

03.08.16

Электроотражение света и эффект Франца—Келдыша в кристаллах моноклинного дифосфида цинка

© И.Г. Стамов

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова

E-mail: istamov51@mail.ru

Поступила в Редакцию 7 февраля 2025 г.

В окончательной редакции 9 марта 2025 г.

Принята к публикации 12 марта 2025 г.

Представлены результаты исследования электроотражения и эффекта Франца—Келдыша в кристаллах моноклинного дифосфида цинка. Проведено сравнение полученных спектров с теоретическими положениями в приближениях сильных и слабых электрических полей. Получены зависимости электрооптических постоянных от напряженности электрического поля и температуры. Определены энергии оптических переходов в интервале энергий от края фундаментального поглощения до 4 eV.

Ключевые слова: дифференциальная спектроскопия, электроотражение, эффект Франца—Келдыша, полупроводниковые материалы, β -ZnP₂ (моноклинный дифосфид цинка).

DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60257.27-25

1. Введение

Изучение поверхностных и интерфейсных свойств полупроводников и структур на их основе актуально в связи с той ролью, которую они играют в работе современных электронных и оптоэлектронных приборов [1–3]. Использование модуляционных методик, в частности, электроотражения и электропоглощения, позволяет исследовать электронные явления в тонких пленках и приповерхностных слоях материалов и, таким образом, изучать их свойства [4–7]. Исследования методами электроотражения и электропоглощения анизотропных полупроводников, в которых реализуется широкий спектр межзонных переходов, могут быть полезными для развития теории модуляционной спектроскопии [8]. Представителями таких полупроводников являются дифосфиды и диарсениды цинка и кадмия. Оригинальные оптические свойства моноклинных кристаллов этой группы, проявляющиеся в виде разрешенных, запрещенных оптических переходов, ярко выраженных экситонных состояний, а также значительные величины энергий связи экситонов и биэкситонов, спин-орбитального и кристаллического расщепления [9,10], представляют интерес для изучения этих свойств модуляционными методами. Кроме того, полупроводниковые кристаллы группы A²B⁵ перспективны для применения в приборостроении благодаря спектру уникальных свойств, позволяющих создавать преобразователи излучения, оптические элементы, датчики [11]. Важным, для их практического применения, являются детали знания оптических и оптоэлектронных характеристик, в частности, энергетической структуры зон.

Модуляционные методы в спектроскопии, к которым относятся электропоглощение и электроотражение,

успешно используются для исследования оптических констант и физико-химических свойств полупроводников и структур на их основе [4,5,12–17]. В частности, в исследованиях оптических свойств дифосфида кадмия использовались λ -модуляция и электропоглощение [16], электроотражение в α -ZnP₂ было применено для исследования фазовых переходов в этих кристаллах [17]. Моноклинные кристаллы β -ZnP₂ электромодуляционными методами не исследовались.

В настоящей работе представлены результаты исследования оптических свойств кристаллов β -ZnP₂ методом электроотражения.

2. Методика эксперимента

Исследования проведены на кристаллах дифосфида цинка электронного типа проводимости. Спектры электроотражения измерены на активных структурах ИТО — кристалл, к которым одновременно прикладывалось модулирующее переменное и постоянное напряжения. Регистрация оптического излучения производилась методом синхронного детектирования на частоте модуляции электрического поля 275 Hz. Спектральное разрешение прибора составляло $\sim 1.45 \cdot 10^{-4}$ eV в области края фундаментального поглощения кристалла β -ZnP₂ и $< 3.25 \cdot 10^{-4}$ eV в остальной области спектра. Источниками излучения в видимой и ближней ИК-области и в УФ-области являлись галогенная лампа накаливания и газоразрядная лампа ДДГ-30 соответственно. В качестве приемников излучения использовались прецизионный кремниевый фотодиод S1336-BK в ИК и видимой областях спектра и ФЭУ-39А в УФ-области спектра. Активная поверхностно-барьерная структура

ИТО– β -ZnP₂ получена нанесением магнетронным методом прозрачного проводящего слоя на гранях естественного роста (100) кристалла. Толщина кристаллов составляла 0.8 мм. На границе гетероструктуры образуется запорный слой с величиной барьера ~ 0.6 эВ, максимальная напряженность электрического поля $F_{\max}$ в котором составляла $\sim 10^7$ В/м и могла быть изменена внешним напряжением от пробойных значений до нуля. Фотоэлектрические и электрические характеристики поверхностно-барьерных структур ИТО– β -ZnP₂ представлены в работах [18–20]. Измерения спектров электроотражения ИТО– β -ZnP₂ проведены при температурах (283–365) К.

