

При анализе экзэмиссионных спектров определяли при комнатной температуре ток ЭЭЭ (J_0), прямо пропорциональный квантовому выходу фотоэффекта вблизи фотоэлектрической работы выхода [3]. Концентрацию образующихся вакансионных комплексов оценивали по величине нормированного экзэмиссионного заряда (S) [3]

$$S = \frac{1}{J_0} \int_{293 \text{ K}}^{723 \text{ K}} J(T) dT,$$

где $J(T)$ — текущее значение тока ЭЭЭ при температуре образца T .

Зависимость J_0 от D (см. рисунок, график J_0) аналогична взаимосвязи S и D . Это свидетельствует о том, что на эмиссию фотоэлектронов малых энергий, так же как и на выход медленных вторичных электронов, регистрировавшихся в [1], влияют поля пятен пространственного заряда, образованного вакансионными комплексами. Величина тянущего поля при регистрации J_0 была порядка 10^2 В/см, что с учетом изложенного оказалось недостаточным для компенсации поля пятен [7]. В связи с этим можно полагать, что напряженность поля, создаваемого вакансионными комплексами, имеет величину $\geq 10^2$ В/см.

Зависимость S от D существенно немонотонна и характеризуется наличием двух максимумов (см. рисунок, график $\lg S$), что свидетельствует об образовании при облучении по крайней мере двух видов вакансионных комплексов [8], причем первый из них преимущественно образуется при $4 \cdot 10^{12} < D < 3 \cdot 10^{13}$, а второй — при $3 \cdot 10^{13} < D < 7 \cdot 10^{13}$ см⁻².

Полученные результаты подтверждают вывод [1] о том, что с ростом D концентрация вакансионных комплексов изменяется немонотонно, причем их тип зависит от дозы облучения.

Список литературы

- [1] Арзамасцев А. П., Данилин А. Б. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2063—2065.
- [2] Дюков В. Г., Итальянцев А. Г., Седов Н. Н. // Матер. VII Межд. конф. «Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах». Вильнюс, 1985. С. 284—290.
- [3] Сагалович Г. Л., Дехтяр Ю. Д. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1985. № 5. С. 65—92.
- [4] Алексеев А. Н., Быстров В. С., Дехтяр Ю. Д., Литвинов И. П., Сагалович Г. Л., Шендик А. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 169—170.
- [5] Апелс А. Я., Балодис А. Я., Дехтяр Ю. Д., Сагалович Г. Л., Шалдыбин В. П. // Электрон. техн. Сер. 8. 1984. № 6. С. 19—21.
- [6] Сагалович Г. Л., Дехтяр Ю. Д., Алексеев А. Н., Эльвих А. А. // Тез. докл. IV Всес. совещ. по радиационной физике и химии ионных кристаллов. Рига, 1978. С. 411—412.
- [7] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М., 1966. 564 с.
- [8] Баранов А. И., Дагман Э. Е., Рахимова Г. Р. // Деп. в ВИНТИ АН СССР. М., 1983. № 588-83.

Рижский политехнический институт

Получено 19.07.1989

Принято к печати 4.11.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $MnGa_2S_4$

Нифтиев Н. Н., Тагиев О. Б., Рустамов А. Г.

В последние годы резко возрос интерес к полупроводникам типа $MV_2^{III}CV_4^{VI}$ (где M — Mn, Fe, Ni, Co; V^{III} — Ga, In; V^{VI} — S, Se, Te), содержащим элементы с незаполненными d -оболочками [1-4]. Эти соединения перспективны для создания на их основе лазеров, модуляторов света, фотодетекторов и других функциональных устройств, управляемых магнитным полем [1-4]. На основе этих соединений созданы диоды Шоттки [4], в $MnIn_2Te_4$ обнаружен линейный ди-

хризм [6], а в [5] показано, что физическими свойствами этих соединений можно управлять введением различных примесей. $MnGa_2S_4$ практически не изучен. Авторами [1-3, 8, 9] впервые синтезировано соединение $MnGa_2S_4$, проведены рентгеноструктурные исследования, определены параметры решетки и показано, что существуют две различные модификации: низкотемпературная фаза α - $MnGa_2S_4$, кристаллизующаяся в моноклинной решетке, с параметрами $a=12.746$, $b=22.609$, $c=6.394$, $\beta=108.78^\circ$, пр. гр. C_2/c , $Z=12$; высокотемпературная ромбическая модификация β - $MnGa_2S_4$ с параметрами решетки $a=12.90$, $b=7.45$, $c=6.13$ Å, пр. гр. $R\bar{3}m$.

