

УДК 537.226.33

О ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА TlGaSe_2

А. А. Волков, Ю. Г. Гончаров, Г. В. Козлов,
В. И. Торгашев, В. Б. Широков

На основе спектроскопических данных с помощью термодинамического рассмотрения анализируются механизмы фазовых превращений в кристаллах семейства TlGaSe_2 . Обсуждается природа однородного и неоднородного параметров порядка. Построена фазовая диаграмма и сделан вывод о триггерном характере наблюдаемых фазовых превращений.

Кристаллы типа TlGaSe_2 образуют обширное семейство тройных слоистых полупроводников, открытое более двадцати лет назад [1]. В 70-х годах спектроскопическими методами в них были обнаружены аномалии температурного поведения решеточных мод, что дало основание предположить существование в кристаллах типа TlGaSe_2 фазовых переходов [2].

В 1983 г. реально были обнаружены фазовые переходы в TlGaSe_2 и TlInS_2 и впервые точно указаны их температуры [3, 4]. В субмиллиметровых спектрах была обнаружена интенсивная полярная мягкая мода, на основании изучения которой TlGaSe_2 был классифицирован как сегнетоэлектрик. Последовали работы [5-11], в которых эти выводы подтвердились. Однако, несмотря на значительный объем накопленного экспери-

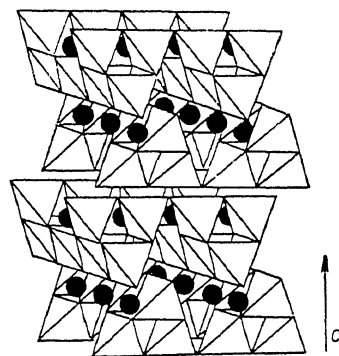


Рис. 1. Слоистая структура кристалла TlGaSe_2 .

Кружки — ионы Tl, тетраэдры — GaSe_4 [12].

ментального материала, природа наблюдаемых фазовых превращений остается неясной.

В настоящей работе анализируется сложившаяся ситуация и предлагается объяснение наблюдаемой сегнетоэлектрической неустойчивости в TlGaSe_2 на базе феноменологического рассмотрения.

1. Структура и динамика решетки TlGaSe_2

Согласно структурным данным [12, 13], TlGaSe_2 при комнатной температуре является моноклинным и описывается пространственной группой $C2c \equiv C_{2h}^3$ с очень близкими по величине параметрами ячейки a и b : $a \approx b = 10.77$, $c = 15.64$ Å. Элементарная ячейка состоит из $Z=16$ формульных единиц TlGaSe_2 (два слоя), но в силу базоцентрированности элементарной ячейки примитивная ячейка содержит $Z=8$.

Основной структурной единицей является тетраэдрический комплекс $\text{Ga}_4\text{Se}_{10}$, в свою очередь состоящий из четырех элементарных GaSe_4 -тетраэдров (рис. 1). Комплексы $\text{Ga}_4\text{Se}_{10}$ общими атомами селена связаны между

собой в квазидвумерную сеть в плоскости ab . Ионы таллия занимают тригонально-призматические пустоты, образуемые между $\text{Ga}_4\text{Se}_{10}$ -комплексами. Два слоя элементарной ячейки повернуты относительно друг друга на 90° и связаны операцией инверсии.

Вопреки логичному предположению о наличии множества мод в фоновом спектре TlGaSe_2 в силу большого размера его элементарной ячейки (93 линии при $Z=8$) общее число реально наблюдаемых в ИК и КР спектрах линий поглощения не превышает 25 [14-16]. Нетривиальным моментом является также и то, что ни в одной из работ [14-16] не наблюдалось анизотропии спектров в плоскости ab , обязательной в случае моноклиной симметрии решетки.

Отмеченные расхождения между результатами рентгеноструктурных и спектроскопических исследований мы связываем с квазитетрагональностью ($a \approx b$) структуры TlGaSe_2 и наличием одномерного беспорядка вдоль оси c [12], обусловленного нарушениями в стыковке слоев [17].

