Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 6, стр. 447 – 451 *20 сентября 1977 г.*

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ В КРИСТАЛЛАХ CdS

С.И.Губарев, В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, В.Б.Тимофеев

Обнаружена оптическая ориентация магнитных моментов дырок в плотной электрон-дырочной плазме в кристаллах CdS. Исследована зависимость степени циркулярной поляризации рекомбинационного излучения CdS от уровня возбуждения и длины волны возбуждающего света.

Хорошо известно, что поглощение циркулярно поляризованного света полупроводником может привести к предпочтительной ориентации собственных магнитных моментов фотовозбужденных носителей [1]. К настоящему времени исследования оптической ориентации выполнены на широком классе кристаллов кубической и гексагональной симметрии [2,3]. В случае кубических кристаллов (например Si, соединения III – V), из-за вырождения валентной зоны в Г-точке имеет место быстрая спиновая релаксация дырок, и поэтому в этих кристаллах удается ориентировать только электроны [4]. В гексагональных кристаллах (типа CdS, CdSe и др.) анизотропное кристаллическое поле снима-

ет вырождение в $\mathbf{K} = 0$, расщепляя верхнюю валентную зону Γ_8 на подзоны Γ_9 и Γ_7 [5]. Благодаря этому, в таких кристаллах удается ориентировать оба типа носителей, а также обеспечить более высокую степень ориентации спинов по сравнению с кубическими кристаллами [6 – 8]. Степень ориентации магнитных моментов носителей $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ (где n_+ и n_- – число носителей, рождающихся с моментом, направленным вдоль и против волнового вектора фотона) зависит только от симметрии валентной зоны и зоны проводимости и при переходах из Γ_9 в Γ_7 составляет $P = 1$.

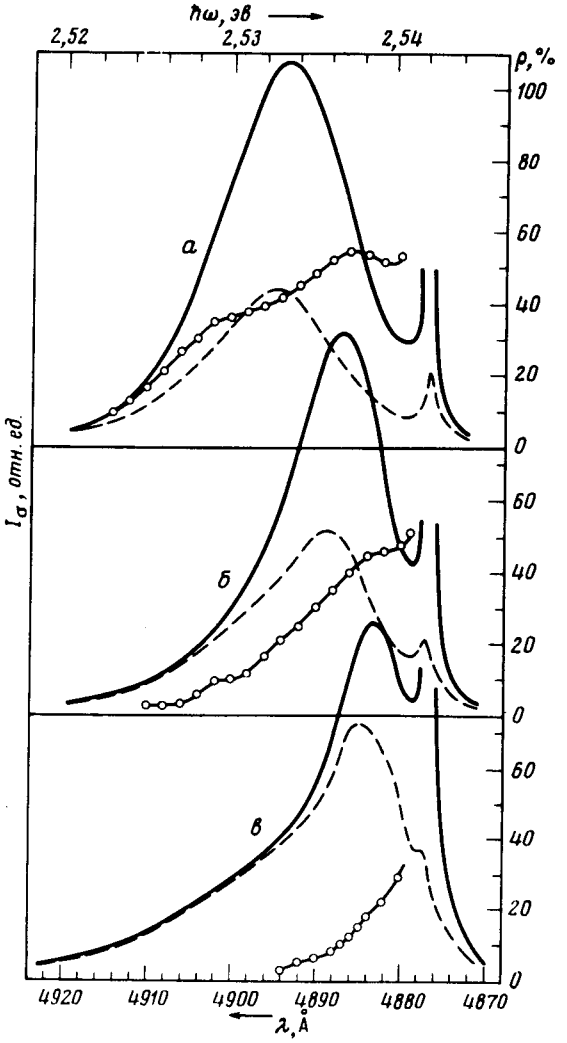

Рис. 1. Спектры ОИ ЭДП при мощности возбуждения J: *а* – $3 \cdot 10^6$ *вт/см*^{2}, *б* – $5 \cdot 10^5$ *вт/см*^{2}, *в* – 10^5 *вт/см*^{2}. Возбуждение σ^+ поляризованным светом. Сплошная линия – регистрация в σ^+ поляризации, пунктир в σ^- поляризации, – 0 – степень циркулярной поляризации $\rho = \dfrac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$ в %

Исследования по оптической ориентации выполнялись ранее при небольших плотностях неравновесных носителей, когда межчастичными взаимодействиями заведомо можно было пренебречь. Цель настоящей работы состоит в исследовании оптической ориентации носителей в неравновесной электрон-дырочной плазме (ЭДП) большой плотности, ког-

да межчастичные расстояния сравниваются с радиусом боровской орбиты экситона и экситонные состояния из-за экранирования кулоновского взаимодействия исчезают. Нас здесь будет интересовать, насколько изменяются времена спиновой релаксации в условиях сильных межчастичных взаимодействий в ЭДП, а также как проявляется спиновая ориентация носителей в форме спектра рекомбинационного излучения (РИ) ЭДП.

