

# Анизотропия кубических полумагнитных твердых растворов $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и энергия экситонного магнитного полярона из спектров поляризованной люминесценции

© А.В. Кудинов, Ю.Г. Кусраев, Б.П. Захарченя, В.Н. Якимович\*

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

\* Институт физики твердого тела и полупроводников Академии наук Белоруссии, Минск, Белоруссия

Исследована поляризованная фотолюминесценция кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , помещенных в слабое магнитное поле, в геометриях Фарадея и Фойхта. Предложен простой метод определения положения порога подвижности экситонов и энергии экситонного магнитного полярона. Экспериментально обнаружены "запрещенные" поляризованные составляющие рекомбинационного излучения. Установлено, что моменты магнитных поляронов преимущественно ориентированы вдоль осей  $\{111\}$ .

1. На рис. 1 приведен типичный спектр фотолюминесценции нелегированного твердого раствора  $CdMnTe$ . В спектре доминирует неоднородно уширенная линия  $L_2$ , соответствующая рекомбинации экситонов из магнито-поляронных состояний, локализованных на флуктуациях состава твердого раствора [1]. На том же рисунке приведен спектр степени циркулярной поляризации люминесценции в слабом продольном магнитном поле (геометрия Фарадея). Аналогичный вид имеет спектр линейной поляризации в геометрии Фойхта.

Характерной чертой подобных спектров в разных по составу твердых растворах  $CdMnTe$  является резкое нарастание поляризации на коротковолновом краю. При этом узкая область нарастания поляризации по-разному расположена относительно максимума линии люминесценции: в образце с  $x = 0.08$  эти особенности почти совпадают, а с ростом  $x$  область роста поляризации передвигается к коротковолновому крылу спектра люминесценции. В исследованных нами твердых растворах спектральное расстояние между порогом нарастания поляризации и максимумом линии люминесценции совпадало с энергией магнитного полярона [2]. Эта корреляция наводит на мысль о том, что порог нарастания поляризации есть просто порог подвижности экситонов, начиная с которого энергетическая релаксация экситона происходит лишь за счет образования магнитного полярона [3]. Подмеченная закономерность является, вероятно, наиболее простым методом определения положения порога подвижности экситонов и энергии магнитного полярона в полумагнитных твердых растворах, поскольку постановка эксперимента не требует ни техники временного разрешения, ни возбуждения перестраиваемым лазером.

2. Перейдем теперь к изложению экспериментальных результатов по кубической анизотропии. Приложение поперечного (т.е. параллельного поверхности образца) магнитного поля  $\mathbf{H}$  приводит к появлению сигнала линейной поляризации люминесценции в осях регистрации, одна из которых параллельна направлению поля [4]. Однако из рис. 2, а видно, что степень поляризации может довольно сильно зависеть от направления маг-

нитного поля относительно кристаллографических осей. Симметрия наблюдаемого эффекта отражает симметрию плоскости скола (110): в угловой зависимости поляризации  $\rho_0(\varphi)$  есть две экстремальные точки типа глубокого минимума ( $\mathbf{H} \parallel \{100\}$ ), две — типа менее глубокого минимума ( $\mathbf{H} \parallel \{110\}$ ) и четыре — типа максимума (вблизи направлений  $\mathbf{H} \parallel \{111\}$ ).

Наблюдаемую анизотропию следует связать с отклонением локальной намагниченности от направления внешнего магнитного поля. Указанное отклонение приводит также к появлению линейной поляризации излучения в осях регистрации, повернутых на  $45^\circ$  к направлению поля ( $\rho_{45}$ ). Эта знакопеременная поляризация, само возникновение которой нельзя объяснить без учета анизотропии, была нами экспериментально обнаружена (см. рис. 2, б).

