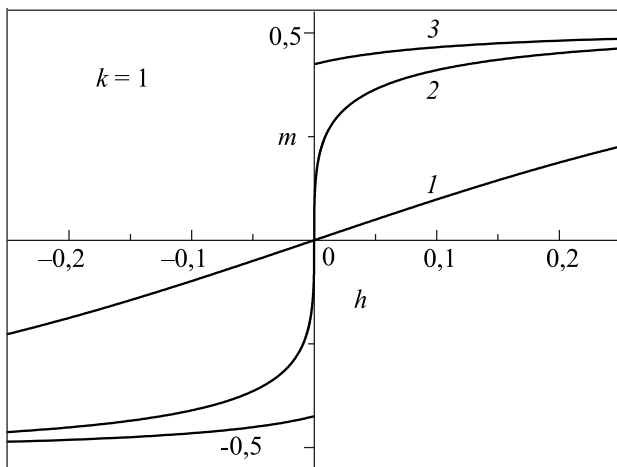


Рис. 2. Полевые зависимости средней намагниченности  $m(h)$  для  $k = 1$  при температурах  $\tau: 0,5$  (1),  $0,25$  (2),  $0,2$  (3).

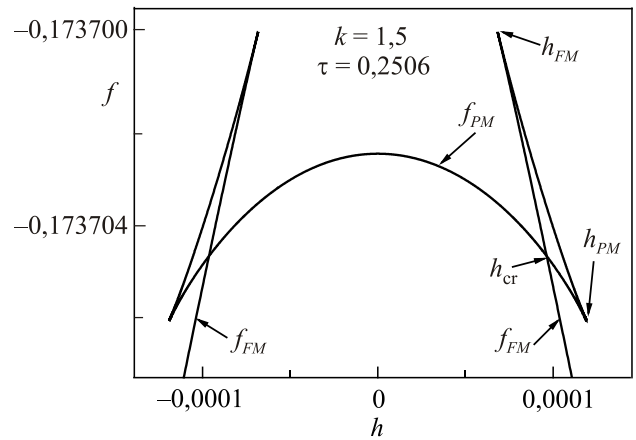


Рис. 4. Полевое поведение свободной энергии  $f(h)$  для случая сильно негејзенберговского ФМ с  $k = 1,5$  и при температуре  $\tau = 0,2506$  ( $\tau > \tau_{cr}$ ).

Она имеет типичный для ФП-I вид [38]. Как видно на рис. 4, точке  $h_{cr}$  ФП отвечает точка пересечения свободных энергий ПМ и ФМ фаз.

### 3.3. Фазовая диаграмма

На рис. 5 приведена  $h$ - $\tau$  фазовая диаграмма сильно негейзенберговского ФМ с  $k = 1,5$ . На ней показана температурная зависимость критического поля  $h_{cr}(\tau)$  перехода из ПМ фазы в ФМ, температурная зависимость критического поля  $h_{PM}(\tau)$  устойчивости ПМ фазы и критического  $h_{FM}(\tau)$  поля устойчивости ФМ фазы.

Как видно на рис. 5, все кривые  $h_{cr}(\tau)$ ,  $h_{PM}(\tau)$  и  $h_{FM}(\tau)$  сходятся в трикритической точке. Величины температуры и поля в трикритической точке  $\tau_{tkr}$  находятся из выражений

$$\tau_{tkr} = \frac{1}{3 \cdot 2^6 k} (3k + 4)^2,$$

$$h_{tkr} = -\xi(1 + k\xi^2) + \tau_{tkr} \ln \frac{1 + 2\xi}{1 - 2\xi} \quad (6)$$

где  $\xi = \sqrt{(3k - 4)/24k}$ . Из выражений (6) следует, что при увеличении параметра  $k$  трикритическая точка смещается в область более сильных полей и температур.

При относительно хорошем качественном сходстве диаграммы на рис. 5 с фазовой диаграммой, приведенной в работе [25], которая была получена с использованием теории Ландау, следует отметить, что между ними имеется важное отличие. В работе [25] температурная зависимость  $h_{cr}(\tau)$  во всем интервале температур существования ФП первого рода линейно зависит от  $\tau$ . На рис. 5 видно, что вблизи  $\tau_{cr}$  зависимость  $h_{cr}(\tau)$  нелинейная и лишь при приближении к трикритической точке она становится почти линейной.