2. Сегнетоэлектрические свойства

Из обнаруженных на сегодня свойств TlGaSe_2 наиболее принципиальными в вопросе о механизме сегнетоэлектрического фазового перехода (ФП), на наш взгляд, являются два. Первое — это существование интенсивной ИК активной мягкой моды, наблюдаемой в субмиллиметровых

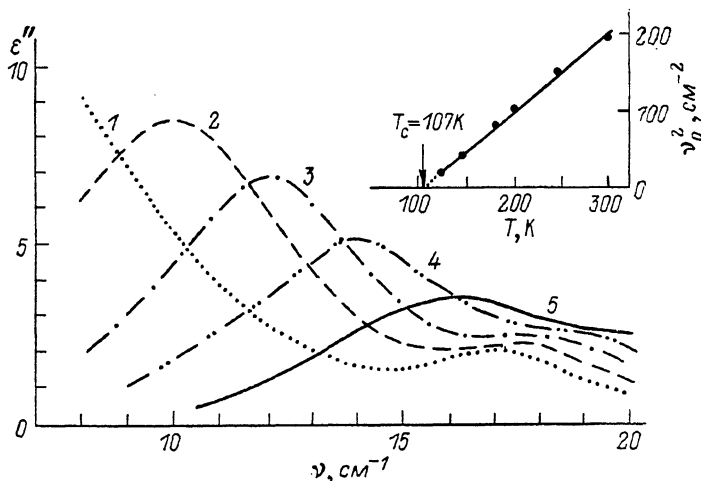


Рис. 2. Проявление мягкой моды в спектрах $\epsilon''(\nu)$ параэлектрической фазы кристалла TlGaSe_2 .

T, K : 1 — 150, 2 — 200, 3 — 250, 4 — 300, 5 — 330. На вставке — температурная зависимость квадрата частоты мягкой моды.

спектрах, частота которой стремится к нулю при $T=107 \text{ K}$ (рис. 2) [3]. В большинстве образцов мягкая мода вырождена по поляризации в плоскости ab . Ее диэлектрический вклад в параэлектрической фазе подчиняется закону Кюри—Вейсса со значением константы Кюри $C=5.5 \cdot 10^3 \text{ K}$.

В некоторых образцах в плоскости ab при понижении температуры мягкая мода расщепляется на две компоненты примерно одинаковой интенсивности [18]. Низкочастотная ветвь идентична мягкой моде нормального кристалла, высокочастотная же ведет себя аномально. Ее частота изменяется с понижением температуры в параэлектрической фазе немонотонно. Анизотропия диэлектрических спектров сохраняется и в сегнетоэлектрической фазе. Данное наблюдение является пока единственным доказательством проявления в решеточных спектрах TlGaSe_2 моноклиной симметрии.

Второе важное свойство TlGaSe_2 — наличие двух политипных модификаций TlGaSe_2 , наблюдаемых нейтронографическим методом, и существование в одной из них ($\alpha\text{-TlGaSe}_2$) учетверения элементарной ячейки

вдоль оси c при низких температурах [6]. Умножение элементарной ячейки, как недавно нами установлено, проявляется и в субмиллиметровых спектрах, которые обогащаются новыми линиями при переходе в низкотемпературную фазу. Один такой наиболее выразительный спектр, снятый при температуре жидкого гелия, приведен на рис. 3. Отчетливо видны линии поглощения, отсутствующие в ИК и КР спектрах парафазы. Существование полярной мягкой моды фазового перехода $T=107$ К в сочетании с умножением элементарной ячейки в той же точке однозначно приводит к выводу о наличии в TlGaSe_2 двух параметров порядка. Это заключение мы положили в основу описываемой далее феноменологической модели.

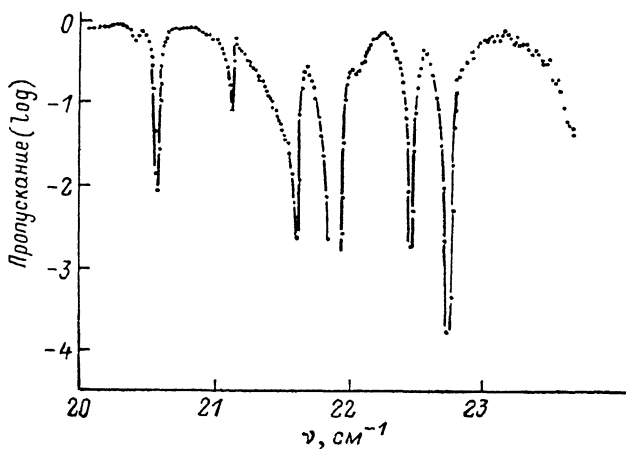


Рис. 3. Линия поглощения в спектре пропускания пластинки TlGaSe_2 толщиной 42 мкм, температура 5 К.

