

УДК 537.632

© 1992

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ HgCr_2X_4 ($\text{X} = \text{S}, \text{Se}$)

Р. Дагис, Г.-Ю. Бабонас, С. И. Гребинский, Г. Пукинскас

Приведены результаты эллипсометрических (при 300 К) и магнитооптических (при 6.80 К) измерений кристаллов HgCr_2X_4 ($\text{X} = \text{S}, \text{Se}$) в спектральной области 0.2—1.2 мкм. По экспериментальным результатам вычислены спектры диагональной ϵ_0 и недиагональной ϵ_{xy} диэлектрической проницаемости. Рассмотрена микроскопическая природа главных структур оптических спектров. Показано, что наиболее интенсивные структуры в спектрах ϵ_{xy} обусловлены оптическими переходами из валентной зоны в состояния 3d e_g - и 4s- типа иона Cr^{2+} . Обсуждена природа края поглощения и его аномального температурного красного смещения.

Электронная структура и спектры магнитных хромовых шпинелей ACr_2X_4 ($\text{A} = \text{Cd}, \text{Hg}$; $\text{X} = \text{S}, \text{SeO}$ исследованы довольно широко (обзор более ранних исследований по этому вопросу имеется в [1]). Главной задачей этих исследований было выяснение микроскопических механизмов, обуславливающих весьма уникальные оптические, магнитные и электрические свойства этих материалов. С другой стороны, эти материалы являются хорошими модельными системами для исследования общей проблемы — структуры и природы электронных спектров сложных ионных полупроводников с элементами переходных металлов. Кубическая кристаллическая структура, орбитально невырожденное основное состояние парамагнитного иона Cr^{3+} , возможность менять А и X и соответственно следить за изменением обусловленных этим свойств, сильные магнитооптические эффекты делают их удобными объектами для исследования этой проблемы.

Наиболее хорошо изученными из этой группы материалов являются хромовые шпинели кадмия. Однако даже для них имеющиеся выводы относительно характера электронных спектров и их природы весьма противоречивы (см. таблицы XV, XVI и дискуссию по этому вопросу в [1]). В основном эти противоречия обусловлены тем, что выводы делаются на основе отдельных экспериментальных результатов, полученных на отдельных соединениях, что, учитывая сложность соединений и отсутствие подходящих теоретических моделей спектров, приводит к большой неопределенности в интерпретации результатов. В связи с этим в настоящей работе приведены результаты эллипсометрических измерений и полярного эффекта Керра для монокристаллов HgCr_2X_4 ($\text{X} = \text{S}, \text{Se}$), имеющих ту же кристаллическую структуру, как и CdCr_2X_4 , и при данном X практически одинаковые постоянные решетки. Анализ этих результатов, а также сопоставление их с соответствующими результатами для CdCr_2X_4 дают возможность получить более определенную информацию о характере и природе спектров магнитных хромовых шпинелей.

Методика

Монокристаллы HgCr_2S_4 и HgCr_2Se_4 выращивались из элементарных Hg, Cr, S и Se, взятых в стехиометрическом соотношении, методом химических транспортных реакций [2] с использованием $\text{CrCl}_3 + \text{Al}$ в качестве транспортирующего

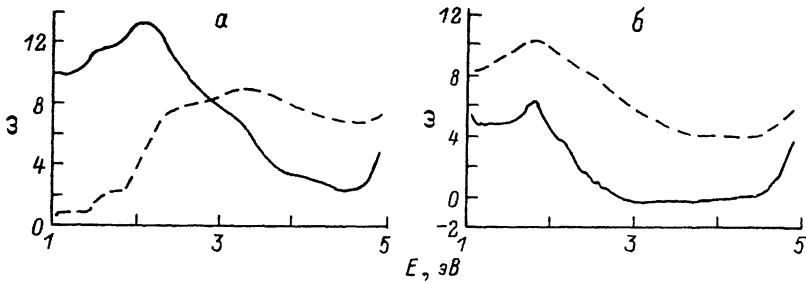


Рис. 1. Спектры реальной (сплошная кривая) и мнимой (штриховая кривая) частей диэлектрической проницаемости кристаллов HgCr_2S_4 (а) и HgCr_2Se_4 (б).