### 4. Скачок энтропии

На рис. 6 показаны графики полевой зависимости энтропии для трех разных температур. Здесь (и на дру-

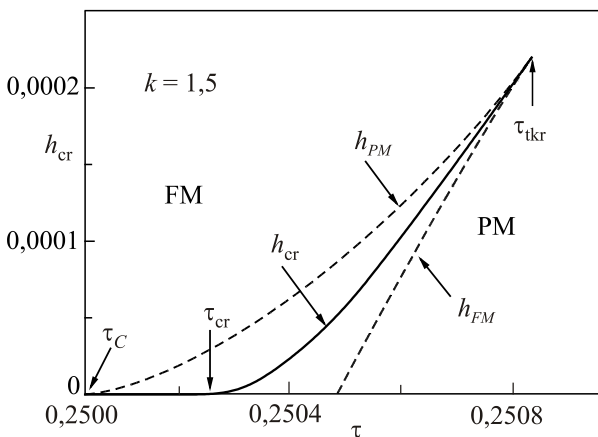


Рис. 5.  $h$ - $\tau$  фазовая диаграмма сильно негейзенберговского ФМ с  $k = 1,5$ .

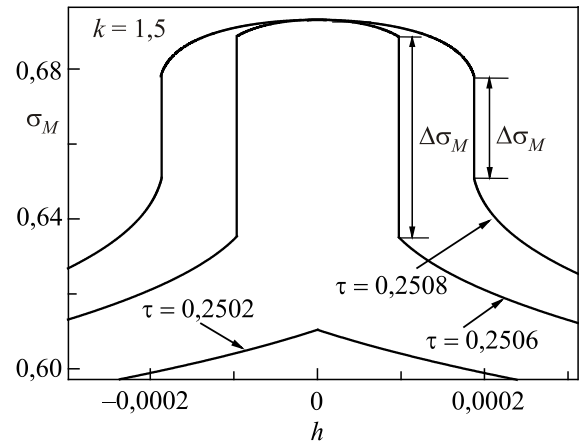


Рис. 6. Полевые зависимости энтропии  $\sigma_M(h)$ , при разных значениях температуры  $\tau$ .

гих рисунках)  $\sigma_M(h)$  показывает вклад в энтропию, зависящий от величины параметра порядка при его возникновении за счет установления магнитного порядка или при намагничивании. Зависимость  $\sigma_M(h)$  имеет омегообразный вид, и она подобна приведенной в работе [35]. Однако используемая в этой работе методика расчетов свободной энергии не дает возможности для корректного определения положения скачка и его величины при ФП-I. Для температуры  $\tau < \tau_c$  на кривой  $\sigma_M(h)$  на рис. 6 отсутствует особенность. Для этой температуры при перемагничивании в точке  $h = 0$  вместе со сменой направления поля происходит изменение направления вектора средней намагниченности без изменения его длины, поэтому прохождение этой точки не сопровождается особенностью в энтропии, а само изменение энтропии от величины поля не велико.

Для температур выше критической и меньше трикритической,  $\tau_{cr} < \tau < \tau_{tkr}$ , в полевой зависимости энтропии равновесного намагничивания имеются скачки в точках  $h_{cr}$  ФП-I между ПМ и ФМ фазами. Величина скачка зависит от температуры.

На рис. 7 показано температурное поведение скачка энтропии, рассчитанного для разных температур в поле  $h = h_{cr}(\tau)$ .

На рис. 7 видно, что наибольший скачок энтропии наблюдается в точке  $\tau = \tau_{cr}$  ФМ упорядочения. В трикритической точке скачка нет. При возрастании константы негейзенберговского ОВ величина скачка энтропии растет. Однако вместе с ним растет величина критического поля перехода между ПМ и ФМ фазами. Следует особо отметить, что вблизи  $\tau_{cr}$  величина скачка энтропии при росте температуры изменяется медленнее, чем вблизи трикритической точки, где сильно возрастает величина производной от скачка энтропии по температуре. Ширина интервала температур  $[\tau_{cr}, \tau_{tkr}]$  зависит от разности  $k - k_{cr}$ . Чем она больше, тем шире интервал температур, где будет на-

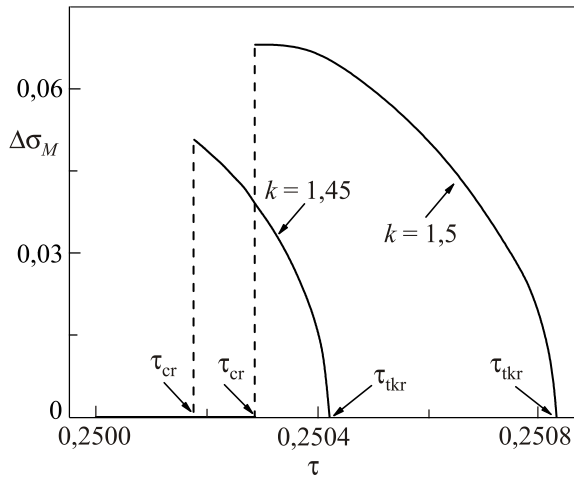


Рис. 7. Температурная зависимость величины скачка энтропии  $\Delta\sigma_M(\tau)$  при ФП-I для двух значений константы негейзенберговского ОВ  $k = 1,45$  и  $k = 1,5$ .

