

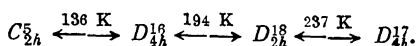
УДК 548.0 : 535.555 : 536.763

© 1990

**ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ  
СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ  
В ТРЕХСЛОЙНОМ ПЕРОВСКИТОПОДОБНОМ КРИСТАЛЛЕ  
 $Rb_4Cd_3Cl_{10}$**

А. Ф. Бовина, И. Т. Кожов, С. В. Мельникова, С. В. Мисюль

На порошках и монокристалле  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$  исследованы температурные зависимости угла поворота оптической индикатрисы, параметров кристаллической решетки и интенсивностей сверхструктурных рентгеновских отражений в интервале температур 100–293 К. Установлена последовательность из трех структурных фазовых переходов с изменением симметрии



Показано, что полученные данные можно объяснить с позиции искажений структуры кристалла в результате взаимных разворотов октаэдрических групп  $CdCl_6$ .

Существует несколько семейств соединений, родственных перовскитам, в структурах которых имеются одинарные, двойные и тройные слои октаэдров  $BX_6$ , связанных вершинами в плоскости слоя. К таким семействам относятся соединения с общими формулами  $ABX_4$ ,  $A_2BX_4$ ,  $A_3B_2X_7$ ,  $A_4B_3X_{10}$  (см., например, [1]). Некоторые из этих соединений хорошо изучены, во многих обнаружены фазовые переходы (ФП). Интерес к такого рода соединениям резко возрос в последнее время из-за обнаружения в оксидных перовскитоподобных кристаллах сверхпроводящего состояния при температурах жидкого азота [2]. Однако по ряду причин закономерности изменений структур при ФП в высокотемпературных сверхпроводниках удобнее изучать на модельных кристаллах, имеющих подобную структуру. В качестве таковых могут выступать кристаллы системы  $RbCl-CdCl_2$ , в которой кристаллизуется несколько соединений с перовскитоподобными структурами [3].

Сравнительно недавно обнаружены и изучены ФП в кристаллах  $Rb_4CdCl_4$  и  $Rb_3Cd_2Cl_7$ , имеющих одинарные и двойные слои октаэдров [4–8]. Экспериментально доказано, что ФП в  $Rb_2CdCl_4$  вызваны конденсацией ротационных колебаний граничной точки X зоны Бриллюэна [4–6]. Конденсация этого колебания приводит к поворотам Ф-типов октаэдрических групп  $CdCl_6$  (терминология для поворотов согласно [9]). Хотя прямые эксперименты, устанавливающие наличие мягкой моды в двухслойном перовските  $Rb_3Cd_2Cl_7$ , еще не проведены, однако калориметрические и рентгеновские исследования [4–8] дают основание считать, что и в этом кристалле ФП вызваны конденсацией ротационных колебаний той же граничной точки X зоны Бриллюэна.

Естественным продолжением работ [4–8] является настоящая работа, в которой представлены результаты поляризационно-оптических и рентгеновских исследований кристалла  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$  в диапазоне температур от 100 до 293 К. Частично эти результаты представлены в недавней публикации [10].

Кристалл  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$  имеет трехслойную перовскитоподобную структуру. Пространственная группа исходной фазы  $G_0 - D_{4h}^{17} = 14/m\bar{3}m$ . Тройные слои октаэдров  $CdCl_6$  в  $G_0$  сдвинуты на половину пространственной диагонали (рис. 1).

