

Особенности подвижности электронов в слоистом полупроводнике n -InSe

© А.Ш. Абдинов¹, Р.Ф. Бабаева²

¹ Бакинский государственный университет,
Az-1145 Баку, Азербайджан

² Азербайджанский государственный экономический университет (UNEC),
Az-1001 Баку, Азербайджан

E-mail: abdinov-axmed@yandex.ru, babaeva-rena@yandex.ru

(Получена 19 февраля 2018 г. Принята к печати 23 апреля 2018 г.)

Экспериментально исследованы зависимости холловской подвижности электронов от технологической предыстории изучаемого образца, температуры, электрического поля, легирования и воздействия света в выращенных видоизмененным методом Бриджмена монокристаллах n -InSe. Установлено, что в области температур ниже комнатной зависимости подвижности электронов от внешних факторов, исходного удельного сопротивления и легирования имеют аномальный, т.е. не подчиняющийся теории о подвижности свободных носителей заряда в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках, характер. Предполагалось, что эти аномалии обусловлены частичной неупорядоченностью и флуктуацией потенциала свободных энергетических зон монокристаллов n -InSe и могут управляться температурой, электрическим полем, легированием и воздействием света.

DOI: 10.21883/FTP.2018.13.46866.8372

1. Введение

Слоистый полупроводник n -InSe известен довольно давно [1]. Вследствие своеобразной кристаллической структуры, уникальных электронных свойств, устойчивости поверхности к условиям окружающей среды, подходящей ширины запрещенной зоны, высокой подвижности электронов его монокристаллы являются чрезвычайно перспективными материалами для создания приборов ультратонких пленок и поэтому вызывают интерес у исследователей различного профиля [2–13].

Первые работы по электропроводности этого полупроводника появились более 60 лет тому назад [14]. Однако изучению особенностей подвижности свободных носителей заряда (электронов) в его монокристаллах к настоящему времени не уделено должного внимания и в существующих по этому вопросу работах [15–18] нередко демонстрируются расхождения между полученными результатами, а также случайные зависимости их от способов получения монокристаллов, технологии изготовления, предыстории и условий длительного хранения исследуемого образца. Учитывая чрезвычайную важность величины и особенностей подвижности свободных носителей заряда в полупроводнике при его фундаментальных и прикладных применениях, в представленной работе нами экспериментально исследованы зависимости подвижности электронов в монокристаллах n -InSe от технологического происхождения и легирования исследуемого образца, температуры (T), электрического поля (E), воздействия света.

Не исключено, что полученные при этом результаты, помимо выявления новых физических свойств моноселенида индия, могут быть полезными также при выяснении механизмов различных электронных явлений и в других слоистых полупроводниковых соединениях $A^{III}B^{VI}$.

2. Методика эксперимента и образцы

Экспериментальные измерения проводились на чистых (специально не легированных) и слабо легированных ($N \leq 10^{-1}$ ат%) гадолинием (Gd), диспрозием (Dy) и гольмием (Ho) образцах монокристаллов n -InSe.

Выбор в качестве легирующих примесей вышеуказанных химических элементов (лантаноидов) сделан из следующих соображений. Во-первых, к данному моменту существуют в большом количестве работы по легированному различными лантаноидами n -InSe [19–25], результаты которых могут облегчить объяснение полученных нами экспериментальных результатов. Во-вторых, физико-химические свойства [26–28] (электронная конфигурация, химическая активность, устойчивость в воздухе, температура плавления, магнитные свойства, атомный и ионный радиусы, электрохимическая подобность с In) этих лантаноидов делают их наиболее подходящими в качестве лигатора для InSe. В-третьих, как показано в ранних работах [20,23–25], в слабо легированных (при $N \leq 10^{-1}$ ат%) Gd, Dy и Ho монокристаллах InSe путем изменения содержания введенной примеси (N) можно целенаправленно управлять фотоэлектрическими, люминесцентными, электрическими параметрами и характеристиками.

Синтез соединения InSe проводился путем совместного сплавления его составных (исходных) компонентов (In — с чистотой 99.999% и гранулированный Se с чистотой 99.999%), взятых в стехиометрическом соотношении. Легирование было осуществлено в два этапа. На первом этапе перед началом процесса синтеза в шихту в бескислородной среде (в специальной мини-барокамере) добавлен измельченный лигатор (Gd, Dy или Ho) в требуемом количестве для получения легированного InSe с содержанием 1 ат% введенной примеси. На втором этапе

для получения образцов с более низкими содержаниями введенной примеси (с $N = 10^{-5}$, 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} и 10^{-1} ат%) полученное на первом этапе вещество было совместно сплавлено с соответствующим количеством чистого InSe. Этот метод позволил, во-первых, получить легированные монокристаллы с более точным атомарно-процентным содержанием введенной примеси при $N \leq 10^{-1}$ ат%, во-вторых, предотвратить возможность дополнительного загрязнения продукции. Во избежание возможности образования селенидов используемых лигаторов и обеспечения однородного распределения введенной примеси по всему объему полученного слитка на протяжении всего процесса синтеза (~ 14 ч) температура загрузки сохранялась строго в пределах 960–1000 К, а при $T \geq 900$ К с помощью специального механического вибратора ампула с загрузкой непрерывно подвергалась вибрации.

