

УДК 537.612

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА $U_2Co_{15}Si_2$

Фридман Ю.А., Клевец Ф.Н., Войтенко А.П.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: frid@tnu.crimea.ua, phil_klevets@mail.ru, sahara2806@gmail.com*

В работе исследованы переориентационные фазовые переходы по температуре в монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$. Показано что в системе могут реализоваться три фазы: легкоплоскостная, легкоосная и угловая, – фазовые переходы между которыми являются переходами первого рода. Рассчитаны температуры устойчивости соответствующих фаз. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Построена фазовая диаграмма и определена температура Кюри.

Ключевые слова: фазовые переходы, монокристалл $U_2Co_{15}Si_2$.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известны и активно изучаются магнитные фазовые переходы типа порядок-порядок, при которых происходит изменение симметрии магнитной структуры. Эти переходы обычно характеризуются как фазовые переходы первого или второго рода в зависимости от того, меняются ли намагниченность или характер магнитного упорядочения скачком или ее изменение носит плавный характер, соответственно.

Среди разнообразных магнитных фазовых переходов можно выделить спин-переориентационные фазовые переходы. Эти переходы характеризуются тем, что при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления, толщины образца или концентрации примесей) меняется ориентация магнитных моментов относительно кристаллографических осей. Одним из примеров спин-переориентационных переходов является изменение направления легкого намагничивания при изменении температуры – происходит поворот вектора намагничивания из одного направления в другое.

Например, хорошо известно, что в магнитных системах могут происходить переориентационные фазовые переходы, как по температуре, так и по магнитному полю [1]. В указанных системах с ростом температуры или магнитного поля происходит переориентация вектора намагниченности, перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки. Причем, имеет место обратная переориентация при понижении температуры. При этом существует некоторый интервал параметров, в котором происходит уменьшение намагниченности. Также можно наблюдать обратный эффект, когда с ростом температуры или магнитного поля, образец, намагниченный в плоскости, переходит в легкоосное состояние.

Спин - переориентационные переходы характеризуются параметром порядка θ – углом поворота магнитного момента относительно осей кристалла. Эти переходы могут быть как фазовыми переходами первого, так и второго рода. При спин-переориентационных переходах первого рода происходит скачкообразное

изменение параметра упорядочения θ , а при спинпереориентационных переходах второго рода θ меняется непрерывно.

Экспериментальные исследования [2] монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ показали, что в нем наблюдаются два спин-переориентационных фазовых перехода «легкая ось» - «угловая фаза» и «угловая фаза» - «легкая плоскость». В [2] эти переходы рассматриваются как фазовые переходы второго рода. В $U_2Co_{15}Si_2$ при изменении температуры меняется ориентация магнитного момента относительно кристаллографических осей образца: при низкой температуре вещество находится в фазе «легкая плоскость», из которой с ростом температуры переходит в угловую фазу ($T_1 = 270\text{ K}$), и при дальнейшем росте температуры – в фазу «легкая ось» ($T_2 =$

350 K). При этом параметр порядка θ меняется непрерывно от $\frac{\pi}{2}$ до 0. Причиной фазовых переходов в рассматриваемом сплаве является конкуренция анизотропий подрешеток урана и кобальта, которые являются функциями температуры. Графически зависимость констант одноионной анизотропии от температуры представлена на рис. 1.

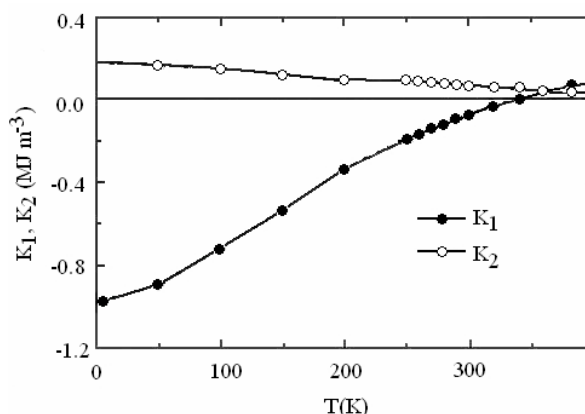


Рис.1. Температурная зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ [2].

