

10. Carrol P.K., Kennedy E.T. // Phys. Rev. Lett. 1977. **38**. P. 1068.
 11. Балаиов В.В., Липовецкий С.С., Павличенков А.В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1971. № 1. С. 65 (Moscow University Phys. Bull. 1971. No. 1. P. 48).
 12. Балаиов В.В., Гришанова С.И., Круглова И.М., Сенаиенко В.С. // Опт. и спектр. 1970. **28**. С. 859.
 13. Kheifets A.S. // J. Phys. B. 1993. **26**. P. 2053.
 14. Ho Y.K. // Phys. Rev. 1981. **A23**. P. 2137.
 15. Bhatia A.K., Temkin A. // Phys. Rev. 1975. **A11**. P. 2018.
 16. Bhatia A.K., Temkin A. // Phys. Rev. 1984. **A29**. P. 1895.
 17. Oza H.D. // Phys. Rev. 1986. **A33**. P. 824.
 18. Macias A., Martin F., Riera A., Yanez M. // Phys. Rev. 1987. **A36**. P. 4187.
 19. Bachau H., Bahri M., Martin F., Salin A.J. // J. Phys. B. 1991. **24**. P. 2015.
 20. Brage T., Froese Fisher C., Miecznik G. // J. Phys. B. 1992. **25**. P. 5289.
 21. Новиков Н.В., Сенаиенко В.С. // Опт. и спектр. 1999. **86**. С. 371.
 22. Burke P.G. // Adv. At. Mol. Phys. 1968. **4**. P. 173.

Поступила в редакцию
18.02.00

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.1

ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И АНОМАЛИИ УПРУГИХ КОНСТАНТ ВАНАДАТА $TmVO_4$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. А. Казей, Н. П. Колмакова, О. А. Шишкина

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

На основе реального энергетического спектра и волновых функций иона Tm в кристаллическом поле ванадата проведены расчеты всех деформационных восприимчивостей и ΔE -эффекта. Получено хорошее описание экспериментальных упругих констант $C^\delta(T)$ и $C^\gamma(T)$ и их изменения в магнитном поле в тетрагональной и ромбической фазах. Определены магнитоупругие B^δ , B^γ и парные квадрупольные K^δ , K^γ коэффициенты. Исследовано влияние магнитного поля, ориентированного вдоль различных симметричных направлений в кристалле, на квадрупольное упорядочение в ванадате $TmVO_4$.

1. Редкоземельные (РЗ) парамагнетики с тетрагональной структурой циркона RXO_4 ($X=P, V$; пространственная группа $D_{4h}^{19} = I4_1/amd$) являются идеальными объектами для исследования эффектов, обусловленных квадрупольными взаимодействиями, например спонтанных и стимулированных магнитным полем структурных фазовых переходов ян-теллеровской природы — квадрупольного упорядочения [1]. Комплексные исследования этих соединений в рамках формализмов кристаллического поля (КП) и обобщенных восприимчивостей позволяют разделить эффекты, обусловленные особенностями электронной структуры РЗ-иона и матрицы, и описать поведение всего семейства РЗ-цирконов в целом. Такие исследования были проведены нами для серии РЗ-фосфатов [2] и для ванадатов Tb, Dy и Ho [3]. Соединение $TmVO_4$ занимает особое место в ряду РЗ-цирконов, так как для иона Tm^{3+} в матрице ванадата нижним в спектре является орбитальный дублет, для которого реализуется классический эффект Яна–Теллера. Кроме того, для $TmVO_4$ взаимодействия электронов, находящихся на вырожденном уровне, с γ - и δ -деформационными модами (в других обозначениях B_{1g} - и B_{2g} -моды) сравнимы по величине, что обуславливает специфику этого соединения.

В настоящей работе рассчитаны температурные и полевые зависимости всех допустимых симметрий кристалла деформационных восприимчивостей $\chi_\mu(T, H)$ для $TmVO_4$ на основе реального энергетического спектра и волновых функций иона Tm^{3+} ,

формируемых КП. Зависимости $\chi_\mu(T, H)$, определяемые электронной структурой РЗ-иона, являются существенными характеристиками соединения. Они позволяют предсказать наличие квадрупольного упорядочения в системе, определить критические параметры этого фазового перехода, рассчитать магнитоупругий вклад в упругие константы и влияние на них магнитного поля.

