

НЕСОИЗМЕРИМАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА В МЕТАБОРАТЕ МЕДИ

Г. А. Петраковский*

*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

М. А. Попов**

*Красноярский государственный университет
660041, Красноярск, Россия*

Б. Россли***

*Laboratory for Neutron Scattering, ETH Zurich & Paul Scherrer Institute
CH-5232 Villigen PSI, Switzerland*

Б. Уладиаф***

*Institut Laue-Langevin
38042 Grenoble, Cedex 9, France*

Поступила в редакцию 24 апреля 2001 г.

На основании экспериментальных данных для тетрагонального монокристалла метабората меди по рентгено- и нейтронографическим исследованиям, измерениям теплоемкости, магнитной восприимчивости и мюонной спиновой релаксации предложена феноменологическая теория несоизмеримой магнитной структуры этого кристалла. С учетом его пространственной группы симметрии $I4_2d$ в термодинамический потенциал включены инварианты Лифшица. Анализ показывает, что в области температур 10–20 К в формировании магнитной структуры доминирует подсистема спинов меди в позициях $4b$ элементарной ячейки кристалла. При этом вектор антиферромагнетизма, перпендикулярный к тетрагональной оси, образует вдоль этой оси спираль с исчезающе малым волновым вектором. При температурах ниже 10 К в формировании магнитной структуры метабората меди существенно возрастает роль магнитной подсистемы спинов меди в позициях $8d$ элементарной ячейки кристалла. Это приводит к резкому росту волнового вектора несоизмеримой структуры при понижении температуры. Проведено численное моделирование температурной зависимости волнового вектора спирали и теплоемкости кристалла, удовлетворительно описывающее результаты эксперимента. На основании этого моделирования оценены параметры феноменологического термодинамического потенциала магнитной системы метабората меди.

PACS: 75.25.+z, 75.40.Cx

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что модулированные (несоизмеримые) магнитные структуры возникают в большинстве случаев как результат конкуренции обменных взаимодействий [1]. В этом случае кристаллическая структура не накладывает каких-либо ограничений на

возможность реализации таких магнитных структур. Менее распространенными являются случаи возникновения несоизмеримых магнитных структур за счет релятивистских взаимодействий. Впервые на такую возможность указал Дзялошинский [2]. Физической причиной появления несоизмеримых структур в этих случаях является так называемое антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского–Мория. Формально несоизмеримые структуры релятивистского происхождения могут быть опи-

*E-mail: gap@iph.krasn.ru

**E-mail: rsa@iph.krasn.ru

***B. Roessli, B. Ouladdiaf.

саны путем включения в термодинамический потенциал инварианта Лифшица [1], содержащего линейно первые производные по координатам от двухкомпонентного параметра порядка. Следует отметить, что в этом случае на симметрию кристалла накладывается важное ограничение. Именно, инвариант Лифшица может быть включен в термодинамический потенциал только для кристаллов без центра инверсии. Магнитное состояние системы с инвариантом Лифшица в общем случае представляет решетку магнитных солитонов. В простейшем случае, если не учитывается влияние магнитной кристаллографической анизотропии, распределение магнитных моментов подчиняется простому синусоидальному закону. Малость релятивистских взаимодействий приводит к малости волнового вектора несоизмеримой магнитной структуры. Вблизи перехода магнитной системы в несоизмеримую фазу должно наблюдаться сильное диффузное рассеяние нейтронов [1]. Солитонный характер магнитного упорядочения приводит к сложной структуре магнитных сателлитов в дифракционной картине рассеяния нейтронов.

Поскольку модулированные магнитные структуры релятивистского происхождения встречаются редко, детальное их исследование, особенно на качественных монокристаллах, представляет большой интерес. Монокристаллы метабората меди CuB_2O_4 были впервые синтезированы и исследованы в работах [3–6]. Нейтронографические исследования этого кристалла представлены в работе [7]. В настоящей работе на основе анализа совокупности экспериментальных исследований метабората меди дается теоретическая интерпретация магнитного состояния его спиновой системы при различных температурах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Технология выращивания высококачественных крупных монокристаллов метабората меди описана в работе [4]. Рентгенографические и нейтронографические исследования [7] при комнатной температуре показали, что CuB_2O_4 — тетрагональный кристалл пространственная группа $I\bar{4}2d$ (D_{2d}^{13}) с параметрами решетки $a = 11.528 \text{ \AA}$, $c = 5.607 \text{ \AA}$. Элементарная ячейка содержит 12 формульных единиц. Ионы меди Cu^{2+} занимают две неэквивалентные позиции: CuA — позиция $4b$ с точечной симметрией S_4 (0,0,0.5), и CuB — позиция $8d$ с точечной симметрией C_2 (0.0815,0.25,0.125). Ион CuA находится в центре квадрата, образованного четырьмя ионами