## 1. Экспериментальные результаты

Прозрачный бесцветный кристалл  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$ , выращенный по методу Бриджмена, имеет совершенную плоскость спайности  $(001)_0$  и менее выраженные плоскости спайности по  $(100)_0$  и  $(010)_0$  (здесь и далее направления и плоскости в кристалле указываются согласно рис. 1). При комнатной температуре кристалл одноосный. При охлаждении наблюдается плавное появление оптической анизотропии в срезе  $(001)_0$  при  $T_1 = 237$  К. Кристалл разбивается на двойники, которые представляют широкие полосы вдоль  $[100]_0$  и  $[010]_0$ . Погасания в двойниках происходят одновременно и совпадают с направлением  $[110]_0$ . При  $T_2 = 194$  К двойники скачком (температурный гистерезис  $\Delta T_2 \approx 1$  К) исчезают и кристалл вновь становится оптически одноосным. В процессе дальнейшего охлаждения обнаруживается еще одна особая точка при  $T_3 = 136$  К. Ниже  $T_3$  оптическая изотропия вдоль  $[001]_0$  вновь нарушается. Двойниковая картина представляет собой мелкую рябь со штрихами по  $[100]_0$  и  $[110]_0$ . Погасание в образце не четкое, размытое. Однако наблюдения за отдельными более крупными фрагментами двойников позволили определить температурную

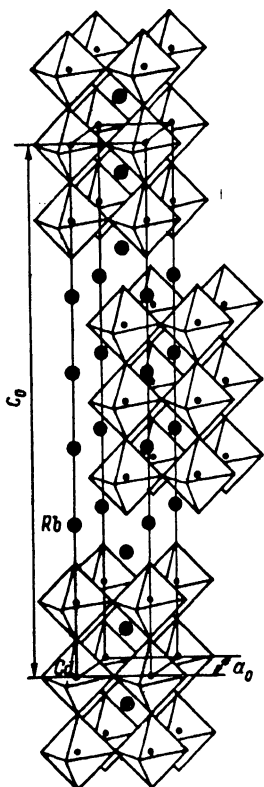


Рис. 1. Структура  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$  в исходной фазе  $G_0 - D_{4h}^{17}$ . Выделены октаэдры  $CdCl_6$ .

появление оптической анизотропии в срезе  $(001)_0$  при  $T_1 = 237$  К. Кристалл разбивается на двойники, которые представляют широкие полосы вдоль  $[100]_0$  и  $[010]_0$ . Погасания в двойниках происходят одновременно и совпадают с направлением  $[110]_0$ . При  $T_2 = 194$  К двойники скачком (температурный гистерезис  $\Delta T_2 \approx 1$  К) исчезают и кристалл вновь становится оптически одноосным. В процессе дальнейшего охлаждения обнаруживается еще одна особая точка при  $T_3 = 136$  К. Ниже  $T_3$  оптическая изотропия вдоль  $[001]_0$  вновь нарушается. Двойниковая картина представляет собой мелкую рябь со штрихами по  $[100]_0$  и  $[110]_0$ . Погасание в образце не четкое, размытое. Однако наблюдения за отдельными более крупными фрагментами двойников позволили определить температурную

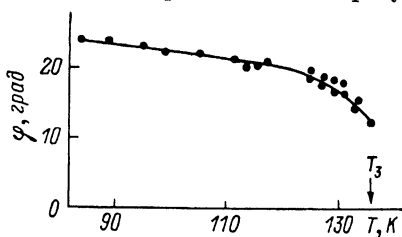


Рис. 2. Температурная зависимость угла поворота оптической индикатрисы в плоскости  $(001)_0$  относительно направления  $[110]_0$ .

зависимость угла поворота оптической индикатрисы в плоскости  $(001)_0$  относительно  $[110]_0$  (рис. 2). Отметим, что этот угол возникает при  $T_1$  скачком (температурный гистерезис  $\Delta T_3 \approx 0.5$  К) и изменяется в промежутке  $136 - 85$  К от  $13$  до  $25^\circ$ . Такая большая величина  $\varphi$  обычно характерна для собственных сегнетоэластических переходов. Суммируя сказанное, можно утверждать, что в процессе охлаждения в кристалле происходят три СФП с изменением точечной симметрии:  $G_0$  (тетрагональная)  $\leftrightarrow G_1$  (ромбическая)  $\leftrightarrow G_2$  (тетрагональная)  $\leftrightarrow G_3$  (моноклинная).