Исследуемые нами монокристаллы обеих групп (чистых и легированных) материалов выращивались видоизмененным методом Бриджмена (методом медленного охлаждения при постоянном градиенте температур вдоль слитка [29]) по описанному в работе [30] технологическому режиму. Анализ диаграмм-состояний используемых примесей с In и Se показал, что при температурах синтеза и роста ($T \approx 960$ – 1000 К) кристаллов InSe в рассмотренном количестве ($N \leq 1.0$ ат%) они легко растворяются в данном веществе и не образуют соединения с Se [31,32].

Структура, фазовый и элементный состав полученных слитков и состояние поверхности по плоскости естественных слоев исследуемых образцов определены путем проведения комплексных рентгеноструктурных, рентгенографических, термографических, рентгеноспектроскопических и микроскопических анализов. С этой целью были применены современные и довольно надежные измерительные установки (ДСК-910, ADVNCE-8D, SINTECP 21, ДРОН-4-07 с использованием CuK_α -излучения при шаге 0.050 и диапазоне углов 8– 135° , SEM фирмы Zeiss с энергодисперсионным анализатором).

Установлено, что обе группы полученных материалов являются гомогенными и имеют в высокой степени монокристаллическую структуру, их дифрактограммы индексируются в ромбоэдрической сингонии (γ -политипа) и относятся к пространственной группе $R3m$ (C_{3v}^5) [33–35] с постоянными решетки элементарной ячейки $a \approx 4.003$ Å, $c \approx 24.955$ Å, не обнаруживаются фазы замещения селенидов, оксидов и свободных лантаноидов, а также не существуют неоднородности и посторонние фазы на их поверхности.

Исследуемые образцы сколоты из различных участков одного и того же, а также из разных монокристаллических слитков. Главным образом этим и определялась разница в их технологическом происхождении, которая количественно оценена по величине исходного, т. е. имеющего место при 77 К удельного сопротивления (ρ_0), или проводимости (σ_0). Тип проводимости образцов

определен по знакам термоэдс, коэффициента Холла и оказался электронным во всем диапазоне условий проводимых нами экспериментальных измерений.

Были изготовлены образцы для исследования ВАХ и для холловских измерений. Благодаря слоистости исследуемого материала отдельные образцы его легко получались скалыванием из крупных монокристаллических слитков, обладали атомарно-зеркальной (с низкой шероховатостью) и химически стабильной поверхностью [36]. Поэтому не было необходимости в их дополнительной обработке. Обе группы образцов имели форму плоскопараллельной пластинки. В первой группе образцов ток протекал перпендикулярно слоям, а их поперечные (по плоскости естественных слоев кристалла) размеры и толщина (в направлении, перпендикулярном естественным слоям кристалла) составляли $(3.00$ – $5.00) \times (3.00$ – $5.00)$ мм и $d \leq 0.300$ мм соответственно. Длина (расстояние между токовыми контактами) и поперечные размеры (толщина в направлении, перпендикулярном естественным слоям кристалла, и расстояние между расположенными по плоскости естественных слоев кристалла холловскими контактами) второй группы образцов составляли $(6$ – $8)$ мм и $(0.300$ – $1.00) \times (2$ – $3)$ мм соответственно. При этом как токовые, так и зондовые контакты охватывали всю толщину (все слои) исследуемого образца.

В отличие от значения концентраций свободных электронов (n) или коэффициента Холла (R_H) значение удельной проводимости (σ) или удельного сопротивления (ρ) и подвижности электронов (μ) при 77 К значительно отличались для разных образцов (в зависимости от их технологического происхождения). С повышением температуры это отличие уменьшалось, а при $T \approx 300$ К полностью исчезало (см. таблицу).

Измерения проводились в широком интервале изменения температуры (T), длины волны (λ) и интенсивности (Φ) падающего на исследуемый образец монохроматического света (при $T = 77$ – 500 К, $\lambda = 0.30$ – 3.00 мкм и $\Phi \leq 5 \cdot 10^2$ Лк соответственно), при электрических полях начиная от предельно слабого вплоть до $\sim 2.4 \cdot 10^3$ В/см. Холловские измерения проведены традиционным трехзондовым методом при переменных электрических и магнитных полях. При этом ток был направлен по длине образца вдоль слоев, а магнитное поле с напряженностью $5 \cdot 10^2$ – $2 \cdot 10^3$ эрст — в направлении, перпендикулярном естественным слоям кристалла. В некоторых случаях величины σ , n и μ также оценены на основе соответствующих формул теории Ламперта, разработанной для токов, ограниченных объемным зарядом (ТООЗ) [37]. Перед каждым измерением образцы подвергались специальной термической процедуре, которая обеспечивала полную ликвидацию влияния обусловленных предысторией образца всевозможных эффектов [38,39] на результаты проведенных измерений. В течение 1.5–2 лет не обнаружена зависимость величины и характеристик μ от длительности хранения исследуемых образцов в сухом воздухе при комнатной температуре (300 К).