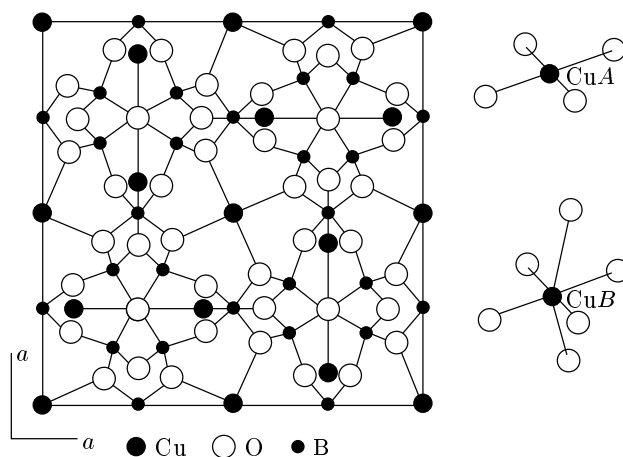


Рис. 1. Кристаллическая структура метабората меди

кислорода. Ион CuB окружен шестью ионами кислорода, локализованными в вершинах искаженного октаэдра (рис. 1). Специальное нейтронографическое исследование высокого разрешения [7] показало, что вплоть до температуры 1.5 К кристалл не подвержен никаким структурным фазовым переходам. Магнитные рефлексы при температуре 12 К соответствуют брэгговским позициям соизмеримой фазы. Наблюдение при этой температуре запрещенных рефлексов типа (110) или (002) показывает, что магнитная структура антиферромагнитна. Магнитная и кристаллохимическая ячейки совпадают, и магнитная структура описывается вектором распространения $\mathbf{q} = 0$.

Магнитные измерения на монокристаллах показали, что на кривой магнитной восприимчивости проявляются резкие особенности при $T_A = 21 \text{ К}$ и $T_B = 10 \text{ К}$. Результаты измерения магнитной восприимчивости, выполненного на СКВИД-магнитометре для ориентаций магнитного поля вдоль и перпендикулярно тетрагональной оси кристалла, приведены на рис. 2 [6]. Обращает внимание резкая анизотропия восприимчивости. Для магнитного поля, приложенного в базисной плоскости кристалла, при температуре 21 К наблюдается скачок восприимчивости и ее быстрый рост при дальнейшем понижении температуры. При температуре 10 К восприимчивость скачком уменьшается примерно на порядок и при дальнейшем снижении температуры до 4.2 К монотонно растет. Для магнитного поля, приложенного вдоль тетрагональной оси кристалла, температурная зависимость восприимчивости является гладкой во всем температурном диапазоне. Парамаг-

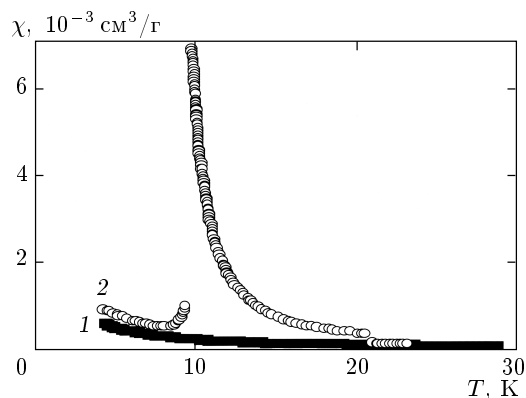


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости монокристалла метабората меди: 1 — магнитное поле параллельно тетрагональной оси кристалла; 2 — магнитное поле параллельно базисной плоскости кристалла