Рентгеновские исследования проведены на дифрактометре ДРОН-2.0 с установленной на гониометре низкотемпературной приставкой УРНТ-180 ( $CuK_\alpha$ -излучение, графитовый монохроматор). В качестве образцов использовались монокристаллы пластинки с плоскостями, перпендикулярными направлениям  $[100]_0$  и  $[001]_0$ , а также порошки, полученные из монокристаллов  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$ .

При комнатной температуре ячейка кристалла тетрагональная, объемоцентрированная с параметрами, приведенными в табл. 1. Ниже  $T_1$  возникает система сверхструктурных рефлексов:  $(h+1/2, k+1/2, l)$ , где  $l=2n$ ;  $h, k$  — любые целые числа. Индексы  $h, k, l$  приведены относительно осей ячейки фазы  $G_0$ . (рис. 1). Температурная зависимость одного из этих рефлексов представлена на рис. 3. В промежутке  $T_2-T_3$  к существующим уже в фазе  $G_1$  сверхструктурным рефлексам добавляются еще с индексами

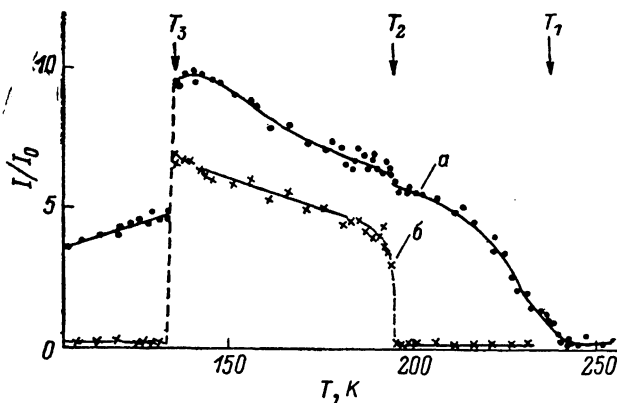


Рис. 3. Температурная зависимость интегральных интенсивностей сверхструктурных рефлексов  $(1/2, 1/2, 24)$  (а) и  $(1, 0, 28)$  (б).

Индексы рефлексов — согласно параметрам ячейки исходной фазы  $G_0$ .

$(hk0)$ ,  $(h0l)$  и  $(h00)$ , где  $h, k, l$  — любые целые числа. Перечисленные рефлексы возникают при  $T_2$  скачком (рис. 3). С понижением температуры при  $T_3$  скачком пропадают сверхструктурные рефлексы  $(hk0)$ ,  $(h0l)$  и  $(h00)$ , у которых сумма всех индексов есть нечетное число. Температурные зависимости интенсивностей сверхструктурных рефлексов (рис. 3) наглядно свидетельствуют о наличии трех ФП и указывают на изменение трансляционной симметрии в фазах  $G_1, G_2, G_3$ .

Температурные зависимости параметров ячейки (рис. 4) в фазах  $G_0, G_1$  и  $G_2$  определялись по положению рефлексов  $(0, 0, 42)$  и  $(4, 0, 30)$ . В фазах  $G_1$  и  $G_2$  не обнаружено заметного расщепления или уширения рефлексов. С понижением температуры при  $T_3$  скачком возникают расщепления неко-

Таблица 1

Кристаллографические характеристики четырех фаз  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$

	$G_3$	$G_2$	$G_1$	$G_0$
$T_i$ ФП, К	136	194	237	
$\Delta T_i$ ФП, К	0.5	1	—	
Род ФП	1	1	2	
Пространственная группа	$C_{2h}^5-B12_1/c$	$D_{4h}^6-P4_2/nct$	$D_{2h}^8-Bmcb$	$D_{4h}^7-14/mmm$
$Z$	4	4	4	2
$T_s$ , К	100	150	210	293
Параметры ячейки				
$a_i$ , Å	$a_0-b_0$ 7.476	$a_0-b_0$ 7.317	$a_0-b_0$ 7.318	$a_0$ 5.182
$b_i$ , Å	$a_0+b_0$ 7.166	$a_0+b_0$ 7.317	$a_0+b_0$ 7.318	$b_0$ 5.182
$c_i$ , Å	$c_0$ 36.256	$c_0$ 36.430	$c_0$ 36.572	$c_0$ 36.693
$\beta$ , град	90.64	90	90	90
$V$ , Å <sup>3</sup>	1948.22	1950.41	1958.54	985.32

Примечание.  $T_s$  — температура, при которой определялись параметры ячейки.

