

## ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНАЯ ПЛАЗМА С ПОЛНОСТЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПО СПИНУ НОСИТЕЛЯМИ В КРИСТАЛЛАХ $ZnTe:Mn$

*С.И. Губарев, Н.И. Витриховский, А.В. Комаров,  
В.Б. Тимофеев*

В результате обменного взаимодействия носителей с магнитной примесью в кристаллах  $ZnTe:Mn$ , помещенных в магнитное поле, наблюдается гигантское парамагнитное расщепление спиновых подзон, превышающее величину фермиевских энергий электронов и дырок в неравновесной электронно-дырочной плазме (ЭДП). В этих условиях электронная и дырочная подсистемы в ЭДП оказываются полностью поляризованными по спину. Упорядочение носителей по спину сопровождается уменьшением энергии связи в расчете на пару частиц в ЭДП.

Исследования спектров магнитоотражения в области экситонных резонансов в кристаллах  $ZnTe:Mn$  продемонстрировали, что усиление парамагнитной восприимчивости носителей из-за обменного взаимодействия с локализованными  $d$ -электронами магнитной примеси ярко проявляется в аномально больших зеемановских расщеплениях спиновых состояний зонных электронов (дырок) [1, 2]. В связи с этим в таких магнитопримесных кристаллах появляется возможность возбуждения вырожденной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) с высокой степенью ориентации спинов неравновесных носителей. Естественно ожидать, что в условиях быстрой спиновой релаксации наибольшее упорядоче-

ние носителей по спину в ЭДП будет возникать, когда спиновые расщепления электронных и дырочных состояний превысят соответствующие фермиевские энергии в плазме. С этой целью исследовались спектры рекомбинационного излучения ЭДП в кристаллах  $ZnTe : Mn$  в магнитном поле. Информация о перераспределении носителей по спиновым состояниям черпалась из анализа степени циркулярной поляризации излучения ЭДП.

Исследовались образцы  $ZnTe : Mn$  с различной концентрацией  $Mn$ , оцениваемой по загрузке. В данном сообщении мы приводим результаты для образца с наибольшей концентрацией магнитной примеси порядка  $2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Образцы размещались в сверхтекучем гелии внутри сверхпроводящего соленоида. Измерения проводились в магнитных полях до 50 кЭ в конфигурации Фарадея. ЭДП создавалась с помощью лазера на основе органического красителя, который возбуждался импульсным  $N_2$ -лазером с мощностью 100 кВт. Длительность импульсов возбуждения составляла 5 нсек, частота следования 25 Гц. Спектральным прибором служил светосильный монохроматор с дисперсией 2 нм/мм. Интенсивность рекомбинационного излучения регистрировалась с помощью быстродействующего фотоумножителя и строб-интегратора. Анализатор циркулярно-поляризованного света представлял собой комбинацию из четверть волновой пластинки и поляроида.

В чистых кристаллах  $ZnTe$  равновесное значение плотности носителей в ЭДП, соответствующее минимуму энергии в расчете на пару частиц, составляет  $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (безразмерный параметр  $r_s \approx 2$ ) [3, 4]. В отсутствие магнитного поля форма спектра и положение в шкале энергий полосы излучения ЭДП с такой величиной равновесной плотности оказались не чувствительны к степени легирования магнитной примесью. В магнитном поле спектр излучения ЭДП в сильно легированном образце  $ZnTe : Mn$  расщепляется на две циркулярно-поляризованные полосы:  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  (рис. 1). При увеличении магнитного поля  $\sigma^+$ -компонента полосы ЭДП сдвигается в сторону меньших энергий и возрастает по интенсивности. В то же время  $\sigma^-$ -компонента полосы излучения ЭДП движется в высокочастотную сторону, а ее интенсивность при увеличении  $H$  резко падает. Уже в полях  $\sim 7$  кЭ она уменьшается более чем на порядок и при больших  $H$  за ее интенсивностью не удается проследить. Таким образом при  $H \geq 10^4$  кЭ излучение ЭДП становится практически 100% циркулярно-поляризованным.