Электронные параметры исследованных образцов

<i>T</i> , К	№ образца	R_H , $Kl^{-1}cm^{-3}$	n , cm^{-3}	μ , $cm^2/V \cdot s$	σ , $Om^{-1} \cdot cm^{-1}$	ρ_0 , $Om \cdot cm$
77	1	$1.9 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$6.0 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^6$
	2	$1.9 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$1.8 \cdot 10^2$	$6.0 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^3$
	3	$1.9 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$9.0 \cdot 10^2$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^2$
300	1	$1.8 \cdot 10^5$	$3.4 \cdot 10^{13}$	$8.7 \cdot 10^2$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^2$
	2	$1.8 \cdot 10^5$	$3.4 \cdot 10^{13}$	$8.7 \cdot 10^2$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^2$
	3	$1.9 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^{13}$	$8.7 \cdot 10^2$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^2$

3. Экспериментальные результаты

Установлено, что при 300 К в слабых электрических полях значения σ , n и μ в обеих группах изучаемых образцов *n*-InSe, независимо от их технологического происхождения, почти одинаковы (см. таблицу). С понижением температуры до температуры кипения жидкого

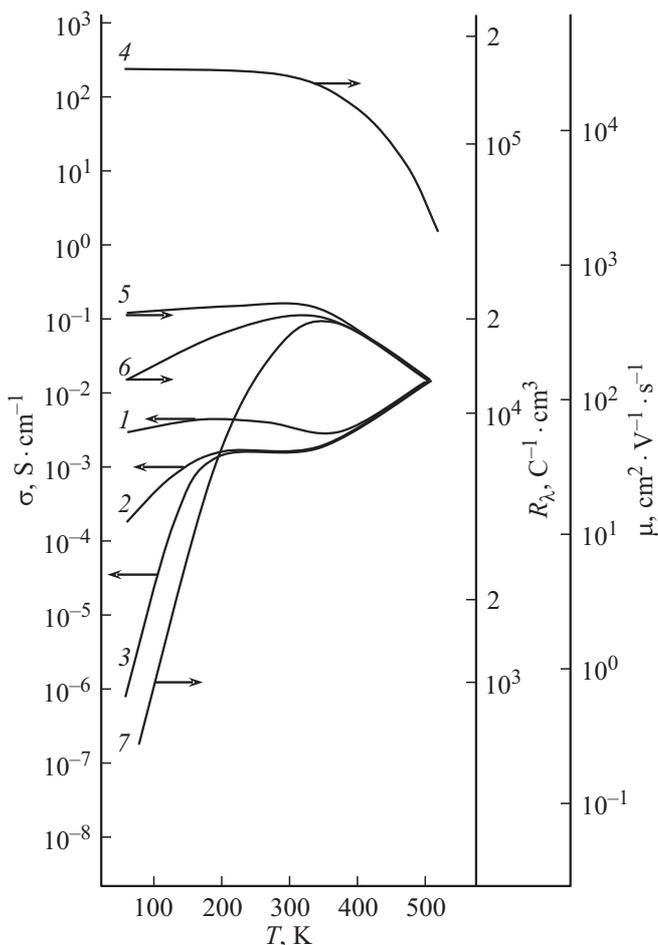


Рис. 1. Температурная зависимость удельной электропроводности (σ) (кривые 1–3), коэффициента Холла (R_H) (кривая 4) и подвижности электронов (μ) (кривые 5–7) в монокристаллах *n*-InSe с различным исходным удельным сопротивлением (ρ_0), $Om \cdot cm$: 1, 4, 5 — $3.4 \cdot 10^2$; 2, 4, 6 — $1.7 \cdot 10^3$; 3, 4, 7 — $1.7 \cdot 10^6$.

