

Комбинационное рассеяние света в окрестности ферроэластического фазового перехода в моноклинную фазу в $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$

Н. М. Нестеренко, А. В. Песчанский, В. И. Фомин

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61164, Украина
E-mail: nesterenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 июля 2000 г.

Методом комбинационного рассеяния света исследованы низкоэнергетические решеточные моды выше и ниже температуры фазового перехода из тригональной в моноклинную фазу в $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$. Спектры комбинационного рассеяния света демонстрируют аномалии в температурной области выше температуры фазового перехода в моноклинную фазу ($T \sim 260$ К) в области внешних колебаний тетраэдрического аниона. Обнаружено аномальное поведение затухания A_g мягкой моды в области температур 240–260 К. Обсуждается модель фазового перехода.

Методом комбінаційного розсіяння світла досліджено низькоенергетичні ґраткові моди вище і нижче температури фазового переходу з тригональної в моноклінну фазу $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$. Спектри комбінаційного розсіяння світла демонструють аномалії в температурній області вище температури фазового переходу в моноклінну фазу ($T \sim 260$ К) в області зовнішніх коливань тетраєдричного аніона. Виявлено аномальну поведінку затухання A_g м'якої моди в області температур 240–260 К. Обговорюється модель фазового переходу.

PACS: 78.30.-j

Введение

Эксперименты, проведенные на тригональных кристаллах $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ и $\text{KFe}(\text{MoO}_4)_2$, позволили предложить модель сегнетоэластических фазовых переходов, которая была распространена на семейство изоструктурных двойных тригональных молибдатов и вольфраматов [1]. Фазовые переходы второго рода в сегнетоэластические фазы в этих кристаллах индуцируются двумерными неприводимыми представлениями τ_5 (τ_6) точки $\mathbf{k} = \frac{1}{2} \mathbf{b}_3$ зоны Бриллюэна тригональной фазы $P\bar{3}m1$ ($z = 1$) [2]. В более поздних экспериментальных работах получены дополнительные данные о фазовой диаграмме ряда кристаллов этого семейства. Результаты рентгеноструктурных исследований кристалла $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ [3] при температуре выше $T_1 \sim 260$ К (где T_1 — температура, при которой в кристалле исчезает ось C_3) приводят к возможному выбору другой исходной пространственной группы — $P\bar{3}c1$ ($z = 2$). На это указывает ненулевое значение интенсивности ря-

да рефлексов, отвечающих удвоенному значению параметра кристаллографической ячейки c по сравнению с $P\bar{3}m1$ ($z = 1$), и более низкий фактор расходимости. В процессе исследований спектров ЭПР ряда кристаллов с примесью Cr^{3+} были обнаружены особенности, которые авторы связывали с наблюдением несоразмерных фаз при фазовом переходе из тригональной в моноклинную фазу [4,5], эти особенности наблюдались и в $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$. Наконец, в области температур $T_2 \sim 240$ К, по данным оптических исследований [3,6], в $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ существует фазовый переход I рода, природа которого не изучена. Предполагается [3], что при $T_2 \sim 240$ К фазовый переход связан с «переключением» $C2/c$ и $C2/m$ моноклинных фаз с сохранением выделенной оси C_2 .

Колебательные спектры кристалла $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ в широкой области температур были изучены в ряде работ [7–9]. В настоящей работе для выяснения фазовой диаграммы $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ проведены дополнительные исследования спектров комбинационного рассеяния света (КРС), в

которых анализировалось поведение низкоэнергетических фононных мод в широком интервале температур. Особое внимание уделялось исследованиям вблизи температуры ферроэластического фазового перехода из тригональной в моноклинную фазу ($T_1 \sim 260$ К) и в области температур 260–240 К.

Методика измерений

Исследования выполнены на монокристаллах $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ хорошего оптического качества. Образцы вырезались в виде прямоугольных пластинок с типичными размерами $5 \times 10 \times 1,5$ мм, ребра которых параллельны осям X , Y и Z , при этом $Z \parallel C_3$, $X \parallel C_2$ и $Y \perp Z$, X .