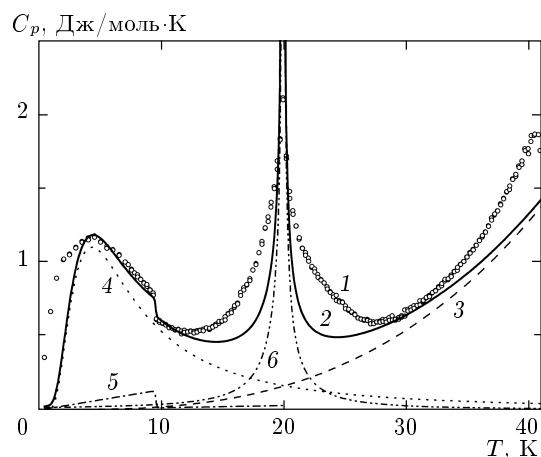


Рис. 3. Температурная зависимость теплоемкости монокристалла метабората меди: 1 — эксперимент [3]; 2 — результат моделирования; 3 — вклад Дебая; 4 — аномалия типа Шоттки; 5 — вклад Ландау; 6 — оценка Гинзбурга

нитная температура Нееля и эффективный магнитный момент иона меди, определенные из высокотемпературной части магнитной восприимчивости, соответственно равны $\Theta_N = -9.5$ К и $\mu_{eff} = 1.77\mu_B$.

Описанные выше аномалии магнитной восприимчивости сопровождаются особенностями температурного поведения теплоемкости [3]. Результаты измерений теплоемкости в интервале температур 2–40 К показаны на рис. 3. На них ясно видны две аномалии при температурах, совпадающих с аномалиями магнитной восприимчивости. Кроме того,

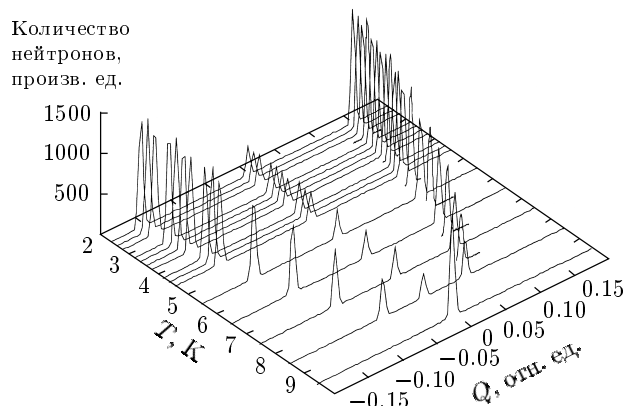


Рис. 4. Температурная зависимость вектора распространения $q = (3, 3, Q)$

при температуре около 4 К на кривой $C_p(T)$ также появляется особенность в виде широкого максимума.

В работе [3] приведены данные измерений мюонной спиновой релаксации (μSR), которые также подтверждают наличие магнитных превращений при температурах 21 и 10 К. Более поздние измерения до температур меньше 1 К [8] выявили дополнительное магнитное превращение при температуре около 1 К. Можно предполагать, что в спиновой подсистеме метабората меди при этой температуре происходит новая перестройка.

Нейтроннографические исследования метабората меди были выполнены на монокристалле, выращенном с использованием изотопа бора ^{11}B для уменьшения поглощения нейтронов [7]. Было установлено, что магнитная структура в области температур 10–21 К соизмерима и антиферромагнитна и может быть описана как неколлинеарное расположение спинов ионов CuA и CuB вдоль диагоналей тетрагональной плоскости кристалла [7]. Величина магнитного момента иона CuA около $1.3\mu_B$ при температуре 12 К. Его компонента вдоль тетрагональной оси c мала, $\mu_z = 0.25\mu_B$, что соответствует углу выхода из плоскости ab в 14° . Спины ионов CuB лежат в плоскости ab и имеют малый магнитный момент около $0.25\mu_B$ при $T = 12$ К. Величина магнитного момента иона CuB быстро увеличивается при уменьшении температуры ниже 10 К и равна $0.7\mu_B$ при $T = 2$ К.