На рис. 2 представлены зависимости от магнитного поля положения максимумов  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонент полосы излучения ЭДП и полосы отражения  $1S$ -экситона, измеренные в одном и том же кристалле с концентрацией  $Mn \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . По своему характеру эти зависимости одинаковы и имеют единое происхождение, связанное с обменным взаимодействием носителей с примесью  $Mn$ . В результате этого взаимодействия в магнитном поле электронные и дырочные зоны испытывают сильные спиновые расщепления:

$$\Delta E_{(\pm 1/2)}^e = J_e \langle S_M \rangle_{H,T} S_e \quad \Delta E_{(\pm 1/2, \pm 3/2)}^h = J_h \langle S_M \rangle_{H,T} S_h$$

[2, 5]. Здесь  $J_e$  и  $J_h$  — константы обменного взаимодействия,  $S_e$  и  $S_h$  —

эффективные спины электрона и дырки,  $\langle S_M \rangle_{H,T}$  – средняя величина магнитного момента, локализованного на  $Mn^{2+}$ , определяющая степень спиновой поляризации магнитопримесной подсистемы. Схема расщепления спиновых подзон носителей ЭДП в  $ZnTe$ :  $Mn$  проиллюстрирована на вставке к рис. 1 для случая, когда расщепления  $\Delta E_e^e$  и  $\Delta E_h^e$  превышают фермиевские энергии в электронной и дырочной зонах. Наблюдаемая в эксперименте 100%-ная циркулярная поляризация в пределах всей ширины полосы ЭДП, свидетельствует о быстрой релаксации носителей в нижайшие по спину состояния.

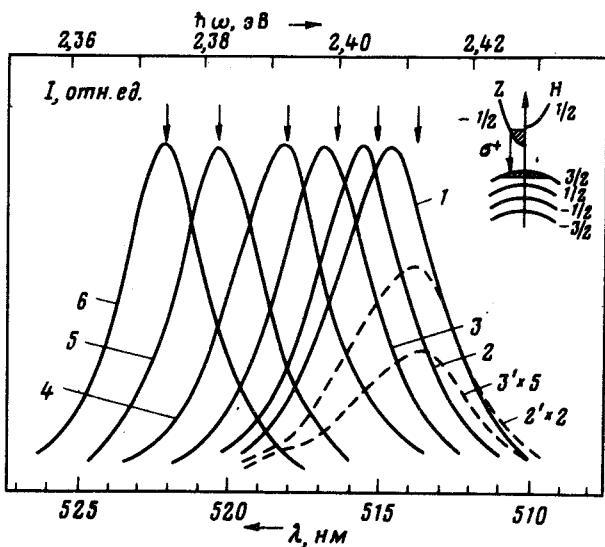


Рис. 1. Спектры излучения ЭДП в  $Zn:Mn$  при  $T=1,75K$  в магнитном поле: 1 – 0 кЭ; 2, 2' – 3,5 кЭ; 3, 3' – 7 кЭ; 4 – 14 кЭ; 5 – 25 кЭ; 6 – 47 кЭ. В  $\sigma^+$ -поляризации (сплошная линия) спектры отвечают переходам  $|-1/2\rangle_e \rightarrow |3/2\rangle_h$  и  $|-1/2\rangle_e \rightarrow |1/2\rangle_h$ , а в  $\sigma^-$ -поляризации (пунктир) переходам  $|-1/2\rangle_e \rightarrow |-1/2\rangle_h$  и  $|-1/2\rangle_e \rightarrow |-3/2\rangle_h$ . Все спектры нормированы на максимум интенсивности в  $\sigma^+$ -поляризации. Стрелками показано положение 1-S-экситона

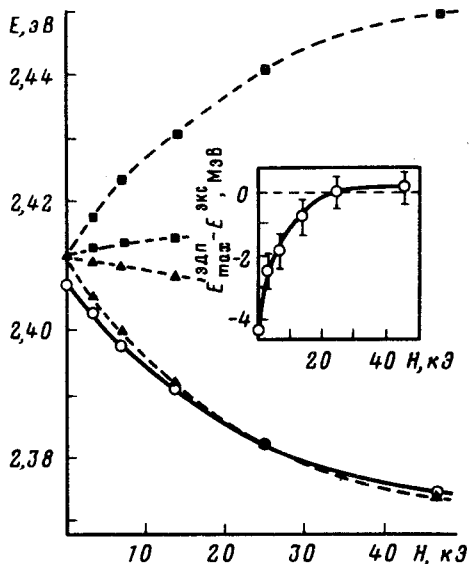


Рис. 2. Спиновое расщепление 1-S-экситона в  $ZnTe:Mn$  ( $\blacksquare$  –  $\sigma^-$ -поляризация,  $\blacktriangle$  –  $\sigma^+$ -поляризация) и спектральное положение максимума излучения ЭДП (o) в зависимости от величины магнитного поля

