

PACS numbers: 61.50. Ks, 75.10.+b

## ОСОБЕННОСТИ СОСТОЯНИЙ ФТОРИДА КОБАЛЬТА

*О.Г. Медведовская*<sup>1</sup>, *Т.А. Федоренко*<sup>2</sup>, *Г.К. Чепурных*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Сумский государственный педагогический университет  
имени А.С. Макаренко,  
ул. Роменская, 87 40002 Сумы, Украина

<sup>2</sup> Сумский государственный университет,  
ул. Римского-Корсакова, 2 40007 Сумы, Украина

<sup>3</sup> Институт прикладной физики НАН Украины,  
ул. Петропавловская, 58 40000 Сумы, Украина  
E-mail: [iapuas@gluk.aps.org](mailto:iapuas@gluk.aps.org)

*Путем численного решения уравнения, определяющего ориентацию вектора антиферромагнетизма, доказано, что переход магнитной подсистемы из антиферромагнитной фазы в угловую происходит главным образом в узком интервале магнитных полей, значительно меньших порогового поля.*

**Ключевые слова:** АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЗЯЛОШИНСКОГО, ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ, МАГНИТОСТРИКЦИЯ, ФТОРИД КОБАЛЬТА.

*(Получено 13.10.2011, в отредактированной форме – 17.11.2011,  
опубликовано online 30.12.2011)*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению состояний антиферромагнетиков (АФМ) (см., например, [1-4]), в том числе и состояний АФМ, которым свойственно взаимодействие Дзялошинского (см., например, [5-7]), уделяется внимание в связи с возможностью обнаружения особенностей физических свойств. Состояния АФМ-фторида кобальта во внешнем магнитном поле вызывают интерес у многих исследователей в течение многих лет (см., например, [8-14]).

Одной из причин, осложняющих теоретические исследования фазовых переходов в  $\text{CoF}_2$  и, следовательно, затрудняющих объяснение экспериментальных данных, являются (в отличие от кристалла  $\text{MnF}_2$ ) отсутствие малого параметра из-за большой величины магнитной анизотропии кристалла. Отношение поля анизотропии  $H_A$  к обменному полю  $H_e$  не удовлетворяет обычному условию  $H_A/H_e \ll 1$ . Изучение [11, 12]  $\text{CoF}_2$  путем измерения намагниченности, антиферромагнитного резонанса, линейного двупреломления и фарадеевского вращения света, распространяющегося вдоль оси легчайшего намагничивания (ЕМА) показало, что с ростом магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \text{ЕМА}$  вместо обычного перехода вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  из состояния  $\mathbf{l} \parallel \text{ЕМА}$  в состояние  $\mathbf{l} \perp \text{ЕМА}$  происходит переход  $\mathbf{l}$  из антиферромагнитной фазы в угловую. Происходит ли этот переход в виде фазового перехода первого рода или второго рода вызвал определенные дискуссии. Вот этому фазовому переходу и посвящена предлагаемая работа. В работе используется термодинамический потенциал  $F$  и набор переменных, определяющих состояние магнитной подсистемы, из работы [12]. Однако в этом случае требуются уточнения.

## 2. СОСТАВЛЕНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Используем термодинамический потенциал  $F$  в следующем виде:

$$F = 2M_0 \left[ \frac{1}{2} E m^2 + \frac{1}{2} G (ml)^2 - D(m_x l_x + l_x m_y) + F(ml) l_x l_y - mH + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} A_1 (l_x^2 + l_y^2) - \frac{1}{4} A_2 (l_x^2 + l_y^2)^2 \right], \quad (1)$$

здесь  $m = (M_1 + M_2)/2M_0$ ,  $l = (M_1 - M_2)/2M_0$ ,  $E \perp OZ$ ,  $E$  и  $G$  – обменные константы,  $F$ ,  $A_1$  и  $A_2$  – константы анизотропии,  $D$  – константа Дзялошинского.