блюдаться скачок энтропии. При уменьшении разности  $k - k_{cr}$  интервал температур скачка энтропии сужается. Отметим, что узкие по температуре скачки энтропии наблюдались в некоторых экспериментах [25,31].

Слабо негейзенберговские ФМ с  $k < k_{cr}$  не имеют скачков в намагничивании и наибольший рост энтропии наблюдается у них в точке Кюри  $\tau = \tau_C$ . При этом скачок энтропии в точке ФП-I сильно негейзенберговского ФМ, как на рис. 7, более чем на порядок превосходит изменение величины энтропии, которое можно получить, намагничивая гейзенберговский ФМ (негейзенберговский вклад отсутствует,  $k = 0$ ) внешним магнитным полем, сопоставимым с величиной критического поля  $h \sim h_{cr}$  (см. рис. 8). Величина энтропии гейзенберговского ФМ на рис. 8 в поле  $h \rightarrow 0$  следует степенной зависимости  $\sigma_M(h) - \sigma_M(h = 0) \sim h^{2/3}$  [39,40].

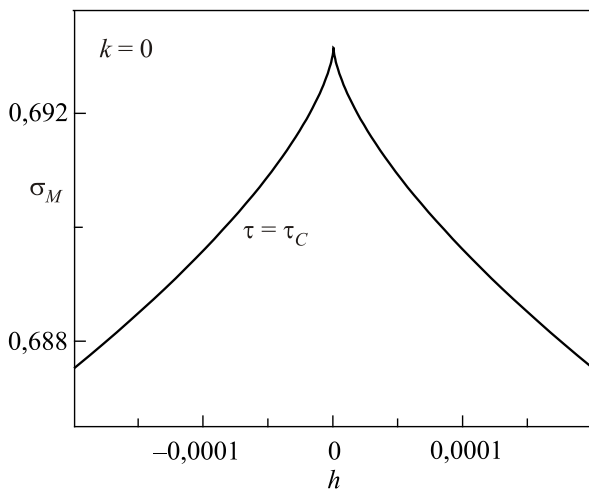


Рис. 8. Полевая зависимость величины  $\sigma_M(h)$  для гейзенберговского ФМ  $k = 0$  в точке  $\tau = \tau_C$ .

Проанализируем температурное поведение энтропии в постоянном поле  $h \neq 0$ . На рис. 9 приведена температурная зависимость вклада в энтропию  $\sigma_M(\tau)$ , полученная из решения уравнения (4) в слабом магнитном поле  $h = 0,0001$ . На рисунке также показана энтропия  $\sigma_L(\tau)$ , рассчитанная с помощью потенциала Ландау (5) в том же поле  $h = 0,0001$ . Для обеих кривых величины скачка в точке магнитного упорядочения оказались разными (положение скачков на рис. 9 показано двойными стрелками). Тем самым, мы пришли к несколько неожиданному результату: критическая температура ФМ упорядочения, полученная путем разложения свободной энергии, оказалась почти такой же, как и для точного решения. Значительным, однако, оказалось различие величин скачка энтропии.

На рис. 9 (на вставке) показан и ход величины поля трикритической точки от величины параметра  $k$  негейзенберговского обмена  $h_{tkr}(k)$ , рассчитанный для модели (3) и для потенциала Ландау (5). Как видно, различия в ходе кривых  $h_{tkr}(k)$  становятся особенно заметными при большой величине негейзенберговского обмена.

### 5. Заключение

Показано, что, начиная с некоторого критического значения константы четырехспинового негейзенберговского ОВ, сравнимого по величине с парным ОВ, магнитное поле может индуцировать ФП-I между ПМ и ФМ состояниями при температуре выше точки Кюри. При этом величина критического поля может быть много меньше обменного поля и достижима в экспериментах, а вызываемая им величина скачка намагниченности по величине может быть сравнима с намагниченностью насыщения.