торых рефлексов на дифрактограммах порошков. Система расщеплений свидетельствует о моноклинности фазы  $G_3$ . Температурные зависимости параметров моноклинной ячейки  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и угла моноклинности  $\beta$  (рис. 4) определялись по положениям рефлексов  $(0, 0, 42)$ ,  $(4, 0, 30)$ ,  $(0, \bar{4}, 30)$  и  $(1/2, \bar{1}/2, 24)$ .

Погасания основных и сверхструктурных рефлексов, а также изменения при ФП двойниковой картины позволили однозначно выбрать пространственные группы низкосимметричных фаз. Сведения о пространственных группах, размерах и ориентации ячеек Бравэ  $Rb_4Cd_3Cl_{10}$  собраны в табл. 1. Видно, что в  $G_1$ ,  $G_2$  и  $G_3$  эти ячейки имеют одинаковый объем, в два раза больший, чем объем ячейки Бравэ фазы  $G_0$ . Однако примитивные ячейки в  $G_0$ ,  $G_1$ ,  $G_2$  и  $G_3$  содержат соответственно 1, 2, 4 и 2 формульных единицы.

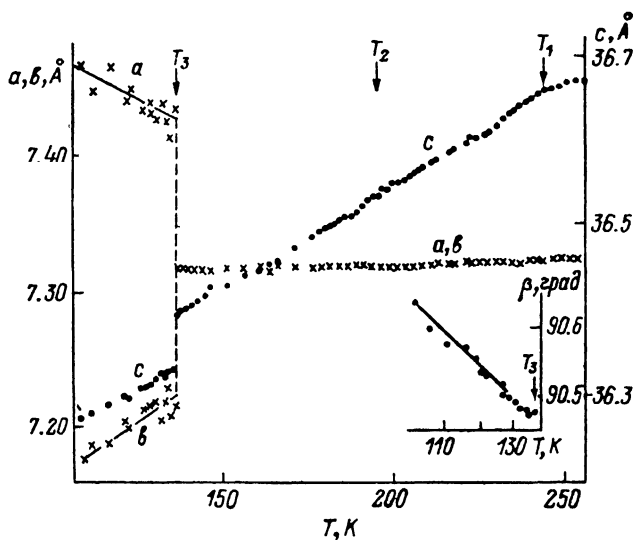


Рис. 4. Температурное поведение параметров кристаллической ячейки и угла моноклинности.

$a$ ,  $b$  направлены по диагоналям грани  $(001)_0$  ячейки фазы  $G_0$ ;  $c$  — вдоль  $c_0$ .

## 2. Обсуждение

Для анализа полученных экспериментальных данных обратимся к работам [11, 12], где проведен теоретико-групповой анализ СФП в кристаллах с пространственной группой  $D_{4h}^{17}$ . Сопоставляя данные по изменению симметрии при СФП с результатами работ [11, 12], можно утверждать, что цепочка СФП  $G_0 \leftrightarrow G_1 \leftrightarrow G_2$  описывается двухкомпонентным параметром порядка (ПП), преобразующимся по НП  $\tau_3 - X_3^+$ , двухлучевой звезды  $K13$  точки  $X$  зоны Бриллюэна (обозначения для НП из таблиц [13]). Низкотемпературный переход  $G_2 \leftrightarrow G_3$  можно осуществить при взаимодействии двух ПП, один из которых преобразуется по  $\tau_3 - X_3^+$ , другой —

Таблица 2

Матрицы неприводимых представлений  $\tau_3(k_{13}) - X_3^+$  и  $\tau_7(k_{13}) - X_3^+$  группы  $D_{4h}^{17}$

$\tau_i$	$a1$	$a2$	$a3$	$h\ 2/0$	$h\ 14/0$	$h\ 25/0$
$\tau_3$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
$\tau_7$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

Примечание. Матрицы НП указаны только для генераторов группы  $D_{4h}^{17}$  в обозначениях [13].