3. Результаты исследований и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры электроотражения в поляризованном свете в интервале энергий (1.4–3) эВ. В области края фундаментального поглощения в спектрах электроотражения в поляризации $E \parallel c$ и в области прямого разрешенного перехода в поляризации $E \perp c$ проявляются осцилляции, характерные для эффекта Франца–Келдыша (рис. 2–4). В глубине полосы поглощения проявляются осцилляции небольшой интенсивности, связанные с другими межзонными переходами.

Спектры электроотражения характеризуются сильной зависимостью величины сигнала от напряжения модуляции U_m и постоянного напряжения U_{cm} приложенного к структуре. Напряжение модуляции на структуре выбиралось минимальным и составляло 0.2–0.7 В. С увеличением U_{cm} , при постоянном U_m , в спектрах электроотражения происходит сдвиг экстремумов в область больших энергий (кроме экстремумов, обозначенных a_1 и e_3) и увеличение разности энергий между положениями экстремумов.

При смещении барьера в прямом направлении в спектрах электроотражения (рис. 2) проявляется тонкая структура, которую можно представить как осцилляции с меньшей амплитудой и меньшим периодом, наложенную на осцилляции Франца–Келдыша на прямом разрешенном переходе a_1 (в статьях по электромультипликационным исследованиям — E_0). Лучшее разрешение этой структуры наблюдается с уменьшением результирующего электрического поля в барьере. С ростом напряженности электрического поля (рис. 3), особенности обозначенные $n_1^* - n_4^*$, не проявляются из-за уширения полос осцилляций, связанных с переходом a_1 . Тонкая структура в спектрах может быть проявлением эффекта Франца–Келдыша на линиях поглощения обратной водородоподобной серии (ОВС) биелектронно-примесного комплекса (БПК), обнаруженной в кристаллах β -ZnP₂ n -типа проводимости [21]. Экстремумы $n_1^* - n_4^*$ в спектрах электроотражения в этой области спектра сохраняют свое положение при изменении приложенного к структуре напряжения. Аналогично себя ведут в электрическом

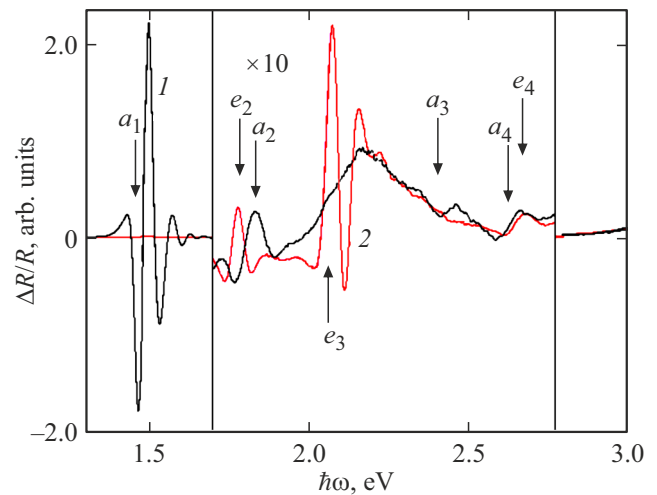


Рис. 1. Спектры электроотражения β -ZnP₂ в интервале энергий (1.4–3) эВ в поляризации излучения: 1 — $E \parallel c$, 2 — $E \perp c$.

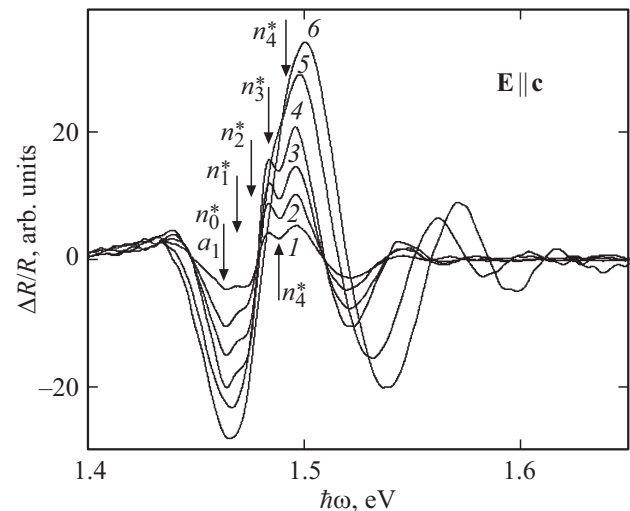


Рис. 2. Спектры электроотражения в области края фундаментального поглощения ИТО– β -ZnP₂ при напряжении модуляции $U_m = 0.25$ В и постоянном напряжении смещения U_{cm} , В: 1 — +0.2, 2 — +0.15, 3 — +0.1, 4 — +0.05, 5 — –1, 6 — –2.

поле линии поглощения ОВС БПК [22]. Энергетическое положение линий БПК относительно края фундаментального поглощения кристалла — (9.5–12) меВ и полоса энергий, занимаемая спектром БПК (~ 20 меВ), не противоречат этому предположению. Интерпретация, в предположении проявления эффекта Франца–Келдыша на наиболее интенсивной линии ОВС $n_0 = 4$ БПК [22], приведена ниже. Обсуждаемые в работах [4,8,14,17] структуры подобного вида в спектрах электроотражения не могут быть сведены к наблюдаемой группе экстремумов по энергетическому положению в спектре или условиям их реализации.