2. Для расчета вклада РЗ-иона в температурные и полевые (ΔE -эффект) зависимости упругих констант в тетрагональной и ромбической фазах используем гамильтониан $H = H_{CF} + H_Z + H_{ME} + H_Q$, описывающий взаимодействие с КП (H_{CF}), зеемановское взаимодействие магнитного момента \mathbf{J} с внешним полем \mathbf{H} (H_Z), одноионное магнитоупругое (H_{ME}) и парное квадрупольное (H_Q) взаимодействия, записанные через операторы Стевенса O_n^m и симметризованные деформации ϵ^μ в квадрупольном приближении и в приближении молекулярного поля [2]:

$$H_{CF} = \alpha_J B_2^0 O_2^0 + \beta_J (B_4^0 O_4^0 + B_4^4 O_4^4) + \gamma_J (B_6^0 O_6^0 + B_6^4 O_6^4),$$

$$H_Z = g_J \mu_B \mathbf{JH},$$

$$H_{ME} = -\alpha_J [(B^{\alpha 1} \epsilon^{\alpha 1} + B^{\alpha 2} \epsilon^{\alpha 2}) O_2^0 + B^\gamma \epsilon^\gamma O_2^2 + B^\delta \epsilon^\delta P_{xy} + B^\epsilon (\epsilon_1^\epsilon P_{zx} + \epsilon_2^\epsilon P_{zy})],$$

$$H_Q = -\alpha_J^2 [K^\alpha \langle O_2^0 \rangle O_2^0 + K^\gamma \langle O_2^2 \rangle O_2^2 +$$

$$+ K^\delta \langle P_{xy} \rangle P_{xy} + K^\varepsilon (\langle P_{zx} \rangle P_{zx} + \langle P_{zy} \rangle P_{zy})] \\ (P_{ij} = \frac{1}{2} (J_i J_j + J_j J_i)).$$

В этих выражениях $\alpha_J, \beta_J, \gamma_J$ — параметры Стевенса, B_n^m — параметры КП, B^μ и K^μ — магнитоупругие и парные квадрупольные коэффициенты, описывающие взаимодействие с различными деформационными модами ε^μ ($\mu = \alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon$).

Гамильтонианы H_{ME} и H_Q приводятся к обобщенному квадрупольному гамильтониану $H_{QT} = H_Q + H_{ME}$:

$$H_{QT} = -\alpha_J^2 [G^\alpha \langle O_2^0 \rangle O_2^0 + G^\gamma \langle O_2^2 \rangle O_2^2 + \\ + G^\delta \langle P_{xy} \rangle P_{xy} + G^\varepsilon (\langle P_{zx} \rangle P_{zx} + \langle P_{zy} \rangle P_{zy})],$$

где полные квадрупольные константы $G^\mu = G_{ME}^\mu + K^\mu = (B^\mu)^2 / C_0^\mu + K^\mu$ имеют вклад как от одноионного магнитоупругого, так и от парного квадрупольного взаимодействий (C_0^μ — базовая упругая константа в отсутствие взаимодействий).

Влияние магнитоупругого и парного квадрупольного взаимодействий на упругие константы при наличии магнитного поля и в его отсутствие рассчитано в формализме деформационных восприимчивостей, а спектр и волновые функции РЗ-иона в поле получены путем численного решения секулярного уравнения для гамильтониана $H_0 = H_{CF} + H_Z + H_{QT}$. Вычисляя упругую константу C^μ как вторую производную потенциала Гиббса по деформации ε^μ , получаем выражение для вклада магнитоупругих взаимодействий в C^μ и ΔE -эффект:

$$C^\mu(T, H) = C_0^\mu - (B^\mu)^2 \frac{\chi_\mu(T, H)}{1 - K^\mu \chi_\mu(T, H)} \quad (\mu = \gamma, \delta, \varepsilon),$$

где деформационные восприимчивости $\chi_\mu(T, H)$ определяются электронной структурой РЗ-иона [3]. Расчеты электронной структуры для ромбической фазы проводились с учетом гамильтониана H_{QT} , в котором параметр порядка $\langle P_{xy} \rangle$ меняется с температурой. Квадрупольные взаимодействия при значительных величинах параметров B^μ и K^μ могут обуславливать обращение в нуль соответствующей упругой константы C^μ , т.е. структурный фазовый переход ферродисторсионного типа. Условием такого перехода является достаточно большая величина χ_μ , удовлетворяющая соотношению $1/\chi_\mu \leq G^\mu$.

