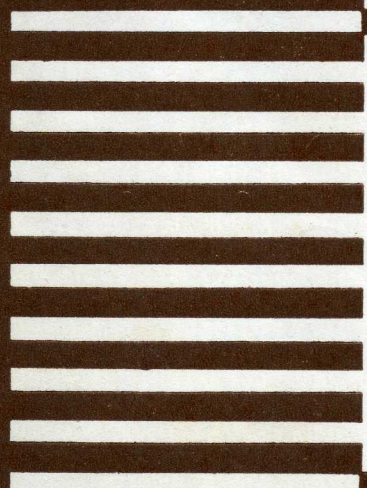


А К А Д Е М И Я  
Н А У К  
С С С Р

# Физика и Техника Полупроводников

66040



МАЙ  
1980

ТОМ 14  
ВЫП. 5



· НАУКА ·  
ЛЕНИНГРАДСКОЕ  
ОТДЕЛЕНИЕ

ПЕРЕВІРЕНО  
ПЕТЕРБУРГЕНО  
20-15 Р.  
2008 Р.

УДК 621.315.592

## ВЛИЯНИЕ ТИПА ПОЛЯРИЗАЦИИ НА НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ДИФОСФИДЕ КАДМИЯ

П. Е. Мозоль, И. И. Пацкун, Е. А. Сальков, Н. С. Корец,  
И. В. Фекешгази

Исследованы спектры нелинейного поглощения в кристаллах дифосфида кадмия методом двух источников света при линейной и циркулярной поляризации их излучения. Обнаружен линейно-циркулярный дихроизм и разделены вклады в нелинейное поглощение собственного двухфотонного поглощения и двухступенчатых переходов. Оценены значения приведенной эффективной массы, матричного элемента импульса и глубины залегания уровней.

Исследования двухфотонного поглощения (ДФП) в полупроводниках обусловлены, с одной стороны, практической важностью использования этого явления в приборах квантовой электроники, а с другой — возможностью изучения различных характеристик самих полупроводников. В частности, нелинейное поглощение света в  $\text{CdP}_2$  успешно используется для уширения лазерных импульсов с сохранением их первоначальной формы, а сам материал — для изготовления малоинерционных фоторезисторов для регистрации импульсного излучения твердотельных лазеров [1, 2].

Ранее нами исследовано ДФП в кристаллах  $\text{CdP}_2$  методом одного источника света при постоянной энергии световых квантов [3]. Были измерены температурные зависимости ДФП и сделаны выводы о наличии разрешенно-запрещенных переходов при значительном превышении энергии двух квантов  $2\hbar\omega$  над шириной запрещенной зоны  $E_g$  [3].

В настоящем сообщении изучены спектры нелинейного поглощения монокристаллов дифосфида кадмия тетрагональной сингонии ( $E_g=2.02$  эВ), его линейно-циркулярный дихроизм (ЛЦД), на основании которого разделены вклады собственного ДФП и двухступенчатых переходов (ДСП). Обнаружены примесные состояния, выступающие в качестве реальных промежуточных состояний и определены глубины их залегания.

### Методика и результаты эксперимента

Эксперименты выполнены по методике двух соосно распространяющихся в одном направлении пучков на установке, оптическая схема которой приведена на рис. 1. В качестве высокоинтенсивного источника света использовалось излучение лазера на алюмо-итриевом гранате ( $\hbar\omega_1=1.17$  эВ), а зондирующего света  $\hbar\omega_2$  — излучение импульсной ксеноновой лампы со сплошным спектром длительностью 100 мкс. Импульсы излучения лазера длительностью 15 нс синхронизировались во времени с максимумом излучения лампы. Зондирующее излучение, прошедшее фильтр  $\Phi_3$ , обрезаящий кванты энергий  $\hbar\omega_2 \geq E_g$ , поляризатор  $\Pi_2$ , фокусировалось сферическим зеркалом  $Z_1$  на образец  $O$ . Системой из поворотного зеркала  $Z_2$  и линзы  $L_2$  прошедшее через образец излуче-

ние лампы собиралось на входной щели монохроматора МДР-3 и регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-62, сигнал с которого подавался, с одной стороны, на двухлучевой осциллограф С1-42, а с другой — через электрический фильтр ЭФ на высокочастотный усилитель У и запоминающий осциллограф С8-12.