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 1 могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned}
 K_1(T) &= -1.001 \cdot 10^6 + 2.062 \cdot 10^3 T + 9.358 T^2 - 0.02 T^3, \\
 K_2(T) &= 1.816 \cdot 10^5 - 470.278 T + 0.131 T^2.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Нами предлагается модель переориентационных фазовых переходов в ферромагнитном монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$. Данный монокристалл обладает гексагональной кристаллической структурой. Спины магнитоактивных ионов для упрощения вычислений будем считать одинаковыми и равными 2 ($S = 2$). Как видно из рис.1, константа анизотропии подрешетки урана с ростом температуры меняет знак, а константа анизотропии подрешетки кобальта положительна на всем температурном интервале. Поскольку образец имеет конечные размеры, то следует

также учитывать размагничивающие поля, связанные с влиянием диполь-дипольного взаимодействия [3]. В эксперименте исследуемый образец представлял собой цилиндр высотой $a = 25$ мм и диаметром $b = 4$ мм [2]. Такое соотношение линейных размеров позволяет нам рассматривать образец как вытянутый эллипсоид с эксцентриситетом $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$.

Представляет интерес теоретически исследовать данную систему для определения возможных фазовых состояний и типов фазовых переходов.

1. ЛЕГКОПЛОСКОСТНАЯ ФАЗА

Как говорилось выше, в рассматриваемой системе наблюдается конкуренция между одноионными анизотропиями подрешеток урана и кобальта, которая может приводить к реализации легкоосной и легкоплоскостной фаз. Согласно работе [2], при низких температурах в монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$ преобладает влияние гексагональной анизотропии подрешетки урана, и система находится в фазе «легкая плоскость». С ростом температуры конкуренция между анизотропиями уменьшается, и система переходит в угловую фазу. При дальнейшем увеличении температуры константа анизотропии урана меняет знак, конкуренция между анизотропиями исчезает, и система переходит в легкоосную фазу.

Рассмотрим систему при низких температурах, т.е. в системе реализуется фаза «легкая плоскость». Выберем систему координат так, чтобы плоскость XOY была базисной плоскостью. Тогда магнитный момент лежит в плоскости XOY . Система координат выбрана так, что координатные оси совпадают с главными осями эллипсоида, и тензор размагничивающих коэффициентов имеет только диагональные элементы. Учитывая геометрию образца и направление магнитного момента, отличный от нуля размагничивающий фактор N_2 имеет вид [4]:

$$N_2 = 2\pi \left[1 - 2\pi \frac{1-e^2}{e^3} \left(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right) \right]. \quad (2)$$

Мы можем представить в гамильтониане оператор энергии размагничивающего поля в виде слагаемого, описывающего энергию одноионной анизотропии [3]:

$$\mathcal{H}_{разм} = -N_2 M_0^2 \sum_n (S_n^z)^2, \quad (3)$$

где M_0 – намагниченность на один узел.

С учетом (3), гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} + K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right]^2 - \\ & - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 - N_2 M_0^2 \sum_n (S_n^z)^2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $I_{mn'}$ – константа обменного взаимодействия; S_n^i – i -я компонента спинового оператора в узле n ; $K_1(T) < 0$, $K_2(T) > 0$ – константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, и определяются выражением (1).

Данную модель проще исследовать, используя представление Голстейна-Примакова [5-7]. Не смотря на то, что представление Голстейна-Примакова работает только при больших значениях спина и низких температурах, оно позволяет построить хорошую качественную модель рассматриваемых процессов.