Осцилляции электроотражения в области края поглощения в поляризации $E \parallel c$ (оптические переходы —

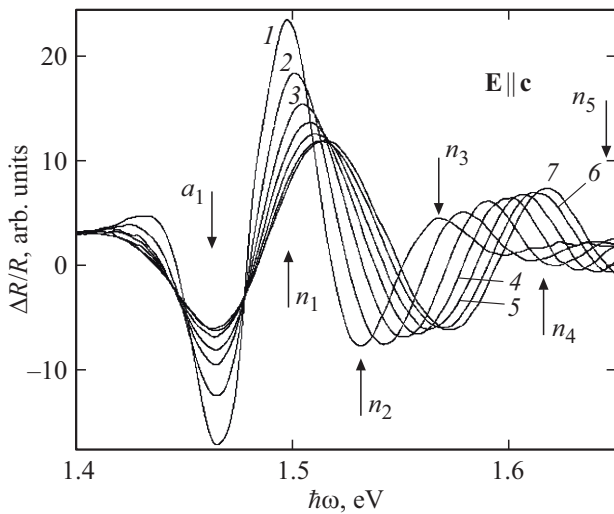


Рис. 3. Спектры электроотражения в области края фундаментального поглощения ИТО- β -ZnP₂ при напряжении модуляции $U_m = 0.7$ В и постоянном напряжении смещения U_{cm} , В: 1 — 0, 2 — -2, 3 — -4, 4 — -6, 5 — -8, 6 — -10, 7 — -14.

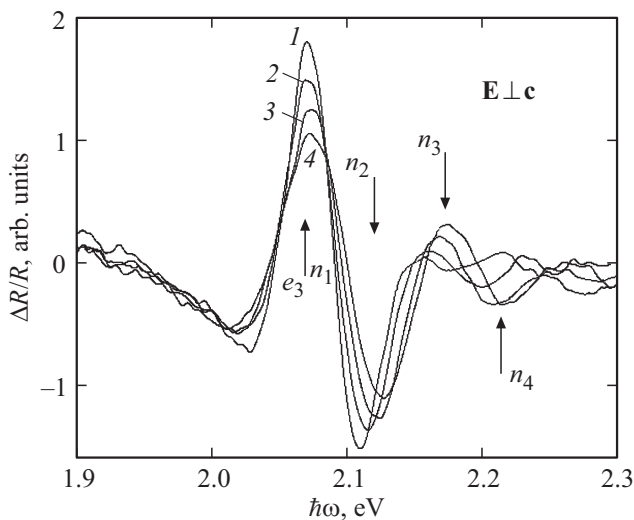


Рис. 4. Спектры электроотражения β -ZnP₂ в области разрешенного прямого перехода в поляризации $E \perp c$ при напряжении модуляции $U_m = 0.7$ В в зависимости от напряжения смещения U_{cm} , В: 1 — 0, 2 — -2, 3 — -4, 4 — -6.

$\Gamma_{15}(V_1) - \Gamma_1(C_1)$), как было отмечено выше, характерны для эффекта Франца–Келдыша, а протяженность осцилляций определяется параметрами квантовой частицы и напряженностью электрического поля [7,8]. Энергетическое положение первого отрицательного пика связано с прямым разрешенным оптическим переходом и разрушенными электрическим полем экситонными состояниями. Как следует из теории экситонного электрооптического эффекта, электрическое поле приводит к сдвигу и уширению уровней экситона и слиянию их с континуумом. В β -ZnP₂ в поляризации света $E \parallel c$ экситонное поглощение определяется электрически-дипольной

nS -серией синглетного экситона с энергией экситонного Ридберга $R = 35.9$ meV (10 К). Уширение полос экситонного поглощения света, вследствие полевой ионизации экситонов в электрическом поле поверхностно-барьерных структур, формирует край спектра поглощения света и фототока при температурах выше 80 К [18,22].

В поляризации $E \perp c$ переходы $\Gamma_{15}(V_1) - \Gamma_1(C_1)$ запрещены. Край прямого запрещенного перехода в спектрах электроотражения не проявляется. Триплетные экситоны с симметрией $\Gamma_1^- + \Gamma_2^-$ [10], разрешенные в этой области спектра, характеризуются малой силой осциллятора, при комнатных температурах ионизованы и слиты с континуумом, в спектре электроотражения также не обнаружены (рис. 1).

