

УДК 621.315.592

Вольт-амперные характеристики монокристаллов соединения $MnGa_2Se_4$

© Б.Г. Тагиев⁺, О.В. Тагиев^{+*}†, С.Г. Асадуллаева⁺, Г.Ю. Эйюбов⁺

⁺ Институт физики Национальной академии наук Азербайджана, AZ-1143 Баку, Азербайджан

^{*} Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова, AZ-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 4 октября 2011 г. Принята к печати 31 октября 2011 г.)

Представлены результаты исследований вольт-амперных характеристик образцов монокристаллов $MnGa_2Se_4$. Измерения проводились в интервале электрических полей от выполнения закона Ома до 10 В/см и при температурах 300–400 К. Полученные данные обсуждены в рамках теорий инжекционно-контактных явлений и полевой ионизации ловушек за счет эффекта Пула-Френкеля.

Тройные соединения с общей формулой $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ являются перспективными кристаллами для создания управляемых магнитным полем лазеров, модуляторов света, элементов электрической и оптической памяти и др. функциональных устройств, применяемых в оптоэлектронике. Последние несколько лет увеличивается внимание главным образом к их структурным [1], магнитным [2] и оптическим свойствам [3–6].

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) монокристаллов $MnGa_2Se_4$. На ВАХ четко выделяются следующие участки:

- резкий рост тока от напряжения;
- сублинейная зависимость тока от напряжения;
- квадратичная зависимость тока от напряжения;
- крутой рост тока с напряжением.

Обнаруженная особенность ВАХ образцов монокристаллов $MnGa_2Se_4$ характерна для многих высокоомных полупроводников и структур на их основе [7–12]. При анализе ВАХ $I(V)$ образцов монокристаллов $MnGa_2Se_4$ (структур $In-MnGa_2Se_4-In$), измеренных в широком интервале электрических полей, принято во внимание наличие различных участков достаточно хорошо выделяемых на зависимости показателя степени α от приложенного к структуре электрического напряжения при описании ВАХ согласно $I \propto V^\alpha$.

Из ВАХ, представленных на рис. 1, определены зависимости $\alpha(V)$ в монокристаллах $MnGa_2Se_4$, и результаты представлены на рис. 2. Видно, что α при низких напряжениях резко уменьшается, проходит через минимум, а с дальнейшим ростом напряжения увеличивается и достигает максимума. Минимальные значения дифференциальной степени обозначим через α_m , а максимальные через α_M , а соответствующие им токи и напряжения как I_m , V_m и I_M , V_M . По данным, представленным на рис. 2 для образца толщиной $L = 7 \cdot 10^{-3}$ см, с контактной площадью $S = 4 \cdot 10^{-2}$ см², при 300 К найдены экстремальные значения α , I , V : $\alpha_m = 0.6$, $I_m = 10^{-13}$ А, $V_m = 10.1$ В; $\alpha_M = 6.5$, $I_M = 8 \cdot 10^{-12}$ А, $V_M = 365$ В.

Подобные результаты были получены для других образцов и при других температурах. Зная величины α_m , I_m и V_m , можно определить концентрацию носителей тока у катода n_k , длину спада потенциала у катода d_k , прозрачность катода D_k^* , концентрацию объемного заряда N_k в прикатодной области, энергию квазиуровня Ферми E_F и другие параметры из следующих формул:

$$n_k = \frac{1}{1 - \sqrt{1 - \alpha_m}} \exp[-\sqrt{1 - \alpha_m}(1 - \sqrt{1 - \alpha_m})] \frac{LI_m}{e\mu V_m S}, \quad (1)$$

$$d_k = \sqrt{1 - \alpha_m}(1 - \sqrt{1 - \alpha_m}) \frac{kTL}{\epsilon\epsilon_0 V_m}, \quad (2)$$

$$N_k = \frac{\epsilon T}{8\pi e^2} \frac{1}{d_k^2}, \quad (3)$$

$$E_F = kT \ln \left[\frac{N_c}{n_k} \right], \quad (4)$$

$$D_k^* = \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_m}}{\sqrt{1 - \alpha_m}} \frac{\mu V_m}{LU_n}, \quad (5)$$

где $U_n = \sqrt{8kT/\pi m^*}$ — средняя тепловая скорость электронов, e — заряд электрона, T — температура, k — постоянная Больцмана, ϵ — диэлектрическая проницаемость, N_c — плотность состояний в зоне проводимости.

