

Магнитные поляроны в гетероструктурах на основе полумагнитных полупроводников

© К.В. Кавокин, И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены особенности поведения локализованных магнитных поляронов, возникающих в гетероструктурах на основе полумагнитных полупроводников при оптическом возбуждении. Эти особенности обусловлены резкой анизотропией g -фактора дырки в системах пониженной размерности на основе кристаллов со структурой цинковой обманки. Физической причиной анизотропии является сильное спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне, которое в условиях размерного квантования приводит к квадрупольному расщеплению спиновых уровней дырки. Анизотропия g -фактора проявляется в резкой анизотропии магнитных и магнитооптических характеристик локализованных магнитных поляронов.

Теоретические и экспериментальные исследования магнитных поляронов имеют более чем тридцатилетнюю историю [1]. Создание полумагнитных полупроводников ($\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и т.п.), люминесценция которых при гелиевых температурах обусловлена рекомбинацией локализованных экситонов, дала новый толчок этим работам [2]. Дело в том, что при не слишком малых концентрациях магнитных примесей ($x \geq 0.1$) обменное взаимодействие между локализованными фотоносителями и окружающими их магнитными ионами приводит к значительному красному сдвигу линии люминесценции. Причиной этого сдвига является поляризация локализованными носителями окружающих их магнитных ионов, приводящая к понижению обменной энергии системы — возникновению магнитных поляронов (рис. 1). Оптические измерения спектров фотолюминесценции, их динамики, поляризационных характеристик позволили получить новую обширную информацию о свойствах магнитополяронных состояний и стимулировали развитие их теоретического описания [2].

В исследуемых полумагнитных полупроводниках константа обменного взаимодействия магнитных ионов с носителями заряда в валентной зоне в несколько раз превосходит аналогичную константу для носителей в зоне проводимости. Поэтому основную роль в формировании магнитных поляронов для этих соединений играют дырки. Полумагнитные полупроводники имеют кристаллическую структуру цинковой обманки (или вюртцита), для валентной зоны которых характерно сильное спин-орбитальное взаимодействие. В кристаллах кубической симметрии это взаимодействие приводит к возникновению подзон легких и тяжелых дырок, поведение носителей заряда в которых описывается гамильтонианом Латтинжера [3]. Направление спина таких носителей в области локализации изменяется от точки к точке, что может привести к количественным и качественным изменениям свойств магнитного полярона [4]. Однако наиболее ярко роль спин-орбитального взаимодействия дырок проявляется на магнитных поляронах в системах пониженной раз-

мерности (квантовых ямах, проволоках и точках) и кристаллах с симметрией вюртцита. Понижение симметрии в этом случае приводит к сильному квадрупольному расщеплению спиновых уровней дырок, проявляющемуся формально в резкой анизотропии их g -фактора [5].

Например, на дне наименьшей двумерной зоны квантовой ямы (КЯ) проекция спина дырки на нормаль к плоскости КЯ (ось Z) может принимать только два значения $J_z = \pm 3/2$. В этом случае локализованная дырка может приближенно описываться как квазичастица с псевдоспином $j = 1/2$ и резко анизотропным g -фактором $g_{zz} = 3$, $g_{xx}, g_{yy} \ll 1$. g -фактор здесь вводится как тензор, связывающий матричные элементы операторов компонент спина \hat{J} и псевдоспина \hat{j} $2\langle \eta | J_\alpha | \eta' \rangle = g_{\alpha,\beta} \langle \eta | \sigma_\beta | \eta' \rangle$, вычисленные на волновых функциях рассматриваемого спинового дублета, а $\hat{\sigma}_\beta$ — матрицы Паули.

