

Магнитолюминесценция структур CdTe/MnTe/CdMgTe с ультратонкими слоями MnTe

© В.Ф. Агемян[¶], P.O. Holtz*, G. Karczewski⁺, В.Н. Кац, Е.С. Москаленко*,
А.Ю. Серов, Н.Г. Философов

НИИ физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики Польской академии наук,
02-668 Варшава, Польша

⁺ Университет Линчепинга,
S-581 83 Линчепинг, Швеция

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

(Получена 21 марта 2011 г. Принята к печати 28 марта 2011 г.)

Выращены структуры с квантовыми ямами CdTe/MnTe/CdMgTe с одним и двумя монослоями MnTe на интерфейсах. Исследование спектральных и температурных свойств экситонной люминесценции из квантовых ям CdTe свидетельствует о том, что ультратонкие слои MnTe улучшают качество интерфейсов. Влияние магнитного поля в геометрии Фарадея на энергетическое положение максимумов экситонной люминесценции показывает, что фрустрация магнитных моментов в одном монослое MnTe слабее, чем в двух монослоях. Воздействие магнитного поля на локализацию экситонов может быть объяснено сжатием волновой функции экситона и ограничением движения фотоносителей в квантовой яме.

1. Введение

Полупроводниковые наноструктуры группы II–VI с магнитной компонентой (разбавленным магнитным полупроводником — РМП), обладающие специфическими оптическими, магнитными и транспортными свойствами, активно изучаются в последние десятилетия. В частности, исследуются наноструктуры с планарными магнитными включениями толщиной от долей монослоя (МС) до нескольких МС [1,2]. Наиболее изученным РМП является Cd_{1-x}Mn_xTe. Теллурид кадмия имеет кубическую решетку типа цинковой обманки (сфалерита), теллурид марганца — кубическую решетку типа NiAs. По этой причине объемный кристалл Cd_{1-x}Mn_xTe является хорошим твердым раствором лишь до $x = 0.75$, однако методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) удается вырастить на CdTe слои MnTe со структурой цинковой обманки (ZB MnTe) [3,4]. В отличие от кубических структур типа NiAs и NaCl ZB MnTe является типичным гейзенберговским антиферромагнетиком, где преобладает косвенное обменное взаимодействие между ближайшими соседями. Этот антиферромагнетик фрустрирован, поскольку при тетраэдрическом окружении аниона магнитными атомами невозможно получить антипараллельное выстраивание моментов всех ближайших соседей. Магнитное упорядочение в ZB MnTe детально проанализировано на основе данных по рассеянию нейтронов для слоев с толщиной от 10 до 130 МС [5]. Представляет интерес изучение магнитного упорядочения в двумерном (2D) ZB MnTe с толщиной порядка МС. Сведения о восприимчивости таких слоев к внешнему магнитному полю может дать исследование в геометрии Фарадея

экситонной люминесценции в немагнитных квантовых ямах (КЯ) с 2D слоями MnTe на интерфейсах.

Оптическое исследование 2D структур с ультратонкими слоями MnTe дает возможность изучить следующие вопросы:

- 1) Характер упорядочения моментов и фрустрацию в 2D антиферромагнитных слоях, их реакцию на внешнее магнитное поле.
- 2) Влияние внутреннего поля интерфейсного ZB MnTe с толщиной порядка МС на электронные состояния немагнитных КЯ различной толщины во внешнем магнитном поле.
- 3) Зависимость магнитооптических эффектов в КЯ от расположения слоев MnTe в центре КЯ, на ее периферии или на интерфейсе. В таких системах существенную роль играют значения амплитуды волновой функции электронных состояний КЯ и ее градиента на магнитном слое.
- 4) Влияние ультратонких слоев MnTe на качество интерфейсов в популярных структурах с КЯ типа CdTe/CdZnTe, CdTe/CdMgTe. Слой MnTe на интерфейсе может сгладить рассогласование параметров кристаллической решетки КЯ и барьера (радиусы ионов Cd²⁺, Zn²⁺, Mg²⁺ и Mn²⁺ составляют 0.099, 0.083, 0.074 и 0.091 нм соответственно).
- 5) Определение на основе магнитооптических измерений реальной структуры ультратонких слоев ZB MnTe, на которую влияет вертикальная диффузия атомов марганца в КЯ и барьер.