Переходя от проекций спиновых операторов к операторам рождения a_n^+ и уничтожения a_n магнонов, получим гамильтониан $\mathcal{H}^{(2)}$ невзаимодействующих магнонов, который в данном случае имеет очень простой вид:

$$\mathcal{H}^{(2)} = \sum_k A_k a_k^+ a_k, \quad (5)$$

где $A_k = 16K_1(T) + 4K_2(T) + 4N_2M_0^2 + 2\alpha k^2$; a_k^+ , a_k – фурье-образы операторов рождения и уничтожения магнонов, $\alpha = I_k R_0^2$, R_0 – радиус обменного взаимодействия.

В длинноволновом приближении спектр магнонов имеет следующий вид:

$$\varepsilon(k) = 16K_1(T) + 4K_2(T) + 4N_2M_0^2 + 2\alpha k^2. \quad (6)$$

Из условия обращения в ноль щели в спектре (6) получим уравнение на значение температуры перехода

$$4K_1(T) + K_2(T) + N_2M_0^2 = 0. \quad (7)$$

Численное решение уравнения (7) дает следующее значение температуры, соответствующее точке устойчивости легкоплоскостной фазы:

$$T_1 = 266 \text{ K}. \quad (8)$$

Как видно из (8), найденная нами температура устойчивости легкоплоскостной фазы практически совпадает с экспериментальными данными, полученными в работе [2], где температура фазового перехода равна 270 K.

2. УГЛОВАЯ ФАЗА

Пусть температура такова, что система находится в угловой фазе, т.е. вектор намагниченности образует угол θ с нормалью к базисной плоскости XOY. Поскольку образец имеет конечные размеры, и магнитный момент направлен под углом к оси, необходимо учитывать влияние боковых поверхностей образца на намагниченность, т.е. учитывать влияние размагничивающих полей. Для образца эллипсоидальной формы слагаемое размагничивающего поля может быть записано в виде зеемановской энергии [4].

В данном случае гамильтониан имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right]^2 - \\ & - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 - H_z \sum_n S_n^z - H_y \sum_n S_n^y, \end{aligned} \quad (9)$$

где $H_z = N_1 M_0^2$, $H_y = N_2 M_0^2$ – компоненты размагничивающего поля

$$N_1 = 2\pi \frac{1-e^2}{e^3} \left(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right). \quad (10)$$

Повернем систему координат вокруг оси OX так, чтобы ось квантования OZ совпадала с направлением магнитного момента. Связь компонент спинового оператора в старой системе координат через компоненты в новой системе координат имеет следующий вид:

$$\tilde{S}_n^x = S_n^x, \quad \tilde{S}_n^y = S_n^y \cos \theta + S_n^z \sin \theta, \quad \tilde{S}_n^z = -S_n^y \sin \theta + S_n^z \cos \theta. \quad (11)$$

Как и ранее, будем исследовать систему, используя представление Голстейна - Примакова [5-7]. Используя связь спиновых операторов с операторами рождения и уничтожения бозонов, представим гамильтониан (9) в следующем виде:

$$\mathcal{H} \approx W_0 + \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(2)}, \quad (12)$$

где W_0 не содержит операторов a_k^+ , a_k ;

$$\mathcal{H}^{(1)} = i \sum_k \left(2K_2 \sin 2\theta - 16K_1 \sin 2\theta \sin^2 \theta + H_y \cos \theta - H_z \sin \theta \right) (a_k - a_k^+); \quad (13)$$

$$\mathcal{H}^{(2)} = \sum_k \left[A_k a_k^+ a_k + \frac{1}{2} (B_k a_k^+ a_{-k}^+ + B_k^* a_{-k} a_k) \right] - \text{гамильтониан идеального газа}$$

магнонов;

$$\begin{aligned} A_k = & 2K_2(T) (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) - 4K_1(T) (4 \sin^2 \theta + 3 \sin^2 2\theta - 8 \sin^4 \theta) - \\ & - H_y \sin \theta - H_z \cos \theta + 2\alpha k^2, \end{aligned} \quad (14)$$

$$B_k = B_k^* = 2K_2(T) \sin^2 \theta - 4K_1(T) (4 \sin^2 \theta - 3 \sin^2 2\theta). \quad (15)$$

