

относительный импульс электрона и дырки, то рассеяние описывается формулами для потенциала нулевого радиуса. Вблизи перехода длина рассеяния возрастает и должна существовать область концентраций ширины $\sim \alpha k_p n_0^{2/3}$, в которой сильно электрон-фононное взаимодействие, а связанные состояния трехчастичные: дырка, электрон, фонон; n_0 — концентрация перехода.

Мне приятно поблагодарить В. И. Мельникова за руководство работой и Э. И. Рашбу за обсуждение результатов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967. 491 с.
- [2] Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 9. С. 577.
- [3] Мельников В. И., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 2. С. 95.
- [4] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971. 544 с.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
9 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
13 апреля 1989 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ЭКСИТОННЫЕ СПЕКТРЫ СТРУКТУР С ЕСТЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2 / \text{PbI}_2$

Р. Балтрамеюнас, Е. Герасимас, Б. Деркач,
Э. Куожитис, А. Савчук

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию сложных полупроводниковых структур с пониженной размерностью. К таковым, помимо создаваемых с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии двумерных структур, можно отнести и слоистые кристаллы, представляющие собой промежуточный между двумерными и трехмерными класс естественных полупроводниковых веществ.

В настоящем сообщении приводятся доводы в пользу предположения о существовании естественных квантовых ям в слоистых кристаллах твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ на основе изучения низкотемпературных спектров экситонного поглощения и фотолюминесценции.

Кристаллы различных составов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ были выращены методом Бриджмена. Состав данных растворов определялся рентгеновским микроанализатором JСХА-733. Дополнительно состав исследуемых образцов контролировался по известному положению экситонной структуры в спектрах отражения и поглощения при 4.2 К [1]. Люминесценция исследуемых кристаллов возбуждалась третьей гармоникой излучения лазера на АИГ: Nd^{3+} модулированной добротности ($\hbar\nu = 3.5$ эВ, $\tau = 10$ нс) и анализировалась с помощью автоматизированного комплекса с использованием синхронного детектирования и многократного численного накопления. Плотность мощности возбуждения варьировалась в пределах от ~ 0.3 кВт/см² до ~ 3 МВт/см². Объекты исследований представляли собой монокристаллы с типичными линейными размерами порядка миллиметров, а для измерения спектров пропускания в экситонной области приготавливались тонкие образцы толщиной до 0.1 мкм с применением методики, описанной в [1].

В спектре люминесценции исходного бинарного соединения PbI_2 доминирует полоса I , которая, как показано в предыдущих работах [2, 3], обусловлена излучением экситонно-примесного комплекса. С коротковолновой стороны к ней примыкает структура из двух линий A_n и A_n , связанных с поляритонами верхней и нижней ветвей, а в длинноволновой области наблюдается широкая полоса примесного и дефектного происхождения (рис. 1, кривая I). Отличительной особенностью спектров смешанных кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ является возникновение в спектре двух структурных групп I_1 и I_2 , причем каждая из них содержит по две линии (наиболее отчетливо это видно на примере I_1 для состава $x=0.03$; рис. 1, 3). Важно отметить, что энергетическое положение группы линий I_1 мало меняется при увеличении x от 0 до 0.05, тогда как для максимума полосы I_2 присущ концентрационный коротковолновый сдвиг с коэффициентом $dE/dx = 1.15$ эВ, близким к значению, полученному из спектров экситонного

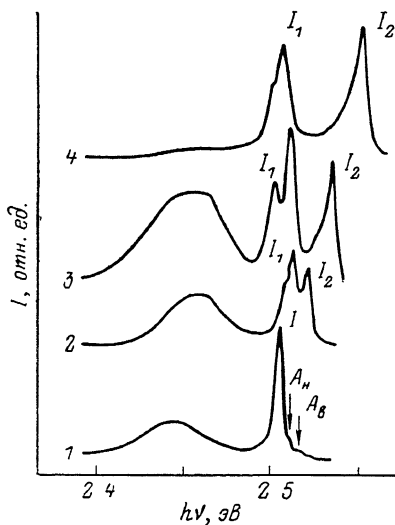


Рис. 1. Спектры люминесценции кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ для составов $x=0.00$ (1), 0.01 (2), 0.03 (3), 0.05 (4). $T=4.2$ К.