3. Спектроскопические данные для иона Tm^{3+} в матрице ванадата имеются только для легированного соединения $YVO_4 : Tm$, а параметры его КП неизвестны. Поэтому мы использовали в своих расчетах параметры КП ванадата $HoVO_4$ [4], которые дают очень близкие к эксперименту расстояние $\Delta = 47,2 \text{ см}^{-1}$ между нижними дублетом и синглетом и фактор расщепления нижнего дублета $g_z = 10,05$, а также позволяют хорошо описать экспериментальные магнитоупругие аномалии. На основе этих параметров были рассчитаны все деформационные восприимчивости $\chi_\mu(T)$ кристалла $TmVO_4$, показанные на рис. 1.

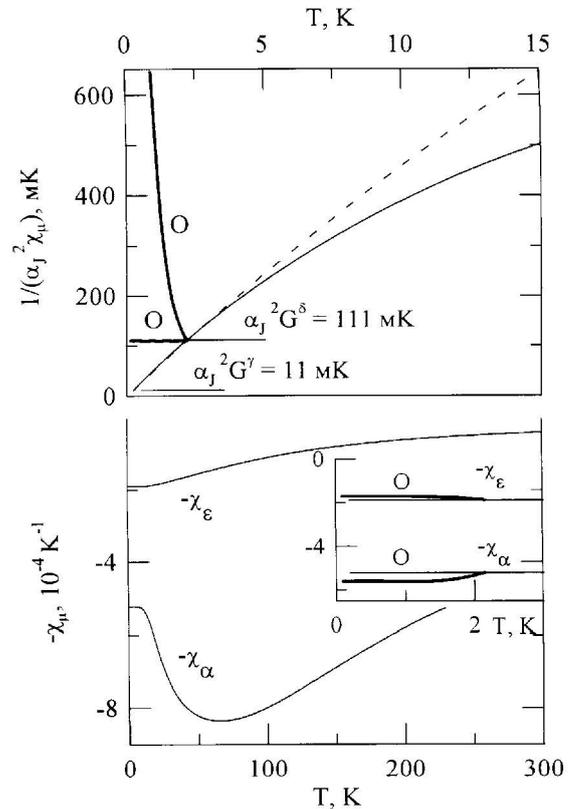


Рис. 1. Рассчитанные температурные зависимости деформационных восприимчивостей $-\chi_\alpha$ и $-\chi_\varepsilon$ (внизу) и $1/\chi_\gamma$ (вверху, штриховая линия), $1/\chi_\delta$ (сплошная линия) ванадата Tm в тетрагональной и орторомбической (кривые O) фазах

Видно, что полносимметричная восприимчивость χ_α достаточно велика и ее характерная температурная зависимость с экстремумом (рис. 1, внизу) аналогична наблюдаемым ранее для РЗ-фосфатов [5] и ванадатов Tb, Dy, Ho [3]. Восприимчивость χ^ε , определяющая поведение упругой константы $C^\varepsilon = 2c_{44}$, в несколько раз меньше и монотонно меняется с температурой. Возникновение квадрупольного упорядочения в $TmVO_4$ сопровождается характерными аномалиями на зависимостях $-\chi_\alpha(T)$ и $-\chi_\varepsilon(T)$ (кривые O на вставке).

