

# НЕСИММЕТРИЧНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛУМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Cd_{1-x}Mn_xS$

С. И. Губарев, М. Г. Тяжлов

Обменное взаимодействие с локализованными  $3d$ -электронами магнитной примеси приводит к гигантским спиновым расщеплениям (ГСР) состояний валентной зоны и зоны проводимости в полумагнитных полупроводниках (ПМП) [1, 2]. В работе [3] было показано, что величина константы  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$  почти в 3 раза превышает значения, характерные для других ПМП на основе  $A_2B_6$  полупроводниковых соединений. Кроме того, была обнаружена зависимость этой константы от концентрации магнитной примеси  $x$  в области малых концентраций. Такая зависимость объяснялась в [3] резонанс-

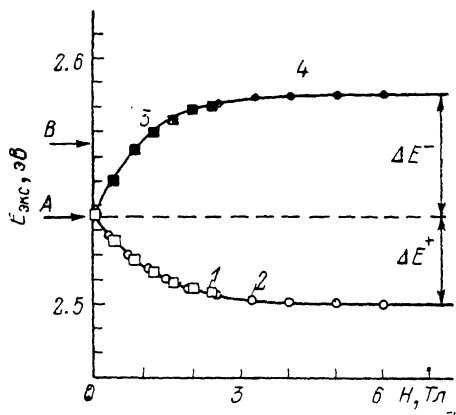


Рис. 1. Зависимость спектрального положения  $\sigma^+$  (1, 2)- и  $\sigma^-$  (3, 4)-компонент А-экситонного термина в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$  ( $x=0.014$ ) от величины магнитного поля.

1, 3 — спектры модуляционного отражения  $dR/dH$ ; 2, 4 — спектры отражения кристалла R. Стрелками показано положение А- и В-экситона в нулевом магнитном поле.

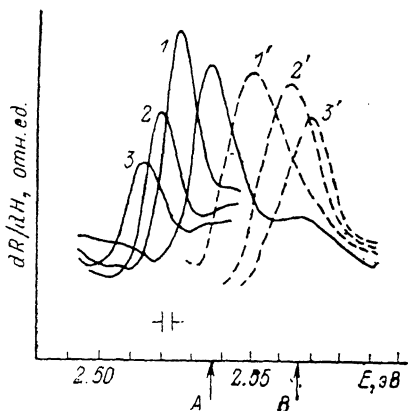


Рис. 2. Спектры модуляционного отражения  $dR/dH$  кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xS$  ( $x=0.014$ ) в  $\sigma^+$  (1-3)- и  $\sigma^-$  (1'-3')-циркулярных поляризациях.

$H$ , Тл: 1, 1' — 0.4; 2, 2' — 0.8; 3, 3' — 1.2. Стрелками показано положение А- и В-экситона в нулевом магнитном поле.

ным характером  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$ . Целью настоящей работы является изучение спиновых расщеплений экситонных термов в условиях такого резонансного взаимодействия.

Исследовались спектры отражения кристаллов с мольной долей  $Mn$   $x=0.014$  в условиях нормального падения света в геометрии Фарадея. Направление магнитного поля совпадало с гексагональной осью кристалла  $C_6$  и направлением наблюдения. Измерения велись при гелиевых температурах в магнитных полях до 5 Тл. Исследовались также спектры модуляционного отражения ( $dR/dH$ ) ( $H$ ). При этом на постоянное магнитное поле накладывалось небольшое переменное  $H_1 \sim 200$  Э. Эффективность модуляционной методики в ПМП связана с эффектами ГСР, поскольку даже небольшое магнитное поле приводит к заметному спектральному сдвигу экситонных термов  $E_{экс}(H)$ .

На рис. 1 изображено энергетическое положение  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонент А-экситонного термина как функция магнитного поля. В магнитном поле  $H \parallel C_6$  А-экситонный терм расщепляется на два термина  $\Gamma_5^+$  и  $\Gamma_5^-$ , активные в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях [4]. Положение В-экситонного термина практически не зависит от магнитного поля. Величина расщепления А-экситонного

