

©1995 г.

ИНЖЕКЦИЯ И ПОЛЕВАЯ ИОНИЗАЦИЯ ЛОВУШЕК В МОНОКРИСТАЛЛАХ MnGa_2Se_4

Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, Н.Н. Мусаева

Институт физики Академии наук Азербайджана,

370143, Баку, Азербайджан

(Получена 18 октября 1993 г. Принята к печати 12 октября 1994 г.)

В работе изучены явления инжекции и полевой ионизации ловушек в монокристаллах MnGa_2Se_4 с удельным сопротивлением $10^9 \div 10^{10}$ Ом·см, прямой шириной запрещенной зоны $E_{gd} = 2.56$ эВ и непрямой $E_{gi} = 2.12$ эВ, полученных методом химических транспортных реакций.

На основе исследования вольт-амперных характеристик структур $\text{In-MnGa}_2\text{Se}_4\text{-In}$ в электрических полях до 10^5 В/см в интервале температур $180 \div 360$ К и температурной зависимости электропроводности определены следующие параметры: концентрация носителей тока у катода $n_{k0} = 5.5 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^8$ см⁻³, энергия квазиуровня Ферми $E_F = 0.6$ эВ, концентрация ловушек $N_t = 1.2 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, расстояние от ловушки до максимума потенциального барьера $r_m = 3.7 \cdot 10^{-6}$ см, длина свободного пробега электрона $\lambda = 4.7 \cdot 10^{-6}$ см.

Установлено, что в электрических полях меньше 10^3 В/см имеет место монополярная инжекция носителей тока, которые захватываются глубокими ловушками, а в сильных электрических полях происходит ионизация этих ловушек.

Введение

Изучение явлений инжекции и полевой ионизации в высокоомных кристаллических и некристаллических полупроводниках, а также в структурах на их основе дает ценную информацию о механизмах переноса заряда, ловушках и их важнейших параметрах [1-6]. Обычно указанные явления исследуются в полупроводниках с омическими и неомическими контактами в планарном варианте и сэндвич-исполнении, в интервале электрических полей до пробоя и при различных температурах [7-10].

Монокристаллы MnGa_2Se_4 являются высокоомными (удельное сопротивление $\rho \simeq 10^9 \div 10^{10}$ Ом·см), фоточувствительными (увеличение проводимости равно $10^2 \div 10^3$ при 100 лк) широкозонными полупроводниками (прямая ширина запрещенной зоны $E_{gd} = 2.77$ эВ, непрямая

$E_{gi} = 2.24 \text{ эВ}$) и обладают эффективной фотолюминесценцией [11]. В проявлении этих интересных особенностей важную роль играют ловушки, которые в достаточном количестве имеются в запрещенной зоне монокристаллов MnGa_2Se_4 .

С целью выяснения механизма переноса заряда, определения подвижности носителей тока и их концентрации, параметров ловушек (энергии активации, концентрации и др.) в монокристаллах MnGa_2Se_4 изучены явления инжекции и полевой ионизации ловушек путем исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур $\text{In-MnGa}_2\text{Se}_4\text{-In}$ в электрических полях до 10^5 В/см в интервале температур $180 \div 360 \text{ К}$.

Результаты измерений

Монокристаллы соединения MnGa_2Se_4 были получены методом газотранспортной реакции [11,12], а в качестве носителя использовался йод. Омические контакты к монокристаллическим образцам создавались сплавлением индия. Площадь электродов составляла $(2 \div 4) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, а расстояние между ними — $(1 \div 2) \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Структуры $\text{In-MnGa}_2\text{Se}_4\text{-In}$ были изготовлены в сэндвич-исполнении.

Типичные для всех исследуемых структур ВАХ в двойном логарифмическом масштабе приведены на рис. 1. При изменении электрического поля от 1 до 10^5 В/см ток, проходящий через структуры, увеличивается от $4 \cdot 10^{-13}$ до $3 \cdot 10^{-7} \text{ А}$. С понижением температуры ВАХ смещаются в сторону высоких напряжений. Из рис. 1 видно, что ВАХ состоят из сублинейного ($1 \div 10^2 \text{ В/см}$), линейного ($10^2 \div 10^3 \text{ В/см}$) и квадратичного ($10^3 \div 10^4 \text{ В/см}$) участков, а при полях больше 10^4 В/см наблюдается резкий рост тока.