При температуре ниже $T_B = 10$ К появляются два магнитных сателлита в симметричных позициях по отношению к точкам обратной решетки соизмеримой фазы (рис. 4). При этом магнитная структура метабората меди становится несоизмеримой вдоль

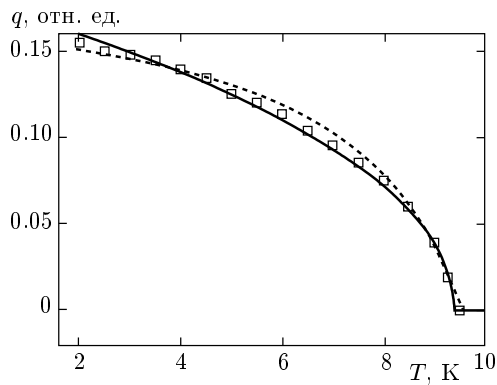


Рис. 5. Моделирование температурной зависимости вектора распространения q с помощью соотношений (1) — сплошная линия, и (11) — штриховая линия

тетрагональной оси кристалла и описывается волной спиновой плотности с фазовой модуляцией [7]. Период спиновой модуляции непрерывно увеличивается от $\mathbf{q} \approx 0$ вблизи 10 К до $\mathbf{q} = (0, 0, 0.15)$ при температуре 1.8 К. При этой температуре модуляция спиновой структуры характеризуется периодом $c/0.15 \approx 40 \text{ \AA}$. Зависимость величины волнового вектора несоизмеримой фазы спиновой структуры от температуры подчиняется степенному закону:

$$q(T) = A(T - T_B)^{0.48}. \quad (1)$$

Как показано на рис. 5, соотношение (1) хорошо описывает температурную зависимость волнового вектора несоизмеримой фазы во всем исследованном диапазоне температур.

Так как при увеличении температуры волновой вектор \mathbf{q} уменьшается практически до нуля, период несоизмеримой спиновой структуры при T_B становится большим по сравнению с постоянной решетки. Кроме того, сильное диффузное рассеяние нейтронов накладывается на брэгговские пики для вектора рассеяния нейтронов \mathbf{Q}_0 вдоль кристаллографического направления $[001]$. Интенсивность диффузного рассеяния увеличивается при увеличении температуры от 1.8 К и достигает максимального значения вблизи температуры T_B [7]. Диффузное рассеяние наблюдается даже при минимальной температуре, достигнутой в эксперименте. Это резко отличается от обычного поведения спиновой подсистемы 3D-магнетиков с локализованными спинами, для которых критические флуктуации ограничиваются малой температурной областью вблизи фазового перехода. Подгонка магнитной структуры при темпе-

ратуре 2 К дает наилучшее согласие для простой спирали с магнитным моментом $0.7\mu_B$ для CuB .

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Совокупность представленных выше экспериментальных данных указывает на то, что в метаборате меди при температурах 21 и 10 К спиновая система претерпевает перестройки. Кроме того, весьма возможна также перестройка магнитной структуры при температуре около 1 К. В соизмеримой фазе магнитная структура антиферромагнитна и обладает спонтанным магнитным моментом [6]. Магнитная и кристаллохимическая ячейки совпадают, чему соответствует вектор распространения $\mathbf{q} = 0$. Так как операция симметрии решетки I является также магнитной трансформацией, когда $\mathbf{q} = 0$, соответствующие неприводимые представления магнитной структуры есть представления точечной группы $\bar{4}2m$. Эта точечная группа содержит восемь элементов и имеет пять неприводимых представлений [9]. Четыре из них ($\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ и Γ_4) являются одномерными, а одно, обозначаемое Γ_5 , — двумерным. Разложение представления дает

$$\Gamma_{4b} = \Gamma_3 + \Gamma_4 + 2\Gamma_5, \quad \Gamma_{8d} = \Gamma_1 + 2\Gamma_2 + \Gamma_3 + 2\Gamma_4 + 3\Gamma_5.$$

Магнитные моды Γ_3 и Γ_4 позиции $4b$ отвечают соответственно коллинеарным ферромагнитному и антиферромагнитному упорядочениям вдоль оси c . Моды, связанные с представлением Γ_5 , описывают неколлинеарную магнитную структуру. Подобные магнитные моды для позиции $8d$ также могут быть получены из теории групп. Анализ картины дифракции нейтронов, включающей 25 чисто магнитных пиков [7], показал, что магнитная структура метабората меди CuB_2O_4 представляет собой неколлинеарное расположение спинов как CuA , так и CuB вдоль диагоналей тетрагональной плоскости с выходом магнитных моментов CuA из плоскости. Симметричный анализ структуры метабората меди показывает, что допустимо взаимодействие Дзялошинского–Мория между спинами CuA и, следовательно, это взаимодействие способствует спиновой неколлинеарности, которая и наблюдается экспериментально. В несоизмеримой области магнитного порядка имеет место упорядочение типа спирали [7].