Спектры КРС возбуждались излучением аргонового лазера на длине волны 488,0 нм мощностью 150 мВт. Свет, рассеянный образцом под углом 90° , анализировался двойным монохроматором JOBIN YVON U-1000 и регистрировался с помощью охлаждаемого фотоумножителя и схемы счета фотонов. Образцы помещались в оптический криостат, позволяющий проводить измерения в широком интервале температур. Температуру определяли с помощью медь-константановой термодпары, спай которой находился на поверхности образца. Ошибка в определении абсолютного значения температуры не превышала 1 К.

Спектры представлены в стандартных обозначениях $k(ij)q$, где k и q — направления распространения падающего и рассеянного света с электрическим вектором \mathbf{e} вдоль i и j соответственно. Символы YZ , ZZ и т. д. соответствуют определенным компонентам тензора КРС.

Экспериментальные результаты

Спектры КРС тригональной фазы $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ при комнатной температуре содержат восемь интенсивных линий, частотное положение которых и поляризация аналогичны приведенным в работе [9]. В соответствии с теоретико-групповым анализом для тригональной ячейки с симметрией $P\bar{3}m1$ ($z = 1$) [9] в области частот внешних колебаний наблюдаются все предсказываемые моды $A_{1g} + 2E_g$, из них трансляционные колебания A_{1g} (161 см^{-1}) и E_g (154 см^{-1}), а также либрационное колебание E_g (62 см^{-1}) тетраэдрических анионов MoO_4^{2-} .

Для определения температуры фазового перехода второго рода из тригональной фазы мы наблюдали за интенсивностью рассеяния света вблизи линии возбуждения при понижении температуры. Температура $T_1 = 259$ К была получена

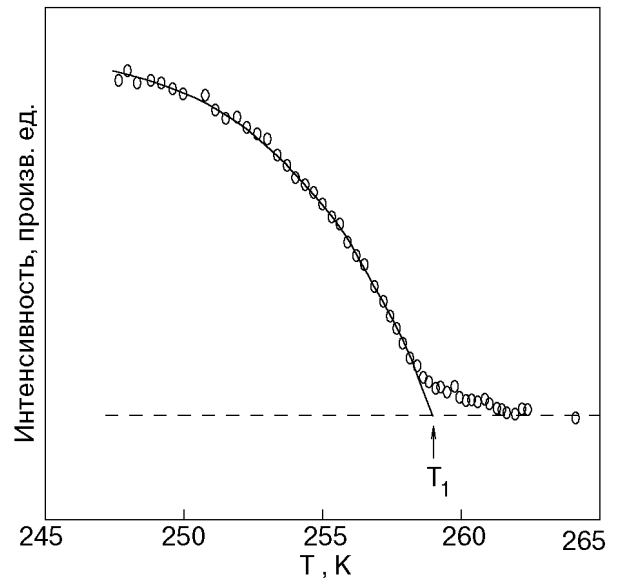


Рис. 1. Температурная зависимость интенсивности рассеянного света в экспериментальной геометрии $X(YZ)Y$ на частоте 4 см^{-1} .

экстраполяцией плавной кривой и отождествлена с температурой фазового перехода второго рода в низкосимметричную фазу (рис. 1). Слабое возрастание интенсивности рассеяния в области температур 259–261 К может быть связано с флуктуационным вкладом.

Как видно на рис. 2, в спектре с ZZ -компонентой тензора рассеяния (A_g -мода), в котором должна наблюдаться только одна A_{1g} -мода (161 см^{-1}), выше T_1 обнаружены две дополнительные слабые по интенсивности линии с частотами 62 и 120 см^{-1} . При этом более низкочастотная из них совпадает в пределах точности измерений с интенсивной линией в YZ -спектре, соответствующем E_g -модам (рис. 3), и может проявляться в ZZ -спектрах вследствие деполяризации. Линия с частотой 120 см^{-1} не является следствием деполяризации, так как в этой области частот в других поляризациях линии отсутствуют. Ее температурное поведение показывает (рис. 2), что она также не связана с двухчастичными процессами и является «лишней» для высокотемпературной фазы $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$, описываемой пространственной группой $P\bar{3}m1$ ($z = 1$).