По величинам минимальной дифференциальной степени α_m , тока I_m и напряжения V_m были определены энергия активации глубоких уровней и время жизни носителей относительно рекомбинационного уровня по следующим формулам:

$$E_t = kT \ln \left[2 \frac{2\pi m^* kT^{2/3}}{h^2} \frac{3(1 + \alpha_m)e\mu SV_m}{2\alpha_m^2(5 - 8\alpha_m^2)LI_m} \right], \quad (6)$$

$$\tau = \frac{3L^2\sigma_0}{32(1 - \alpha_m)^2\mu I_m},$$

где σ_0 — равновесная проводимость, μ — подвижность основных носителей тока, m^* — эффективная масса основных носителей тока, h — постоянная Планка.

† E-mail: oktay58@mail.ru

Зная концентрацию носителей тока в приконтактной области, n_k , и в объеме, n_0 , можно оценить положение электронного квазиуровня Ферми на контакте и в объеме:

$$E_{F_{0,k}} = kT \ln N_c / n_{0,k}. \quad (8)$$

Анализ экспериментальных данных показывает, что преимущественным механизмом в изменении тока (электропроводности) в монокристаллах $MnGa_2Se_4$ в электрических полях $F = 10^3 - 10^4$ В/см является эффект Пула-Френкеля.

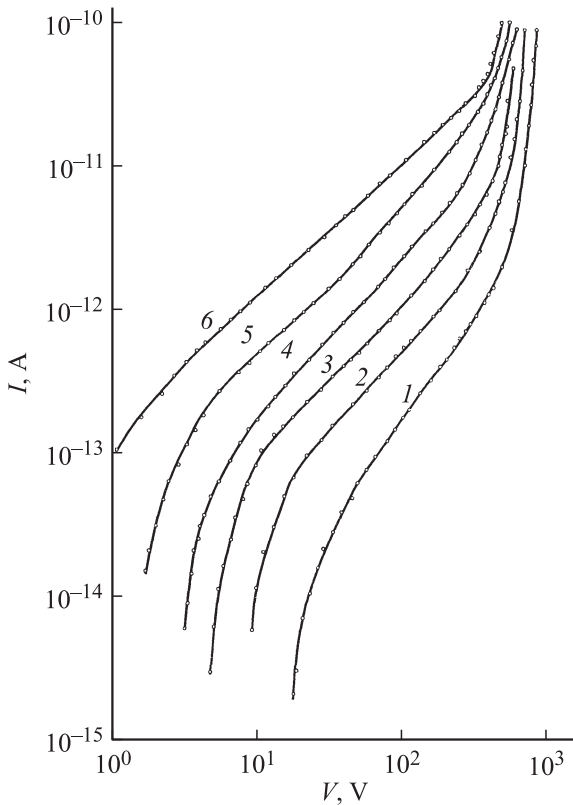


Рис. 1. ВАХ структуры In-MnGa₂Se₄-In при температурах T, К: 1 — 350, 2 — 355, 3 — 360, 4 — 370, 5 — 380, 6 — 390.

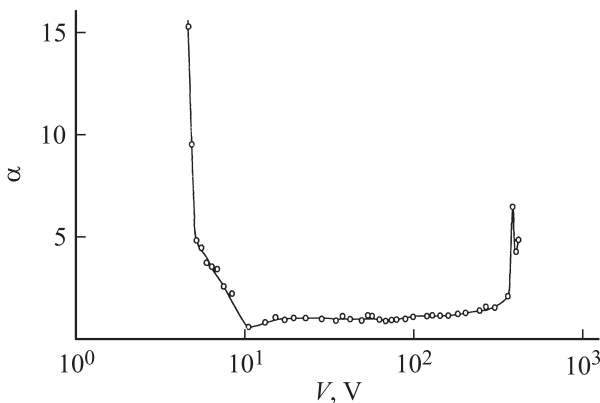


Рис. 2. Зависимость параметра α от напряжения V.