3. Феноменологическая модель

Параметр порядка (ПП), обуславливающий умножение объема элементарной ячейки, имеет вектор \mathbf{k}_1 , которому соответствуют два неприводимых представления $\tau_1(\mathbf{k}_1)$ и $\tau_2(\mathbf{k}_1)$.¹ С точки зрения термодинамического рассмотрения эти два представления эквивалентны, и мы для определенности выберем первое. Базисные функции этого представления обозначим через η_1 и η_2 .

Ввиду неоднозначности экспериментальной информации (достоверно не установлена симметрия мягкой сегнетоэлектрической моды и нет данных о группе симметрии низкотемпературных фаз) существует неоднозначность в выборе симметрии второго ПП. Ясно, однако, что он должен преобразовываться по одному из трех одномерных нетривиальных представлений класса C_{2h} : $\tau_2(\mathbf{k}_6)=A_u$, $\tau_3(\mathbf{k}_6)=B_u$ и $\tau_4(\mathbf{k}_6)=B_u$ (вектор $\mathbf{k}_6=0$). Рассмотрим каждый из этих вариантов последовательно.

Пусть симметрия мягкой моды есть A_u . Соответствующую ей базисную функцию обозначим через ξ . В этом случае разложение термодинамического потенциала зависит только от четырех функций

$$\eta_1\eta_2, \eta_1^2 + \eta_2^2, \xi^2, (\eta_1^4 + \eta_2^4)\xi. \quad (1)$$

В базис инвариантов (1) входит анизотропный инвариант восьмой степени, поэтому в разложении потенциала Ландау по ПП η следует также учесть восьмую степень:²

$$\Phi = a_1\rho^2 + a_2\rho^4 + a_3\rho^6 + a_4\rho^8 + A_4\rho^8 \cos 8\varphi + b_1\xi^2 + b_2\xi^4 + f\rho^2\xi^2 + d\xi^4 \cos 4\varphi, \quad (2)$$

¹ Мы используем обозначения для элементов симметрии, волновых векторов и неприводимых представлений, принятые в [19]. Связь между кристаллографическими параметрами a , b , c и реперами a_1 , a_2 и a_3 в [19] следующая: $a=a_2+a_3$, $b=a_3-a_2$, $c=a_1$.

² Отметим, что близкие, но не эквивалентные модели ранее рассматривались в [20, 21].

где a_i , A_4 , b_i , f и d — параметры, зависящие от внешних условий. При записи (2) использована полярная система координат

$$\eta_1 = \rho (\cos \varphi + i \sin \varphi); \quad \varepsilon_2 = 2\rho (\cos \varphi - i \sin \varphi). \quad (3)$$

Система уравнений состояния

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \rho} = \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \quad (4)$$

в качестве решений допускает следующие фазы:

$$\begin{aligned} \text{O)} \quad & \rho = 0, \quad \xi = 0, & -C_{2h}^3(1), \\ \text{I)} \quad & \rho = 0, \quad \xi \neq 0, & -C_2^3(1), \\ \text{II)} \quad & \rho \neq 0, \quad \xi \neq 0, \quad \sin 4\varphi = 0 (\cos 4\varphi = \pm 1), & -C_2^3(1), \\ \text{III)} \quad & \rho \neq 0, \quad \xi \neq 0, \quad \cos 4\varphi = -d\xi/(4A_4\rho^4), & -C_1^1(4), \\ \text{IV)} \quad & \rho \neq 0, \quad \xi = 0, \quad \cos 4\varphi = 0 (\sin 4\varphi = \pm 1), & -C_1^1(4). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь в скобках после символа пространственной группы указано изменение объема примитивной ячейки. Значениям $\cos 4\varphi = \pm 1$ в фазе II соответствуют разные уравнения состояния, поэтому это — антизоструктурные фазы [22]. Их существование обусловлено полем III ξ , появляющимся благодаря нелинейному взаимодействию $d\xi\rho^4 \cos 4\varphi$. В случае фазы IV значениям $\sin 4\varphi = \pm 1$ соответствуют домены этой фазы.

