

Примесный фотовольтаический эффект на $p-i-n$ -структурах на основе нелегированного GaAs

В. А. Морозова¹, О. Г. Кошелев^{1а}, Е. П. Веретенкин², В. Н. Гаврин², Ю. П. Козлова²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики полупроводников. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Институт ядерных исследований РАН, Москва. E-mail: "scon282@phys.msu.ru"

На $p-i-n$ -структурах, изготовленных из нелегированных кристаллов GaAs с известными параметрами, в области $h\nu = 0.76-1.35$ эВ обнаружена фотоэдс; токовые чувствительности в примесной и собственной ($h\nu > 1.35$ эВ) областях оказались сравнимыми. Установлено, что примесный фотовольтаический эффект обусловлен структурными дефектами EL2 и EL3, создающими в запрещенной зоне глубокие донорные уровни. Проведены расчеты, обосновавшие возможность наблюдения этого эффекта в исследованных структурах.

PACS: 71.55.Eq, 72.80.Ey.

Ключевые слова: полуизолирующий GaAs, примесный фотовольтаический эффект, глубокие уровни, $p-i-n$ -структуры.

Статья поступила 28.05.2008, подписана в печать 24.06.2008.

Введение

Основная задача солнечной энергетики — преобразование солнечной энергии в электрическую. Лучшими материалами для изготовления солнечных элементов (СЭ) являются Si и GaAs [1]. В современных СЭ ток короткого замыкания J_{sc} , определяющий их КПД, обусловлен переходами в области собственного поглощения. С 1960 г. в печати обсуждается вопрос о возможности повышения КПД за счет примесного фотовольтаического эффекта (ПФВЭ) [2]. Наличие примесных уровней в середине запрещенной зоны позволяет использовать генерацию неравновесных носителей с них в c -зону и v -зону, что максимально расширяет спектральную область поглощения и увеличивает сигналы J_{sc} при освещении фотоэлемента солнечным светом. Однако в последующих теоретических работах было показано, что введение таких примесей приводит к возрастанию безызлучательной рекомбинации и уменьшению КПД [3–5]. Тем не менее возможность использования этих уровней — предмет теоретических исследований до настоящего времени [6]. Легирование кремниевых СЭ примесью In, создающей акцепторный уровень ($E_v - 0.157$ эВ), может привести, по расчетам авторов работы [7], к увеличению КПД на 1–2%. Экспериментально ПФВЭ неоднократно наблюдали на структурах Si и Ge, однако вопрос о повышении за счет него КПД СЭ остается открытым [7–9].

В настоящей работе исследования проводились на $p-i-n$ -структурах, изготовленных из нелегированных монокристаллов полуизолирующего n -GaAs с известными параметрами. Эти структуры предназначались для детектирования солнечных нейтрино. На них в области энергий фотонов $h\nu = 0.76-1.35$ эВ мы впервые наблюдали ПФВЭ [10]. Цель настоящей работы — выяснить, какие уровни в GaAs ответственны за появление ПФВЭ, и проанализировать условия его наблюдения на исследованных $p-i-n$ -структурах.

Методика и образцы

Измерения спектров J_{sc} и фотопроводимости (ФП) проводились при 300 К в области $h\nu = 0.5-1.6$ эВ. Монохроматический свет падал на структуру со стороны p -слоя. Источник света — спектрограф ИКС-21, в кото-

ром для повышения интенсивности света глобар заменен кинолампой; частота модуляции 146 Гц. Все спектры нормировались на число квантов.

Исследованные структуры имели следующие параметры: толщина i -области $d_i \approx 400$ мкм, сильно легированных p - и n -слоев $d_{p,n} \approx 3$ мкм, размер приемной площадки 4×4 мм.

