

Эффект инжекционного обеднения в $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) гетероструктуре

© А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.А. Амонов

Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева Академии наук Республики Узбекистан, 100084 Ташкент, Узбекистан

E-mail: kvant.ph@mail.ru

(Получена 16 августа 2017 г. Принята к печати 28 октября 2017г.)

Исследованы вольт-амперные характеристики гетероструктур $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) при различных температурах. Обнаружено, что вольт-амперные характеристики таких структур имеют участок сублинейного роста тока с напряжением типа $V = V_0 \exp(Jad)$. Оценены концентрации глубоких примесей, ответственных за появление сублинейного участка вольт-амперной характеристики. Экспериментальные результаты объясняются на основе теории эффекта инжекционного обеднения.

DOI: 10.21883/FTP.2018.09.46154.8706

1. Введение

Эффект инжекционного обеднения был впервые теоретически предсказан для $p\text{-i-n}$ -структур, работающих в режиме двойной инжекции [1]. Этот эффект экспериментально наблюдался на многих полупроводниках и полупроводниковых структурах в различных научных центрах, в частности на кремнии, легированном цинком [2,3]; кремнии, легированном золотом [4], арсениде галлия [5], в твердом растворе кремния с германием [6] и др. Последние годы этот эффект наблюдался на структурах, изготовленных на основе различных твердых растворов, в частности $n\text{-Si-p-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(GaAs)}_y$, $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(CdS)}_x$, $p\text{-Si-n-(GaSb)}_{1-x}\text{(Si}_2\text{)}_x$ и $n\text{-GaAs-p-(InSb)}_{1-x}\text{(Sn}_2\text{)}_x$ [7], а также на структурах с гетеропереходом CdS-CdTe [8]. Это явление имеет место в $p\text{-i-n}$ - или $p\text{-n-n}^+$ -структурах (или в других структурах, аналогичных $p\text{-i-n}$ по зонной диаграмме, в частности в структурах типа металл-полупроводник-металл с соответствующими металлическими контактами) при прямом направлении тока, когда происходит инжекция из $p\text{-n}$ -перехода и аккумуляция у $n\text{-n}^+$ -перехода, т.е. в случае так называемой двойной инжекции.

2. Образцы и методика эксперимента

Для экспериментального исследования эффекта инжекционного обеднения были изготовлены $p\text{-n}$ -гетероструктуры на основе твердого раствора $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$). Гетероструктуры $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) были изготовлены путем выращивания на $p\text{-Si}$ подложках с удельным сопротивлением $0.01 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и толщиной 400 мкм твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава (Sn-Si-ZnSe) в атмосфере очищенного палладием водорода. Температура начала кристаллизации эпитаксиального слоя составляла 1000°C , ско-

рость охлаждения раствора-расплава $\sim 1^\circ\text{C}/\text{мин}$. Выращенные слои имели толщину $\sim 10 \text{ мкм}$, удельное сопротивление $5.6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, электронный тип проводимости.

Токосъемные контакты изготавливались напылением в вакууме ($\sim 10^{-5} \text{ Торр}$) серебра, сплошные — с тыльной стороны, четырехугольные с площадью 9 мм^2 — со стороны эпитаксиального слоя. Базовым материалом для гетероструктуры служили эпитаксиальные пленки $(\text{Si}_2)_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$.

Следует отметить, что в процессе выращивания эпитаксиальных слоев твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ на кремниевой подложке p -типа проводимости у нас формируется диодная структура типа $R_{\text{Ом}}\text{-p-n-R}_{\text{Ом}}$ с базой n -типа, где $R_{\text{Ом}}$ — металлический контакт.

3. Теоретические предпосылки по эффекту инжекционного обеднения

Как известно, в биполярных полупроводниках обычно не рассматриваются отдельные уравнения для переноса электронов и дырок, а путем математических преобразований получают уравнение, описывающее так называемый амбиполярный перенос свободных носителей в базе $p\text{-n-n}^+$ -структуры

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - U = 0. \quad (1)$$

Здесь D_a — амбиполярный коэффициент диффузии, который равен

$$D_a = D_p \frac{2b(\gamma + 1)}{b(\gamma + b + 1)}, \quad (2)$$

$\gamma = N_t/p_{1t}$ — фактор прилипания, $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок соответственно, v_a — амбиполярная скорость дрейфа, которая в общем

