

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА ЭЛЕКТРОНА В МАГНИТОПРИМЕСНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ CdS : Mn

Д.Л.Алов, С.И.Губарев, В.Б.Тимофеев,  
Б.Н.Шепель

Обнаружен гигантский спектральный сдвиг комбинационного рассеяния с переворотом спина (спин-флип комбинационное рассеяние, СФКР) электрона донорной примеси в кристаллах CdS : Mn в магнитном поле. Установлена сильная корреляция между спином донорного электрона и магнитными моментами атомов Mn, проявляющаяся в конечной величине спектрального расстояния между стоковой и антистоковой компонентами СФКР при  $H = 0$ . Эта величина составляет 0,15 - 0,20 от максимальной, наблюдаемой в насыщающих полях и уменьшается с ростом температуры.

В соединениях  $A_2B_6$ , легированных Mn, обменное взаимодействие зонных электронов с локализованными  $d$ -электронами Mn приводит к гигантскому расщеплению спиновых состояний в валентной зоне и в зоне проводимости, что проявляется в ряде магнитооптических явлений [1, 2]. Перспективным методом изучения таких соединений является комбинационное рассеяние света с переворотом спина (СФКР) на свободных и слабосвязанных носителях, так как при этом непосредственно извлекается информация о величине парамагнитных расщеплений [3, 4]. В случае СФКР на связанных электронах мелкой донорной примеси могут оказаться существенными корреляции между спиновым состоянием донора и спиновыми состояниями магнитопримесной подсистемы. Такого рода корреляции должны прямо влиять на величину смещения линии комбинационного рассеяния.

Эксперименты проводились на кристаллах CdS : Mn, выращенных по методу Бриджмена из расплава. Концентрация Mn составляла  $n_{Mn} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Образцы размером  $5 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$  вырезались так, чтобы гексагональная ось  $C_6$  была перпендикулярна поверхности большой грани. Образцы механически и химически полировались, а затем размещались в жидком гелии внутри сверхпроводящего соленоида. Эксперименты проводились в геометрии Фойгта в полях до 50 кЭ. Использовалась стандартная  $x(yx)z$  схема рассеяния под прямым углом (см. вставку к рис.1). В качестве спектрального прибора использовался двойной монохроматор ДФС-24 с дисперсией  $4,5 \text{ \AA}/\text{мм}$ . При работе со щелями  $20 \times 20 \text{ мкм}$  достигалось разрешение не хуже  $0,5 \text{ см}^{-1}$ . Источником света служил непрерывный  $\text{Ag}^+$  лазер мощностью  $\sim 2 \text{ Вт}$ . В работе использовались кристаллы CdS с концентрацией донорной примеси  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , оцениваемой по холловским измерениям при комнатной температуре.

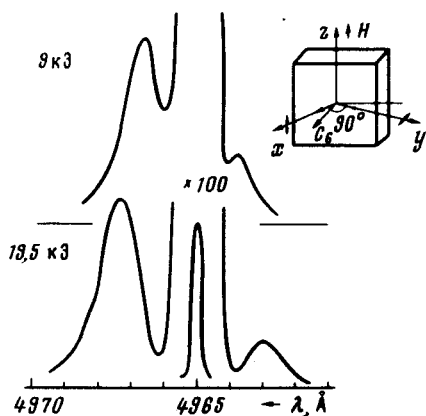


Рис.1. Спектр СФКР в кристалле CdS : Mn  $n_{Mn} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Возбуждение линией  $\lambda = 4965 \text{ \AA}$ . Мощность  $P = 400 \text{ мВт}$ . На вставке изображена геометрия эксперимента

В полупроводниковых  $A_2B_6$  соединениях, легированных Mn, обменное взаимодействие электронов проводимости с локализованными магнитными моментами Mn можно описать обменным гамильтонианом Гейзенберга [2]

$$H_{ex} = \sum_{R_i} J^e (r - R_i) S_i \vec{\sigma}, \quad (1)$$

где  $S_i$  – спин Mn расположенного в узле  $R_i$ ,  $\vec{\sigma}$  – спин электрона,  $J^e$  – константа обменного взаимодействия. Взаимодействие (1) приводит к возникновению сильного обменного поля, которое существенно изменяет энергию электронных состояний с различным спином

$$E_{\pm 1/2} = \mu_B gH \sigma_z + G^e \sigma_z. \quad (2)$$

Здесь  $G^e$  – эффективное поле, связанное с обменным взаимодействием

$$G^e = J^e \langle S_{Mn}^z \rangle n_{Mn} = J^e n_{Mn} B_{5/2} (\mu_B gH / kT) \quad (3)$$

$B_{5/2}(t)$  – функция Бриллюэна для спина  $S = 5/2$ . Величина эффективного поля зависит от концентрации атомов магнитной примеси  $n_{Mn}$  и среднего значения проекции магнитного момента  $\langle S_{Mn}^z \rangle$  локализованного на них. Воздействие обменного поля  $G^e$  может существенно превышать вклад внешнего магнитного поля  $H$ , что помимо аномально большой величины спиновых расщеплений, приводит к характерной зависимости этой величины от температуры и магнитного поля.