Монокристаллы n -GaAs были выращены методом Чохральского при изменении атомной доли мышьяка в расплаве $X_{As} = 0.495, 0.492, 0.484, 0.461$ для образцов (а затем структур) 1–4 соответственно. В них концентрация собственных точечных дефектов EL2 (антиструктурный дефект As_{Ga}), создающих в запрещенной зоне донорный уровень ($E_c - 0.78$ эВ), составляла $N_2 = (1.6, 1.4, 1.3, 0.84) \times 10^{16}$ см⁻³. Концентрации основных фоновых примесей были на порядок меньше. Ионизованные центры EL2⁺ являются наиболее эффективными центрами захвата электронов, а нейтральные центры EL2⁰ — дырок [10, 11]. Уменьшение X_{As} и N_2 не привело к ожидаемому увеличению времени жизни электронов τ_n и дырок τ_p из-за значительного возрастания концентрации других собственных дефектов, в частности Ga_{As} (акцепторный уровень ($E_v - 0.075$ эВ)) и Ga-O-Ga (донорный уровень ($E_c - 0.55$ эВ), EL3 центры) [10–13]. Концентрации ионизованных центров EL2⁺ и EL3⁺ для образцов 1–4 были равны соответственно: $N_2^+ = (1.5, 3.0, 3.0, 2.6) \times 10^{15}$ см⁻³ и $N_3^+ = (0.1, 1.7, 2.0, 2.6) \times 10^{15}$ см⁻³. Уровень Ферми расположен вблизи уровня EL2, поэтому концентрация EL3⁰ центров $N_3^0 \approx 0$. Было показано, что коэффициент

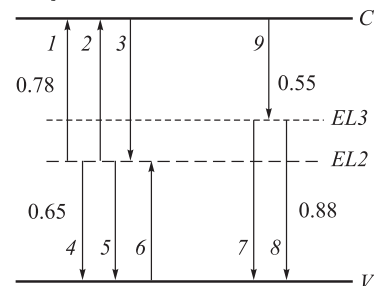


Рис. 1. Схема возможных переходов в полуизолирующем GaAs с двумя типами структурных дефектов EL2 и EL3

поглощения α в области $h\nu = 0.65 - 1.35$ эВ определяется центрами $EL2^0$, $EL2^+$ и $EL3^+$ [10]:

$$\alpha(h\nu) = \sigma_{n2}(h\nu)N_2^0 + \sigma_{p2}(h\nu)N_2^+ + \sigma_{p3}(h\nu)N_3^+.$$

Здесь N_2^0 — концентрация нейтральных $EL2^0$ центров, $N_2 = N_2^0 + N_2^+$; σ_{n2} , σ_{p2} , σ_{p3} — сечения фотоионизации центров $EL2$, $EL3$ для электронов и дырок.

На рис. 1 приведены зонная схема исследуемого GaAs и возможные переходы между c -зоной, v -зоной и уровнями $EL2$, $EL3$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектры J_{sc} для структуры 1 и 4 приведены на рис. 2 (кривые 1 и 2 соответственно). Видно, что в интервале $h\nu = 0.76 - 1.35$ эВ наблюдается фотоэдс, при этом токовые чувствительности в области примесного и собственного ($h\nu > 1.35$ эВ) поглощения сравнимы. Для всех структур при $h\nu = 1.2$ эВ и интенсивности освещения $I \approx 10^{12}$ фотон/(см²·с) величины переменных составляющих J_{sc} изменялись в пределах $\approx (0.33 - 1) \times 10^{-7}$ А/см².

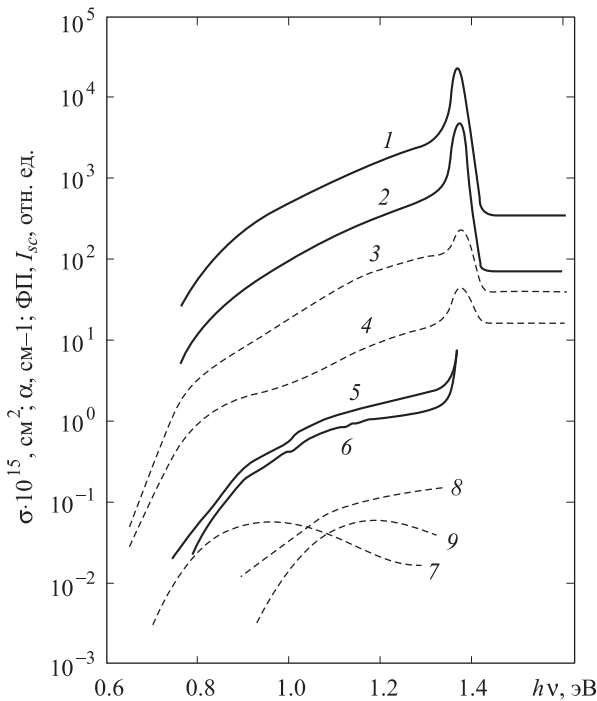


Рис. 2. Спектры J_{sc} (1, 2), ФП (3, 4), α (5, 6), σ_{p2} (7), σ_{n2} (8) и σ_{p3} (9) образцов (структур) 1 (1, 3, 5) и 4 (2, 4, 6) полуизолирующего GaAs