агента. Перепад температур составлял $\sim 40^\circ\text{C}$, а температура «горячего» конца варьировалась в пределах $650\text{--}850^\circ\text{C}$. По истечении 2—3 недель на «холодном» конце ампулы выростали кристаллы октаэдрической формы с зеркальными гранями. Характерные размеры граней монокристаллов составляли 2—3 и 4—5 мм для HgCr_2S_4 и HgCr_2Se_4 соответственно.

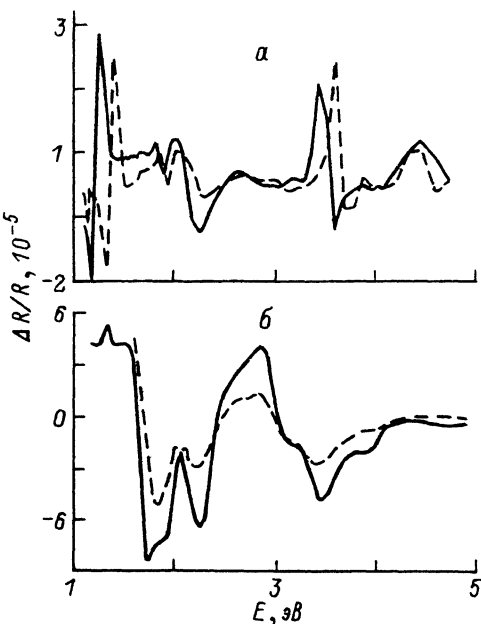


Рис. 2. Спектральная зависимость полярного магнитооптического эффекта Керра в кристаллах HgCr_2S_4 (а) и HgCr_2Se_4 (б) при 6 (сплошные кривые) и 80 К (штриховые кривые).

компоненты тензора диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon'_{xy} = a\Delta R/R + b\Delta\eta/2, \quad \varepsilon''_{xy} = b\Delta R/R - a\Delta\eta/2, \quad (1)$$

где $a = n(n^2 - 3k^2 - 1)$; $b = k(3n^2 - k^2 - 1)$; $\Delta\eta$ — изменение фазы отраженного от кристалла света, связанное с ΔR соотношением Крамерса—Кронига. Спектры недиагональной компоненты диэлектрической проницаемости кристаллов HgCr_2S_4 и HgCr_2Se_4 показаны на рис. 3.

Оптические измерения проводились при помощи автоматического спектрального эллисометра, описанного в [3], и на их основе вычислялись спектры комплексного показателя преломления $N = n - ik$, а также спектры действительной ε'_0 и мнимой (ε''_0) частей диэлектрической проницаемости ε_0 . Данные, полученные для кристаллов HgCr_2S_4 и HgCr_2Se_4 , представлены на рис. 1.

Магнитооптические измерения проводились при 6 и 77 К в магнитных полях до 0.5 Тл. В изучении полярного эффекта Керра, модулируя поляризацию света фотоупругим модулятором, мы измеряли разницу ΔR между коэффициентами отражения R_+ и R_- для право- и левоциркулярно-поляризованного света при углах падения, близких к нормальным. Характерные спектры эффекта Керра для кристаллов HgCr_2S_4 и HgCr_2Se_4 приведены на рис. 2.

По эллисометрическим данным и результатам измерений полярного эффекта Керра вычислялись реальная ε'_{xy} и мнимая ε''_{xy} части недиагональной

Рис. 3. Спектры реальной (сплошная кривая) и мнимой (штриховая кривая) частей недиагональной компоненты диэлектрической проницаемости кристаллов HgCr_2S_4 (а) и HgCr_2Se_4 (б).

Спектры приведенные на рис. 2, 3, нормированы на магнитное поле 1 мТл.

