

# Исследование поверхностных поляритонов ZnO В СИЛЬНОМ ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Венгер Е.Ф.<sup>1</sup>, Евтушенко А.И.<sup>2</sup>, Мельничук Л.Ю.<sup>2</sup>, Мельничук А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников имени В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина, 03028, Киев 28, проспект Науки, 41

<sup>2</sup>Нежинский государственный университет имени Николая Гоголя, Украина, 16600, ул. Кропивянского, 2, г. Нежин. E-mail: mov310@mail.ru

С помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) исследовано влияние сильного однородного магнитного поля на оптические и электрофизические свойства монокристалла ZnO с концентрацией свободных носителей заряда  $9,3 \cdot 10^{16} \div 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ ,  $k_x = k$ ,  $k_{y,z} = 0$ . Показано, что при данной ориентации в монокристаллах ZnO существуют 3 дисперсионные ветви. Установлена возможность возбуждения «чистой» фоновой дисперсионной ветви в монокристаллах окиси цинка, расположенных в магнитном поле, и определен коэффициент затухания поверхностных поляритонов (ПП).

**Ключевые слова:** метод нарушенного полного внутреннего отражения, поверхностный поляритон.

Возбуждению поверхностных и объемных фоновых и плазмон-фононных поляритонов в полубесконечных одноосных кристаллах при учете затухания и его отсутствию в литературе посвящено ряд работ [1 – 4]. Актуальным остается вопрос влияния внешних факторов на поверхность твердого тела.

В данной работе исследовано влияние сильного однородного магнитного поля на свойства поверхностных фоновых и плазмон-фононных поляритонов гексагонального монокристалла ZnO при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ ,  $k_x = k$ ,  $k_{y,z} = 0$  (рис. 1).

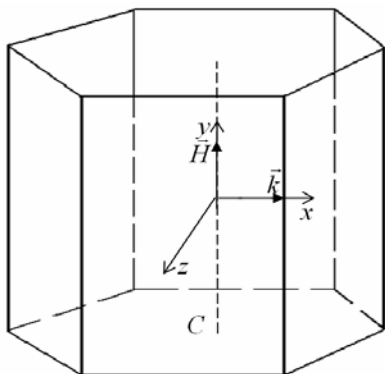


Рис. 1. Взаимное положение векторов  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  и координатных осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  в ZnO.

На рис. 2 (кривые 1, 2, 3) представлены теоретические спектры НПВО  $R(\nu)$  нелегированной окиси цинка ( $n = 9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ )

при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ , которые записаны при воздушном зазоре между исследуемым образцом и призмой НПВО  $d = 14,6$  (1, 1'); 8,7 (2, 2'); 4,1 (3, 3') мкм и углах  $30^\circ$  (1, 1'),  $35^\circ$  (2, 2'),  $50^\circ$  (3, 3'). Расчет проведен при отсутствии влияния на монокристалл магнитного поля (1 - 3) и при действии последнего величиной 100 кЭ (1' - 3') при ориентации  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ . Точки – экспериментальные данные для образца ZnO ( $n = 9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), зарегистрированные по методике [3]. Величина  $d$  варьировалась до установления интенсивности поглощенной волны не превышающей 20 % при неизменной частоте минимума в спектре НПВО [4].

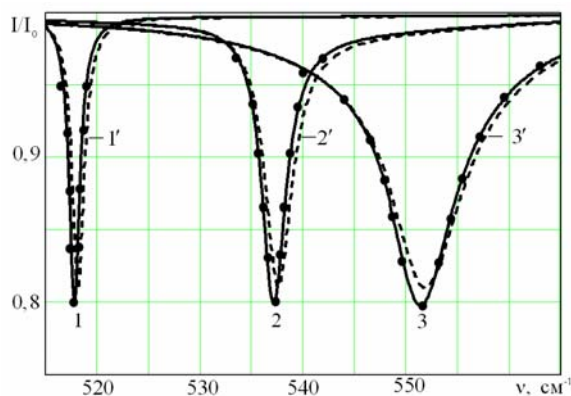


Рис. 2. Спектры НПВО ZnO ( $n = 9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ ,  $k_x = k$ ,  $k_{y,z} = 0$ : 1 - 3 -  $H = 0$  кЭ; 1' - 3' -  $H = 100$  кЭ. Линия – расчет; точки – эксперимент.

