

## О зависимости подвижности носителей тока от электрического поля в кристаллах моноселенида галлия

© А.Ш. Абдинов<sup>¶</sup>, Р.Ф. Бабаев<sup>¶¶</sup>, Р.М. Рзаев

Бакинский государственный университет,  
AZ-1148 Баку, Азербайджан

(Получена 17 октября 2011 г. Принята к печати 1 декабря 2011 г.)

При  $T = 77-350$  К,  $E \leq 2.5 \cdot 10^3$  В/см исследована зависимость подвижности носителей тока от электрического напряжения в чистых и легированных атомами гадолиния кристаллах моноселенида галлия с различным темновым удельным сопротивлением ( $\rho_{d.r.} \approx 10^4-10^8$  Ом·см при 77 К) и уровнем легирования ( $N = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$  ат%).

Установлено, что в области  $T \leq 150$  К в чистых высокоомных ( $\rho_{d.r.} \geq 10^4$  Ом·см) и слабо легированных ( $N \leq 10^{-2}$  ат%) кристаллах имеет место зависимость подвижности свободных носителей от приложенного к образцу электрического напряжения с  $E \geq 10^2$  В/см.

Выяснено, что эта зависимость не связана с разогревом носителей тока электрическим полем, а обусловлена стиранием дрейфовых барьеров за счет инжекции.

### 1. Введение

В [1–3] сообщалось о влиянии электрического поля ( $E$ ) различного типа (импульсного, низкочастотного и высокочастотного, а также постоянного) на электропроводность ( $\sigma$ ) в монокристаллах моноселенида галлия ( $p$ -GaSe). Предполагается, что обнаруженные при этом  $\sigma(E)$  в зависимости от внешних условий и типа воздействующего электрического поля, а также удельного темнового сопротивления ( $\rho_{d.r.}$ ) кристалла могут иметь различный механизм (могут объясняться эффектом Френкеля [1], разогревом носителей тока [2] или же стимуляцией проводимости электрическим полем [3]).

Нами установлено, что при низких температурах ( $T \leq 150$  К) в высокоомных кристаллах  $p$ -GaSe ( $\rho_{d.r.} \geq 10^4$  Ом·см при 77 К) под действием электрического напряжения, большего  $U_{VLT}$  (где  $U_{VLT}$  — напряжение, соответствующее предельному заполнению ловушек [4]), наблюдается зависимость  $\sigma(E)$  иного происхождения. Обнаруженная при этом зависимость  $\sigma(E)$ , хотя непосредственно и обусловлена изменением подвижности носителей тока ( $\mu$ ), однако не связана с их разогревом.

### 2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы срезались из выращенных по описанной в [5,6] методике крупных монокристаллических слитков чистого (специально не легированного) и легированного атомами гадолиния (Gd) кристаллов  $p$ -GaSe. Содержание Gd в кристаллах  $p$ -GaSe(Gd) контролировалось по атомарно-процентному содержанию вводимого перед процессом синтеза в шихту металлического Gd [6].

Удельное темновое сопротивление обеих групп (чистых и легированных) кристаллов при 300 К составляло  $\sim 10^2-10^3$  Ом·см, а концентрация дырок ( $p_0$ ) в

них равнялась  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. С понижением температуры до 77 К, хотя величина  $p_0$  не так уж сильно менялась, изменение (увеличение)  $\rho_{d.r.}$  для некоторых образцов достигло даже нескольких порядков величины и при 77 К в различных образцах чистых кристаллов  $p$ -GaSe составляло  $\sim 10^4-10^8$  Ом·см. В легированных кристаллах при 77 К с ростом  $N_{Gd}$  от  $10^{-5}$  до  $10^{-1}$  ат% значение  $\rho_{d.r.}$  сначала (при  $N_{Gd} < 10^{-4}$  ат%) увеличивается от  $\sim 10^9$  до  $\sim 10^{10}$  Ом·см, а далее (при  $N_{Gd} \approx 10^{-4}$  ат%), проходя через максимум ( $\rho_{d.r.} = 10^{10}$  Ом·см), постепенно уменьшается и при  $N_{Gd} \approx 10^{-1}$  ат% составляет  $\sim 10^3$  Ом·см.