Ниже $T_1 = 259$ К наблюдается возникновение новых линий, две из которых показывают мягкомодовое поведение. На рис. 2 и 3 представлена эволюция спектров двух мягких мод, наблюдаемых в диапазоне $5\text{--}45 \text{ см}^{-1}$, а также решеточных «жестких» мод (диапазон частот $55\text{--}165 \text{ см}^{-1}$) в широкой области температур, включающей T_1 и T_2 .

Для более точного определения параметров линий, соответствующих мягким модам, спектры

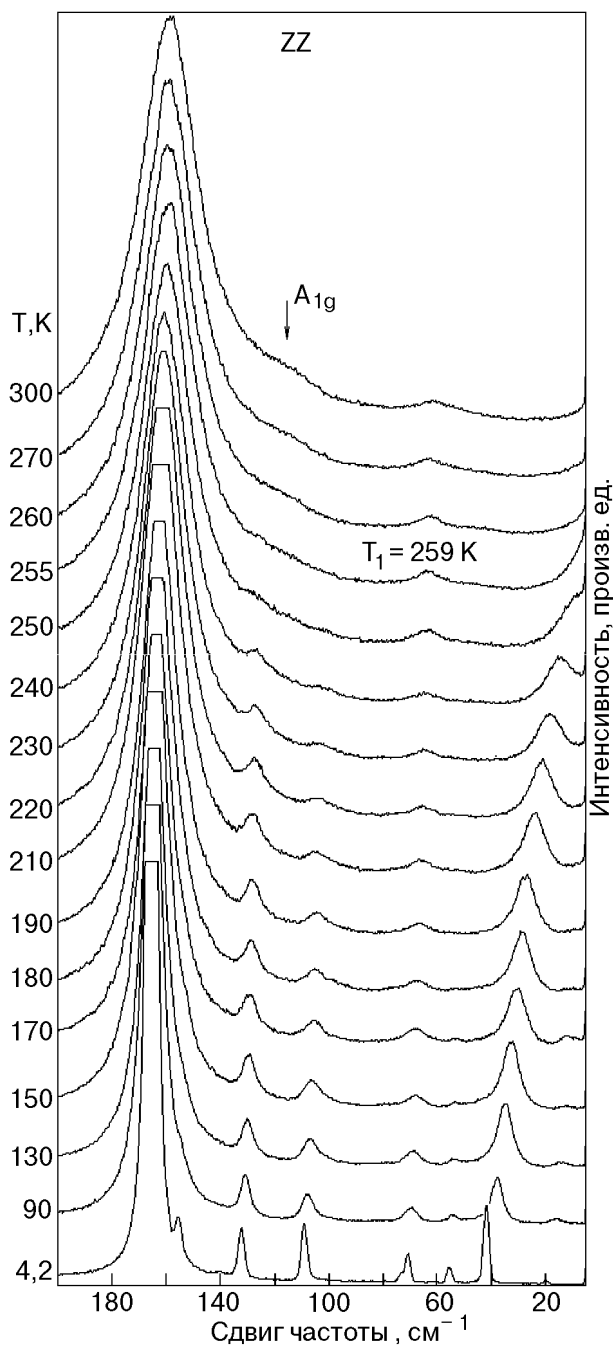


Рис. 2. Температурная эволюция спектра КРС (экспериментальная геометрия $X(ZZ)Y$) в области температур 4,2–300 К. Спектральное разрешение 2 см^{-1} .

КРС в области частот до 45 см^{-1} (рис. 4) регистрировались нами со спектральным разрешением 1 см^{-1} . Это позволило уменьшить вклад упругого рассеяния на малых частотах и уменьшить погрешности определения параметров линий, наблюдая их вплоть до температуры фазового перехода T_1 . Температурные зависимости параметров A_g (ZZ -компонента тензора рассеяния) и B_g (YZ) мягких мод в моноклинной фазе, которые определены в модели затухающего осциллятора, показаны на рис. 5. Моде B_g имеет примерно линейный ход уширения при возрастании температуры, в то время как A_g -мода выше температуры $T_2 \sim 240 \text{ К}$ испытывает значительное уширение (рис. 5,б). Выше 240 К существует большая неоднозначность в определении параметров B_g -моды.