случае определяется выражением

$$v_a = \frac{\mu_a}{(b\gamma + b + 1)p} \times \left\{ N_t - \left[\frac{dE}{dx} - p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] + N_t^+ \left(1 - p \frac{\partial}{\partial p} \right) \right\} E_J, \quad (3)$$

где $\mu_a = \frac{\mu_n \mu_p (n-p)}{\mu_n n - \mu_p p}$ — амбиполярная подвижность, $E_J = \frac{J}{q\mu_p(b\gamma + b + 1)p}$ — электрическое поле в базе, N_t — концентрация центров прилипания, N_t^+ — количество центров прилипания, захвативших дырку, $U = p/\tau$ — скорость рекомбинации неравновесных носителей, если она подчиняется статистике Шокли–Рида, τ — время жизни неосновных носителей (в нашем случае — дырок).

Отметим, что первое слагаемое в (3), пропорциональное N_t , описывает омическую релаксацию остаточного объемного заряда, второе слагаемое (пропорциональное dE/dx) — диэлектрическую релаксацию объемного заряда, и наконец, третье слагаемое связано с токовой модуляцией заряда глубоких центров прилипания (в данном конкретном случае — центров прилипания для дырок). Если мы ограничимся случаем, когда этот член является определяющим и в качестве такой примеси выступают центры прилипания для дырок, то выражение для амбиполярной скорости дрейфа примет вид

$$v_a = \frac{I}{q} \frac{\mu_n \mu_p N_t}{(\mu_n + \mu_p)^2 (p_{1t}^*)^2}. \quad (4)$$

Здесь $p_{1t}^* = p_{1t} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} N_t$, где $p_{1t} = N_v \exp(-\Delta E/kT)$ — статистический фактор Шокли–Рида для уровня центров прилипания, $\Delta E_t = E_v - E_t$ — энергия активации уровня центров прилипания E_t . В условиях преобладающего влияния модуляции глубоких центров прилипания, фактор прилипания которых $\gamma = \frac{N_t}{p_{1t}} \gg 1$, и при $p < p_{1t}^*$ выражения для амбиполярной скорости дрейфа и амбиполярного коэффициента диффузии упрощаются: $v_a \approx aJD_a$ и $D_a \approx D_p$. В этом случае уравнение (1) принимает достаточно простой вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - aJ \frac{dp}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0, \quad (5)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ — диффузионная длина неосновных носителей (дырок), J — плотность тока,

$$a = \frac{1}{2qkT\mu_n N_t} \quad (6)$$

— параметр, зависящий только от подвижности основных носителей — электронов (μ_n) и концентрации глубоких примесей — N_t . При этом следует иметь в виду, что обычно в $p\text{-n-n}^+$ -структуре концентрация свободных носителей у $p\text{-n}$ -перехода больше, чем

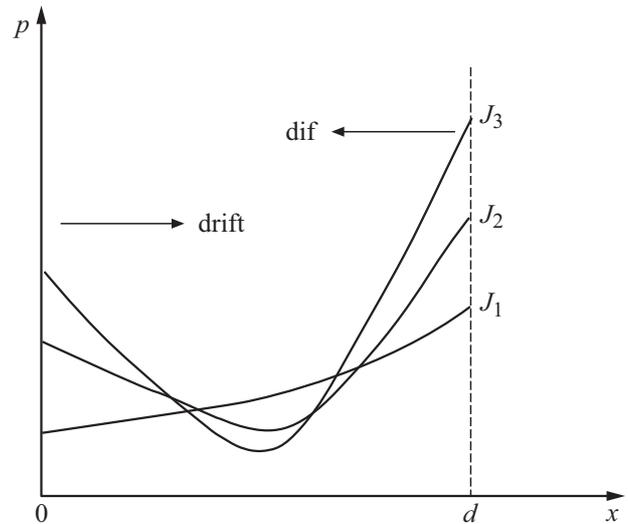


Рис. 1. Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль базовой i -области $p\text{-i-n}$ -структуры в случае, когда диффузия и дрейф носителей направлены навстречу друг другу, при различных значениях плотности тока: $J_1 < J_2 < J_3$.

у $n\text{-n}^+$ -перехода, и поэтому градиент концентрации $\frac{dp}{dx} < 0$, т.е. концентрация впрыснутых носителей убывает от $p\text{-n}$ -к $n\text{-n}^+$ -переходу, и амбиполярные диффузия и дрейф направлены в одну сторону.