В этих же работах приведены результаты исследования магнитных свойств.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования оптических свойств новой модификации $MnGa_2S_4$.

Монокристаллические образцы $MnGa_2S_4$ были получены методом хими-

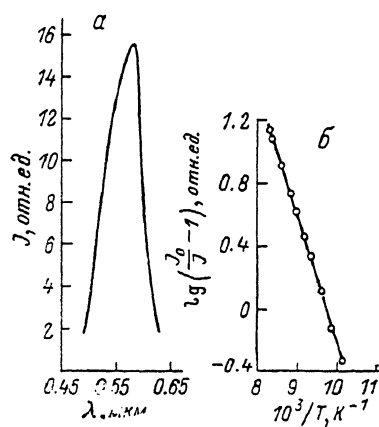
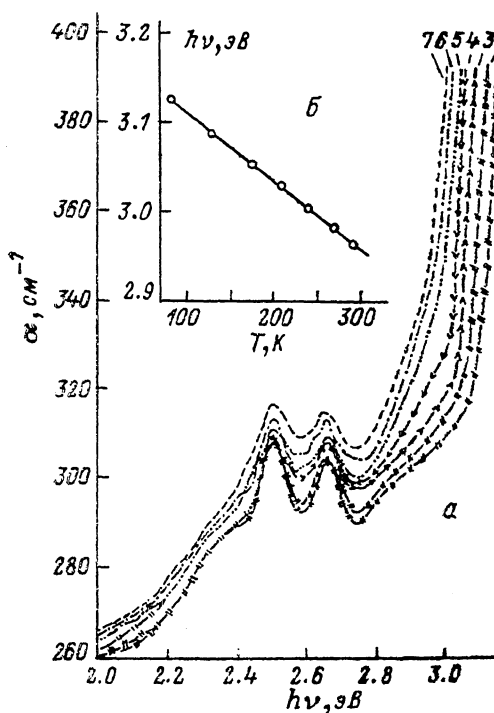


Рис. 1. Спектры поглощения (а) и температурная зависимость края поглощения (б) монокристаллов $MnGa_2S_4$.

Т, К: 1 — 77, 2 — 133, 3 — 175, 4 — 210, 5 — 250, 6 — 270, 7 — 293. †

Рис. 2. Спектр люминесценции при 77 К (а) и температурная зависимость интенсивности люминесценции (б) в монокристалле $MnGa_2S_4$.

ческих транспортных реакций в эвакуированных кварцевых ампулах. Была выбрана температура холодной и горячей зон: 800 и 700 °С соответственно. В качестве транспортера использовался кристаллический иод. Полученные монокристаллы имели желто-оранжевый цвет и форму трехгранных призм.

Рентгеноструктурные исследования показали, что $MnGa_2S_4$ кристаллизуется в пространственной группе $I\bar{4}$, параметры решетки: $a=5.46$, $c=10.50$ Å, $c/a=1.92$. Аналогичную структуру имеет $MnGa_2Se_4$ [10].

Спектры оптического поглощения в интервале 77–293 К зарегистрированы на установке, собранной на базе монохроматора МДР-12, а спектры фотолюминесценции — на приборе СДЛ-1. В качестве источника света использовалась лампа накаливания, а в качестве источника возбуждения — линия 4416 Å генерации лазера ЛПМ-11.