Гамильтониан $\mathcal{H}^{(1)}$ является линейным по операторам рождения и уничтожения магнонов, что не соответствует реальному физическому процессу, поэтому коэффициенты при операторах a_k и a_k^+ в (13) должны быть равны нулю [6]. Это условие позволяет получить уравнение, определяющее зависимость равновесного угла θ от температуры:

$$-16K_1(T) \sin 2\theta \sin^2 \theta + 2K_2(T) \sin 2\theta - H_z \sin \theta + H_y \cos \theta = 0. \quad (16)$$

В длинноволновом приближении спектр магнонов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon^2(k) = & \left[2\alpha k^2 + 32K_1(T)\sin^2\theta + 32K_1(T)\sin^4\theta + \right. \\ & \left. + 4K_2(T)\cos^2\theta - H_z\cos\theta - H_y\sin\theta \right] \times \\ & \times \left[2\alpha k^2 - 24K_1(T)\sin^2\theta + 32K_1(T)\sin^4\theta + \right. \\ & \left. + 4K_2(T)\cos 2\theta - H_z\cos\theta - H_y\sin\theta \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Если положить в выражении (17) $\theta = \frac{\pi}{2}$, что соответствует фазе «легкая плоскость», то уравнение на температуру перехода из легкоплоскостной фазы имеет вид:

$$32K_1(T) - 4K_2(T) - H_y = 0, \quad (18)$$

численное решение которого дает температуру

$$T_2 = 300 \text{ K}. \quad (19)$$

Если приравнять в выражении (17) $\theta = 0$, что соответствует реализации фазы «легкая ось», то уравнение на температуру перехода из легкоосной фазы имеет вид:

$$4K_2(T) - H_z = 0, \quad (20)$$

численное решение которого дает температуру

$$T_3 = 320 \text{ K}. \quad (21)$$

Можно предположить, что температуры T_2 и T_3 соответствуют точкам устойчивости угловой фазы.

3. ЛЕГКООСНАЯ ФАЗА

Рассмотрим теперь случай высоких температур, когда знаки констант одноионной анизотропии подрешеток урана и кобальта совпадают. В этом случае в системе реализуется легкоосная фаза. Выберем ось OZ вдоль направления намагничивания. Магнитный момент, в свою очередь, направлен вдоль большой полуоси эллипсоида образца, поэтому в легкоосной фазе можно не учитывать влияние размагничивающего поля, т.к. высота образца значительно больше его диаметра.

Гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right] - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2, \quad (22)$$

где $K_1(T) > 0$, $K_2(T) > 0$ – константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, определяемые выражением (1).

Используя киральное соотношение для проекции спиновых операторов $(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 + (S_n^z)^2 = S(S+1)$, перепишем гамильтониан в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - K_1(T) \sum_n \left[S(S+1) - (S_n^z)^2 \right]^2 - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2. \quad (23)$$

В легкоосной фазе для исследования переориентационных фазовых переходов мы воспользуемся техникой операторов Хаббарда [8]. Этот метод позволяет точно учесть одноионную анизотропию и применим при любых температурах вплоть до флуктуационной области вблизи температуры Кюри. Операторы Хаббарда строятся на базе собственных функций одноузельного гамильтониана, который получается путем выделения в гамильтониане (23) среднего поля $\langle S^z \rangle$ [9], связанного с упорядочением магнитных моментов:

$$\mathcal{H}_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z + \left[2S(S+1)K_1 - K_2 \right] (S_n^z)^2 - K_1 (S_n^z)^4, \quad (24)$$

где $\bar{H} = I_0 \langle S^z \rangle$; I_0 – нулевая фурье-компонента обменного интеграла. Решая с гамильтонианом (24) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона

$$\begin{aligned} E_{\pm 2} &= \mp 2\bar{H} + \left[8S(S+1) - 16 \right] K_1 - 4K_2, \\ E_{\pm 1} &= \mp \bar{H} + \left[2S(S+1) - 1 \right] K_1 - K_2, \\ E_0 &= 0, \end{aligned} \quad (25)$$