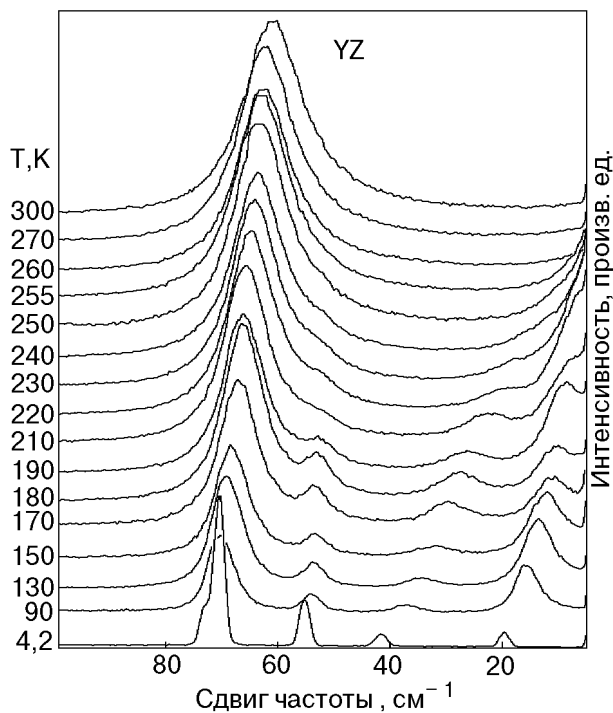


Рис. 3. Температурная эволюция спектра КРС (экспериментальная геометрия $X(YZ)Y$) в области температур 4,2–300 К. Спектральное разрешение 2 см^{-1} .

ны на рис. 5. Моде B_g имеет примерно линейный ход уширения при возрастании температуры, в то время как A_g -мода выше температуры $T_2 \sim 240 \text{ К}$ испытывает значительное уширение (рис. 5,б). Выше 240 К существует большая неоднозначность в определении параметров B_g -моды.

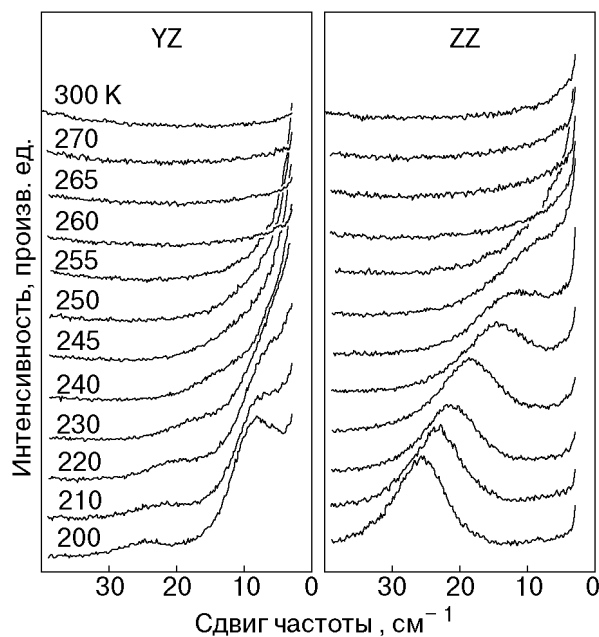


Рис. 4. Температурное поведение спектров КРС мягких мод. Экспериментальная геометрия $X(YZ)Y$ и $X(ZZ)Y$. Спектральное разрешение 1 см^{-1} .

