

# УКРАИНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

ПЕРЕВІРЕНІ

2015 P

ТОМ 29

№ 3

МАРТ

1984

ВЕРИТИСНО

2008 P

4. Mendle G. Detection of mobile ion during the anodic oxidation of silicon.— J. Electrochem. Soc., 1980, 127, N 9, p. 2085—2086.
5. Nemirovsky Y., Kidron I. The interface between  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  and its native oxide.— Solid-State Electron., 1979, 22, N 10, p. 831—837.
6. Sun T. S., Buchner S. P., Byer N. E. Oxide and interface properties of anodic films on  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ .— J. Vac. Sci. and Technol., 1980, 17, N 5, p. 1067—1073.
7. Optical and field effect studies of the  $Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te$ -anodic oxide interface / R. B. Scholar, B. K. Janousek, R. L. Alt et al.— Ibid., 1982, 21, N 1, p. 164—167.
8. Пат. 3977018 (США). Passivation of cadmium mercury telluride semiconductor surfaces by anodic oxidation / P. C. Catagnus, C. T. Baker.— Оpubл. 24.08.76.
9. Пат. 3671313 (США). Surface contaminant removal / R. A. Reynolds.— Оpubл. 20.06.72.
10. Revesz A. G. The defect structure of vitreous  $SiO_2$  films on silicon. 2. Channel and network defects in vitreous  $SiO_2$ .— Phys. status solidi A, 1980, 57, N 2, p. 657—666.
11. Revesz A. G. The defect structure of vitreous  $SiO_2$  films on silicon. 3. The role of defect structure in the growth of  $SiO_2$  films.— Ibid., 58, N 1, p. 107—113.
12. Одынец Л. Л. Механизм ионного переноса через объем окисла и процессы на фазовых границах.— В кн.: Анодные окисные пленки. Петрозаводск: Изд-во Петрозавод. ун-та, 1979, с. 3—11.

Ин-т физики АН УССР,  
Ин-т полупроводников АН УССР,  
Киев

Получено 06.06.83

УДК 621.315.592

Н. С. Корец, Н. В. Стучинская, И. И. Тычина

## СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ $CdP_2$

По данным работы [1] поглощение кристаллов  $CdP_2$ , начиная с  $\hbar\omega > 1,7$  эВ, обусловлено непрямыми переходами. Однако в [2] отмечалось, что это поглощение имеет примесную природу. Неоднозначность интерпретации вынуждает проведение исследований серии кристаллов, полученных в разных условиях, что обеспечит более полное и строгое изучение природы этого дополнительного поглощения.

Для измерений использовались специально не легированные образцы  $p$ - $CdP_2$  и кристаллы, полученные с уменьшенным весовым содержанием Cd в исходных компонентах (до 0,5 %) по сравнению со стехиометрическим, а также термообработанные образцы в насыщенных парах Cd и в вакууме. Кристаллы имели форму пластинок толщиной от 0,04 до 5 мм, в которых оптическая ось была перпендикулярна плоскости образца. Измерения проводились на установке, собранной на базе монохроматора МДР-2. Точность определения энергетического положения особенностей структуры спектра была не хуже 0,05 эВ. Тип проводимости образцов устанавливался по знаку холловской эдс.

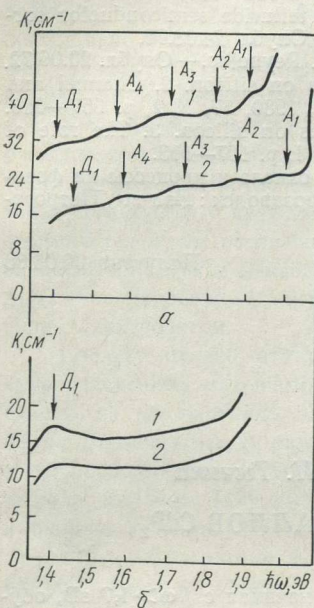
В спектрах исходных кристаллов в области  $1,7 < \hbar\omega < 2,0$  эВ общий фон поглощения не превышает  $2-3 \text{ см}^{-1}$ . Спектры поглощения кристаллов, полученных с недостатками Cd, приведены на рисунке, а. Примечательно, что с уменьшением концентрации Cd в  $CdP_2$  интенсивность дополнительного поглощения возрастает. В спектрах в виде ступенек наблюдается структура 1,57; 1,72; 1,85 эВ и уступ в области края  $\omega > 1,9$  эВ. Эти кристаллы —  $p$ -типа, с концентрацией свободных носителей порядка  $10^{10}$  (исходные) и  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  (с недостатками Cd). Поскольку уровень Ферми таких образцов по оценочным данным удален от потолка  $\psi$ -зоны приблизительно на 0,4—0,5 эВ, то вполне возможны оптические переходы с уровней ионизированных акцепторов, находящихся ниже уровня Ферми, в зону проводимости и из валентной зоны на донорные уровни. Ширина запрещенной зоны при 300 К для непрямых переходов по данным [3] составляет 2,06, а не 1,7 эВ, что свидетельствует в пользу выводов работы [2].