Ситуация, адекватная экспериментальной, осуществляется при $\Delta = 4a_2b_2 - f^2 < 0$, $A_4 > 0$, $a_i > 0$, $b_2 > 0$ и $f < 0$. Соответствующая фазовая диаграмма приведена на рис. 4. Исходя из того что квадрат частоты мягкой моды линейно зависит от температуры [3], будем считать, что коэффициент b_1 пропорционален $T - T_c$. Кроме того предположим, что a_1 слабо зависит от температуры. Такие предположения отвечают термодинамическому пути ($\beta' - \beta$), параллельному оси b_1 на плоскости (a_1, b_1) . Выбранный термодинамический путь соответствует триггерному характеру перехода в фазу II. Такой механизм фазового перехода для TlGaSe_2 существенно отличается от несобственно сегнетоэлектрического (путь $\alpha' - \alpha$), предложенного в [23]. При $A_4 < 0$ на диаграмме фазы III и IV отсутствуют, а вдоль выбранного пути при низких температурах (в левой части рис. 4) будет происходить переход первого рода в фазу, антизоструктурную фазе II, с противоположным по знаку значением поляризации.

В случае, когда второй III ξ преобразуется по представлению $\tau_3(\mathbf{k}_6) \equiv \equiv B_g$, базис инвариантов остается тем же, что и (1), а следовательно, не изменяется и вид термодинамического потенциала. Рассмотрение этого представления в качестве III диктуется предположением, что в силу дефектности образцов [24] может нарушаться принцип альтернативного запрета и, как следствие, возможно наблюдение мод B_g -типа в ИК спектрах. Отметим, что в пределах экспериментальной ошибки частоты ИК и КР линий действительно совпадают по крайней мере в области ниже 30 см^{-1} [25]. Решения уравнений состояния в этом случае такие же, как (5), но другой симметрии:

$$\text{I)} - C_1^1(1), \quad \text{II)} - C_1^1(4), \quad \text{III)} - C_1^1(4), \quad \text{IV)} - C_2^3(4). \quad (6)$$

На фазовой диаграмме рис. 4 переход в полярную фазу IV C_2^3 -симметрии может осуществляться лишь как несобственный. Однако термодинамический путь должен быть таким же, как и $\beta' - \beta$, что обусловлено наличием мягкой оптической моды. Для более адекватного соответствия с экспериментом должны выполняться условия $a_2 < 0$, $A_4 > 0$. В этом случае при $f < 0$ вдоль выбранного термодинамического пути вначале будет происходить ФП первого рода в фазу III, а при дальнейшем понижении температуры — переход второго рода в неполярную фазу II. Если же $f > 0$, то сначала будет происходить ФП первого рода в фазу IV моноклинной симметрии, затем ФП второго рода в фазу III, а при еще

более низких температурах — ФП второго рода в фазу II. Спонтанная поляризация появляется как несобственная только в фазах III и IV.

Рассмотрим, наконец, представление $\tau_1(k_6) \equiv B_u$. При такой симметрии III базис инвариантов состоит из следующих функций:

$$\tau_1 \tau_2, \tau_1^2 + \tau_2^2, \xi^2, (\tau_1^2 - \tau_2^2) \xi. \quad (7)$$

Для записи термодинамического потенциала в (2) следует теперь член $d\xi\rho^4 \cos 4\varphi$ заменить на $d\xi\rho^8 \sin 8\varphi$. При этом низкосимметричные фазы следующие:

$$\begin{aligned} \text{I)} \quad & \rho = 0, \quad \xi \neq 0, & -C_4^1(1), \\ \text{II)} \quad & \rho \neq 0, \quad \xi = 0, \quad \sin 4\varphi = 0 \quad (\cos 4\varphi = \pm 1), & -C_3^2(4), \\ \text{III)} \quad & \rho \neq 0, \quad \xi \neq 0, & -C_1^1(4), \\ \text{IV)} \quad & \rho \neq 0, \quad \xi = 0, \quad \cos 4\varphi = 0, & -C_2^1(4). \end{aligned} \quad (8)$$

