

которые по строению, взаимному размещению и ориентации весьма близки к кристаллическим фазам, а по размерам превышают протяженность «ближнего» порядка аморфного состояния. Такие фрагменты, по-видимому, будут характеризоваться меньшими величинами флуктуаций двугранного угла и большими силовыми постоянными междоочечного взаимодействия, что находит свое выражение в сдвиге пика 250 см^{-1} в сторону низких частот (элементарный Se) и наличии сравнительно узкой линии на привычном размытом контуре спектра КРС ($\text{As}_x\text{Se}_{100-x}$). Не исключено, что рассматриваемые фрагменты тождественны области «среднего» порядка. С этим предположением коррелируют и предварительные данные по низкочастотному КРС, в частности изменение положения бозонного пика при вариации состава ($\nu_{\text{max}} = 50 \text{ см}^{-1}$ в Se, $\nu_{\text{max}} \approx 25 \text{ см}^{-1}$ в $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$) и вследствие фотозвуждения ($\nu_{\text{max}} \approx 29 \text{ см}^{-1}$ в экспонированном $\text{As}_{20}\text{Se}_{80}$). Конкретизация процессов ФСИ «среднего» порядка на основании имеющихся данных пока преждевременна — необходимы детальные исследования специфики низкочастотной области колебательных спектров, заслуживающие отдельного освещения.

С п и с о к [л и т е р а т у р ы]

- [1] Averjanov V. L., Kolobov A. V., Kolomiets B. T., Ljubin V. M. // Phys. St. Sol. 1980. V. A 57. N 1. P. 81—85.
- [2] Семак Д. Г., Баганич А. А., Микла В. И., Керечанин Д. Н., Мателешко А. В. // ЖНиПФиК. 1988. Т. 33. № 3. С. 181—185.
- [3] Кикинеши А. А., Федак В. В., Стефанович В. А. // ЖНиПФиК. 1986. Т. 31. № 6. С. 433—437.
- [4] Микла В. И., Семак Д. Г., Мателешко А. В., Левкулич А. Р. // ФТП. 1987. Т. 21. № 3. С. 427—432.
- [5] Микла В. И., Мателешко А. В., Семак Д. Г., Левкулич А. Р. // ФТП. 1989. Т. 23. № 1. С. 131—137.
- [6] Schottmiller J., Tabak M., Lucovsky G., Ward A. I. // J. Non-Cryst. Sol. 1970. V. 4. N 1. P. 80—96.
- [7] Brodsky M. H., Cardona M. // J. Non-Cryst. Sol. 1978. V. 31. N 1—2. P. 81—108.
- [8] Lucovsky G. // The physics of selenium and Tellurium / Ed. E. Gerlach, P. Gross. N. Y.: Springer Verlag, 1979. P. 178—189.
- [9] Mori T., Arai T. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. V. 59—60. N 2. P. 867—870.

Ужгородский государственный университет
Ужгород

Поступило в Редакцию
28 марта 1989 г.

УДК 535.343.2

© Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
• Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

ШИРОКИЕ ПОЛОСЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ КРИСТАЛЛОВ CdSe

А. С. Батырев, И. П. Калмыкова, А. Е. Чередниченко

В работе сообщаются результаты исследований спектров фотолюминесценции (СФЛ) пластинчатых монокристаллов CdSe при возбуждении импульсным N_2 -лазером ($\tau_n \sim 10 \text{ нс}$, $P \sim 2 \text{ кВт/см}^2$). СФЛ кристаллов данной группы при возбуждении светом Hg-лампы и их характерные особенности изучались ранее в [1, 2].

СФЛ изучались в интервале температур 4.2—77 К. Спектры регистрировались в геометрии $\text{E} \perp \text{C}$, интенсивность возбуждения регулировалась при помощи нейтральных фильтров.

