

Рис. 1. Спектр поглощения кристалла CdS толщиной 0,18 мкм, $T=4,2^\circ \text{K}$. В компоненте $E \perp C$ в области состояния $n=1$ для проявления тонкой структуры спектр получен при большей экспозиции, чем в остальных случаях

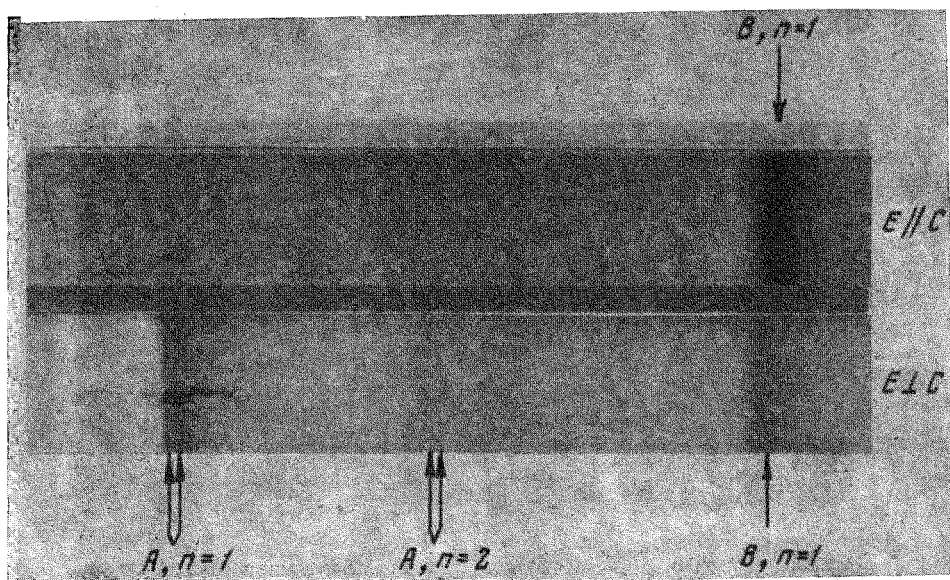


Рис. 2. Спектры отражения кристалла CdS, $T=4,2^\circ \text{K}$

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЭКСИТОННЫХ ПОЛОС И ПЕТЛЯ ЭКСТРЕМУМОВ ЗОН КРИСТАЛЛОВ CdS И CdSe

24

М.С.Бородин, А.В.Крицкий, М.И.Страшников

В работах Рашбы и Шеки [1] теоретически было показано, что в вюрцитных кристаллах без центра инверсии из-за наличия в разложении $E(k)$ линейного по квазимпульсу k члена может возникнуть так называемая петля экстремумов зон. Вследствие этого может иметь место расщепление полос на отдельные компоненты. В настоящей работе сообщается о наблюдении и измерении подобного расщепления в спектрах кристаллов CdS и CdSe.

На спектрографе большой дисперсии ($4 \text{ \AA}/\text{мм}$) при $T = 4,2^\circ\text{K}$ были получены спектры поглощения тонких ($d \sim 0,15 \text{ мкм}$) монокристаллических пленок CdS и спектры отражения объемных монокристаллов CdS и CdSe. В отличие от предыдущих измерений [2] в данном случае монокристаллы не крепились с помощью оптического контакта на прозрачные подложки, что при глубоком охлаждении неизбежно приводит к напряжениям образца и искажению его спектра, а находились в "свободном" состоянии. Измерения проводились в поляризованном свете при направлении электрического вектора волны E вдоль и перпендикулярно оптической оси кристалла C . На рис. 1 (см. вклейку) приведены отпечатки спектров поглощения кристалла при $E \perp C$ и $E \parallel C$, охватывающие участок экситонных линий A и B , $n = 1$ и $n = 2$, связанных с переходами $\Gamma_9 - \Gamma_7$, соответственно. Из них видно, что состояния $n = 1$ имеют тонкую структуру в виде дополнительных экстремумов, отмеченных пунктирными стрелками. Состояния $n = 2$ представляют собой четко разделенные дублеты со сравнимой интенсивностью компонент. В случае A -полосы $n = 1$ дополнительный максимум $A' (\nu = 20589,9 \text{ см}^{-1})$ расположен с коротковолновой стороны от основного максимума $A (\nu = 20594,1 \text{ см}^{-1})$, а в случае B -полосы $E \perp C$ — с длинноволновой (для $B' \nu = 20706,7 \text{ см}^{-1}$; для $B \nu = 20713,2 \text{ см}^{-1}$). В компоненте спектра $E \parallel C$ B -полоса остается бесструктурной ($\nu = 20713,2 \text{ см}^{-1}$), а в области A -полосы видна узкая слабая линия $A_L (\nu = 20599,7 \text{ см}^{-1})$, соответствующая положению продольного экситона и смещенная в коротковолновую сторону от обеих компонент дублета.