Наноструктуры с КЯ CdTe/MnTe/CdMgTe изготовлены методом МПЭ. На подложках GaAs с ориентацией $\langle 100 \rangle$ выращены буферные слои CdTe и CdMgTe с толщинами 4 и 1.4 мкм соответственно и четыре КЯ различной толщины, разделенные барьерами CdMgTe

[¶] E-mail: vfag@rambler.ru

с относительной концентрацией магния 35%. На каждом интерфейсе расположены планарные включения MnTe с толщинами 1 МС [MnTe(1)] и 2 МС [MnTe(2)]. Исследованные нами образцы имеют следующие номинальные параметры структуры, выращенной на буфере CdMgTe.

Образец 1:

1 МС MnTe/31 МС CdTe(КЯ1)/1 МС MnTe/62 МС CdMgTe/
1 МС MnTe/16 МС CdTe(КЯ2)/1 МС MnTe/62 МС CdMgTe/
1 МС MnTe/8 МС CdTe(КЯ3)/1 МС MnTe/62 МС CdMgTe/
1 МС MnTe/4 МС CdTe(КЯ4)/1 МС MnTe/62 МС CdMgTe.

Образец 2 имеет такое же строение, но толщина слоев MnTe в нем удвоена.

2. Температурная зависимость люминесценции КЯ1

Сравнение спектров экситонной люминесценции самой широкой КЯ1 в образцах 1 и 2 при ее непрерывном возбуждении дает следующие результаты (рис. 1).

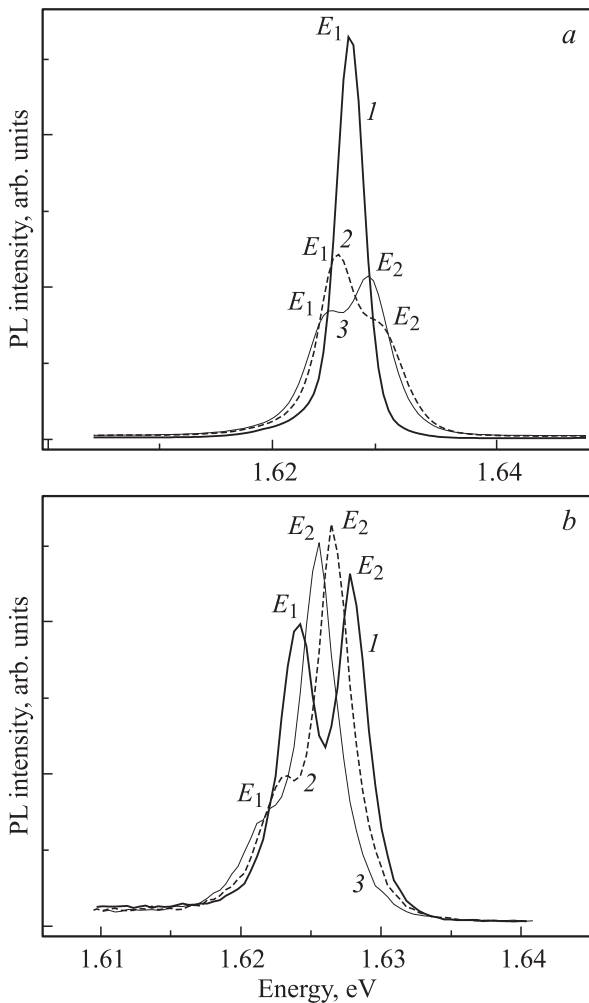


Рис. 1. Спектры экситонной люминесценции КЯ1 в образцах 1 (а) и 2 (б) при температурах, К: 1 — 5, 2 — 20 и 3 — 40. E_1 и E_2 — полосы распространенных и локализованных экситонных состояний.

