

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ MnGaInS₄

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

Азербайджанский государственный педагогический университет им. Н. Туси
(Получена 6.04.1992. Принята к печати 1.06.1992)

В слоистом полумагнитном полупроводнике MnGaInS₄ исследованы температурная зависимость электропроводности и вольт-амперные характеристики в различных условиях. Показано, что ток в нелинейной области вольт-амперной характеристики обусловлен монополярной инжекцией и полевым эффектом. Определены энергии залегания и концентрации ловушек для электронов, а также потенциальной ямы.

В последние годы полумагнитные полупроводники стали объектом многих исследований из-за необычного сочетания полупроводниковых и магнитных свойств [1, 2]. Среди магнитных полупроводников имеется широкий класс полупроводниковых соединений на основе системы AB₂X₄^{VI} (A — Mn, Co, Fe, Ni; B^{III} — Ga, In; X^{VI} — S, Se, Te) [3–6]. Эти соединения перспективны для создания на их основе лазеров, модуляторов света, фотодетекторов и других функциональных устройств, управляемых магнитным полем. В [7] при соотношении 1 : 1 шпинельной структуры CoIn₂S₄ (пространственная группа *Fd3m*) и тетрагональной структуры CoGa₂S₄ (пространственная группа *I4*) получены новые слоистые полумагнитные полупроводники состава CoGaInS₄ и исследованы их структурные и магнитные свойства. Факт образования слоистых соединений при взаимодействии полумагнитных полупроводниковых соединений побудил нас попытаться получить слоистые полумагнитные полупроводники на основе других переходных элементов. При изучении диаграммы состояний системы MnGa₂S₄—MnIn₂S₄ нами обнаружено слоистое соединение MnGaInS₄.

В настоящей работе приводятся результаты исследования температурной зависимости электропроводности σ (T) и вольт-амперных характеристик (ВАХ) в монокристаллах MnGaInS₄.

Монокристаллы MnGaInS₄ были получены методом Бриджмена. Рентгенографические исследования показали, что MnGaInS₄ кристаллизуется в структуре однопакетного политипа ZnIn₂S₄ [8] с параметрами кристаллической решетки $a = 3.81$; $c = 12.17$ Å; $z = 1$, пространственная группа *P3m1*. Для измерения ВАХ контакты к образцам создавались сплавлением индия к противоположным поверхностям (сэндвич-структура). Расстояние между электродами изменялось в пределах 10÷150 мкм.

На рис. 1 представлены ВАХ структур In—MnGaInS₄—In при различных температурах. На ВАХ выявляются следующие участки: омический ($J \sim u$), квадратичный ($J \sim u^2$) и область резкого роста тока ($J \sim u^n$; $n = 3 \div 5$).

Для того чтобы выяснить механизм прохождения тока в области нелинейности, были исследованы ВАХ с различными межэлектродными расстояниями L . Установлено, что на зависимости плотности тока от межэлектродных расстояний для квадратичной области выполняется следующая закономерность $j \sim L^{-3}$ [9, 10].

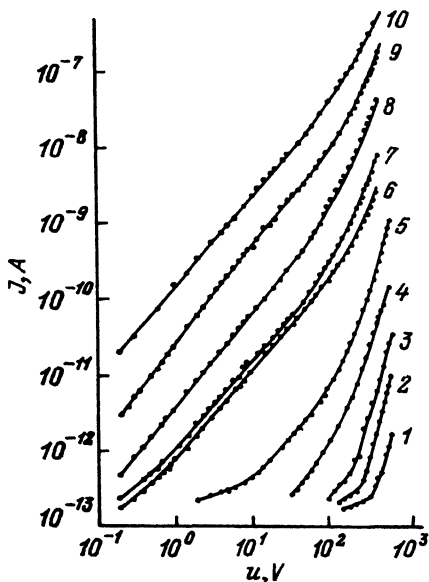


Рис. 1. Темновые ВАХ структур In—MnGaInS₄—In при различных температурах. T , К: 1—188, 2—215, 3—227, 4—245, 5—269, 6—294, 7—311, 8—336, 9—359, 10—380.

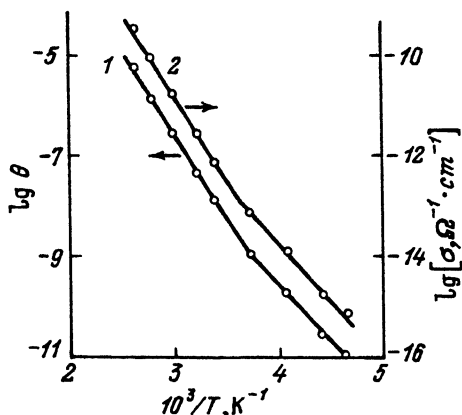


Рис. 2. Температурные зависимости фактора захвата θ (1) и проводимости σ (2) монокристаллов MnGaInS₄.