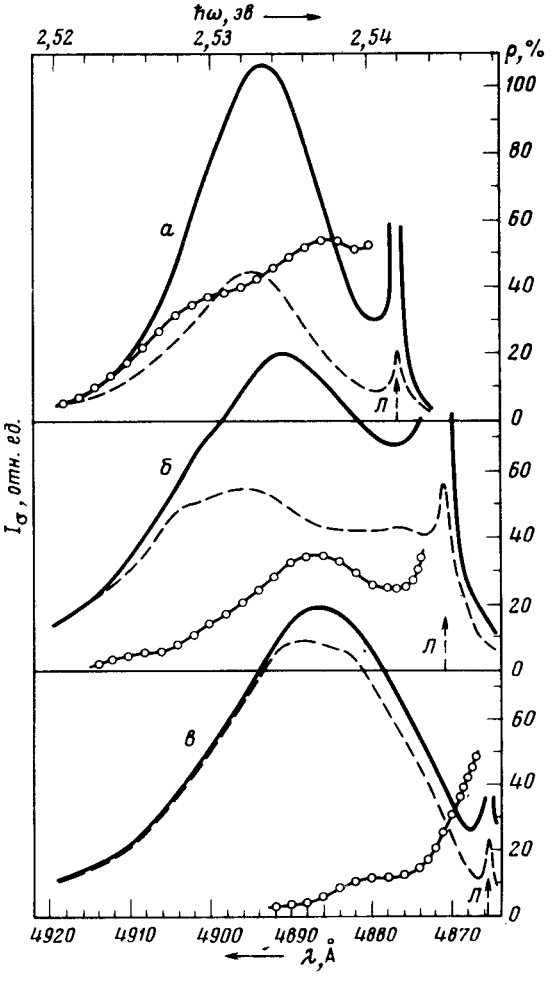

Рис. 2. Спектры РИ ЭДП при различных длинах волн возбуждающего лазера $\lambda_л$: *а* – $\lambda_л$ = 4877А, *б* – $\lambda_л$ = 4872А, *в* – $\lambda_л$ = 4866А. Возбуждение σ^+ поляризованным светом $J = 3 \cdot 10^6$ *вт/см*^{2}. Сплошная линия регистрация в σ^+-поляризации, пунктиром в σ^--поляризации, –0– степень циркулярной поляризации $\rho = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$ в %

Исследовались монокристаллы CdS с концентрацией доноров $N_D \sim 3 \cdot 10^{16} см^{-3}$ при гелиевых температурах. В качестве кругового поляризатора (анализатора) использовалась комбинация из поляроида и четверть – волновой пластинки. Возбуждение производилось перпендикулярно к поверхности кристалла, при этом волновой вектор падающей волны **K** был параллеллен гексагональной оси. С помощью длинофокусной проектирующей оптики анализировался свет люминесценции, выходящий из образца по направлению, близкому к нормальному ($\mathbf{K}_л \parallel \mathbf{C}_6$).

В качестве источника возбуждения использовался импульсный, перестраиваемый по частоте лазер на растворе органического красителя с монохроматичностью $\Delta\lambda \leqslant 2$Å. Частота следования импульсов и длительность одиночного импульса составляли соответственно 100 *гц* и 10^{-8} *сек*. Фотоэлектрическая регистрация рекомбинационного излучения велась в режиме стробинтегрирования с временным разрешением 2 – 3 *нсек*.

Ранее было показано, что ЭДП в CdS можно создавать как при возбуждении носителей глубоко в зоне, так и с помощью света, близкого по частоте к линии экситон-примесного комплекса на нейтральном доноре, рождая при этом носители вблизи ферми-поверхностей электронной и дырочной зон в ЭДП [9]. Рис. 1 иллюстрирует развитие спектра излучения ЭДП и поведение степени циркулярной поляризации в зависимости от мощности возбуждающего света. С ростом накачки растет интенсивность и ширина полосы. При накачках $3 \cdot 10^6$ *вт/см*^{2} (рис. 1, *а*) излучение соответствует вырожденной электрон-дырочной плазме плотностью $\sim 10^{18}$ *см*$^{-3}$ и энергией связи около 12 *мэв* [10]. Степень циркулярной поляризации такой плазмы максимальна на "фиолетовом" краю спектра и достигает 55%. С ростом концентрации в плазме степень спиновой ориентации носителей растет, по-видимому из-за уменьшения их времени жизни.