На рис. 2 приведены также спектры ФП структур 1 и 4, измеренные при 4 В (кривые 3, 4 соответственно). Структура становится обычным фотосопротивлением, если к ней в прямом направлении приложено напряжение, снимающее объемные заряды барьеров p - i и i - n . Действительно, сигнал ФП линейно возрастал с увеличением напряжения от 1 до 10 В, а форма спектра сохранялась. Для удобства рассмотрения кривые 1–4 произвольно смещались по оси ординат. Здесь же приведены спектры коэффициента поглощения α образцов 1 и 4 (кривые 5, 6) и сечений фотоионизации σ_{p2} , σ_{n2} , σ_{p3} (кривые 7–9), взятые из работ [10, 14].

Из рис. 2 видно, что спектры J_{sc} и ФП в основных чертах повторяют форму спектров α . Для всех структур

$\alpha d_i \ll 1$ при $h\nu \leq 1.35$ эВ, поэтому спектральные изменения ФП отражают изменения α с $h\nu$. Действительно, пороги спектров ФП в согласии с рис. 1 наблюдались при $h\nu = 0.64$ эВ (кривые 3, 4). Поведение спектра ФП в области $h\nu = 0.7 - 0.85$ эВ отражало спектральный ход σ_{p2} (кривая 7). Генерация электронов с центров $EL2^0$ и дырок с $EL3^+$ приводила к росту сигналов ФП при $h\nu > 0.85$ эВ, повторяющему изменения α с $h\nu$ (кривые 5, 6).

Известно, что для появления J_{sc} возбуждение должно быть биполярным. С учетом положения $EL2$ уровня ожидалось наблюдать сигналы J_{sc} при $h\nu \geq 0.78$ эВ. Действительно, пороги спектров J_{sc} наблюдались при $h\nu = 0.76$ эВ (кривые 1, 2). Для барьера i - p в i -области неосновные носители — дырки, поэтому их фотоионизация с центров $EL2^+$ и $EL3^+$ должна определять форму спектра J_{sc} . Для барьера i - n в i -области неосновные носители — электроны, их генерация с центров $EL2^0$ заметно увеличивала сигнал J_{sc} . В результате зависимость J_{sc} от $h\nu$ (как ФП и α) отражает фотоионизацию электронов и дырок с центров $EL2^0$, $EL2^+$ и $EL3^+$.

Для структур 1–4 значения диффузионных длин в i -области составляют $L_n \leq 6$ и $L_p \leq 1.2$ мкм, т.е. собирание неосновных носителей в области примесного поглощения i - p - и i - n -переходами полное уже при $d_i \approx 10$ мкм. Собирание неосновных носителей в области собственного поглощения ограничено величинами $d_i = 400$ и $d_p = 3$ мкм. Так, при $h\nu \geq 1.39$ эВ $\alpha \geq 100$ см⁻¹ [15], $\alpha d_i \geq 4$ и вклад от i - n -перехода прекращается, J_{sc} падает (кривые 1, 2). При $h\nu \geq 1.43$ эВ $\alpha \approx 10^4$ см⁻¹, $\alpha d_p \approx 3$ весь свет поглощается в p -слое и электроны затаиваются в область объемного заряда i - p -перехода только со стороны p -слоя.

Оценка концентраций неравновесных электронов и дырок в области примесного поглощения

Для возникновения стационарной фотоэдс на запорном слое необходима генерация неосновных носителей заряда [8]. В i -области на расстоянии $\leq L_p$ от i - p -перехода это дырки, т.е. $J_{sc} \sim \Delta p$, а на расстоянии $\leq L_n$ от i - n -перехода — электроны, т.е. $J_{sc} \sim \Delta n$. Наша задача — найти связь неравновесных концентраций Δn и Δp с параметрами примесных центров и оценить степень биполярности $\Delta n/\Delta p$ (для i - p -перехода) и $\Delta p/\Delta n$ (для i - n -перехода), так как она определяет возможность наблюдения ПФВЭ [8]. В области собственного поглощения обычно $\Delta n/\Delta p \approx 1$.