При 77 К в зависимости от  $\rho_{d.r.}$  (в чистых кристаллах) и  $N_{Gd}$  (в легированных кристаллах) значение  $\mu$  для различных образцов менялось в пределах  $5 \cdot 10^{-1}-2.0 \cdot 10^2$  см<sup>2</sup>/В·с и, как правило, с ростом  $\rho_{d.r.}$  уменьшалось, а с  $N_{Gd}$ , меняясь немонотонно, получило свое максимальное значение при  $N_{Gd} \approx 10^{-1}$  ат%. С ростом температуры зависимость  $\mu$  от  $\rho_{d.r.}$  и  $N_{Gd}$  ослаблялась и при 300 К для обеих групп (чистых и легированных) кристаллов  $\mu$  составляло  $\sim 90-1000$  м<sup>2</sup>/В·с.

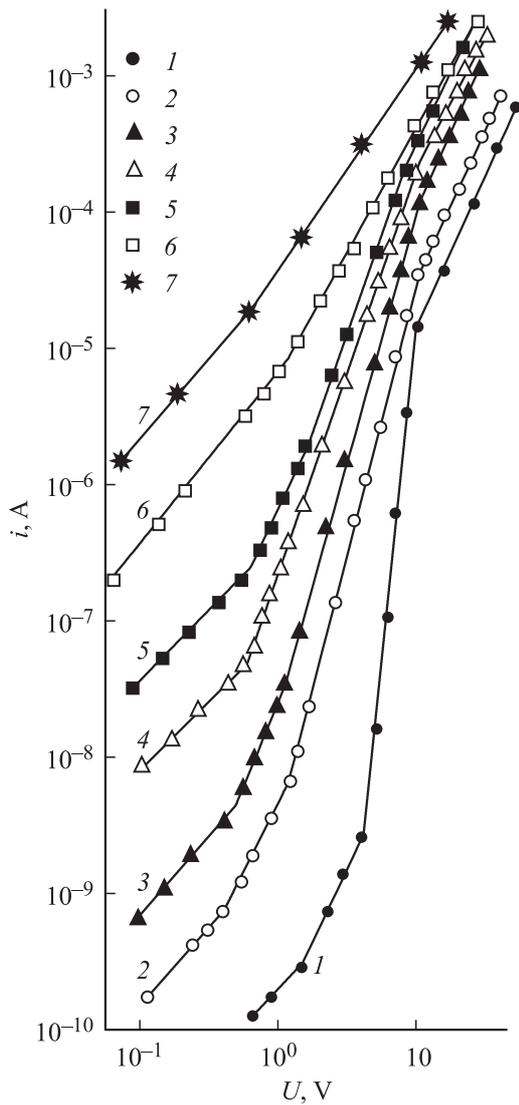
Следует отметить, что из-за определенных трудностей экспериментального проведения холловских измерений в высокоомных кристаллах при низких температурах в темноте величина подвижности носителей тока вычислялась по выражению [4]

$$\mu = \frac{id^3}{\epsilon U^2},$$

согласно теории Ламперта для инжекционных токов. Здесь  $i$  — ток через образец в „безловушечном“ квадратичном участке,  $U$  — соответствующее значение приложенного к образцу напряжения,  $d$  — расстояние между контактами,  $\epsilon = 8$  — диэлектрическая проницаемость селенида галлия. С этой целью снимались статические ВАХ изучаемых образцов при различных условиях. В связи с тем, что особенности ВАХ чистых и легированных Gd кристаллов моноселенида галлия неоднократно и подробно обсуждались в различных