Типичные СФЛ кристаллов данной партии при 4.2 К представлены на рис. 1. Как видно из этого рисунка, спектр состоит из ряда полос. а) Для всех исследованных кристаллов серии и при всех интенсивностях возбуждения характерно присутствие в СФЛ полосы излучения с $\lambda_{\text{max}} = 680.5 \div$

± 682.0 нм, обозначенной M . Полоса проявляется уже при сравнительно низкой мощности возбуждения и имеет характерную асимметричную форму с затянутым длинноволновым хвостом. С ростом интенсивности возбуждения асимметрия полосы возрастает за счет расширения в длинноволновую сторону, при этом максимум полосы сдвигается в сторону меньших энергий; при максимальных интенсивностях возбуждения M -полоса насыщается, насыщение сопровождается началом усиления света в области $A-LO$ -фонона. б) В СФЛ присутствуют фононные повторения $A_{n=1}$ -экситона $A-LO$ и $A-2LO$. Поскольку использованные кристаллы имели совершенную геометрическую форму и являлись хорошими резонаторами, в СФЛ часто наблюдается генерация света в области $A-LO$ -фонона, спектр излучения при этом имеет модовую структуру. в) В СФЛ присутствует полоса излучения в интервале 683—685 нм (P -полоса), положение максимума и форма полосы не зависят от накачки.

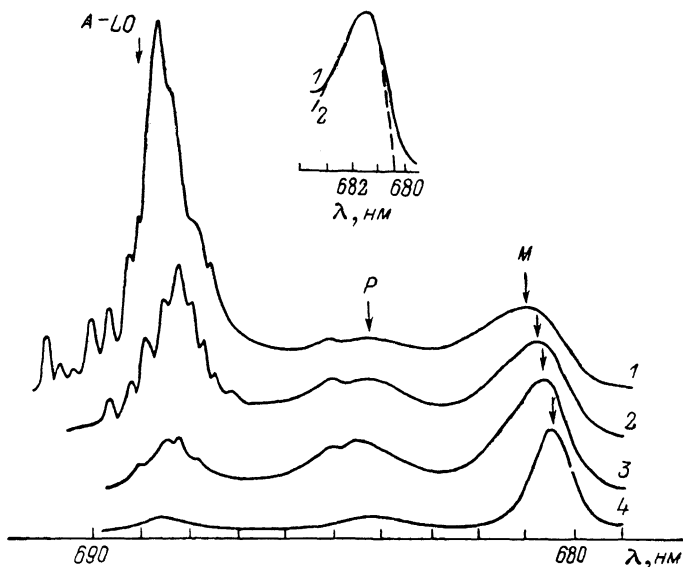


Рис. 1. СФЛ кристаллов CdSe при различных мощностях возбуждения.

$T = 4.2$ К, $E \perp C$. 1 — $I = 1 I_{\text{макс}}$, 2 — $I = 0.7 I_{\text{макс}}$, 3 — $I = 0.4 I_{\text{макс}}$, 4 — $I = 0.1 I_{\text{макс}}$.

Изменение СФЛ с температурой показано на рис. 2. Гашение P -полосы происходит в интервале 4.2—40 К без изменения ее положения и формы. M -полоса с ростом температуры сдвигается в длинноволновую сторону быстрее, чем A -экситон, усиливается ее асимметрия, полоса уширяется. В интервале 40—77 К происходит постепенное гашение других полос в спектре ($A_{n=1}$, $A-LO$), и при 77 К значительно уширившаяся (полуширина ~ 25 мэВ) M -полоса является единственной полосой спектра. Изменение СФЛ с ростом температуры при возбуждении светом Hg-лампы в наших кристаллах сообщалось ранее [2]. Было обнаружено появление в СФЛ новой полосы люминесценции (X_T в [2]) в интервале 683—685 нм. Для кристаллов данной группы при 77 К характерна схожесть СФЛ при возбуждении светом Hg-лампы (рис. 3, 3) и лазерным пучком (1, 2). С ростом интенсивности лазерного возбуждения максимум M (X_T)-полосы смещается в длинноволновую сторону и в некоторых случаях в интервале 694—710 нм возникает модовая структура генерации света. Спектральное положение структуры соответствует LO -фононному повторению от M (X_T)-полосы.