Рассмотрим возможные переходы в GaAs с уровнем $EL2$ (образец 1, $N_3 \approx 0$), рис. 1. С уровня происходит оптическая (переходы 1, 4) и термическая (2, 5) генерация электронов и дырок в c -зону и v -зону, а также их захват (3, 6) на уровень. В стационарном состоянии система описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \sigma_{n2}(N_2^0 - \Delta N)I - \gamma_{n2}(N_2^+ + \Delta N)(n_0 + \Delta n) + \\ + \gamma_{n2}(N_2^0 - \Delta N)N_{CM} = 0, \\ \sigma_{p2}(N_2^+ + \Delta N)I - \gamma_{p2}(N_2^0 - \Delta N)(p_0 + \Delta p) + \\ + \gamma_{p2}(N_2^+ + \Delta N)P_{CM} = 0, \\ \Delta n - \Delta N = \Delta p. \end{aligned}$$

Здесь $(n_0 + \Delta n)$, $(p_0 + \Delta p)$, $(N_2^0 - \Delta N)$, $(N_2^+ + \Delta N)$ — полные концентрации электронов в c -зоне, дырок в v -зоне и электронов и дырок на примесном

уровне; $\gamma_{n2} = 1/(N_2^+ \tau_n)$, $\gamma_{p2} = 1/(N_2^0 \tau_p)$ — коэффициенты захвата электрона и дырки уровнем EL2; $N_{cM} = N_c \exp(-\Delta E_{Mc}/kT)$, $P_{vM} = P_v \exp(-\Delta E_{Mv}/kT)$ — приведенные плотности состояний в c -зоне и v -зоне, ΔE_{Mc} , ΔE_{Mv} — энергетические расстояния от примесного уровня до соответствующей зоны.

В нашем случае при $I \approx 10^{12}$ фотон/(см²·с) равновесное заполнение уровней не изменяется, т.е. $\Delta N \ll N_2^0, N_2^+$. С учетом этого имеем [8]

$$\Delta n = I(A_n + B)/(1 + C), \quad \Delta p = I(A_p + B)/(1 + C),$$

где $A_n = \sigma_{n2} N_2^0 / (N_2^+ \gamma_{n2})$, $A_p = \sigma_{p2} N_2^+ / (N_2^0 \gamma_{p2})$, $B = (\sigma_{n2} \times \gamma_{n2}^{-1} P_{vM} + \sigma_{p2} \gamma_{p2}^{-1} N_{cM}) N_2 / (N_2^+ N_2^0)$, $C = N_2 [N_{cM} \times (N_2^+)^{-2} + P_{vM} (N_2^0)^{-2}]$.

Для образца 1 $n_0 = 1.4 \cdot 10^7$ см⁻³, $\mu_n = 8040$ см²/В·с, $\tau_n = 1.8 \cdot 10^{-9}$ с, $\tau_p = 1.4 \cdot 10^{-9}$ с [12, 16]; $N_{cM} = 1.3 \cdot 10^5$ см⁻³, $P_{vM} = 1.5 \cdot 10^8$ см⁻³ [17]; $\gamma_{n2} = 3.7 \cdot 10^{-7}$ см³·с⁻¹, $\gamma_{p2} = 5.1 \cdot 10^{-8}$ см³·с⁻¹; $\sigma_{n2}(h\nu)$ и $\sigma_{p2}(h\nu)$ приведены на рис. 2. При этих значениях параметров имеем $B \ll A_n, A_p$, а $C \ll 1$, поэтому

$$\Delta n = I \sigma_{n2} N_2^0 / \gamma_{n2} N_2^+, \quad \Delta p = I \sigma_{p2} N_2^+ / \gamma_{p2} N_2^0. \quad (1)$$

Наличие в GaAs центров EL3⁺ приводит к оптической и термической генерации с них дырок (переходы 7, 8, см. рис. 1) и захвату электронов (переход 9), т.е. для электронов число рекомбинационных центров ($N_2^+ + N_3^+$) возросло. В этом случае неравенства, аналогичные приведенным выше, сохраняются и с учетом $\gamma_{n2} \approx \gamma_{n3}$ [18] имеем