2. Результаты и их обсуждение

Определенную информацию о природе электронных спектров возбуждения можно извлечь из сопоставления даже сравнительно малоструктурных спектров диэлектрической проницаемости ϵ_0 для HgCr_2X_4 и CdCr_2X_4 . Приведенные на рис. 1 спектры действительной и мнимой частей ϵ_0 кристаллов HgCr_2X_4 для соответствующих X весьма близки по своей форме к спектрам соединений CdCr_2X_4 , полученным в [4, 5]: в спектрах ϵ_0'' сульфидов наблюдаются ярко выраженные структуры при 2.4 и 3.4 эВ, а в селенидах — сильная структура при 19 эВ. Незначительная зависимость этих структур от элемента А в ACr_2X_4 указывает, что они обусловлены переходами, определяемыми главным образом электронными состояниями атомов Cr и X. Учитывая, что разница между энергиями структур при 2.4 и 1.9 эВ для ACr_2S_4 и ACr_2Se_4 соответственно приблизительно равна разнице первых потенциалов ионизации атомов S и Se, можно предположить, что эти структуры имеют одинаковую микроскопическую природу и обусловлены возбуждениями из валентной зоны, построенной из p-функций S или Se.

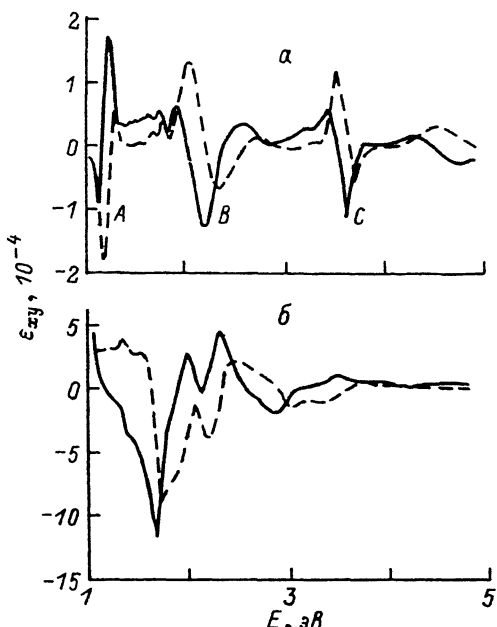
Поскольку постоянные решетки HgCr_2X_4 и CdCr_2X_4 для данного X практически одинаковы, то можно предположить, что кристаллическое поле для 3d-электронов ионов Cr^{3+} в обоих соединениях тоже близки. Поэтому слабую структуру, наблюдаемую в спектре ϵ_0'' в HgCr_2S_4 при 1.7 эВ (рис. 1), как и в CdCr_2S_4 [6] и в $\text{CdIn}_2\text{S}_4 : \text{Cr}^{3+}$ [7], можно приписать 3d—3d переходом.

Более богатой структурой обладают спектры недиагональной компоненты ϵ_{xy} тензора диэлектрической проницаемости, приведенные для HgCr_2X_4 на рис. 3. Как и в случае ϵ_0 , они весьма похожи на спектры ϵ_{xy} сульфидов [5] и селенидов [8, 9] кристаллов CdCr_2X_4 .

В общем случае извлечение информации из спектров ϵ_{xy} является весьма трудной задачей из-за наложения структур, связанных с разными электронными переходами. В этом отношении спектры ϵ_{xy} в HgCr_2S_4 являются исключением, так как в них проявляются три ярко выраженные и сравнительно хорошо разделенные структуры А, В, С (рис. 3, а) (при энергиях 1.3, 2.3 и 3.5 эВ соответственно).

Как известно [5], реальная и мнимая составляющие диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xy} = \epsilon'_{xy} - i\epsilon''_{xy}$ определяются следующими соотношениями:

$$\epsilon'_{xy} = \frac{8\pi^2\omega NL}{h} \sum_{a,b} \beta_a \frac{|p_{ab}^+|^2 - |p_{ab}^-|^2}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_{ab}^2} (\omega_{ab}^2 - \omega^2 - \Gamma_{ab}^2), \quad (2)$$



$$\varepsilon_{xy}'' = \frac{8\pi^2 \omega NL}{h} \sum_{a,b} \beta_a \frac{|p_{ab}^+|^2 - |p_{ab}^-|^2}{(\omega_{ab}^2 - \omega^2 + \Gamma_{ab}^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma_{ab}^2} \Gamma_{ab} (\omega_{ab}^2 + \omega^2 + \Gamma_{ab}^2), \quad (3)$$