и его собственные функции

$$\Psi_n(2) = |2\rangle, \quad \Psi_n(1) = |1\rangle, \quad \Psi_n(0) = 0, \quad \Psi_n(-1) = |-1\rangle, \quad \Psi_n(-2) = |-2\rangle. \quad (26)$$

В представлении операторов Хаббарда $X_n^{MM'} \equiv |\Psi_n(M')\rangle \langle \Psi_n(M)|$, описывающих переход магнитного иона из состояния $|M\rangle$ в состояние $|M'\rangle$, одноузельный гамильтониан (24) диагонален.

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда имеет следующий вид:

$$S_n^z = 2(X_n^{22} + X_n^{-2-2}) + X_n^{11} - X_n^{-1-1}, \quad (27)$$

$$S_n^+ = 2(X_n^{12} + X_n^{-1-2}) + \sqrt{6}(X_n^{10} + X_n^{0-1}), \quad S_n^- = (S_n^+)^+$$

Используя связь спиновых операторов с операторами Хаббарда, мы можем определить температуру Кюри из условия обращения в ноль среднего значения намагниченности $\langle S_n^z \rangle$, которое, как следует из (27), определяется следующим выражением:

$$\langle S_n^z \rangle = \frac{2 \exp\left(-\frac{E_2}{T}\right) + 2 \exp\left(-\frac{E_{-2}}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right) - \exp\left(-\frac{E_{-1}}{T}\right)}{\exp\left(-\frac{E_2}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_0}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_{-1}}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_{-2}}{T}\right)}. \quad (28)$$

Численное решение уравнения (28), дает значение температуры Кюри $T_C = 601$ K, что соответствует экспериментальным данным работы [2].

Используя диаграммную технику для операторов Хаббарда [8-9], был получен спектр низкочастотных магнонов, который имеет следующий вид:

$$\varepsilon(k) = 2\alpha k^2 - 21K_1(T) + 3K_2(T) \quad (29)$$

Из условия обращения в ноль щели в спектре (29) получим уравнение на значение температуры перехода

$$K_2(T) = 7K_1(T), \quad (30)$$

численное решение которого дает следующее значение температуры устойчивости легкоосной фазы:

$$T_4 = 340 \text{ K}. \quad (31)$$

Как видно из (31), полученная температура хорошо согласуется с экспериментальными данными, определенными в [2], где переход происходил при 350 K.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показывают, что построенная теоретическая модель температурной переориентации монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [2]. Как показывают наши расчеты, в рассматриваемой системе имеет место два фазовых перехода первого рода. Фазовый переход из легкоплоскостной фазы в угловую фазу осуществляется при температуре $T_1 = 266$ K, а из легкоосной фазы в угловую – при температуре $T_4 = 340$ K. При этом, температуры устойчивости угловой фазы равны $T_2 = 300$ K и $T_3 = 320$ K. Фазовая диаграмма исследованной системы, построенная по нашим расчетам, представлена на рис. 2.

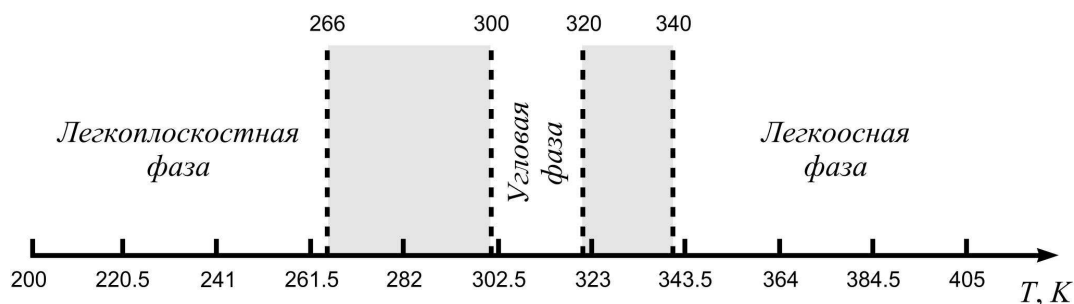


Рис.2. Фазовая диаграмма рассмотренной модели. Затемненные области представляют области сосуществования соответствующих фаз.