Гамильтониан обменного взаимодействия такой квазичастицы с окружающими ее магнитными ионами начинает зависеть не только от угла между спином n -го иона \mathbf{I}_0 и псевдоспином дырки \mathbf{j} , но и от ориентации каждого из этих векторов относительно главных осей тензора

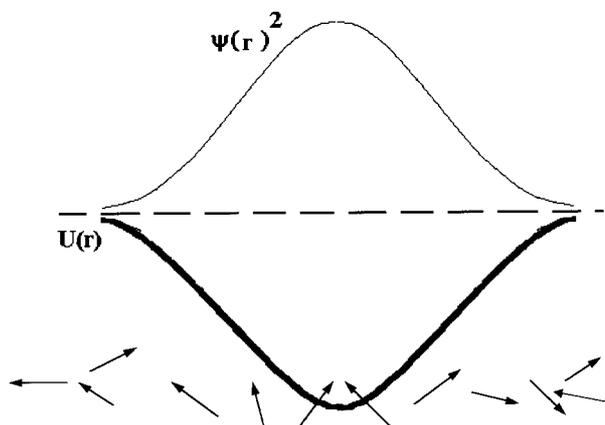


Рис. 1. Профиль обменной энергии в области локализации носителя до (штриховая линия) и после (сплошная линия) образования магнитополяронного состояния.

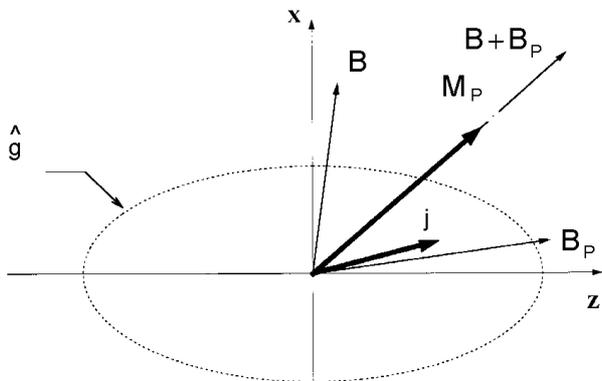


Рис. 2. Спиновая структура магнитного полярона, образованного частицей с анизотропным g -фактором при произвольной ориентации внешнего магнитного поля. Пунктир — эллипсоид анизотропного g -фактора ($g_{zz} \gg g_{xx}$). Суммарный спин входящих в полярон магнитных ионов I_p направлен вдоль равнодействующей внешнего магнитного поля \mathbf{B} и обменного поля \mathbf{B}_p , создаваемого на этих ионах дыркой с анизотропным g -фактором. I_p и псевдоспин дырки \mathbf{j} совпадают по направлению с внешним магнитным полем лишь когда оно параллельно оси Z .

g -фактора (для квантовой ямы — оси Z):

$$\hat{H}_{ex} = \frac{\beta}{3} \sum_n (\hat{\mathbf{I}}_n \hat{g} \hat{\mathbf{j}}) |\Psi(\mathbf{R}_n)|^2.$$

Здесь β — параметр обменного взаимодействия, а $|\Psi(\mathbf{R}_n)|^2$ — квадрат модуля волновой функции дырки на этом магнитном ионе.

В стационарном состоянии магнитного полярона псевдоспин дырки \mathbf{j} ориентирован вдоль обменного поля окружающих его магнитных ионов $\mathbf{B}_{ex} \propto \hat{g} \sum_n \mathbf{I}_n |\Psi(\mathbf{R}_n)|^2$, а суммарный магнитный момент создающих это поле ионов $\mathbf{M}_p = \mu_B g_{Mn} \Omega \sum_n \mathbf{I}_n |\Psi(\mathbf{R}_n)|^2 \equiv \mu_B g_{Mn} \Omega \mathbf{I}_p$ — вдоль равнодействующей внешнего магнитного поля \mathbf{B} и обменного поля локализованной дырки $\mathbf{B}_p = \frac{\beta}{3\mu_B g_{Mn}} \sum_n \hat{g} \mathbf{j} |\Psi(\mathbf{R}_n)|^2$ (рис. 2). (Здесь Ω — объем элементарной ячейки, μ_B и g_{Mn} — магнетон Бора и g -фактор магнитных ионов). Таким образом, $\mathbf{j} \parallel \mathbf{I}_p \parallel \mathbf{B}$ лишь когда внешнее магнитное поле совпадает по направлению с одной из главных осей тензора \hat{g} . Более того, как показано в [5], в случае резкой анизотропии \hat{g} и не слишком сильных внешних магнитных полей в устойчивом состоянии $\mathbf{j} \parallel \mathbf{I}_p \parallel \mathbf{B}$, лишь когда внешнее магнитное поле направлено вдоль главной оси, соответствующей наибольшему собственному значению g . Это приводит к сильной зависимости характеристик магнитного полярона от направления внешнего магнитного поля.