В процессе роста кристаллов из состава, обедненного Cd, в монокристалле создается более высокая концентрация вакансий Cd по сравнению с концентрацией других дефектов структуры (например, вакансий P). Поэтому наблюдаемая в спектрах поглощения структура преимущественно обусловлена вакансиями Cd либо комплексами дефектов, образованных на их основе. Тем более, что такая картина не наблюдалась в спектрах поглощения исходных образцов, а в спектрах кристаллов невысокого структурного совершенства [1] обнаружено лишь бесструктурное остаточное поглощение в

прикраевой области. С учетом того, что кристаллы имеют повышенную концентрацию вакансий Cd, предлагается следующее объяснение структуры, проявляющейся в спектрах поглощения CdP<sub>2</sub>.

Уступ в области края поглощения с  $\hbar\omega > 1,9$  эВ, проявляющийся при азотных температурах в виде ступеньки с энергией 2,02 эВ, вероятнее всего, обусловлен переходами с неглубокого акцепторного уровня в *c*-зону. В спектрах люминесценции CdP<sub>2</sub> симметрично этому уступу обнаружена полоса 1,95 эВ, которую авторы работы [4] объясняют излучательными переходами неравновесных носителей *c*-зона → акцепторный уровень  $E_v + 0,1$  эВ. В [2] этот уровень предположительно приписывался однозарядным вакансиям Cd. Ступенька в спектре поглощения 1,85 эВ, по-видимому, обусловлена переходом электронов с локального уровня  $E_v + (0,18 \div 0,20)$  эВ в *c*-зону, который согласно [5] образуют комплексы дефектов с участием вакансий Cd. В спектрах поглощения кристаллов *n*-типа после отжига в парах Cd [2] эта полоса была менее интенсивной, чем другие, и имела максимум при 1,83 эВ, что является следствием разной концентрации дефектов этого типа.

Рассмотрим поглощение с энергией 1,72 эВ. Не исключено, что оно обусловлено акцепторным уровнем, отстоящим на 0,28—0,30 эВ от *v*-зоны. О существовании



Спектры поглощения кристаллов CdP<sub>2</sub> с недостатчей Cd ( $\alpha$ , 1 —  $T = 300$  К, 2 — 80) и отожженных в вакууме ( $\beta$ , 1) и в насыщенных парах Cd ( $\delta$ , 2) при 300 К.

такого акцепторного уровня свидетельствует тот факт, что положение центра  $E_v + 0,25$  эВ [6] по данным разных работ [7, 8] приводится с разбросом, находящимся в пределах 0,2—0,3 эВ. На самом деле имеется два акцепторных уровня:  $E_v + (0,18 \div 0,20)$  и  $E_v + (0,28 \div 0,30)$  эВ.

Ступеньку 1,57 эВ можно связать с оптическим переходом электронов с уровня  $E_v + 0,47$  эВ в *c*-зону, который образован в соответствии с [6] собственными дефектами — вакансиями Cd (по-видимому, двухзарядными). Значение энергии максимума этого поглощения коррелирует с энергетическим зазором возможных переходов из валентной зоны на донорный уровень  $E_c - (0,40 \div 0,45)$  эВ, приписываемый в [9] междоузельному Cd. Однако вероятность образования таких дефектов при росте кристаллов из исходных компонентов с недостатчей Cd весьма незначительна.

В пользу такой интерпретации структуры спектра поглощения свидетельствует то, что после отжига исследуемых кристаллов в насыщенных парах Cd в течение 10 ч интенсивности полос  $A_1, A_2, A_3, A_4$  заметно уменьшаются (рисунок б, кривая 2).

В спектрах поглощения некоторых образцов была обнаружена ступенька при 1,43 эВ. Ее возникновение, по всем данным, обусловлено переходами электронов из *v*-зоны на глубокий уровень 0,62 эВ, обнаруженный впервые при исследовании спектров поглощения *n*-CdP<sub>2</sub> [2]. Согласно [6] в этой области находится энергетический уровень  $E_c - (0,53 \pm 0,05)$  эВ, обусловленный вакансиями P. С целью выяснения природы полосы 1,43 эВ исследовались кристаллы, отожженные в вакууме. Известно, что P более летучий, чем Cd, поэтому при отжиге следует ожидать эффективного образования вакансий P, являющихся донорами. Действительно, в этих кристаллах понижается концентрация свободных носителей (дырок), что вполне возможно при повышении степени компенсации акцепторных центров за счет роста концентрации вакансий P. В спектре кристаллов, отожженных в вакууме, структура  $A_1, A_2, A_3, A_4$  сглаживается, а полоса  $D_1$  до-

Полоса	E, эВ	
	300 К	80 К
$A_1$	1,90	2,02
$A_2$	1,85	1,98
$A_3$	1,72	1,78
$A_4$	1,57	1,60
$D_1$	1,43	1,47

минирует (рисунок, б, кривая 1). Интенсивность полосы  $D_1$  несколько уменьшается при отжиге образцов в насыщенных парах Cd (рисунок, б, кривая 2). На основании вышеизложенных рассуждений можно считать, что это поглощение связано с вакансиями Р.