где p_{ab}^+ и p_{ab}^- — матричные элементы электрического дипольного перехода между a и b состояниями для право- и левоциркулярного-поляризованного света, ω_{ab} — частота перехода, Γ_{ab} — ширина линии, β_a — вероятность заполнения начального состояния, N — концентрация активных центров, L — фактор Лоренца. Таким образом, дисперсия ε_{xy} определяется как характером состояний a и b , так и структурой спектра ω_{ab} .

В случае соединений ACr_2X_4 не возникает проблем относительно определения основного состояния a . Считается, что электронные оболочки A^{2+} и X^{2-} ионов заполнены, а ион Cr^{3+} сверх заполненных оболочек имеет $3d^3$ электроны, основное состояние которых в кубическом кристаллическом поле является $|{}^3_2g^4 A_2\rangle$. Подчеркивая, что внешние заполненные оболочки ионов p -типа, в дальнейшем основное состояние будем обозначать $|p^6 t_{2g}^3 {}^4 A_2\rangle$. В качестве возбужденных состояний, ответственных за структуру ε_{xy} в нами исследованной области энергий, в магнитных диэлектриках с элементами $3d$ переходных металлов рассматриваются как внутриионные возбуждения $[10]$ типа $3d-3d$ или $3d-4s$ в ионе Cr^{3+} , так и межионные. Однако $3d-3d$ и $3d-4s$ переходы запрещены по четности и поэтому можно ожидать, что им соответствующие структуры будут весьма слабыми. Об их интенсивности можно судить по сравнительно неплохо выраженным двум структурам в спектре ε_{xy} в HgCr_2S_4 в области 1.6—1.9 эВ, которые в соответствии с данными по исследованию $\varepsilon_0(E)$ следует приписать $3d-3d$ переходам.

Учитывая энергии возбужденных состояний, правила отбора и характер перекрывания волновых функций, можно предположить, что в рассматриваемой области энергий основной вклад в структуры спектров ε_{xy} будут вносить межионные переходы типа $p^6 t_{2g}^3 - p^5 t_{2g}^3$ и $p^6 t_{2g}^3 - p^5 t_{2g}^3 d_{eg}$. Эти переходы в основном соответствуют возбуждениям из заполненной валентной зоны, происшедшей из p -функций S и Se в состоянии s -типа Cr^{2+} и $5s$ - или $6s$ -функции Cd^+ и Hg^+ соответственно, а также в состоянии e_g -симметрии, построенные из $3de_g$ -функций Cr^{2+} . В отличие от характерного для немагнитных диэлектриков межионного перехода $p^6 - p^5 l$, который дает слабый диамагнитный вклад в ε_{xy} , пропорциональный зеemannовскому расщеплению возбужденных уровней, переходы $p^6 t_{2g}^3 - p^5 t_{2g}^3 l$ могут привести к сильному парамагнитному вкладу из-за обменной связи спинов t_{2g} - и l -электронов и спин-орбитального взаимодействия в возбужденном состоянии. Однако такой вклад маловероятен для $p^6 t_{2g}^3 - p^5 t_{2g}^3 s$ переходов в случае s -состояний, построенных из $5s$ - или $6s$ -функций Cd^+ и Hg^+ , из-за их очень незначительного перекрывания с $3d^3$ -функциями иона Cr^{3+} , что обусловлено большим межатомным расстоянием d ($\text{A}-\text{Cr}$) между A и Cr атомами в ACr_2X_4 (для ACr_2X_4 $4.2 < d(\text{A}-\text{Cr}) < 4.5 \text{ \AA}$ [11]).