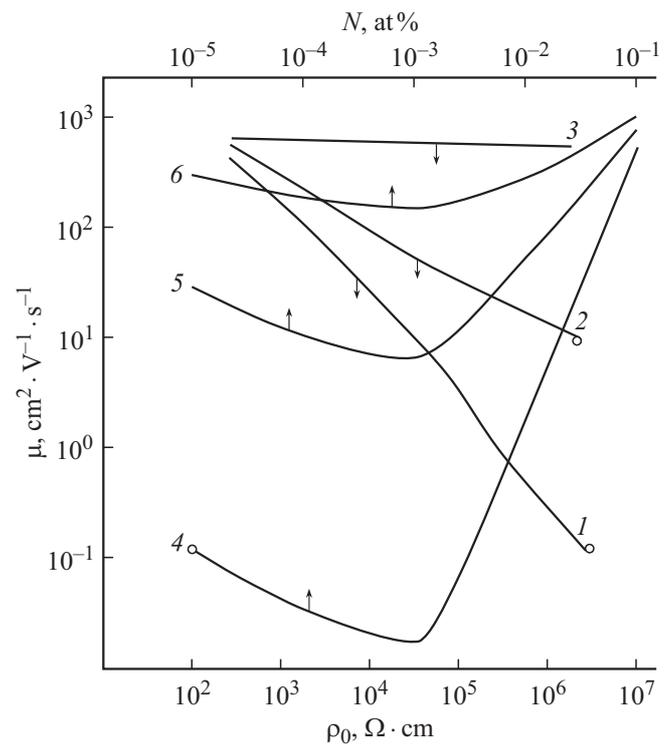


Рис. 2. Зависимость подвижности электронов (μ) от величины исходного удельного сопротивления (ρ_0) (кривые 1–3) и содержания (N) вводимой примеси (Gd) (кривые 4–6) в монокристаллах *n*-InSe при различных температурах. T , К: 1, 4 — 77; 2, 5 — 200; 3, 6 — 300.

азота (77 К) значение n (или R_H) почти не меняется и не отличается для разных образцов. В отличие от n (или R_H) значения σ (или ρ) и μ в высокоомных ($\sigma_0 \leq 10^{-4} Om^{-1} \cdot cm^{-1}$) кристаллах меняется с температурой активационно, т.е. по закону $\sigma, \mu \sim \exp(-\frac{\Delta\epsilon}{kT})$ (рис. 1, кривые 6 и 7). Последнее свидетельствует о том, что обнаруженная в области низких температур зависимость $\sigma(T)$ в исследуемых кристаллах *n*-InSe имеет не концентрационный, а дрейфовый характер, т.е. обусловлена не зависимостью $n(T)$, а непосредственно связана с зависимостью $\mu(T)$. Однако при этом экспериментально обнаруженная зависимость $\mu(T)$ не подчиняется существующей теории о подвижности свободных носителей заряда в квазиупорядоченных кристаллических

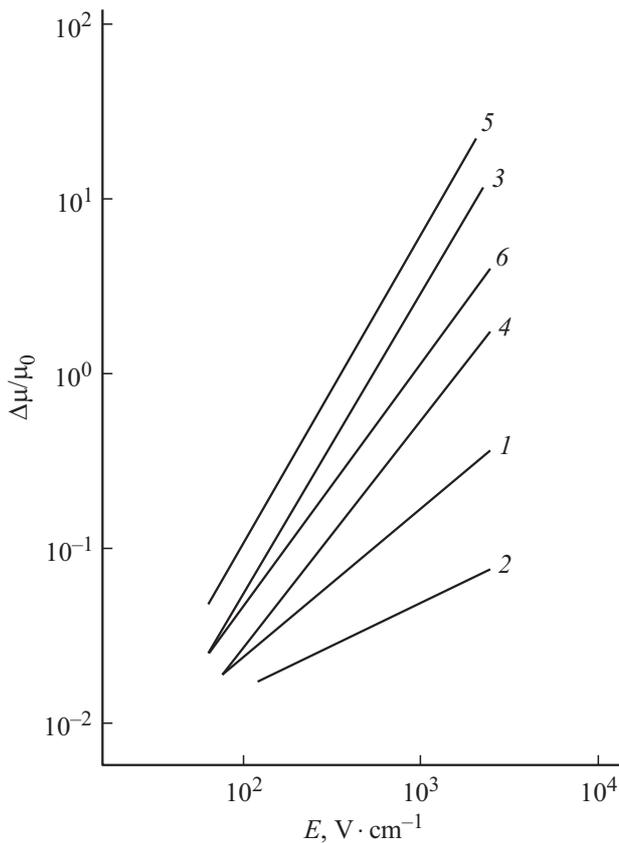


Рис. 3. Зависимость относительного изменения подвижности электронов ($\Delta\mu/\mu_0$) от напряженности электрического поля (E) в чистых (кривые 1–4) и легированных (Gd) (кривые 5, 6) монокристаллах n -InSe при различных температурах. ρ_0 , Ом·см: 1, 2 — $1.7 \cdot 10^3$; 3, 4 — $1.7 \cdot 10^6$; N , ат%: 1, 2, 3, 4 — 0; 5, 6 — 10^{-3} ; T , К: 1, 3, 5 — 77; 2, 4, 6 — 200.

полупроводниках [40]. В области низких температур обнаружены также не характерные для квазиупорядоченных кристаллических полупроводников особенности зависимостей $\mu_0(\rho_0)$ (рис. 2, кривые 1–3), $\mu(N)$ (рис. 2, кривые 4–6), $\mu(E)$ (рис. 3) и зависимости μ от воздействия света (рис. 4). В частности, величина μ при 77 К в темноте в низкоомных ($\sigma_0 \geq 10^{-3}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$) кристаллах почти не отличается от имеющего место при 300 К и составляет (850–1000) см 2 /В·с, а с уменьшением σ_0 до $6 \cdot 10^{-7}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ спадает до долей единиц (до $1.2 \cdot 10^{-1}$ см 2 /В·с).