Член $d\xi\rho^8 \sin 8\varphi$ существен лишь в фазе самой низкой симметрии III. Так как $\xi \neq 0$ только в этой фазе,³ спонтанная поляризация есть только в фазе III ($\xi \sim P_x, z$), а за счет взаимодействия $P_y\rho^4 \cos 4\varphi$ появляется и P_y , но несобственным образом. Попасть непосредственно в эту фазу из высокосимметричной вдоль выбран-

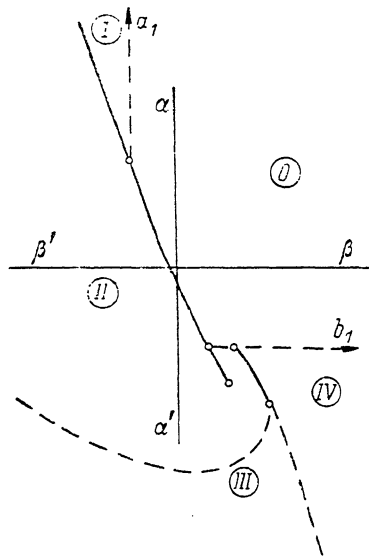


Рис. 4. Сечение фазовой диаграммы, соответствующей потенциалу (2), плоскостью феноменологических параметров (a, b) в предположении $a_i > 0$ ($i=2, 3, 4$), $A_4 > 0$, $b_2 > 0$, $d > 0$, $f < 0$ и $4a_2b_2 - f^2 < 0$.

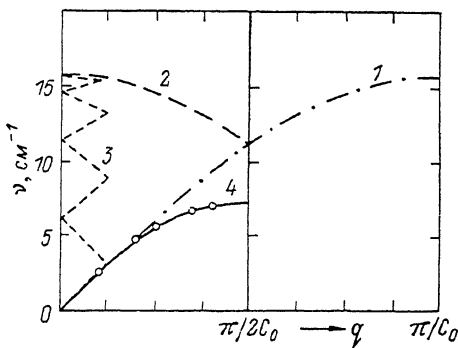


Рис. 5. Поперечная акустическая ветвь (кривая 4) в направлении [001] в кристалле TlGaSe_2 согласно [8] и отображение дисперсионных ветвей при умножении ячейки вдоль [001].

1 — однослойный, 2 — двухслойный, 3 — восьмислойный полиптипы соответственно.

ного термодинамического пути можно либо при $f < 0$ и $\Delta < 0$, либо при $a_2 < 0$.

В рассмотренных моделях мы не учитывали градиентные инварианты, допускавшиеся симметрией. Заметим однако, что учет пространственной неоднородности привел бы к качественно новым ответам только в точках фазовых переходов второго рода. В случае же TlGaSe_2 наличие неоднородной фазы не установлено [6], а фазовый переход в полярную низкотемпературную фазу при 107 К является переходом первого рода [3].

4. Обсуждение

Согласно нашей точке зрения, основной механизм фазового перехода в рассматриваемых кристаллах связан с неустойчивостью решетки относительно полярной мягкой моды. За счет нелинейных взаимодействий

³ Экспериментально не наблюдаемая нами фаза I не обсуждается.

($f\xi^2\rho^2$ и $d\xi\rho^4 \cos 4\varphi$) эта неустойчивость вызывает процесс переупорядочения в упаковке слоевых пакетов.

Обычно в слоистых кристаллах наименьшую частоту имеют жестко-слоевые (ЖС) моды. Однако при наличии тяжелых атомов (как таллий) или комплексов (как $\text{Ga}_4\text{Se}_{10}$) оптические ветви соответствующих внешних мод также могут иметь достаточно низкую частоту. При этом в силу их пересечений и антипересечений внутри зоны с низкой симметрией получающаяся картина дисперсии весьма сложна. Для слоистых кристаллов, содержащих n слоев в элементарной ячейке, зона Бриллюэна в направлении $[00\xi]$ (направление укладки слоев) в $1/n$ раз меньше зоны Бриллюэна однослойного кристалла. Если при этом межслоевое взаимодействие мало, то дисперсионные кривые n -слойного кристалла получаются простым отображением дисперсионных кривых однослойного политипа, как показано на рис. 5. Следствием отображения акустических ветвей является появление в спектре ЖС мод. Этот механизм, на наш взгляд, и ответствен за появление в низкотемпературных спектрах TlGaSe_2 большого числа новых линий поглощения в районе $15\text{--}25\text{ см}^{-1}$ (рис. 3).

