

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОГО БЕСПОРЯДКА НА ЭКСИТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ В $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$

М. С. Бродин, И. В. Блонский, В. Н. Каратаев

В [1] были проведены исследования свойств рекомбинационного излучения $\text{Pb}_{1-x}\text{Mn}_x\text{I}_2$ ($x=1, 3, 5\%$) при низких интенсивностях возбуждения (I_0), отвечающих условию невазаимодействующего экситонного газа. От-

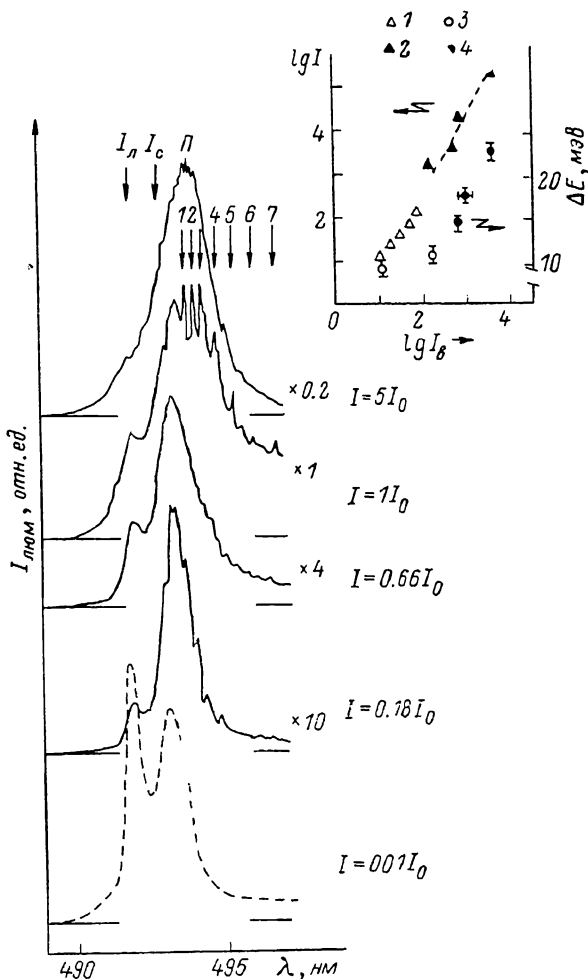


Рис. 1. СФЛ кристаллов $\text{Pb}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{I}_2$ при $T=5\text{ K}$ и нескольких значениях I_0 . Штриховая кривая — спектр спонтанного излучения, сплошные линии — стимулированное излучение кристаллов. На вставке изображены зависимости $\lg I_{\text{пл}}(1, 2)$ и ширины (3, 4) полос I_c, Π соответственно от $\lg I_0$.

мечена важная роль процессов локализации экситонов крупномасштабными флуктуациями состава в формировании вида спектра спонтанного излучения в таких средах. При высоких плотностях возбуждения ранее исследовались только монокристаллы PbI_2 , в спектрах которых была обнаружена новая полоса излучения, обусловленная процессами межэкситонного взаимодействия [2]. Цель настоящей работы — изучение

процессов, влияющих на формирование каналов стимулированного излучения при высоких I_B в кристаллах $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ ($x=1, 3, 5\%$).

Источником зона-зонного возбуждения служил импульсный N_2 -лазер. Измерялись пиковые значения сигнала люминесценции в максимуме импульса возбуждения лазера с использованием двухканальной методики регистрации. Накопление, оперативная обработка данных и управление экспериментом осуществлялось микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28».

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции (СФЛ) $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$, зарегистрированные при $T=5\text{ K}$ и различных I_B . В [1] показано, что при низких I_B наиболее интенсивными в спектре являются полосы излучения экситонно-примесного комплекса I_c , а также полоса I_n излучения экситонов с пространственно-ограниченной миграцией. Повышение I_B приводит к появлению

на длинноволновом крыле I_c новой полосы Π , интенсивность которой сверхлинейно зависит от I_B . Зависимости интенсивности полос I_c , Π и их ширины от I_B приведены на вставке к рис. 1. Как видно из этого рисунка, полоса Π становится доминирующей в спектре при $I_B \sim 10^{23}$ фот. см $^{-2}$ с $^{-1}$, а увеличение ее интенсивности сопровождается уширением и длинноволновым смещением максимума. При максимальных значениях I_B , определяемых условием оптического пробоя материала, ширина Π полосы составляет 21 мэВ, что в несколько раз превышает энергию кванта акустического фонона на границе зоны Бриллюэна [3]. В максимуме и на длинноволновом крыле полосы Π при высоких

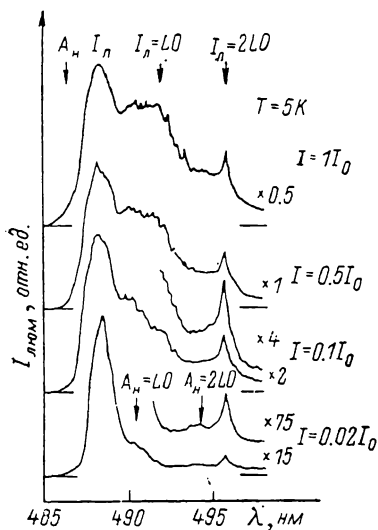


Рис. 2. СФЛ кристаллов $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$ при $T=5\text{ K}$ и нескольких значениях I_B .