терма в исследуемых кристаллах составляет 86 мэВ и существенно превышает расстояние между  $A$ - и  $B$ -экситонными термами. Флуктуации обменного взаимодействия сильно уширяют экситонные линии по сравнению с чистыми кристаллами. Вследствие этого экситонные линии слабо разрешаются в области магнитных полей, отвечающих пересечению  $\Gamma_5^-$ -экситонного терма с  $B$ -экситоном, и спектральное положение  $\Gamma_5^-$ -терма удается надежно определить только в области больших спиновых расщеплений ( $H > 10$  кЭ). Положение  $\Gamma_5^+$ -терма можно определить во всем диапазоне магнитных полей. Из рис. 1 видно, что положение  $A$ -экситона в нулевом магнитном поле несимметрично по отношению к  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонентам в насыщающих магнитных полях. В области промежуточных магнитных полей положение  $\Gamma_5^-$ -терма удается определить с помощью модуляционной методики. Спектр модуляционного сигнала  $dR/dH$  в исследуемых кристаллах

$$\frac{dR}{dH} = - \frac{\partial R}{\partial (E - E_{\text{экс}}(H))} \frac{\partial E_{\text{экс}}}{\partial H} + \frac{\partial R}{\partial H} = - \frac{\partial R}{\partial E} \frac{dE_{\text{экс}}}{dH} + \frac{\partial R}{\partial H} \quad (1)$$

формируется в основном за счет эффектов ГСР (первый член в выражении (1)). Второй член в выражении (1)  $\partial R/\partial H$  связан с изменением формы линии экситонного отражения в магнитном поле и в исследуемых кристаллах составляет малую часть от полного сигнала. Большая величина первого члена обусловлена гигантскими спиновыми расщеплениями  $A$ -экситонного состояния в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  кристаллах. Поскольку спиновое расщепление  $B$ -экситона в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  на порядок меньше [4], то в модуляционных спектрах проявляется особенность, связанная исключительно с  $A$ -экситонным состоянием. Таким образом, изучение модуляционных спектров  $dR/dH$  позволяет проследить за спектральным положением  $A$ -экситона даже в области пересечения экситонных термов.

На рис. 2 изображены модуляционные спектры  $(dR/dH)(E)$  в  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -циркулярных поляризациях. Форма и ширина линии  $A$ -экситона слабо меняются с ростом магнитного поля, в то время как амплитуда резонанса уменьшается в больших полях из-за насыщения спиновой поляризации магнитной подсистемы. Спектральное положение  $\Gamma_5^+$ - и  $\Gamma_5^-$ -термов, определенное модуляционным методом, хорошо совпадает с данными, полученными из спектров отражения кристалла  $R(H)$  (рис. 1). Из этого рисунка видно, что картина спиновых расщеплений  $A$ -экситонного терма в магнитном поле несимметрична относительно положения в поле  $H=0$ .

Величина сдвига  $\Gamma_5^+$ - и  $\Gamma_5^-$ -экситонных термов в насыщающих магнитных полях составляет

$$\Delta E^+ = E_{\text{экс}}^+(H) - E_{\text{экс}}(0) = -36 \text{ мэВ}, \quad \Delta E^- = E_{\text{экс}}^-(H) - E_{\text{экс}}(0) = 50 \text{ мэВ},$$

$$\Delta E^+/\Delta E^- \approx -0.7. \quad (2)-(4)$$

Поскольку расщепление зоны проводимости существенно меньше расщепления валентной зоны и в исследованных кристаллах не превышает 8 мэВ, естественно связать наблюдаемое несимметричное расщепление  $A$ -экситонного терма с асимметрией спинового расщепления валентной зоны.

Природа сильного  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия в ПМП связана с гибридизацией  $d$ -состояний Mn и  $p$ -состояний валентной зоны. Константа  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия в рамках трехуровневой модели, предложенной в работах [5, 6], описывается следующим выражением:

$$J_{pd} = -2 |V_{pd}|^2 \left( \frac{1}{\epsilon_p - \epsilon_d} + \frac{1}{\epsilon_d + U - \epsilon_p} \right). \quad (5)$$

Здесь  $V_{pd}$  — матричный элемент  $p$ - $d$ -гибридизации;  $\epsilon_p$  — энергия края валентной зоны;  $\epsilon_d$  и  $\epsilon_d + U$  — энергии  $3d$ -термов Mn в кристалле. Первый член в формуле (5) описывает гибридизацию  $5p \uparrow$ -состояний серы с заполненной оболочкой Mn ( $3d_+$ ), а второй — гибридизацию  $5p \downarrow$ -состояний с пустыми  $3d_-$ -состояниями Mn.

