

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$

Якимчук Д. Ю., Давыдов М. С., Чипко В. Ф.,
Цвейбак И. Я., Крапухин В. В., Соколов И. А.

Исследованы вольтамперные характеристики гетеропереходов $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$. Показано, что при прямых и малых обратных смещениях в $p-n$ -переходе гетероструктур указанного типа преобладает ток, обусловленный процессами генерации-рекомбинации носителей в области пространственного заряда (ОПЗ). Эффективное время жизни носителей, рассчитанное в рамках данной модели, составило 0.1—1.0 нс. Обратный ток в интервале смещений $0.03 \leq |V| \leq 0.4$ В может быть описан моделью многоступенчатого туннелирования по состояниям в запрещенной зоне. Установлена корреляция между величиной эффективного времени жизни носителей в ОПЗ и объемной плотностью таких состояний. Это позволило предположить участие одних и тех же дефектов как в туннелировании при обратных смещениях, так и в генерационно-рекомбинационных процессах при прямых смещениях. Такими дефектами, вероятно, являются дислокации несоответствия. Несмотря на совпадение параметров кристаллических решеток эпитаксиальных слоев $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ и $n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$ вблизи гетерограницы, дислокации несоответствия в структуре могут генерироваться вследствие различия коэффициентов термического расширения сопрягающихся материалов и градиента параметра кристаллической решетки слоя PbTeSe , обусловленного сегрегацией селена в процессе эпитаксиального наращивания. В работе приведены также данные по измерениям спектральных и вольтфарадных характеристик $p-n$ -переходов на гетероструктурах $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$.

Изопериодные гетероструктуры типа $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$, выращиваемые методом жидкофазной эпитаксии, используются для создания ИК фотодиодов, чувствительных в интервале длин волн 8—14 мкм [1]. Обнаружительная способность фотодиода зависит от произведения R_0A , где R_0 — дифференциальное сопротивление диода при нулевом смещении, A — его площадь. Параметр R_0A , в свою очередь, определяется доминирующим механизмом токопереноса в $p-n$ -переходе при малых смещениях. Задачей настоящей работы являлись исследование вольтамперных характеристик (ВАХ) и оценка механизмов токопереноса в диодных меза-элементах типа $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$. В рамках поставленной задачи исследованы также их спектральные и вольтфарадные характеристики (ВФХ).

Изопериодные гетеропереходы $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$ выращивали методом жидкофазной эпитаксии с принудительным охлаждением раствора-расплава. Толщина эпитаксиальных слоев $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ и $n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$ находилась в пределах 30—35 и 6—10 мкм соответственно. Использованные аппаратура и методика выращивания аналогичны описанным в [2]. В качестве подложки применяли пластины $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ (100), которые вырезались из объемного монокристалла, выращенного из паровой фазы. Для удаления нарушенного слоя пластины подвергались химико-механическому полирующему травлению [3] с последующей финишной обработкой поверхности методом электрохимической полировки в электролите Норра [4].

Определение относительной спектральной чувствительности проводили методом сравнения сигнала исследуемого приемника с сигналом висмутового болометра при постоянной величине мощности потока излучения. Измерения ВФХ проводили компенсационным методом на частоте 300 кГц. ВАХ измеряли на постоянном токе в диапазоне смещений от 0.15 до —1.0 В. Все измерения проводили при температуре жидкого азота.

Спектральные характеристики. Для большинства исследованных меза-элементов спектральные характеристики относительной чувствительности имели вид, близкий к изображенному на рис. 1. Максимум отвечал длинам волн 7.5—8.5 мкм. Резкий спад в области 5.5—6.0 мкм соответствует собственному поглощению широкозонного «окна» $\text{PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$. В длинноволновой области 9—12 мкм чувствительность плавно снижается и на длинах волн 10.0—10.5 мкм составляет 70—85 % от максимальной. Интервал длин волн фотоотклика и форма спектральной характеристики позволяют предположить, что в исследованных гетероструктурах p — n -переход располагается в варизонной области. Наличие такой области может быть обусловлено диффузионными процессами, протекающими в окрестности металлургической гетерограницы при эпитаксиальном наращивании слоя $\text{PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$. Полагая эффективные коэффициенты диффузии селена и олова близкими к $5 \cdot 10^{-11}$ $\text{см}^2/\text{с}$ [5], а время роста 10^3 с, получаем протяженность области переменного состава (твердого раствора PbSnTeSe) около 2—3 мкм.