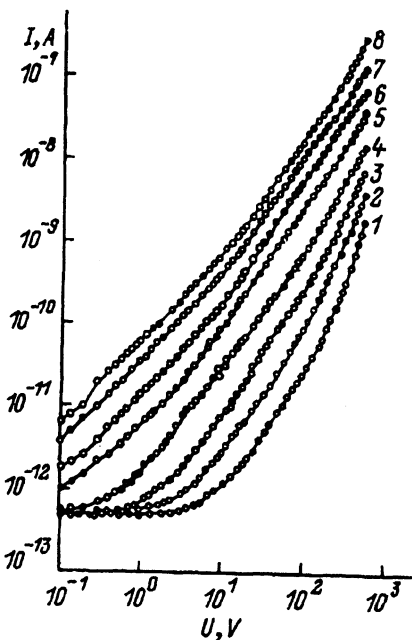


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика монокристалла MnGa_2Se_4 толщиной $L = 130 \text{ мкм}$ при температурах $T, \text{ К}$: 1 — 184, 2 — 210, 3 — 230, 4 — 259, 5 — 294, 6 — 320, 7 — 340, 8 — 360.

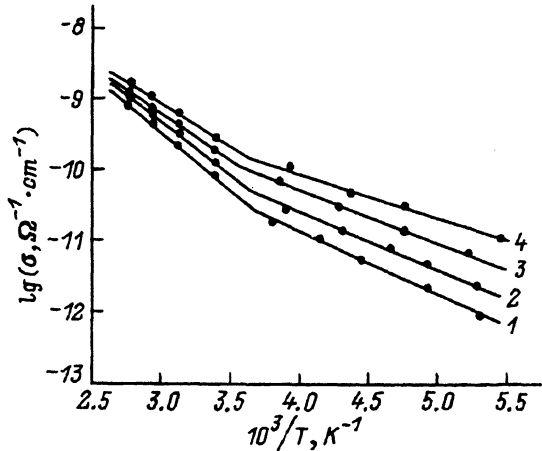


Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности монокристалла MnGa_2Se_4 при напряжениях U , В: 1 — 34, 2 — 130, 3 — 300, 4 — 500.

Температурные зависимости тока (или электропроводности) монокристаллов MnGa_2Se_4 были измерены при различных электрических полях, включая область выполнения закона Ома и нелинейный участок ВАХ. На зависимости $\lg \sigma$ от $10^3/T$ (рис. 2) выделяются два участка — низкотемпературный ($180 \div 273$ К) и высокотемпературный ($273 \div 380$ К). Наклон обоих участков, т.е. энергия активации ловушек (E_t), с ростом электрического поля уменьшается. Нетрудно заметить, что E_t для высокотемпературного участка зависимости $\lg \sigma$ от $10^3/T$ быстрее уменьшается с ростом электрического поля, чем для низкотемпературного участка.

Обсуждение результатов измерений

Выяснение механизмов изменения тока в монокристаллах MnGa_2Se_4 в зависимости от электрического поля требует для различных участков ВАХ количественно и качественно проверить справедливость соответствующих теорий. С этой целью широко используется дифференциальный метод анализа стационарных ВАХ [3,4,9]. В [3,9] развиты теоретические основы метода инжекционной спектроскопии. Исследование ВАХ полупроводниковых структур в широком интервале электрических полей позволяет определить энергию активации и концентрацию ловушек, время жизни неосновных носителей тока в приконтактной области, в объеме и другие параметры [3,9,13].