На рис. 1, а представлена зависимость коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов в $MnGa_2S_4$ при различных температурах. Видно, что эта зависимость в области 2.0–3.2 эВ имеет сложный характер. Весь спектр можно разделить на три участка: а) в области 2.0–2.4 эВ наблюдается рост коэффициента поглощения; б) в области 2.4–2.8 эВ на фоне роста коэффициента поглощения — два пика поглощения с максимумами при 2.49 и 2.65 эВ; в) в области

энергий выше 2.8 эВ — резкий рост коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов.

К сожалению, в настоящее время отсутствуют теоретические расчеты зонной структуры $MnGa_2S_4$. Поэтому невозможно провести идентификацию наблюдаемых особенностей оптических спектров в области края собственного поглощения. Рост коэффициента поглощения с увеличением энергии падающего излучения в области 2.0–2.4 эВ свидетельствует о начале межзонных переходов. Особенности при 2.49 и 2.65 эВ, наблюдаемые на фоне роста коэффициента поглощения, можно было бы связать с оптическими переходами из расщепленных валентных подзон в зону проводимости. Если бы эти полосы поглощения были связаны с оптическими переходами из валентных подзон в зону проводимости, то их энергетическое положение с изменением температуры должно было бы измениться. Отсутствие зависимости энергетического положения этих линий от температуры свидетельствует о том, что природа этих полос иная. По-видимому, особенности в спектрах поглощения при 2.49 и 2.65 эВ связаны с поглощением на внутрицентровых переходах двухвалентных ионов Mn^{2+} [${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_2$ (4G)] и 6A_1 (6S) \rightarrow 4A_1 , 4E (4G) [${}^{11-12}$]. В пользу такого предположения можно привести следующее: в Zn, Mn те особенности в спектрах поглощения при 2.40 и 2.605 эВ идентифицированы внутрицентровыми переходами из основного состояния 6A_1 (6S) в возбужденные состояния 4T_2 и 4A_1 соответственно.

Резкий рост коэффициента поглощения в области 2.0–2.4 эВ свидетельствует о том, что край собственного поглощения формируется прямыми оптическими переходами. Поскольку с изменением температуры край собственного поглощения смещается в коротковолновую область без изменения ее формы, характер изменения края поглощения с температурой можно определить, если построить зависимость энергии фотона, при которой величина коэффициента поглощения имеет определенное значение от температуры [13].

На рис. 1, б представлена зависимость $E \sim f(T)$ при фиксированном значении коэффициента поглощения. Видно, что край поглощения в $MnGa_2S_4$ с изменением температуры смещается по линейному закону с коэффициентом температурного смещения $dE/dT = -7.5 \cdot 10^{-4}$ эВ/К.

На рис. 2, а представлен спектр фотолюминесценции $MnGa_2S_4$. Видно, что спектр фотолюминесценции представляет собой широкую полосу в области 0.52–0.63 мкм. Интенсивность излучения в максимуме зависит от температуры (рис. 2, б) по линейному закону. Из наклона зависимости $\ln(J_0/J-1) = = f(10^3/T)$ по формуле $J = J_0 [1 + A \exp(-\Delta E/kT)]^{-1}$ [14] определена энергия активации, равная 0.12 эВ. Нелинейная зависимость интенсивности излучения от температуры свидетельствует о том, что в $MnGa_2S_4$ имеются как центры излучательной рекомбинации, так и центры безызлучательной рекомбинации, при которой имеет место термический выброс неравновесных носителей с локализованных центров с последующей безызлучательной рекомбинацией их на центрах тушения.