В отличие от низких температур ($T < 260$ – 280 К) в области высоких температур ($T > 300$ К) зависимость $\mu(T)$ подчиняется закономерности, которая характерна для квазиупорядоченных кристаллических полупроводников при доминировании рассеяния свободных носителей заряда на акустических колебаниях решетки [40]. Вернее, при этом уже вместо экспоненциальной зависимости $\mu(T)$, наблюдается зависимость $\mu \sim T^{3/2}$ (рис. 1, кривые 5–7). При прочих одинаковых условиях с увеличением σ_0 ход кривых зависимости $\mu(T)$ приближается к предсказанной теории о подвижности

свободных носителей заряда в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках (рис. 1, кривая 5).

Влияние легирования лантаноидами на μ проявляется лишь в области низких температур при $N \leq 10^{-1}$ ат% и заключается как в изменениях абсолютной величины, так и хода кривых зависимостей μ от различных внешних факторов с N (рис. 2, кривые 4–6 и рис. 3, кривые 4–6). В исследуемых нами кристаллах n -InSe зависимость μ от химической природы введенной примеси не наблюдается. При прочих одинаковых условиях, а также значениях N величина μ и ход ее зависимости от температуры, воздействия света и электрического поля одинаковы для кристаллов n -InSe:Gd, n -InSe:Dy и n -InSe:Ho.

В отличие от случая разогрева свободных носителей заряда в полупроводниках электрическим полем [41], в монокристаллах n -InSe (рис. 3) влияние E на μ более заметно в образцах с высоким ρ_0 (с низкой μ_0) и с инжектирующими электрическими контактами, кроме того зависимость $\mu(E)$ проявляется при сравнительно низких E и имеет совсем иной характер — с повышением E величина μ приближается к своему, имеющему место при $T = 300$ К, значению в слабых электрических полях.

Однако при этом относительное изменение μ (величина $\Delta\mu/\mu_0$, где $\Delta\mu = \mu_E - \mu_0$, а μ_0 и μ_E — значения μ

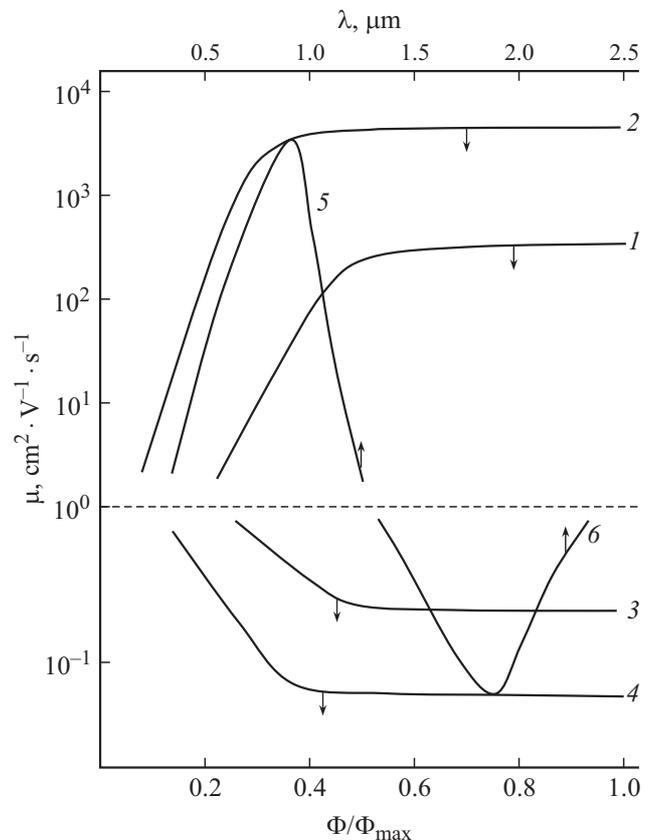


Рис. 4. Зависимость подвижности электронов в освещенных монокристаллах n -InSe (μ_c) от интенсивности (Φ/Φ_m) (кривые 1–4) и длины волны (λ) (кривые 5, 6) света. $T = 77$ К; $\rho_0 = 1.7 \cdot 10^6$ Ом·см; Φ/Φ_m : 1, 3 — 0.5; 2, 4, 5, 6 — 1.0. λ , мкм: 1, 2 — 0.95; 3, 4 — 1.60.

при рассмотренной T в слабых и сильных электрических полях соответственно) с E , помимо T , зависит также от ρ_0 и N . Наибольшее значение $\Delta\mu/\mu_0$ наблюдается в образце с самым высоким ρ_0 , а в зависимости от N величина $\Delta\mu/\mu_0$ меняется немонотонно и достигает своего максимального значения при $N = 10^{-3}$ ат%.

