

УДК 621.315.592

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЙ КРАЙ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdSiAs_2

Г. А. Медведкин, Ю. В. Рудь, М. А. Таиров

Экспериментально изучен фундаментальный край оптического поглощения ориентированных монокристаллов CdSiAs_2 . В диапазоне температур 77—300 К краевое поглощение формируется за счет экситонного механизма. В линейно-поляризованном излучении происходит расщепление спектра $\alpha(\hbar\omega)$: а) в области длинноволнового края — параллельный сдвиг $\alpha_{\parallel}(\hbar\omega)$ относительно $\alpha_{\perp}(\hbar\omega)$; б) при энергиях, больших минимального A -перехода ($\Gamma_4^{\frac{1}{2}} \rightarrow \Gamma_6^{\frac{1}{2}}$), рост $\alpha_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $\alpha_{\perp}(\hbar\omega)$ отвечает различным правилам отбора. В поляризации $E \perp c$ это приводит к частичному запрету прямого экситонного перехода, в то время как в поляризации $E \parallel c$ с прямой экситонный переход остается разрешенным.

Изучен линейный дихроизм коэффициента оптического пропускания и фотолюминесценции кристаллов CdSiAs_2 . Максимум $\mathcal{D}_T = -(89 \div 83) \%$ (300—77 К) и Δi_{ϕ} достигается при энергии минимального оптического перехода $\hbar\omega_A$.

Кристаллы CdSiAs_2 относятся к тройным полупроводникам II—IV—V_2 , равновесной кристаллической структурой которых является халькопирит ($142d - D_{3d}^2$) [1]. Во многих соединениях II—IV—V_2 найдены разупорядоченные модификации [2]: для группы Zn—IV—V_2 — структура сфалерита, для другой группы Cd—IV—V_2 — стеклообразное состояние. Единой особенностью перечисленных модификаций является сохранение ближнего «тетраэдрического» порядка в расположении атомов, в том числе и в стеклообразном состоянии (так называемые тетраэдрические стекла CdSiAs_2 , CdGeAs_2 , CdGeP_2) [2, 3]. В последних тетраэдрический характер структуры характеризуется большей, чем в кристаллах, деформацией плотноупакованных тетраэдров. Поэтому стеклообразование наблюдалось только в соединениях II—IV—V_2 с высоким тетрагональным сжатием, среди которых особое место занимают арсениды Cd—IV—As_2 , так как длина связей II—V в них среди семейства II—IV—V_2 оказывается наибольшей [2]. Согласно Полингу [4, 5], сумма тетраэдрических радиусов атомов Cd и As , определяющая длину связи между ними, равна $r_{\text{Cd}} + r_{\text{As}} = 1.48 + 1.18 = 2.66 \text{ \AA}$, что находится в хорошем согласии с экспериментом [2]; $\text{CdSiAs}_2 - r_{\text{II—V}} = 2.663 \text{ \AA}$, $\text{CdGeAs}_2 - 2.635 \text{ \AA}$, $\text{CdSnAs}_2 - 2.663 \text{ \AA}$. В группе тройных арсенидов монокристаллы CdSiAs_2 выделяются наибольшим тетрагональным искажением решетки халькопирита: тетрагональное сжатие $\tau = (1 - c/2a) \cdot 100 \%$ = 7.6 % и смещение атомов из идеальных тетраэдрических позиций $\sigma_x = (4x - 1) \cdot 100 \%$ = 15.2 % [6].

В связи с этим монокристаллы CdSiAs_2 являются интересными для поляризационной оптоэлектроники естественно деформированными объектами с высокой кристаллографической анизотропией. Поляризационные эффекты в CdSiAs_2 ранее изучались методами оптического отражения, фотолюминесценции и фотоактивного поглощения [7—13]. Были получены данные об энергетическом спектре кристаллов CdSiAs_2 в собственной и примесной областях поглощения. Однако методами абсорбционной спектроскопии фундаментальный край поглощения этого анизотропного полу-

проводника в области высоких коэффициентов поглощения до сих пор не изучался.