Теория электроотражения и эффекта Франца–Келдыша на полупроводниках с барьером Шоттки, применительно к GaAs представлена в работе [5]. В спектрах электроотражения в β -ZnP₂ для переходов a_1 , в поляризации $E \parallel c$, и для e_3 , в поляризации $E \perp c$, при отсутствии постоянного смещения и при обратном напряжении смещения осцилляции характерны для случая отражения света в сильном электрическом поле. Описание спектров произведено с использованием функций Эйри [4–7], для которых выполняется соотношение для энергий экстремумов осцилляций от их номера [8]:

$$n \cdot \pi = \psi + 3/4 [(E_n - E_0)/\hbar\theta]^{3/2}, \quad (1)$$

где n — номер осцилляции, ψ — относительный фазовый фактор, E_n — энергетическое положение экстремума, E_0 — энергия электронного перехода, $\hbar\theta$ — электрооптическая энергия или параметр эффекта Франца–Келдыша.

Изменение наклона зависимостей $(E_n - E_0)^{3/2}$ от номера n экстремумов осцилляций электроотражения связано с факторами, определяющими протяженность осцилляции волновой функции квантово-механической частицы. Зависимости $[(E_n - E_0)/\hbar\theta]^{3/2} = f(n)$ линейны для ИТО- β -ZnP₂ для всех приложенных к структуре напряжений (рис. 5). По наклонам этих зависимостей и отсечке на оси n определены $\hbar\theta$ (см. таблицу) и ψ .

Величина фазового фактора, полученного из экстраполяции зависимости $[(E_n - E_0)/\hbar\theta]^{3/2}$ на ось отсчета экстремумов, составляет $\pi/2$. В этом случае энергия критического перехода может быть определена по энергетическому положению первого отрицательного экстремума [6]. Величина напряженности электрического поля (см. таблицу) была рассчитана по формуле:

$$F = [2 \cdot \mu_{\parallel}^* \cdot (\hbar\theta)^3 / q^2 \cdot \hbar^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где q — заряд электрона.

В соответствии с данными работы [8] на основании фазового сдвига экстремумов рассчитаны соотношения для связи между периодами осцилляций Франца–Келдыша с электрооптическим параметром:

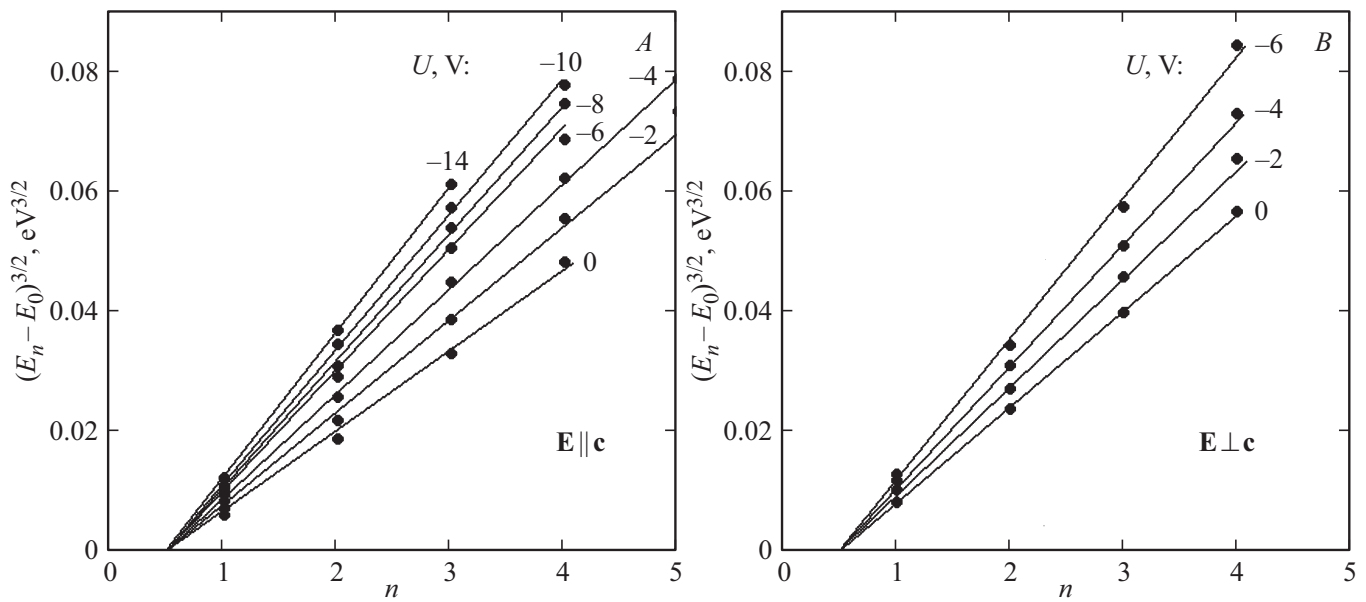


Рис. 5. Зависимость разности энергий экстремумов от номера осцилляций для структуры ИТО–β–ZnP₂ для ряда напряжений: *A* — для перехода *a*₁, *B* — для перехода *e*₃.