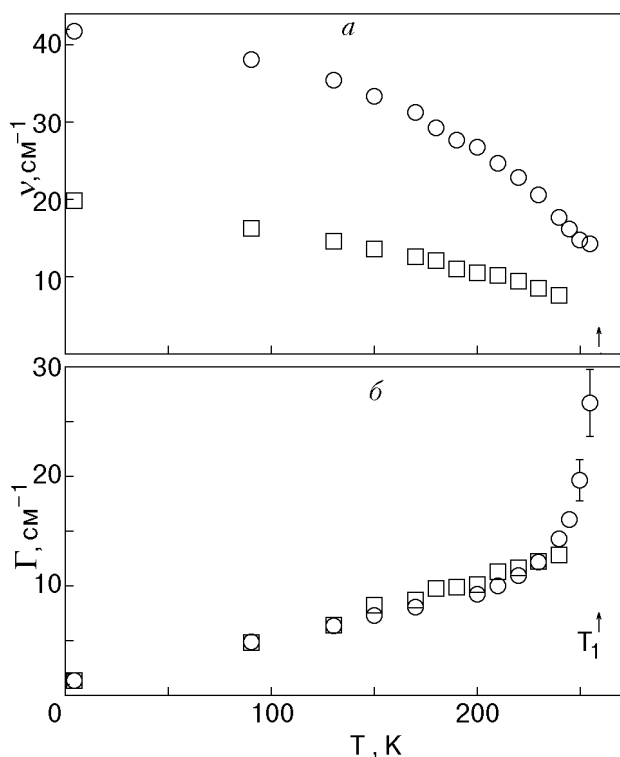


Рис. 5. Температурное поведение частоты ν (а) и полуширины Γ (б) линий, соответствующих мягким модам: A_g -мода (○); B_g -мода (□).

Таким образом, наблюдение двух мягких мод указывает, что при T_1 смягчается дважды вырожденное в высокотемпературной фазе колебание, что свидетельствует о понижении симметрии от тригональной до моноклинной $C_{2/c}$ ($z = 2$) или $C_{2/m}$ ($z = 2$). Вблизи $T_2 \sim 240$ К наблюдается аномальное уширение мягкой моды A_g и не обнаружено заметных скачков в положении линий и появление новых линий. Наблюдаются слабые дополнительные линии в спектре КРС выше T_1 в области частот внешних колебаний.

Обсуждение

Допустим, что при $T > 300$ К имеет место фазовый переход между двумя тригональными фазами $P\bar{3}m1 \leftrightarrow P\bar{3}c1$, о чем свидетельствуют дополнительные слабые линии в спектрах КРС при температурах выше T_1 . Фазовый переход второго рода между этими фазами может происходить в точке $\mathbf{k} = \frac{1}{2} \mathbf{b}_3$ зоны Бриллюэна $P\bar{3}m1$ по одномерным представлениям $\tau_2[R_z(A_1) + R_z(A_2)]$ и $\tau_3[R_z(A_1) - R_z(A_2)]$ (A_1 и A_2 — два типа тетраэдрических комплексов MoO_4^{2-} , R_z описывает вращение вокруг оси C_3) [9]. Возникающие при этом фазовом переходе домены оптически неразличи-

мы. Для дальнейшего обсуждения рассмотрим возможные изменения в спектрах КРС в случае фазового перехода $P\bar{3}m1 \leftrightarrow P\bar{3}c1$.

Фазовый переход сопровождается смещением отдельных атомов из положения равновесия. Если построить симметрические координаты, преобразующиеся по представлениям τ_2 (τ_3) точки $\mathbf{k} = \frac{1}{2} \mathbf{b}_3$ зоны Бриллюэна тригональной фазы $P\bar{3}m1$, то, как показано в работе [9], искажение в фазе $P\bar{3}c1$ представляет собой статические повороты вокруг оси C_3 тетраэдрических анионов MoO_4^{2-} . Коррелированные антифазные (синфазные) повороты анионов в соседних слоях $\{\text{K}^+\text{MoO}_4^{2-}\}$ приводят к удвоению объема тригональной ячейки и понижению позиционной симметрии ионов K^+ и Sc^{3+} .

Такой фазовый переход может реализоваться и как переход типа порядок—беспорядок. В этом случае к возникновению рефлексов приводят квазистатические искажения за счет периодических перебросов анионов между разными положениями равновесия, которые должны быть допустимы в исходной фазе. В случае достаточно быстрых процессов в спектре рассеяния должна появляться релаксационная мода, которая, однако, экспериментально не наблюдается.

При сворачивании зоны Бриллюэна в спектре оптических колебательных возбуждений должны появиться дополнительные моды. Проведенный анализ показывает, как видно из таблицы, что вне зависимости от того, какое из представлений τ_2 или τ_3 индуцирует фазовый переход $P\bar{3}m1$ ($z = 1$) \leftrightarrow $P\bar{3}c1$ ($z = 2$), в спектре внешних колебаний может наблюдаться одинаковое число дополнительных колебательных мод с симметрией $A_{1g} + 3E_g$, активных в КРС. Отличие между этими двумя случаями состоит в том, что в центр новой зоны попадают антисимметричные $\tau_2 + 3\tau_6$ или симметричные $\tau_3 + 3\tau_5$ возбуждения с границы зоны Бриллюэна. Таким образом, в случае реализации фазы $P\bar{3}c1$ в спектрах КРС с ZZ -компонентой тензора рассеяния (A_{1g} -моды) должна наблюдаться одна дополнительная линия.

