

МАГНИТОПОЛЕВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ $n=2$ ЭКСИТОННОГО СОСТОЯНИЯ В $ZnTe : Mn$

А.В.Комаров, С.М.Рябченко, Н.И.Витриховский

Обнаружено гигантское спиновое расщепление $n=2$ экситона в $ZnTe$ легированном Mn^{2+} . Результаты подтверждают модель расщепления экситона в полях обменного взаимодействия электрона и дырки с магнитными примесями. Эффективные обменные поля для $n=2$ экситона несколько превышают аналогичные величины для $1s$ экситона.

Гигантское магнитополевое расщепление спиновых состояний $1s$ экситонов в магнитолегированных кристаллах интерпретировано в [1, 2] как результат обменного взаимодействия связанных в экситон носителей заряда с примесными магнитными ионами, поляризованными по спи-

ну внешним магнитным полем H . Расщепления, полученные в [1, 2], сравнимы с энергией связи экситона. Поскольку эффективные обменные поля действуют только на спиновые моменты электрона и дырки и не входят в векторный потенциал, определяющий движение носителей в магнитном поле, это обстоятельство не должно ограничивать применимость модели [1, 2]. Проверкой будет исследование ситуации, когда расщепление экситона в обменном поле магнитных примесей превысит энергию связи экситонного состояния, что может быть реализовано на состояниях с $n > 1$. Важно также исследование влияния характера связи электрона и дырки в экситон на их обменное взаимодействие с магнитными примесями. Магнитные расщепления экситонных состояний с $n > 1$ в магнитолегированных кристаллах до сих пор не наблюдались.

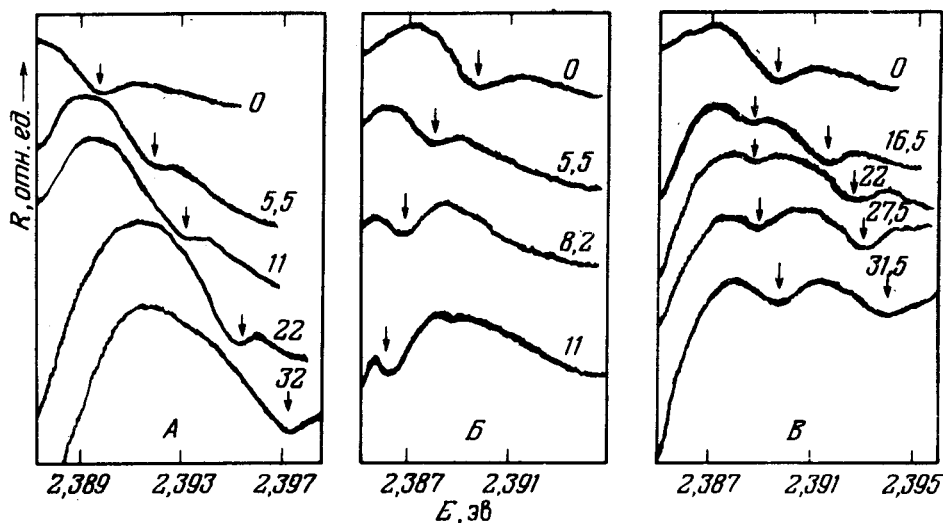


Рис. 1. Спектры отражения $ZnTe:Mn$ в области возбуждения экситона с $n = 2$ в магнитном поле при 1,94К. А, Б, В – спектры в σ^+ , σ^- (геометрия Фарадея) и π (геометрия Фойгта) поляризациях. Цифры у кривых указывают величину магнитного поля в килоэрстедах

В данной работе сообщается о гигантском спиновом расщеплении экситона с $n = 2$ в $ZnTe$, содержащем $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ионов Mn^{2+} . Расщепление $1s$ экситонного состояния в этом же кристалле описано в [2]. При $H = 0$ состояние экситона с $n = 2$ проявлялось в спектре отражения при $T = 1,94\text{К}$ в виде \sim в 30 раз более слабого пика чем $1s$ состояние. Спектры отражения в области состояния $n = 2$ показаны на рис.1 для различных величин H в σ^+ , σ^- и π -поляризациях. На рис. 2 показаны положения минимумов $n = 2$ компонент отражения в зависимости от H . Как следует из [3, 4] отождествление расщепления минимумов отражения с расщеплением экситонных состояний может приводить к

неправильной оценке электронно-дырочного обменного взаимодействия в экситоне в случае, если продольно-поперечное расщепление больше константы затухания экситонного состояния Γ^1). Для исследуемого $n = 2$ состояния данное обстоятельство не важно ввиду малой силы осциллятора этого перехода.