С другой стороны, для значения фактора захвата ($\theta = \frac{n_0}{n_t} = \frac{N_c}{gN_t} \exp \frac{E_c - E_t}{kT}$, где n_0 — концентрация свободных носителей), определенного из формулы

$$j = \frac{q}{8} \epsilon \epsilon_0 \mu \frac{\theta u^2}{L^3}, \quad (1)$$

выполняется условие $\theta \ll 1$. Выполнение вышеуказанных закономерностей для квадратичной области ВАХ позволяет заключить, что наличие квадратичной области связано с монополярной инжекцией [11]. После квадратичной области, при больших напряжениях, механизм прохождения тока обусловлен полевым эффектом. Обработка экспериментальных данных по формулам, соответствующим полевому эффекту, показала, что экспериментальные точки зависимости электропроводности от электрического поля хорошо укладываются в закономерности термополевой эмиссии Френкеля—Пула.

Глубина залегания и концентрация ловушек определены из температурных зависимостей фактора захвата $\theta(T)$ и электропроводности $\sigma(T)$ (рис. 2). При этом значения фактора захвата определены по формуле (1) и построены в координатах $\lg \theta \sim 10^3/T$ (рис. 2, кривая 1). Мы обнаружили две почти прямолинейные области. Из наклона прямых определена глубина залегания ловушек (0.45, 0.66 эВ), а по пересечению прямых $\lg \theta \sim 10^3/T$ с осью $10^3/T = 0$ найдены концентрации ловушек ($2.2 \cdot 10^{19}$; $2.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

Кривая 2 на рис. 2 показывает, что зависимость $\lg \sigma \sim 10^3/T$ состоит из двух прямых с различными наклонами. Наклон высокотемпературной части зависимости $\lg \sigma \sim 10^3/T$ с уменьшением T уменьшается более значительно, чем в низкотемпературной области. Энергии активации носителей тока в монокристаллах MnGaInS₄, определенные по этим наклонам, соответственно равны: $E_1 =$

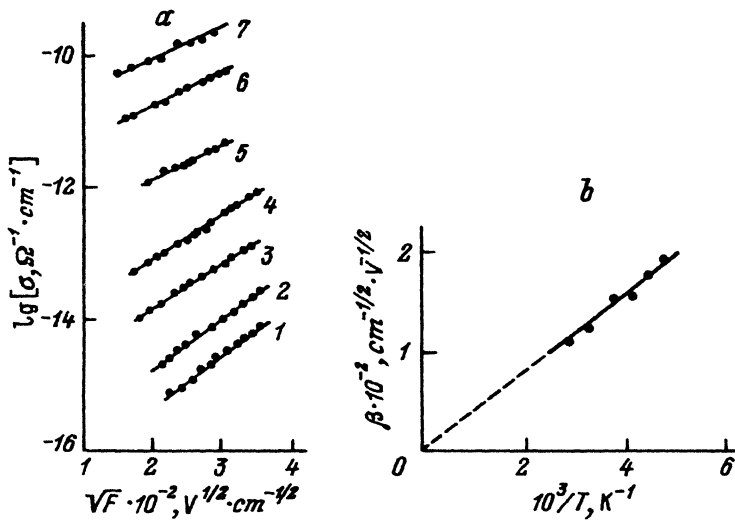


Рис. 3. *a* — зависимость электропроводности монокристаллов MnGaInS_4 от напряженности поля F при различных температурах. T , К: 1 — 215, 2 — 227, 3 — 245, 4 — 269, 5 — 294, 6 — 336, 7 — 359. *b* — температурная зависимость коэффициента Френкеля β .

$= 0.67$ эВ, $E_2 = 0.46$ эВ — при одном и том же напряжении электрического поля ($5.7 \cdot 10^4$ В/см).

На рис. 3, *a* для области резкого роста тока представлена зависимость электропроводности от электрического поля при различных температурах в координатах $\lg \sigma - \sqrt{F}$. Как известно, теория экспоненциального роста электропроводности с \sqrt{F} впервые выдвинута Френкелем [12]

$$\sigma = \sigma_0 \exp \beta \sqrt{F}; \quad (2)$$

β — коэффициент Френкеля:

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT \sqrt{\pi \epsilon \epsilon_0}}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, ϵ — диэлектрическая проницаемость монокристалла, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. По наклону прямых на рис. 3, *a* были определены значения β при различных температурах. Они заключены в пределах $(1 \div 2) 10^{-2} \text{ см}^{1/2} \text{ В}^{-1/2}$. С использованием экспериментальных значений из выражения (3) была определена диэлектрическая проницаемость ϵ , она равна 5.3.

Температурная зависимость β для монокристаллов MnGaInS_4 , определенная из зависимости $\lg \sigma$ от $F^{1/2}$ при различных температурах, приведена на рис. 3, *b*. Как видно из рисунка, наблюдается рост β с уменьшением температуры, при этом хорошо выполняется зависимость $\beta \sim 10^3/T$. Такое температурное изменение β согласуется с теорией Френкеля, и экстраполяция прямой $\beta \sim 10^3/T$, согласно формуле (3), приводит в начало координат.