Исследование температурного поведения спектров КРС с YZ -компонентой тензора рассеяния позволило установить, что, в отличие от выводов работы [9], расщепление E_g вращательного колебания тетраэдра MoO_4^{2-} составляет $2,5 \text{ см}^{-1}$ (частоты соответствующих линий $70,5$ и 73 см^{-1} при $T = 4,2$ К) (рис. 3). С ростом температуры по мере приближения к T_1 интенсивность линии с частотой 55 см^{-1} (которая включает A_g - и B_g -моды с близкими частотами) уменьшается. Такое изменение интенсивности свидетельствует, что эта

Симметрия колебательных мод в различных фазах кристалла $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$

Симметрия фазы	Точка зоны Бриллюэна	Симметрия внешних колебаний						Активное представление
		$2\tau_1$	τ_2	τ_3	$2\tau_4$	$3\tau_5$	$3\tau_6$	
$P\bar{3}m1$	$\mathbf{k} = \frac{1}{2}\mathbf{b}_3$							
$P\bar{3}c1$	$\mathbf{k} = 0$	$2A_{1u}$ $2A_{2g}$	A_{1g} A_{2u}	A_{2u} A_{1g}	$2A_{2g}$ $2A_{1u}$	$3E_u$ $3E_g$	$3E_g$ $3E_u$	τ_2 τ_3
$C2/m$	$\mathbf{k} = 0$	$2A_g$ $2B_u$	A_u B_g	B_g A_u	$2B_u$ $2A_g$	$3(A_g + B_g)$ $3(A_u + B_u)$	$3(A_u + B_u)$ $3(A_g + B_g)$	τ_5 τ_6
$C2/c$	$\mathbf{k} = 0$	$2B_g$ $2A_u$	B_u A_g	A_g B_u	$2A_u$ $2B_g$	$3(A_g + B_g)$ $3(A_u + B_u)$	$3(A_u + B_u)$ $3(A_g + B_g)$	τ_5 τ_6

Примечание: В КРС активны моды A_{1g} , E_g , A_g , B_g .

линия связана с границей зоны Бриллюэна фазы $P\bar{3}m1$. Эта же линия может наблюдаться и в высокотемпературной фазе $P\bar{3}c1$. Вследствие ее малой интенсивности и частотного положения она маскируется интенсивной линией (рис. 3), которая свойственна фазам $P\bar{3}m1$ ($z = 1$) и $P\bar{3}c1$ ($z = 2$). По-видимому, аналогичная ситуация наблюдается и для других дополнительных E_g -мод кристалла, описываемого симметрией $P\bar{3}m1$. Если дополнительная A_{1g} -мода (120 см^{-1}), которая является параметром перехода $P\bar{3}m1 \leftrightarrow P\bar{3}c1$, имеет очень слабую интенсивность, то следует ожидать, что и дополнительные три E_g -моды, возникающие при таком переходе, будут иметь низкую интенсивность.

Если, однако, параметр c удвоен при $T > T_1$, то фазовый переход в моноклинную фазу вблизи T_1 реализуется без изменения объема примитивной ячейки. Иными словами, он индуцирован неприводимым представлением E_g точки $\mathbf{k} = 0$ фазы $P\bar{3}c1$. Заметим, во-первых, что сегнетоэластический фазовый переход второго рода из тригональной в моноклинную фазу в центре зоны Бриллюэна должен сопровождаться только расщеплением вырождения E_g -мод и не должен приводить к появлению в спектрах КРС новых колебательных мод (в том числе и мягких). Во-вторых, фазовый переход второго рода $\bar{3}m \rightarrow 2/m_x$ в $\mathbf{k} = 0$ строго запрещен, поскольку термодинамический потенциал, построенный для двумерного представления E_g содержит кубический инвариант (непрерывный фазовый переход возможен лишь в изолированной точке на P - T -диаграмме, в ко-

торой коэффициент при кубическом инварианте проходит через нуль).