Вольтфарадные характеристики. Вольтфарадные характеристики подчинялись зависимости $C^{-2} \sim V$, характерной для резких p — n -переходов. Эффективная концентрация носителей в области p — n -перехода $N_{\text{эф}}$ состав-

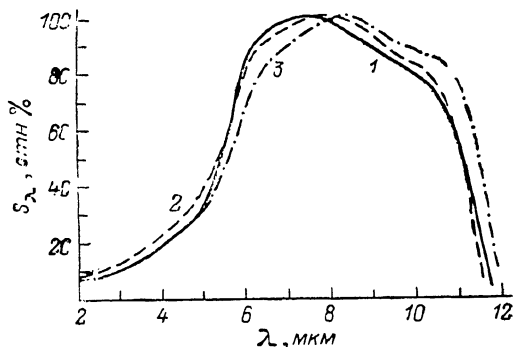


Рис. 1. Спектральные характеристики гетеропереходов p - $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n$ - $\text{PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$ для разных образцов.

1 — ЧГ-85-9, 2 — КГ-85-21, 3 — КГ-85-22.

вила $(0.8 \div 2.0) \cdot 10^{17}$ см^{-3} . Значения контактной разности потенциалов V_k , определенные экстраполяцией ВФХ, находились в пределах 0.05—0.08 В. Если на основании спектральных характеристик принять, что ширина запрещенной зоны материала в области p — n -перехода составляет 0.14—0.16 эВ, то в соответствии с [6] контактная разность потенциалов должна находиться в пределах 0.12—0.15 В. Таким образом, определенные из ВФХ значения V_k оказываются заниженными, что может быть связано с наличием электрически активных состояний, локализованных в плоскости p — n -перехода [7]. В дальнейшем при всех расчетах использовалось значение V_k , равное 0.13 В.

Ширина области пространственного заряда (ОПЗ) резкого p — n -перехода при нулевом смещении, рассчитанная для $V_k = 0.13$ В и $N_{\text{эф}} = 2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} составляет 0.2 мкм, что значительно меньше протяженности области переменного состава вблизи гетерограницы. Это дает основание считать, что зонная диаграмма, предполагающая совпадение плоскости p — n -перехода с плоскостью резкого металлургического гетероперехода [7, 8], в случае гетероструктур $\text{PbSnTe}/\text{PbTeSe}$ неприменима.

Вольтамперные характеристики. Общий электрический ток через p — n -переход может быть представлен в виде суммы поверхностной и объемных составляющих:

$$I = I_{\text{нов}} + I_{\text{диф}} + I_{\text{гр}} + I_{\text{тун}}, \quad (1)$$

где $I_{\text{нов}}$ — токи утечки по поверхности меза-элемента, $I_{\text{диф}}$ — диффузионный ток основных носителей, $I_{\text{гр}}$ — генерационно-рекомбинационный ток носителей в ОПЗ, $I_{\text{тун}}$ — туннельная составляющая тока. Различный характер зависимости объемных и поверхностных токов от геометрии меза-элемента позволяет экспериментально оценить их вклад в общий ток. С этой целью было изготовлено несколько гетероструктур, на каждой из которых были выделены меза-элементы, разделяющиеся по своей геометрии на две группы. Первую группу образовали меза-элементы равной площади, различающиеся периметром. Меза-элементы второй группы имели одинаковый параметр, но различную площадь. ВАХ, снятые на таких тестовых структурах, показали, что обратный ток линейно растет с увеличением площади p — n -перехода во всем исследованном

диапазоне смещений; при этом какой-либо систематической зависимости тока от периметра мезы не наблюдалось. Это позволяет заключить, что в гетеропереходах $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$ при $T=77\text{ K}$ обратный ток определяется объемными составляющими.