В настоящей работе изложены результаты первого прямого наблюдения оптических переходов в CdSiAs_2 , происходящих как из верхней валентной подзоны, так и из валентной подзоны, отщепленной кристаллическим полем халькопирита $1\bar{4}2d$, а также результаты изучения оптического линейного дихроизма и фотоплеохроизма в монокристаллах CdSiAs_2 .

1. Экспериментальная часть

Объемные монокристаллы CdSiAs_2 были выращены из подпитываемых растворов—расплавов в стационарном градиенте температур из химических элементов Cd, Si и As чистоты не хуже 99.999 ат. %. Без специальной легирования получали материал p -типа проводимости с концентрацией свободных дырок $p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при 300 К. Монокристаллические пластинки, предварительно ориентированные рентгенодифракционным методом, вырезали из слитков параллельно плоскости (100). Тетрагональная ось c ориентировалась поляризационно-оптическим или фотоэлектрическим методом с точностью $\pm 1^\circ$. Подготовка поверхностей образцов для измерений производилась путем механической полировки с последующим кипячением и промывкой в четыреххлористом углероде и этиловом спирте. Впервые удалось довести толщину ориентированных монокристаллов CdSiAs_2 до 5 ± 2 мкм, что позволило продвинуться в область коэффициентов поглощения $\alpha \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Омический контакт к кристаллу создавался нанесением Cu с последующей пайкой индием. Для оптических и фотоэлектрических измерений использовалась спектральная установка на основе призмного монохроматора SPM-2, фотоприемником служил кремниевый фотодиод ФД-24 К, поляризующими элементами — пленочные поляриды ИКП ($\Delta\lambda = 700 \div 2500 \text{ нм}$) и ПФ-42 (400—700 нм). Спектральное разрешение установки составляло 1 мэВ. Коэффициент оптического поглощения рассчитывался по формуле

$$\alpha_{\parallel, \perp} = \frac{1}{d} \ln (A_{\parallel, \perp}^2 + \sqrt{A_{\parallel, \perp}^2 + R^2}), \quad (1)$$

где $A_{\parallel, \perp} = (1 - R^2) / 2T_{\parallel, \perp}$, коэффициент отражения $R = 0.31$, толщины исследованных пластин $d = 380, 250, 215, 125, 10$ и 5 мкм.

2. Поглощение в естественном излучении

На рис. 1 представлены спектры коэффициента поглощения при температурах 300 (1) и 77 К (2). Резкий рост $\alpha(\hbar\omega)$, отвечающий фундаментальному краю поглощения CdSiAs_2 , хорошо описывается параболическим приближением для прямозонного полупроводника с разрешенными оптическими переходами в центре зоны Бриллюэна [14]

$$\alpha = A |P_{m_0}|^2 \frac{(\hbar\omega - E_G)^{1/2}}{\hbar\omega}, \quad (2)$$

где $A = 2\pi e^2 (2m_r)^{3/2} / 3m_0^2 n \epsilon_0 c \hbar^2$; $m_r = (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1} = 0.063$ — приведенная эффективная масса, получена из эффективных масс электронов $m_e = 0.08$ [15] и дырок $m_h \approx 0.3$ [16]; диэлектрическая проницаемость $\epsilon_0 = 11.6$ [1] и показатель преломления $n = 3.4$ [2, 6]. При этом матричный элемент импульса $|P_{m_0}|^2$ служил подгоночным параметром.

Наилучшее согласование (2) с экспериментальными данными (рис. 1, точки) обеспечивают величины $E_G = 1.53$ и 1.59 эВ при 300 и 77 К. Ступенька на кривых $\alpha(\hbar\omega)$ в высокоэнергетической области может быть сопоставлена переходом электронов в зону проводимости из отщепленной полем $1\bar{4}2d$ валентной подзоны. Эта часть спектра удовлетворительно описывается (2), если положить $E_G^{(2)} = 1.6$ и 1.7 эВ соответственно.