Проведенное в настоящей работе исследование спектров КРС диссимметричных фаз кристалла $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ с высоким спектральным разрешением ($\sim 1 \text{ см}^{-1}$) показывает, что при $4,2 \text{ К} < T < T_1$ число обнаруженных линий в области внешних и внутренних колебаний удовлетворительно описывается примитивной ячейкой с двумя формульными единицами, что согласуется с результатами [9]. Следовательно, нет оснований предполагать, что примитивная ячейка моноклинной фазы содержит четыре формульные единицы.

Таким образом, фаза $P\bar{3}m1$ ($z = 1$) должна выступать в качестве «прафазы» для осуществления фазового перехода из тригональной $P\bar{3}c1$ ($z = 2$) в моноклинную $C2/c$ ($z = 2$) или $C2/m$ ($z = 2$) фазу.

Как предложено ранее [1], фазовый переход второго рода в моноклинную фазу сопровождается удвоением параметра ячейки. Возникновение двух мягких мод различной симметрии ниже критической температуры T_1 свидетельствует о том, что в процессе фазового перехода второго рода теряется устойчивость дважды вырожденного колебания на границе зоны Бриллюэна [7]. Иными словами, активными являются двумерные представления τ_5 и τ_6 [10], связанные с точкой зоны $\mathbf{k} = \frac{1}{2}\mathbf{b}_3$ на границе зоны Бриллюэна тригональной фазы $P\bar{3}m1$ ($z = 1$).

Фазовый переход, индуцируемый τ_5 (τ_6) представлениями в одну из моноклинных фаз $C2/c$ или $C2/m$, сопровождается смещением ионов К (Sc) и коррелированными разворотами MoO_4^{2-}

[9]. В спектре внешних колебаний должны наблюдаться $3A_g + 3B_g$ -моды, которые «наследуются» из тригональной фазы $P\bar{3}m1$: $A_{1g} \rightarrow A_g$, $A_{2g} \rightarrow B_g$, $2E_{2g} \rightarrow 2(A_g + B_g)$. Кроме того, следует ожидать появления дополнительных мод, пришедших с границы зоны Бриллюэна. Как видно из таблицы, при переходе в фазу $C2/c$ или $C2/m$ в спектре КРС может реализоваться различное численное соотношение A_g - и B_g -мод. При переходе в разные моноклинные фазы можно также ожидать различное частотное положение дополнительных линий в спектре КРС, в том числе и мягких мод, поскольку они происходят из различных колебательных ветвей на границе зоны Бриллюэна (таблица).

Как видно на рис. 2, 3, при температурах $T_1 > T > T_2$ дополнительные линии спектра имеют малую интенсивность, значительную полуширину и маскируются крыльями интенсивных линий тригональной фазы. Поэтому при $T_2 = 240$ К не удалось обнаружить изменения в частотном положении мод, пришедших с границы зоны Бриллюэна. Но в этой области обнаружено аномальное уширение мягкой моды A_g (рис. 4, 5), которое, по нашему мнению, отражает изменение состояния кристалла в окрестности 240 К и может быть связано с фазовым переходом между двумя моноклинными модификациями. Обсудим возможную природу этого уширения.

Оптические исследования $KSc(MoO_4)_2$ в поляризованном свете [7] показали, что при температурах ниже $T_1 \sim 260$ К объемные образцы неоднородно затемняются и только ниже температуры $T_2 \sim 240$ К в них можно наблюдать определенным образом ориентированные двойники. Кинетика формирования доменных структур в тонких совершенных пластинках, как показано в [3], также выделяет область температур $T_2 < T < T_1$, в которой наблюдались неоднородные состояния в виде полисинтетических двойников с преимущественным типом доменных стенок W' и размерами двойников 3–10 мкм. При понижении температуры до T_2 происходило спонтанное переключение доменных структур, которое приводило к возникновению полисинтетических структур с W -типом доменных стенок и двойниками с размерами порядка 50 мкм. При этой же температуре наблюдался скачок показателя преломления Δn [3]. Скачок связан не с изменением ориентационного состояния в объеме образца или с понижением точечной симметрии кристалла, а с фазовым переходом между моноклинными фазами. Сохранение точечной группы согласуется с коноскопическими фигурами в однодоменных участках образцов, ко-

торые указывают на моноклинную группу в области температур $T_3 < T < T_1$ и триклинную при $T < T_3$ ($T_3 = 183$ К) [11].