ЖС моды, как правило, имеют максимальное значение параметров Грюнайзена. Этот аргумент в [16] был положен в основу идентификации линий спектров кристаллов TlGaSe_2 и TlInS_2 . Применение модели линейной цепочки с короткодействующим взаимодействием позволило идентифицировать экспериментальные линии относительно типов движений. Было показано, что линии с частотами ниже 70 см^{-1} соответствуют модам трансляционного типа.

Выскажем, однако, несколько иную точку зрения. В [6] методом неупругого рассеяния нейтронов для TlGaSe_2 была измерена поперечная акустическая ветвь в направлении $[001]$ (рис. 5). На основании этих измерений можно оценить значение соответствующей частоты ЖС моды. Известно [28], что дисперсионное соотношение для акустического фонона дается уравнением

$$\omega^2 = 2/M \sum_n f_n |1 - \cos(nkd)|, \quad (9)$$

где f_n — силовая константа для слоев, отдаленных друг от друга на расстояние nd (d — расстояние между соседними слоями), M — масса элементарной ячейки. Если вклад от взаимодействия ближайших соседних слоев преобладает над другими межслоевыми силами, то первое слагаемое в (9) является определяющим и акустическая ветвь имеет форму синусной кривой

$$\omega = 2(f_1/M)^{1/2} \sin(kd/2). \quad (10)$$

Из этого соотношения можно рассчитать частоту сдвиговой ЖС моды в предположении того, что выполнены правила отображения ветвей. Наилучшие результаты нашей подгонки формулы (10) к данным [6] приведены на рис. 5. Значение частоты ЖС моды получается близким к $14\text{--}15\text{ см}^{-1}$, что значительно ниже частот ЖС мод, предложенных в [16] ($\sim 30\text{--}50\text{ см}^{-1}$).

Коснемся вопроса о природе мягкой моды в центре зоны Бриллюэна. Согласно фактор-групповому анализу, механическое представление для TlGaSe_2 в C_{2h}^6 -фазе записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{трансл}} &= (A_u + 2B_u)_{\text{акуст}} + (A_g + 2B_g)_{\text{ЖС}} + 6A_g + 6B_g + 6A_u + 6B_u, \\ \Gamma_{\text{либрац}} &= A_u + 2B_u + A_g + 2B_g, \\ \Gamma_{\text{внутр}} &= 15A_g + 15B_g + 15A_u + 15B_u. \end{aligned} \quad (11)$$

Частоты мод, наблюдаемых в субмиллиметровом диапазоне [3, 4], при комнатной температуре близки к оценочным частотам ЖС мод сдвигового типа. С другой стороны, из-за наличия центра инверсии ЖС моды преобразуются по четным представлениям фактор-группы C_{2h} (см. (11)) и не должны наблюдаться в ИК спектрах. Поэтому более вероятно, что мягкая мода соответствует другому оптическому колебанию A_u -симмет-

ри, возможно, либрационного типа. Этот случай согласуется с тем, что моноклинная симметрия кристаллов $TlGaSe_2$ и $TlInS_3$, как установлено при оптических исследованиях [5], сохраняется в температурном интервале $80 \div 500$ К (первый вариант нашего термодинамического рассмотрения).

Что касается природы ПП, обеспечивающего умножение объема элементарной ячейки при фазовых переходах, то скорее всего он обусловлен процессами типа порядок—беспорядок в упаковке слоев пакетов, которые проявляются в спектрах в виде релаксационных возбуждений [3, 4].

Полиптипизм слоистых кристаллов, присущий семейству $TlGaSe_2$ всегда тесно связан с процессами упорядочения [27]. При этом если в полиптипном соединении происходит фазовый переход, то, как правило, имеет место изменение упорядоченного расположения дефектов стыковки слоев. Последнее либо приводит к полностью разупорядоченной структуре, либо меняет одно упорядоченное распределение на другое. Оба эти процесса могут существовать и одновременно. Если начальная структура лишь частично разупорядочена, что, по-видимому, реализуется в $TlGaSe_2$ [12], то указанные выше механизмы остаются в силе для упорядоченной части структуры. При этом для разупорядоченной части степень беспорядка может увеличиваться либо уменьшаться в зависимости от того, распределяются ли дефекты стыковки случайно или приобретают при фазовом переходе порядок. В последнем случае низкосимметричной фазе будет соответствовать полностью упорядоченная структура.