Типичные прямые ветви ВАХ меза-элементов приведены на рис. 2 в полупологарифмическом масштабе. При прямых смещениях $2kT/q \leq V \leq 0.1\text{ В}$ ВАХ всех диодных элементов следуют зависимости $J \sim \exp[qV/\beta kT]$ (J — плотность тока, V — приложенное напряжение, q — единичный электрический заряд). Значение коэффициента β находилось в пределах 1.6—1.95, что свидетельствует о преобладании рекомбинационного тока. Эти данные соответствуют результатам, полученным в работах [9, 10]. При напряжениях, больших

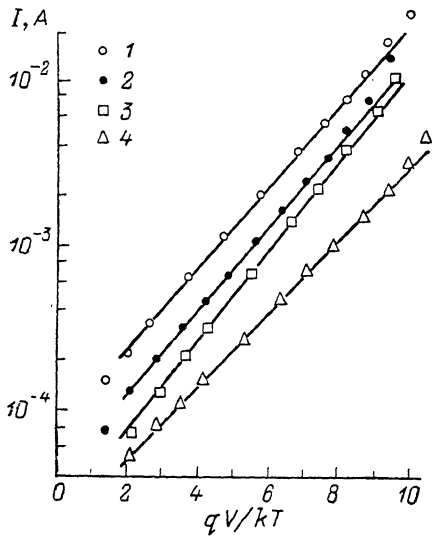


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ меза-диодов. 1 — КГ-85-22, 2 — КГ-85-21, 3 — ЧГ-85-9, 4 — ЧГ-85-13.

0.1 В, измеряемый ток начинает определяться сопротивлением объемных областей структуры, контактов и подводящих проводников в большей степени, чем электронными процессами в p - n -переходе. Величина последовательного

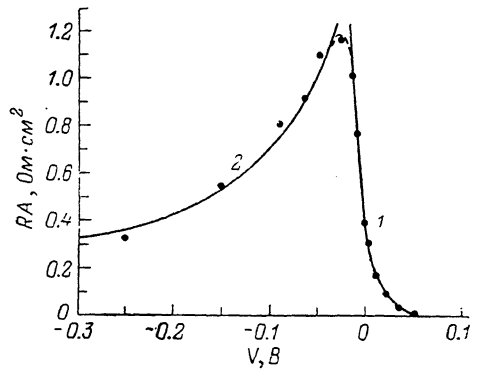


Рис. 3. Зависимость RA от приложенного напряжения для меза-элемента КГ-85-4.

Точки — эксперимент, 1 — расчет по генерационно-рекомбинационной модели [уравнение (2)], 2 — расчет по модели многоступенчатого туннелирования [уравнение (4)].

сопротивления «объем структуры—контакты—подводящие проводники», определенная из наклона ВАХ при $V \geq 0.13\text{ В}$, для всех элементов находилась в пределах 2—7 Ом.

На рис. 3 представлена зависимость параметра RA , где R — дифференциальное сопротивление, от приложенного напряжения для меза-элемента КГ-85-4. Точкам на рисунке отвечают экспериментальные значения, определенные из измерений ВАХ. В области смещений $-0.02 \leq V \leq 0.1\text{ В}$ экспериментальные точки аппроксимировались выражением

$$(RA)_{\text{рп}} = \left(\frac{N_{\text{эфф}}}{2\epsilon\epsilon_0 q} \right)^{1/2} \frac{\tau}{n_i} \left\{ \frac{q(V_{\text{к}} - V)^{1/2}}{2kT} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - \frac{(V_{\text{к}} - V)^{-1/2}}{2} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

справедливым для случая генерации-рекомбинации в ОПЗ [6]. В качестве подгоночного параметра использовалось время жизни τ . Совпадение с экспериментальными значениями наблюдается при $\tau=0.1$ — 1.0 нс , что на 1—2 порядка меньше времени жизни неосновных носителей в слоях $p\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$, выращенных методом ЖФЭ при $500\text{ }^\circ\text{C}$ [11], и на столько же меньше эффективного времени жизни носителей, полученного для аналогичных структур в работе [10].

Обратные ветви ВАХ меза-элементов при смещениях $|V| > 0.03\text{ В}$ близки к степенной зависимости вида $J \sim |V_{\text{к}} - V|^m$, где $m=2.6$ — 2.8 . Полученные результаты в отличие от данных работы [10] свидетельствуют о том, что обратный ток структур не определяется генерацией носителей в ОПЗ.