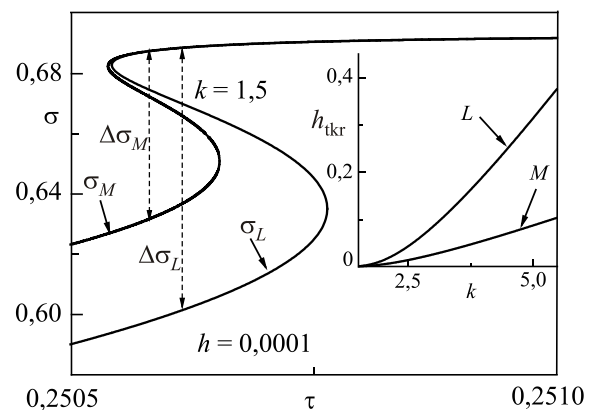


Рис. 9. Температурные зависимости энтропии  $\sigma_M(\tau)$  и  $\sigma_L(\tau)$ , рассчитанные в постоянном магнитном поле с помощью энергии (3) и из ее разложения (5). На вставке показана зависимость критического поля от параметра негейзенберговского обмена  $k$ , где  $M$  — модельная кривая, а  $L$  — кривая, полученная с помощью потенциала Ландау.

Показано, что температурный интервал, в пределах которого негеизенберговское ОВ 4-го порядка по спину вызывает ФП-I, снизу ограничен температурой ФМ упорядочения, а сверху — трикритической точкой. Выше этой точки ФП-I не наблюдается. Величины скачков намагниченности и энтропии в точке ФП-I наибольшие вблизи температуры ФМ упорядочения. При повышении температуры величины этих скачков уменьшаются и они исчезают в трикритической точке. Величина скачка энтропии при индуцированном магнитным полем ФП-I может более чем на порядок превосходить изменение энтропии при намагничивании изотропного геизенберговского ФМ в точке Кюри, что облегчает наблюдение подобных скачков в реальных магнетиках.

Работа В.М.Л. поддержана грантами № 0117U00236 и № 0117U00240 НАН Украины.