Однако можно себе представить, что в силу тех или иных причин концентрация свободных носителей у $n\text{-n}^+$ -перехода будет больше, чем у $p\text{-n}$ -перехода. Тогда $\frac{dp}{dx} > 0$, т.е. градиент концентрации свободных носителей будет расти от $p\text{-n}$ -к $n\text{-n}^+$ -переходу, и амбиполярные диффузии и дрейф будут направлены навстречу друг другу. В этом случае при приложении к структуре напряжения, создающего инжекционный ток, концентрации носителей на границах базы будут расти с ростом тока, в то время как в средней части концентрация будет убывать (см. рис. 1).

При достаточно больших токах, когда $Jad > 2$, приближенное решение уравнения (5) имеет вид [1,9]

$$p \sim \exp(-aJd), \quad (7)$$

т.е. с ростом тока концентрация убывает. Соответствующая вольт-амперная характеристика (ВАХ) диодных структур будут иметь вид

$$V \approx V_0 \exp(aJd), \quad (8)$$

где

$$V_0 = \frac{kT}{q} 2b \left[\frac{qV_p^*(1+\gamma)N_t^2}{(b\gamma + b + 1)n_n J} \right]^{1/2},$$

V_p^* — эффективная скорость утечки дырок через $i\text{-n}$ -переход. Этот результат, полученный впервые приближенно аналитически в [1], затем был подтвержден численными расчетами [10]. Вслед за первой теоретической работой последовал целый ряд экспериментальных работ, блестяще подтвердивших теоретические

прогнозы. Кроме того, как видно из (8), можно было ожидать, что структуры с эффектом инжекционного обеднения будут сильно чувствительны к внешним воздействиям — температуре, фотовозбуждению (собственному и примесному), магнитному полю и давлению [11,12]. Детальное исследование позволило найти зависимость протяженности сублинейного участка ВАХ от интенсивности процессов инжекции и аккумуляции в $p-n-n^+$ -структурах [12]. В условиях, когда аккумуляция в $p-n-n^+$ -структурах, определяющая $p(d)$, интенсивнее инжекции, определяющей $p(0)$, и при $p(d) > p(0) \exp(2d/L)$, протяженность по плотности тока ΔJ сублинейного участка ВАХ определяется следующим соотношением:

$$\Delta J = \frac{1}{ad} \ln\left(\frac{p(d)}{p(0)}\right) \left\{ 2\sqrt{1 - \frac{4d^2}{L^2 \ln^2(p(d)/p(0))}} \right\}, \quad (9)$$

а логарифм протяженности по напряжению ΔV сублинейного участка ВАХ —

$$\ln(\Delta V) = \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4d^2}{L^2 \ln^2(p(d)/p(0))}} \right\} \ln\left(\frac{p(d)}{p(0)}\right). \quad (10)$$

В случае, если выполняется условие $p(d) < p(0) \times \exp(2d/L)$, то получаются другие виды ВАХ, в частности, на ВАХ могут наблюдаться зависимости типа $J \sim V^h$ с $0 < h \leq 1$ и даже экспоненциальная зависимость.

Остановимся подробнее на возможности создания условий для реализации эффекта инжекционного обеднения. Главное из этих условий — изменение знака градиента концентрации свободных носителей. Чтобы это было реализовано, нужно, чтобы $i-n$ -контакт был „идеальным“, т.е. поставлял много электронов, а $p-i$ -переход — „неидеальным“, т.е. впрыскивал мало дырок. Эта ситуация может реализоваться изначально технологически, но может сложиться и в процессе эксплуатации прибора. Как известно, при идеальных контактах $p(0) \sim J$ и $p(d) \sim J$ (см. [9]), а при неидеальных эти зависимости ослабевают: $p(0) \sim \sqrt{J}$, $p(d) \sim \sqrt{J}$. Если $p-i$ -переход станет неидеальным ($p(0) \sim \sqrt{J}$), а $i-n$ -переход останется идеальным ($p(d) \sim J$), то концентрация носителей у $i-n$ -перехода может стать больше, чем у $p-i$ -перехода; соответственно знак градиента dp/dx изменится на положительный, т.е. реализуются условия для эффекта инжекционного обеднения.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

ВАХ гетероструктуры, представленная на рис. 2, регистрировалась в прямом и обратном направлениях в широких пределах изменения тока и напряжения. Из рисунка видно, что зависимость темного тока от напряжения имеет выпрямляющие свойства. На рис. 3