Восприимчивости ромбической симметрии χ_δ и χ_γ в $TmVO_4$ достаточно велики и сравнимы по величине (рис. 1, вверху). Зависимости $1/\chi_\delta(T)$ и $1/\chi_\gamma(T)$ линейны вплоть до температур $\sim 5-7$ K, в отличие от кривых $1/\chi_\mu(T)$ для ванадатов Tb, Dy, Ho, обнаруживающих экстремум или плато при низких температурах. В РЗ-цирконах из-за малой величины базовой упругой константы C_0^δ ($C_0^\delta \approx C_0^\gamma / 5$) величина полной квадрупольной константы G^δ существенно больше, чем G^γ . Поэтому для сравнимых значений χ_δ и χ_γ в $TmVO_4$ реализуется структурный фазовый переход δ -симметрии при температуре $T_c = 2,15$ K, определяемой условием $\alpha_J^2 / \chi_\delta(T_c) = \alpha_J^2 G^\delta \approx 111$ мК (см. далее), что совпадает с экспериментальным значением. Эта же критическая температура получается при расчете параметра порядка фазового перехода $\langle P_{xy} \rangle$ с ромбическим параметром КП $B_2^2 = -\alpha_J G^\delta \langle P_{xy} \rangle$ ($B_2^2(0 \text{ K}) = -25,4 \text{ K}$).

В отсутствие этого перехода деформация γ -симметрии имела бы место при температуре $T_{c2} = 0,2$ К, определяемой константой $\alpha_J^2 G^\gamma \approx 11$ мК (см. далее). Возникновение квадрупольного упорядочения и соответствующее изменение в спектре иона Tm^{3+} сопровождаются резким уменьшением деформационной восприимчивости χ_δ и выходом χ_γ на плато в ортофазе (кривые *O* на рис. 1, сверху). Характерной особенностью зависимостей $\chi_\delta(T)$ и $\chi_\gamma(T)$ для TmVO_4 , обусловленной орбитальным вырождением основного дублета в тетрафазе, является их расходимость при низких температурах. Это означает, что при любом значении параметра взаимодействия $G^\delta(x) = G^\delta(x=1)x$ (x — концентрации ионов Tm^{3+}) в системе $\text{Tm}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_4$ будет выполнено условие для структурного фазового перехода $1/\chi_\delta(T_c(x)) = G^\delta(x)$ и критическая температура $T_c(x)$ падает практически линейно при уменьшении x вплоть до критической концентрации $x_c = 0$.

Расчитанные зависимости $\chi_\mu(T)$ позволяют описать anomальное поведение упругих констант $C^\delta = 2c_{66}$ и $C^\gamma = (c_{11} - c_{12})$ (рис. 2), измеренных акустическим методом (см. обзор [6]), и определить независимым образом магнитоупругий B^μ и парный квадрупольный K^μ коэффициенты. Так же как и ранее для ванадатов Tb, Dy и Ho, фононный вклад в $C^\mu(T)$ аппроксимировался линейной зависимостью с коэффициентом $(dC^\mu/dT)/C^\mu \approx 10^{-4}$ 1/К в температурном диапазоне от 300 до 50 К и полагался нулевым при $T < 50$ К. Отметим, что для ванадата TmVO_4 , у которого наблюдается большой магнитоупругий вклад в упругие константы C^δ и C^γ , неопределенность фононного вклада не приводит к существенным ошибкам. Наилучшее описание эксперимента в тетрафазе получается при использовании параметров $B^\delta = 18,6 \cdot 10^3$ К, $\alpha_J^2 K^\delta = -50$ мК, $C_0^\delta = 2,18 \cdot 10^5$ К для δ -моды и $B^\gamma = 14,3 \cdot 10^3$ К, $\alpha_J^2 K^\gamma = -5,8$ мК, $C_0^\gamma = 11,95 \cdot 10^5$ К для γ -моды. При этом получаются следующие значения