<sup>¶</sup> E-mail: abdinov\_axmed@yahoo.com

<sup>¶¶</sup> E-mail: Babaeva-Rena@yandex.ru



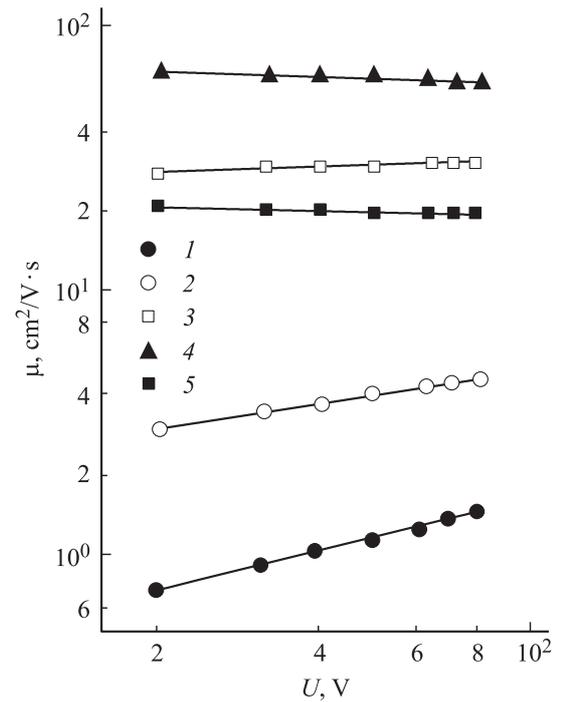
**Рис. 1.** Статическая ВАХ  $p$ -GaSe при различных температурах.  $T, K$ : 1 — 77, 2 — 120, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250, 6 — 300, 7 — 350.

работах [2,3,7], здесь считаем достаточным изобразить лишь один из характерных примеров (рис. 1).

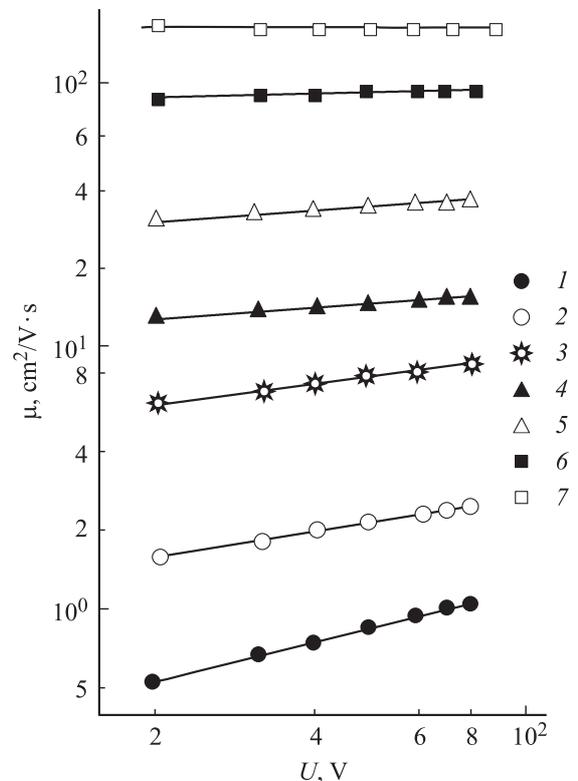
Инжектирующая способность контактов при различных условиях контролировалась по вольт-амперной характеристике (ВАХ), снятой на характериографе. В качестве контактных материалов использовались индий, олово, серебряная паста и аквадаг. Оказалось, что для изучаемых кристаллов при рассмотренных нами условиях самыми высокоинжектирующими являются индиевые контакты.

### 3. Экспериментальные результаты

Установлено, что при рассмотренных нами условиях (вплоть до  $E \approx 5 \cdot 10^3$  В/см) в изучаемых кристаллах зависимость  $\rho_0(E)$  неощутима. Однако в области