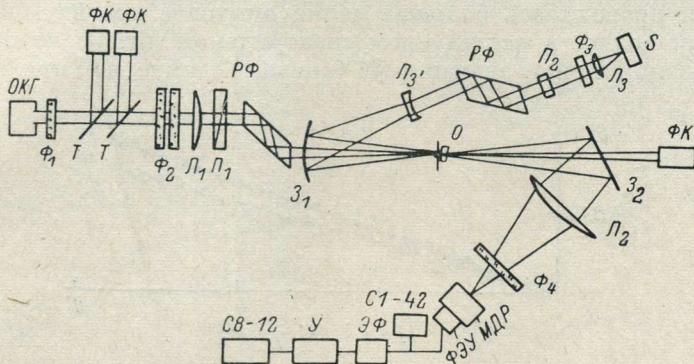


Рис. 1. Оптическая схема установки.

Лазерное излучение подфокусировалось линзой  $L_1$  и через отверстие в зеркале  $Z_1$  направлялось на образец. Интенсивность проходящего излучения контролировалась коаксиальным фотоэлементом ФК и измерителем параметров импульсов И4-3.

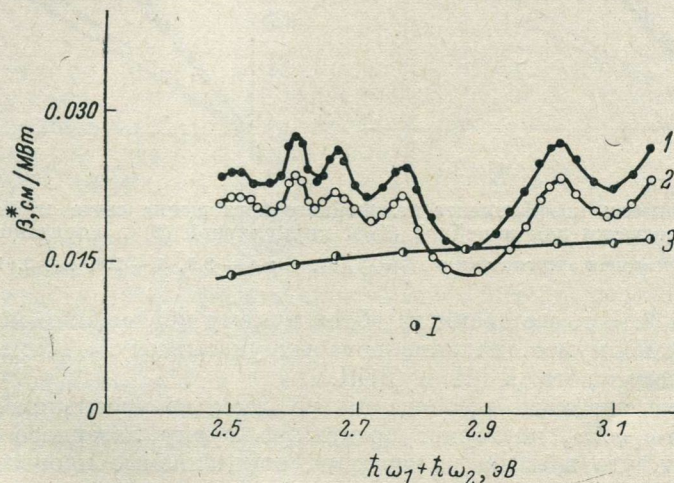


Рис. 2. Спектры приведенного нелинейного поглощения света в дифосфиде кадмия для линейной (1) и циркулярной (2) поляризаций обоих пучков.

3 — спектр собственного ДФИ для линейной поляризации пучков; I — результат расчета.

Осциллографом С1-42 контролировалась временная форма зондирующего импульса совместно с провалом, обусловленным нелинейным поглощением, появляющимся под действием лазерного импульса.

Интервал частот, в пределах которого измерялась спектральная зависимость нелинейного поглощения, ограничивался со стороны низких частот чувствительностью регистрирующей системы, а со стороны высоких — краем собственного поглощения.

Для получения линейно- и циркулярно-поляризованного света использовались соответственно призмы Глана  $P_1$  и  $P_2$  и ромбы Френеля РФ. Измерения проведены при комнатной температуре на плоскопараллельных образцах, вырезанных перпендикулярно оптической оси кристалла. Световые пучки распространялись вдоль оптической оси, а плоскости

колебания электрических векторов для линейно-поляризованных пучков ориентировались параллельно друг другу.

Экспериментальная зависимость приведенного нелинейного поглощения  $\beta^*$  в  $\text{CdP}_2$  от суммарной энергии двух квантов  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  для двух типов поляризации пучков дана на рис. 2 при интенсивности лазера  $I(\omega_1) = 3.5 \text{ МВт/см}^2$ .<sup>1</sup> В каждой экспериментальной точке спектральной зависимости проводилась большая серия опытов с последующим усреднением. Как видно, в исследуемом спектральном интервале при линейной поляризации пучков значения  $\beta^*$  (кривая 1) выше, чем при циркуляр-