Для рассмотрения влияния на ε_{xy} переходов из валентной зоны в состояние, построенные из $4s$ - или $3de_g$ -функций Cr^{2+} , можно воспользоваться моделью октаэдрического кластера $[\text{CrX}_6]$. Согласно правилам отбора, в $4s$ -состояния могут происходить только переходы из молекулярных орбиталей симметрии t_{1u} и t_{1u} , построенных из p -функций ионов X, а в $3de$ -состояния — из t_{1u} , t_{1u} и t_{2u} орбиталей. Однако, учитывая, что ε_{xy} пропорционален квадрату интеграла перекрывания между функциями возбуждаемого и возбужденного электронов, а это перекрывание для функций π -типа гораздо слабее, чем для σ -функций, то достаточно ограничиться только рассмотрением переходов из состояний t_{1u} . Таким образом, предполагается, что наиболее сильные структуры в спектре ε_{xy} обусловлены переходами $t_{1u} t_{2g} - t_{1u} t_{2g} a_{1g}$ и $t_{1u} t_{2g} - t_{1u} t_{2g} e_g$. Если учесть, что спин-орбитальное взаимодействие равно нулю для a_{1g} -, e_g - и t_{2g} -электронов в

состояния 4A_2 , то спин-орбитальное расщепление возбужденных состояний определяется только $t_{1u\sigma}^+$ -электронами. При этом ввиду полной эквивалентности t_{1u} - и p -электронов характер этого расщепления будет таким же, как и в случае расщепления между состояниями $J = 1/2$ и $J = 3/2$ полного момента p^5 оболочки свободного иона.

Матричные элементы p_{ab}^{+-} в (2), (3) легко вычисляются для переходов $t_{1u\sigma}^+ t_{2g}^3 ({}^4A_2) - t_{1u\sigma}^+ (J_1) t_{2g}^3 ({}^4A_2) a_{1g}$, если учесть их полную эквивалентность с переходами типа $np^6 n' p^3 ({}^4S) - np^5 (J_1) n' p^3 ({}^4S) s$ в свободном ионе. В этом случае нетрудно показать, что

$$\begin{aligned} & \langle t_{1u\sigma}^+ t_{2g}^3 ({}^4A_2) (M_s = -3/2) | p_q | t_{1u\sigma}^+ (J_1) t_{2g}^3 ({}^4A_2) a_{1g} J' M' \rangle^2 = \\ & = \frac{1}{3} |\langle 3/2 \ 3/2 \ 1q | J' - M' \rangle|^2 (2J_1 + 1) (2S_2 + 1) \begin{pmatrix} 1/2 & J_1 & 1 \\ J' & 3/2 & S_2 \end{pmatrix}^2 S_1^2 (t_{1u\sigma}, a_{1g}), \quad (4) \end{aligned}$$

где $q = +1, -1$ для p^+ -, p^- -переходов соответственно, S_2 — полный спин ($S_2 = 1, 2$) для $t_{2g}^3 ({}^4A_2)$ - и a_{1g} -электронов, $\langle 1 \rangle$ — коэффициент Клебша—Гордона, — $3j$ -символ Рака, S_1 — «радиальный» интеграл перехода. Поскольку измерения ϵ_{xy} проводятся при низких температурах, то в (4) предполагается, что заселен только нижний зеэмановский уровень основного состояния с проекцией спина $M_s = -3/2$. Если пренебречь слабым диамагнитным вкладом в ϵ_{xy} , т. е. если пренебречь зеэмановским расщеплением возбужденных уровней и просуммировать (3) по M' (а также по значениям полного момента J' , который в данном случае введен формально для нумерации состояний), то получаем значения $|p_{ab}^+|^2 - |p_{ab}^-|^2$ для переходов в уровни с $J_1 = 3/2, S_2 = 2; J_1 = 1/2, S_2 = 2; J_1 = 3/2, S_2 = 1$ и $J_1 = 1/2, S_2 = 1$, равные $(1/6) S_1^2, (1/6) S_1^2, (1/6) S_1^2$ и $(1/6) S_1^2$ соответственно.

Как и следовало ожидать на основании (4), парамагнитный вклад исчезает в отсутствие спин-орбитального или обменного взаимодействия, т. е. если в (2), (3) просуммировать по возбужденным состояниям, соответствующим различным J_1 и S_2 .