Величины спиновых расщеплений в валентной зоне больше, чем в зоне проводимости, так как дырки взаимодействуют с магнитной примесью более эффективно ( $J_e/J_h = 0,5$  [2]). К тому же следует учесть, что

фермиевские энергии в дырочной подсистеме меньше, чем в электронной, в соответствии с известным соотношением эффективных масс плотностей состояний в электронной и дырочной зонах [3]. Поэтому в малых магнитных полях увеличение степени циркулярной поляризации излучения ЭДП обязано главным образом перераспределению носителей по спиновым подзонам в дырочной подсистеме. В магнитных полях  $H \geq 40$  кЭ спиновые расщепления превышают фермиевские энергии не только в дырочной, но и в электронной подсистеме. (При  $H = 47$  кЭ оцениваемые из ширины полосы ЭДП  $E_F^e \approx 9$  мэВ,  $E_F^h \approx 5,5$  мэВ, тогда как спиновые расщепления  $\Delta E^e \approx 11$  мэВ и  $\Delta E^h \approx 22$  мэВ). При таких расщеплениях в наших экспериментах реализуется ситуация, когда электроны и дырки в ЭДП оказываются полностью поляризованными по спину.

Упорядочение носителей ЭДП по спину сопровождается следующим интересным явлением. Если сравнить спектральные положения максимумов компонент полосы излучения ЭДП и полосы отражения экситона, становится видно, что при увеличении магнитного поля разность ( $E_{ex} - E_{ЭДП}^{max}$ ) уменьшается (вставка к рис. 2). Уменьшение составляет 4,5 мэВ в поле 47 кЭ. Эта разность перестает зависеть от  $H$  при достаточно больших спиновых расщеплениях, когда происходит полная ориентация по спину в электронной и дырочной зонах. Такое поведение можно качественно объяснить уменьшением стабильности ЭДП по отношению к нижайшему экситонному состоянию при снятии вырождения по спину, которое эквивалентно уменьшению эффективного числа долин [6, 7].

Отметим, что в кристаллах с меньшей концентрацией  $Mn(\sim 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3})$  даже при максимальных магнитных полях ( $\sim 50$  кЭ) излучение ЭДП остается частично циркулярно поляризованным, а степень поляризации немонотонна в пределах ширины полосы ЭДП и меняет знак вблизи "фиолетовой" границы спектра. Это означает, что в этом кристалле нет полной ориентации неравновесных носителей по спину, а спиновая температура оказывается выше электронной.

Неравновесные носители в плазме могут, в принципе, разогреть спиновую подсистему примеси. Такой эффект разогрева не проявляется в изложенных выше результатах, так как изменение уровня возбуждения более чем на порядок не повлияло на величины спиновых расщеплений.

Авторы благодарят С.М.Рябченко за чрезвычайно полезные обсуждения.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24 декабря 1980 г.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

### Литература

[1] А.В.Комаров, С.М.Рябченко, О.В.Терлецкий, И.И.Жеру, Р.Д.Иванчук. ЖЭТФ, 72, 608, 1977.

- [2] А.В.Комаров, С.М.Рябченко, Н.И.Витриховский. Письма в ЖЭТФ, 27, 441, 1978.
- [3] G.Veni, T.H.Rice. Phys. Rev. B, 18, 768, 1978.
- [4] Р.Балтармеюнас, Э.Куокштис. Письма в ЖЭТФ, 28, 588, 1978.
- [5] J.A.Gay, J.Ginter, R.R.Galazka. Phys. Stat. Sol (b), 89, 655, 1978.
- [6] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, 309, 1969.
- [7] R.Zimmermann, M.Rösler. Solid State. Comm., 25, 651, 1978.
-