Значения электрооптической энергии $\hbar\theta$ и электрического поля F от приложенного напряжения смещения U_{cm}

U_{cm}, V	0	–2	–4	–6	–8	–10	–12	–14
$F \cdot 10^7, V/m$	1.06	1.38	1.58	1.80	1.98	2.16	2.32	2.55
$\hbar\theta, eV$ $a_1 (E \parallel c)$	0.0273	0.0325	0.0389	0.0414	0.0439	0.0460	0.0474	0.0491
$\hbar\theta, eV$ $e_3 (E \perp c)$	0.0334	0.0359	0.0386	0.0430	–	–	–	–

$\Delta E_1 = 1.1\hbar\theta$, $\Delta E_2 = 1.2\hbar\theta$, $\Delta E_3 = 0.9\hbar\theta$, $\Delta E_4 = 0.8\hbar\theta$, $1E_5 = 0.7\hbar\theta$, $1E_6 = 0.7\hbar\theta$. Полученные значения хорошо согласуются с теоретическими положениями [14,15].

Осцилляционные составляющие спектров, представленные на рис. 3 и кривые 5, 6 на рис. 2, зависимости на рис. 4, с некоторыми замечаниями, приведенными ниже, достаточно корректно описываются уравнениями [4,7]:

$$\Delta R/R(E, F) = \alpha_s(\varepsilon_1 \varepsilon_2) [C_1 \cdot \hbar\theta^{1/2} G(\eta)/E^2] + \beta_s(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \cdot [C_2 \cdot \hbar\theta^{1/2} \cdot F(\eta)/E_2], \quad (3)$$

$$G(\eta) = \pi \cdot [Ai'(\eta)Bi'(\eta) - \eta \cdot Ai(\eta) \cdot Bi(\eta) + U(\eta) \cdot \eta]^{1/2}, \quad (4)$$

$$F(\eta) = \pi \cdot [Ai'^2(\eta) - \eta \cdot Ai^2(\eta) - U(-\eta) \cdot (-\eta)]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\eta = (E_0 - \hbar\omega + i\Gamma)/\hbar\theta, \quad (6)$$

где $F(\eta)$ и $G(\eta)$ — электрооптические функции первого и второго рода, $U(\eta)$ — функция Хевисайда, $Ai(\eta) \cdot Bi(\eta)$ и $Ai'(\eta)Bi'(\eta)$ — функции Эйри и их производные соответственно, Γ — параметр уширения электронного перехода E_0 , $\alpha_s(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ и $\beta_s(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$ — коэффициенты Серафина.

В рассчитанных по формулам (3–6) теоретических спектрах, по сравнению с экспериментальными спектрами, для номеров экстремумов $n > 5$ наблюдаются небольшие отклонения в положениях их энергий. Кроме того, отсутствуют возможности, в ряде случаев, описать быстрое затухание осцилляций Франца–Келдыша увеличением коэффициента Γ . Добиться полного совпадения теории с экспериментом возможно, как полагают авторы работы [23], при учете неоднородности электрического поля и энергетической зависимости Γ .

Зависимости параметров уширения Γ_w и Γ_c , определенных по полуширине первого экстремума осцилляций Франца–Келдыша и протяженности осцилляций соответственно, длины волны электрона λ_{FK} с энергией $\hbar\omega$ и приложенного к структуре напряжения от напряженности электрического поля F представлены на рис. 6. В расчетах электрического поля F , Γ_c и λ_{FK} использовано значение приведенной эффективной массы для разрешенного перехода $\Gamma_{15}(V1) - \Gamma_1(C1)$ в β -ZnP₂ $\mu_{||}^* = 0.21m_0$ [25].

Параметр уширения Γ_w определен из экспериментальных данных по полуширине первого экстремума

ма, Γ_c рассчитан из связи протяженности осцилляций Франца–Келдыша $\Delta E = (E_0 - E_{n\max})$ с $\hbar\theta$ и Γ [5,14]:

$$\Gamma_c = [(\hbar\theta)^3/\Delta E]^{1/2} \quad (7)$$

где $E_{n\max}$ — энергетическое положение экстремума последней осцилляции.

Определенные значения Γ двумя методами в пределах погрешностей измерения совпадают при напряженностях поля $\sim 1 \cdot 10^7$ В/м. С ростом напряженности электрического поля, зависимости параметров уширения расходятся, что указывает на более сложный характер связи параметра уширения с формой осцилляций и энергией фотонов.

Оценка параметра, определяющего длину волны электрона λ_{KF} с энергией $\hbar\theta$ и эффективной массой μ_e^* , пренебрегая возможной неоднородностью электрического поля на глубине отражения света, произведена по формуле [6]:

$$\lambda_{KF} = \hbar\theta/qF. \quad (8)$$

Время релаксации фотовозбужденных электронов и дырок τ , определенное из характеристик осцилляций, составляет $(3.9-2.1) \cdot 10^{-14}$ с в диапазоне напряженностей электрического поля $(1.06-2.74) \cdot 10^7$ В/м.