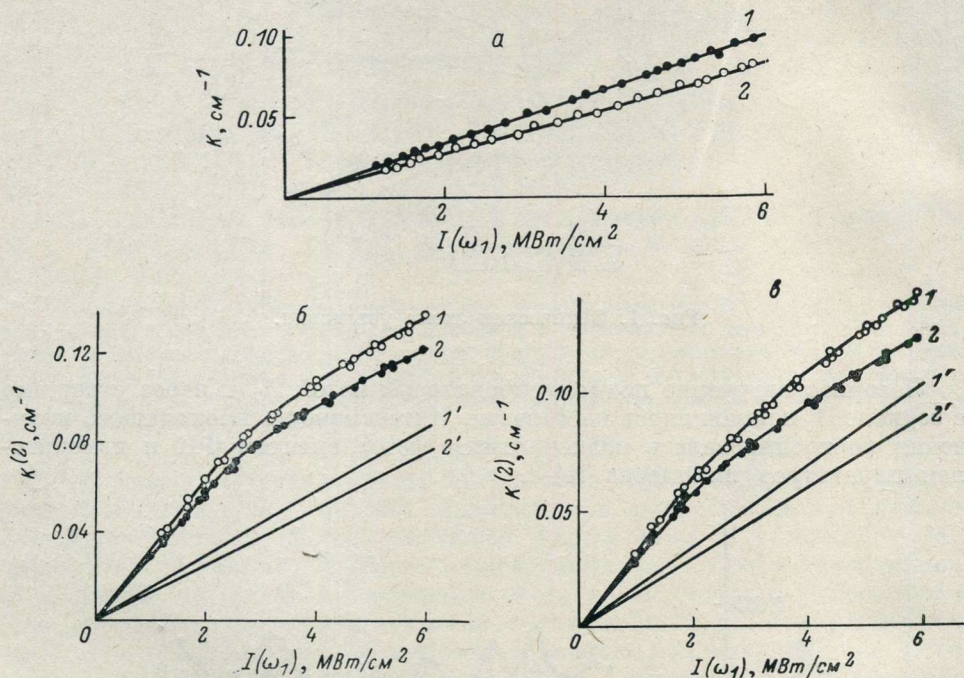


Рис. 3. Зависимость коэффициента нелинейного поглощения света от интенсивности лазерной подсветки для линейной (1) и циркулярной (2) поляризаций пучков.

Суммарная энергия квантов  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ , эВ: а — 2.8, б — 2.6, в — 3.01.

ной (кривая 2). В то же время на обеих кривых поглощения можно выделить пять максимумов, наличие которых указывает на возможное проявление резонансного ДФП и ДСП.

Сигнал нелинейного поглощения во всем спектральном интервале изменения  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  повторяет временную форму лазерного импульса. Это означает, что времена релаксации, определяемые процессами ДФП и ДСП, меньше длительности лазерного импульса, а это, в свою очередь, не позволяет исследовать динамику этих процессов. Амплитуда сигнала сложно зависит от интенсивности подсветки  $I(\omega_1)$ . Для ряда значений  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  вид их приведен на рис. 3. Для наиболее глубокого минимума, наблюдаемого при суммарной энергии квантов, равной 2.86 эВ, имеет место линейная зависимость  $K$  от  $I(\omega_1)$  вплоть до порога разрушения материала (рис. 3, а). Для всех других значений  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  эти зависимости характеризуются двумя прямолинейными участками. Причем наклоны прямых с большими коэффициентами пропорциональности расположены при меньших значениях  $I(\omega_1)$  (рис. 3, б, в).

Как известно, величина составного матричного элемента, описывающего нелинейное поглощение света в веществе, существенно зависит от типа поляризации возбуждающего излучения [4, 5]. Для разрешенно-

<sup>1</sup> Параметр  $\beta^*$  (в  $\text{см} \cdot \text{МВт}^{-1}$ ) имеет смысл коэффициента нелинейного поглощения света  $K$  (в  $\text{см}^{-1}$ ), приведенного к единице плотности мощности лазерного излучения  $I(\omega_1)$ . В случае собственного ДФП  $\beta^*$  совпадает с константой ДФП  $\beta$  (в  $\text{см} \cdot \text{МВт}^{-1}$ ).

разрешенных двухквантовых переходов отношение коэффициентов поглощения для линейно- и циркулярно-поляризованного излучений, распространяющихся вдоль оптической оси кристаллов, меньше единицы, т. е.  $K_x/K_n < 1$ . При наличии также и двухступенчатых переходов  $K_x/K_n$  приближается к единице [6]. Для разрешенно-запрещенного вида двухквантовых переходов это отношение несколько выше единицы и возрастает по мере увеличения степени превышения энергии двух квантов над шириной запрещенной зоны.

Рассчитанные по результатам экспериментов (рис. 3) зависимости  $\alpha^* = K_x/K_n$  от  $I(\omega_1)$  приведены на рис. 4. Вид их существенно зависит от суммарной энергии двух квантов. При  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = 2.86$  эВ величина  $\alpha^*$

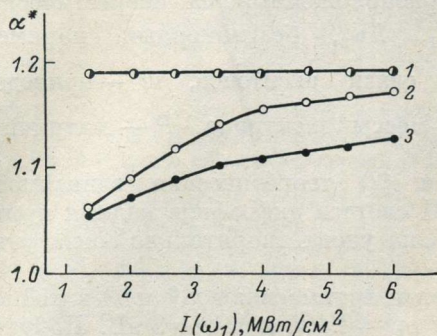


Рис. 4. Зависимость величины  $\alpha^* = K_x/K_n$ , характеризующей ЛЦД, от интенсивности излучения лазера.  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ , эВ: 1 — 2.86, 2 — 3.01, 3 — 2.6.