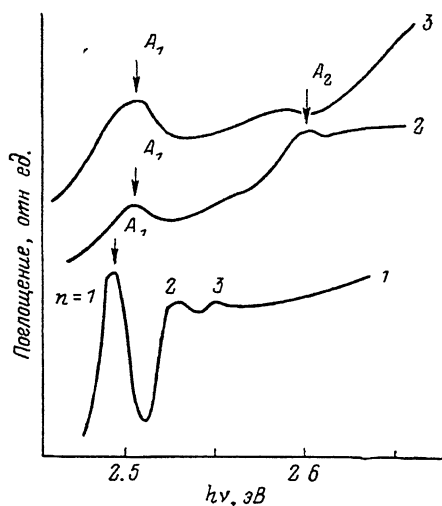


Рис. 2. Спектры поглощения кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ для составов $x=0.00$ (1), 0.01 (2), 0.03 (3). $T=4.2$ К.

отражения и поглощения кристаллов различного состава [1]. Если сравнивать приведенные данные с результатами работы [3], то обращает на себя внимание отсутствие в последних структуры I_1 . Данное обстоятельство может быть связано как с отличиями в исследуемых образцах, так и с различными условиями и интенсивностями возбуждения люминесценции. Тем не менее сходство результатов проявляется в дублетной форме коротковолновой группы, природа которой, по мнению авторов [3], связывается с образованием экситонов, локализованных ямами потенциального рельефа. Отметим также, что увеличение интенсивности возбуждающего света приводит к усилению дублетности полос I_1 , I_2 и перекатке интенсивности с группы линий I_2 в область группы I_1 с последующим насыщением при максимальных накачках. Это, возможно, связано с изменением условий в объеме кристалла, а также с уменьшением времен жизни квазичастиц в условиях больших скоростей их генерации, однако для полного ответа необходимы целенаправленные дальнейшие исследования. Следует отметить, что данная динамика люкс-интенсивных характеристик спектров люминесценции кристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ четко проявлялась для состава $x \leq 0.01$, тогда как для $x > 0.01$ форма спектров оставалась практически неизменной во всем диапазоне плотности мощности возбуждения вплоть до оптического пробоя поверхности.

Дополнительные сведения о строении смешанных кристаллов $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ получены при исследовании экситонного поглощения, спектры которого представлены на рис. 2. Для них характерно наличие опять же двух полос поглощения A_1 и A_2 , причем последняя также существенно смещается в коротковолновую сторону по мере увеличения содержания марганца, тогда как длинноволновая полоса A_1 сдвигается незначительно и остается близкой по энергетическому положению к максимуму поглощения основной экситонной полосы для $n=1$ в чистом PbI_2 (коротковолновый сдвиг полосы A_1 составляет $\Delta E \approx 10$ мэВ). Следует подчеркнуть, что данные по экситонному поглощению не противоречат результатам люминесценции, однако в последнем случае определение основного экситонного состояния затруднительно ввиду преобладания в спектре интенсивных полос связанных экситонов (например, для кривой \mathcal{E} на рис. 1), энергия связи которых является результатом действия ряда факторов, особенно значительных с изменением структуры и дефектного состава решетки. Этим, по-видимому, можно объяснить некоторое смещение положения максимумов группы I_1 в спектре люминесценции с изменением состава.

Описанная эволюция спектров люминесценции и поглощения исследуемых образцов позволяет сделать вывод о существовании в матрице смешанного кристалла $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ двух фаз. На основании регулярного концентрационного смещения положения экситонных переходов в спектрах люминесценции (структура I_2) и поглощения (полоса A_2) одна из фаз может быть идентифицирована с твердым раствором. В этом случае вследствие особенностей строения рассматриваемой системы с участием химически активного марганца вторая фаза должна быть отнесена к прослойкам бинарного PbI_2 . Коротковолновый же сдвиг полосы A_1 дает возможность предположить о существовании размерно-квантованного характера электронных возбуждений в этой фазе. Некоторый сдвиг спектров в исследуемом диапазоне частот может быть также связан с внутренними напряжениями в образце, однако наличие внутренних напряжений в кристалле не может приводить к столь значительному ($\Delta E = 10$ мэВ) сдвигу полосы A_1 . Это подтверждалось данными по воспроизводимости энергетического положения экситонной линии в образцах кристаллов PbI_2 , взятых нами из различных технологических партий. С учетом сказанного приближительную оценку толщины таких слоев PbI_2 можно провести, если допустить, что коротковолновый сдвиг $\Delta E = 10$ мэВ полосы A_1 в образцах $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ по сравнению с ее положением в спектре поглощения PbI_2 обусловлен смещением энергетических зон и описывается известной зависимостью $\Delta E = \pi^2 \hbar^2 / 2m^* d^2$. Полагая в этой формуле $m^* = 0.21 m_0$ [4], оцениваем толщину $d \approx 150$ Å. Такие слои действительно представляли бы собой своеобразные естественные квантовые ямы, поскольку ширина запрещенной зоны E_g кристалла PbI_2 меньше соответствующего значения в смешанном кристалле $Pb_{1-x}Mn_xI_2$. Возможность рассматривать такие слои, как «чистые» квантовые ямы с четко выраженными межслойными границами, является проблематичной, но принципиальная постановка вопроса о существовании в матрице смешанного кристалла $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ отдельных тонких слоев бинарного PbI_2 с учетом полученных нами экспериментальных закономерностей представляется реальной.