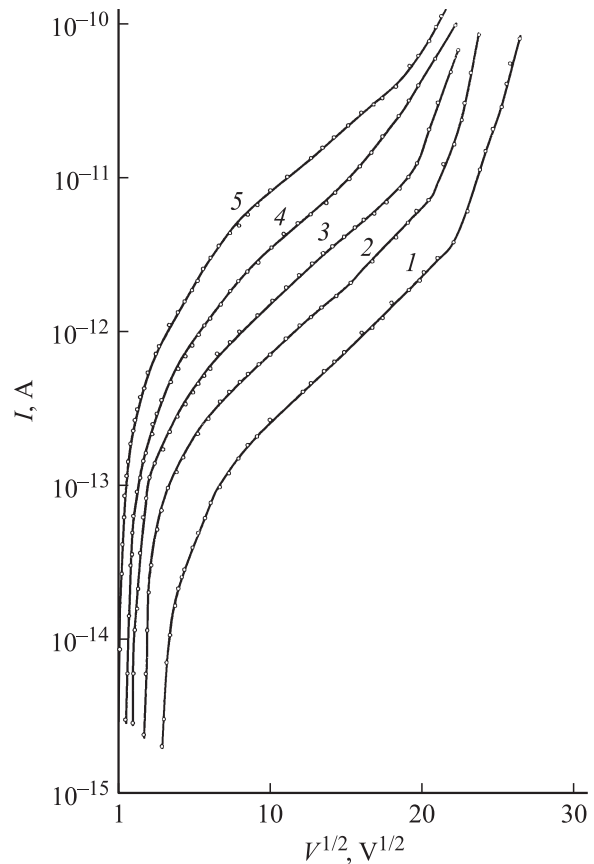


Рис. 3. ВАХ структуры In-MnGa₂Se₄-In в координатах $\lg I = f(V^{1/2})$ при температурах T, К: 1 — 350, 2 — 355, 3 — 360, 4 — 370, 5 — 380.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 1 и перестроенные в координатах $\lg I = f(V^{1/2})$, приведены на рис. 3. Видно, что в электрических полях $10^3 - 10^4$ В/см результаты измерения ВАХ в монокристаллах $MnGa_2Se_4$ в выбранных координатах укладываются на прямую. Рис. 3 показывает, что с уменьшением температуры наклон прямых $\lg I = f(V^{1/2})$, т. е. коэффициент Френкеля, увеличивается. Это увеличение согласуется с теоретическим выражением для коэффициента Френкеля

$$\beta = \frac{(e^3 / \pi \epsilon \epsilon_0)^{1/2}}{kT},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 — электрическая постоянная.

На рис. 4 представлена зависимость β от температуры. Нетрудно заметить, что наблюдается не только рост β с уменьшением температуры, но и выполняется закономерность $\beta \propto 1/T$, при этом экстраполяция прямой $\beta = f(1/T)$ к $1/T = 0$ проходит через начала координат. Это означает, что ионизация ловушек происходит только за счет термической активации. Другими словами, при высоких температурах, достаточных для ионизации ловушек, наличие сильного электрического поля существенной роли не играет.