Из рис. 2 видно, что характер спинового расщепления $n = 2$ состояния подобен расщеплению $1s$ состояния с учетом того, что слабые "внутренние" σ^+ и σ^- линии спинового мультиплета, наблюдаемые для $1s$ экситона, не удается наблюдать для $n = 2$ с достаточной надежностью.

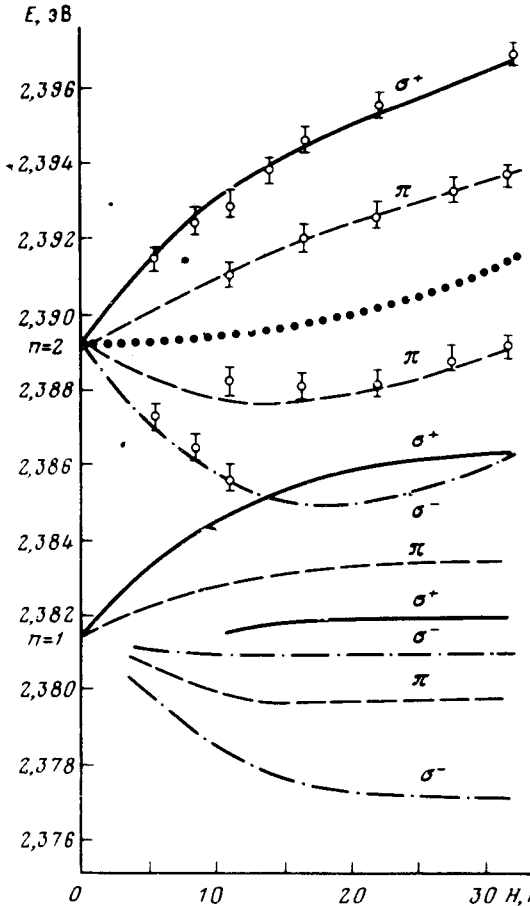


Рис. 2. Зависимость от H положения минимумов отражения спиновых компонент $n = 2$ экситона — точки. Кривые: (.....) — расчетное положение $E_0(K = 0, H)_{2s}$; (-----), (- · - · - · -) и (- - - -) — расчетные положения $2s \sigma^+$, σ^- и π компонент для $\eta_{2s} = -0,5$, $|I_e|_{2s} = 0,651$ мэВ (положения слабых σ^+ и σ^- компонент не показаны). Для сравнения даны результаты [2] по спинового расщеплению $1s$ экситона в этом же кристалле такими же линиями для соответствующих поляриза-

Поведение же сильных "внешних" σ^+ и σ^- линий и π линий в магнитном поле отличается от соответствующих линий $1s$ экситона дополнительным общим сдвигом в коротковолновую сторону. Изменение с H энергии коротковолновых компонент спинового экситонного мультиплета превышает энергию связи для $n = 2$ экситонного состояния равную $\frac{1}{4}E_{CB}$, где E_{CB} — энергия связи экситона в нижайшем $1s$ состоянии. Для $ZnTe$ $E_{CB} \approx 10,6$ мэВ [3].

¹⁾В [2] данное обстоятельство не учитывалось, в связи с чем значение электронно-дырочной обменной константы $I_{e,h}$ в [2] видимо завышено.

Результаты могут быть объяснены в рамках модели [1, 2]. Согласно ей, в пренебрежении анизотропией

$$E_j(\mathbf{K}, H)_{nl} = E_0(\mathbf{K}, H)_{nl} + E_j^{\text{СП}}(H), \quad (1)$$

где $E_j(\mathbf{K}, H)_{nl}$ зависящая от волнового вектора \mathbf{K} энергия j -й компоненты спинового мультиплетта nl -состояния экситона, $E_0(\mathbf{K}, H)_{nl}$ — энергия данного экситонного состояния без учета спиновой части гамильтониана [2], $E_j^{\text{СП}}$ — вклад в энергию экситона от спиновой части экситонного гамильтониана. Зависимость $E_j^{\text{СП}}$ от H рассмотрена в [1, 2], там же рассмотрены правила отбора и вероятности перехода в различные спиновые состояния²⁾. Расщепления возможных спиновых состояний определяются эффективными полями обменного взаимодействия электрона и дырки (G_e и G_h) с примесными магнитными ионами и электронно-дырочным обменом, которым в виду его малости в данном случае можно пренебречь. При этом [2],

$$G_{e(h)} = g_{e(h)}\beta H + \sum_i J_{e(h), M_{ni}} S_{M_{ni}} = g_{e(h)}\beta H + I_{e(h)} \langle S_{M_{ni}} \rangle, \quad (2)$$