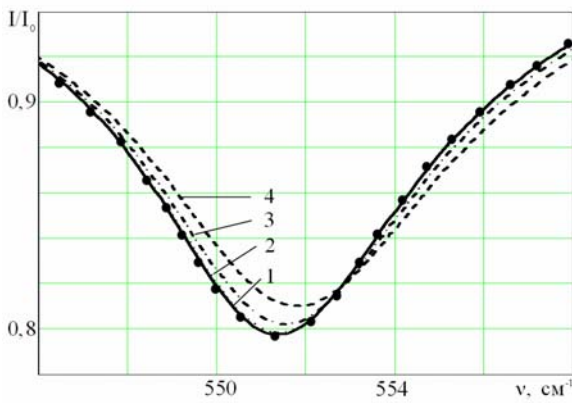


Рис. 3. Спектры НПВО ZnO ( $n = 9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ ,  $k_x = k$ ,  $k_{y,z} = 0$ : 1 –  $H = 0$  кЭ, 2 –  $H = 30$  кЭ, 3 –  $H = 65$  кЭ, 4 –  $H = 100$  кЭ. Линия – расчет; точки – эксперимент.

Минимумы экспериментальных и расчетных спектров соответствуют частотам  $\nu_{\text{мин}} = 518$  (1), 537 (2), 551 (3)  $\text{см}^{-1}$  без влияния на образец магнитного поля, при  $H = 100$  кЭ –  $\nu_{\text{мин}} = 518$  (1'), 538 (2'), 552 (3')  $\text{см}^{-1}$ . Полуширина спектров соответственно составляет  $\Gamma_{\text{п}} = 2, 3, 9 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 3 показаны спектры НПВО для нелегированной окиси цинка с концентрацией свободных носителей заряда  $n = 9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и угле падения ИК-излучения в призме НПВО  $50^\circ$ . Толщина зазора между призмой и монокристаллом составляла 4 мкм. Сканирование проводилось по величине магнитного поля соответственно 0 (1), 30 (2), 65 (3) и 100 (4) кЭ. Минимум спектров соответствует частоте  $\nu_{\text{мин}} = (551 \pm 1) \text{ см}^{-1}$  для всех значений магнитного поля.

Как видно из рис. 3, магнитное поле влияет на интенсивность коэффициента поглощения в области минимума спектра НПВО и не изменяет частоту последнего в пределах погрешности эксперимента. Аналогичные исследования

проведены для легированных ZnO с концентрацией свободных носителей заряда  $6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $2,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Обнаружено, что при увеличении степени легирования окиси цинка влияние магнитного поля на характер спектра НПВО становится существеннее.

На рис. 4 показаны дисперсионные кривые слабо легированного монокристалла ZnO ( $n = 6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) при наличии действия на кристалл однородного магнитного поля величиной от 0 Э до 100 кЭ при ориентации  $\vec{H} \perp \vec{k}$ . Из рис. 4 (вставка) видно, что высокочастотная дисперсионная кривая практически не изменяется при сканировании магнитного поля от 0 до 100 кЭ, тогда как нижняя дисперсионная ветвь с ростом величины магнитного поля смещается в область меньших частот. Кроме того, наличие действия магнитного поля на монокристалл ZnO в области частот от 190 до 350  $\text{см}^{-1}$  приводит к появлению еще одной дисперсионной ветви, ограниченной значением волнового вектора. При росте величины внешнего магнитного поля указанная ветвь смещается в область высоких частот. Это обусловлено тем, что при увеличении величины магнитного поля циклотронная частота смещаются в высокочастотную область, при этом расщепляется связь между плазмонами и фононами и появляется «чистая» фононная дисперсионная ветвь [5]. Аналогичным является влияние магнитного поля на дисперсионные зависимости нелегированного и сильно легированного монокристаллов ZnO. Рассчитаны предельные частоты верхней и нижней ветви дисперсионной кривой, а также предельная частота «чистой» фононной ветви (табл. 1).