Аномально большая величина  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$  связана с резонансным характером  $p$ - $d$ -гибридизации. Согласно расчетам [7],  $\epsilon_p - \epsilon_d$  в  $Cd_{1-x}Mn_xS$  много меньше, чем  $\epsilon_d + U - \epsilon_p$ . В этом случае главный вклад в обменное взаимодействие дает первый член в формуле (5). Гибридизация с пустыми  $d$ -состояниями Mn, по-видимому, гораздо слабее и значительно меньше возмущает состояния носителей в валентной зоне. Этот вывод подтверждают эксперименты, выполненные недавно в  $Cd_{1-x}Mn_xS$  [8], где было обнаружено резкое уменьшение флуктуаций  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия для  $p$ -состояний валентной зоны в насыщающих магнитных полях.

В отличие от твердых растворов обычных  $A_2B_6$  полупроводников ПМП обладают также неупорядоченностью по спину, локализованному на узлах магнитной примеси. Эту неупорядоченность часто учитывают, рассматривая псевдотернарный раствор типа  $Cd_{1-x}Mn_xMn_xS$  [9]. Ионы магнитной примеси со спином  $|\uparrow\rangle$  и  $|\downarrow\rangle$  при этом расположены случайным образом в решетке кристалла. Суммарная концентрация  $x\uparrow$  и  $x\downarrow$  равна концентрации магнитной примеси  $x$ , а спиновая поляризация магнитной подсистемы определяется разностью  $x\uparrow - x\downarrow$ . В отсутствие магнитного поля  $x\uparrow = x\downarrow = x/2$ .

В случае резонансной гибридизации главный вклад в обменное взаимодействие для  $p\uparrow$ -состояний обусловлен гибридизацией с занятыми  $d\uparrow$ -состояниями магнитной примеси. Влияние магнитного поля эквивалентно изменению концентрации  $x\uparrow$  от нуля до  $x$ : в сильном магнитном поле все атомы магнитной примеси поляризованы, при этом концентрация  $x\uparrow$  мала, мала и гибридизация  $p\uparrow$ -электронов с этими состояниями. При уменьшении магнитного поля до нуля концентрация увеличивается до  $x\uparrow = x/2$ , а при изменении знака магнитного поля продолжает расти до  $x\uparrow = x$ . Несимметричное расщепление экситонных термов, наблюдаемое нами в настоящей работе, свидетельствует о сублинейной зависимости  $p$ - $d$ -обмена от  $x\uparrow$ . Такое поведение согласуется с наблюдавшимся ранее уменьшением константы  $J_{pd}$  с ростом мольной доли Mn  $x$  [3]. Причины концентрационной зависимости константы  $p$ - $d$ -обмена в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$  в настоящее время до конца не ясны. Возможно, такое поведение связано с резонансным характером  $p$ - $d$ -обмена в этих кристаллах при малых концентрациях магнитной примеси. При этом эффективность  $p$ - $d$ -обменного взаимодействия увеличивается в несколько раз по сравнению с другими  $A_2B_6$  ПМП. С ростом  $x$  интерференция процессов рассеяния на разных примесях приводит к нарушению резонансного характера  $p$ - $d$ -обмена и, как следствие, к уменьшению константы обменного взаимодействия  $J_{pd}$ .

#### Список литературы

- [1] Комаров А. В., Рябченко С. М., Терлецкий О. В., Жеру И. И., Иванчук Р. Д. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 2. С. 608—618.
- [2] Galazka R. R. // Proc. 14th Int. Conf. Phys. Semicond. Edinburgh, 1978. P. 133—135.
- [3] Губарев С. И., Тяжлов М. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 8. С. 385—387.
- [4] Губарев С. И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 1174—1185.
- [5] Bhattacharjee A. K., Fishman G., Coglein B. // Physica B. 1983. V. 117—118. P. 449—451.
- [6] Larson B. E., Haas K. C., Ehrenreich H., Carlsson S. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 8. P. 4137—4154.
- [7] Su-Huai Wei, Zunger A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 5. P. 2340—2365.
- [8] Губарев С. И., Тяжлов М. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 8. С. 437—440.
- [9] Masek J., Velisky V., Janis V. // J. Phys. C. 1987. V. 20. N 1. P. 59—68.

Институт физики твердого тела АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
8 августа 1989 г.