Из сказанного следует, что совокупная спиновая система метабората меди состоит из двух подсистем: подсистемы A — ее образуют спины ионов CuA , картина распределения спинов этой подсистемы соответствует смеси неприводимых представлений Γ_4 и

Γ_5 (осевая антиферромагнитная и неколлинеарная плоскостная конфигурации); и подсистемы B — ее образуют спины ионов $\text{Cu}B$, картина распределения спинов этой подсистемы соответствует неприводимому представлению Γ_5 (неколлинеарная плоскостная конфигурация). При написании феноменологического термодинамического потенциала спиновой системы метабората меди в отсутствие внешнего магнитного поля необходимо, следовательно, иметь в виду два двухкомпонентных параметра порядка, соответствующих представлениям $\Gamma_5[\text{Cu}A]$ и $\Gamma_5[\text{Cu}B]$, и один однокомпонентный параметр порядка, соответствующий представлению $\Gamma_4[\text{Cu}A]$. Важно также учесть, что симметрия допускает инварианты Лифшица для обеих подсистем.

Обозначим однокомпонентный параметр порядка η , а два двухкомпонентных параметра порядка, (η_{A1}, η_{A2}) и (η_{B1}, η_{B2}) , соответственно для подсистем A и B . Тогда термодинамический потенциал всей спиновой системы представим в виде

$$\begin{aligned} \Phi = \int \left\{ \frac{\alpha}{2} \eta^2 + \frac{\beta}{4} \eta^4 + \frac{\alpha_A}{2} \eta_A^2 + \frac{\beta_A}{4} \eta_A^4 + \right. \\ \left. + \frac{\gamma_A}{4} \eta_A^4 \cos(4\varphi_A) + \frac{\delta_A}{2} [(\nabla \eta_A)^2 + \eta_A^2 (\nabla \varphi_A)^2] - \sigma_A \eta_A^2 \varphi'_A + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_B}{2} \eta_B^2 + \frac{\beta_B}{4} \eta_B^4 + \frac{\gamma_B}{4} \eta_B^4 \cos(4\varphi_B) + \frac{\delta_B}{2} [(\nabla \eta_B)^2 + \eta_B^2 (\nabla \varphi_B)^2] - \sigma_B \eta_B^2 \varphi'_B + \right. \\ \left. + \kappa \eta_A \eta_B \cos(\varphi_A - \varphi_B) + \frac{\kappa_A}{2} \eta^2 \eta_A^2 + \frac{\kappa_B}{2} \eta^2 \eta_B^2 \right\} dV, \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$\alpha_A = \alpha_{A0}(T - T_A), \quad \alpha_B = \alpha_{B0}(T - T_B),$$

$$\eta_A^2 = \eta_{A1}^2 + \eta_{A2}^2, \quad \eta_B^2 = \eta_{B1}^2 + \eta_{B2}^2,$$

$$\varphi_A = \arctg(\eta_{A2}/\eta_{A1}), \quad \varphi_B = \arctg(\eta_{B2}/\eta_{B1}),$$

$\alpha_{A0} > 0, \alpha_{B0} > 0, \beta_A > 0, \beta_B > 0, \delta_A > 0, \delta_B > 0$, ∇ — оператор набла, $f' \equiv df/dz$. Связь между подсистемами A и B , описываемая в (2) инвариантом с коэффициентом κ , приводит к появлению геликоида в обеих подсистемах при одной и той же температуре.