Исследование времен распада ФЛ проводилось в интервале температур 4.2—77 К. При 4.2 К по контуру M -полосы наблюдается плавное уменьшение времен распада ФЛ с ростом длины волны излучаемого света: в коротковолновой части M -полосы $\tau = 6.5$ нс ($\lambda_{\text{рег}} = 681.2$ нм), в максимуме

полосы $\tau = 3$ нс ($\lambda_{\text{рег}} = 681.8$ нм), в длинноволновой части $\tau = 2$ нс ($\lambda_{\text{рег}} = 682.8$ нм). С ростом температуры времена распада монотонно увеличиваются до 10—25 нс при 77 К, причем при 77 К наблюдается обратная по отношению к 4.2 К спектральная зависимость времен релаксации: τ монотонно растет с ростом длины волны от 10.5 нс при 682.5 нм до 26 нс при 687.0 нм. Изменение характера зависимости $\tau(\lambda)$ происходит в интервале 55—60 К.

Перечисленные свойства позволяют предположить, что M -полоса в нашем случае не связана с какими бы то ни было эффектами высоких плотностей ($[3-5]$ — экситонная молекула, $[4, 6]$ — экситон-экситонное взаимодействие, $[7]$ — стимулированные переходы с участием экситонно-примесных комплексов). Изложенные в работах $[1, 2]$ результаты по изучению СФЛ данных кристаллов свидетельствуют о наличии в них высокой концентрации мелких центров. Так как глубина проникновения возбуждения мала ($\lambda_{\text{рег}} = 337.1$ нм, $\lambda_{\text{exc}}(4.2 \text{ К}) = 679.2$ нм), а длительность импульса превышает время жизни свободных экситонов в CdSe ($\tau_n \sim 10$ нс), то можно утверждать, что за время действия импульса экситонная подсистема в приповерхностной области кристалла находится под воздействием световой волны $[8]$. Мы полагаем, что при этом происходит перезарядка (ионизация) мелких центров и появляется некоторая неравновесная составляющая концентрации заряженных центров в приповерхностной области кристалла, величина которой растет с ростом интенсивности возбуждения. Влияние поля ионизированных центров на форму линии I_2

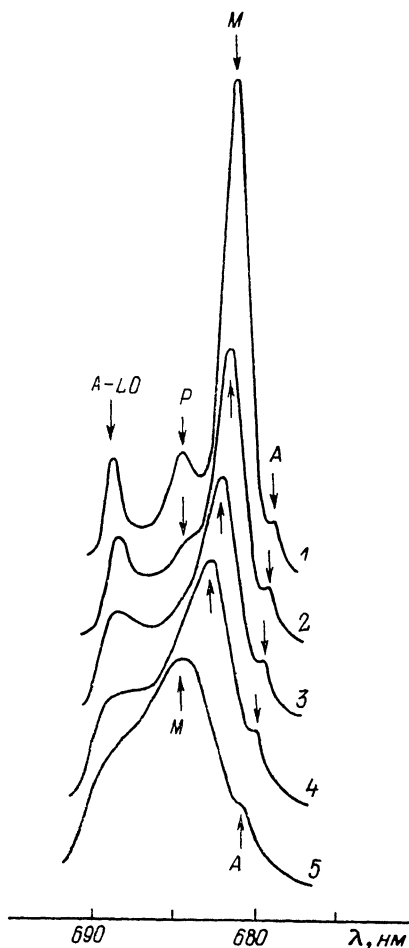


Рис. 2. Изменение СФЛ кристалла CdSe с температурой.