Таблица 1. Предельные значения частот  $\nu^\pm$  и частоты дополнительной дисперсионной ветви монокристалла ZnO, помещенного в магнитном поле

$H, \text{ Э}$	1		$30 \cdot 10^3$			$65 \cdot 10^3$			$100 \cdot 10^3$		
$n, \text{ см}^{-3}$	$\nu^-$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^+$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^-$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu_f$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^+$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^-$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu_f$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^+$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^-$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu_f$ , $\text{см}^{-1}$	$\nu^+$ , $\text{см}^{-1}$
$9,3 \times 10^{16}$	59	561	34	108	561	21	171	561	14	242	561
$6,6 \times 10^{17}$	152	578	124	201	576	98	245	575	80	293	574
$2,0 \times 10^{18}$	246	627	221	287	620	196	316	612	174	345	607

На рис. 5 показаны расчетные дисперсионные кривые ZnO с тремя разными концентрациями свободных носителей зарядов (1 –  $9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 –  $6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 3 –  $2,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) при учете

действия на монокристалл магнитного поля величиной 100 кЭ. Как видно, с ростом концентрации свободных носителей заряда и

под действием магнитного поля при ориентации смещаются в область высоких частот.

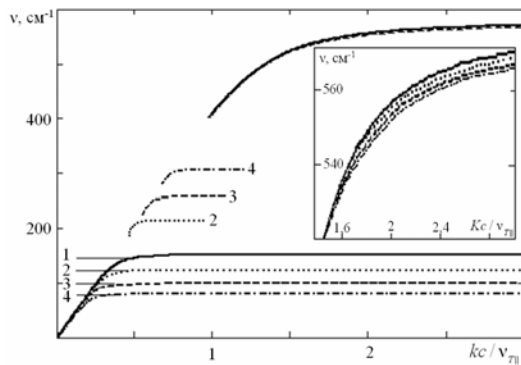


Рис. 4. Дисперсионные зависимости монокристалла ZnO ( $n = 6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ ,  $k_x = k$ ,  $k_{y,z} = 0$  в магнитном поле величиной: 1 – 0 Э; 2 – 30 кЭ; 3 – 65 кЭ; 4 – 100 кЭ.

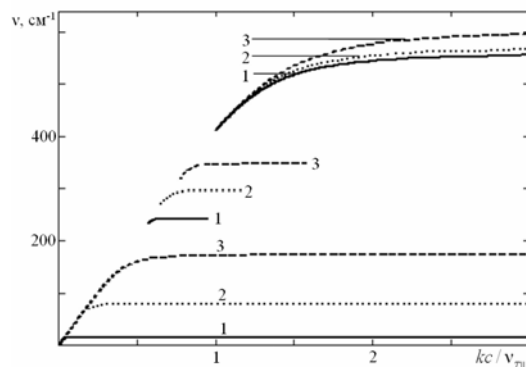


Рис. 5. Высоко- и низкочастотная дисперсионные ветви ZnO при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$ ,  $k_x = k$ ,  $k_{y,z} = 0$  под действием магнитного поля величиной 100 кЭ: 1 –  $9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 –  $6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 3 –  $2,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 4, 5 представлены расчетные дисперсионные зависимости при учете анизотропии фононной и плазменной подсистем и отсутствии затухания в них. С учетом затухания для магнитоплазмонов и для поверхностных плазмон-фононных мод в магнитном поле зарегистрирован загиб (поворот) назад в расчетных дисперсионных кривых ZnO при данных условиях.