В образце 1 при $T = 5$ К наблюдается только одна полоса E_1 , соответствующая экситонам, локализованным в уширениях КЯ1. При более высоких температурах появляется и усиливается коротковолновая полоса E_2 — излучение экситонов из „регулярных“ областей КЯ1 (распространенные состояния). Интенсивности полос E_1 и E_2 становятся равными при $T = 35$ К. В образце 2 обе полосы наблюдаются уже при $T = 5$ К, и их интенсивности выравниваются при $T = 20$ К. Экситоны могут локализоваться как на уширениях КЯ, так и на флуктуациях потенциала барьерного твердого раствора CdMgTe, однако проникновение волновой функции экситона в барьер из широкой КЯ1 невелико, так что основным является первый механизм. Отметим также, что температурное тушение экситонной люминесценции КЯ1 в образце 2 происходит значительно медленнее, чем в образце 1.

Эти результаты свидетельствуют в пользу того, что более высокое качество имеет образец 2 с [MnTe(2)] на интерфейсах.

3. Люминесценция КЯ в магнитном поле

Исследование экситонной люминесценции КЯ во внешнем поле H позволяет установить воздействие на энергию экситонных состояний внутреннего поля слоев MnTe и оценить реальную структуру этих слоев. Одним из проявлений парамагнетизма в объемных РМП и содержащих РМП наноструктурах является подробно изученный магнитный поляронный эффект [6–9], обусловленный $sp-d$ (носитель–ионным) обменным взаимодействием.

Для 2D структуры, содержащей КЯ или барьеры из сильно разбавленного парамагнетика, характерно быстрое насыщение длинноволнового зеемановского сдвига полосы экситонной люминесценции во внешнем поле, приложенном перпендикулярно плоскости КЯ. В отсутствие внешнего поля в РМП формируются магнитные поляроны, вследствие чего в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ с оптимальным значением x энергия экситона понижается при гелиевых температурах на десятки миллиэлектронвольт. Внешнее поле H выстраивает моменты ионов Mn^{2+} в РМП вдоль своего направления, так что в полях около 5 Тл магнитный поляронный эффект исчезает, при этом контур люминесценции сужается вследствие подавления магнитной локализации экситона [10,11]. При значительной фрустрации антиферромагнитного слоя MnTe и (или) эффективной диффузии марганца из MnTe в КЯ и барьер исследуемые нами структуры приобретают парамагнитные свойства. Эти факторы должны проявляться в магнитном сужении полосы экситонной люминесценции и в нелинейности ее зеемановского сдвига.

Полосы излучения экситона в КЯ3 и КЯ4 симметричны, и в магнитном поле не происходит заметного изменения их контуров (рис. 2). Измерение сдвигов максимумов полос в магнитном поле (рис. 3) дает