СФКР в кристаллах CdS : Mn удается наблюдать на нескольких линиях лазера:  $\lambda = 4880, 4965, 5017, 5145 \text{ \AA}$ , соответствующих спектральной области вблизи края фундаментального поглощения CdS. Линия СФКР в кристалле CdS : Mn значительно шире, чем в чистом CdS ( $8 \text{ см}^{-1}$  и  $0,5 \text{ см}^{-1}$ , соответственно), по-видимому, из-за пространственной неоднородности распределения Mn по кристаллу (рис.1). Величина смещения нелинейно зависит от магнитного поля и в насыщающих полях достигает значения  $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ . Несмотря на то, что образец находился в сверхтекучем

гелии при  $T = 1,8$  К, спиновая температура донора, оцениваемая по отношению интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент, значительно выше (для спектров на рис.1  $T_s = 8$  К). С ростом температуры среднее значение магнитного момента  $\langle S_{Mn}^z \rangle$  уменьшается (в соответствии с (3)), поэтому величина спектрального сдвига линии СФКР  $\Delta\nu(H)$  также оказывается чувствительной к перегреву кристалла. С ростом  $T_s$  зависимость  $\Delta\nu(H)$  становится более пологой и насыщение наступает в больших магнитных полях (кривые 1 – 4 на рис.2). Это особенно заметно при работе с наиболее коротковолновой линией лазера с  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ , попадающей в область сильного поглощения (кривая 4 на рис. 2), где насыщения не удается достичь в реализованных магнитных полях. При уменьшении мощности лазера величина сдвига КР увеличивается, в то время как отношение стоксовой и антистоксовой компонент падает, и при малых уровнях возбуждения в спектре КР проявляется только стоксова компонента. Сравнение с СФКР в чистом CdS (кривая 5 рис.2) указывает на то, что при концентрации  $Mn \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  вклад от эффективного поля  $G^e$  существенно превышает непосредственное влияние магнитного поля и является доминирующим.

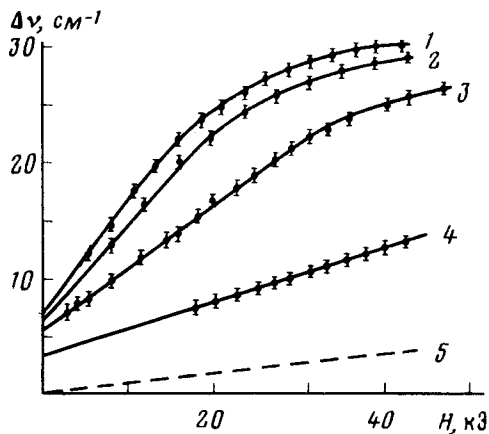


Рис.2. Зависимость смещения  $\Delta\nu(H)$  стоксовой компоненты СФКР в CdS : Mn от величины магнитного поля для различных линий лазера 1 –  $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ , 2 –  $\lambda = 5017 \text{ \AA}$ , 3 –  $\lambda = 4965 \text{ \AA}$ , 4 –  $\lambda = 4880 \text{ \AA}$ ,  $P = 100$  мВт. Кривая 5 отвечает СФКР в CdS без примеси Mn

В целом, поведение СФКР в кристаллах CdS : Mn удовлетворительно описывается в рамках приближения эффективного молекулярного поля, за исключением следующего факта. Если тщательно исследовать зависимость смещения линии СФКР  $\Delta\nu(H)$  в малых полях, где она хорошо аппроксимируется линейной, то можно увидеть (рис.3), что в пределе  $H \rightarrow 0$  величина спектрального сдвига  $\Delta\nu(0)$  остается конечной. В особо благоприятных случаях удается разрешить стоксову и антистоксову компоненты линии КР при  $H = 0$ . Аналогичное явление наблюдалось в  $Cd_{1-x}Mn_xSe$  [4]. С ростом спиновой температуры магнитопримесной подсистемы величина остаточного смещения  $\Delta\nu(0)$  уменьшается, однако даже в пределе высоких температур она составляет 7 – 10% от величины смещения в насыщающем магнитном поле (вставка на рис.3). Такое поведение свидетельствует о сильной корреляции между спином донорного электрона и магнитными моментами тех атомов Mn, которые оказались в пределах волновой функции донора.