На рис. 6 дана зависимость коэффициента затухания ПП от частоты  $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$  для монокристалла ZnO. Кривые 1 – 3 рассчитаны по

$C \parallel y$  и  $\vec{H} \perp \vec{k}$  все три дисперсионные ветви формуле [3] для монокристаллов окиси цинка с разной степенью легирования (1 –  $9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 –  $6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 3 –  $2,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и отсутствии действия на кристалл магнитного поля. Кривые 1'–3' – для сильно легированного образца ZnO ( $2,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$  в случае действия магнитного поля на монокристалл в направлении  $\vec{H} \perp \vec{k}$ ,  $\vec{H} \parallel y$  и величиной 30 (1'), 65 (2'), 100 (3') кЭ.

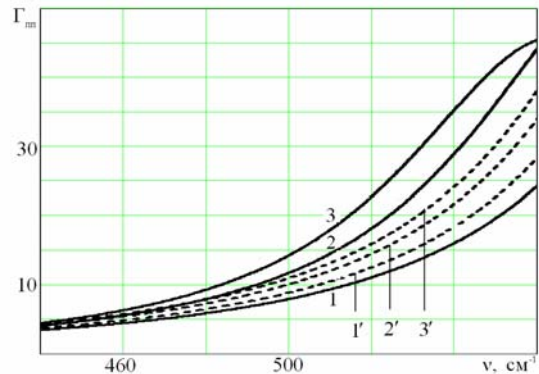


Рис. 6. Зависимость коэффициента затухания поверхностных поляритонов от частоты  $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$  для монокристалла ZnO: 1 –  $9,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ; 2 –  $6,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 3, 1'–3' –  $2,0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; 1 – 3 –  $H = 0$  Э, 1' – 3' –  $H = 30, 65, 100$  кЭ.

В работе [6] графическим способом определен коэффициент затухания ПП. На рис. 7 показана методика определения коэффициента затухания ПП  $\Gamma_{\text{ПП}}$  для оптически-анизотропных монокристаллов ZnO. Кривая 1 – дисперсионная ветвь, а штриховые 2, 3 определяют полуширину  $\Gamma_{\text{П}}$  в спектре НПВО. «Истинная» ширина спектров, согласно [6], равняется коэффициенту затухания ПП и определяется разницей частот, расположенных на пересечении перпендикулярной прямой к оси абсцисс в системе штриховые кривые – дисперсионная точка. Рассчитанные таким методом значения  $\Gamma_{\text{П}}$  даны в табл. 2.

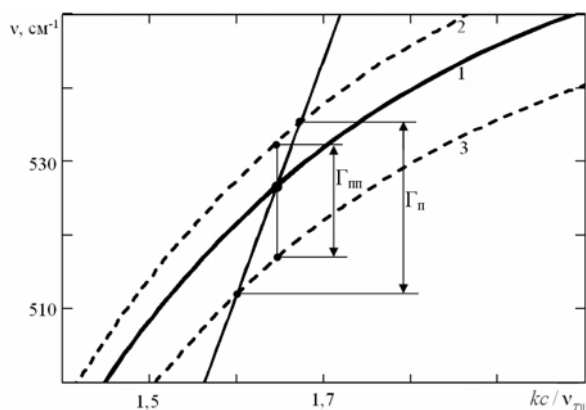


Рис. 7. Дисперсионная зависимость ZnO.  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_{ПП}$  – полуширина и коэффициент затухания ПП.

Как видно с табл. 2, при увеличении угла падения и росте концентрации свободных носителей заряда в монокристаллах ZnO коэффициент затухания ПП растет. Аналогичным является влияние плазмон-фононного затухания и внешнего магнитного поля на  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_{ПП}$  ZnO.