Однокомпонентный параметр порядка η описывает осевую составляющую спинов $\text{Cu}A$ и несуществен для анализа несоизмеримой структуры типа

простой спирали с осью геликоида вдоль тетрагональной оси кристалла. Поэтому сведем термодинамический потенциал (2) к форме

$$\begin{aligned} \Phi = \int \left\{ \frac{\alpha_A}{2} \eta_A^2 + \frac{\beta_A}{4} \eta_A^4 + \frac{\gamma_A}{4} \eta_A^4 \cos(4\varphi_A) + \right. \\ \left. + \frac{\delta_A}{2} [(\nabla \eta_A)^2 + \eta_A^2 (\nabla \varphi_A)^2] - \sigma_A \eta_A^2 \varphi'_A + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_B}{2} \eta_B^2 + \frac{\beta_B}{4} \eta_B^4 + \frac{\gamma_B}{4} \eta_B^4 \cos(4\varphi_B) + \right. \\ \left. + \frac{\delta_B}{2} [(\nabla \eta_B)^2 + \eta_B^2 (\nabla \varphi_B)^2] - \sigma_B \eta_B^2 \varphi'_B + \right. \\ \left. + \kappa \eta_A \eta_B \cos(\varphi_A - \varphi_B) \right\} dV, \quad (3) \end{aligned}$$

Отвечающие равновесному состоянию системы условия экстремума Φ по параметрам порядка имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta \eta_A} = \alpha_A \eta_A + \beta_A \eta_A^3 + \gamma_A \eta_A^3 \cos(4\varphi_A) + \\ + \delta_A \eta_A (\nabla \varphi_A)^2 - 2\sigma_A \eta_A \varphi'_A - \\ - \delta_A \Delta \eta_A + \kappa \eta_B \cos(\varphi_A - \varphi_B) = 0, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta \varphi_A} = -\gamma_A \eta_A^4 \sin(4\varphi_A) - \delta_A \nabla (\eta_A^2 \nabla \varphi_A) + \\ + \sigma_A (\eta_A^2)' - \kappa \eta_A \eta_B \sin(\varphi_A - \varphi_B) = 0, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta \eta_B} = \alpha_B \eta_B + \beta_B \eta_B^3 + \gamma_B \eta_B^3 \cos(4\varphi_B) + \\ + \delta_B \eta_B (\nabla \varphi_B)^2 - 2\sigma_B \eta_B \varphi'_B - \\ - \delta_B \Delta \eta_B + \kappa \eta_A \cos(\varphi_A - \varphi_B) = 0, \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta \Phi}{\delta \varphi_B} = -\gamma_B \eta_B^4 \sin(4\varphi_B) - \delta_B \nabla (\eta_B^2 \nabla \varphi_B) + \\ + \sigma_B (\eta_B^2)' + \kappa \eta_A \eta_B \sin(\varphi_A - \varphi_B) = 0, \quad (7) \end{aligned}$$

где Δ — оператор Лапласа. Поскольку возмущение однородного состояния магнитной системы инвариантом Лифшица одномерно и поперечные к оси z отклонения в равновесном состоянии исключены положительностью δ_A и δ_B , в полученных условиях следует заменить оператор набла на однократное дифференцирование по z , а оператор Лапласа — на двукратное.

Нахождение равновесного состояния системы в аналитической форме из уравнений (4)–(7) является сложной задачей. Воспользуемся приближением постоянного модуля параметров порядка: $\eta_A \neq \eta_A(z)$ и $\eta_B \neq \eta_B(z)$ [2]. Как следует из уравнений (4) и (6),

такое приближение допустимо при малости инвариантов Лифшица, анизотропии и взаимодействия между подсистемами по сравнению с остальными инвариантами, причем от взаимодействия между подсистемами на самом деле требуется лишь пренебрежимо малая зависимость разницы между фазами геликоида в подсистемах A и B от координаты z вдоль тетрагональной оси. В результате термодинамический потенциал (3) для равновесного состояния разбивается на две части:

$$\Phi = \Phi_\eta + \Phi_\varphi,$$

$$\Phi_\eta = V \left\{ \frac{\alpha_A}{2} \eta_A^2 + \frac{\beta_A}{4} \eta_A^4 + \frac{\alpha_B}{2} \eta_B^2 + \frac{\beta_B}{4} \eta_B^4 - |\kappa| \eta_A \eta_B \right\},$$

$$\Phi_\varphi = \int \left\{ \frac{\gamma}{2} \cos(4\varphi) + \frac{\delta}{2} \varphi'^2 - \sigma \varphi' \right\} dV,$$