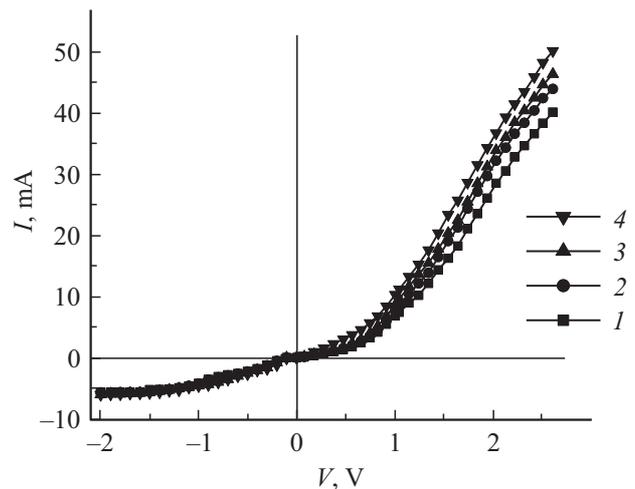


Рис. 2. Темновые вольт-амперные характеристики гетероструктуры $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) при различных температурах, T , К: 1 — 293, 2 — 313, 3 — 333, 4 — 353.

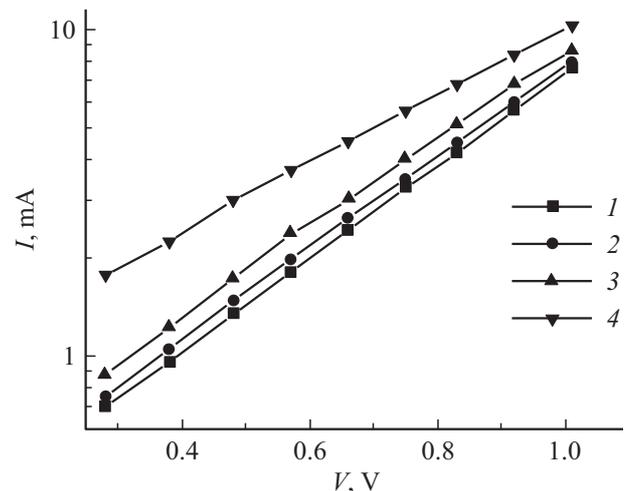


Рис. 3. Экспоненциальные участки вольт-амперных характеристик $p\text{-Si-n-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) гетероструктуры при различных температурах, T , К: 1 — 293, 2 — 313, 3 — 333, 4 — 353.

представлены прямые ветви ВАХ в полулогарифмическом масштабе при различных температурах — от 293 до 353 К.

Из анализа прямых ветвей ВАХ (рис. 3) следует, что в диапазоне температур 293–353 К их начальный участок (до 1.1 В) хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью [13]:

$$I = I_0 e^{\frac{qV}{kT}}, \quad (11)$$

где q — элементарный заряд, V — приложенное к структуре электрическое напряжение, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Зависимость (11) характерна для „длинного“ ($d/L_n > 1$, L_n — диффузионная длина носители заряда, для данного материала,

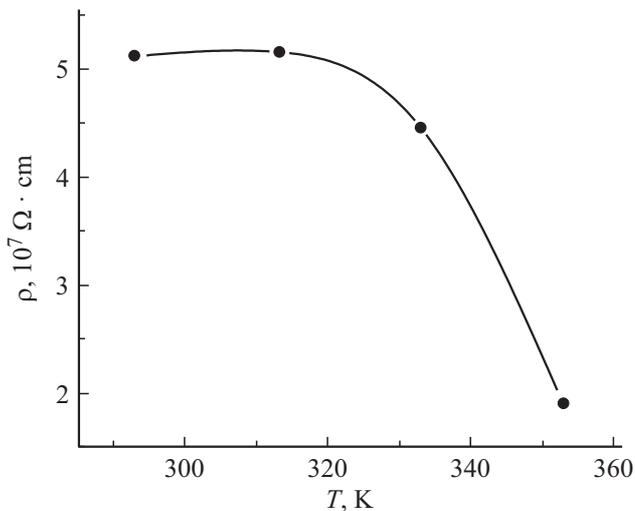
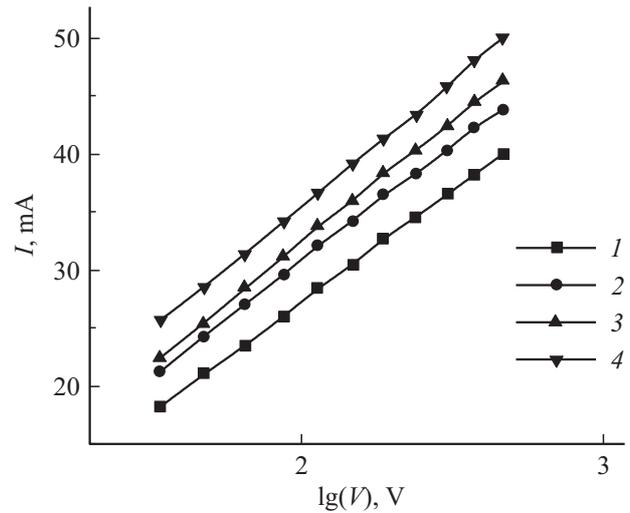
Таблица 1. Значения показателя экспоненты „ c “ и предэкспоненциального множителя I_0 в формуле (11)