Полученные для структур $\text{In-MnGa}_2\text{Se}_4\text{-In}$ результаты анализировались на основе зависимости показателя степени при описании ВАХ как $I \sim U^\alpha$ от напряжения и тока [9,13]:

$$\alpha(U, I) = \frac{d \lg I}{d \lg U} = \frac{U}{I} \frac{dI}{dU}. \quad (1)$$

В [14] показано, что характер изменения α с напряжением (током) является определяющим при идентификации различных физических механизмов электропроводности в зависимости от величины электрического поля. Особые точки на зависимости $\alpha(U, I)$ позволяют определить основные параметры полупроводников. Авторами [9] получены

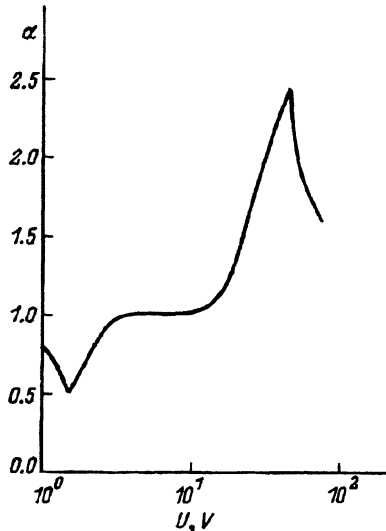


Рис. 3. Зависимость α от U при $T = 230$ К для образца монокристалла MnGa_2Se_4 .

выражения, которые аналитически связывают для особых точек величины α с напряжением, током и параметрами полупроводников. На основе экспериментальных данных, приведенных на рис. 1, при различных температурах определены величины α . Зависимость $\alpha(U, I)$ при 230 К показана на рис. 3. Видно, что кривая при $U_{\min} = 1.5$ В ($I_{\min} = 9.35 \cdot 10^{-13}$ А) проходит через минимум $\alpha_{\min} = 0.5$, а при $U_{\max} = 42.5$ В ($I_{\max} = 7 \cdot 10^{-11}$ А) через максимум $\alpha_{\max} = 2.43$.

Наличие минимума на зависимости $\alpha(U, I)$ позволило определить концентрацию носителей тока у катода n_{k0} , прозрачность D_k^* контактной области, положение квазиуровня Ферми E_F [14]:

$$n_{k0} = \frac{\exp \{ \sqrt{1 - \alpha_{\min}} (\sqrt{1 - \alpha_{\min}} - 1) \}}{1 - \sqrt{1 - \alpha_{\min}}} \frac{I_{\min} L}{e \mu S U_{\min}},$$

$$D_k^* = \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_{\min}}}{\sqrt{1 - \alpha_{\min}}} \frac{\mu U_{\min}}{L U_n}, \quad E_F = kT \ln \left[\frac{N_c}{n_{k0}} \right], \quad (2)$$

где $U_n = \sqrt{8kT/\pi m^*}$ — средняя тепловая скорость электронов, m^* — их эффективная масса, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, L — толщина образца, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Можно также оценить скорость поверхностной рекомбинации (S_k), энергию активации глубоких уровней (E_t) и время жизни носителей заряда (τ) по отношению к рекомбинационному уровню как

$$S_k = \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_{\min}}}{4\sqrt{1 - \alpha_{\min}}} \frac{\mu U_{\min}}{L}, \quad (3)$$

$$E_t = kT \ln \left[2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{3(1 + \alpha_{\min}) e \mu S U_{\min}}{2\alpha_{\min}^2 (5 - 8\alpha_{\min}^2) L I_{\min}} \right], \quad (4)$$

$$\tau = \frac{3L^2\sigma_0}{32(1 - \alpha_{\min})^2\mu I_{\min}}, \quad (5)$$

где σ_0 — проводимость в омической области ВАХ, h — постоянная Планка, μ — подвижность носителей заряда. При оценке параметров по формулам (2)–(5) использованы значения подвижности электронов $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и эффективной массы $0.5m_e$.

Путем подстановки экспериментальных величин, входящих в формулы (2)–(5), сделаны следующие оценки: $n_{k0} = 5.5 \cdot 10^6 \div 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $D_k = 10^{-5} \div 10^{-4}$, $E_F = 0.6 \text{ эВ}$, $S_k = 1.65 \text{ м/с}$, $E_t = 0.37 \text{ эВ}$, $\tau = 6 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Появление максимума на зависимости $\alpha(U, I)$ в монокристаллах MnGa_2Se_4 требует выяснения механизма токопрохождения в области скачков тока, имеющих место в электрических полях выше 10^3 В/см . В этих областях электрических полей нелинейную зависимость между током (электропроводностью) и напряжением можно объяснить монополярной и двойной инжекцией, полевой ионизацией ловушек и другими механизмами [9]. Это может привести к качественно аналогичным ВАХ (степенные по U участки, разделяемые скачками тока). Для разграничения механизмов электропроводности полупроводников в электрических полях в [9] введен дискриминационный коэффициент Q_{\max} , который определяется как отношение концентрации пространственного заряда к концентрации свободных носителей тока,