Существенное расхождение расчетных данных (кривые) и эксперимента (точки), как видно из рис. 1, наблюдается вблизи особых точек на спектре α ($\hbar\omega$). Эти особенности проявляются непосредственно в области фундаментального края поглощения CdSiAs_2 и могут быть связаны с образованием экситонов.

Край поглощения CdSiAs_2 в пределах около двух порядков величины $\alpha = 5 \cdot 10^{-4} - 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ может быть описан экспоненциальным правилом Урбаха [17, 18]

$$\alpha = \alpha_0 \exp[-\sigma/kT(E_0 - \hbar\omega)], \quad (3)$$

где α_0 , E_0 — константы полупроводникового материала. Урбаховский параметр $\sigma = 8.5$ и 3.0 при 300 и 77 К соответственно отвечает прямым оптическим переходам в кристалле. Столь высокие значения σ , полученные на кристаллах CdSiAs_2 , с концентрацией дырок $p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (300 К), превосходят в 5—10 раз известные для других кристаллов II—IV—V₂ [19] с относительно высокими концентрациями свободных носителей ($> 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Это также указывает на

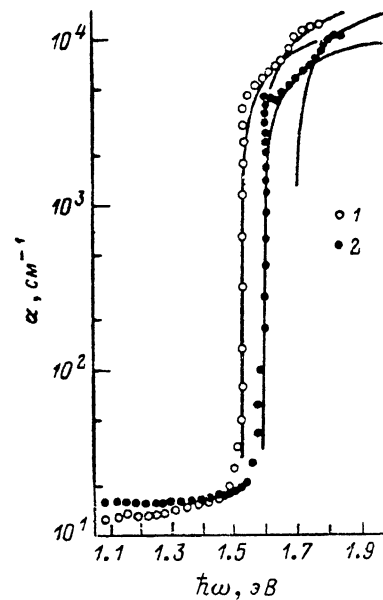


Рис. 1. Фундаментальный край поглощения монокристаллов p - CdSiAs_2 ($p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) в неполяризованном излучении.

Рис. 2. Температурные зависимости энергии $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$ для A- и B-переходов в CdSiAs_2 . The y-axis is linear from 1.54 to 1.66 eV. The x-axis is linear from 0 to 300 K. Two lines are shown: line A (open circles) and line B (crosses). Both show a linear decrease in energy as temperature increases. Line A starts at ~1.60 eV at 0 K and ends at ~1.55 eV at 300 K. Line B starts at ~1.66 eV at 0 K and ends at ~1.58 eV at 300 K.

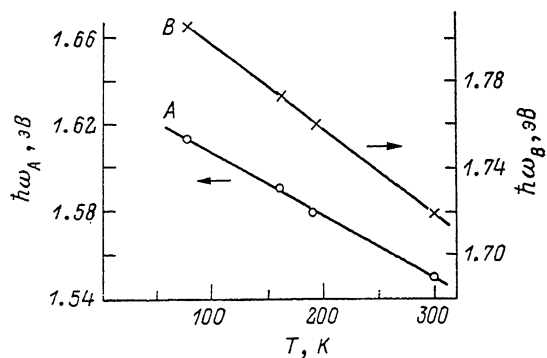


Рис. 2. Температурные зависимости энергии $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$ для A- и B-переходов в CdSiAs_2 .

вклад экситонного механизма в формирование краевого поглощения CdSiAs_2 .