$$\Delta n = I \sigma_{n2} N_2^0 / \gamma_{n2} (N_2^+ + N_3^+), \quad (2)$$

$$\Delta p = I (\sigma_{p2} N_2^+ + \sigma_{p3} N_3^+) / \gamma_{p2} N_2^0.$$

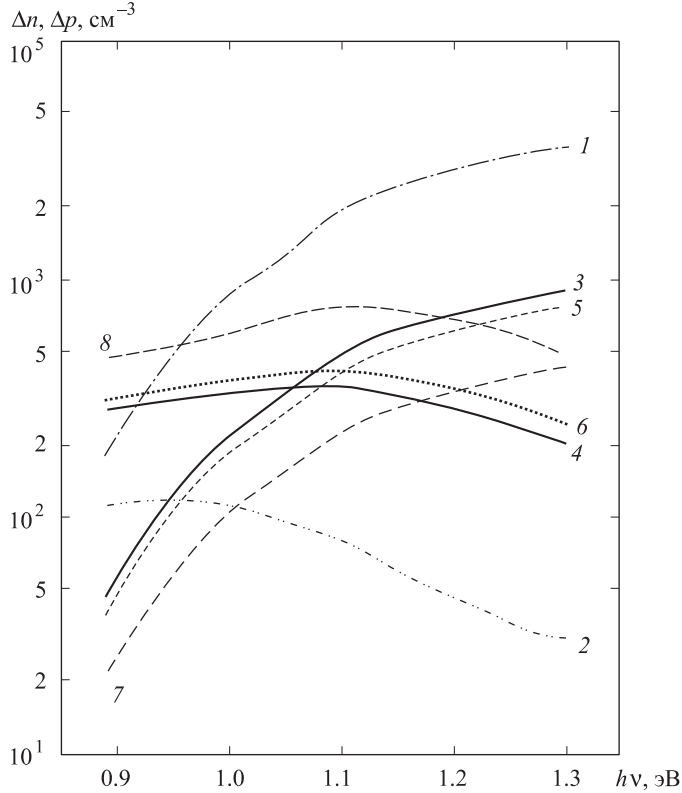


Рис. 3. Спектральные зависимости неравновесных концентраций электронов Δn (1, 3, 5, 7) и дырок Δp (2, 4, 6, 8) для структур 1 (1, 2), 2 (3, 4), 3 (5, 6) и 4 (7, 8)

Видно, что Δn и Δp пропорциональны I , что и наблюдалось в эксперименте: зависимость J_{sc} от I в области $h\nu = 0.9-1.35$ эВ имела линейный характер.

На рис. 3 для структур 1–4 приведены зависимости $\Delta n(h\nu)$ и $\Delta p(h\nu)$, рассчитанные по формулам (1) и (2). Сравнение экспериментальных и расчетных кривых показывает, что для всех структур формы спектров J_{sc} и Δn идентичны (см. рис. 2, 3). Для структуры 1 этого и следовало ожидать, так как $\Delta n > \Delta p$ (рис. 3, кривые 1, 2), а $L_n = 5L_p$, поэтому основной вклад в J_{sc} дает i - n -переход, т.е. $J_{sc}(h\nu) \sim \Delta n(h\nu)$. При этом в области $h\nu = 0.9-1.35$ эВ величина $\Delta p/\Delta n$, определяющая возможность наблюдения ПФВЭ, изменяется от ≈ 0.33 до 0.01, а $\Delta n/\Delta p$ — от ≈ 3 до 100. Для структуры 4 по сравнению с 1 (структуры 2, 3 — промежуточный случай) Δn на порядок меньше, а $\Delta p > \Delta n$ (кривые 7, 8), поэтому ожидался заметный вклад в фототок от i - p -перехода. Действительно, абсолютные значения J_{sc} у структуры 4 в 3 раза больше, чем у структуры 1 (рис. 4), однако форма спектра J_{sc} по-прежнему отражает ход $\Delta n(h\nu)$. Для структуры 4 степень биполярности $\Delta p/\Delta n$ изменяется от ≈ 11 до 1.1, а $\Delta n/\Delta p$ — от ≈ 0.09 до 0.9, т.е. условия для наблюдения ПФВЭ лучше, чем для структуры 1. По-видимому, соотношения между Δn и Δp , $\Delta p/\Delta n$ и $\Delta n/\Delta p$ для каждой структуры такие, что формы результирующих спектров J_{sc} и Δn идентичны.