$$Q_{\max} = \frac{(2\alpha_{\max} - 1)^2(\alpha_{\max} - 1)}{\alpha_{\max}^3} \varepsilon \varepsilon_0 \mu \frac{U_{\max}^2}{4\pi j_{\max} L^3}, \quad (6)$$

где ε_0 — электрическая постоянная, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, относящаяся к электронной поляризации, т.е. $\varepsilon = n^2$ (n — коэффициент преломления света), j_{\max} — максимальное значение плотности тока. При анализе полученных данных подвижность носителей тока считаем не зависящей от электрического поля.

Показано, что для полевой ионизации, монополярной и двойной инжекции выполняются условия $Q_{\max} < 4\alpha_{\max}$, $Q_{\max} \geq 1$, $Q_{\max} \leq 1$ соответственно. В случае полевой ионизации получено следующее выражение:

$$Q_{\max} = \frac{(2\alpha_{\max} - 1)^2(\alpha_{\max} - 1)}{(\alpha_{\max} + 1)^2}. \quad (7)$$

Если подставить величину $\alpha_{\max} = 2.43$ для монокристаллов MnGa_2Se_4 в (7), получим $Q_{\max} = 1.8$. Это означает, что условия полевой ионизации $Q_{\max} \leq 4\alpha_{\max}$ и монополярной инжекции $Q_{\max} \geq 1$ для монокристалла MnGa_2Se_4 выполняются. Поэтому с целью выяснения механизма полевой ионизации в исследуемых образцах монокристаллов MnGa_2Se_4 ВАХ, приведенные на рис. 1, анализировались в различных моделях, в том числе в соответствии с теорией эффекта Пула–Френкеля (ЭПФ) [15],

$$j(E) = \sigma(0) F e^{\beta\sqrt{F}}, \quad (8)$$

где $\sigma(0)$ — электропроводность при $F = 0$ или в области выполнения закона Ома, $j(F)$ — плотность тока при $F \neq 0$, β — коэффициент Френкеля, который зависит от природы материала и температуры,

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\varepsilon\varepsilon_0}}. \quad (9)$$

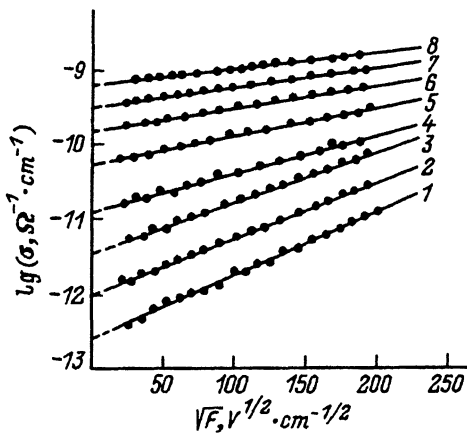


Рис. 4. Зависимость $\lg \sigma$ от \sqrt{F} для монокристалла MnGa_2Se_4 при различных температурах. Номера кривых те же, что на рис. 1.

Здесь e — заряд электрона.

Дифференцируя (4) по F , найдем максимальное электрическое поле или напряжение, при котором наблюдается скачок тока:

$$F_{\max} = \frac{4(kT)^2 \pi \epsilon \epsilon_0}{e^3} \quad \text{или} \quad U_{\max} = \frac{4(kT)^2 \pi \epsilon \epsilon_0}{e^3} L. \quad (10)$$

Учитывая (10) в (6), получим выражение для дискриминационного коэффициента в случае, когда полевая ионизация обусловлена ЭПФ:

$$Q_{\max} = \frac{(2\alpha_{\max} - 1)^2 (\alpha_{\max} - 1) (kT)^2 (\epsilon \epsilon_0)^2}{\alpha_{\max}^3 e^4 \mu n_{\max} L}. \quad (11)$$