Форма длинноволнового края поглощения при наличии экситонов неоднократно обсуждалась в связи с проблемой обоснования правила Урбаха [20—22]. Было показано, что в пределе больших дефицитов энергии экситонное взаимодействие слабо влияет на экспоненциальный характер края, в том числе и при электропоглощении света. Большая величина урбаховского параметра σ , в CdSiAs_2 значительно превышающая аналогичную величину в кристаллах II—IV—V₂, для которых в спектрах α ($\hbar\omega$) отсутствуют экситонные особенности [19], является прямым доказательством экситонного механизма поглощения в исследованных кристаллах. Характерно, что урбаховский параметр уменьшается почти линейно с уменьшением температуры, что указывает на экситон-фононное взаимодействие. В области $\alpha < 80 \text{ см}^{-1}$ крутизна кривой α ($\hbar\omega$) понижается, причем для температуры жидкого азота она становится ниже, чем для комнатной уже при $\hbar\omega < 1.47$ эВ (рис. 1, кривые 1, 2). Такой спектральный ход α ($\hbar\omega$) может быть связан с наличием в нелегированных кристаллах CdSiAs_2 уровней собственных дефектов с энергией оптической активации ≈ 70 мэВ. Резкий рост краевого поглощения завершается отчетливой ступенькой при 300 К и узким пиком при 77 К, характерным для прямого экситона. Ступенька при $\hbar\omega_A = 1.55$ эВ (рис. 1, кривая 1) определяет энергию минимального энергетического зазора E_G соединения CdSiAs_2 .

при 300 К. С понижением температуры до 77 К край поглощения смещается к энергии $\hbar\omega = 1.615$ эВ (кривая 2). Согласно водородоподобной модели, боровский радиус экситона в CdSiAs_2 достаточно велик $a_{\text{экс}} = \epsilon a_B / m_r = 98 \text{ \AA}$, что отвечает модели Ванье [23]. Значение $a_{\text{экс}}$ приблизительно равно радиусу орбиты валентного электрона в неглубоких донорах и акцепторах, поэтому предельную концентрацию носителей, при которой еще не происходит экранирования экситонов носителями заряда, оценим из соотношения [23]

$$N = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4\pi |\mathbf{k}|^3}{3}, \quad (4)$$

где $|\mathbf{k}| = 1/a_{\text{экс}}$ — фермиевский волновой вектор. Согласно (4), в кристаллах $p\text{-CdSiAs}_2$ экситоны могут наблюдаться при концентрациях свободных дырок $p < 3.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует экспериментальным условиям.

Достаточно быстрый рост $\alpha(\hbar\omega)$ в неполяризованном излучении при $\hbar\omega > \hbar\omega_A$ (рис. 1) наблюдается вплоть до энергий 1.72 эВ (300 К) и 1.805 эВ (77 К). При отмеченных энергиях на кривых 1, 2 (рис. 1) видны ступеньки, которые в соответствии с квазикубической моделью Хопфилда отвечают началу прямых оптических переходов из нижней валентной подзоны Γ_6 в зону проводимости Γ_6^c . Отметим, что энергия минимального зазора $\hbar\omega_A = 1.55$ эВ, полученная из спектров электроотражения при 300 К [7], хорошо совпадает с нашими данными по поглощению. Однако энергия второго пика, полученного в [7] для B -перехода, немного выше (на 0.02 эВ) наблюдаемой ступеньки в спектре $\alpha(\hbar\omega)$ (рис. 1, кривая 1). Такое различие может быть связано с технологическими особенностями получения нелегированных кристаллов (в [7] CdSiAs_2 выращивали методом химического транспорта с использованием SnCl_2).

На рис. 2 приведены температурные зависимости энергий A - и B -переходов в монокристаллах CdSiAs_2 . С уменьшением температуры в диапазоне 300—77 К энергии $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$ увеличиваются по линейному закону, а их температурные коэффициенты равны (эВ/К): $d(\hbar\omega_A)/dT = -2.8 \cdot 10^{-4}$, $d(\hbar\omega_B)/dT = -3.8 \cdot 10^{-4}$. Как видно из рис. 2, разность между энергиями A - и B -переходов с понижением температуры растет. Поскольку эти переходы определяют энергетическое положение валентных подзон Γ_7^v и Γ_6^v , то из этого факта следует сделать вывод о том, что с уменьшением температуры кристаллическое расщепление валентной зоны CdSiAs_2 возрастает.