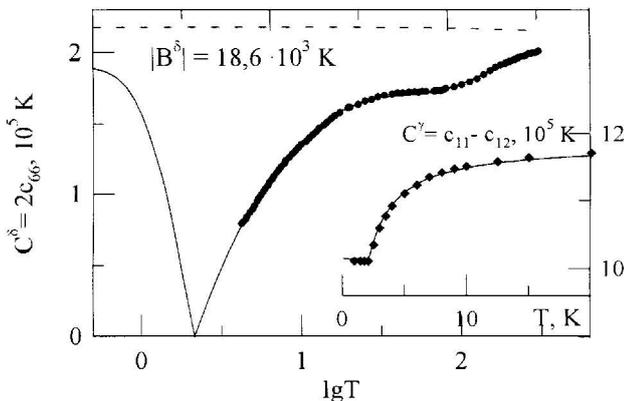


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и рассчитанные с указанными параметрами (кривые) температурные зависимости упругой моды C^δ ($C_0^\delta = 2,18 \cdot 10^5$ К, $\alpha_J^2 K^\delta = -50$ мК) кристалла TmVO_4 . На вставке показаны экспериментальные и рассчитанные зависимости упругой моды C^γ ($C_0^\gamma = 11,95 \cdot 10^5$ К, $B^\gamma = 14,3 \cdot 10^3$ К, $\alpha_J^2 K^\gamma = -5,8$ мК)

полных квадрупольных констант: $\alpha_J^2 G^\delta = 111$ мК и $\alpha_J^2 G^\gamma = 11$ мК. При сравнимых значениях магнитоупругих коэффициентов B^δ и B^γ значение квадрупольной константы для δ -моды оказывается на порядок больше из-за малой величины упругой константы C_0^δ . Отношение K^μ/G_{ME}^μ для обеих мод при данных наборах параметров близко к теоретическому значению (1/3), которое имеет место в отсутствие вклада оптических фононов.

4. Было рассчитано также влияние поля различной симметрии на фазовый переход и деформационные восприимчивости $\chi_\mu(T, H)$ в TmVO_4 , что дает возможность проанализировать ΔE -эффект $\Delta C^\mu(H)/C^\mu(0)$ (рис. 3). В расчетах ΔE -эффекта использовались коэффициенты, определенные ранее при описании температурных зависимостей $C^\delta(T)$ и $C^\gamma(T)$. При этом без каких-либо дополнительных подгоночных параметров были получены очень близкие к экспериментальным значения критической температуры T_c и критического поля $H_c(T)$, при которых разрушается квадрупольное упорядочение.

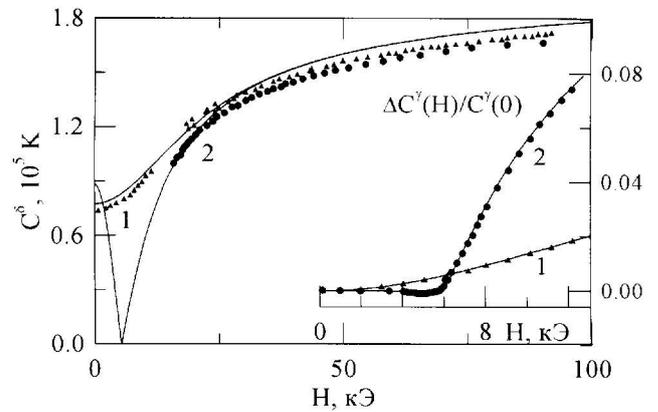


Рис. 3. Экспериментальные (точки: $T = 4,2$ (1) и $1,5$ К (2)) и рассчитанные с указанными параметрами (кривые) полевые зависимости упругой моды C^δ кристалла TmVO_4 . На вставке показаны экспериментальные (точки: $T = 4,2$ (1) и $1,5$ К (2)) и рассчитанные (кривые) зависимости упругой моды C^γ ($H_{\text{дфт}} = 0,70$ кЭ для $T = 1,5$ К)

Прежде всего, было исследовано влияние поля, направленного вдоль оси [001], для которого g -фактор максимален. Это влияние достаточно подробно изучалось ранее в рамках псевдоспинового формализма. Для δ -моды ΔE -эффект при $T = 4,2$ К $> T_c$ положительный, монотонный и при $H = 100$ кЭ составляет $\Delta C^\delta/C^\delta \approx 1,4$. Для $T = 1,5$ К $< T_c$ на рассчитанной зависимости $C^\delta(H)$ имеется глубокий минимум при $H_c(T) = 5,3$ кЭ, соответствующий обращению в нуль упругой константы $C^\delta(H)$ при обратном переходе из орто- в тетрафазу. Этот участок слабых полей недоступен для измерения упругих констант, по-видимому, из-за большого поглощения звука при переориентации ян-теллеровских доменов. В полях в 3–5 раз выше критического изотермы $C^\delta(H)$ для 4,2 и 1,5 К в соответствии с экспериментом практически совпадают. Для упругой константы $C^\gamma(H)$ эффект почти на порядок меньше, а критическое поле $H_c(T)$ проявляется в виде излома на кривых $C^\gamma(H)$ при $T < T_c$. При сравнении с экспериментом следует учи-

тывать влияние размагничивающего поля, которое для $T = 1,5$ К и $H \approx 6$ кЭ составляет $H_{\text{дн}} \approx 0,7$ кЭ.