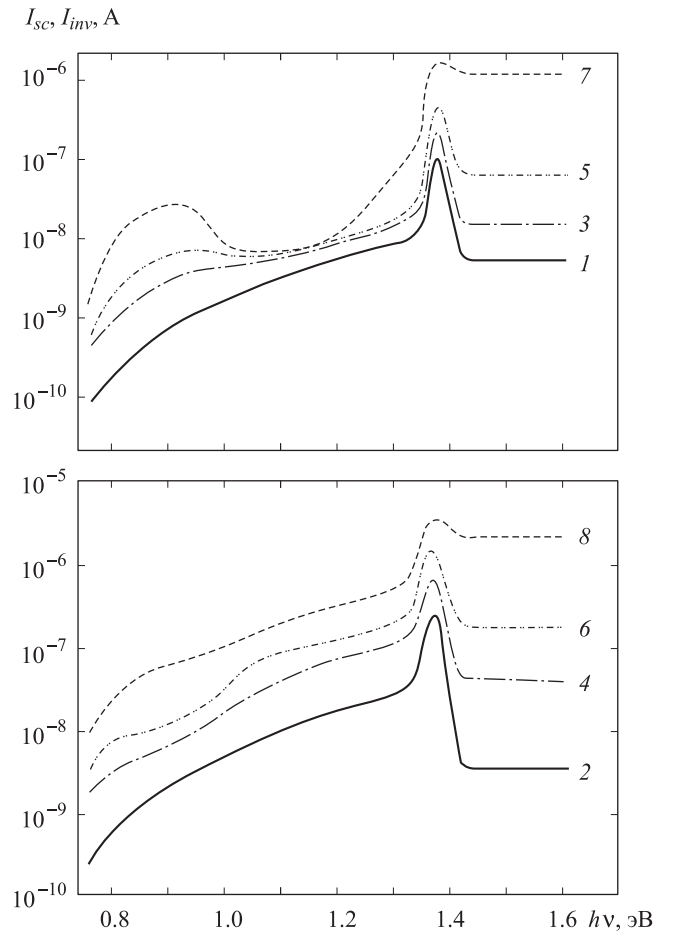


Рис. 4. Спектры J_{sc} (1, 2) и I_{inv} (3–8) при U_{inv} : 1 (3, 4), 4 (5, 6), 50 В (7, 8) для структур 1 (1, 3, 5, 7) и 4 (2, 4, 6, 8)

Таким образом, наблюдаемый в $p-i-n$ -структурах ПФВЭ обусловлен собственными структурными дефектами GaAs — центрами EL2 и EL3, создающими уровни вблизи середины запрещенной зоны. Проведенные расчеты показали, что для исследованных структур вероятность появления неосновных носителей при примесном возбуждении достаточно велика, а степени биполярности для $i-n$ - и $i-p$ -переходов невелики, что и создает возможность экспериментального наблюдения ПФВЭ.

Освещаемую $p-i-n$ -структуру можно использовать как в режиме генерации фотоэдс, так и в фотодиодном режиме [19]. На рис. 4 для структур 1 и 4 представлены спектры J_{sc} (кривые 1, 2) и J_{inv} (3–8) при разных значениях обратного напряжения U_{inv} . Видно, что с увеличением U_{inv} сигналы J_{inv} заметно возрастали, а форма спектра J_{sc} изменялась. Для структуры 1 (кривые 3, 5, 7), где $N_3^+ \approx 0$, U_{inv} перераспределялось таким образом, что большая его часть оказывалась в более высокоомной области $i-p$ -перехода (J_{sc} при $h\nu < 0.85$ эВ определяется $i-p$ -переходом, см. рис. 2). Для структуры 4 в аналогичных условиях форма спектра J_{inv} изменялась незначительно, по-видимому, из-за наличия центров $N_3^+ = N_2^+$.

Для $i-p$ - и $i-n$ -переходов толщины слоев объемного заряда при $U_{inv} = 0$ В: d_{ip} , $d_{in} \approx 0.3, 0.5$ мкм, а L_p , $L_n \leq 1.2, 6$ мкм, т.е. заметная доля генерированных светом носителей поглощается в областях объемного заряда. Эта доля (J_{inv}) должна расти с увеличением U_{inv} , так как d_{ip} , $d_{in} \sim (U_{inv})^{1/2}$ [19], что и наблюдалось в эксперименте для всех структур.

Таким образом, при использовании $p-i-n$ -структур из GaAs в режиме фотодиодов их спектральные характеристики значительно расширяются (на область $h\nu \approx 0.76-1.35$ эВ) за счет ПФВЭ, а фоточувствительность возрастает с увеличением U_{inv} .