$\angle E, C \sim 45^\circ$, возбуждение N_2 -лазером. 1 — $T = 10$, 2 — 30, 3 — 45, 4 — 55, 5 — 70 К.

в CdS исследовалось в работах $[9, 10]$, где наблюдались длинноволновый сдвиг линии I_2 и ее асимметричное уширение с ростом концентрации заряженных примесей. На вставке к рис. 1 показано сравнение формы M -полосы в наших кристаллах (1) и предсказанной в $[9]$ формы трансформированной I_2 -линии (2). Длинноволновое смещение максимума M -полосы и ее асимметричное уширение с ростом возбуждения в рамках модели происходят из-за увеличения концентрации неравновесных заряженных центров. Аналогично действует и повышение температуры, увеличивая равновесную концентрацию ионизированных дефектов. При повышенных температурах мелкие центры в значительной мере ионизированы и действие поля световой волны уже не является определяющим — СФЛ при 77 К идентичны для низкого (X_T -полоса) и высокого (M -полоса) возбуждений. Возможно, что при повышении температуры ($T > 55$ К) концентрация ионизированных центров велика и необходим учет отдаленных центров, которыми пренебрегают в модели $[9]$. Это может привести к тому, что

трансформированная полем центров линия I_2 (при низких температурах M -полоса) превращается в полосу, соответствующую экситонам, локализованным крупномасштабными флуктуациями потенциала заряженных примесей [2]. В пользу такого перехода говорит изменение характера спектральной зависимости $\tau(\lambda)$, происходящее при 55–60 К. Рост τ с ростом длины волны излученного фотона, наблюдаемый при 77 К, характерен для полос, связанных с процессами локализации [11], и экспериментально наблюдается для полосы экситонов, локализованных флуктуациями состава в твердых растворах полупроводников [12].

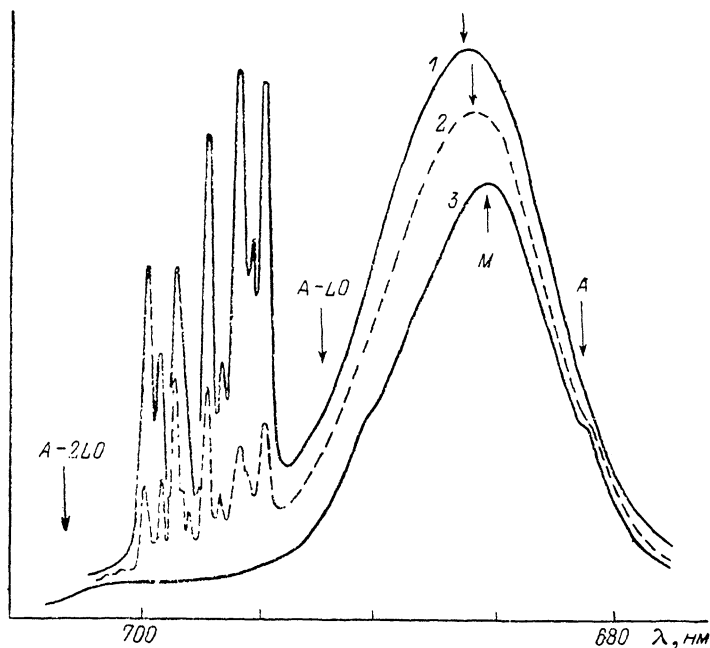


Рис. 3. СФЛ кристалла CdSe при $T=77$ К.

1 — возбуждение N_2 -лазером, $I=I_{\text{макс}}$; 2 — $I=0.8I_{\text{макс}}$; 3 — возбуждение светом Hg-лампы.

В заключение еще раз перечислим аргументы в пользу предлагаемой модели M -полосы.

Модель объясняет спектральное положение (с длинноволновой стороны от I_2) и асимметричную форму полосы.

Длинноволновое смещение максимума и уширение полосы с ростом возбуждения и температуры объясняются увеличением концентрации заряженных центров.