Пользуясь полученным для C -перехода значением $\hbar\omega_C = 1.99$ эВ [7], можно рассчитать в пределах квазикубической модели спин-орбитальное Δ_{c0} и кристаллическое Δ_{kp} расщепления валентной зоны CdSiAs_2

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} (\Delta_{c0} + \Delta_{kp}) \pm \frac{1}{2} \left[(\Delta_{c0} + \Delta_{kp})^2 - \frac{8}{3} \Delta_{c0} \Delta_{kp} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где энергии E_1 и E_2 , полученные из эксперимента, для валентных подзон Γ_7 относительно подзоны Γ_6 . Согласно (5), величины $\Delta_{kp} = -0.22$ эВ (-0.24 эВ) и $\Delta_{c0} = 0.32$ эВ (0.32 эВ) при 300 К (77 К), что хорошо согласуется с имеющимися теоретическими оценками [2, 24].

3. Поляризационные исследования оптического поглощения

Спектры α_{\parallel} и α_{\perp} , рассчитанные, согласно (1), из экспериментальных значений T_{\parallel} , T_{\perp} и R для температур 300 и 77 К, приведены на рис. 3 (сплошные линии). Спектральные особенности, связанные с экситонными переходами и оптическим переходом из отщепленной кристаллическим полем $142d$ валентной подзоны, отмечены стрелками. Данные особенности присутствуют в обоих спектрах, однако при температуре жидкого азота (рис. 3, а) они проявляются более отчетливо, чем при комнатной темпе-

ратуре (рис. 3, а). Под действием линейно-поляризованного излучения происходит расщепление длинноволнового экспоненциального края поглощения (кривые 1, 2 и 3, 4 соответственно для $E \parallel c$, $E \perp c$) с одновременным изменением зависимости $\alpha(\hbar\omega)$ при $\hbar\omega > \hbar\omega_A$.

Как следует из рис. 3, спектральный ход кривых $\alpha(\hbar\omega)$ в области выше минимального А-перехода может быть описан в рамках экситонного поглощения для разрешенных и запрещенных прямых оптических переходов. Действительно, в поляризации $E \parallel c$ (кривые 1, 3) экспериментальные кривые достаточно хорошо описываются зависимостью для прямых разрешенных экситонных переходов [14]

$$\alpha_{ex, a} = \pi A R^{1/2} \frac{e^{\pi\gamma}}{\hbar\omega \operatorname{sh} \pi\gamma}. \quad (6)$$

В поляризации $E \perp c$ эксперимент (кривые 2, 4) хорошо описывается отличным от (6) выражением, полученным Эллиоттом [14] для прямых запрещенных экситонных переходов

$$\alpha_{ex, f} = \pi A' R^{3/2} \frac{(1 + 1/\gamma^2) e^{\pi\gamma}}{\hbar\omega \operatorname{sh} \pi\gamma}, \quad (7)$$

здесь коэффициенты А — см. выражение (2),

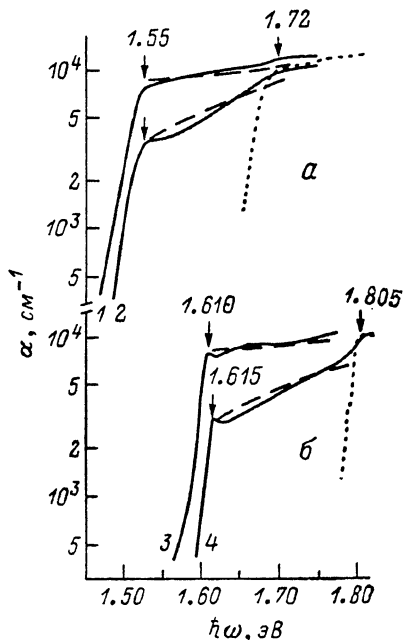


Рис. 3. Фундаментальный край поглощения монокристаллов p -CdSiAs₂ в линейно-поляризованном излучении, ориентация (100).