1. C.P. Bean and D.S. Rodbell, *Phys. Rev.* **126**, 104 (1962).
2. K. Binder, *Rep. Prog. Phys.* **50**, 783 (1987).
3. V.K. Pecharsky and K.A. Gschneidner, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4494 (1997).
4. V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Jr., A.O. Pecharsky, and A.M. Tishin, *Phys. Rev. B* **64**, 144406 (2001).
5. A. Fujita, S. Fujieda, Y. Hasegawa, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* **67**, 104416 (2003).
6. Y.I. Spichin and A.M. Tishin, *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 700 (2005).
7. B.G. Shen, J.R. Sun, F.X. Hu, H.W. Zhang, and Z.H. Cheng, *Adv. Mater.* **21**, 4545 (2009).
8. V. Franco, J.S. Blazquez, B. Ingale, and A. Conde, *Annu. Rev. Mater. Res.* **42**, 305 (2012).
9. А.П. Сиваченко, В.И. Митюк, В.И. Ламенев, А.В. Головчан, В.И. Вальков, И.Ф. Грибанов, *ФНТ* **39**, 1350 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 1051 (2013)].
10. А.Г. Кучин, В. Ивасечко, С.П. Платонов, *ФНТ* **41**, 1261 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 985 (2015)].
11. V.M. Kalita and V.M. Loktev, *Phys. Solid State* **47**, 690 (2005).
12. M. Blume, V.J. Emery, and R.B. Griffiths, *Phys. Rev. A* **4**, 1071 (1971).
13. G.Yu. Lavanov, V.M. Kalita, I.M. Ivanova, and V.M. Loktev, *J. Magn. Magn. Mater.* **416**, 466 (2016).
14. K.L. Dudko, V.V. Yeremenko, and V.M. Fridman, *Sov. Phys. JETP* **34**, 362 (1972).
15. V.G. Baryakhtar, I.N. Vitebskii, and D.A. Yablonskii, *Sov. Phys. Solid State* **19**, 1249 (1977).
16. V.G. Baryakhtar, A.N. Bogdanov, and D.A. Yablonskii, *Sov. Phys. Solid State* **28**, 1876 (1986).
17. Г.Ю. Лаванов, В.М. Калита, В.М. Локтев, *ФНТ* **40**, 1053 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 823 (2014)].
18. J. Chen, B.G. Shen, Q.Y. Dong, and J.R. Sun, *Solid State Commun.* **150**, 1429 (2010).
19. J. Chen, B.G. Shen, Q.Y. Dong, F.X. Hu, and J.R. Sun, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 152501 (2010).
20. V. Franco and A. Conde, *Inter. J. Refrigerat.* **33**, 465 (2010).
21. М.И. Пашенко, В.А. Бедарев, Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, В.А. Пашенко, С.Л. Гнатченко, Т. Zajarniuk, A. Szewczyk, L.N. Bezmaternykh, В.Л. Темеров, *ФНТ* **43**, 789 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 631 (2017)].
22. C. Kittel, *Phys. Rev.* **120**, 335 (1960).
23. E.A. Harris, and J. Owen, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 104 (1963).
24. A. Furrer and O. Waldmann, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 367 (2013).
25. A. Magnus G. Carvalho, A.A. Coelho, S. Gama, F.C.G. Gandra, P.J. von Ranke, and N.A. de Oliveira, *Eur. Phys. J. B* **68**, 67 (2009).
26. A. Magnus G. Carvalho, A.A. Coelho, P.J. von Ranke, and C.S. Alves, *J. Alloys Comp.* **509**, 3452 (2011).
27. V.L. Ginzburg, *Usp. Fiz. Nauk* **38**, 490 (1949).
28. A. Devonshire, *Philos. Mag.* **40**, 1040 (1949).
29. V.M. Kalita, *Sov. Phys. Solid State* **33**, 1092 (1991).
30. E.L. Nagaev, *Sov. Phys. Usp.* **25**, 31 (1982).
31. P.J. von Ranke, Sergio Gama, A.A. Coelho, A. de Campos, A. Magnus G. Carvalho, F.C.G. Gandra, and N.A. de Oliveira, *Phys. Rev. B* **73**, 014415 (2006).
32. V. Rajendran, S. Muthu Kumaran, V. Sivasubramanian, T. Jayakumar, and Baldev Raj, *Phys. Status Solidi A* **195**, 350 (2003).
33. Manh-Huong Phana and Seong-Cho Yub, *J. Magn. Magn. Mater.* **308**, 325 (2007).
34. X. Moya, L.E. Hueso, F. Maccherozzi, A.I. Tovstolytkin, D.I. Podyalovskii, C. Ducati, L.C. Phillips, M. Ghidini, O. Hovorka, A. Berger, M.E. Vickers, E. Defay, S.S. Dhesi, and N.D. Mathur, *Nature Mater.* **12**, 52 (2013).
35. N.A. de Oliveira and P.J. von Ranke, *Phys. Rep.* **489**, 89 (2010).
36. Yu.M. Gufan and V.M. Kalita, *Sov. Phys. Solid State* **29**, 1893 (1987).
37. S. Brehmer, H.-J. Mikeska, M. Müller, N. Nagaosa, and S. Uchida, *Phys. Rev. B* **60**, 329 (1999).
38. E.I. Kut'in, V.L. Lorman, and S.V. Pavlov, *Usp. Fiz. Nauk* **161**, 109 (1991).
39. H. Oesterreicher and F.T. Parker, *J. Appl. Phys.* **55**, 4336 (1984).
40. V. Franco, J.S. Blazquez, A. Conde, and S. Roth, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 222512 (2006).

### Change in entropy under the first-order phase transition induced by a magnetic field in a non-Heisenberg isotropic ferromagnet

G.Yu. Lavanov, V.M. Kalita, and V.M. Loktev

A magnetic field-induced 1st-order phase transition in an isotropic non-Heisenberg ferromagnet with a fourth-order exchange interaction in spin at temperatures above the Curie point is described. The field behavior of the magnetization is analyzed, the tempera-

ture dependences of the critical fields of the stability of the paramagnetic and ferromagnetic phases, as well as the critical field of the phase transition between them, are determined. It is shown that this 1st-order phase transition with a finite magnitude of the magnetization jump can occur in small magnetic fields. An  $H$ - $T$  phase diagram is obtained. It is found that the magnitude of the entropy jump under the magnetic field-induced phase transition from the paramagnetic phase to the ferromagnetic one can exceed by more than an order of magnitude the entropy change of an isotropic Heisenberg ferromagnet when it is magnetized at the Curie point. It is shown that the expansion

of the model free energy up to the 6th power in terms of magnetization can only qualitatively describe the entropy behavior in the phase transition between the paramagnetic and ferromagnetic phases.

PACS: 65.40.gd Entropy;  
75.30.Sg Magnetocaloric effect, magnetic cooling;  
75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects.

Keywords: magnetic first-order phase transition, magnetization, non-Heisenberg isotropic ferromagnet.