до  $\tau_7 - X_2^+$  той же самой звезды K13. В табл. 2 приведены матрицы НП  $\tau_3$  и  $\tau_7$ .

Обратимся теперь к той части упомянутой работы [11], где представлены атомные компоненты базисных функций НП  $\tau_3$  и  $\tau_7$  звезды K13.

Совокупность атомных компонент базисных функций НП  $\tau_3$  можно представить в виде поворотов  $\Phi$ -типа октаэдров (терминология для поворотов согласно [9]) вокруг осей  $a_0$  и  $b_0$  исходной фазы  $G_0$ . Повороты  $\Phi$ -типа характеризуются чередующимися знаками углов поворота соседних октаэдров вдоль колонок, лежащих в плоскости слоев. Совокупность атомных компонент базисных функций НП  $\tau_7$  дает повороты октаэдров  $\text{CdCl}_6$  уже вокруг оси  $c_0$ . Такие повороты в [9] названы  $\Theta$ -типом. Далее из каждой тройки связанных слоев октаэдров выделим средние и рассмотрим повороты только в этих слоях. В силу своего расположения искажения в средних слоях будут задавать искажения в связанных с ними слоях. Для изображения моделей структур искаженных фаз  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$  используем способ, который применялся в [9] при анализе искажений в однослойных перовскитоподобных соединениях типа  $\text{K}_2\text{MgF}_4$ . Для этого слои октаэдров, сдвинутые на половину диагонали кристаллической ячейки, изображены

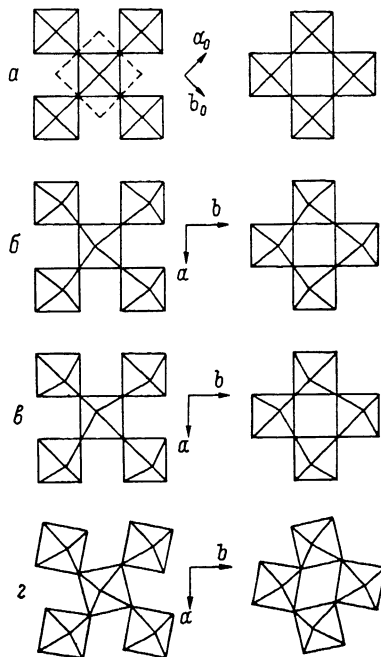


Рис. 5. Модели структур всех фаз кристалла  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$ .

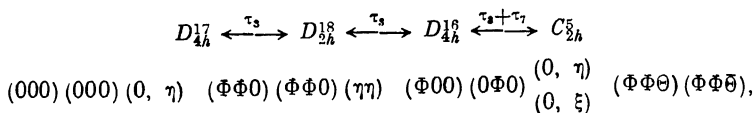
Проекция на плоскость (001)<sub>0</sub>. Приведены только центральные слои из каждой тройки связанных октаэдров. Центральные слои октаэдров, сдвинутые относительно друг друга на половину пространственной диагонали ячейки, изображены порознь. а — исходная фаза  $G_0$ , пр. гр.  $D_{4h}^{17}$ , искажения в слоях (000) (000); б — фаза  $G_1$ , пр. гр.  $D_{2h}^{12}$ , искажения в слоях (ФФ0) (ФФ0); в — фаза  $G_2$ , пр. гр.  $D_{4h}^{17}$ , искажения в слоях (Ф00) (0Ф0); з — фаза  $G_3$ , пр. гр.  $C_{2h}^2$ , искажения в слоях (ФФФ) (ФФФ).