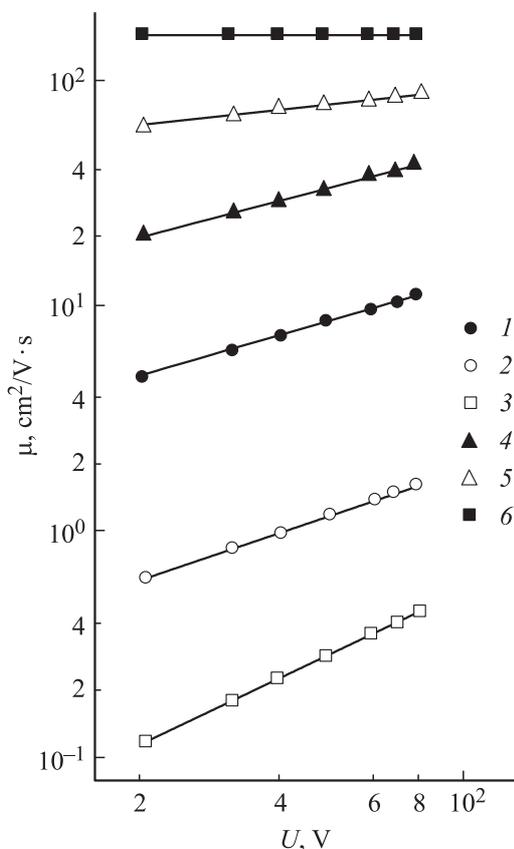
**Рис. 2.** Зависимость подвижности носителей тока от электрического напряжения в кристаллах  $p$ -GaSe при различных температурах.  $T, K$ : 1 — 77, 2 — 120, 3 — 200, 4 — 300, 5 — 400;  $\rho_{d.r.}^{77K} = 1.5 \cdot 10^8$  Ом · см.



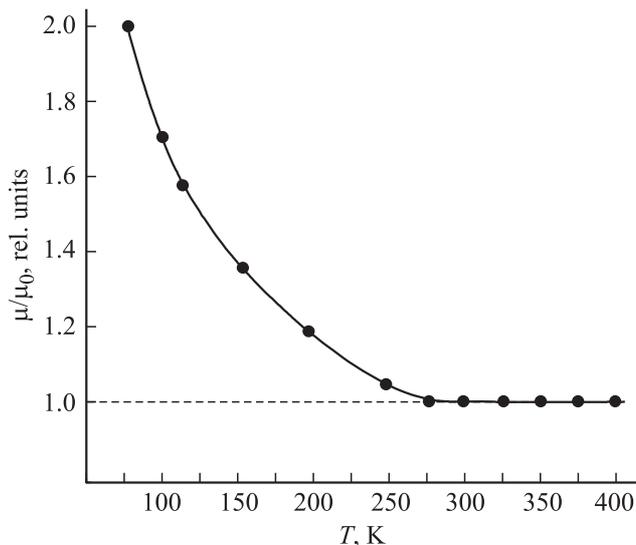
**Рис. 3.** Зависимость подвижности носителей тока от электрического напряжения в кристаллах  $p$ -GaSe с различным темновым удельным сопротивлением ( $\rho_{d.r.}$ ).  $T = 77$  К,  $E = 10^3$  В/см.  $\rho_{d.r.}^{77K}$ , Ом · см: 1 —  $1.5 \cdot 10^8$ , 2 —  $2 \cdot 10^7$ , 3 —  $9 \cdot 10^6$ , 4 —  $4 \cdot 10^6$ , 5 —  $9 \cdot 10^5$ , 6 —  $2 \cdot 10^5$ , 7 —  $2 \cdot 10^3$ .

$T \leq 150$  К при  $E \geq 10^2$  В/см (при сильных полях) в обеих группах (чистых и легированных) кристаллов имеет место заметная зависимость  $\mu(E)$ , и с ростом приложенного к образцу внешнего электрического напряжения  $\mu$  увеличивается (рис. 2–4). При этом величина  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}$  (где  $\mu_{mchf}$  и  $\mu_{mclf}$  — значения подвижности носителей тока при сильных и слабых электрических полях соответственно), помимо температуры (рис. 5), зависит также от  $\rho_{d.r.}$  (рис. 6, кривая 1),  $N_{Gd}$  (рис. 6, кривая 2) и инжектирующей способности контактов. С повышением инжектирующей способности контактов граничное значение напряженности поля ( $E_{cif}$ ), при котором начинает проявляться зависимость  $\mu(E)$ , уменьшается, а величина  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}$  увеличивается.