В [6] экспериментально и теоретически продемонстрирована существенная анизотропия подавления магнитополяронного сдвига для $2D$ поляронов внешним магнитным полем (рис. 3). В трехмерном случае это подавление связывается с насыщением поляризации маг-

нитных ионов в приложенном поле. Из-за этого насыщения дополнительная поляризация магнитных ионов в обменном поле дырки также уменьшается, что и приводит в конечном итоге к исчезновению полярона. В случае $2D$ дырок с предельно анизотропным g -фактором ($g_{zz} = 3, g_{xx} = g_{yy} = 0$) эти соображения остаются в силе, когда поле \mathbf{B} направлено вдоль оси Z . В случае

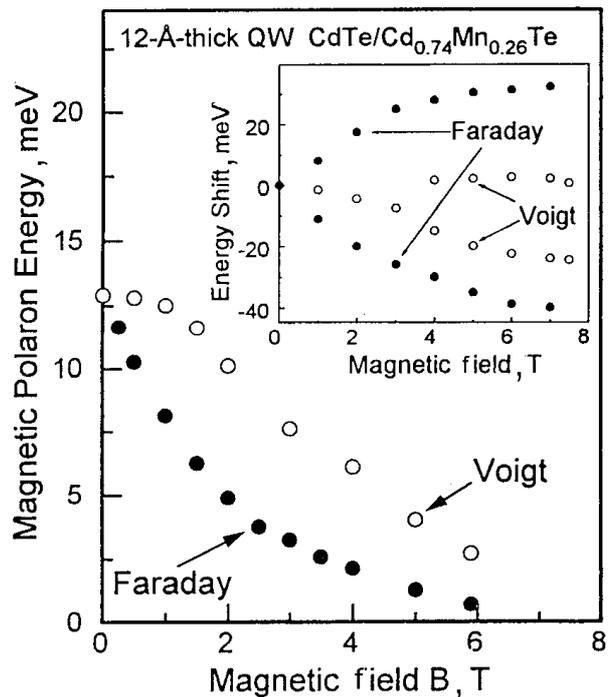


Рис. 3. Анизотропия подавления $2D$ магнитного полярона внешним магнитным полем [6]. На вставке — спиновые расщепления состояний свободного экситона, образованного $2D$ электроном и тяжелой дыркой для магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы (геометрия Фарадея) и лежащего в этой плоскости (геометрия Фойхта).

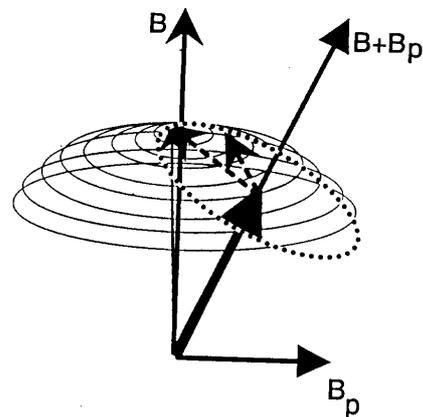


Рис. 4. Прецессия созданной внешним магнитным полем поляризации магнитных ионов в присутствии обменного поля фотоиндуцированной дырки с резко анизотропным g -фактором. Результатом этой прецессии в конечном итоге являются все динамические эффекты, исследовавшиеся в работах [7–11].