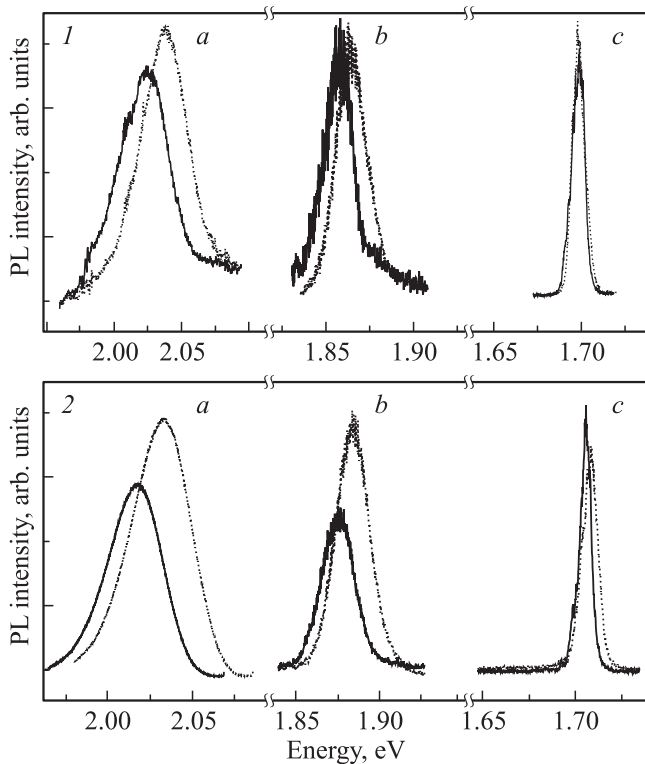


Рис. 2. Спектры экситонной люминесценции КЯ4 (a), КЯ3 (b) и КЯ2 (c) образцов 1 и 2 при $T = 2$ К. Пунктирные линии — $H = 0$, сплошные линии — $H = 5$ Тл.

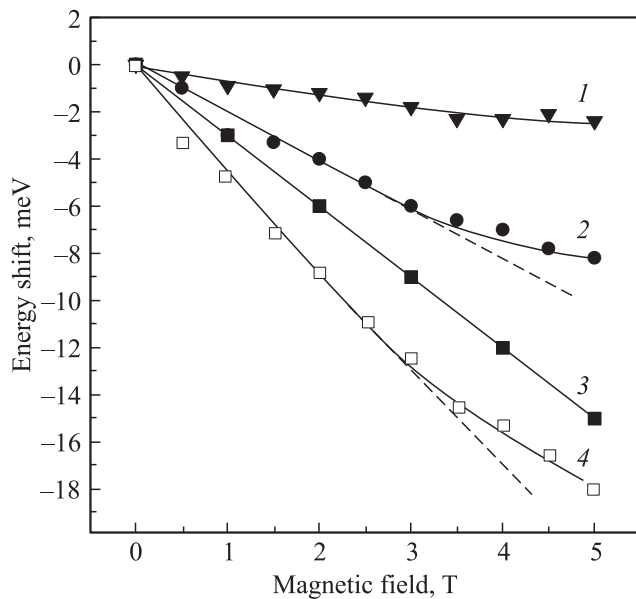


Рис. 3. Энергетические сдвиги максимумов полос экситонной люминесценции в магнитном поле при $T = 2$ К: 1 — КЯ3, образец 1; 2 — КЯ3, образец 2; 3 — КЯ4, образец 1; 4 — КЯ4, образец 2.

следующие результаты. В образце 1 магнитный сдвиг полосы излучения КЯ4 линеен во всем исследованном интервале H до 5 Тл. В образце 2 величина сдвига поло-

сы КЯ4 больше, и наблюдается слабое насыщение сдвига. Для КЯ3 отклонение магнитного сдвига полосы излучения от линейности наблюдается при $H > 3$ Тл. В то же время в системах CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe с $x = 0.2-0.3$, где барьером является парамагнитный твердый раствор, насыщение магнитного сдвига для КЯ CdTe такой же ширины заметно уже при $H > 1$ Тл.

Таким образом, зеемановский сдвиг максимума экситонной люминесценции самой узкой КЯ4 образца 1, для которой амплитуда волновой функции экситона на интерфейсном слое MnTe велика, отличается от типичного для парамагнитной системы. Линейная зависимость внутреннего поля от H ожидается для 2D антиферромагнитных слоев в фарадеевской геометрии эксперимента в том случае, когда моменты выстроены в плоскости слоя [12]. Экспериментально установлено, что линейная зависимость характерна и для объемных РМП с концентрацией марганца более 50%.

Большая величина и заметная нелинейность магнитного сдвига полосы излучения КЯ4 в образце 2 с [MnTe(2)] указывают на увеличение концентрации нескомпенсированных магнитных моментов по сравнению с образцом 1. Это можно объяснить двумя причинами — более значительной фрустрацией слоя [MnTe(2)] по сравнению с [MnTe(1)] и большей концентрацией нескомпенсированных моментов в образце 2, появившихся в результате вертикальной диффузии ионов марганца. Более сильная фрустрация слоя [MnTe(2)] определяется тем, что для двух атомных слоев марганца нельзя реализовать магнитный порядок с антипараллельной ориентацией всех ближайших соседей, тогда как в пределах одного атомного слоя такое выстраивание моментов возможно.