На рис. 4 приведена зависимость $\lg \sigma = f(\sqrt{F})$ для образцов монокристаллов MnGa_2Se_4 при различных температурах. Видно, что между $\lg \sigma$ и \sqrt{F} существует линейная зависимость, которая наблюдается в интервале электрических полей $10^3 \div 5 \cdot 10^4$ В/см. С понижением температуры наклон β прямых $\lg \sigma = f(\sqrt{F})$ увеличивается. Экспериментальные β , определенные при разных температурах, подтвердили справедливость формулы (9). По экспериментальной величине β оценена величина ϵ в соединении MnGa_2Se_4 , она оказалась равной 8.

Выше отмечалось, что наклон прямых $\lg \sigma = f(10^3/T)$, т.е. E_t (рис. 2), с ростом электрического поля уменьшается. Уменьшение E_t с ростом F в соответствии с теорией ЭПФ [15] определяется формулой

$$E_t(F) = E_t(0) - \sqrt{\frac{e^3 F}{\pi \epsilon \epsilon_0}}, \quad (12)$$

где $E_t(0)$ — энергия активации ловушек в омической области ВАХ. Зависимость E_t от F в координатах $E_t = f(\sqrt{F})$ показана на рис. 5. Экстраполяцией прямых $E_t = f(\sqrt{F})$ к $F = 0$ найдена энергия активации ловушек 0.35 и 0.2 эВ для высокотемпературного и низкотемпературного участков зависимости $\lg \sigma$ от $10^3/T$.

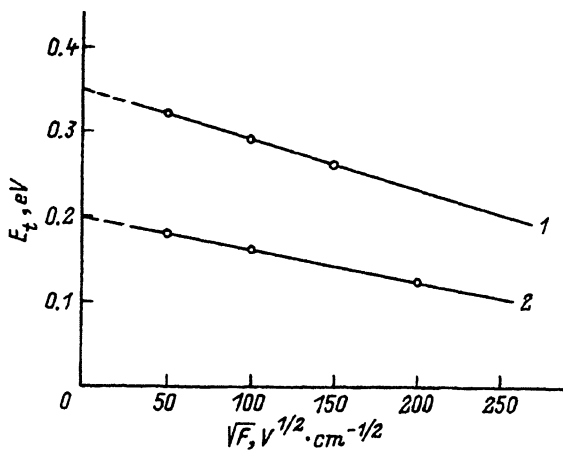


Рис. 5. Зависимость от \sqrt{F} энергии активации ловушек E_t , определенной по зависимости $\lg \sigma \sim 1/T$ в высокотемпературной части (1) и низкотемпературной части (2).

В [16] отмечается, что ЭПФ имеет место тогда, когда минимальное расстояние между ловушками равно расстоянию от ловушки до максимума потенциального барьера $r_m = \sqrt{e/\pi\epsilon\epsilon_0 F_{cr}}$. Это условие соответствует концентрации ловушек

$$N_t \approx 1/(2r_m)^3 = (\pi\epsilon\epsilon_0 F_{cr} e^{-1})^{3/2}. \quad (13)$$

В выражениях для r_m и $N_t F_{cr}$ — минимальная величина электрического поля, при котором наблюдается ЭПФ. Для оценки N_t по формуле (13) необходимо знать ϵ . Однако, определяя коэффициент Френкеля β при разных температурах, можно видоизменить выражение для N_t , и тогда получим

$$N_t = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{2e}{kT\beta} F_{cr}^{1/2} \right)^3. \quad (14)$$

В [17] найдена связь между критическим радиусом центра захвата и уменьшением высоты потенциального барьера (см. (12)). Принимая во внимание линейную зависимость между E_t и \sqrt{F} , согласно формуле (12) получаем выражение для N_t в следующем виде:

$$N_t = \frac{3}{4\pi} \frac{e^3 F_{cr}^{3/2} (F_2^{1/2} - F_1^{1/2})^3}{(E'_t - E''_t)^3}, \quad (15)$$

где F_1 и F_2 — напряженности электрического поля, при которых энергии активации ловушек равны E'_t и E''_t соответственно. Из расчета по формулам (13)–(15) для концентрации ловушек получены значения $N_t = 1.2 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эти результаты хорошо совпадают с расчетами до теории инжекционно-контактных явлений [3] и токов, ограниченных пространственным зарядом [1,2,4].