где $\varphi = \varphi_A = \varphi_B + \pi\theta(\kappa)$, $\theta(\kappa)$ — функция Хевисайда,

$$\gamma = \gamma_A \eta_A^4 + \gamma_B \eta_B^4, \quad \delta = \delta_A \eta_A^2 + \delta_B \eta_B^2,$$

$$\sigma = \sigma_A \eta_A^2 + \sigma_B \eta_B^2.$$

Соответственно условия равновесия принимают вид

$$\begin{aligned} \alpha_A \eta_A + \beta_A \eta_A^3 - |\kappa| \eta_B &= 0, \\ \alpha_B \eta_B + \beta_B \eta_B^3 - |\kappa| \eta_A &= 0, \\ \delta \varphi'' + \gamma \sin(4\varphi) &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $f'' \equiv d^2 f / dz^2$.

Два первых уравнения системы (8) определяют температурные зависимости модулей параметров порядка η_A и η_B . Физически отсутствие в них слагаемых, зависящих от фазы $\varphi(z)$, оправдывается тем, что η_A и η_B определяются практически целиком обменными взаимодействиями в спиновой системе метабората меди.

Третье уравнение системы (8) определяет зависимость фазы геликоида от координаты z вдоль тетрагональной оси и от модулей параметров порядка. Его решением является амплитудная функция Якоби [10]:

$$\varphi(z) = am(2q_0[z + \Delta z], k_1) / 2, \quad (9)$$

где $q_0 = \sqrt{\gamma/\delta}/k_1$, k_1 и Δz — постоянные интегрирования. Постоянная Δz отвечает произвольности выбора точки отсчета вдоль тетрагональной оси и в последующем полагается равной нулю. Постоянная

k_1 определяется минимизацией выражения для Φ_φ после подстановки в него (9):

$$\begin{aligned} \Phi_\varphi &= \frac{V}{\lambda} \int_0^\lambda \left\{ \frac{\gamma}{4} \cos(4\varphi) + \frac{\delta}{2} \varphi'^2 - \delta \varphi' \right\} dz = \\ &= V \left\{ \frac{4q_0 \delta E(k_1) - 2\pi\sigma}{\lambda} + \frac{\gamma(1 - 2k_1^{-2})}{4} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\lambda = \int_0^\lambda dz = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{|\varphi'|} = \frac{4K(k_1)}{q_0}, \quad (11)$$

— длина периода геликоида,

$$K(k_1) = \int_0^{\pi/2} \frac{du}{\sqrt{1 - k_1^2 \sin^2(u)}}$$

и

$$E(k_1) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k_1^2 \sin^2(u)} du$$

— полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода. Минимизация (10) по k_1 приводит к результату

$$\frac{k_1}{E(k_1)} = \frac{2\sqrt{\gamma\delta}}{\pi\sigma},$$

которому отвечает

$$\Phi_\varphi = \frac{V\gamma(1 - 2k_1^{-2})}{4}.$$

Из-за отсутствия в CuB_2O_4 магнитных сателлитов в спектрах неупругого рассеяния нейтронов в температурном диапазоне 10–21 К можно предполагать, что параметр $\sigma_A \ll \sigma_B$ и, следовательно, им можно пренебречь. Параметр порядка η_A при температуре T_B уже не мал, и анизотропия в подсистеме A через взаимодействие между подсистемами препятствует появлению геликоида. Поэтому в настоящей работе параметр γ_A также положим пренебрежимо малым.

Полученные выше соотношения позволили смоделировать температурные зависимости η_A , η_B и волнового числа $q = 2\pi/\lambda$, а с помощью известного соотношения $C_p = -T\partial^2\Phi/\partial T^2$ — температурную зависимость удельной теплоемкости кристалла $c_p = C_p/V$ для следующих параметров термодинамического потенциала (в градусах Кельвина):