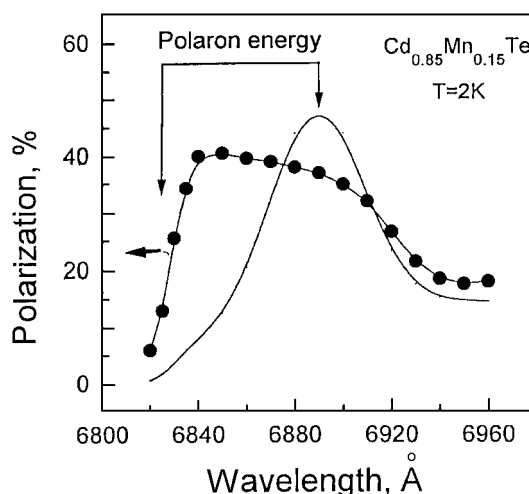
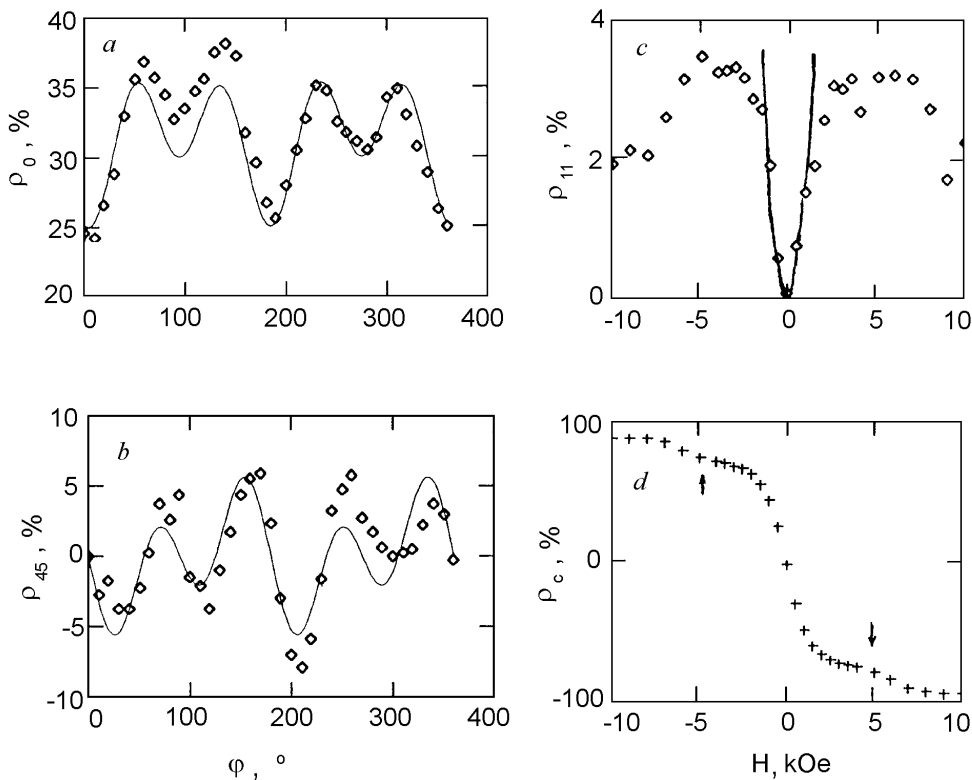


Рис. 1. Спектры люминесценции и степени циркулярной поляризации люминесценции образца (011)  $Cd_{0.85}Mn_{0.15}Te$ , помещенного в слабое магнитное поле (геометрия Фарадея).  $T = 2 K$ , возбуждение линией 633 nm гелий-неонового лазера. Отмечены спектральные особенности, указывающие на порог подвижности экситонов и энергию магнитного полярона.



**Рис. 2.** Поляризационные проявления кубической анизотропии кристалла (011)  $Cd_{0.85}Mn_{0.15}Te$  в геометриях Фойхта (*a, b*) и Фарадея (*c, d*): угловые зависимости степеней поляризации люминесценции  $\rho_0$  (*a*) и  $\rho_{45}$  (*b*), полевые зависимости степени линейной поляризации  $\rho_{\parallel}$  (*c*) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c$  (*d*).  $T = 2\text{ K}$ , возбуждение линией 633 nm гелий-неонового лазера. Линии — симметричный расчет Кавокина и Меркулова [5].

В геометрии Фарадея мы также наблюдали поляризационные проявления кубической анизотропии. К ним относятся появление в магнитном поле запрещенной в сферическом приближении линейной поляризации люминесценции (см. рис. 2, *c*) и аномалии в полевых зависимостях степени циркулярной поляризации излучения  $\rho_c$  (рис. 2, *d*). Степень линейной поляризации  $\rho_{\parallel}$  является четной функцией поля, а ее пики приходятся на ту же величину поля, что и аномалии в циркулярной поляризации.

Величина эффектов анизотропии сильно меняется в зависимости от температуры и от концентрации магнитных ионов в твердом растворе [5]. Общую тенденцию этих изменений можно характеризовать следующим образом: анизотропия возрастает при приближении к переходу в спин-стекольную фазу [6] как по температуре, так и по содержанию марганца.