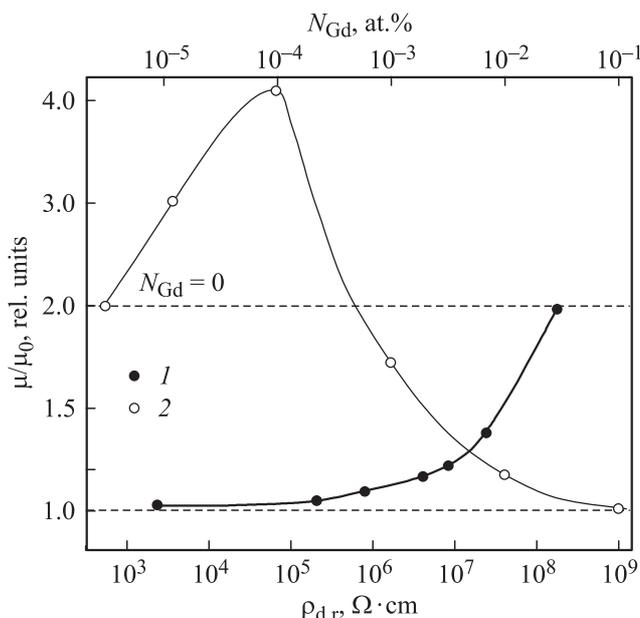
$\mu_{mchf}/\mu_{mclf}$  с повышением температуры уменьшается (рис. 5), с ростом  $\rho_{d.r.}$  — увеличивается (рис. 6, а) а с  $N_{Gd}$  — меняется немонотонно. Обращает на себя внимание также тот факт, что в обеих группах кристаллов зависимости  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}(E)$  и  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}(T)$ , как и зависимость плотности темнового тока ( $j_{dc}$ ) от температуры ( $T$ ) [7,8], имеют активационный характер. Наклон (энергия активации) температурной зависимости  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}(T)$  с ростом приложенного к образцу внешнего электрического напряжения уменьшается, а от  $N_{Gd}$  — зависит немонотонно. В кристаллах  $p$ -GaSe



**Рис. 4.** Зависимость подвижности носителей тока от электрического напряжения в кристаллах  $p$ -GaSe(Gd) с различным уровнем легирования.  $N_{Gd}$ , ат%: 1 — 0, 2 —  $10^{-5}$ , 3 —  $10^{-4}$ , 4 —  $10^{-3}$ , 5 —  $10^{-2}$ , 6 —  $10^{-1}$ .  $\rho_{d.r.}^{77K}$ , Ом·см: 1 —  $1.5 \cdot 10^8$ .



**Рис. 5.** Зависимость  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}$  от температуры в кристаллах  $p$ -GaSe (кривая 1) и  $p$ -GaSe(Gd) (кривая 2).  $\rho_{d.r.}^{77K}$ , Ом·см: 1 —  $1.5 \cdot 10^8$ .  $N_{Gd}$ , ат%: 1 — 0, 2 —  $10^{-3}$ ;  $E = 2.5 \cdot 10^3$  В/см.



**Рис. 6.** Зависимость  $\mu_{mchf}/\mu_{mclf}$  от удельного темнового сопротивления в кристаллах  $p$ -GaSe (кривая 1) и уровня легирования в кристаллах  $p$ -GaSe(Gd) (кривая 2).  $T = 77$  К,  $E = 2.5 \cdot 10^3$  В/см.

с  $\rho_{d.r.} < 10^3$  Ом·см (при 77 К), а также в кристаллах  $p$ -GaSe(Gd) с  $N_{Gd} \approx 10^{-1}$  ат% зависимость  $\mu(E)$  не наблюдается.

#### 4. Обсуждение

Переходя к обсуждению, прежде всего следует отметить, что обнаруженная нами в кристаллах моноселенида галлия зависимость  $\mu(E)$ , а также влияние на нее температуры, удельного темнового сопротивления и уровня

легирования кристалла в рамках теоретических представлений о подвижности носителей тока в кристаллических полупроводниках при слабых и сильных электрических полях [9,10] являются аномальными. Известно, что, согласно этим представлениям, зависимость  $\mu(E)$  при слабых электрических полях в полупроводниках не должна наблюдаться, а при сильных — может осуществляться лишь вследствие разогрева носителей тока электрическим полем. Однако обнаруженные нами влияния инжектирующей способности контактов, удельного темнового сопротивления и уровня легирования кристаллов на зависимость  $\mu(E)$ , а также ее специфический ход и низкое значение  $E_{\text{сif}}$  однозначно отвергают возможности механизма разогрева при рассмотренных условиях.