В заключение выражаем благодарность Т. Г. Керимовой за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Kanomata T., Ido H., Kaneko T. // J. Phys. Soc. Japan. 1973. V. 34. N 2. P. 554.
- [2] Бабаев Б. К., Рустамов П. Г., Алиджанов М. А. // Тройные полупроводники и их применение. Кипшиев, 1976. С. 147.
- [3] Бабаева Б. К. // Тройные полупроводники и их применение. Кипшиев, 1976. С. 96.
- [4] Бекимбетов Р. Н., Рудько Ю. В., Таиров М. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1051–1053.
- [5] Bekimbetov R. N., Vaipolin A. A., Konstantinova N. N., Kradinova L. V., Medvedkin G. A., Prochkhon V. D., Rud Yu. V., Tairov M. A. // Cryst. Res. Techn. 1987. V. 22. N 12. P. 228–240.
- [6] Бекимбетов Р. Н., Медведкин Г. А., Прочухан В. Д., Рудь Ю. В., Таиров М. А. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 17. С. 1040–1043.
- [7] Марцинявичус С., Амбразявичус Г., Бекимбетов Р. Н., Медведкин Г. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1919–1923.
- [8] Rimet R., Buder R., Schlenker C., Roques R., Zanchetta T. V. // Sol. St. Commun. 1981. V. 37. P. 693–697.

- [9] Paule P. M., Maadd J. // P. Sylvil J. Jean P. C. R. Acad. Sci. 1973. V. C 277. N 20. P. 1021—1023.
 [10] Rimet R., Schlenker C. // J. Phys. 1982. V. 43. N 12. P. 1759—1765.
 [11] Morales Toro J. E., Becker W. M., Wang B. I., Debska U. R., Richardson J. W. // Sol. St. Commun. 1984. V. 52. N 1. P. 41—43.
 [12] Gocde O., Heimbrodt W. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 146. P. 11—62.
 [13] Varschni V. P. // Physica. 1967. V. 34. N 1. P. 149—154.
 [14] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966. 324 с.

ОКБ «Регистр» Института физики АН АзССР
 Баку

Получено 15.06.1989
 Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ ПРИ КВАНТОВОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ

Дынин Е. А.

Задача о преодолении электроном одномерного статического потенциального барьера представляет интерес в связи с перспективами создания и использования разнообразных квантово-размерных полупроводниковых структур [1]. Описание динамики процесса требует решения задачи в нестационарной постановке, для чего обычно привлекаются методы компьютерного моделирования [2—4]. В работе [5] был развит аналитический подход, в котором координату центра пакета, прошедшего барьер, удалось представить как функционал от начальной волновой функции и амплитуды прохождения $A(p)$, где $p > 0$ — импульс. Далее этот подход распространен на следующие моменты матрицы плотности, характеризующие деформацию электронного сигнала при туннелировании. В качестве иллюстрации рассмотрен случай гауссова пакета и одноуровневой резонансной структуры.

Исходным при расчете служит асимптотическое представление [3]

$$f_+(p, k, t) = A\left(p + \frac{k}{2}\right) A^*\left(p - \frac{k}{2}\right) \exp\left\{-\frac{ipkt}{\hbar m}\right\} f_-(p, k, t=0). \quad (1)$$

Здесь t — время, m — эффективная масса частицы,

$$f_{\pm}(p, k) = \int \theta(\pm x) \exp\left\{-\frac{ikx}{\hbar}\right\} W(p, x) dx, \quad (2)$$

где $\theta(y)$ — функция Хэвисайда, $W(p, x)$ — вигнеровская плотность квази-вероятности [3, 6], x — координата. Для вывода (1) считалось, что при $t=0$ пакет почти полностью локализован в квадранте фазового пространства $x < < 0$, $p > 0$, а выбор t в левой части (1) отвечает условию локализации прошедших частиц в области за барьером, сосредоточенным вблизи начала координат.

На основании (2) и общих правил вычисления моментов в фазовом пространстве [6] придем к формулам для моментов в забарьерной области

$$\langle x^n(t) \rangle = N^{-1} \int \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial k} \right)^n f_+(p, k, t) dp \Big|_{k=0}, \quad (3)$$

$$\langle p^n(t) \rangle = N^{-1} \int p^n f_+(p, k=0, t) dp, \quad (4)$$

$$N = \int f_+(p, k=0, t) dp.$$

Подставляя (1) в (3), (4), получим закон эволюции моментов

$$\langle x^n(t) \rangle = \sum_{j=0}^n C_{nj} t^j, \quad \langle p^n(t) \rangle = C_{nn} m^n, \quad (5)$$