Условие  $ml = 0$  не выполняется. Обратим внимание, что в выражении (1) перед константой Дзялошинского  $D$  выбран знак «-». Перед константой  $A_2$  также выбран знак «-», в этом случае  $A_2 > 0$ . Возможные состояния означают, что

$$l_x = l \sin \theta \sin \phi, \quad l_y = l \sin \theta \cos \phi, \quad l_z = l \cos \theta \quad (2)$$

Поэтому термодинамический потенциал (1) необходимо записать в виде:

$$\frac{F}{2M_0} = \frac{1}{2} E (m_x^2 + m_y^2 + m_z^2) + \frac{1}{2} G l^2 (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + \\ + m_z \cos \theta)^2 - D l (m_x \sin \theta \cos \phi + m_y \sin \theta \sin \phi) + \\ + F l^3 \sin^2 \theta \sin \phi \cos \phi (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) - \\ - (m_x H_x + m_y H_y + m_z H_z) + \frac{1}{2} A_1 l^2 \sin^2 \theta - \frac{1}{4} A_2 l^4 \sin^4 \theta. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что термодинамический потенциал является функцией пяти переменных, т.е.  $F = F(\theta, \phi, m_x, m_y, m_z)$  и при использовании необходимых условий существования минимума этой функции мы находим, что возможные состояния магнитной подсистемы определяются из следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = G l^2 (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) \times \\ \times (m_x \cos \theta \sin \phi + m_y \cos \theta \cos \phi - m_z \sin \theta) - D l \cos \theta (m_x \cos \phi + m_y \sin \phi) + \\ + F l^3 \sin^2 \theta \sin \phi \cos \phi (m_x \cos \theta \sin \phi + m_y \cos \theta \cos \phi + m_z \sin \theta) + \\ + \frac{1}{4} F l^3 \sin 2\theta \sin 2\phi (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) + \\ + \frac{1}{2} A_1 l^2 \sin 2\theta - \frac{1}{2} A_2 l^4 \sin 2\theta \sin^2 \theta = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial F}{\partial \phi} &= Gl^2 (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) \times \\
&\times (m_x \sin \theta \cos \phi + m_y \sin \theta \sin \phi) - Dl \sin \theta (-m_x \sin \phi + m_y \cos \phi) + \\
&+ \frac{1}{2} Fl^3 \sin^2 \theta \sin 2\phi (m_x \sin \theta \cos \phi - m_y \sin \theta \sin \phi) + \\
&+ Fl^3 \sin^2 \theta \cos 2\phi (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) = 0,
\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial F}{\partial m_x} &= Em_x + Gl^2 (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) \sin \theta \cos \phi - \\
&- Dl \sin \theta \cos \phi + Fl^3 \sin^3 \theta \sin^2 \phi \cos \phi - H_x = 0,
\end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial F}{\partial m_y} &= Em_y + Gl^2 (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) \sin \theta \cos \phi - \\
&- Dl \sin \theta \sin \phi + Fl^3 \sin^3 \theta \sin \phi \cos^2 \phi - H_y = 0,
\end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial F}{\partial m_z} &= Em_z + Gl^2 (m_x \sin \theta \sin \phi + m_y \sin \theta \cos \phi + m_z \cos \theta) \cos \theta + \\
&- \frac{1}{2} Fl^3 \sin^2 \theta \sin 2\phi \cos \theta - H_z = 0.
\end{aligned} \tag{8}$$

Система уравнений (4) – (8) изложена более подробно и чисто математически более корректно по следующим причинам: во-первых, это облегчает анализ возможных состояний магнитной подсистемы, и, во-вторых, если найти значения  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  из уравнений (6) – (8) и подставить эти значения в функцию (3), а затем использовать эту функцию уже в виде  $F = F(\theta, \phi)$ , то при определении достаточных условий существования минимума  $F = F(\theta, \phi)$  можно получить ошибочные выводы.

Используя (6) – (8) находим

$$\begin{aligned}
\frac{\partial F}{\partial \theta} &= -\frac{1}{E} H_y Dl \cos \theta \sin \phi + \frac{1}{2} \sin 2\theta \left\{ -\frac{(Dl)^2}{E} + A_1 l^2 - A_2 l^4 \sin^2 \theta + \right. \\
&+ \frac{1}{E(E + Gl^2)} \left[ H_y^2 Gl^2 \cos^2 \phi - H_z^2 Gl^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 2\phi (-E(Fl^3)^2 + 4EDlFl^3 + \right. \\
&\quad \left. \left. + 4(Dl)^2 Gl^2 + 3H_y \sin \theta \sin \phi \cos^2 \phi (EFl^3 + 2DlGl^2) \right] \right\} + \\
&+ \frac{H_z \cos \phi}{E(E + Gl^2)} \left[ H_y Gl^2 \cos 2\theta + \sin \theta \sin \phi (EFl^3 + 2DlGl^2) (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \right] = 0,
\end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \phi} = & -\frac{1}{E} H_y D l \sin \theta \cos \phi + \frac{1}{2E(E + Gl^2)} \left\{ -H_y^2 Gl^2 \sin^2 \theta \sin 2\phi + \right. \\ & + \sin^4 \theta \sin 2\phi \cos 2\phi (-E(Fl^3)^2 + 4EDlFl^3 + 4(Dl)^2 Gl^2) - \\ & - H_y H_z Gl^2 \sin 2\theta \sin \phi + 2H_y \sin^3 \theta \cos \phi (EFl^3 + 2DlGl^2)(\cos^2 \phi - 2\sin^2 \phi) + \\ & \left. + H_z \sin \theta \sin 2\theta \cos 2\phi (EFl^3 + 2DlGl^2) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения (9) и (10), естественно, совпадают с уравнениями (9) и (10), полученными в работе [12] при  $H_y = 0$ .