порознь (рис. 5). В  $G_0$  повороты отсутствуют. Символ искажения (000) (000) (рис. 5, а). В  $G_1$  октаэдры поворачиваются вокруг осей  $a_0$  и  $b_0$  в каждой паре слоев, что соответствует символу (ФФ0) (ФФ0) из [9] (рис. 5, б). Для  $G_2$  такой символ (Ф00) (0Ф0), т. е. в одной тройке слоев октаэдры поворачиваются вокруг  $a_0$ , а в другой — вокруг  $b_0$  (рис. 5, в). В  $G_3$  к поворотам типа  $\Phi$  добавляются искажения, связанные с поворотами октаэдров вокруг оси  $c_0$ , т. е. повороты типа  $\Theta$  (рис. 5, з). Отметим, что при переходе из  $G_2$  в  $G_3$  происходит перестройка системы  $\Phi$  поворотов, которая была в  $G_2$ . Таким образом, совокупную систему поворотов в  $G_3$  можно записать в виде (ФФФ) (ФФФ). Судя по работе [11], ротационные искажения не исчерпывают всех возможных изменений структуры  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$ . Помимо поворотов октаэдрических групп, должны происходить их искажения, а также сдвиги ионов Rb и Cd.

Однако температурные зависимости параметров ячейки кристалла свидетельствуют в пользу преимущественно ротационных искажений (рис. 4). Действительно, если при  $\Phi\Pi G_0 \rightarrow G_1$  происходят искажения типа (ФФ0) (ФФ0), то наиболее температурно-зависимым должен быть параметр вдоль оси  $c_0$ . На кривой  $c(T)$  (рис. 4) при  $T_1$  заметен излом, после которого параметр  $c(T)$  уменьшается значительно быстрее, чем это наблюдается в фазе  $G_0$ . Отметим, что при таком типе искажения должна быть видна разница в параметрах  $a$  и  $b$  ромбической ячейки фазы  $G_1$ . То, что эту разницу не удалось обнаружить, связано, с одной стороны, с малостью угла  $\Phi$ ,

а с другой — с качеством образца, с наличием ярко выраженной плоскости спайности (001)<sub>0</sub>, приводящей к существенному уширению рентгеновских отражений. Перестройка поворотов от (ФФ0) (ФФ0) к (Ф00) (Ф00) при  $T_2$  может не вызывать изменения в температурном ходе  $c(T)$  и  $a(T)$  (рис. 4). Наиболее существенное влияние на параметры ячейки должны оказать перестройка системы поворотов типа Ф и появление нового поворота типа Θ при  $T_3$ . Так как скачок  $\Delta\Phi$  при ФП  $G_2 \rightarrow G_3$ , видимо, значителен, то хорошо видна разница в температурном поведении между параметрами  $a$  и  $b$  моноклинной ячейки фазы  $G_3$  (рис. 4), тем более что эту разницу усиливает скачок  $\Delta\Theta$  поворота октаэдрических групп вокруг оси  $c_0$ .

Суммируя сказанное выше, цепочку ФП в  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$  запишем



где  $\eta, \xi$  — компоненты двухкомпонентных ПП, преобразующихся по  $\tau_3$  и  $\tau_7$  соответственно.