Неопределенности в значениях величин, представленных на рис. 6 и используемых в расчетах, для $\hbar\theta$, Γ_w и Γ_c не превышают 0.5% от их значений и составляют, например, 0.0273 ± 0.0002 , 0.0169 ± 0.0002 , 0.0173 ± 0.0002 эВ соответственно для $T = 27.5^\circ\text{C}$ и $F = 1.06 \cdot 10^7$ В/м.

Для всех напряжений смещения приложенных к структуре в запирающем направлении, с учетом вклада составляющей от напряжения модуляции, выполняется условие $\Gamma < \hbar\theta$.

Зависимости напряженностей электрического поля, рассчитанные по формуле (2) и из вольт-фарадных характеристик [14,18] создают дополнительные возможности изучения электрооптических эффектов и электронных параметров полупроводников. Представленная на рис. 6 зависимость напряжения смещения от напряженности электрического поля в масштабе $U_{cm}^{1/2} = f(E)$ является линейной и позволяет определить изгиб зон в гетеропереходной структуре ПГО- β -ZnP₂.

Характер осцилляций Франца–Келдыша на разрешенном прямом оптическом переходе $e_3(L_3(V1)-L_1(C1))$ в поляризации $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ соответствует случаю для электрооптического эффекта в критической точки типа M_1 для $1/\mu_\perp^* > 0$ и $\hbar\omega > E_0$. Оценка приведенной эффективной массы $\mu_\perp^*$ этого перехода, используя в качестве эталонной приведенную эффективную массу $\mu_\parallel^*$ для перехода a_1 из спектров электроотражения, измеренных при одних тех же напряжениях смещения в обеих поляризациях, составляет $0.16m_0$. Расчеты проведены в предположении, что электрическое поле одинаково действует на электрооптические процессы в этих переходах и интерпретация зонной структуры соответствует варианту в работе [25].

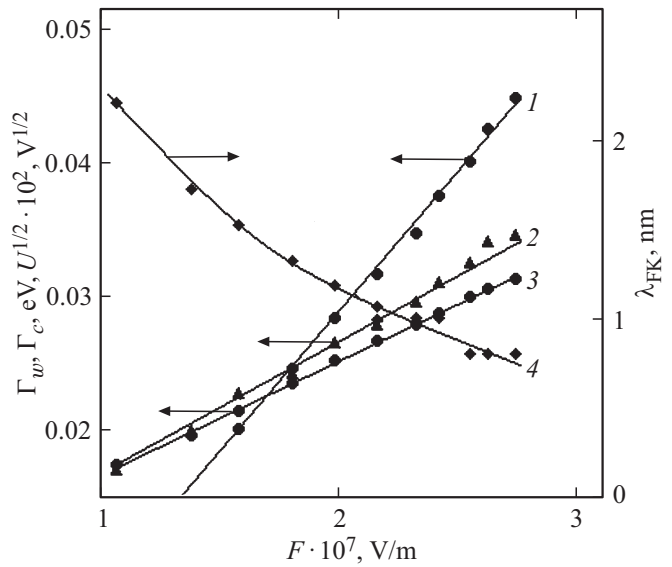


Рис. 6. Зависимости $U_{cm}^{1/2}$ (1), параметров уширения Γ_w и Γ_c , определенных по полуширине первого экстремума осцилляций Франца–Келдыша (2) и протяженности осцилляций (3) соответственно, λ_{FK} (4) от напряженности электрического поля F .

Аналогичные расчеты для $\hbar\theta$, Γ_w и Γ_c проведены на линии поглощения $n_0 = 4$ ОВС БПК (рис. 2), в предположении, что особенности $n_1^*-n_2^*$ являются осцилляциями Франца–Келдыша. Из результатов моделирования, следует, что электрооптическая энергия квантовой частицы проявляющейся в электроотражении составляет 0.0077 эВ, приведенная эффективная масса $\mu_b^* \sim 6.5m_0$, фазовый фактор $\psi = 1/2\pi$, параметр уширения $\Gamma = 0.0044$ эВ. Столь большое значение приведенной эффективной массы характерно для эффективной массы биэлектрона μ_b^* [21]. Рассчитанное значение μ_b^* в [21], в предположении, что диэлектрическая постоянная равна постоянной континуума, составляет $5.4\epsilon_0$. Расхождение в значениях приведенных эффективных масс, рассчитанных по оптическим спектрам и по спектрам электроотражения, может быть связано с тем, что на малых расстояниях, порядка радиуса биэлектрона и БПК, диэлектрическая постоянная может отличаться от континуальной. Осцилляции на линии поглощения $n_0 = 4$ ОВС БПК описываются электрооптическими функциями для 3D критической точки M_3 с отрицательной приведенной эффективной массой в направлении поля и энергией отстоящей от критической точки a_1 на -11.5 меВ.