Обнаруженная в кристаллах с высоким ρ_0 зависимость μ от воздействия света тоже привлекает внимание (рис. 4). При этом, во-первых, значение μ в освещенном образце (μ_c) значительно отличается от имеющего место в неосвещенном (μ_T); во-вторых, знак величины $\Delta\mu = \mu_c - \mu_T$ оказывается зависимым от спектрального состава, падающего на исследуемый образец света (при воздействии собственным светом $\mu_c > \mu_T$, а при воздействии примесным светом $\mu_c < \mu_T$); в-третьих, после прекращения воздействия света исходное значение μ восстанавливается значительно медленнее. При 77 К в образцах с высоким ρ_0 длительность времени восстановления μ_T после прекращения воздействия света достигает $\sim 10^2 - 10^3$ с. В освещенных светом с умеренной интенсивностью из области собственного поглощения (собственным светом) образцах значение μ_c увеличивается до значения при 300 К.

4. Обсуждение результатов

Обнаруженные в разд. 3 представленной работы особенности подвижности электронов в монокристаллах n -InSe не объясняются лишь на основе теоретических представлений о подвижности свободных носителей заряда в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках с различными точечными дефектами решетки или локальными энергетическими уровнями в запрещенной зоне.

Хотя некоторые моменты зависимости $\mu(T)$ можно связать с прыжковым механизмом проводимости [15,16], в рамках этого механизма не находят объяснения наблюдаемая зависимость μ от воздействия света, совпадение зависимости $\mu(\lambda)$ со спектром отрицательной фотопроводимости в одном и том же образце [42], зависимости μ от E и N .

Предполагаем, что не объясняемые в рамках теории квазиупорядоченных кристаллических полупроводников особенности подвижности электронов в монокристаллах n -InSe прежде всего связаны с наличием в свободных зонах этого полупроводника образованных вследствие флуктуации потенциала дрейфовых барьеров для свободных носителей заряда (для тока). Энергетическая высота их при 77 К для разных образцов $\sim (0.05 - 0.20)$ эВ. В пользу этого предположения свидетельствует также своеобразный ход зависимости плотности тока от температуры и экспериментальные результаты по ТООЗ [37], изотермическая релаксация темновой проводимости (или тока) [23,38] в монокристаллах n -InSe.

Что касается происхождения предполагаемых дрейфовых барьеров, то здесь ситуация такая. Результаты комплексных исследований фотоэлектрических, люминесцентных, электрофизических свойств монокристаллов

n -InSe [20,22–25,37–39] позволяют сказать, что вследствие слоистости структуры, сегрегации атомов составных компонентов при выращивании и из-за наличия различных политипов в образцах этого полупроводника существуют случайные макроскопические дефекты [43]. Поэтому в области низких температур монокристаллы n -InSe ведут себя как частично неупорядоченные кристаллические вещества, состоящие в целом из низкоомной (НО) матрицы с хаотическими высокоомными (ВО) включениями. На границах НО матрицы с ВО включениями образуются рекомбинационные, а между соседними ВО включениями дрейфовые барьеры для свободных носителей заряда [44].

В рамках этой модели обнаруженные расхождения свойств подвижности электронов в монокристаллах n -InSe, имеющие место в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках, с единых позиций могут объясняться именно частичной неупорядоченностью исследуемого полупроводника. Существующие при этом рекомбинационные барьеры пространственно разделяют неравновесные электронно-дырочные пары, а дрейфовые барьеры, уменьшая концентрацию участвующих в токе или проводимости свободных носителей заряда, соответственно уменьшают и холловскую подвижность равновесных носителей. Как показано в работе [45], измеряемая при этом холловская подвижность свободных носителей заряда (μ_H) не соответствует их дрейфовой подвижности (μ_0) и связана с ней соотношением

$$\mu_H \sim \mu_0(n_0/\langle n \rangle),$$

где $n_0 \sim \exp(\varepsilon_F - \varepsilon_{nk})/kT$ — концентрация свободных носителей заряда на уровне протекания ε_{nk} , величина $\langle n \rangle$ — средняя концентрация свободных носителей заряда, а μ_0 — истинная, дрейфовая подвижность. Резкое изменение μ_H при низких T в большей степени обусловлено изменением n_0 . Для общего случая этот вопрос теоретически подробно обсужден в работе [45]. Предполагаем, что с повышением температуры, при воздействии света из области собственного поглощения и(или) инжектирующего электрического напряжения [37] происходит спрямление потенциального рельефа свободных энергетических зон полупроводника. В результате чего снимаются существующие здесь дрейфовые и рекомбинационные барьеры для свободных носителей заряда, что в свою очередь приводит к росту μ в исследуемом образце. При легировании вначале (при $N \leq 10^{-3}$ ат%) ионы введенной примеси под действием созданного на границах макроскопических дефектов с НО матрицей внутреннего электрического поля скапливаются на этих дефектах и увеличивают их размеры. Поэтому при таких значениях N , с его увеличением степень частичной неупорядоченности кристалла увеличивается. Далее, вследствие уменьшения расстояний между соседними дефектами, аналогично указанному в работе [46], постепенно происходит сплочение дефектов и степень частичной неупорядоченности кристалла уменьшается. В результате при $N = 10^{-1}$ ат% в легированных лантаноидами монокристаллах n -InSe при низких T подвижность электронов тоже подчиняется теории

подвижности свободных носителей заряда в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках. В рамках вышесказанного более заметное проявление аномалий подвижности электронов в высокоомных монокристаллах *n*-InSe объясняется высокой степенью их частичной неупорядоченности по сравнению с низкоомными. По-видимому, именно это в свою очередь обуславливает большое значение ρ_0 в них.