а — $T=300$, б — 77 К. 1, 3 — $E \parallel c$; 2, 4 — $E \perp c$. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет по (6) и (7), точки — перенос кривых 1 и 3 для 300 и 77 К соответственно.

$$A' = \frac{8\pi^3 e^2 (2m_r)^{3/2}}{3m_0^2 n_0 \operatorname{ch}^4} \left| \frac{\partial P_{m_0}(k)}{\partial k} \right|_{k=k_0}^2, \quad \gamma = [R/(\hbar\omega - E_G)]^{1/2},$$

экситонный ридберг для CdSiAs₂ $R = m_r e^4 / 8\epsilon_0 \epsilon^2 \hbar^2 = 6.4$ мэВ. Рассчитанные по (6) и (7) кривые (рис. 3) показаны штриховыми линиями.

Окончательного суждения из эксперимента о величине энергии связи основного экситонного состояния пока дать нельзя. По порядку величины $R=6 \div 20$ мэВ, что коррелирует с экспериментальными данными из спектров фотолюминесценции нелегированных кристаллов p -CdSiAs₂ [8–10]. Экситонные пики поглощения (рис. 3, б) по энергии совпадают с узкими ($W=4$ мэВ) пиками фотолюминесценции, однако самые коротковолновые пики фотолюминесценции наблюдались при энергии $\hbar\omega=1.635 \div 1.637$ эВ (77 К), что приписывалось краевому излучению. Таким образом, на основании экспериментальных данных можно заключить, что край поглощения нелегированных монокристаллов p -CdSiAs₂ ($p \approx 10^{16}$ см⁻³) сдвинут в длинноволновую область на энергию связи экситона.

С изменением поляризации $E \parallel c$ на $E \perp c$ энергетическое положение экситонного пика (рис. 3, б) смещается от $\hbar\omega=1.610$ эВ к 1.615 эВ (кривые 3, 4). Этот факт указывает на то, что разрешенные правилами отбора в поляризации $E \parallel c$ все экситонные переходы, начиная с $n=1$, в ортогональной поляризации $E \perp c$ оказываются частично запрещенными. Согласно линейчатому спектру, отвечающему связанным состояниям атома водорода, оценим энергетический зазор между уровнями с $n=1$ и $n=2$: $\Delta E = R/n_1^2 - R/n_2^2 = 4.8$ мэВ. Эта величина хорошо совпадает с разностью энергий экситонных пиков в CdSiAs₂ (рис. 3, б).

На рис. 3, а, б (точки) в области перехода $\hbar\omega_B$ приведен также спектр краевого оптического поглощения для прямого разрешенного экситон-

ного перехода (см. кривую для $E \parallel c$). Видно, что спектры α ($\hbar\omega_A$) и α ($\hbar\omega_B$) в окрестности ступеньки $\hbar\omega_B=1.72$ и 1.805 эВ (300 и 77 К) хорошо совпадают между собой. Это говорит о том, что B -переход ($\Gamma_6^+ \rightarrow \Gamma_6^+$) в поляризации $E \perp c$ с разрешен, а механизм поглощения, как и для A -перехода, носит, по-видимому, экситонный характер.

4. Л и н е й н ы й д и х р о и з м

На рис. 4 приведены спектры коэффициента линейного дихроизма пропускания $\mathcal{P}_T(\hbar\omega)$ монокристаллов $CdSiAs_2$ для двух температур 300 (1) и 77 К (2). Максимум спектра $\mathcal{P}_T(\hbar\omega)$ реализуется при энергии $\hbar\omega=1.55$ эВ, совпадающей с $\hbar\omega_A$. Отрицательный знак \mathcal{P}_T указывает, что A -переход разрешен преимущественно в поляризации $E \parallel c$. Как видно из рис. 4, для пластин с ориентацией (100) получена максимальная амплитуда $\mathcal{P}_T=-89\%$ при $d=10$ мкм, что соответствует амплитуде коэффициента дихро-

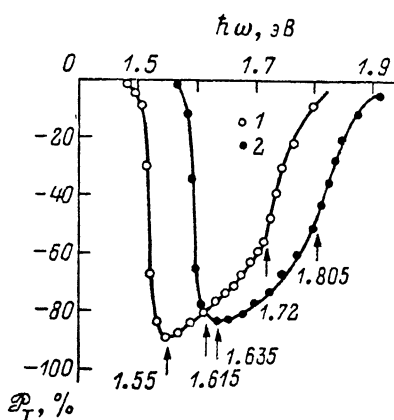


Рис. 4. Спектры линейного дихроизма оптического пропускания монокристаллов $CdSiAs_2$, ориентация (100).