### 3. АНАЛИЗ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

Если в уравнениях (9), (10) направить поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{EMA}$  ( $H_y = 0$ ), то для  $\text{CoF}_2$ , согласно [14], с увеличением магнитного поля состояние  $\mathbf{I} \perp \mathbf{EMA}$  ( $\theta = \pi/2$ ,  $\phi = \pi/2$ ), не реализуется, несмотря на то, что оно является решением уравнений (9) и (10), т.к. это решение не удовлетворяет требованию минимума  $F$ . С ростом магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{EMA}$  реализуются состояния  $\cos \theta \neq 0$ ,  $\cos 2\phi = 0$ , т.е. реализуется угловая фаза.

Для определения дальнейшего поведения магнитной подсистемы с ростом магнитного поля используем уравнение относительно угла  $\theta$  при  $\phi = \pi/4$ .

$$\begin{aligned} \sin \theta \left\{ \cos \theta \left[ -\frac{H^2 G}{E(E + Gl^2)} + \frac{2HGl}{E(E + Gl^2)} \left( D + \frac{FE}{2G} \right) \cos \theta - A_2 l^2 \sin^2 \theta + \right. \right. \\ \left. \left. + A_1 - \frac{D^2}{E} + \frac{1}{2E} \left( \frac{G}{E + Gl^2} (Fl^3 - 2Dl)^2 - Fl^2 (Fl^2 - 4D) \right) \sin^2 \theta \right] - \right. \\ \left. - \frac{HGl}{E(E + Gl^2)} \left( D + \frac{FE}{2G} \right) \sin^2 \theta \right\} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Из уравнения (11) следует, что состояние  $\theta = \pi/2$  реализуется при  $l = 0$ , т.е. поля спин-флоп и спин-флип переходов совпадают. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными работы [11], в которой показано отсутствие особенностей зависимости частоты антиферромагнитного резонанса от поля между пороговым полем  $H_c$  и полем спин-флип перехода.

Уравнение (11) позволяет при  $l \cong 1$  найти численные значения угла  $\theta$ , подставляя в него значения порогового поля  $H_c$  и констант  $E$ ,  $G$ ,  $D$ ,  $F$ ,  $A_1$  и  $A_2$ , найденные из эксперимента [11, 12]. Эти значения угла  $\theta$  в зависимости от отношения  $H/H_c$  приведены в следующей таблице.

**Таблица 1** – Зависимость ориентации вектора антиферромагнетизма от величины магнитного поля

$H/H_c$	1,025	1,05	1,1	1,15	1,2	1,25
$\theta$ , град	4, 282	6,181	9,081	11,518	13, 736	15,823

Из приведенной таблицы следует, что наиболее сильное (и непрерывное) изменение угла  $\theta$  с ростом магнитного поля (начиная с порогового поля  $H_c$ ) происходит в области значений поля близких к  $H_c$ , т.е.  $|H - H_c| \ll 1$ . Эти данные согласуются с выводом работы [14], согласно которому переход между антиферромагнитной и угловой фазами является переходом второго рода.

#### 4. ВЫВОДЫ

1. Найденные решения представляют интерес для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований с целью обнаружения новых особенностей физических свойств области исследуемого фазового перехода.

2. Впервые на примере фторида кобальта обнаружено, что параметр порядка фазового перехода второго рода (в данном случае это угол  $\theta$ ) изменяется в окрестности критического (порогового) поля столь резко с изменением величины магнитного поля, что этот результат представляет технический интерес в смысле разработки различных реле.