Заключение

В области примесного поглощения впервые проведены исследования спектров J_{sc} и J_{inv} на $p-i-n$ -структурах, изготовленных на основе нелегированных монокристаллов полупроводящего GaAs с известными параметрами. Показано, что за появление примесного фотовольтаического эффекта ответственны собственные структурные дефек-

ты (центры EL2 и EL3), создающие в запрещенной зоне GaAs донорные уровни ($E_c - 0.78$ эВ) и ($E_c - 0.55$ эВ) соответственно. Проведены расчеты, которые обосновали возможность наблюдения этого эффекта в исследованных структурах. Показано, что при использовании $p-i-n$ -структур в режиме генерации фотоэдс и фотодиодном режиме их спектральные характеристики расширяются на область энергий фотонов $h\nu = 0.76-1.35$ эВ.

Список литературы

1. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д. // ФТП. 2004. **38**. С. 937.
2. Wolf M. // Proc. IRE. 1960. **48**. P. 1246.
3. Shokley M.W. and Queisser H.J. // Appl. Phys. 1961. **32**. P. 510.
4. Guttler G and Queisser H.J. // Energy Convers. 1970. **10**. P. 51.
5. Wurfel P. // Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 1993. **29**. P. 403.
6. Marti A., Cuadra L., Lopez N., Luque A. // ФТП. 2004. **38**. С. 985.
7. Keevers M.J., Green M.A. // J. Appl. Phys. 1994. **75**. P. 4022.
8. Берковский Ф.М., Рывкин С.М. // ФТТ. 1962. **4**, № 2. P. 366.
9. Li J., Chong M., Zhu J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. **63**. P. 851.
10. Kozlova J.P., Bowles T.J., Eremin V.K. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 2003. **A 512**. P. 1.
11. Морозова В.А., Кошелев О.Г., Веретенкин Е.П. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. № 3. С. 66.
12. Gavrin V.N., Kozlova J.P., Veretenkin E.P. et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 2001. **466**. P. 119.
13. Neild S.T., Skowronski M., Lagovski J. // Appl. Phys. Lett. 1991. **58**. P. 859.
14. Siluverberg P., Omling P., Samuelson L. // Appl. Phys. Lett. 1988. **52**. P. 1689.
15. Moss T.S., Hawkins T.D.F. // Infrared Physics. 1962. **1**. P. 111.
16. Markov A.V., Polyakov A.V., Smirnov N.B. et al. // Nucl. Instr. and Meth. A. 2000. **439**. P. 651.
17. Blakemore J.S. // J. Appl. Phys. R. 1982. **53**. P. 123.
18. Lax M. // J. Appl. Phys. 1960. **119**. P. 1502.
19. Вукулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М., 1990.

Impurity photovoltaic effect in $p-i-n$ structures of undoped GaAs

V. A. Morozova¹, O. G. Koshelev^{1a}, E. P. Veretenkin², V. N. Gavrin², J. P. Kozlova²

¹Department of Semiconductor Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow. E-mail: ^ascon282@phys.msu.ru.

A photo-emf in the photon energy range from 0.76 to 1.35 eV was found in $p-i-n$ detectors based on SI-GaAs; the current sensitivities in extrinsic and intrinsic ($h\nu > 1.35$ eV) ranges were comparable. It was determined that the impurity photovoltaic effect was caused by the EL2 and EL3 deep donor defects. The theoretical estimations showed the possibility of this effect in the tested structures.

PACS: 71.55.Eq, 72.80.Ey.

Keywords: impurity photovoltaic (IPV) effect, midgap deep level, solar cell, gallium arsenide, short-circuit photocurrent.

Received 28 May 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2009).

Сведения об авторах

1. Морозова Валентина Алексеевна — к. ф.-м. н., ст. научн. сотр.; ст. научн. сотр.; тел.: (499)939-41-18, e-mail: scon282@phys.msu.ru.
2. Кошелев Олег Григорьевич — к. ф.-м. н., ст. научн. сотр.; ст. научн. сотр.; тел.: (499)939-29-94, e-mail: scon282@phys.msu.ru.
3. Веретенкин Евгений Павлович — ст. научн. сотр.; тел.: (496)751-07-03, e-mail: ilyaver@mail.ru.
4. Гаврин Владимир Николаевич — д. ф.-м. н., профессор, зав. лабораторией; тел.: (496)751-07-02, e-mail: gavrin@dionis.iasnet.ru.
5. Козлова Юлия Павловна — к. ф.-м. н., ст. научн. сотр.; тел.: (496)751-07-02, e-mail: jpkozlova@rbcm.ru.