Влияние поля, направленного вдоль осей [110] и [100], на квадрупольное упорядочение и упругие свойства TmVO_4 мало исследовано и с экспериментальной, и с теоретической точек зрения. Поскольку значения g -фактора в базисной плоскости существенно меньше, чем вдоль оси [001] ($g_x \sim 0,1g_z$), для достижения сравнимого эффекта нужны более сильные поля. В сильных полях уже существен вклад от возбужденных уровней, и анализ следует проводить на основе реального спектра иона Tm^{3+} . Поле, направленное вдоль оси [110], индуцирует деформацию той же симметрии, что и спонтанная, и влияет прежде всего на параметр порядка и доменную структуру образца при $T < T_c$. Поле увеличивает параметр порядка в «выгодном» (с максимальным значением g -фактора вдоль поля) домене и уменьшает его в «невыгодном». Расчеты с реальными параметрами взаимодействия показывают, что решение для гамильтониана с «невыгодным» доменом существует вплоть до полей порядка 25 кЭ, т.е. в полях выше этого образец неизбежно должен находиться в монокристаллическом состоянии. Отметим, однако, что на процессы переориентации доменов в реальных кристаллах оказывают сильное влияние такие факторы, как механические напряжения и дефекты в кристалле [7]. Для обеих констант (C^δ и C^γ) ΔE -эффект при $T = 1,5$ К $< T_c$ положителен, монотонен и в поле 100 кЭ достигает величины $\sim 1,0$ и $\sim 0,11$ соответственно (рис. 4, сверху). При температурах выше T_c величина эффекта резко уменьшается.

Более сложное поведение наблюдается в поле $H \parallel [100]$, имеющем иную симметрию, чем параметр порядка. В ромбической фазе кристалла для температур в окрестности T_c параметр порядка $\langle P_{xy} \rangle$ увеличивается по мере роста поля вплоть до ~ 40 кЭ. Далее так же, как и в поле вдоль оси [001], квадрупольное упорядочение (параметр порядка $\langle P_{xy} \rangle$) подавляется, однако величина критического поля $H_{c2} \approx 87$ кЭ почти на порядок больше. В соответствии с этим упругая константа $C^\delta(H)$ уменьшается при росте поля вплоть до H_{c2} , где она обращается в нуль (рис. 4, внизу). Упругая константа $C^\gamma(H)$ растет при возрастании поля, и величина эффекта для $H = 100$ кЭ составляет $\sim 0,15$, а критическое поле проявляется в виде излома на зависимости $C^\gamma(H)$.

Интересно, что при $T \gtrsim T_c$ поле $H \parallel [100]$ индуцирует квадрупольно упорядоченную фазу, которая существует в ограниченном интервале полей. Таким образом, поле вдоль оси [100] повышает температуру перехода, и фазовая диаграмма $H_{c2}(T)$ в этом случае более сложная, чем для $H \parallel [001]$ (вставка на рис. 4). Этот эффект по сути аналогичен стимулированному эффекту Яна–Теллера в виртуальном эластике TmPO_4 в поле $H \parallel [100]$ [8]. Повышение критической температуры невелико ($\Delta T_c < 0,1$ К) и, по-видимому, сильно зависит от реального спектра и волновых функций иона Tm^{3+} , формируемых КП.