I_B появляются всплески интенсивности генерационного происхождения, обозначенные на рис. 1 стрелками и цифрами $I-7$. Достижение режима лазерной генерации существенно изменяет вид спектра излучения и затрудняет идентификацию природы полосы Π . Поэтому ее характеристики исследовались на образцах с высоким порогом генерации (верхний спектр на рис. 1). На таких образцах до появления модовой структуры удается превысить уровень I_0 в 5 раз. ($I_0=5 \cdot 10^{23}$ фот. см $^{-2}$ с $^{-1}$).

Приведенные на рис. 1 результаты (излом люкс-интенсивностной характеристики и скачкообразное уширение суммарного контура полос I_c и Π) позволяют предположить, что при превышении I_B уровня $0.66 I_0$ происходит переключение канала стимулированного излучения от усиления света на акустическом крыле полосы экситонно-примесного комплекса к механизму излучения, за который ответственны процессы межэкситонного взаимодействия. Совокупность свойств Π полосы — пороговое появление в спектре при плотностях возбуждения, отвечающих мотовскому пробую в экситонном газе ($n \sim 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$), уширение и сдвиг максимума в длинноволновую сторону спектра при повышении I_B , большая спектральная ширина — позволяют связать ее природу с излучением вырожденной электронно-дырочной плазмы (ЭДП). С таким вариантом ее интерпретации согласуются и результаты температурных исследований свойств Π полосы, о чем будет сообщено отдельно.

СФЛ $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$ при различных I_B приведены на рис. 2. В спектре спонтанного излучения доминирующей является полоса излучения экситонов, локализованных ямами потенциального рельефа I_n . Также наблюдаются $1LO$ - и $2LO$ -фононные повторения полосы свободных экситонов

A_x и $2LO$ -повторение I_x . Примечательно, что полоса I_x-LO появляется в спектре только при $I_x > 10^{19}$ фот. см⁻² с⁻¹. Рост интенсивности этой полосы не сопровождается длинноволновым сдвигом ее максимума, как это имело место для Π полосы в $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$. Среди других изменений в СФЛ отметим такие. Увеличение I_x приводит к уширению всех полос и распыванию коротковолнового крыла I_x , а также появлению генерационных мод на длинноволновом крыле I_x-LO , что свидетельствует о достижении порога лазерной генерации и в этом кристалле.¹

Таким образом, в отличие от рекомбинационного излучения кристаллов $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$, в спектрах стимулированного излучения $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$ не возникает новых каналов излучения, которые бы отсутствовали в спектрах спонтанного излучения.

Следовательно, в близких по составу твердых растворах (ТР) $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ с $x=1$ и 3 % за появление каналов стимулированного излучения ответственны различные физические процессы. Эти различия могут быть объяснены особенностями миграции экситонов в $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$ и $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$. Такой вывод согласуется с оценками радиусов локализации экситонов $\langle R \rangle$ крупномасштабными флукутациями состава, сделанными с использованием соответствующих выражений из работы [4] и значений параметров [3]: $dE_g/dx=1.26$ эВ/%, $m_e=0.34 m_0$, $m_h=1.1 m_0$, $N=2 \cdot 10^{28}$ м⁻³. В кристаллах $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$ $\langle R_1 \rangle=140$ А, $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$ $\langle R_3 \rangle=26$ А. Сравнение $\langle R_1 \rangle$ и $\langle R_3 \rangle$ с радиусом свободных экситонов $a_{\text{экс}}=29$ А позволяет предложить следующую модель.

В кристаллах $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$ $\langle R_1 \rangle \gg a_{\text{экс}}$, в результате чего возможно квазисвободное движение экситонов. При достижении критической плотности возбуждения $I_x=0.66 I_0$ происходит моттовский пробой в экситонном газе с образованием вырожденной ЭДП. В спектре фотolumинесценции $Pb_{0.99}Mn_{0.01}I_2$ это проявляется в переключении канала стимулированного излучения: от усиления света на акустическом крыле I_0 полосы к стимулированному излучению вырожденной ЭДП (Π полоса).

В кристаллах $Pb_{0.97}Mn_{0.03}I_2$, как это было показано в [1] и следует из соотношения между $\langle R_3 \rangle$ и $a_{\text{экс}}$, квазисвободному движению экситонов препятствует высокая вероятность ($\nu \sim 10^{12}$ с⁻¹) захвата экситонов ямами потенциального рельефа, обусловленного флукутациями состава [5]. В результате этого при осуществляемых I_x концентрация свободных экситонов не достигает порога моттовского перехода, а стимулированное излучение и генерация света наблюдаются на полосе I_x-LO , поскольку в этой спектральной области выполняется наилучшее соотношение между распределением оптического усиления и потерями.