Для анализа обратных ветвей ВАХ гетероструктур $p\text{-Pb}_{0.8}\text{SnTe}/n\text{-PbTe}_{0.92}\text{Se}_{0.08}$ была использована модель многоступенчатого туннелирования

валентных электронов по состояниям в запрещенной зоне, предложенная в работе [12]. Принималось, что состояния в запрещенной зоне распределены равномерно как в пространстве, так и по энергиям. Их источником могут быть протяженные дефекты кристалла (например, дислокации). В соответствии с [12] плотность туннельного тока в резком $p-n$ -переходе при обратных смещениях имеет вид

$$J_{\text{тун}} = \left(\frac{q^2 a N_{\text{деф}}}{h} \right) (V_{\text{к}} + |V|) \exp[-B(V_{\text{к}} + |V|)^{-1/2}], \quad (3)$$

где a — параметр кристаллической решетки материала в области $p-n$ -перехода, $N_{\text{деф}}$ — объемная плотность состояний в запрещенной зоне, $B = a n E_{\text{тун}}^{3/2} = \text{const}$, $E_{\text{тун}}$ — туннельный барьер для единичного скачка, n — количество скачков, необходимое для преодоления общего туннельного барьера, α —

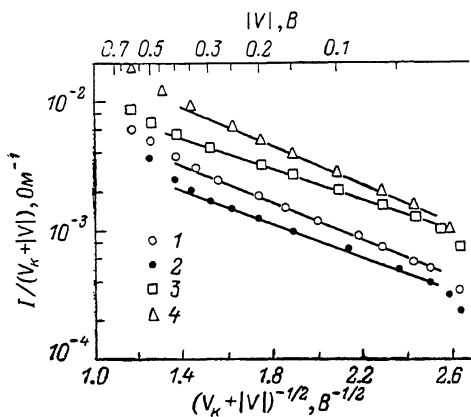


Рис. 4. Зависимость величины $I/(V_{\text{к}} + |V|)$ от $(V_{\text{к}} + |V|)^{-1/2}$ при обратном смещении. 1 — КГ-85-22, 2 — КГ-85-21, 3 — ЧГ-85-9, 4 — ЧГ-85-13.

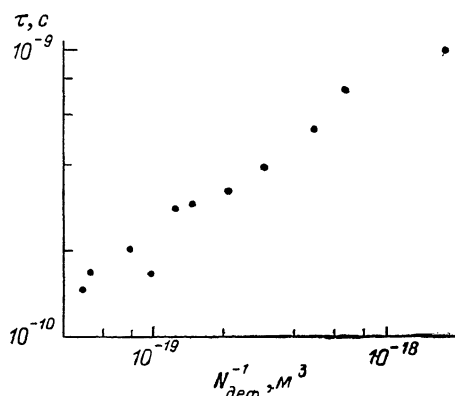


Рис. 5. Зависимость эффективного времени жизни носителей в ОПЗ от объемной плотности состояний в запрещенной зоне.

параметр, зависящий от эффективной массы туннелирующих носителей, эффективной концентрации носителей в ОПЗ и статической диэлектрической проницаемости материала, h — постоянная Планка.

На рис. 4 представлены обратные ветви ВАХ меза-элементов в координатах $\ln [I/(V_{\text{к}} + |V|)] - (V_{\text{к}} + |V|)^{-1/2}$. В диапазоне напряжений $0.03 \leq |V| \leq 0.4$ В они содержат линейный участок. Оценочные расчеты показывают, что отклонение от линейности при $|V| > 0.4$ В может быть вызвано началом лавинного размножения носителей. Определив из наклона линейных участков величину множителя B , по уравнению (3) можно оценить плотность состояний в запрещенной зоне $N_{\text{деф}}$. Для всех исследованных образцов величина $N_{\text{деф}}$ находилась в пределах $(0.05 \div 4.0) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Дифференцированием уравнения (3) получаем выражение для параметра RA

$$(RA)_{\text{тун}} \left[\frac{dJ_{\text{тун}}}{dV} \right]^{-1} = \left(\frac{h}{q^2 a N_{\text{деф}}} \right) \exp [B(V_{\text{к}} + |V|)^{-1/2}] \left\{ 1 + \frac{B}{2} (V_{\text{к}} + |V|)^{-1/2} \right\}^{-1}. \quad (4)$$

Вычисленная по уравнению (4) зависимость RA от приложенного обратного смещения представлена на рис. 3 в сопоставлении с экспериментальными данными для меза-элемента КГ-85-4.