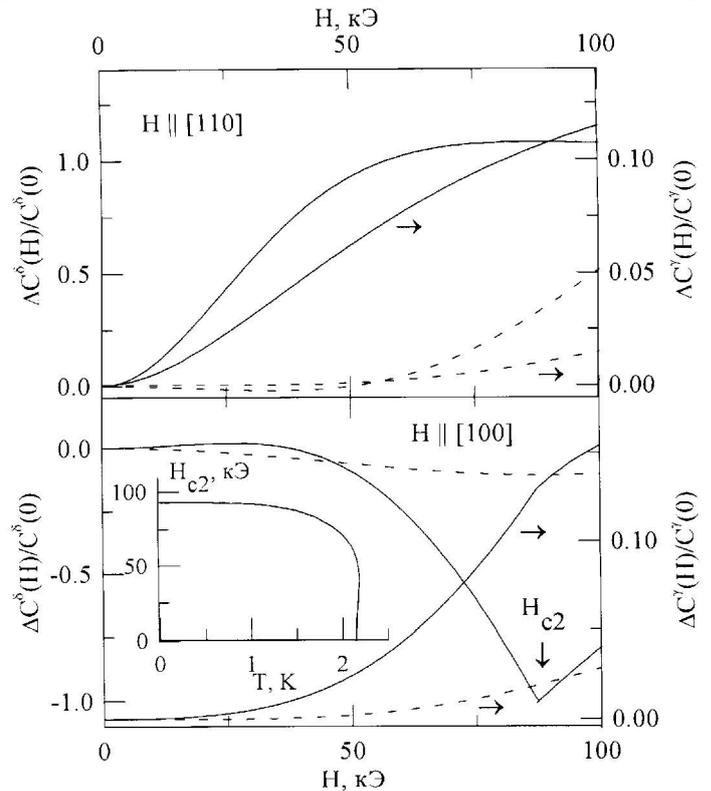


Рис. 4. Рассчитанные полевые зависимости упругих констант $\Delta C^\delta(H)/C^\delta(0)$ и $\Delta C^\gamma(H)/C^\gamma(0)$ (ΔE -эффект) кристалла TmVO_4 для ориентации поля вдоль осей [110] (вверху) и [100] (внизу) при $T = 1,5$ К $< T_c$ (сплошные линии) и $T = 4,2$ К $> T_c$ (штриховые линии). На вставке показана рассчитанная фазовая диаграмма $H_{c2}(T)$ для поля вдоль оси [100], подавляющего квадрупольное упорядочение

5. Проведенные исследования позволяют установить и проанализировать изменение параметров взаимодействия для серии ванадатов RVO_4 (таблица). Значения магнитоупругих коэффициентов B^γ и B^δ для ванадатов Tb, Dy, Ho и Tm сравнимы по величине и примерно в 1,5 раза выше, чем известные для фосфатов [2], а B^δ оказывается несколько выше B^γ . При этом как одноионные магнитоупругие (G_{ME}^μ), так и парные квадрупольные (K^μ) вклады для δ -моды почти на порядок больше, чем для γ -моды. Значения базовой константы C_0^γ лежат в диапазоне $(9,6 \div 12) \cdot 10^5$ К, а C_0^δ — в диапазоне $(1,7 \div 2,2) \cdot 10^5$ К, т.е. они близки к используемым в литературе средним значениям. Соотношение $K^\mu/G_{\text{ME}}^\mu = -1/3$ достаточно хорошо выполняется для мягких упругих мод в TbVO_4 и TmVO_4 и несколько хуже в HoVO_4 , а для DyVO_4 с учетом различных наборов параметров B^μ и K^μ лежит в пределах от $-0,20$ до $0,40$. Эти результаты согласуются с данными обзора [6]. Таким образом, расчеты деформационных восприимчивостей $\chi_\mu(T, H)$, проведенные на основе реального энергетического спектра и волновых функций РЗ-иона, позволили проанализировать квадрупольное упорядочение в ванадатах Tb, Dy, Ho, Tm, получить хорошее описание экспериментальных упругих констант и ΔE -эффекта в тетрагональной и ромбической фазах. Определенные из сравнения с экспериментом магнитоупругие коэффициенты B^δ , B^γ мало

Базовые упругие константы C_0^μ , магнитоупругие коэффициенты B^μ ,
одноионные магнитоупругие $\alpha_J^2 G_{ME}^\mu$ и парные квадрупольные $\alpha_J^2 K^\mu$
вклады в полный квадрупольный коэффициент $\alpha_J^2 G^\mu$
для магнитоупругих мод γ -, δ -, ε -симметрии в РЗ-ванадатах