5. Заключение

В области низких температур зависимость удельной электропроводности монокристаллов *n*-InSe от технологического происхождения исследуемого образца, легирования, температуры, электрического поля и воздействия света имеет дрейфовый, а не концентрационный характер, вернее, обусловлена изменением подвижности, а не концентрации свободных носителей заряда. Обнаруженное при экспериментальных исследованиях отклонение поведения подвижности электронов от представлений теории о подвижности свободных носителей заряда в квазиупорядоченных кристаллических полупроводниках, т.е. не объясняемые в рамках этой теории зависимости подвижности электронов от удельного сопротивления образца, температуры, электрического поля, воздействия света и легирования, непосредственно связаны с частичной разупорядоченностью монокристаллов *n*-InSe, которая вызвана наличием в них случайных макроскопических дефектов. Степенью разупорядоченности монокристаллов *n*-InSe, помимо изменения температуры, воздействия света и инжектирующего электрического поля, можно управлять также варьированием количественного содержания введенной примеси (Gd, Dy и Ho).

При малых содержаниях введенной примеси вследствие увеличения размеров случайных макроскопических дефектов их влияние на подвижность электронов усиливается. С дальнейшим ростом *N* из-за уменьшения расстояния между соседними макроскопическими дефектами по сравнению с длиной свободного пробега и длинной диффузии электронов влияние их на подвижность электронов постепенно ослабляется, наконец полностью исчезает.

Список литературы

- [1] З.С. Медведева. *Халькогениды элементов III B подгруппы периодической системы* (М., Наука, 1968).
- [2] С.И. Драпак, З.Д. Ковалюк. ФТП, **41** (10), 1214 (2007).
- [3] Г.А. Ильчук, В.В. Кусьнэж, Р.Ю. Петрусь, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, В.О. Украинец. ФТП, **41** (10), 1187 (2007).
- [4] В.Н. Катеринчук, З.Д. Ковалюк. ФТП, **38** (4), 417 (2004).
- [5] D. Errandonea, D. Martinez-García, J. Ruiz-Fuertes et al. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Optoelectron.*, **4** (4), 360 (2004).
- [6] S.R. Tamalampudi, Y.Y. Lu, U.R. Kumar, R.Sankar, C.D. Liao, B.K. Moorthy, C.H. Cheng, F.C. Chou, Y.T. Chen. *Nano Lett.*, **14** (5), 2800 (2014).
- [7] C.H. Ho. *2D materials*, **3** (2), 025019 (2016).
- [8] J. Lauth, F.E.S. Gorris, M.S. Khoshkhoo, T. Ghasse, W. Friedrich, V. Lebedeva, A. Meyer, C. Klinke, A. Komowsld, M. Scheele. *Chem. Mater.*, **28** (6), 1728 (2016).
- [9] S.D. Lei, F.F. Wen, L.H. Ge, S. Najmaei, A. George, Y.J. Gong, W.L. Gao, Z.H. Jin, B.Li, J. Lou. *Nano Lett.*, **15** (5), 3048 (2015).
- [10] Z.S. Chen, J. Biscaras, A. Shukla. *Nanoscale*, **7** (14), 5981 (2015).
- [11] S. Sucharitakul, N.J. Goble, U.R. Kumar, R. Sankar, Z.A. Bogorad, F.C. Chou, Y.T. Chen, X.P.A. Gao. *Nano Lett.*, **15** (6), 3815 (2015).
- [12] D.A. Bandurin, A.V. Tyurnina, G.L. Yu, A.Mishchenko, V. Zolyomi, S.V. Morozov, R.K. Kumar, R.V. Gorbachev, Z.R. Kudrynskiy, S. Pezzini, Z.D. Kovalyuk, U. Zeitler, K.S. Novoselov, A. Patane, L. Eaves, I.V. Grigorieva, V.I. Fal'ko, A.K. Geim, Y. Cao. *Nature Nanotechnol.*, **12** (3), 223 (2017).
- [13] W.B. Li, J. Li. *Nano Research*, **8** (12), 3796 (2015).
- [14] R.W. Damon, R.W. Redington. *Phys. Rev.*, **96**, 1498 (1954).
- [15] С.Н. Мустафаева, А.А. Исмаилов, М.М. Асадов. *Физика низких температур*, **36** (4), 310 (2010).
- [16] В.М. Каминский, З.Д. Ковалюк, А.В. Заслонкин, В.И. Иванов. *Неорг. матер.*, **48** (2), 144 (2012).
- [17] М.Ю. Гусев, А.И. Дмитриев, А.Н. Зюганов, З.Д. Ковалюк, В.И. Лазоренко, Г.В. Лашкарев, П.С. Смертенко. *ФТП*, **24** (8), 1413 (1990).
- [18] Г.Б. Абдуллаев, С.М. Атакишиев, Г.А. Ахундов. *Некоторые вопросы экспериментальной и теоретической физики* (Баку, Элм, 1967).
- [19] Н.А. Рагимова, С.З. Джафарова, Г.И. Абуталыбов. *Письма ЖТФ*, **17** (3), 10 (1991).
- [20] R.M. Rzayev. *Azerbaijan J. Phys.*, **18** (3), 16 (2011).
- [21] B. Gurbulak. *Phys. Scripta*, **70**, 197 (2004).
- [22] Z.A. Iskenderzade, O.M. Sadykhov, A.Sh. Abdinov. *Phys. Status Solidi A*, **92** (1), 77 (1985).
- [23] А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева. *Неорг. матер.*, **31** (8), 1020 (1995).
- [24] А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, А.Т. Багирова, Р.М. Рзаев. *Неорг. матер.*, **42** (9), 1035 (2006).
- [25] A.Sh. Abdinov, A.M. Guseinov, Yu.G. Nurullayev, O.M. Sadykhov. *Phys. Status Solidi A*, **116** (2), k173 (1989).
- [26] Н. Хенней. *Химия твердого тела* (М., Мир, 1971).
- [27] Я.А. Угай. *Общая и неорганическая химия* (М., Высш. шк., 1997).
- [28] А.И. Артеменко, В.А. Малеванный, И.В. Тикунова. *Справочное руководство по химии* (М., Высш. шк., 1990).
- [29] Р.Ф. Мехтиев, Э.О. Османов, Ю.В. Рудь. *Приборы и техника эксперимента*, **2**, 179 (1964).
- [30] А.М. Гусейнов, Т.И. Садыхов. В сб.: *Электрофизические свойства полупроводников и плазмы газового разряда* (Баку, АГУ, 1989) с. 42.
- [31] *Диаграммы состояния двойных металлических систем* (М., Машиностроение, 1966).
- [32] М. Хансен, К. Андерко. *Структуры двойных сплавов* (М., Металлургия, 1962) т. I и (М., Металлургия, 1968) т. II.
- [33] *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ*. Справочник (М., Наука, 1979).
- [34] A. Likforman, D. Carre, Y. Etiune, B. Bachet. *Acta Crystallogr.*, **31**, 1252 (1975).