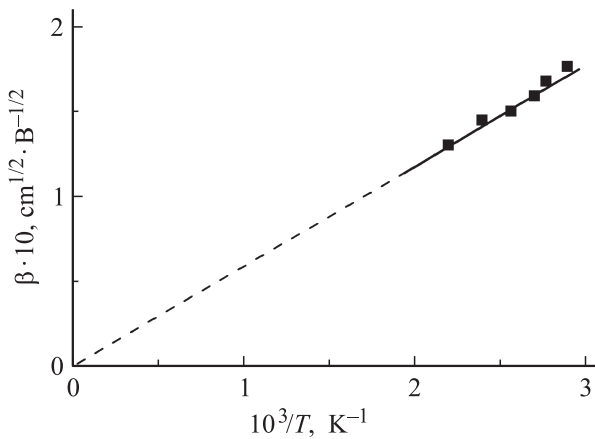


Рис. 4. Зависимость коэффициента β от обратного значения температуры $1/T$.

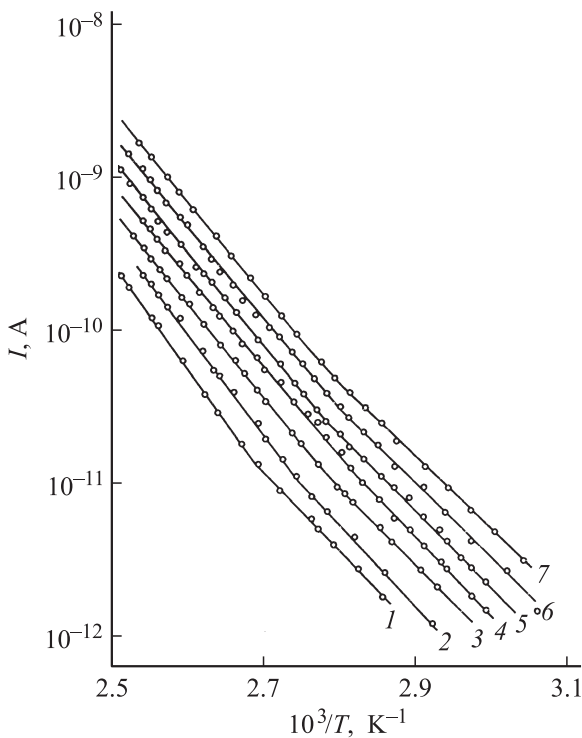


Рис. 5. Температурные зависимости тока при различных напряжениях V , В: 1 — 40, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 130, 5 — 180, 6 — 220, 7 — 270.

Монокристаллы $MnGa_2Se_4$ являются высокоомными полупроводниками (удельное сопротивление $\rho \sim 10^{10} - 10^{12}$ Ом·см при 300 К в зависимости от режима выращивания монокристаллов), и измерение электропроводности при температурах ниже комнатной довольно затруднительно. Отметим также, что до сих пор отсутствуют данные об эффекте Холла в этих кристаллах. Поэтому измерение тока в монокристаллах $MnGa_2Se_4$ осуществлялось в интервале температур $T = 284 - 400$ К.

Результаты измерений температурной зависимости тока при различных напряжениях представлены на рис. 5. Основные особенности заключаются в следующем: в координатах $\lg I = f(10^3/T)$ зависимость состоит из двух участков, которые плавно переходят друг в друга. При высоких температурах (380–400 К) энергия активации носителей тока с ростом приложенного к образцу напряжения уменьшается. В интервале температур 284–300 К энергия активации носителей тока не зависит от напряжения, приложенного к образцу.

Для различных образцов энергия активации, определенная из зависимости $\lg I$ от $10^3/T$, для высокотемпературного участка в зависимости от электрического поля составляет $E_t = 1.20 - 1.24$ эВ. Энергия активации, определенная из низкотемпературного участка зависимости $\lg I$ от $10^3/T$, равна $E_t = 0.4 - 0.7$ эВ.

Учитывая выводы теории [8], на основании полевой зависимости энергии активации носителей тока можно получить выражение, связывающее изменение E_t в электрическом поле с концентрацией ловушек N_t .