где $g_{e(h)}$ — электронный (дырочный) g -фактор, $J_{e(h), M_{ni}}$ — константа обменного взаимодействия электрона (дырки) с i -м ионом примеси Mn^{2+} . Вкладом $g_{e(h)}\beta H$ в данном случае можно пренебречь. Для $1s$ экситона [2] получено: $|I_e|_{1s} = 0,566 \pm 0,008$ МэВ; $\eta_{1s} = G_e/G_h = -0,5 \pm 0,02$. Зависимостью $E_0(\mathbf{K})_{1s}$ от H при $H < 40$ кэВ в [2] мы пренебрегали ввиду малости диамагнитного сдвига для $1s$ экситона. Для $n = 2$ диамагнитный сдвиг много больше (для $2s$ экситона в 14 раз больше, чем для $1s$) и теперь его надо учесть. В водородоподобной модели, полагая, что наблюдаемые переходы обусловлены $2s$ экситонным состоянием, получим:

$$E_0(K=0, H)_{2s} = E_0(K=0, H=0)_{2s} + \frac{e^2 H^2}{12 \mu c^2} r_{2s}^2 = E_0(K=0, H=0)_{2s} + H^2 \frac{7}{2} \frac{\epsilon^2}{\mu^3} \frac{\hbar^4}{m^3 c^2 e^2}. \quad (3)$$

Здесь μ — приведенная эффективная масса электрона и дырки в единицах электронной массы m , ϵ — диэлектрическая проницаемость. При $H \leq 30$ кэВ это приближение должно быть приемлемым для $2s$ экситона в $ZnTe$.

Учитывая сильную зависимость (3) от ϵ и μ мы использовали для диамагнитного сдвига $2s$ экситона множитель при H^2 , равный умноженному на 14 множителю, найденному из экспериментального диамагнит-

²⁾В [1] приведены неверные выражения для вероятностей перехода в отдельные спиновые состояния. Правильные выражения содержатся в [2].

ного сдвига $1s$ экситона [3]. Его величина соответствует $\epsilon^2/\mu^3=128\cdot 10^3$, что приемлемо согласуется с ϵ и μ известными из литературы. Полученная таким образом зависимость $E_0(K=0, H)_{2s}$ приведена на рис. 2.

Используя (1) и выражения для $E_j^{\text{сп}}(H)$ из [1] мы построили ожидаемые зависимости от H энергий спиновых компонент $2s$ экситонного состояния. Оказалось, что расчетные значения $E_j(K=0, H)_{2s}$, полученные с использованием значений η_{1s} и $|I_e|_{1s}$ близки к экспериментальным точкам, но экспериментальные значения расщеплений между отдельными компонентами расщепленного $n=2$ состояния несколько больше. Лучшее согласие с экспериментом получено при $\eta_{2s} = \eta_{1s} = -0,5$, но значении $|I_e|_{2s}$ примерно на 15% большем, чем $|I_e|_{1s}$ т. е. при $|I_e|_{2s} = 0,651 \pm 0,05$ мэВ.

Различие $|I_e|_{1s}$ и $|I_e|_{2s}$ может быть отражением приближенности модели, либо следствием того, что обменное взаимодействие электрона (дырки) с магнитными примесями несколько меняется в зависимости от того, является носитель заряда свободным или связанным в экситон. Причиной изменения может быть экранировка обменного взаимодействия каждого из носителей с магнитными примесями, присутствующим в экситоне вторым носителем. Такая экранировка должна уменьшаться с ростом n , что может объяснять обнаруженные различия.

В остальном экспериментальные результаты подтверждают применимость модели [1, 2] к экситонам в магнитолегированных полупроводниках.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
5 июня 1978 г.

Литература

- [1] А.В.Комаров, С.М.Рябченко, О.В.Терлецкий, И.И.Жеру, Р.Д.Иванчук. ЖЭТФ, 73, 608, 1977.
- [2] А.В.Комаров, С.М.Рябченко, Н.И.Витриховский. Письма в ЖЭТФ, 27, 441, 1978.
- [3] H.Venghaus, P.E.Simmonds, J.Lagois, P.J.Dean, D.Bimberg. Solid State Comm., 24, 5, 1977.
- [4] J.Lagois. Phys. Rev., B16, 1699, 1977.