С понижением температуры вследствие смещения зон максимумы полос также смещаются в высокоэнергетическую область (таблица), причем полосы, связанные с более глубокими уровнями, смещаются меньше, чем полосы, в образовании которых участвуют более мелкие центры.

1. Sobolev V. V., Surbi N. N. Anisotropy of edge absorption and photoluminescence of tetragonal  $ZnP_2$ ,  $CdP_2$ .— Phys. status solidi B, 1971, 43, N 1, p. K87—K89.
2. Спектры поглощения и энергетический спектр уровней в запрещенной зоне кристаллов  $CdP_2$  / И. С. Горбань, В. П. Гришук, Н. С. Корец и др.— ФТП, 1981, 15, № 2, с. 424—427.
3. Спектры отражения, термоотражения кристаллов  $CdP_2$  / Г. Амбразявичюс, Г. Бабонас, Н. Корец, С. Марцинкявичюс.— Лит. физ. сб., 1983, 23, № 3, с. 59—65.
4. Катодолуминесценция легированных кристаллов дифосфида кадмия / И. С. Горбань, В. С. Коваль, Н. С. Корец и др.— ФТП, 1981, 15, вып. 6, с. 1213—1215.
5. Исследование красной полосы рекомбинационного излучения дифосфида кадмия В. С. Вавилов, В. Д. Негрий, В. С. Коваль и др.— ФТП, 1973, 7, вып. 6, с. 1148—1154.
6. Electrical properties of  $CdP_2$  single crystals / Z. Januskevicius, N. Korez, A. Sakalas, I. Tychina.— Phys. status solidi A, 1981, 65, N 2, p. K149—K151.
7. Потыкевич И. В., Любченко А. В., Коваль В. С. Электропроводность и фотопроводимость монокристаллов  $CdP_2$  р-типа.— УФЖ, 1972, 17, № 4, с. 607—611.
8. On the mechanism of photoluminescence of cadmium diphosphide doped by Bi and Zn / A. Lubchenko, I. Potykevich, A. Fedorov, M. Sheinkman.— Phys. status solidi A, 1977, 44, N 3, p. 747—753.
9. Люминесценция кристаллов дифосфида кадмия при возбуждении электронным пучком / И. С. Горбань, Н. С. Корец, М. Теннакун и др.— ФТП, 1981, 15, вып. 1, с. 55—60.

Киев. пед. ин-т им. А. М. Горького

Получено 10.03.83,

в окончательном варианте — 10.06.83

УДК 537.226.4.

С. Р. Сырцов

## ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА-ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ЭФФЕКТЕ НАСЫЩЕНИЯ

Известно [1], что под действием света изменяются характеристики сегнетоэлектрического фазового перехода. В частности, происходит понижение температуры фазового перехода  $T_c$  вследствие генерации неравновесных носителей в образце. Это понижение  $T_c$  хорошо описывается в рамках вибронной теории.

В настоящей работе рассмотрено влияние электромагнитного поля на  $T_c$  в условиях эффекта насыщения [2], который наблюдается в полупроводнике при выполнении условия  $\tau_r \Lambda \gg 1$  ( $\tau_r$  — время рекомбинации,  $\Lambda = dE_0 / \hbar$  — частота переходов электронов между зонами в поле напряженностью  $E_0$ ,  $d$  — дипольный момент перехода). При этом электроны (дырки) заполняют дно зоны проводимости (верх валентной зоны) до энергии  $(\hbar \Omega - \Delta) / 2$ , где  $\Omega$  — частота света,  $\Delta$  — ширина запрещенной зоны, эффективные массы электронов и дырок предполагаем одинаковыми.

В вибронной теории [3] сегнетоэлектричества  $T_c$  определяется выражением

$$kT_c = \frac{2}{3} \left( \frac{\bar{\omega}}{\omega_0} \right)^2 |1 - \tau| \bar{E}, \quad (1)$$

$\omega_0$ ,  $\bar{\omega}$  — соответственно затравочная и усредненная по зоне частоты критического колебания,  $\tau = 4\Gamma^2 / \bar{E}$ ,  $\bar{E} = J^{-1}(\rho_{rp})$ ,  $\Gamma$  — константа вибронного взаимодействия,

$$J(\rho) = \frac{1}{2\pi^2 N} \int_0^{\rho} \frac{j_v(\varepsilon_v) - j_c(\varepsilon_c)}{\varepsilon_c(\rho') - \varepsilon_v(\rho')} \rho'^2 d\rho', \quad (2)$$