перпендикулярной геометрии ($\mathbf{V} \perp Z$) в устойчивом стационарном магнитополяронном состоянии псевдоспин дырки все равно направлен вдоль оси Z , поля \mathbf{V} и \mathbf{V}_p взаимно перпендикулярны, и магнитополяронный сдвиг начинает заметно уменьшаться лишь при $B \geq B_p$.

Из вышесказанного видно, что анизотропия свойств $2D$ полярона ярко проявляется, когда внешнее магнитное поле приложено вдоль главной оси тензора \hat{g} , соответствующей его наименьшему собственному значению, и очевидное стационарное магнитополяронное состояние $\mathbf{j} \parallel \mathbf{I}_p \parallel \mathbf{V}$ неустойчиво. Анизотропия g -фактора дырки в этом случае приводит к аномально малой величине магнитоиндуцированной линейной поляризации люминесценции [7], а также к таким ярким динамическим эффектам как: аномально большое число пиков в спектре оптического парамагнитного резонанса [8], осцилляции оптически индуцированного фарадеевского вращения [9], инверсия знака эффекта Ханле в экспериментах по оптической ориентации [10], динамическое увеличение магнитополяронной энергии [11]. Все эти динамические эффекты обусловлены прецессией спинов магнитных ионов в суммарном поле $\mathbf{V} + \mathbf{V}_p$, которое, в силу анизотропии g -фактора дырки, не параллельно ни внешнему магнитному полю \mathbf{V} , ни обменному полю \mathbf{V}_p (рис. 4).

Данная работа была поддержана грантами Фонда Фольксваген и РФФИ 96-02-16936, 96-02-1641.

Список литературы

- [1] P.G. De Gennes. Phys. Rev. **118**, 141 (1960); М.А. Кривоглаз. УФН **111**, 617 (1973); E.L. Nagaev. J. Magn. Magn. Mater. **110**, 39 (1982).
- [2] P.A. Wolff. In: Semiconductors and Semimetals / Ed. J.K. Furdyna and J. Kossut. Academic Press, London (1988). V. 25. P. 413–454.
- [3] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972).
- [4] Ю.Ф. Берковская, Э.М. Вахабова, Б.Л. Гельмонт, И.А. Меркулов. ЖЭТФ **94**, 183 (1988).
- [5] I.A. Merkulov, K.V. Kavokin. Phys. Rev. **B52**, 1751 (1995).
- [6] D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, R.N. Bicknell-Tassius, G. Landwehr, K.V. Kavokin, A.V. Kavokin, I.N. Uraltsev, A.Pohlmann. Proc. 21 st. Int. Conf. on the Physics of Semiconductors (Beijing, 1992) / Ed. Ping Jiang and Hou-Zhi Zheng. World Scientific, Singapore (1992). P. 1136; D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. Exciton Magnetic Polarons in Semimagnetic Quantum Wells and Superlattices. Comm. Cond. Mat. Phys. **18**, 51 (1996).
- [7] И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев, К.В. Кавокин, G. Magh, B.Kuhn-Heinrich, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. ФТТ **39**, 11, 2079 (1997).
- [8] J. Stuhler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K.V. Kavokin, I.A. Merkulov. Phys. Rev. Lett. **74**, 13, 2567 (1995); K.V. Kavokin, I.A. Merkulov. Phys. Rev. **B55**, R7371 (1997).
- [9] S.A. Crooker, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, D.D. Awschalom. Phys. Rev. Lett. **77**, 2814 (1996).
- [10] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, K.V. Kavokin, B.P. Zakharchenya, D.E. Ashenford, B. Lunn. In: Proceedings of 23 Int. conf. on the physics of semiconductors (Berlin, 1996) / Ed. M. Sheffler, R. Zimmermann. World Scientific (1996). P. 2459–2462.
- [11] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin, I.A. Merkulov, G. Mackh, W. Ossau, R. Hellmann, E.O. Gobel, A. Waag, G. Landwehr. Phys. Rev. B, in press (1997).