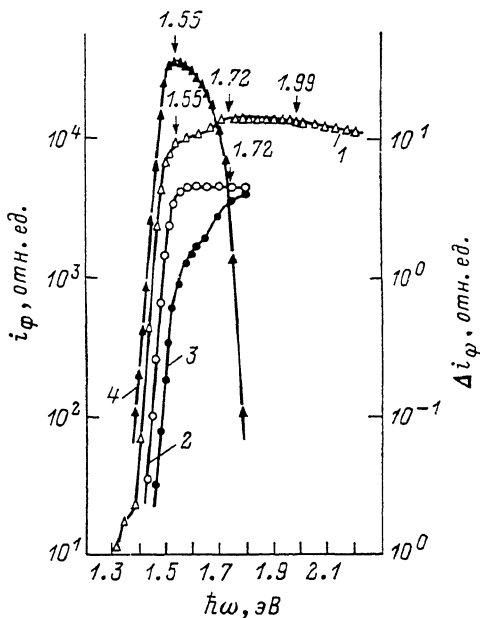


Рис. 5. Спектры фототока фотоэлектродной ячейки $CdSiAs_2/H_2O$, при 300 К.

1 — неполяризованное излучение, 2 — $E \parallel c$, 3 — $E \perp c$, 4 — поляризационная разность фототоков $\Delta i_\phi = (i_\parallel - i_\perp)$.

изма поглощения $\mathcal{P}_\alpha \approx 50\%$. Отсюда отношение интенсивностей (вероятностей) минимальных оптических переходов $\alpha_\parallel/\alpha_\perp \approx 3$ и оказывается примерно равным для 300 и 77 К. Это отношение согласуется с полученным из спектров электроотражения $(\Delta R/R)_\parallel/(\Delta R/R)_\perp \approx 3$ для плоскости (112) [7], что указывает на наличие высокой анизотропии не только в оптическом пропускании, но и в отражении монокристаллов $CdSiAs_2$.

5. Ф о т о п л е о х р о и з м м о н о к р и с т а л л о в $CdSiAs_2$

Оптическая анизотропия полупроводниковых монокристаллов $CdSiAs_2$ проявляется в фотоэлектрических явлениях. На рис. 5 представлены спектры фототока электрохимической ячейки $CdSiAs_2/H_2O$ в неполяризованном и линейно-поляризованном излучении. На спектрах отмечены спектральные особенности, отвечающие оптическим переходам из трех валентных подзон в зону проводимости $\hbar\omega_A=1.55$, $\hbar\omega_B=1.72$, $\hbar\omega_C=1.99$ эВ (кривая 1). Спектры фототока в линейно-поляризованном излучении повторяют кривые α_\parallel и α_\perp при 300 К (рис. 3, а), т. е. при $E \parallel c$ $i_\phi(\hbar\omega)$ следует закону, типичному для прямых разрешенных переходов, тогда

как при $E \perp$ с для прямых запрещенных переходов. Поляризационная разность фототоков $\Delta i_{\phi} = i_{\phi \parallel} - i_{\phi \perp}$ (рис. 5, кривая 4) характеризует поляризационную фоточувствительность кристалла CdSiAs_2 . Максимум $i_{\phi}(\hbar\omega)$ достигается при $\hbar\omega_d$, длинноволновое крыло следует экспоненциальной зависимости, так же как i_{ϕ} , $i_{\phi \parallel}$ и $i_{\phi \perp}$ (кривые 1—3). В диапазоне между энергиями A - и B -переходов коротковолновый спад $\Delta i_{\phi}(\hbar\omega)$ более плавный, при энергиях $\hbar\omega > 1.72$ эВ происходит резкий спад амплитуды Δi_{ϕ} в соответствии с уменьшением анизотропии C -перехода. Таким образом, фотоэлектрическая анизотропия монокристаллов CdSiAs_2 полностью отражает анизотропию оптических процессов в этом тройном полупроводнике, а фотоэлектрические структуры на его основе могут служить для изучения параметров зонной структуры, в особенности при энергиях, превышающих ширину запрещенной зоны полупроводника.