Энергия и форма полосы излучения КЯ2 образца 1 в магнитном поле практически не изменяются. Экситонная волновая функция почти полностью локализована в КЯ2 и слабый зеемановский сдвиг компенсируется диамагнитным сдвигом, проявления магнитного поляронного эффекта отсутствуют. В КЯ2 образца 2 наблюдается слабый сдвиг с быстрым насыщением и сужением экситонной полосы в магнитном поле. Естественно считать, что концентрация ионов марганца, проникающих в КЯ2 в результате вертикальной диффузии, более значительна в образце с более толстыми магнитными слоями. Это приводит к появлению парамагнитных эффектов, характерных для сильно разбавленных РМП с концентрацией магнитных атомов порядка 1%.

Отметим, что в немагнитных структурах с КЯ типа CdTe/CdMgTe максимум экситонной полосы излучения КЯ при приложении поля $H > 2$ Тл в геометрии Фарадея смещается в коротковолновую область, так как диамагнитный сдвиг оказывается больше зеемановского сдвига. Таким образом, зеемановское расщепление экситонных уровней для КЯ3 и КЯ4 в образцах 1 и 2 на порядки сильнее, чем в аналогичных структурах, не содержащих слои MnTe на интерфейсах.

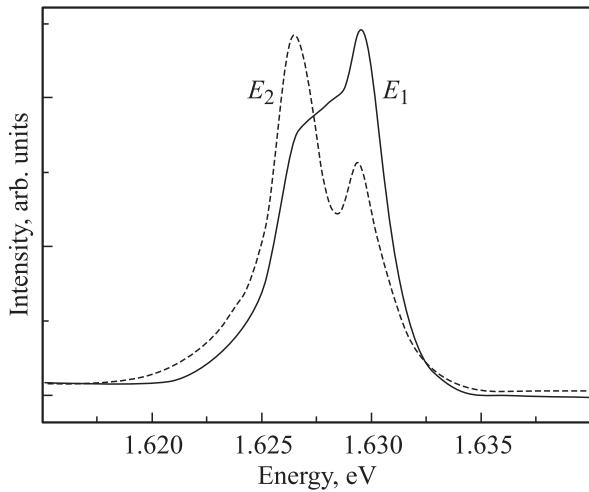


Рис. 4. Спектр излучения КЯ1 в образце 2 при $H = 0$ (пунктирная линия) и $H = 5$ Тл (сплошная линия) при $T = 2$ К. Полосы E_1 и E_2 относятся к распространённым и локализованным состояниям экситонов.

4. Воздействие магнитного поля на локализацию экситонов в КЯ1

Энергия максимума полосы излучения E_2 самой широкой КЯ1 не изменяется заметно в магнитном поле до 5 Тл. Амплитуда волновой функции экситона на слоях МпТе мала, и сдвиг нижней зеемановской компоненты компенсируется диамагнитным сдвигом. Однако магнитное поле сильно изменяет полосу излучения локализованных экситонов E_1 : она относительно ослабляется и ее максимум сдвигается в сторону полосы E_2 (рис. 4). Трансформацию полосы E_1 можно объяснить следующим образом. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости КЯ, ограничивает движение фотоносителей и затрудняет достижение ими областей локализации. Кроме того, существуют определенные соотношения между параметрами экситона и величиной потенциала, способного его захватить. Монослойная островковая флуктуация локализует экситон, если ее линейный размер приблизительно втрое больше экситонного радиуса. В магнитном поле волновая функция экситона сжимается, так что становится возможным его захват флуктуациями меньшего размера. В случае гауссового размерного распределения флуктуаций экситоны в усиливающемся поле перехватываются все более мелкими флуктуациями, так что средняя энергия локализации и соответственно энергетическое расстояние между полосами E_1 и E_2 уменьшаются.

5. Заключение

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1) Есть основания полагать, что ультратонкие слои МпТе в структурах с КЯ CdTe/CdMgTe и аналогичных им улучшают качество интерфейсов.