T, K	293	313	333	353
c	11.8	10.8	9.96	11.2
I_0, mA	0.28	0.31	0.38	0.92

как было указано нами в работе [14], она принимает значение $L_p = 3.4 \text{ мкм}$, d — толщина базы) p - n -диода. Значения показателя „ c “ в экспоненте, вычисленные из экспоненциального участка ВАХ (11), для различных температур приведены в табл. 1. Предэкспоненциальный множитель I_0 в зависимости (11) описывается выражением [12]

$$I_0 = \frac{kT}{q} \frac{Sb \operatorname{ch}(d/L_n)}{2(b+1)L_n \rho \operatorname{tg}(d/2L_n)}, \quad (12)$$

где S — площадь образца, ρ — удельное сопротивление, d — длина базы, $b = \mu_n/\mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок, для твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ в нашем случае $b = 4.8$. По соотношению (12) были найдены расчетные значения удельного сопротивления высокоомного слоя, состоящего из твердого раствора $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$. Зависимость удельного сопротивления высокоомного слоя от температуры приведена на рис. 4. Как видно из рис. 4, в базовой области исследованных структур между подложкой и низкоомной эпитаксиальной пленкой образуется высокоомный слой, и он в основном определяет электронные процессы в структуре в целом, в том числе и механизм переноса тока. С ростом температуры наблюдается уменьшение удельного сопротивления высокоомного слоя, что обус-

**Рис. 4.** Зависимость удельного сопротивления высокоомного переходного слоя, расположенного между подложкой и эпитаксиальной пленкой $p\text{-Si-}n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) структуры от температуры.**Рис. 5.** Сублинейные участки вольт-амперных характеристик $p\text{-Si-}n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) структуры. Обозначения на вставке соответствуют следующим температурам, T, K : 1 — 293, 2 — 313, 3 — 333, 4 — 353.

ловлено температурной генерацией свободных носителей тока.

За экспоненциальной зависимостью ВАХ в исследованном диапазоне температур появляется протяженный сублинейный участок, где ток слабо меняется с ростом приложенного напряжения (рис. 5). Этот участок ВАХ может быть хорошо описан в рамках изложенной выше теории эффекта инжекционного обеднения (8). Используя выражение (8), можно определить значение параметра „ a “ непосредственно из сублинейного участка ВАХ:

$$a = \frac{S \ln(V_1/V_2)}{(I_1 - I_2)d}, \quad (13)$$

где I_1, I_2 — значения тока при напряжениях V_1, V_2 в соседних точках сублинейного участка ВАХ. Поскольку коэффициент диффузии носителей заряда зависит только от температуры и подвижности основных носителей, определив параметр „ a “ по соотношению (6), можно найти произведение подвижности основных носителей и концентрации глубоких примесей: $\mu_n N_t$.

Значение параметра „ a “, определенное на основе экспериментальных данных ВАХ, гетероструктуры $p\text{-Si-}n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(ZnSe)}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) составляло при комнатной температуре $a \approx 4.76 \cdot 10^4 \text{ см/A}$, тогда соответственно $\mu_n N_t \approx 2.54 \cdot 10^{15} \text{ В}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Подвижность основных носителей, определенная по методу Холла, составляла $\mu_n \approx 1018 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Зная b , можем найти подвижность неосновных носителей $\mu_p \approx 236.7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, следовательно, концентрация глубоких примесей, приводящих к появлению эффекта инжекционного обеднения, составляет $N_t \approx 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Результаты расчета величин $\mu_n N_t$ и значений параметра „ a “ приведены в табл. 2. Из табл. 2 видно, что произведение $\mu_n N_t$ в интервале температур от 293

Таблица 2. Значения произведения $\mu_n N_t$, определенные по выражению (6) при различных температурах

T, K	293	313	333	353
$a, \text{ см/А}$	$4.76 \cdot 10^4$	$4.48 \cdot 10^4$	$4.20 \cdot 10^4$	$4.03 \cdot 10^4$
$\mu_n N_t, \text{ В}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	$2.54 \cdot 10^{15}$	$2.58 \cdot 10^{15}$	$2.59 \cdot 10^{15}$	$2.55 \cdot 10^{15}$

до 353 К практически не меняется, что, по-видимому, свидетельствует о равномерном распределении плотности концентрации глубоких примесей в запрещенной зоне твердого раствора [14].