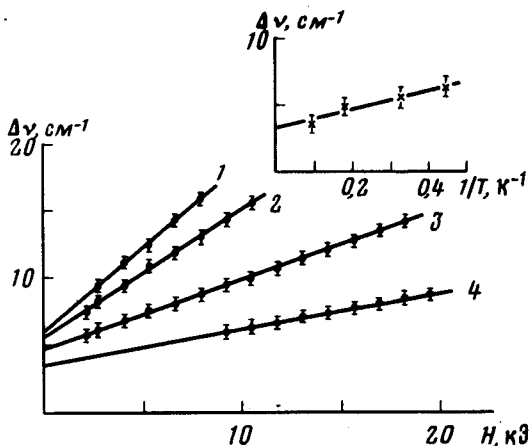


Рис.3. Смещение линии СФКР в CdS: Mn  $\Delta\nu(H)$  в области малых магнитных полей. 1 -  $\lambda = 5145 \text{ \AA}$ ,  $P = 200 \text{ мВт}$ , 2 -  $\lambda = 5017 \text{ \AA}$ ,  $P = 200 \text{ мВт}$ , 3 -  $\lambda = 4965 \text{ \AA}$ ,  $P = 100 \text{ мВт}$ , 4 -  $\lambda = 4965 \text{ \AA}$ ,  $P = 400 \text{ мВт}$ . На вставке изображена зависимость остаточного смещения  $\Delta\nu(0)$  от обратной температуры магнитопримесной подсистемы. Температура определялась по наклону кривых 1 - 4

Остановимся на конечной величине расщепления между стоксовой и антистоксовой компонентами при  $H = 0$ . В случае локализованного донорного состояния электрон эффективно взаимодействует всего с несколькими десятками атомов Mn. Спиновая релаксация Mn в решетке CdS происходит очень медленно ( $\tau_s \sim 10^{-2}$  сек [5]). В этих условиях спин электрона успевает адиабатически следить за результирующим спином атомов Mn, находящихся в орбите донора, и принимать энергетически наиболее выгодную конфигурацию. Величина же расщепления, между состояниями с различным спином, определяется абсолютной величиной суммарного спина  $|S_0|$  атомов Mn  $S_0 = \sum S_i$ . Форма линии СФКР при  $H = 0$  тогда отражает статистическое распределение магнитных моментов локализованных в объеме донора по величине модуля суммарного спина  $|S_0|$ . Обменное взаимодействие (1) приводит к эффективному взаимодействию ферромагнитного типа между различными атомами Mn, что ведет к смещению максимума этого распределения в сторону больших значений полного спина  $S_0$  и проявляется в спектре СФКР как увеличение исходного спектрального сдвига  $\Delta\nu(0)$  с понижением температуры.

В рассматриваемой нами системе донор-магнитная примесь магнитное упорядочение не возникает. Спектральный сдвиг линии СФКР при  $H = 0$  свидетельствует только о существовании сильных корреляций между спином донорного электрона и спиновым состоянием атомов Mn, попавших в пределы его орбиты. Надо заметить, однако, что увеличивая концентрацию доноров выше перехода Мотта, мы можем получить систему делокализованных электронов, образующих примесную зону. В такой системе магнитное упорядочение возможно [6], и комбинационное рассеяние с переворотом спина может оказаться эффективным методом исследования этих явлений.

Авторы выражают благодарность М.П.Кулакову за предоставленные кристаллы CdS : Mn.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
2 июня 1981 г.

### Литература

- [1] А.В.Комаров, С.М.Рябченко, О.В.Терлецкий, И.И.Жеру, Р.Д.Иванчук. ЖЭТФ, 72, 608, 1977.
  - [2] R.R.Galazka. Proc. 14-th. Int. Conf. Phys of Semiconductors. Ed. by V.L.H.Wilson, Edinburgh, 1978, p.138.
  - [3] W.Walukiewicz. Phys. Rev., B, 22, 3957, 1980.
  - [4] M.Nawrocki, R.Planel, G.Fishman, R.Galazka. Phys. Rev. Lett., 46, 735, 1981.
  - [5] В.Я.Братусь, И.М.Зарицкий, А.А.Кончиц, Г.С.Пекарь, Б.Д.Шанина. ФТТ, 18, 2311, 1976.
  - [6] Э.А.Пашицкий, С.М.Рябченко. ФТТ, 21, 545, 1979.
-