По-видимому, при этом прежде всего необходимо учесть влияние факторов, обусловленных спецификой потенциального рельефа свободных энергетических зон изучаемых кристаллов [11] и инжекции [7,8], на процесс токопрохождения. Согласно [11], из-за наличия в отдельных микроучастках вакансий галлия высокоомные кристаллы моноселенида галлия в целом состоят из низкоомной матрицы (НО) с хаотическими макроскопическими (крупномасштабными) высокоомными включениями (ВО). Поэтому эти кристаллы могут описываться на основе предложенной в [12] двухбарьерной (рекомбинационной и дрейфовой) модели частично неупорядоченного полупроводника. Степень неупорядоченности этих кристаллов определяется количеством и размерами макроскопических ВО включений. Степень неупорядоченности в свою очередь определяет величину  $\rho_{\text{д.р.}}$  и сопровождает аномалии в электрических свойствах, в том числе в особенностях подвижности носителей тока. Дрейфовые барьеры непосредственно определяют значения  $\rho_{\text{д.р.}}$ .

При приложении к такому кристаллу внешнего электрического напряжения, большего чем  $U_{\text{VLT}}$ , за счет инжектированных носителей тока происходит частичное сглаживание потенциального рельефа свободных энергетических зон, подобно имеющему место при оптическом сглаживании [13].

Хотя легирование Gd (в том числе другими редкоземельными элементами) может влиять на величину  $\mu$  и ее зависимости от внешнего электрического поля по различным механизмам, однако, на наш взгляд, при рассмотренных нами условиях преобладающим является зависимость параметров дрейфовых барьеров от уровня легирования. Поэтому при проведенных обсуждениях основное внимание уделяется на этот момент.

В рамках этой модели при низких уровнях легирования в кристаллах  $p\text{-GaSe}\langle\text{Gd}\rangle$  ионы Gd, скапливаясь под действием существующего на границах НО–ВО внутреннего электрического поля вокруг ВО, увеличивают их размеры. В результате этого в слабо легированных ( $N_{\text{Gd}} \leq 10^{-4}$  ат %) кристаллах  $p\text{-GaSe}\langle\text{Gd}\rangle$  с ростом  $N_{\text{Gd}}$  степень неупорядоченности образца увеличивается. Наконец, при тех значениях  $N_{\text{Gd}}$ , при которых уже границы НО–ВО насыщаются введенными ионами Gd, последние

начинают входить также внутрь ВО. Здесь они, частично заполняя вакансии галлия, соответствующим образом приводят к уменьшению степени неупорядоченности кристалла. После этого с ростом  $N_{\text{Gd}}$  постепенно еще большая часть галлиевых вакансий заполняется ионами Gd, в результате этого исследуемый кристалл все больше и больше приближается к квазиупорядоченному состоянию. С другой стороны, при этом из-за ковалентной связи между ионами гадолиния, находящимися внутри соседних слоев, значительно увеличивается также межслоевая связь кристалла. При еще более высоких уровнях легирования уже внедренные атомы гадолиния равномерно распределяются по всему объему кристалла, в результате чего последний (изучаемый кристалл) постепенно приближается к состоянию равномерно легированного квазиупорядоченного. Естественно, что в таком кристалле  $p\text{-GaSe}\langle\text{Gd}\rangle$  связь между соседними слоями становится более сильной, чем в чистых кристаллах  $p\text{-GaSe}$ . Поэтому монокристаллы  $p\text{-GaSe}\langle\text{Gd}\rangle$  с  $N_{\text{Gd}} \approx 10^{-2} - 10^{-1}$  ат % обладают более стабильными и высоковоспроизводимыми параметрами и характеристиками, чем чистые и слабо легированные ( $N_{\text{Gd}} < 10^{-2}$  ат %).

Уместно отметить, что, хотя известно о геттерирующих способностях редкоземельных элементов, введенных в процесс получения некоторых полупроводниковых монокристаллов и пленок, однако к настоящему времени в кристаллах  $p\text{-GaSe}$ , особенно при таких низких уровнях легирования, подобные результаты не были выявлены. Поэтому при обсуждениях полученных нами результатов этот фактор не был учтен.