В заключение отметим, что выявленные методами экситонной спектроскопии особенности строения решетки в твердых растворах $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ диктуют необходимость исследования пространственного распределения тонких слоев PbI_2 и изучение возможности целенаправленного управления технологическими процессами выращивания структур с заданной периодичностью.

Список литературы

- [1] Савчук А. И., Деркач Ю. Е., Ляхович А. Н. // ФТП. 1987. Т. 21. № 9. С. 1724—1723.
- [2] Бродин М. С., Блонский И. В. Экситонные процессы в слоистых кристаллах. Киев: Наукова думка, 1986. 256 с.

- [3] Бродин М. С., Блонский И. В., Каратаев В. Н., Деркач Б. Е., Савчук А. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 6. С. 1723—1729.
 [4] Miura N., Kido G., Chikazumi S. // Techn. Rept. ISSP. 1978. Ser. A. N 902. P. 1—20.

Вильнюсский государственный
 университет им. В. Капсукаса
 Вильнюс
 Черновицкий государственный
 университет
 Черновцы

Поступило в Редакцию
 28 ноября 1988 г.
 В окончательной редакции
 14 апреля 1989 г.

УДК 535.342.2

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

ТОНКАЯ СТРУКТУРА СПЕКТРОВ КРИСТАЛЛА LiI

А. В. Шерман

В низкотемпературных спектрах отражения хлоридов и бромидов щелочных металлов в окрестности экситонных пиков наблюдается тонкая структура, имеющая вид одного или нескольких почти эквидистантных максимумов или ступенек [1-3]. Характерный частотный параметр структуры — расстояние между максимумами (ступеньками) или между максимумом и главным пиком — для нижайших пиков большинства указанных кристаллов в полтора-два раза превосходит частоты LO -фононов. Исключение составляют кристаллы LiI и LiBr, где эти частоты заметно больше и близки к частотным параметрам структуры. В работах [4, 5] на основании качественного сходства вычисленных там спектров поглощения со спектрами указанных кристаллов было высказано предположение, что отмеченная структура связана с колебательными состояниями автолокализованного экситона. Для проверки этого предположения следует провести более строгое количественное сопоставление экспериментальных и теоретических форм спектров, а также сравнить их температурное изменение. Это и является целью данного сообщения.

Для проведения такого сопоставления выбран кристалл LiI, для описания спектров которого (ввиду отмеченной близости параметра структуры к частоте фонона) можно использовать линейный по фононным амплитудам гамильтониан экситон-фононного взаимодействия. Полагая, что основную роль в формировании указанного участка спектра играет взаимодействие экситона с оптическими фононами, в качестве гамильтониана экситон-фононной системы примем следующий:

$$H = -\frac{B}{12} \sum_n \sum_a' a_{n+a}^+ a_n + \hbar\omega \sum_n b_n^+ b_n + \sqrt{S/\hbar\omega} \sum_n a_n^+ a_n (b_n + b_n^+), \quad (1)$$

где a_n^+ , b_n^+ — операторы рождения экситона и фонона на узле n решетки; B , ω , S — ширина зоны, частота бездисперсного оптического фонона и стоксов сдвиг. Используя (1), мы пренебрегаем индуцированными фононами переходами между состояниями различных зон и предполагаем, что экситон движется в основном по одной из подрешеток. Короткодействующее (ввиду электронейтральности экситона) взаимодействие с фононами моделируется контактным слагаемым. Использование в расчете вместо гранецентрированной простой кубической решетки слабо изменяет вид спектров [5], но ведет к существенному упрощению программы. \sum_a' означает суммирование по ближайшим соседям.

Параметры B и S в (1) могут быть оценены по известным значениям коэффициента наклона урбаховского хвоста σ и высоты автолокализационного барьера [3] с помощью формул работ [5, 6]: $B = 0.7 \div 1.1$ эВ,