- [35] K.C. Nadpol, S.Z. Ali. Indian J. Pure: Appl. Phys., **14**, 434 (1976).
- [36] T. Ohta, A. Klust, Y.A. Adams, Q. Yu, M.A. Olmstead, F.S. Ohuchi. Phys. Rev. B, **69**, 125322 (2004).
- [37] А.Ш. Абдинов, Я.Г. Гасанов, Ф.И. Мамедов. ФТП, **16** (6), 993 (1982).
- [38] А.Ш. Абдинов, Я.Г. Акперов, В.К. Мамедов, Эль.Ю. Салаев. ФТП, **15** (1), 113 (1981).
- [39] Н.Б. Брандт, З.Д. Ковалюк, В.А. Кульбачинский. ФТП, **22** (9), 1657 (1988).
- [40] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1991).
- [41] Г.А. Ахундов, А.Ш. Абдинов, Н.М. Мехтиев, А.Г. Кязымзаде. ФТП, **8** (1), 192 (1974).
- [42] А.Ш. Абдинов, А.Г. Кязымзаде. ФТП, **10** (1), 81 (1976).
- [43] А.Я. Шик. ЖЭТФ, **15**, 408 (1972).
- [44] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. ФТП, **10** (2), 209 (1976).
- [45] Э.Д. Головкина, Н.Н. Левченя, А.Я. Шик. ФТП, **10** (2), 383 (1976).
- [46] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор А.Н. Смирнов

Features of electron mobility in layered semiconductors of n -InSe

A.Sh. Abdinov¹, R.F. Babayeva²

¹ Baku State University,
Az-1145 Baku, Azerbaijan

² Azerbaijan State University of Economics (UNEC),
Az-1001 Baku, Azerbaijan

Abstract The complex studies of dependence of the free charge Hall mobility on temperature, electric field, doping, and light exposure in monocrystals of indium monoselenide with electron conductivity grown by Bridgman's methods were carried out experimentally. It was found out that dependence of free charge mobility on external factors and doping in the temperature range below the room temperature is anomalous character, i.e. subordinating the theory of quasi-homogeneous crystalline semiconductors. It is assumed that the observed anomalies in free charge mobility are due to partial disorder and fluctuations of free energy bands potential of the crystals under study, which can be controlled by temperature, electric field, doping, and exposure to light.