Авторы благодарны А. П. Леванюку, С. А. Минюкову и Д. Г. Санникову за плодотворную дискуссию.

Л и т е р а т у р а

- [1] Guseinov G. D., Ramazanov A. N., Kerimova E. M., Ismailov M. Z. Phys. Stat. Sol., 1967, vol. 22, N 2, p. K117—K122.
- [2] Абдуллаев Г. Б., Аллахвердиев К. Р., Виноградов Е. А. и др. ДАН АзССР, 1977, т. 23, № 11, с. 26—29.
- [3] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 11, с. 517—520.
- [4] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В. и др. ФТТ, 1983, т. 25, № 12, с. 3583—3585.
- [5] Алиев Р. А., Аллахвердиев К. Р., Баранов А. И. и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 5, с. 1271—1276.
- [6] Вазрушев С. Б., Квятковский Б. Е., Окунева Н. М. и др. Препринт № 886 ФТИ. Л., 1984. 12с.
- [7] Аллахвердиев К. Р., Бабаев С. С., Бахышов Н. А., Мамедов Т. Г. Препринт № 122 Ин-та физики АН АзССР. Баку, 1985. 14 с.
- [8] Абдуллаева С. Г., Абдуллаев А. М., Мамедов К. К., Мамедов Н. Т. ФТТ, 1984, т. 26, № 2, с. 618—620.
- [9] Абдуллаева С. Г., Мамедов Н. Т., Мамедов Ш. С., Мустафаев Ф. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 3147—3149.
- [10] Банис Ю., Брилингас А., Григас И., Гусейнов Г. ФТТ, 1987, т. 29, № 11, с. 3324—3329.
- [11] Бурлаков В. М., Виноградов Е. А., Нуров Ш., Гасанлы Н. М. Препринт № 15 ИСАН СССР. Троицк, 1985. 32 с.
- [12] Muller D., Hahn H. Z. Anorg. Allg. Chem., 1978, vol. 438, N 3, p. 258—272.
- [13] Henkel W., Hochheimer H. D., Carlone C. и др. Phys. Rev. B, 1982, vol. 26, N 6, p. 3211—3224.
- [14] Allahverdiev K. R., Sardarly R. M., Wondre F., Ruan J. F. Phys. Stat. Sol. (b), 1978, vol. 85, N 1, p. K5—9.
- [15] Vinogradov E. A., Zhizhin G. N., Melnik N. N. и др. Phys. Stat. Sol. (b), 1979, vol. 95, N 2, p. 383—390.
- [16] Gasanly N. M., Goncharov A. F., Melnik N. N. и др. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, vol. 116, N 2, p. 427—443.
- [17] Абдуллаева С. Г., Ардинбеков С. С., Гусейнов Г. Г. ДАН АзССР, 1980, т. 36, № 8, с. 34—37.
- [18] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Сардарлы Р. М. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 7, с. 293—295.
- [19] Ковалев О. В. Неприводимые представления пространственных групп. Киев. 1961. 153 с.
- [20] Санников Д. Г. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 6, с. 342—344.
- [21] Гуфан Ю. М., Торгашев В. И. ФТТ, 1980, т. 22, № 6, с. 1629—1637.
- [22] Гуфан Ю. М. Структурные фазовые переходы. М.: Наука, 1982. 304 с.

- [23] *Гашишзаде Ф. М., Гаджиев Б. Р., Аллавердиев К. Р.* и др. ФТТ, 1985, т. 27, № 8, с. 2286—2290.
- [24] *Алиев В. А., Гусейнов Г. Д.* Изв. АН СССР. Неорг. матер., 1987, т. 23, № 2, с. 342—344.
- [25] *Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В.* и др. ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2752—2759.
- [26] *Nakashima S., Hanyu M., Mitsuishi A.* In: *Vibrational Spectra and structure*, 1985, vol. 14, p. 305—431.
- [27] *Верма А., Кришна П.* Полиморфизм и политипизм в кристаллах. М.: Мир, 1969. 274 с.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
29 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
6 июля 1986 г.