Подобные расчеты для переходов $p^6 t_{2g}^3 - p^5 t_{2g}^3 e_g$ более сложны, так как в данном случае нельзя использовать аналогию со свободным атомом. После суммирования по двум вырожденным состояниям e_g -электрона величина $|p_{ab}^+|^2 - |p_{ab}^-|^2$ для переходов в уровни, расположенные по значениям J_1 и S_2 в вышеуказанном порядке, равна $(1/10) S_1^2, -(1/10) S_1^2, -(1/10) S_1^2$ и $(1/10) S_1^2$ соответственно, где в данном случае S_1 является «радиальным» интегралом перехода $pt_{1u\sigma} - d_{eg}$. Каждый из таких переходов приводит к появлению в спектре ϵ'_{xy} структуры дисперсионного типа, которые для разных J_1, S_2 могут иметь различную полярность. Однако суммарная картина спектра может быть весьма сложной в зависимости от характера перекрытия вкладов от отдельных структур, определяемого шириной линий, а также величинами спин-орбитального и обменного взаимодействий. Так как спин-орбитальное расщепление в сульфиде и селениде равно ~ 0.1 и 0.4 эВ [12] соответственно и имеет порядок ширины линий, то наложение двух структур дисперсионного типа, обусловленных переходами в уровни с $J_1 = 3/2$ и $J_1 = 1/2$ и с определенными значениями S_2 , приводит к колоколообразной форме спектра ϵ'_{xy} с амплитудой, пропорциональной величине спин-орбитального расщепления. Если предположить, что радиальные функции $3de_g$ - и $3dt_{2g}$ -электронов одинаковы, то энергетический интервал между состояниями, соответствующими различной поляризации спинов $3de_g$ -электронов, равен $5B + 2C$, что составляет ~ 2 эВ для характерных значений параметров Сугано—Танабе $B \sim 1000$ см $^{-1}$ и $C = 4B$ [13]. В этом случае в спектре ϵ'_{xy} возникают две разделенные противоположной полярности структуры, часто называемые

линиями диамагнитного типа. Такая картина хорошо согласуется с экспериментальной для HgCr_2S_4 , если таким переходам приписать структуры А и С, разделенные приблизительно на 2 эВ и имеющие противоположную полярность. Структура типа С наблюдается и в CdCr_2S_4 [5] при той же энергии, а в селенидах она смещена на ~ 0.6 эВ в длинноволновую область в соответствии с меньшей энергией ионизации p -электронов в Se, чем в S. Аналогичная линия А структура в спектрах $\epsilon_{xy}(E)$ селенидов должна находиться, по-видимому, при $E < 1$ эВ.

Для возбужденных состояний, соответствующих переходам в состояния $4s$ -типа, обменное расщепление сравнительно незначительно, и даже для свободных ионов оно меньше 0.5 эВ [14]. В этом случае результат наложения двух колоколообразных структур в спектре ϵ'_{xy} приводит к появлению линии дисперсионного типа. С первого взгляда трудно такой механизм приписать структуре В в HgCr_2X_4 , поскольку ее форма более близка к диссипативной, чем к дисперсионной. Однако нетрудно убедиться, что она сильно искажена наложением других структур. Это наглядно видно, если ее сравнить с сильными структурами при 1.9 эВ в селенидах, которые имеют ту же микроскопическую природу. Из рис. 3, б видно, что в HgCr_2Se_4 это структура дисперсионного типа, только наложение другой линии при 2.2 эВ того же типа обуславливает ее сильную асимметричность. В CdCr_2Se_4 [8] это наложение меньше проявляется, и дисперсионный характер этой структуры весьма нагляден. Можно привести и дополнительную аргументацию в пользу такого механизма. Так, эта структура в HgCr_2Se_4 более интенсивна, чем в HgCr_2S_4 , что обусловлено большим спин-орбитальным расщеплением в селенидах. Кроме того, в отличие от структур А и С температурная зависимость положения линии В незначительна (см. рис. 2 и [8], где подробно исследована температурная зависимость этой структуры в CdCr_2Se_4 в интервале 4—140 К).