В рамках предложенной модели предполагается, что в высокоомных кристаллах  $p\text{-GaSe}$  при низких температурах, помимо рассеяния носителей тока на различных точечных дефектах, токопрохождение (соответственно и подвижность носителей тока) доминирующим образом определяется также и наличием в их свободных энергетических зонах дрейфовых барьеров с высотой  $\Delta\varepsilon_{\text{adb}}$ . Вследствие этого, для участия в токопрохождении носители тока должны преодолеть эти барьеры, т.е. иметь энергию  $\varepsilon \geq \Delta\varepsilon_{\text{adb}}$ . По этой причине с повышением температуры  $\mu$  сначала (в области низких температур) увеличивается более сильно, чем при доминировании рассеяния носителей тока на ионах примесей ( $\mu \propto T^{3/2}$ ). Скорее всего, при этом зависимость  $\mu(T)$  близка к экспоненциальной  $\mu \propto e^{-\frac{\Delta\varepsilon_{\text{adb}}}{kT}}$  [14].

Поскольку с ростом  $\Delta\varepsilon_{\text{adb}}$ , увеличивается и  $\rho_{\text{д.р.}}$ , в высокоомных кристаллах крутизна кривых  $\mu(T)$  тоже больше, чем в низкоомных.

В  $p\text{-GaSe}\langle\text{Gd}\rangle$  с увеличением уровня легирования степень неупорядоченности кристалла соответственно и высота дрейфовых барьеров меняются немонотонно. Сначала (при  $N_{\text{Gd}} \leq 10^{-4}$  ат %) оба они увеличиваются, а далее (при  $N_{\text{Gd}} \approx 10^{-4}$  ат %), проходя через максимум, начинают убывать. Вследствие этого, в этих кристаллах с ростом  $N_{\text{Gd}}$  сначала (при  $N_{\text{Gd}} \leq 10^{-4}$  ат %) подвижность носителей тока значительно уменьшается, а далее

постепенно увеличивается и при  $N_{Gd} \approx 10^{-1}$  ат% оказывается даже большей, чем имеющая место в чистых кристаллах. Именно такая аномальная зависимость  $\mu(N_{Gd})$  и обуславливает обнаружение аномального влияния уровня легирования на зависимость  $\mu(E)$  в изучаемых кристаллах.

Значительно более низкое ( $\sim 2 \cdot 10^2$  В/см) значение  $E_{cif}$ , чем критическая напряженность поля ( $E_{crit}$ ) [10] для обеспечения разогрева носителей тока электрическим полем (проведенные расчеты показывают, что для изучаемых кристаллов  $E_{crit} \geq 10^5$  В/см), специфическое влияние  $\rho_{dr}$ , температуры и уровня легирования кристаллов на зависимость  $\mu(E)$  однозначно свидетельствуют о том, что обнаруженная нами зависимость  $\mu(E)$  в кристаллах моноселенида галлия не обусловлена разогревом носителей тока электрическим полем. В пользу такого заключения свидетельствует также значительно более резкая, чем характерная для случая разогрева, зависимость  $\mu$  от  $E$  [10].

Эти факты отвергают также заметную роль других эффектов сильного электрического поля (эффекта Френкеля, электростатической и ударной ионизации [9]) в обнаруженной нами в кристаллах моноселенида галлия зависимости  $\mu(E)$ .

По всей вероятности, в рассмотренных нами условиях имеет место сочетание контактных и объемных явлений в частично неупорядоченном полупроводнике. Мы предполагаем, что при  $U \geq U_{VLT}$  [4] избыточный заряд, созданный инжектированными носителями тока, постепенно сглаживая потенциальный рельеф свободных энергетических зон, обуславливает уменьшение высоты дрейфовых барьеров ( $\Delta\epsilon_{adb}$ ), что в свою очередь приводит к росту подвижности носителей тока с электрическим полем. Эта зависимость  $\mu(E)$  в отличие от случая разогрева носителей тока электрическим полем не обусловлена непосредственно рассеянием разогретых носителей тока на различных точечных центрах и колебаниях решетки, а связана с преодолением некоторого энергетического (дрейфового) барьера и именно поэтому имеет активационный характер. С ростом температуры, вследствие термического сглаживания потенциального рельефа свободных энергетических зон (стирания дрейфовых барьеров), уменьшается вклад инжекции в обнаруженную зависимость  $\mu(E)$ . С ростом  $\rho_{dr}$ , а также с увеличением  $N_{Gd}$  сначала (при  $N_{Gd} \leq 10^{-4}$  ат%) высота дрейфовых барьеров увеличивается. Соответствующим образом увеличивается и вклад инжекции в зависимости  $\mu(E)$ . В низкоомных чистых, а также в легированных кристаллах при  $N_{Gd} \approx 10^{-1}$  ат% значение  $\Delta\epsilon_{adb}$  становится незначительным, соответственно ослабляется и зависимость  $\mu(E)$ .