Таким образом, кристаллы системы  $\text{RbCl}-\text{CdCl}_2$  оказались удачными объектами для изучения ФП в слоистых перовскитоподобных соединениях. Кристаллы  $\text{Rb}_2\text{CdCl}_4$ ,  $\text{Rb}_3\text{Cd}_2\text{Cl}_7$  и  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$  испытывают соответственно один, два и три ФП. Выше упоминалось, что ФП в  $\text{Rb}_2\text{CdCl}_4$  связан с ротационным искажением, символ которого  $(\Phi_1\Phi_2 0)(\Phi_2\Phi_1 0)$  [4-6]. Важной особенностью ФП в  $\text{Rb}_3\text{Cd}_2\text{Cl}_7$  и  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$  является наличие переходов, при которых точечная симметрия кристаллов повышается с уменьшением температуры [7, 8]. Если обратиться к структурным исследованиям слоистого  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CdCl}_4$  [14, 15], то видна аналогия в последовательности пространственных групп низкосимметричных фаз  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CdCl}_4$  и  $\text{Rb}_4\text{Cl}_3\text{Cl}_{10}$ . Подобное изменение симметрии в соединении  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CdCl}_4$  объяснялось особенностями упорядочения водородных связей  $\text{N}-\text{H} \dots \text{Cd}$  [16, 17]. Очевидно, в  $\text{Rb}_3\text{Cd}_2\text{Cl}_7$  и  $\text{Rb}_4\text{Cd}_3\text{Cl}_{10}$  механизмы ФП иные и, вероятнее всего, так же как и в  $\text{Rb}_2\text{CdCl}_4$  [4-6], связаны с конденсацией ротационных колебаний точки X границы зоны Бриллюэна.

Авторы благодарят К. С. Александрова за плодотворное обсуждение результатов работы.

#### Список литературы

- [1] Александров К. С., Анистратов А. Т., Безносиков Б. В., Федосеева Н. В. Фазовые переходы в кристаллах галоидных соединений  $\text{ABX}_3$ . Новосибирск, 1981. 268 с.
- [2] Bednorz J. C., Müller K. A. // J. Phys. B: Condensed Matter. 1986. V. 64. P. 189.
- [3] Seifert H. J., Koknet P. W. // Anorg. Allgem. Chem. 1968. V. 357. P. 314-324.
- [4] Aleksandrov K. S., Emelyanova L. S., Misyul S. V., Melnikova S. V., Gorev M. V., Kokov I. T., Schäfer A. D. // Jap. J. Appl. Phys. 1985. V. 24. Suppl. 24-2. P. 399-400.
- [5] Горев М. В., Мельникова С. В., Флеров И. Н. // ФТТ. 1987. Т. 29. №7. С. 2084-2088.
- [6] Kruglik A. I., Vasilyev A. D., Aleksandrov K. S. // Phase Transitions. 1989. V. 15. P. 69-75.
- [7] Александров К. С., Коков И. Т., Мельникова С. В., Мисюль С. В., Флеров И. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 12. С. 3652-3659.
- [8] Flerov I. N., Aleksandrov K. S., Melnikova S. V., Kruglik A. I., Misyul S. V., Beznosikov B. V. // Ferroelectrics. 1989. V. 96. P. 175-179.
- [9] Александров К. С. // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 4. С. 937-950; Aleksandrov K. S., Beznosikov B. V., Misyul S. V. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 104. P. 529-543.
- [10] Aleksandrov K. S., Flerov I. N., Melnikova S. V., Kruglik A. I., Misyul S. V., Ageev O. A. // Ferroelectrics. 1990. V. 104. P. 285-297.
- [11] Иванова Т. И., Сахненко В. П., Чечин Г. М., Мисюль С. В., Александров К. С. // Препринт Ин-та физики СО АН СССР. Красноярск, 1989. № 548Ф. 60 с.

- [12] Aleksandrov K. S., Misyul S. V., Ivanova T. I., Sakhnenko V. P., Chechin G. M. // Phase Transitions, 1990. V. 22. P. 245—255.
- [13] Ковалев О. В. Неприводимые представления пространственных групп. Киев, 1961. 153 с.
- [14] Kind R., Chapius G., Arend H. // Phys. St. Sol. (a). 1975, V. 31. P. 449—454.
- [15] Chapius G., Kind R., Arend H. // Phys. St. Sol (a), 1976. V. 36. P. 285.
- [16] Blinc R., Zeks B., Kind R. // Phys. Rev. 1978. V. B17. P. 3409—3420.
- [17] Блат Д. Х., Зиненко В. И. // ФТТ. 1979. Т. 21. С. 1009—1019.

Институт физики им. А. Л. Киренского  
СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
12 марта 1990 г.