При исследовании оптических свойств кристаллов ACr_2X_4 , как правило, наибольшее внимание уделяется краю поглощения и его температурной зависимости. Если учесть, что структура А в HgCr_2S_4 находится в области края поглощения, то на основе исследований эффекта Керра можно утверждать, что как в HgCr_2S_4 , так и в HgCr_2Se_4 и CdCr_2Se_4 край определяется $p-d$ переходами (в CdCr_2S_4 в области края проявляются также и $d-d$ переходы). Такое утверждение согласуется со сравнительно малыми значениями коэффициента поглощения в данной области спектра.

Для объяснения аномального температурного красного смещения края предположено несколько механизмов. Большинство авторов это смещение приписывает увеличению обменного взаимодействия $3de_g$ - и $3df_g$ -электронов при увеличении степени магнитного упорядочения спинов Cr^{3+} ионов. Такое предположение согласуется с сильной температурной зависимостью структуры А и весьма слабой — структуры В в спектрах ϵ_{xy} . Однако, учитывая только этот механизм, трудно объяснить более сильное температурное смещение в HgCr_2Se_4 , чем в CdCr_2Se_4 , а также линейную температурную зависимость края в широком интервале температур 4—300 К [15] в HgCr_2Se_4 , в котором температура Кюри $T_C \sim 120$ К [16]. Не исключено влияние механизма, приписывающего это смещение изменению межионных расстояний, определяемых в шпинелях не только постоянной решетки, но и структурным параметром u , характеризующим относительное смещение ионов в тетраэдрах AX_4 и октаэдрах CrX_6 . При этом, как следует из оценок в [17], энергии переходов из валентной зоны очень чувствительны к незначительным изменениям параметра u , наблюдаемым [17] при изменении температуры. Поэтому при количественных расчетах края поглощения следует, по-видимому, учитывать оба механизма.

- [1] Kambara T., Oguchi T., Yokoyama G., Gondaira K. I. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1980. V. 19. Suppl. 19—3. P. 223—236.
- [2] Gibart P., Goldstein L., Dorfman J. L. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1980. V. 19. Suppl. 19—3. P.183—202.
- [3] Бабонас Г., Пукинскас Г. // Препринт № 23. Вильнюс, Ин-т физики полупроводников АН ЛитССР, 1988. 51 с.
- [4] Itoh I., Miyata N., Narita Sh. // *Japan. J. Appl Phys.* 1973. V. 12. P. 1265—1266.
- [5] Wittekoek S., Rinzema G. // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1971. V. 44. P. 844—860.
- [6] Berger S. B., Ekstrom L. // *Phys. Rev. Lett.* 1969. V. 23. P. 1499—1503.
- [7] Wittekoek S., Bongers P. F. // *Sol. State Commun.* 1969. V. 7. P. 1719—1721.
- [8] Bongers P. F., Haas C., Van Zun A. M. J. G., Zanmarchi G. J. // *Appl. Phys.* 1969. V. 40. P. 958—963.
- [9] Sato K. J. // *Phys. Soc. Japan.* 1977. V. 43. P. 719—720.
- [10] Zhang Xu-Xin, Schoenes J., Reim W., Wachter P. // *J. Phys. C.* 1983. V. 16. P. 6055—6072.
- [11] Zvara M., Prosser V., Schlegel A., Wachter P. // *J. Mag. Mag. Mater.* 1979. V. 12. P. 219—226.
- [12] Кардона М. Модуляционная спектроскопия. М., 1972. 416 с.
- [13] Sugano S. // *Progr. Theoret. Phys.* 1960. V. 14. Suppl. P. 66—107.
- [14] Moore Ch. E. Atomic energy levels. National Bureau of Standards, 1952. 227 p.
- [15] Wakaki M., Arai T., Kudo K. // *Sol. State Commun.* 1975. V. 16. P. 679—682.
- [16] Wakaki M., Arai T. // *Sol. State Commun.* 1978. V. 26. P. 757—759.
- [17] Goebel H. // *J. Mag. Mag. Mater.* 1976. V. 3. P. 143—147.

Институт физики полупроводников
Вильнюс

Поступило в Редакцию
17 февраля 1992 г.