$$\alpha_A = 1.6(T - 20), \quad \beta_A = 2.7, \quad \gamma_A = 0,$$

$$\delta_A = 0.16, \quad \sigma_A = 0, \quad \kappa = 0.01,$$

$$\alpha_B = 4(T - 9.6), \quad \beta_B = 2, \quad \gamma_B = 0.001,$$

$$\delta_B = 0.16, \quad \sigma_B = 0.1.$$

На рис. 6 видно, что в области температур 10–20 К параметр порядка η_B по сравнению с η_A мал и быстро возрастает при $T < 10$ К. Аналогичный рост волнового вектора $q \equiv 2\pi/\lambda$ на рис. 5 совпадает с экспериментально наблюдаемым (рис. 4 и 5), но качественно отличается тем, что $q \neq 0$ уже при температурах ниже 20 К: в температурной области малости инвариантов анизотропии по сравнению с инвариантами Лифшица ($k_1 \ll 0$) он равен

$$q \approx \sigma/\delta$$

и при $\sigma_A = 0$ изменяется в основном вслед за η_B .

При расчете теплоемкости кроме описываемого теорией Ландау скачка в точке перехода и оценкой Гинзбурга вклада тепловых флуктуаций параметра порядка учитывались также вклады акустических фононов и аномалии типа Шоттки. При температуре 20 К доминирует присущий фазовому переходу второго рода флуктуационный вклад с максимумом в точке перехода. На экспериментальных кривых (рис. 3) особенность при температуре 9.6 К присутствует в виде ступеньки. Она связана с быстрым ростом во второй спиновой подсистеме параметра порядка, отличного от нуля уже при температурах ниже 20 К из-за билинейного взаимодействия с первой подсистемой. Наводимое таким взаимодействием поле подавляет тепловые флуктуации во второй подсистеме. Поэтому последние при расчете не учитывались. Отметим, что ступенька при температуре 9.6 К наблюдается на фоне растущего с понижением

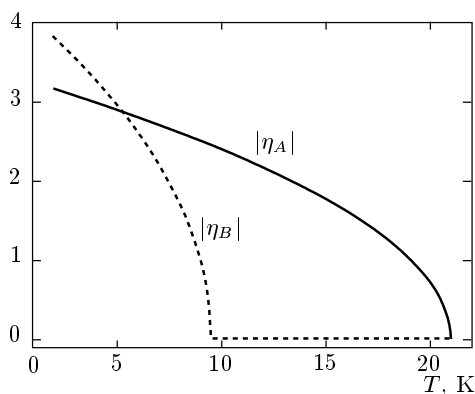


Рис. 6. Смоделированная температурная зависимость модулей параметров порядка

температуры широкого максимума, который можно отнести к неопиываемой феноменологическим подходом аномалии типа Шоттки. Отклонение экспериментальной зависимости от рассчитанной при $T < 3.5$ К связано с приближением к предполагаемому переходу с низкотемпературной трансформацией магнитной структуры вблизи 1 К.

Таким образом, в настоящей работе на основании экспериментальных данных для метабората меди сформирована феноменологическая модель его магнитной подсистемы, в рамках которой проведен анализ температурного поведения параметра порядка, волнового вектора модуляции магнитной структуры и теплоемкости. В дальнейшем предполагается исследовать свойства этого кристалла при воздействии сильным магнитным полем.

Авторы признательны В. И. Зиненко за многочисленные полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 01-02-17270) и Красноярского краевого фонда науки (проект 10F071C).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Изюмов, *Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах*, Энергоатомиздат, Москва (1987).
2. И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **47**, 992 (1964).
3. G. Petrakovskii, D. Velikanov, A. Vorotinov et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **205**, 105 (1999).
4. Г. А. Петраковский, К. А. Саблина, Д. А. Великанов и др., *Кристаллография* **45**, 926 (2000).
5. А. И. Панкрац, Г. А. Петраковский, Н. В. Волков, *ФТТ* **42**, 93 (2000).
6. Г. А. Петраковский, А. Д. Балаев, А. М. Воротынов, *ФТТ* **42**, 313 (2000).
7. B. Roessli, J. Schefer, G. Petrakovskii et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1885 (2001).
8. J. Schefer, B. Roessli, U. Staub et al., *PSI Sci. Rep.* **3**, 42 (1999).
9. О. В. Ковалев, *Неприводимые и индуцированные представления и копредставления федоровских групп*, Наука, Москва (1986).
10. Э. Т. Уиттекер, Дж. Ватсон, *Курс современного анализа*, ч. 1, Физматгиз, Москва (1963).