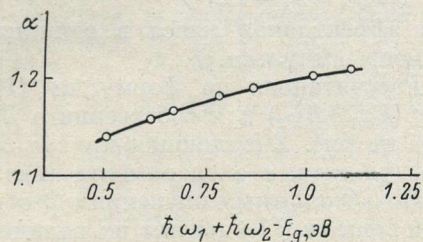


Рис. 5. Зависимость ЛЦД собственного ДФП света от степени превышения энергий двух квантов над шириной запрещенной зоны.

не зависит от  $I(\omega_1)$  вплоть до порога разрушения (кривая 1). Учитывая последнее, а также линейность зависимостей  $K_x$  и  $K_n$  от  $I(\omega_1)$  и минимальность величины  $\beta^*$ , можно предположить, что собственное ДФП является доминирующим на этой частоте.

При других значениях  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  величина ЛЦД возрастает с ростом  $I(\omega_1)$  (рис. 4, кривые 2, 3), это указывает на увеличение вклада собственного ДФП в нелинейное поглощение. Однако даже при интенсивностях, близких к порогу разрушения, величина  $\alpha^*$  не достигает насыщения, свидетельствуя о все еще существенном вкладе ДСП в поглощение. В связи с этим значения константы  $\beta$  собственного ДФП определялись по наклону прямых 1 и 2 (рис. 3), параллельных прямолинейным участкам соответствующих зависимостей 1 и 2, имеющим место при высоких значениях  $I(\omega_1)$ . Результаты расчетов для линейно-поляризованных пучков и различных значений  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  приведены на рис. 2 (I). Это спектральная зависимость собственного ДФП света в дифосфиде кадмия. Соответствующая спектральная зависимость ЛЦД для собственного ДФП изображена на рис. 5. Как видно, с ростом  $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$  величина  $\alpha$  монотонно возрастает, согласуясь с результатами теории для разрешенно-запрещенных переходов [5, 7].

### Обсуждение результатов

В дипольном приближении коэффициент поглощения  $K$  на частоте  $\omega_2$  излучения зондирующего источника в поле излучения лазера  $\omega_1$  определяется мнимой частью тензора кросс-восприимчивости  $\chi''$  четвертого ранга [8]

$$K = \beta I(\omega_1) = \frac{8\pi^2\omega^2}{c^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_1)} \varepsilon(\omega_2)} \chi'' \quad (1)$$

где  $\varepsilon(\omega_1)$  и  $\varepsilon(\omega_2)$  — диэлектрические проницаемые среды,

При параллельной ориентации электрических векторов плоскополяризованных потоков излучения, распространяющихся соосно вдоль оптической оси одноосных кристаллов, к которым относится и дифосфид кадмия, тензор кросс-восприимчивости связан с параметрами зонной структуры полупроводника соотношением

$$\chi'' = \frac{2^{3/2} e^4}{3 \hbar^{7/2} (\omega_1 + \omega_2)^2} \frac{\alpha (1 + \alpha^2) e^{\pi \alpha}}{\text{sh}(\pi \alpha)} m^{*1/2} |(P_{xy})_{cv}|^2 \left( \frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2} + \frac{1}{\omega_1 \omega_2} \right)^2 \times \\ \times (\omega_1 + \omega_2 - \omega_{cv})^{3/2}, \quad (2)$$

где индексы  $c$  и  $v$  нумеруют зоны, расположенные на энергетическом расстоянии  $\hbar \omega_1 + \hbar \omega_2 > \hbar \omega_{cv} = E_g > \hbar \omega_1, \hbar \omega_2$ , безразмерный параметр  $\alpha = \left( \frac{G}{\hbar (\omega_1 + \omega_2 - \omega_{cv})} \right)^{1/2}$ ,  $G$  — энергия связи экситонов,  $m^*$  — приведенная эффективная масса в единицах массы электрона,  $P$  — матричный элемент импульса.

Рассчитанная по формулам (1) и (2) теоретическая зависимость  $\beta = f(\hbar \omega_1 + \hbar \omega_2)$  для собственного ДФП света в дифосфиде кадмия приведена на рис. 2 (сплошная кривая 3). Она удовлетворительно согласуется с результатами эксперимента (1).

По абсолютным значениям  $\beta$  с учетом взаимосвязи  $m^*$  и  $P$  в кейновской модели [9] оценены их величины  $m^* = 0.194$  и  $|P|^2 = 8$  эВ. Полученные значения близки к данным для других полупроводников [10, 11].