Кроме описанных выше осцилляций Франца–Келдыша, в спектрах электроотражения проявляются характерные структуры резонансного характера, ответственные за оптические переходы, разрешенные в поляризациях $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ (рис. 1).

Оценку энергий этих переходов E_n и расчеты параметров уширения Γ произведены трехточечным методом [6]. В поляризации $\mathbf{E} \parallel \mathbf{c}$, кроме структур в спектрах в области энергий ближайшей к краю фундаментально-

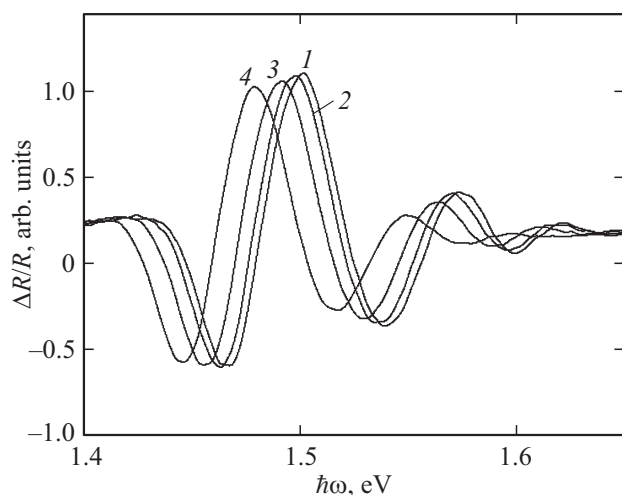


Рис. 7. Спектры электроотражения в поляризации $E \parallel c$ от температуры T, K : 1 — 291, 2 — 339, 3 — 352, 4 — 365.

го поглощения, представленных на рис. 1, проявляются особенности a_2 (1.7600 eV), a_3 (2.3990 eV) и a_4 (2.6004 eV). В поляризации $E \perp c$ в области энергии прямого запрещенного оптического перехода, отсутствуют какие либо особенности в спектре электроотражения, которые можно было бы связать с ослаблением запрета на оптические переходы за счет спин-орбитального взаимодействия [25]. В этой поляризации проявляются резонансные структуры, характерные для электроотражения, кроме рассмотренной ранее e_3 , e_2 (1.7446 eV), e_4 (2.3997 eV) и e_5 (2.6125 eV). Особенности a_2 и e_2 , a_3 и e_4 , a_4 и e_5 проявляются в обеих поляризациях света, но несколько смещены по энергии.

На рис. 7 представлены температурные зависимости спектров электроотражения для перехода a_1 , связанного с запрещенной зоной β -ZnP₂ в поляризации $E \parallel c$. Температурный коэффициент смещения края поглощения в этом температурном интервале составляет в среднем $\rho = 3.8 \cdot 10^{-4}$ eV/K. При этом параметры $\hbar\theta$, λ_{kf} и напряженность электрического поля F на границе контакта, изменяются незначительно, в пределах $\sim 4\%$.

4. Заключение

Методом электроотражения исследовано влияние электрического поля на оптические характеристики β -ZnP₂ и эффект Франца–Келдыша в критических точках оптических переходов.

Установлено, что в поляризациях света дипольно-разрешенных электронных прямых переходах $\Gamma_{15}(V_1) - \Gamma_1(C_1)$ и $L_3(V_1) - L_1(C_1)$ проявляется эффект Франца–Келдыша. Определены электрооптическая энергия, протяженность осцилляции волновой функции квантово-механической частицы в зависимости от напряженности электрического поля и температуры. Для оптического перехода e_3 ($L_3(V_1) - L_1(C_1)$),

разрешенного в поляризации $E \perp c$ определена приведенная эффективная масса $\mu_{\perp}^*$ равная 0.16 m_0 .

Обнаружены особенности в спектрах электроотражения, которые можно интерпретировать в рамках эффекта Франца–Келдыша на состояниях в критической точке M_3 , характерной для эффектов спаривания фотовозбужденных носителей заряда и образование ОВС линий поглощения в кристаллах [21,27,28].

Уточнены энергии оптических переходов в β -ZnP₂ в поляризованном свете в интервале энергий от края фундаментального поглощения до 4 eV.