Скачок Δn связан со следующей причиной. Фазовый переход в каждую из моноклинных фаз $C2/c$ ($C2/m$) сопровождается возникновением спонтанных деформаций за счет нелинейной связи соответствующих мягких оптических мод с различными компонентами тензора упругой деформации [1]. Зависимость от температуры величины спонтанной деформации пропорциональна квадрату параметра порядка и вдали от T_1 эти величины в разных моноклинных фазах различны. Поэтому фазовый переход $C2/c \leftrightarrow C2/m$ должен сопровождаться скачком деформации.

По мере понижения температуры до T_2 одна из фаз становится «невыгодной». В этом случае уширение линии, соответствующей мягкой моде A_g , может быть связано с присутствием в спектре отличающихся по энергии мягких мод, соответствующих обеим фазам, как $C2/c$, так и $C2/m$.

Заключение

Нами предлагается фазовая диаграмма, в которой фаза $P\bar{3}m1$ рассматривается как парафаза, а термодинамический путь для перехода в моноклинную фазу — $P\bar{3}c1$ ($z = 2$) $\leftrightarrow P\bar{3}m1$ ($z = 1$) $\leftrightarrow C2/c$ или $C2/m$ ($z = 2$). Фаза, которая наблюдалась в [4,5] по спектрам ЭПР вблизи 260 К, может возникнуть как результат взаимодействия различных параметров порядка, преобразующихся по неприводимым представлениям точки $k = 1/2 b_3$ зоны Бриллюэна «парафазы» (пространственная группа $P\bar{3}m1$) — одномерного τ_2 (или τ_3) и двумерного τ_5 (или τ_6). Предполагается, что вблизи 240 К кристаллы из неоднородной фазы переходят в одну из моноклинных фаз.

В заключение авторы выражают благодарность Н. Ф. Харченко за интерес к работе и полезное обсуждение результатов.

1. А. И. Отко, Н. М. Нестеренко, and Л. В. Повстыяни, *Phys. Status Solidi* **A46**, 577 (1978).
2. Р. Ф. Клевцова, П. В. Клевцов, *Кристаллография* **15**, 953 (1970).
3. И. А. Кислов, В. В. Миткевич, Н. М. Нестеренко, С. М. Третьяк, *Кристаллография* **36**, 1298 (1991).
4. W. A. Zapart and M. B. Zapart, *Phys. Status Solidi* **A121**, K43 (1990).
5. M. B. Zapart, *Ferroelectrics* **141**, 67 (1993).
6. А. И. Отко, W. Zapart, M. B. Zapart, V. B. Kapustianik, and O. Kosznir, *Ferroelectrics* **141**, 43 (1993).
7. Н. М. Нестеренко, В. И. Фомин, Ю. А. Понков, А. И. Отко, *ФНТ* **8**, 87 (1982).
8. N. M. Nesterenko and V. I. Fomin, *Phys. Status Solidi* **A51**, K101 (1979).

9. Н. М. Нестеренко, В. И. Фомин, В. И. Кутько, *ФНТ* **8**, 862 (1982).
10. О. В. Ковалев, *Неприводимые представления пространственных групп*, Из-во АН УССР, Киев (1961).
11. В. И. Фомин, Н. М. Нестеренко, *Кристаллография* **31**, 818 (1986).

Raman scattering in the vicinity of the ferroelastic phase transition to the monoclinic phase in $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$

N. M. Nesterenko, A. V. Peschanskii,
and V. I. Fomin

The low-energy lattice modes above and below the temperature of the phase transition from trigonal to monoclinic phase in $\text{KSc}(\text{MoO}_4)_2$ are investigated by means of Raman scattering method. The Raman spectra in the range of external vibrations of tetrahedral anion exhibit anomalies above the temperature of the phase transition to the monoclinic phase ($T \sim 260$ K). The anomalous damping of the A_g soft mode is found in the temperature range of 240–260 K. The model of the phase transition is discussing.