Таким образом, в настоящей работе на примере $Pb_{1-x}Mn_xI_2$ показано, что в смешанных ТР при высоких I_x важную роль в формировании каналов стимулированного излучения играет не только экситон-экситонное взаимодействие, но и процессы локализации экситонов ямами потенциального рельефа. Подобный вывод сделан и авторами [6, 7] на основании изучения спектров фотolumинесценции $CdS_{1-x}Se_x$ при высоких I_x .

Л и т е р а т у р а

- [1] Бродин М. С., Блонский И. В., Деркач Б. Е., Каратаев В. Н., Савчук А. И. ФТТ, 1987, т. 29, № 6, с. 1723—1729.
- [2] Бродин М. С., Блонский И. В., Страшникова М. И. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, № 10, с. 516—519.
- [3] Бродин М. С., Блонский И. В. Экситонные процессы в слоистых кристаллах. Киев: Наукова думка, 1986. 253 с.
- [4] Аблязов Н. Н., Райх М. Э., Эфрос А. Л. ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 353—356.
- [5] Аавиксо Я., Липпмаа Я., Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Лавеллар Ф., Гурдон К. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 8, с. 391—393.

¹ Закономерности поведения СФЛ растворов с $x=5$ % качественно подобны соответствующим спектрам состава $x=3$ % и поэтому в настоящей работе не приводятся.

[4] Novaro O. A., Beltrán-López V. J. Chem. Phys., 1972, vol. 56, N 2, p. 815—819.

[5] González-Tovany L., Beltrán-López V., Novaro O. J. Chem. Phys., 1974, vol. 60, N 4, p. 1694—1695.

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

Поступило в Редакцию
27 октября 1987 г.

УДК 538.935

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988

Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ГИГАНТСКОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ПРЫЖКОВОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Н. А. Асадуллаев, И. Чирич¹

1. В сильных электрических полях удается стимулировать протекание заряда в диэлектрических пленках SiO_2 и Si_3N_4 , широко используемых в твердотельной электронике. Первые исследования диэлектрических пленок Si_3N_4 при низких температурах [1] показали необычность поведения проводимости Si_3N_4 как функции температуры T , напряженности электрического E и магнитного H полей. Было установлено, что токоперенос в Si_3N_4 осуществляется на основе прыжкового механизма проводимости с подбарьерным рассеянием, стимулированного сильным электрическим полем. В [2, 3] было предположено, что знак магнитосопротивления (МС) определяется знаком амплитуды рассеяния, т. е. зависит от того, рассеивается ли электрон на примеси с большей энергией, чем энергия уровня, с которого электрон туннелирует, или, наоборот, — на примеси с меньшей энергией. В первом случае наблюдается положительное магнитосопротивление (ПМС), а во втором — отрицательное (ОМС). Естественно предположить, что величина эффекта МС определяется числом актов рассеяния с доминирующей амплитудой рассеяния. Поскольку число актов рассеяния можно варьировать, изменяя число рассеивающих центров, представляло интерес найти такие способы синтеза образцов, при которых концентрация рассеивающих центров была бы максимальной.

2. В настоящей работе исследовались аморфные диэлектрические пленки Si_3N_4 при $T < 200$ К, $E > 10^6$ В/см, $H < 50$ кЭ. Пленки Si_3N_4 толщиной 400 Å получались по стандартной технологии пиролиза SiH_4 и NH_3 в реакторах с пониженным давлением, однако в отличие от образцов, использованных в [1–3], отжигались в атмосфере водорода в течение 30–35 минут. У таких образцов обнаружено гигантское отрицательное прыжковое магнитосопротивление в сильных электрических полях.

3. Ток J через пленку Si_3N_4 при $H=0$ падает с понижением температуры до 80 К. В диапазоне $30 < T < 80$ К проводимость практически не зависит от температуры. При дальнейшем понижении температуры проводимость резко падает, а затем в интервале $4 < T < 10$ К сохраняет постоянное значение. Влияние магнитного поля на проводимость пленок Si_3N_4 проявляется при $T < 15$ К (рис. 1). В постоянном магнитном поле $H \approx 20$ кЭ проводимость в этом температурном интервале возрастает на 1.5–2 порядка при понижении температуры.

Зависимости проводимости от H в сильном электрическом поле имеют следующий вид. При $T=4.2$ К в слабых магнитных полях $H \approx 3–4$ кЭ проводимость пленок незначительно уменьшается (слабое ПМС), а с ростом H ток J резко возрастает — наблюдается ОМС (рис. 2). Следует отметить, что на начальном участке роста проводимости $\lg J$ линейно зависит от H .

¹ Институт физики, Белград, Югославия,