Таким образом, краевое оптическое поглощение нелегированных монокристаллов $p\text{-CdSiAs}_2$ формируется за счет экситонного механизма, при изменении температуры проявляется экситон-фононное взаимодействие. Расщепление валентной зоны кристалла вызывает сильную оптическую и фотоэлектрическую анизотропию: а) высокую амплитуду линейного дихроизма оптического пропускания и отражения, б) высокий фотополяризационный дихроизм монокристаллов и структур с энергетическим барьером.

Л и т е р а т у р а

- [1] Landolt—Börnstein, vol. 17th. Physics of Ternary Compounds (ed. O. Madelung), Springer—Verlag, Berlin—Heidelberg, 1985. 565 p.
- [2] Полупроводники $A^2B^4C^3$ / Под ред. Н. А. Горюновой и Ю. А. Валова. М.: Сов. радио, 1974. 376 с.
- [3] Болтовец Н. С., Горюнова Н. А., Прочухан В. Д., Сергинов М. ДАН СССР, 1970, т. 190, № 3, с. 619—620.
- [4] Pauling L. The Nature of the Chemical Bond and crystals. An introduction to modern structural chemistry. N. Y., 1960, 3th ed. 450p.
- [5] Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
- [6] Медведкин Г. А., Рудь Ю. В., Таиров М. А. Препринт № 1185 ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1987. 65 с.
- [7] Shay J. L., Buchler E. Phys. Rev. B, 1971, vol. 3, N 8, p. 2598—2604.
- [8] Мальцева И. А., Прочухан В. Д., Рудь Ю. В., Сергинов М. ФТП, 1976, т. 10, № 6, с. 1222—1224.
- [9] Мамедов А., Паримбеков З. А., Рудь Ю. В., Сергинов М. ФТП, 1982, т. 16, № 4, с. 722—725.
- [10] Рудь Ю. В. ФТП, 1983, т. 17, № 3, с. 208—211.
- [11] Лебедев А. А., Оезов К., Прочухан В. Д. и др. Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 9, с. 385—387.
- [12] Абдурахимов А. А., Рудь Ю. В. Изв. вузов. Физика, 1985, № 12, с. 93—96.
- [13] Абдурахимов А. А., Рудь Ю. В., Салин К. В. и др. ЖТФ, 1983, т. 53, № 2, с. 325—328.
- [14] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М.: Мир, 1976. 432 с.
- [15] Shay J. L., Wernick J. E. Ternary Chalcopyrite Semiconductors: Growth, Electronic Properties and Applications. Pergamon Press, Oxford, N. Y., 1975. 244 p.
- [16] Прочухан В. Д., Рудь Ю. В., Сергинов М. Изв. АН СССР. Неорг. матер., 1973, т. 9, № 7, с. 1157—1161.
- [17] Kurik M. V. Phys. St. Sol. (a), 1971, vol. 8, N 1, p. 9—45.
- [18] Гельмонт Б. Л., Перель В. И., Ясневич И. Н. ФТТ, 1983, т. 25, № 3, с. 727—733.
- [19] Шилейка А. В. кн.: Многодолинные полупроводники. Вильнюс: Мокслас, 1978, с. 143—194.
- [20] Тягай В. А., Снитко О. В. Электроотражение света в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1980. 304 с.
- [21] Dow J. D., Redfield D. Phys. Rev. B, 1972, vol. 5, N 2. p. 594—610.
- [22] Меркулов П. А. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 6, с. 2314—2324.
- [23] Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 616 с.
- [24] Hübner K., Under K. Phys. St. Sol. (b), 1972, vol. 50, p. K105—K107.