2) Для узких немагнитных КЯ со слоями МпТе на интерфейсах зеемановский сдвиг полос экситонного излучения линеен или близок к линейному вплоть до $H = 5$ Тл. Это свидетельствует об ориентации магнитных моментов в антиферромагнетике ZB МпТе с толщиной 1 и 2 МС в плоскости слоев.

4) Фрустрация 2D ZB МпТе усиливается при увеличении его толщины от 1 МС до 2 МС.

5) Вертикальная диффузия марганца из слоев МпТе в КЯ придает изученным системам слабые парамагнитные свойства, существенные для широких КЯ.

6) Изменение характера движения носителей и сжатие экситонной волновой функции при приложении магнитного поля в геометрии Фарадея сильно воздействует на локализацию экситонов в КЯ.

Вопрос о зависимости степени фрустрации 2D антиферромагнетика со структурой ZB от его толщины требует дальнейшего исследования.

Список литературы

- [1] C. Drexler, C., V.V. Bel'kov, B. Ashkinadze, P. Olbrich, C. Zoth, V. Lechner, Ya.V. Terent'ev, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, D. Schuh, W. Wegscheider, S.D. Ganichev. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 182 107 (2010).
- [2] В.Ф. Агекян, А.Ю. Серов, Ю.А. Степанов, Н.Г. Философов, Д.Б. Бембитов, G. Karczewski. *ФТП*, **43**, 64 (2009).
- [3] S.M. Durbin, J. Han, O. Sundki, M. Kobayashi. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 2087 (1989).
- [4] H. Anno, T. Koyanagi, K. Matsubara. *J. Cryst. Growth*, **177**, 816 (1992).
- [5] T.M. Giebultowicz, P. Klosowski, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna, J.J. Rhyne. *Phys. Rev. B*, **48**, 12 817 (1993).
- [6] V.F. Agekyan, A.Yu. Serov. *ФТТ*, **32**, 1951 (1990).
- [7] Yu.G. Kusraev, B.P. Zakharchenya. *Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond.*, Thessaloniki, Greece (1990), p. 738.
- [8] V.F. Agekyan, L.K. Gridneva, A.Yu. Serov. *Sol. St. Commun.*, **85**, 859 (1993).
- [9] D.R. Yakovlev, G. Mackh, B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellman, E.O. Göbel. *Phys. Rev. B*, **52**, 12 033 (1995).
- [10] V.F. Agekyan, S. Takeyama, S. Adachi, Y. Takagi, N. Miura. *Sol. St. Commun.*, **86**, 205 (1993).
- [11] G. Mackh, M. Hilpert, D.R. Yakovlev, W. Ossau, H. Heinke, T. Litz, F. Fischer, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellmann, E.O. Göbel. *Phys. Rev. B*, **50**, 14 069 (1994).
- [12] Ю.Е. Лозовик, О.И. Нотыч. *Письма ЖЭТФ*, **54**, 94 (1991).

Редактор Л.В. Беляков

Magnetoluminescence of CdTe/MnTe/CdMgTe quantum well structures with ultrathin MnTe layers

V.F. Agekyan, P.O. Holz, G. Karczewski⁺, V.N. Katz,
E.S. Moskalenko[•], A.Yu. Serov, N.G. Filosofov*

Fock Institute of Physics,
Saint-Petersburg State University,
198504 St. Petersburg, Russia
* Institute of Physics, Polish Academy of Science,
02-668 Warsaw, Poland
+ Linköping University,
S-581 83 Linköping, Sweden
• Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Science,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We have fabricated CdTe/MnTe/CdMgTe quantum well structures with 1 or 2 monolayers of MnTe at the CdTe/CdMgTe interfaces. The spectral and temperature properties of the quantum well exciton luminescence show that ultrathin MnTe planar inclusions improve the quality of the interfaces. The influence of a magnetic field in Faraday configuration on the energy position of the exciton emission bands testifies that the magnetic moment frustration is lower in a monolayer MnTe as compared to 2 those. The effect of magnetic field on the exciton localization is explained in terms of the exciton size shrinkage and confinement of the carrier travelling.