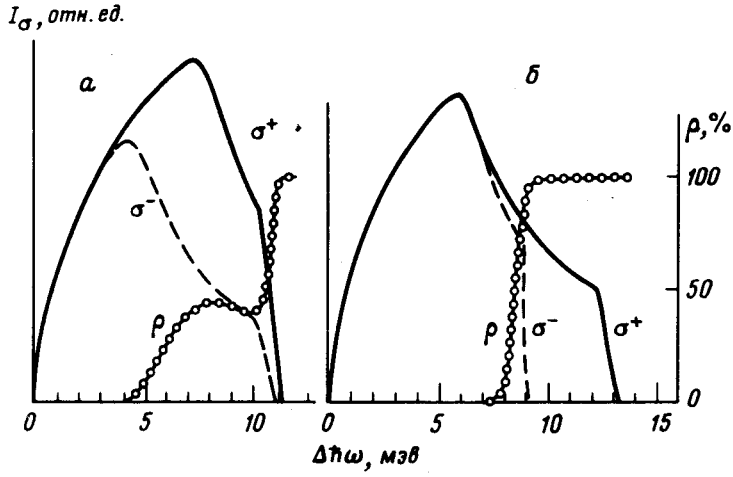

Рис. 8. Расчет степени циркулярной поляризации РИ ЭДП в случае *а* – ориентированных дырок $n_h^-/n_h^+ = 0{,}5$, $n_e^+ = n_e^-$, *б* – ориентированных электронов $n_e^-/n_e^+ = 0{,}5$, $n_h^+ = n_h^-$. $T = 0$, $n_n^+ + n_h^- = n_e^+ + n_e^- = 0{,}8 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$

При гелиевых температурах "фиолетовая" граница спектра излучения вырожденной электрон-дырочной плазмы отвечает энергии фотонов, испускаемых при рекомбинации непосредственно с ферми-поверхностей электронной и дырочной зон [10]. В связи с этим представляло инте-

рес проследить за степенью оптической ориентации ЭДП в зависимости от длины волны возбуждающего света (рис. 2). Видно, что при удалении частоты возбуждающего лазера от "фиолетовой" границы спектра излучения ЭДП, степень циркулярной поляризации РИ быстро уменьшается. Это означает, что в процессе термализации происходит быстрое разупорядочение спинов носителей, и времена спиновой релаксации в таком случае значительно короче, чем в самой ЭДП.

Из-за существенного различия фермиевских энергий носителей и сильной анизотропии эффективных масс дырок, ориентация спинов электронов проявляется преимущественно на "фиолетовом" краю спектра, тогда как ориентация дырок – в пределах всей полосы излучения ЭДП (рис. 3). Сравнение с экспериментальными графиками указывает на то, что в ЭДП спиновую ориентацию сохраняют в основном дырки. Это заключение подтверждают эксперименты по измерению степени циркулярной поляризации в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_6$. Оказывается, что вплоть до полей $H = 20$ *кгс* не происходит заметной деполяризации излучения (отсутствует эффект Ханле). Это не удивительно, если учесть, что в гексагональных кристаллах CdS g -фактор дырок анизотропен и для $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_6$ равен нулю.

В заключение мы благодарим Г.Е.Пикуса за полезные обсуждения и интерес к работе.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июля 1977 г.

Литература

[1] G.Lampel. Phys. Rev. Lett., **20**, 491, 1968.

[2] Б.П.Захарченя. Proc. XI Int. Conf. Phys. Semic., Warsaw, 1972, p. 1315.

[3] G.Lampel. Proc. XII Int. Conf. Phys. Semic., Stutgard, 1974.

[4] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, **60**, в.5, 1971.

[5] D.G. Thomas, J.J.Hopfield. Phys. Rev., **116**, 573, 1959; Phys. Rev., **122**, 35, 1961.

[6] Е.Ф.Гросс, А.И.Екимов, Б.С.Разбирин, В.И.Сафаров. Письма в ЖЭТФ, **14**, 109, 1971.

[7] A.Bonnot, R.Planel, C.Benoit a la Guillaume. Phys. Rev., **9B**, 690, 1973.

[8] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус. ЖЭТФ, **64**, 2210, 1973; Г.Л.Бир, Е.Л.Ивченко. ФТП, **9**, 1300, 1975.

[9] В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, **24**, 157, 1976.

[10] В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, Т.Г.Тратас, В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, **20**, 190, 1974; ЖЭТФ, **68**, 335, 1975.