## 5. Заключение

Таким образом, можно сказать, что обнаруженная нами в кристаллах моноселенида галлия зависимость подвижности носителей тока от приложенного к образцу внешнего электрического поля (напряжения) доминиру-

ющим образом обусловлена изменением степени неупорядоченности изучаемого образца вследствие инжекции. Эти результаты можно удовлетворительно объяснить с учетом двухбарьерной энергетической модели полупроводника, состоящего в целом из низкоомной матрицы с хаотическими высокоомными включениями, при условиях заметной инжекции.

## Список литературы

- [1] Б.Г. Тагиев, А.Р. Гаджиев. Докл. АН АзССР, **42** (8), 24 (1986).
- [2] Г.А. Ахундов, А.Ш. Абдинов, А.Г. Кязымзаде, Н.М. Мехтиева. ФТП, **7** (10), 2030 (1973).
- [3] А.Ш. Абдинов, Я.Г. Акперов, В.К. Мамедов, Эль.Ю. Салаев. ФТП, **15** (1), 113 (1981).
- [4] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973) гл. 2, с. 25.
- [5] Р.Ф. Мехтиев, Г.Б. Абдуллаев, Г.А. Ахундов. Докл. АН АзССР, **18** (6), 11 (1962).
- [6] А.М. Гусейнов, Т.И. Садыгов. *Электрофизические свойства полупроводников и плазмы газового разряда* (СПб., Баку, АГУ, 1989) с. 42.
- [7] А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, Р.М. Рзаев, А.Т. Багирова, Ш.А. Аллахвердиев. Докл. НАН Азербайджана, **63** (4), 29 (2006).
- [8] А.Ш. Абдинов, Я.Г. Гасанов, Ф.И. Мамедов. ФТП, **6**, 993 (1982).
- [9] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990) гл. 14, с. 454.
- [10] Э. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970) гл. 4, с. 225.
- [11] А.Ш. Абдинов, А.Г. Кязымзаде, А.А. Ахмедов. ФТП, **12** (9), 1759 (1978).
- [12] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10** (2), 209 (1976).
- [13] В.И. Тагиров, А.Г. Кязымзаде, М.М. Панахов. Изв. вузов. Физика, **24** (6), 28 (1981).
- [14] Э.Д. Головкина, Н.А. Левченя, А.Я. Шик. ФТП, **10** (2), 383 (1976).

Редактор Л.В. Беляков

## The dependence of charges mobility on the electrical field in crystals of gallium selenide

A.Sh. Abdinov, R.F. Babayeva, R.M. Rzayev

Baku State University,  
AZ-1145 Baku, Azerbaijan

**Abstract** The dependence of charges mobility on the electrical field at  $T = 77-350$  K,  $E \leq 2.5 \cdot 10^3$  V/cm in pure and alloyed by atoms of gadolinium crystals of gallium selenide with different dark resistivity ( $\rho_{dr} \approx 10^4-10^8$  Ohm · cm at 77 K) and doping level ( $N = 10^{-5}; 10^{-4}; 10^{-3}; 10^{-2}; 10^{-1}$  at.%).

It is established that mobility of charges in pure high-chemical crystals ( $\rho_{dr} \geq 10^4$  Ohm · cm) depends on the applied voltage with  $E \geq 10^2$  V/cm, in the region of  $T \leq 150$  K.

It is obtained that this dependence isn't due to the heating of changes by electrical field, but connected with the erasing of drift barriers due to injection.