3. Как видно из рис. 2, *a*, степень поляризации  $\rho_0$  максимальна при ориентации магнитного поля вблизи направлений  $\{111\}$ . Поэтому направления  $\{111\}$  мы будем называть "легкими" для магнитных моментов поляронов, по аналогии с традиционными "легкими осями" магнетиков. Для понимания ряда результатов плодотворной оказывается модель сильной анизотропии, состоящая в

том, что момент каждого полярона ориентирован вдоль одной из "легких" осей (т.е. полярон находится в одном из восьми возможных ориентационных состояний), а поляризация люминесценции в магнитном поле возникает из-за перераспределения заселенностей этих состояний.

Прежде всего, в модели сильной анизотропии легко понять причину возникновения "запрещенных" поляризаций  $\rho_{45}$  и  $\rho_{\parallel}$ . Те состояния, в которых момент полярона образует наименьший угол с напряженностью поля, обладают наименьшей энергией, поэтому они заселяются преимущественно и определяют характеристики излучения. Поляризация рекомбинационного излучения полярона жестко связана с направлением его магнитного момента, но не с направлением внешнего поля. При измерении угловой зависимости  $\rho_{45}$  конфигурация анализирующей схемы фиксирована по отношению к направлению напряженности поля, а момент полярона отклоняется от этого направления то в одну, то в другую сторону — к ближайшей "легкой оси", порождая знакопеременный сигнал поляризации. Возникновение поляризации  $\rho_{\parallel}$  в фарадеевской геометрии связано с конкретным выбором ориентации кристалла (011): в этом случае вырожденный дублет ближайших к полю "легких" направлений излучает свет, поляризованный

вдоль [01-1]. Заметим, что для ориентации (100) симметрия аналогичного опыта содержит дополнительный элемент — поворот на  $90^\circ$  вокруг направления поля, и в этом случае линейной поляризации быть не должно.

Теоретическим пределом для  $\rho_{||}$  в нашем случае является значение 20%, даваемое моделью сильной анизотропии. Однако для образцов с  $x = 0.15$  насыщения не происходит — поляризация проходит через максимум и уменьшается. Уменьшение поляризации нельзя объяснить в модели сильной анизотропии, поскольку оно связано с преодолением внешним полем поля анизотропии. Положение максимума полевой зависимости  $\rho_{||}$  позволяет, тем самым, судить о величине поля анизотропии.

4. Таким образом, в настоящей работе обнаружены и исследованы проявления кубической анизотропии в спектрах поляризованной люминесценции полумагнитных полупроводников CdMnTe, помещенных в слабое магнитное поле. Существенно новым результатом работы является экспериментальное установление того факта, что в кристаллах с большой концентрацией марганца моменты экситонных магнитных поляронов предпочтительно направлены вдоль осей {111}. Кроме того, предложен простой метод определения энергии экситонного магнитного полярона, основанный на измерении поляризации фотолюминесценции.

Авторы признательны М.Е.Бойко за проведение рентгенодифракционных измерений, К.В.Кавокину и И.А.Меркулову за обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант N 96-02-16887.

## Список литературы

- [1] A. Golnik, J. Ginter, J.A. Gaj. *J. Phys.* **C 16**, 6073 (1983).
- [2] G. Mackh, W. Ossau, D.R. Yakovlev, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellmann, E.O. Gobel. *Phys. Rev.* **B49**, 10 248 (1994).
- [3] Б.П. Захарченя, Ю.Г. Кусраев. *Письма в ЖЭТФ* **50**, 199 (1989).
- [4] D. Heiman, P. Becla, R.N. Kershaw, D. Ridgely, K. Dwight, A. Wold, R.R. Galazka. *Phys. Rev.* **B34**, 3961 (1986).
- [5] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, K.V. Kavokin, I.A. Merkulov, B.P. Zakharchenya. *Inst. Phys. Conf. Ser.* (1997). N 155, Ch. 10.
- [6] S. Oseroff, P.H. Keesom. In: *Diluted Magnetic Semiconductors* /Ed. J.Furdyna and J.Kossut. Ser.: *Semiconductors and Semimetals* / Ed. R.K. Willardson and A.C.Beer. Academic Press. N.Y. (1988). V. 25. P. 73–123.