Таблица 2. Полуширина минимумов в спектре НПВО ( $\Gamma_n$ ) и коэффициент затухания ПП ( $\Gamma_{ПП}$ ) ZnO при  $\gamma_p \neq 0$ ,  $\gamma_f \neq 0$  и  $H = 0$ ,  $H = 100$  кЭ

$\varphi, ^\circ$	$H = 0$ кЭ				$H = 100$ кЭ			
	$\nu_{\min, 1}, \text{cm}^{-1}$	$\chi$	$\Gamma_n, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_{ПП}, \text{cm}^{-1}$	$\nu_{\min, 1}, \text{cm}^{-1}$	$\chi$	$\Gamma_n, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_{ПП}, \text{cm}^{-1}$
ZO1-3 ( $\gamma_{p\perp} = 280$ , $\gamma_{p\parallel} = 260$ , $\gamma_{f\perp,\parallel} = 13$ )								
30	527	1,67	23,73	17,11	528	1,7	35,69	27,52
35	550	2,06	132,29	111,68	551	2,17	270,52	216,5
50	563	2,7	—	—	564	—	—	—
ZO2-3 ( $\gamma_{p\perp} = 150$ , $\gamma_{p\parallel} = 170$ , $\gamma_{f\perp,\parallel} = 11$ )								
30	518	1,63	10,59	7,04	518	1,632	11,13	7,12
35	537	1,945	24,93	21,86	538	1,985	35,22	31,23
50	551	2,63	209,67	197,41	552	2,805	353,45	328,61
ZO6-B ( $\gamma_{p\perp} = 406$ , $\gamma_{p\parallel} = 350$ , $\gamma_{f\perp,\parallel} = 21$ )								
30	555	1,86	—	197,25	557	1,94	—	410,19
35	576	2,26	—	—	574	2,38	741,25	720,1
50	585	—	—	—	582	2,85	872,47	853,34

### 5. Выводы

Таким образом, действие сильного однородного магнитного поля на монокристалл ZnO при ориентации  $C \parallel y$ ,  $\vec{k} \perp C$ ,  $xy \parallel C$ ,  $\vec{H} \perp \vec{k}$  сопровождается изменениями коэффициента поглощения в спектрах НПВО, а именно изменением частоты минимума и интенсивности. Впервые показано, что в оптически-анизотропных монокристаллах ZnO возможно возбуждение «чистой» фононной дисперсионной ветви, которая с ростом величины внешнего магнитного поля смещается в высокочастотную область спектра. Начальная частота и характер «чистой» фононной дисперсионной ветви зависит от концентрации свободных носителей заряда и величины магнитного поля. При действии магнитного поля на оптически-анизотропный монокристалл нижняя дисперсионная ветвь деформируется. В то же время высокочастотная ветвь

дисперсионной кривой в пределах погрешности эксперимента остается неизменной. Что касается коэффициента затухания ПП ZnO, то этот вопрос нуждается в дополнительных исследованиях, однако неопровержимым является влияние внешнего магнитного поля.

### Литература

- [1] Санников Д.Г., Жирнов С.В., Семенцов Д.И., «Магнитные поляритоны на границе сверхпроводника и ферромагнетика», ФТТ, т. 57, вып. 9, с. 1824 – 1828, 2009.
- [2] Альшиц В.И., Любимов В.Н., «Бездисперсионные поверхностные поляритоны на различных срезах оптически одноосных кристаллов», ФТТ, т. 44, вып. 2, с. 371 – 374, 2002.
- [3] Венгер С.Ф., Мельничук О.В., Пасічник Ю.А., «Спектроскопія залишкових променів», К.: Наука, 192 с, 2001.

[4] Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижевский В.Л., “Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках”, К.: Наук. думка, 375 с, 1989.

[5] “Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред”, под ред В.М. Агроновича, Д.Л. Миллса, М.: Наука, 528 с, 1985.

[6] Решина И.И., Мирлин Д.Н., Банщиков А.Г., “Определение параметров ангармонизма и оптических постоянных кристаллов по спектрам поверхностных поляритонов”, ФТТ, т.15, вып. 2, с. 506 – 51, 1976.