В [13] показано, что минимальное значение электрического поля, соответствующего нелинейной зависимости $\sigma = f(F)$, содержит информацию о важнейшем параметре — концентрации дефектов, ответственных за термополевую ионизацию и проводимость кристаллов MnGaInS_4 . Согласно выражению

Рис. 4. Форма потенциальной ямы, связанной с электронной ловушкой в MnGaInS_4 .

$$N_t = \left(\frac{2e}{kT\beta} \sqrt{F_c} \right)^3, \quad (4)$$

располагая значениями минимального электрического поля F_c , при котором начинается зависимость σ от F , можно оценить концентрации ионизированных центров N_t в MnGaInS_4 . Получено $N_t = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Важное значение имеет определение формы потенциальной ямы. Функция $\varphi(x)$ — потенциальная энергия, зависящая от расстояния до примесного центра или же ловушки (x — расстояние вдоль направления приложенного поля), в присутствии поля изменяется [14]. Из [14, 15] следует, что

$$\varphi(x) = -\frac{kT\beta}{2} \sqrt{F}, \quad (5)$$

$$x = \frac{kT\beta}{2e} \frac{1}{\sqrt{F}}. \quad (6)$$

С использованием экспериментальных данных при помощи (5) и (6) определена форма потенциальной ямы в MnGaInS_4 , которая изображена на рис. 4.

Если известна форма кривой потенциальной энергии для взаимодействия с конкретным центром, тогда можно получить ценную информацию о структуре центров захвата.

Как указывается в работе [15], чтобы электрон покинул центр, должно выполняться условие: $\mathcal{E}_e > E_0 - \Delta U_0$. Необходимо, чтобы электрон сохранил энергию до того момента, когда он минует точку перевала, и не потерял бы ее при тепловых соударениях.

Это имеет место лишь в тех случаях, когда длина свободного пробега электрона больше эффективных размеров потенциальной ямы. При этом длина свободного пробега носителей тока будет определяться следующей формулой:

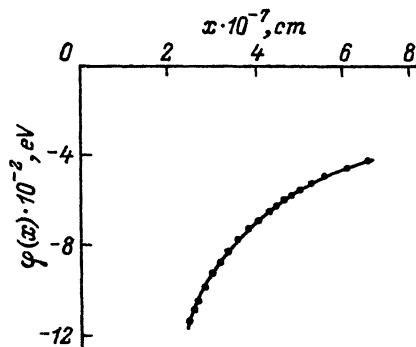
$$\lambda = \frac{1}{e} f(F_c) = \frac{kT\beta}{2e} \frac{1}{\sqrt{FkT}}. \quad (7)$$

Длина свободного пробега электрона в монокристаллах MnGaInS_4 , вычисленная на основе экспериментальных данных, согласно этой формуле, приблизительно равна $1.3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$.

Таким образом, на основе исследований ВАХ и $\sigma(T)$ показано, что ток в нелинейной области обусловлен монополярной инжекцией и полевым эффектом. Определены энергии залегания и концентрации ловушек, а также форма потенциальной ямы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Э. Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников, 432. М. (1979).
- [2] Магнитные полупроводники. Тр. ФИАН СССР, т. 139, 172. М. (1982).
- [3] Т. Капотта, Н. Идо, Т. Капекко. J. Phys. Soc. Japan, 34, 554. (1973).
- [4] Б. К. Бабаева, П. Г. Рустамов, М. А. Алиджанов. Тез. доклад. Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение», 147, Кишинев (1976).
- [5] Р. Н. Бекембетов, Ю. В. Рудь, Н. А. Таиров. ФТП, 21, 1051 (1987).



- [6] Р. Н. Бекембетов, Г. А. Медведкин, В. Д. Прочухан, Ю. В. Рудь, М. А. Таиров. Письма ЖТФ, 13, 1040 (1987).
- [7] C. Battistoni, L. Gastaldi, G. Mattogno, M. G. Simeone, S. Viticoli. Sol. St. Commun., 61, 43 (1987).
- [8] F. Hulliger. In: Structural Chemistry of Layer—Type phases (ed. by F. Levi). (1976).
- [9] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах, 473. М. (1973).
- [10] К. Као, В. Хуанг. Перенос электронов в твердых телах, ч. 1, 350. М. (1984).
- [11] G. Roberts, W. Fred. Phys. Rev., 180, 785 (1969).
- [12] Я. И. Френкель. ЖЭТФ, 8, 1893 (1938).
- [13] Б. Г. Коломиец, Н. П. Калмыкова, Э. А. Лебедев, И. А. Таксами, В. Х. Шпунт. ФТП, 14, 726 (1980).
- [14] R. H. Hill. Phil. Mag., 23, 59 (1971).
- [15] Н. Г. Волков, В. К. Ляпидевский. ФТТ, 14, 1337 (1972).

Редактор Л. В. Шаронова