РЗ-ванадаты	Мода	C_0^μ , 10^5 К	B^μ , 10^3 К	$\alpha_J^2 G_{ME}^\mu$, мК	$\alpha_J^2 K^\mu$, мК	$\alpha_J^2 G^\mu$, мК	K^μ / G_{ME}^μ
TbVO ₄	δ	1,73	18,3	197	-59	138	-0,30
DyVO ₄	γ	12,0	15,1	7,6	-1,5	6,1	-0,20
HoVO ₄	γ^*)	9,6	15	1,19	-0,3	1,16	-0,25
	ε	5,71	6,4				
TmVO ₄	δ	2,18	18,6	161	-50	111	-0,31
	γ	11,95	14,3	16,8	-5,8	11	-0,35

*) Данные из работы [2].

меняются по величине в пределах РЗ-ряда ванадатов и являются характеристиками серии в целом.

Литература

1. Gehring G.A., Gehring K.A. // Rep. Progr. Phys. 1975. **38**, No. 1. P. 1.
2. Morin P., Kazei Z. // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. **11**, No. 4. P. 1289.
3. Казей З.А., Колмакова Н.П., Шишкина О.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. №3. С. 33 (Moscow University Phys. Bull. 2000. No. 3, P. 34).

4. Bleaney B., Gregg J.F., Hansen P. et al. // Proc. Roy. Soc. (Lond.). 1988. **A416**, No. 1850. P. 63.
5. Соколов В.И., Казей З.А., Колмакова Н.П., Соловьянова Т.В. // ЖЭТФ. 1991. **99**, №3. С. 945.
6. Melcher R.L. // Physical Acoustics. Vol. XII / Ed. W.P. Mason, R.N. Thurston. N.Y.: Academic Press, 1976.
7. Казей З.А. // ФТТ. 1998. **40**, №4. С. 701.
8. Morin P., Kazei Z. // Phys. Rev. 1997. **B55**, No. 14. P. 8887.

Поступила в редакцию
05.01.00

УДК 537.226.33

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТОНКИХ ПЛЕНОК СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА

С. В. Павлов, О. Ю. Полкова

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

В рамках феноменологической модели Ландау для тонких пленок одноосных сегнетоэлектриков исследованы зависимости теплоемкости от температуры и толщины вблизи фазового перехода второго рода. Обнаружено, что при уменьшении толщины тонкой пленки скачок теплоемкости уменьшается, размывается и смещается в сторону более низких температур. При определенной толщине тонкой пленки аномалия теплоемкости исчезает (в частности, для триглицинульфата — при толщине в несколько нанометров).

Введение

Теоретические исследования фазовых переходов, а также сегнетоэлектрических и магнитных явлений все чаще проводятся с помощью модельных объектов, в которых по возможности учитываются свойства реальных материалов, известные из эксперимента. На характеристики реальных объектов влияют примеси, облучение, различного рода дефекты (в частности, дислокации, двойникование), наличие доменной структуры, а также конечные размеры исследуемого образца.

Особый интерес представляют тонкопленочные структуры. Магнитные тонкие пленки давно используются в элементах памяти ЭВМ, в различных устройствах хранения, обработки и передачи информации. В последнее десятилетие и сегнетоэлектрические пленки рассматриваются как перспективный ма-

териал, эффективно работающий в элементах памяти ЭВМ.

Развитие феноменологической теории фазовых переходов в тонких ферромагнитных пленках впервые проведено в работе [1]. В этой работе обоснована необходимость учета поверхностной энергии, рассчитан профиль намагниченности, а также теоретически исследована зависимость температуры фазового перехода от толщины пленки.

Позднее, в 1979 г., была опубликована работа [2], в которой теория Ландау фазовых переходов II рода применена к случаю тонких пленок сегнетоэлектриков. В феноменологической модели [2] учитывается пространственная неоднородность спонтанной поляризации и влияние границ.

В большинстве работ, посвященных тонким пленкам сегнетоэлектриков, приводятся в основном ре-