Зависимости, аналогичные представленной на рис. 3, были построены для всех исследованных меза-элементов с использованием величины $N_{\text{деф}}$ в качестве подгоночного параметра. Их анализ показывает, что величина $N_{\text{деф}}$ для большинства элементов коррелирует с эффективным временем жизни носителей, определяемым из уравнения (2) при подстановке в него измеренных значений $R_0 A$. Максимальным значением τ (и произведения $R_0 A$) обладали элементы, для которых $N_{\text{деф}}$ было минимальным. Зависимость между τ и $N_{\text{деф}}$ приведена на рис. 5.

Выводы. Показано, что при прямых и малых обратных смещениях в $p-n$ -переходе гетероструктур типа $p\text{-Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0,92}\text{Se}_{0,08}$ преобладает ток, обусловленный процессами генерации-рекомбинации носителей в ОПЗ. Эффективное время жизни носителей, рассчитанное в рамках данной модели, составило 0.1–1.0 нс, что на 1–2 порядка меньше времени жизни носителей в слоях $p\text{-Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$, получаемых методом ЖФЭ [11]. Обратный ток при смещениях от $|V| > 0.03$ В до начала лавинного размножения носителей ($|V| \approx 0.4$ В) может быть описан моделью многоступенчатого туннелирования по состояниям в запрещенной зоне. Установлена корреляция между величиной эффективного времени жизни носителей в ОПЗ и объемной плотностью таких состояний. Это позволяет предположить участие одних и тех же дефектов как в туннелировании при обратных смещениях, так и в генерационно-рекомбинационных процессах при прямых смещениях. Такими дефектами могут быть дислокации несоответствия. Даже при совпадении параметров кристаллических решеток эпитаксиальных слоев $p\text{-Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ и $n\text{-PbTe}_{0,92}\text{Se}_{0,08}$ вблизи гетерограницы дислокации несоответствия могут возникать из-за различия коэффициентов термического расширения материалов [13] и градиента параметра кристаллической решетки слоя PbTeSe , обусловленного сегрегацией селена в процессе эпитаксиального роста [14].

Таким образом, для улучшения характеристик гетеродиодов необходимы дополнительные исследования, направленные на повышение совершенства эпитаксиальной структуры $p\text{-Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}/n\text{-PbTe}_{0,92}\text{Se}_{0,08}$ при комплексном учете всех факторов, приводящих к образованию дислокаций несоответствия.

Л и т е р а т у р а

- [1] Rotter S., Kasemset D., Fonstad C. G. — IEEE Electron. Dev. Lett., 1982, v. 3, N 3, p. 66–68.
- [2] Крапухин В. В., Соколов И. А., Цвейбак И. Я., Чубарь Н. В., Кирьяков Ю. С., Якимчук Д. Ю. — Электрон. техн., Материалы, 1983, в. 9 (182), с. 54–56.
- [3] Breitsameter B., Hartman W., Löwe H. — Krist. Techn., 1980, v. 15, N 4, p. 497–503.
- [4] Norr M. K. — Techn. Not., 1962, v. 109, N 5, p. 433–434.
- [5] Зайтов Ф. А., Горшков А. В., Шалапина Г. М., Сусов Е. В., Терехович Т. Ф. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1979, т. 15, в. 11, с. 2077–2078.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.
- [7] Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник. М., 1975. 432 с.
- [8] Стафеев В. И., Банин Е. С., Гусаров А. В., Терехович Т. Ф., Пелевин О. В., Николаев М. И. — ФТП, 1978, т. 12, в. 9, с. 1714–1718.
- [9] Галадаров Г. А., Фараджев Ф. Э., Акопян Э. А., Юсифов А. А., Николаев М. И., Шнигель О. Н. — ФТП, 1984, т. 18, в. 1, с. 185–186.
- [10] Мехтиев А. Ш., Акопян Э. А., Галадаров Г. А., Фараджев Ф. Э. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 335–337.
- [11] Shabar A., Oron M., Zussman A. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 5, p. 2477–2482.
- [12] Riben A. R., Feucht D. L. — Int. J. Electron., 1966, v. 20, N 6, p. 583–599.
- [13] Sternberg Y., Yellin N., Cohen S., Ben Dor L. — J. Sol. St. Chem., 1982, v. 43, N 3, p. 364–367.
- [14] Якимчук Д. Ю., Цвейбак И. Я., Соколов И. А., Крапухин В. В. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1986, т. 22, в. 10, с. 1638–1641.

Московский институт
стали и сплавов

Получена 12.01.1987
Принята к печати 6.04.1988