Полученные результаты показывают, что дифосфид цинка моноклинной модификации является перспективным материалом, экспериментальные исследования методами оптической дифференциальной спектроскопии на котором, могут способствовать развитию теории электроотражения и электропоглощения в кристаллах со сложной энергетической структурой.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.А. Лебедев, В.Ю. Давыдов, И.А. Елисеев, С.П. Лебедев, И.П. Никитина, Г.А. Оганесян, А.Н. Смирнов, Л.В. Шахов. ФТП 56, 2, 225 (2022). DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60257.27-25
- [2] А.Д. Артемов, Ю.И. Данилин, А.В. Курышев и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, 4, 50 (2019).
- [3] С. Кравчук, В. Соколов, М. Марченко, О. Вовк. Современная электроника, 6, 54 (2022).
- [4] М. Кардона. Модуляционная спектроскопия. Мир, М. (1972). 416 с.
- [5] D.E. Aspnes, A.A. Studna. Phys. Rev. B 7, 10, 4605 (1973).
- [6] D.E. Aspnes. Surf. Sci. 37, 418 (1973).
- [7] D.E. Aspnes. Phys. Rev. B 10, 10, 4228 (1974).
- [8] В.А. Тягай, О.В. Снитко Электроотражение света в полупроводниках. Наукова думка, Киев (1980). 304 с.
- [9] А.Б. Певцов, С.А. Пермогоров, А.В. Селькин, Н.Н. Сырбу, А.Г. Уманец. ФТП 16, 8, 1399 (1982).
- [10] И.С. Горбань, А.П. Крохмаль, З.З. Янчук. ФТТ 41, 2, 193 (1999). <http://journals.ioffe.ru/ftt/1999/02/page-193.html.ru>.
- [11] С.Ф. Маренкин, В.М. Трухан. Фосфиды, арсениды цинка и кадмия. Вараксин, Минск (2010). 224 с.
- [12] M. Ghasemi, E.Z. Stutz, S. Escobar Steinvall, M. Zamani, A. Fontcuberta i Morral. Materialia 6, 100301 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.mta.2019.100301>.
- [13] В.М. Трухан, А.Д. Изотов, Т.В. Шёлковая. Неорганические материалы 50, 9, 941 (2014). <https://doi.org/10.1134/S0020168514090143>.
- [14] П.А. Генцарь, А.И. Власенко. ФТП 40, 9, 1094 (2006).
- [15] О.Ю. Борковская, Н.Л. Дмитрук, Р.В. Конакова, С.А. Груша, А.М. Евстигнеев, Н.А. Клебанова, А.Н. Красико, К.А. Исмаилов, И.К. Синищук, М.Е. Лисогорский. ЖТФ 55, 10, 1977 (1985).

- [16] S.I. Radautsan, N.N. Syrbu, V.E. Teslevan, I.V. Chumak. Phys. Stat. Sol. B **60**, 415 (1975).
- [17] P.O. Gentsar, O.I. Vlasenko, O.V. Stronski. Phys. Chem. Solid St. **8**, 1, 48 (2007).
- [18] И.Г. Стамов, Д.В. Ткаченко. Вестник ПГУ **3**, 32, 22 (2008).
- [19] И.Г. Стамов, Д.В. Ткаченко. ФТП **42**, 6, 679 (2008).
- [20] С.О. Романовский, А.В. Селькин, И.Г. Стамов. ФТТ **40**, 5, 884 (1998).
- [21] А.В. Селькин, А.Г. Уманец, Н.Н. Сырбу, И.Г. Стамов. Письма в ЖТФ **35**, 8, 51 (1982).
- [22] И.Г. Стамов, Д.В. Ткаченко. ФТТ **64**, 1, 74 (2022). DOI: 10.61011/FTT.2025.03.60257.27-25
- [23] Р. Кузьменко, А. Ганжа, Э.П. Домашевская, В. Кирхер, Ш. Хильдебрант. ФТП **34**, 9, 1086 (2000).
- [24] И.С. Горбань, А.П. Крохмаль, З.З. Янчук. ФТТ **42**, 9, 1582 (2000). <http://journals.ioffe.ru/ftt/2000/09/page-1582.html.ru>.
- [25] I.G. Stamov, A.V. Dorogan, N.N. Syrbu, V.V. Zalamai. Am. J. Mater. Sci. Appl. **2**, 6, 96 (2014). <http://www.openscienceonline.com/journal/archive2?journalId=730&paperId=1392>.
- [26] V.V. Sobolev, A.I. Kozlov, Yu.I. Polygalov, V.E. Tupitsyn, A.S. Poplavnoi. Phys. Stat. Sol. B **154**, 377 (1989).
- [27] Е.Ф. Гросс, В.И. Перель, Р.И. Шехмаметьев. Письма в ЖЭТФ **13**, 320 (1971).
- [28] K.-Q. Lin, Ch.Sh. Ong, S. Beng, P.E. Faria Jr., B. Peng, J.D. Ziegler, J. Zipfel, Ch. Bäuml, N. Paradiso, K. Watanabe, T. Taniguchi, Ch. Strunk, B. Monserrat, J. Fabian, A. Chernikov, D.Y. Qiu, S.G. Louie, J.M. Lupton. Nature Commun. **12**, 1 (2021). DOI: 10.1038/s41467-021-25499-2.

Редактор А.Н. Смирнов