Наличие в запрещенной зоне полупроводника реальных уровней приводит к резонансному возрастанию нелинейного поглощения, пропорциональному членам вида,

$$\frac{1}{E_A - \hbar \omega_2 + \frac{\mu}{m_v} (\hbar \omega_1 + \hbar \omega_2 - E_g)}, \quad \mu = \left( \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right)^{-1},$$

$m_c$  и  $m_v$  — эффективные массы электронов и дырок [12, 13]. Существование пяти максимумов на кривой спектральной зависимости  $\beta^*$  позволяет с точностью до слагаемого  $\frac{\mu}{m_v} (\hbar \omega_1 + \hbar \omega_2 - E_g)$  оценить глубины залегания уровней, равные 0.19, 0.42, 0.53, 0.59 и 0.69 эВ. Так как сигнал нелинейного поглощения повторяет форму лазерного импульса, то эти уровни могут выступать в качестве центров быстрой безызлучательной рекомбинации, затрудняя наблюдение люминесценции в этих кристаллах.

Наконец, используя результаты теории [6, 7], для образцов  $p$ -типа, когда можно пренебречь рекомбинационными процессами зона проводимости — глубокий примесный уровень, при достаточно высоких интенсивностях имеем

$$\alpha - 1 = \frac{\beta_x - \beta_n}{\beta_n} \left[ 1 - \frac{N \sigma_1 \sigma_2}{\beta_n (\sigma_1 + \sigma_2)} \frac{1}{I} \right], \quad (3)$$

где  $\beta_x$  и  $\beta_n$  — константы нелинейного поглощения при линейной и циркулярной поляризации света соответственно,  $N$  — концентрация примесных центров,  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  — сечение поглощения фотона валентная зона — примесный уровень и примесный уровень — зона проводимости соответственно.

Полагая  $\sigma_1 \sigma_2 / (\sigma_1 + \sigma_2) = 3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  [14] для кривых 2 и 3 (рис. 4), находим концентрации примесных центров для уровней 0.42 и 0.63 эВ, равные  $6.6 \cdot 10^{14}$  и  $6.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Таким образом, экспериментальные данные по ЛЦД и зависимости  $K$  от интенсивности однозначно указывают на смешанный механизм нелинейного поглощения света (ДФП и ДСП) в исследованных кристаллах. Имеющиеся в настоящее время оптически однородные кристаллы дифосфид кадмия содержат большое число уровней, локализованных в запрещенной зоне.

## Литература

- [1] М. П. Лисица, П. Е. Мозоль, И. В. Фекешгази. Квантовая электроника, 1, 85 (1974).
- [2] П. Е. Мозоль, И. В. Фекешгази. В сб.: Полупроводниковая техника и микроэлектроника, вып. 25, 70. «Наукова думка», Киев (1977).
- [3] М. П. Лисица, П. Е. Мозоль, И. В. Фекешгази. Квантовая электроника, 1, 714 (1974).
- [4] Д. П. Дворников, Е. Л. Ивченко, В. В. Першин, И. Д. Ярошецкий. ФТП, 10, 2308 (1976).
- [5] Е. В. Берегулин, Д. П. Дворников, Е. Л. Ивченко, И. Д. Ярошецкий. ФТП, 9, 876 (1975).
- [6] Д. П. Дворников, Е. Л. Ивченко, В. В. Першин, И. Д. Ярошецкий. ФТП, 10, 2316 (1976).
- [7] Д. П. Дворников, Е. Л. Ивченко, И. Д. Ярошецкий. ФТП, 12, 1576 (1978).
- [8] В. И. Бредихин, М. Д. Галанкин, В. Н. Генкин. УФН, 110, 3 (1973).
- [9] Е. Джонсон. В кн.: Оптические свойства полупроводников (под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира). «Мир», М. (1970).
- [10] Сб. Физика и химия соединений  $A^{III}B^{VI}$  (под ред. С. А. Медведева). «Мир», М. (1970).
- [11] Н. М. Битюрин, В. Н. Бредин, В. Н. Генкин. Квантовая электроника, 5, 2459 (1978).
- [12] В. Д. Продан, Я. А. Рознерица. ФТП, 9, 148 (1975).
- [13] И. П. Аршев. ФТП, 11, 962 (1977).
- [14] Д. Велецкас, Р. Балтрамеюнас, Ю. Вайткус, И. В. Потькевич, В. С. Коваль. ФТП, 9, 1752 (1977).

Институт  
полупроводников АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
15 октября 1979 г.