Следует отметить, что в работе [2] предполагается, что фазовые переходы «легкая плоскость» - «угловая фаза» и «легкая ось» - «угловая фаза» являются фазовыми переходами второго рода. Такое различие в типе фазовых переходов, но

хорошее совпадение численных значений, по-видимому, связано с тем, что в [2] не исследовалась угловая фаза, а выражение для зависимости угла θ от температуры, приведенное в [2], некорректно использовано (см.[1]).

Небольшие отличия полученных нами критических температур от экспериментальных данных [2] связаны с выбором модели и используемой при расчетах техникой. Однако, полученные нами результаты, отличаются на несколько градусов, а температура Кюри в точности совпадает с экспериментальными данными, что свидетельствует о высокой точности построенной модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы 1982. – 621 с.
2. E.A. Tereshina, A.V. Andreev, K. Koyama, Y. Shiokawa, I. Satoh, K. Watanabe. Magnetic anisotropy and spin reorientation in $U_2Co_{15}Si_2$ // JMMM. - V.316. - P. 515 -518. – 2007.
3. Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. - М.: Наука, 1975. – 528с.
4. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. - 367с.
5. Holstein T. and Primakoff H. Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet // Phys. Rev. – 1940. – Vol. 58. – P. 1098-1113.
6. Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967. – 368с.
7. Барьяхтар В.Г., Криворучко В.Н., Яблонский Д.А. Функции Грина в теории магнетизма. – К.: Наук. думка, 1984. – 336 с.
8. Зайцев Р.О. Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном ферромагнетике // ЖЭТФ. – 1975. – Т. 68, № 1. – С. 207-215.
9. Изюмов Ю.А., Кассан-оглы Ф.А., Скрыбин Ю.Н. Полевые методы в теории ферромагнетизма. – М.: Наука, 1974. – 224.
10. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 1032с.
11. Вальхов В.В., Валькова Т.А., Овчинников С.Г. Квантовая спин-волновая теория ферромагнетиков с произвольным видом одноионной анизотропии // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 88, № 2. – С.550-561.

Фрідман Ю.А., Клевець П.М., Войтенко Г.П. Температурна фазова діаграма $U_2Co_{15}Si_2$ // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика» - Т. 21 (60). - № 1. - С. 63-72.

У роботі досліджені переорієнтаційні фазові переходи за температурою у монокристалі $U_2Co_{15}Si_2$. Показано що у системі можуть реалізуватися три фази: легкплощина, легковісна та кутова, – фазові переходи між якими являються переходами першого роду. Розраховані температури стійкості відповідних фаз. Отримані результати добре співвідносяться з експериментальними даними. Побудована фазова діаграма і визначена температура Кюрі.

Ключові слова: фазові переходи, монокристал $U_2Co_{15}Si_2$

Fridman Yu.A., Klevets Ph.N., Voytenko A.P. Temperature phase diagram of $U_2Co_{15}Si_2$ // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika».– V. 21 (60). - № 1. – P. 63-72.

Temperature driven reorientation phase transitions in $U_2Co_{15}Si_2$ monocrystal are investigated. It is shown that three phases can realize in the system: the easy-plane, the easy-axis and the canted phases. The phase transitions between these phases are of the first kind. The temperatures of stability of the corresponding

phases are calculated. The obtained results are in good agreement with the experimental data. The phase diagram is built and the Curie temperature is determined.

Keywords: phase transitions, monocrystal $U_2Co_{15}Si_2$

Поступила в редакцию 05.09.2008 г.