Согласно выражению (12), сущность теории ЭПФ заключается в уменьшении энергии активации ловушек E_t на величину $\sqrt{e^3 F/\pi\epsilon\epsilon_0}$. Кроме выполнения этого условия необходимо, чтобы электрон сохранил энергию, когда он минует максимум потенциальной ямы в электрическом поле и претерпит взаимодействие с тепловыми колебаниями решетки. Это условие может иметь место в случае, если длина свободного пробега электрона $\lambda > r_m$ [5,18,19].

Принимая во внимание выводы [18,19], мы получили следующее выражение для оценки длины свободного пробега: $\lambda = \rho kT/2eF_{cr}$. Подставляя в выражения для r_m и λ значение $\beta = 1.38 \cdot 10^{-2} \text{ В}^{-1/2} \cdot \text{см}^{1/2}$, $T = 230 \text{ К}$, $F_{cr} = 10^3 \text{ В/см}$, получим для монокристаллов MnGa_2Se_4 $r_m = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и $\lambda = 4.7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$.

Таким образом, в интервале температур $180 \div 300 \text{ К}$ и в электрических полях меньше 10^3 В/см имеет место монополярная инжекция носителей тока, которые захватываются глубокими ловушками, а в сильных электрических полях ($10^3 \div 5 \cdot 10^4 \text{ В/см}$) происходит ионизация этих ловушек.

Список литературы

- [1] Ю.С. Рябинкин. ФТТ, **6**, 10, 2989 (1964).
- [2] М.А. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., 1973).
- [3] A. Rizzo, G. Micocci, A. Terore. J. Appl. Phys., **48**, 3415 (1977).
- [4] А.Н. Зюганов, С.В. Свечников. *Инжекционно-контактные явления в полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [5] К. Као, В. Хуанг. *Перенос электронов в твердых телах* (М., Мир, 1988).
- [6] В.В. Квасков. *Полупроводниковые приборы с биполярной проводимостью* (М., 1988).
- [7] C. Manfredotti, C. Deblosi, S. Galossini, G. Micocci, L. Rucciero, A. Terore. Phys. St. Sol. (a), **36**, 569 (1976).
- [8] S. Nespurek, J. Sworakowski. Phys. St. Sol. (a), **41**, 619 (1977).
- [9] А.Н. Зюганов, С.В. Свечников, А.Ю. Тхорин, Е.П. Шульда. УФЖ, **3**, 21 (1977).
- [10] В.В. Дянкин, А.Н. Зюганов, А.С. Смертенко, И.С. Хилимова. В сб.: *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника* (Киев, Наук. думка, 1987) вып. 11.
- [11] Г.М. Нифтиев, О.Б. Тагиев, Э.З. Зейналов, Б.Д. Алиев. ФТП, **25**, 704 (1991).
- [12] R. Rimet, R. Buder, C. Schlenber, R. Rognes, J.U. Zanchetta. Sol. St. Commun., **37**, 693 (1981).
- [13] Н.И. Глушенко, А.Н. Зюганов, Е.П. Скидан, П.В. Чигаркова. Изв. вузов СССР. Физика, вып. 2 (1981).
- [14] А.Н. Зюганов, А.М. Иванов, С.В. Свечников. Электрон. моделирование, **12**, 6 (1990).
- [15] Y.I. Frenkel. Phys. Rev., **54**, 657 (1938).
- [16] R.M. Hill. Phil. Mag., **23**, 59 (1971).
- [17] О.В. Тагиев, Г.А. Касимова. Phys. St. Sol. (a), **128**, 167 (1991).
- [18] Н.Г. Волков, В.К. Ляпидевский. ФТТ, **14**, 1337 (1972).
- [19] А.И. Губанов. ЖТФ, **24**, 308 (1954).

Редактор Л.В. Шаронова

Injection and field ionization of traps in MnGa_2Se_4 single crystals

B.G. Tagiev, O.B. Tagiev, N.N. Musaeva

Institute of Physics, Academy of Sciences of Azerbaijan, 370143 Baku, Azerbaijan