3. Поскольку гигантская магнитострикция, обнаруженная в интерметаллических соединениях  $TbFe_2$  и  $DyFe_2$  при комнатных температурах не может быть использована для создания малогабаритных и с высоким КПД источников ультразвука из-за того, что эти соединения обладают большой магнитокристаллической анизотропией, то обнаруженные особенности состояний во фториде кобальта в продольном магнитном поле, во-первых, открывают перспективу использования фторида кобальта в качестве рабочей части источника ультразвука, а, во-вторых, указывают один из путей исследования, указанных интерметаллических соединений, с целью обнаружения областей высокой чувствительности к воздействию внешнего магнитного поля.

#### ОСОБЛИВОСТІ СТАНІВ ФТОРИДА КОБАЛЬТА

*О.Г. Медведовська<sup>1</sup>, Т.О. Федоренко<sup>2</sup>, Г.К. Чепурних<sup>3</sup>*

<sup>1</sup> Сумський державний педагогічний університет імені А.С. Макаренка,  
вул. Роменська, 87, 40002 Суми, Україна

<sup>2</sup> Сумський державний університет,  
ул. Римського-Корсакова, 2 40007 Суми, Україна

<sup>3</sup> Інститут прикладної фізики НАН України,  
вул. Петропавлівська, 58, 40000 Суми, Україна  
E-mail: [iapuas@gluk.aps.org](mailto:iapuas@gluk.aps.org)

*Шляхом чисельного розв'язку, що визначає орієнтацію вектора антиферомагнітизму, доведено, що перехід магнітної підсистеми із антиферомагнітної фази в кутову відбувається головним чином у вузькому інтервалі магнітних полів, значно менших за порогове поле.*

**Ключові слова:** АНТИФЕРОМАГНЕТИЗМ, ВЗАЄМОДІЯ ДЗЯЛОШИНСЬКОГО, ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ, МАГНІТОСТРІКЦІЯ, ФТОРИД КОБАЛЬТУ.

## THE FEATURES OF COBALT FLUORIDE STATES

*O.G. Medvedovskaya*<sup>1</sup>, *T.A. Fedorenko*<sup>2</sup>, *G. K. Chepurnykh*<sup>3</sup><sup>1</sup> Sumy State A.S. Makarenko Pedagogical University  
87, Romens'ka str., 40002 Sumy, Ukraine<sup>2</sup> Sumy State University  
2, Rymsky-Korsakov str., 40007, Sumy, Ukraine<sup>3</sup> Institute of Applied Physics, National Academy of Science of Ukraine  
58, Petropavlivs'ka str., 40000 Sumy, Ukraine  
E-mail: [iapuas@gluk.aps.org](mailto:iapuas@gluk.aps.org)

*It was established by numerical solution, that the change of magnetic subsystem phase from antiferromagnetic to angular occurs generally in restricted interval of magnetic fields, which significantly less that liminal field.*

**Keywords:** ANTIFERROMAGNETISM, DZYALOSHINSKIY INTERACTION, PHASE TRANSITIONS, MAGNETOSTRICTION, COBALT FLUORIDE.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.А. Иванов. *ФНТ* **31**, 841 (2005).
2. J. Meersschant, F.M. Almeida, J.S. Jiang, J. Pearson, U. Welp, M. Gierlings, H. Maletta, S.D. Bader, *Phys. Rev. B* **73**, 144428 (2006).
3. L.E. Svistov, A.I. Smirnov, L.A. Prozorova, O.A. Petrenko, A. Micheler, A.Ya. Shapito, L.N. Demianets. *Phys. Rev. B* **74**, 024412 (2006).
4. В.Г. Барьяхтар, А. Г. Данилевич. *ФНТ* **32**, 1010 (2006).
5. H. Huang, I. Affleck, *Phys. Rev. B* **69**, 184414 (2004).
6. M. Elhajal, B. Canals, R. Sunyer, C. Lacroix, *Phys. Rev. B* **71**, 94420 (2005).
7. V.V. Mazurenko, V.I. Anisimov, *Phys. Rev. B* **71**, 184434 (2005).
8. M.E. Lines, *Phys. Rev.* **137**, 982 (1965).
9. S.J. Allen, H.J. Guggenheim, *Phys. Rev.* **134**, 950 (1971).
10. К.Г. Гуртовой, *ФТТ* **20**, 2666 (1978).
11. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, Л.И. Белый, *ЖЭТФ* **82**, 827 (1982).
12. К.Г. Гуртовой, А.С. Лагутин, В.И. Ожогин, *ЖЭТФ* **83**, 1941 (1982).
13. В. А. Львов, Д.А. Яблонский, *ФНТ* **8**, 951 (1982).
14. Г.К. Чепурных, О.Г. Медведовская, О.А. Никитина, *ФНТ* **26**, 108 (2000).