Спектры отражения "толстого" кристалла CdS, тонкая структура которых отмечалась уже раньше [3–5], коррелируют с описанным спектром поглощения тонкого кристалла.

На рис. 2 (см. вклейку) приведен спектр отражения монокристалла CdS, полученный при 4,2°К. Как видно, А-полоса для состояний $n = 1$ и $n = 2$ проявляет ярко выраженную дублетную структуру, более отчетливую, чем в случае CdS. Компоненты дублета для $n = 1$: $\nu_1 = 14736, 2 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_2 = 14739, 1 \text{ см}^{-1}$; для $n = 2$: $\nu_1 = 14824, 1 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_2 = 14828, 3 \text{ см}^{-1}$. В-полоса, которая попадает в область ионизационного континуума серии А, на приведенном спектре не расщеплена, хотя в некоторых случаях видно слабое ее разделение на дублет. За неимением достаточно тонких кристаллов CdSe нам не удалось получить спектры их экситонного поглощения, однако можно считать, что картина спектра отражения, так же как в случае CdS, определяется структурой спектра поглощения и таким образом говорит о дублетном расщеплении А-полосы.

Наблюдаемое расщепление А-полосы кристаллов CdS и CdSe может быть объяснено наличием петли экстремумов в зоне проводимости Γ_7 , приводящей к наличию двух ветвей $E(k)$ в экситонной зоне. Тонкая структура В-полосы является следствием петли экстремумов в исходной валентной зоне и в зоне проводимости. В этом случае экситонная зона представляет собой 4 ветви $E(k)$, две из которых имеют минимумы. Как показано в [6], переход в один из минимумов разрешен при обеих поляризациях света, а во второй — лишь при $E \perp C$.

По величине расщепления экситонной А-полосы в CdS и CdSe, воспользовавшись соотношениями работы [7], можно рассчитать параметры петли экстремумов в зоне проводимости: коэффициент при линейном члене в разложении $E(k) - \alpha_0$, величину смещения экстремума зоны от точки $k = 0 - k_{min}$ и глубину петли $-E(k_{min})$. Расчеты приводят к следующим значениям: для CdS $\alpha_0 = 7 \cdot 10^{-10} \text{ эв} \cdot \text{см}$; $k_{min} = 1,63 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$; $E(k_{min}) = -5,6 \cdot 10^{-5} \text{ эв}$; для CdSe $\alpha_0 = 7 \cdot 10^{-10} \text{ эв} \cdot \text{см}$; $k_{min} = 0,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$; $E(k_{min}) = -3,3 \cdot 10^{-5} \text{ эв}$.

Хапфилд [3], исходя из отсутствия расщепления состояния P_{xy} экситона А, $n = 2$ в нулевом магнитном поле предположил, что α_0 меньше $5 \cdot 10^{-10} \text{ эв} \cdot \text{см}$. Однако Шека показал [7], что ожидаемое расщепление должно зависеть квадратично (а не линейно по [8]) от α_0 , и следовательно, α_0 может быть больше.

По расщеплению В-полосы в CdS определена величина α_h второй валентной подзоны Γ_7 : $\alpha_h = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ эв} \cdot \text{см}$, что несколько больше значения, полученного в [5].

Дублетные расщепления линий $n = 2$, наблюдаемые при всех условиях поляризации (A_{\perp} , B_{\perp} и B_{\parallel}), по-видимому, связаны с расщеплением при-

нимающей участие в оптических переходах зоны проводимости. Определенные различия в характере расщепления и соотношении интенсивностей компонент расщепления для состояний $n = 1$ и $n = 2$ нуждаются в дополнительном, в частности теоретическом, изучении.

Ранее [3] коротковолновый дополнительный экстремум A' , $n = 1$, который наблюдается в спектре отражения CdS, трактовался Хапфилдом и Томасом как результат проявления специфических граничных условий при наличии пространственной дисперсии, т.е. не связывался с объемными свойствами кристалла. Но фактически, как это видно из полученных здесь спектров поглощения, он является проявлением "объемных" свойств и следствием соответствующей структуры энергетических зон кристалла.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
14 июля 1969 г.

Литература

- [1] Э.И.Рашба, В.И.Шека. ФТТ, 2, 162, 1959.
- [2] М.С.Бродин, М.И.Страшникова. ФТТ, 4, 2454, 1962; 8, 684, 1966.
- [3] J.J.Hopfield, D.G.Thomas. Phys. Rev., 132, 563, 1963.
- [4] М.С.Бродин, М.И.Страшникова. УФЖ, 10, 410, 1965.
- [5] G.D.Mahan. J.J.Hopfield.Phys.Rev., 135, A 428, 1964.
- [6] M.Balkanski, J. des Cloizeaux. J.Physique Rad., 21, 825, 1960; 22, 41, 1961.
- [7] В.И.Шека. ФТТ, 7, 1783, 1965.
- [8] J.J.Hopfield J.Appl.Phys. Suppl., 32, 2277, 1961.