В [8] получено выражение, связывающее критический радиус ρ_0 электронной орбиты, с которой электрон ионизуется совместным действием температуры и электрического поля, с диэлектрической проницаемостью ϵ :

$$\rho_0 = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0kT}. \tag{9}$$

Здесь Z — кратность ионизации ловушек. Если известна величина ρ_0 , можно оценить N_t через соответствующий объем V_0 по формуле

$$N_t = \frac{1}{V_0} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\rho_0^3}. \tag{10}$$

Критический радиус ρ_0 легко можно определить на основании экспериментальных данных по зависимости $E_t(F)$. С этой целью пишем выражения для энергии активации при значениях электрического поля F_1, F_2 ,

$$E_t(F_{1,2}) = E(0) - \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0} F_{1,2}},$$

и затем ρ_0 находим согласно следующему выражению:

$$\rho_0 = \frac{[E_t(F_1) - E_t(F_2)]^2}{8ekT(\sqrt{F_2} - \sqrt{F_1})^2}. \tag{11}$$

С учетом (11) получим концентрацию ловушек N_t :

$$N_t = \frac{3}{4\pi} \frac{(F_2^{1/2} - F_1^{1/2})^3}{[E_t(F_1) - E_t(F_2)]^3}.$$

По формуле (9) для концентрации глубоких ловушек в монокристаллах $MnGa_2Se_4$ найдена величина $N_t = 10^{14}$ см⁻³.

Список литературы

- [1] R. Cadenas, M. Quintero, E. Quintero, R. Tovar, M. Morocoima, J. Gonzalez, J. Ruiz, J.M. Broto, H. Rakoto, J.C. Woolley, G. Lamarche. *Physica B: Condens. Matter*, **346–347**, 413 (2004).
- [2] M. Morocoima, M. Quintero, E. Quintero, J. González, R. Tovar. *J. Appl. Phys.*, **100** (5), 053 907 (2006).
- [3] A. Quintero, P. Barreto, P. Grima, R. Tovar, E. Quintero, G. Sanchez Porras, J. Ruiz, J.C. Woolley, G. Lamarche, A.-M. Lamarche. *Mater. Res. Bull.*, **34**, 2263 (1999).
- [4] N.N. Niftiev. *Intermetallics*, **11** (9), 975 (2003).
- [5] J. González, R. Rico, E. Calderón, M. Quintero, M. Morocoima. *Phys. Status Solidi B*, **211** (1), 46 (1999).
- [6] P. Alonso-Gutiérrez, M.L. Sanjuán. *Phys. Rev. B*, **78** (4), 045 212 (2008).
- [7] W. Mehl, J.M. Hale. *Adv. Electrochem. and Electrochem. Engin.* (ed. by P. Delahay, C.W. Tobias), **6**, 399 (1967).
- [8] J.S. Bonham, L.E. Lyons. *Aus. J. Chem.*, **26** (3), 489 (1973).
- [9] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. *ФТП*, **10** (10), 1839 (1976).
- [10] Н.И. Бакарева, Л.Г. Парицкий, Н.Л. Тихомирова. *ФТП*, **11**, 1143 (1977).
- [11] К. Као, В. Хуанг. *Перенос электронов в твердых телах* (М., Мир, 1984) ч. 1 и 2.
- [12] В.К. Малиновский, О.А. Гулаев, В.А. Гусев, С.И. Даменко. *Фотоиндукционные явления в силикатах* (Новосибирск, Наука, 1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Voltage–current characteristics of MnGa₂Se₄ compounds

B.G. Tagiev⁺, O.B. Tagiev^{+*}, S.G. Asadullayeva⁺, Q.Y. Eyyubov⁺

⁺ Institute of Physics,
National Academy of Sciences of Azerbaijan
AZ-1143 Baku, Azerbaijan

^{*} Baku Branch of Moscow State University
named after M.V. Lomonosov,
AZ-1143 Baku, Azerbaijan

Abstract In the work, the results of voltage–current investigations of monocrystalline samples MnGa₂Se₄ are represented. The study has been made in the electric fields range from the fulfilling the Ohm law to 10 V/cm within the temperature range 300–400 K. The experimental data have been discussed in the limits of the theory considering injection contact phenomena and field ionization of traps due to Poole–Frenkel effect.