Расчеты показывают хорошее согласие экспериментальных и расчетных контуров для трех значений температуры; при повышении температуры из-за больших концентраций центров возможна локализация экситона крупномасштабными флуктуациями потенциала примесей, ход зависимости $\tau(\lambda)$ подтверждает это предположение.

Авторы благодарят В. А. Киселева и И. Х. Аюбян за плодотворные дискуссии и Ю. А. Степанова за помощь в исследованиях.

Список литературы

- [1] Череди́ченко А. Е., Батырев А. С., Калмыкова И. П. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3393—3396.
- [2] Череди́ченко А. Е., Батырев А. С., Калмыкова И. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1515—1517.
- [3] Saito H., Shionoya Sh. // J. Phys. Soc. Jap. 1974. V. 37. N 2. P. 423—430.
- [4] Saito H., Shionoya Sh., Hanamura E. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 3. P. 227—230.
- [5] Gutowski J., Broser J. // J. Phys. C. 1987. V. 20. N 24. P. 3771—3786.

- [6] Балграмеюнас Р., Залищевский А., Куокштис Э., Степанявичус В., Тамулайтис Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1478—1482.
- [7] Дите А. Ф., Ревенко В. И., Тимофеев В. Б., Алтухов П. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. № 9. С. 579—583.
- [8] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение заряда. М.: Наука, 1974. С. 14—17.
- [9] Hanamura E. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 1. P. 120—127.
- [10] Kukimoto H., Shionoya Sh., Toyotomi S., Morigaki K. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 1. P. 110—119.
- [11] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. № 7. С. 1241—1256.
- [12] Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Вербин С. Ю., Бонч-Бруевич В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 1. С. 22—25.

Ленинградский государственный университет
НИИФ
Ленинград

Поступило в Редакцию
6 мая 1989 г.

УДК 533.221

© Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

О СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ТОРЦЕВЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПРОЦЕССЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Димитр Йоргов, О. С. Колотов, В. А. Погосев

Среди механизмов импульсного перемагничивания, обнаруженных в пленках ферритов-гранатов (ПФГ), принципиально новым является механизм, связанный с движением динамических доменных границ, параллельных плоскости пленки [1-8]. Такие границы получили название торцевых. Первоначально в работе Мак-Нила и других [1] предполагалось использовать подобный механизм для улучшения временных и энергетических характеристик магнитооптических транспорантов [9], собираемых на имплантированных ПФГ. Перемагничивание таких пленок должно начинаться с вращения намагниченности в поверхностном слое с низким значением эффективного поля анизотропии H_k , а последующее изменение намагниченности должно быть связано с движением торцевой доменной границы (ТДГ), разделяющей перемагниченный и еще неперемагниченный слой пленки. В работе [1] экспериментально исследовались лишь пороговые поля квазистатического перемагничивания ПФГ с разной дозой имплантации.

Что касается импульсного перемагничивания, то впервые один из механизмов перемагничивания, связанный с движением ТДГ, наблюдался в работах [2-4]. Исследовались неимплантированные ПФГ, в которых также имеются слои с разным значением H_k . Согласно [2-4], а также [5], сплошная ТДГ формируется в результате слияния несквозных зародышей обратной намагниченности, возникающих у одной из поверхностей пленки. Внешним признаком этого механизма является характерная форма магнитооптического сигнала перемагничивания: на нем четко выделяются начальная «быстрая» и следующая за ней «медленная» части.

В [6, 7] исследовался механизм перемагничивания, при котором ТДГ возникает в результате начального вращения намагниченности в слое пленки, в пределах которого внешнее поле H_n превышает локальное поле необратимого вращения намагниченности H_{0s}^i . Для этого механизма также характерен сигнал с четко различающимися «быстрой» и «медленной» частями. Однако если «быстрая» часть сигнала для механизма пере-