В работе [15] нами были исследованы дифрактограммы твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$, выращенного из оловянного раствора–расплава, и его кремниевой подложки. Было установлено, что олово может не только замещать узельные атомы кремния, но также сегрегируется в местах между блоками из кремниевых атомов, на межфазовых границах, а также может оказаться и в междоузлиях. Эти факты позволяют предположить, что в твердом растворе $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) олово не всегда будет вести себя как нейтральный атом замещения. Возможно, находясь на межфазовых границах, оно будет вести себя как обычная глубокая примесь и будет ответственно за наблюдаемую сублинейную ВАХ.

5. Заключение

Таким образом, показано, что при выращивании твердого раствора $n\text{-(Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) на $p\text{-Si}$ -подложках методом жидкофазной эпитаксии из раствора–расплава Sn-Si-ZnSe между подложкой и низкоомной эпитаксиальной пленкой образуется высокоомный варизонный переходной слой с удельным сопротивлением при комнатной температуре $5.1 \cdot 10^7 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, который ответствен за появление на ВАХ участка инжекционного обеднения тока.

Работа выполнена в рамках гранта ФА-Ф2-003 фонда фундаментальных исследований РУз.

Список литературы

- [1] A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgy-Alkalaev. Sol. St. Commun., **27**, 339 (1976).
- [2] P.M. Karageorgy-Alkalaev, I.Z. Karimova, P.I. Knigin, A.Yu. Leiderman. Phys. Status Solidi A, **34**(1), 391 (1976).
- [3] А.А. Абакумов, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, И.Е. Каримова, П.И. Книгин, А.Ю. Лейдерман. ФТП, **10**(3), 486 (1976).
- [4] М.Е. Gilenko, P.M. Karageorgy-Alkalaev, A.Yu. Leiderman. Phys. Status Solidi A, **78**(1), K165 (1981).
- [5] В.В. Морозкин. ДАН УзССР, **4**, 40 (1976).
- [6] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Б. Сапаев, С.Ж. Каражанов, Д.В. Сапаров. ФТП, **30**(6), 1036 (1996).
- [7] Ш.Н. Усмонов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман. ФТТ, **56**(12), 2391 (2014).
- [8] Ш.Н. Усмонов, Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. ФТП, **44**(3), 330 (2010).
- [9] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках (М., Сов. радио, 1978).
- [10] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман, В.С. Рубин. ДАН УзССР, **11**, 26 (1981).
- [11] М.С. Гиленко, А.Ю. Лейдерман, В.В. Морозкин, В.Д. Овсянников. ДАН УзССР, **2**, 23 (1982).
- [12] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. ДАН РУз, **5**, 23 (2008).
- [13] В.И. Стафеев. ЖТФ, **28**(9), 1631 (1958).
- [14] A.S. Saidov, K.A. Amonov, B.R. Kutlimurotov. Appl. Solar Energy, **52**(1), 1 (2016).
- [15] А.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, М.У. Каланов, А.Н. Курмантаев, А.Н. Бахтибаев. ФТТ, **55**(1), 36 (2013).

Редактор Г.А. Оганесян

Effect of injection decomposition in $p\text{-Si}-n\text{-(Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) heterostructure

A.S. Saidov, A.Yu. Leyderman, Sh.N. Usmonov, K.A. Amonov

Physical-Technical Institute S.V. Starodubtseva
Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan,
100084 Tashkent, Uzbekistan

Abstract Current-voltage characteristics of heterostructures $p\text{-Si}-n\text{-(Si}_2)_{1-x}(\text{ZnSe})_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) are investigated at various temperatures. It found that the current-voltage characteristics of these structures have sublinear increasing of type $V = V_0 \exp(Jad)$. The concentration of deep impurities responsible for the appearance of sublinear part of the current–voltage characteristics are estimate. The experimental results are explained on the basis of the theory of the effect injection of depletion.