

УДК 621.315.592

МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРЕНОСА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ p-InSb–n-CdTe

С.Г. ПЕТРОСЯН^{1,2}, Л.А. МАТЕВОСЯН^{1,2}, К.Э. АВДЖЯН^{1,2*},
С.Р. НЕРСЕСЯН²

¹Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

²Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: avjyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 30 ноября 2018 г.)

На основе анализа прямой ветви вольт-амперной характеристики экспериментально подтверждено наличие двух механизмов переноса заряда через гетеропереход p-InSb–n-CdTe, полученного методом лазерно-импульсного осаждения. При относительно небольших напряжениях внешнего смещения ($0.03 \text{ В} < U < 0.15 \text{ В}$) ток удовлетворительно согласуется с выражением $I \sim \exp(qU/\eta kT)$ с коэффициентом идеальности $\eta = 1$. Выше 0.18 В вольт-амперная характеристика подчиняется закону $I \sim U^{3/2}$ с последующим выходом на линейный участок (напряжение отсечки – 0.47 В). Дана теоретическая модель токопрохождения с учетом особенностей разрыва зон в гетеропереходе, приводящей к возникновению инверсионного слоя вблизи границы раздела.

1. Введение

Создание устройств генерации и приема электромагнитного излучения инфракрасного (ИК) диапазона продиктовано широким использованием приемных и передающих устройств этого диапазона для решения важных задач, как мониторинг атмосферы, диагностика повреждений газо- и нефтепроводов, тепловидение с повышенным температурным контрастом, беспроводная оптическая связь, обнаружение тепловых объектов и другие.

Ранее нами с помощью простой низкотемпературной технологии лазерно-импульсного осаждения (исключая процессы имплантации, высокотемпературной диффузии и отжиг) были изготовлены p-InSb–n-CdTe гетеропереходные (ГП) фотоприемники, чувствительные в диапазоне $1\text{--}5.8 \text{ мкм}$ оптического спектра [1–3]. В частности, показано, что такие одиночные фотоприемники могут иметь интегральную чувствительность не ниже 1000 мВ/мВт , время фотоотклика порядка 15 нс , обнаружительная способность порядка $1.8 \times 10^{11} \text{ см Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$ на длине

волны 4.8 мкм. По этим параметрам они не уступают традиционным фотоприемникам на основе InSb [4]. Нами также показано, что при определенной конфигурации фоточувствительной поверхности фотоприемника и расположении контактов появляется возможность определения пространственного положения и параметров движения различных объектов, излучающих в ИК диапазоне [5]. Отметим, что примененная нами технология существенно отличается от ранее представленных технологий, где рост кристаллической пленки CdTe на подложке из InSb приводит к образованию некогерентного интерфейса, который затрудняет изготовление качественного гетероперехода. Образованные на границе раздела соединения были идентифицированы как In_2Te_3 [6] или напряженная фаза InTe [7]. Однако механизм переноса заряда (МПЗ) в полученном нами ГП p-InSb–n-CdTe до сих пор не был подробно изучен.

Данная работа посвящена исследованию МПЗ в ГП p-InSb–n-CdTe на основе изучения вольт-амперной характеристики структуры при азотной температуре с учетом особенностей разрыва и изгиба зон в ГП, приводящих к возникновению инверсионного слоя вблизи границы раздела.

2. Эксперимент и результаты измерений

Для изготовления ГП p-InSb–n-CdTe нами был использован метод лазерно-импульсного осаждения (ЛИО), который обеспечивает эпитаксиальный рост пленок CdTe на пластинах InSb при довольно низких температурах подложки ($T_{\text{п}} = 240\text{--}250^\circ\text{C}$), благодаря чему практически исключается взаимная диффузия компонент полупроводников. Пленки CdTe толщиной 500 нм осаждены на полированную подложку из p-InSb (толщина – 500 мкм; концентрация акцепторов – $N_{\text{A}} = 4.17 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Из-за близости постоянных решеток (рассогласование меньше 0.03 %) и коэффициентов термического расширения следует ожидать, что выращенный гетеропереход будет близок к идеальному. Измерением толщины на профилометре Mitutoyo Surftest SJ-410 и исследованием кристаллической структуры пленки методом дифракции электронов на электронографе ЭМР-100М установлены оптимальные технологические режимы получения кристаллических пленок (интенсивность испаряющего лазерного излучения на мишени из CdTe была $2 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$, толщина осажденного слоя за один испаряющий импульс – 2.7 нм, преимущественная ориентация пленки CdTe-(110), при которых толщина пленки CdTe на краях отличается от среднего участка на 10 % (площадь – $0.8 \times 0.8 \text{ см}^2$). Морфология слоев CdTe изучена на сканирующем электронном микроскопе (SEM) VEGA TS 5130MM, что подтверждает плотноупакованность пленки и ее безпористость. Далее на пленке CdTe термическим осаждением индия получен металлический контакт (диаметр контакта около

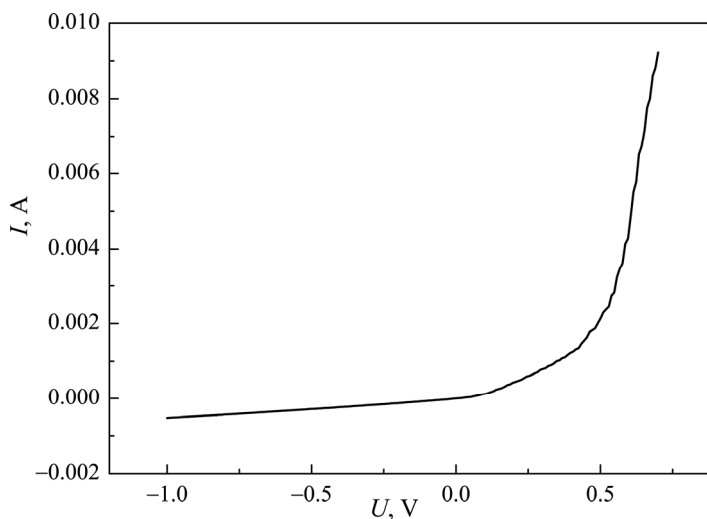


Рис.1. ВАХ ГП p-InSb–n-CdTe.

0.3 мм). Тыльная сторона подложки термическим осаждением была целиком покрыта также индием, который образует хороший омический контакт. На приборе KEITHLEY-6430 при температуре 78 К исследована темновая вольт-амперная характеристика (ВАХ) ГП p-InSb–n-CdTe, показанная на рис.1.

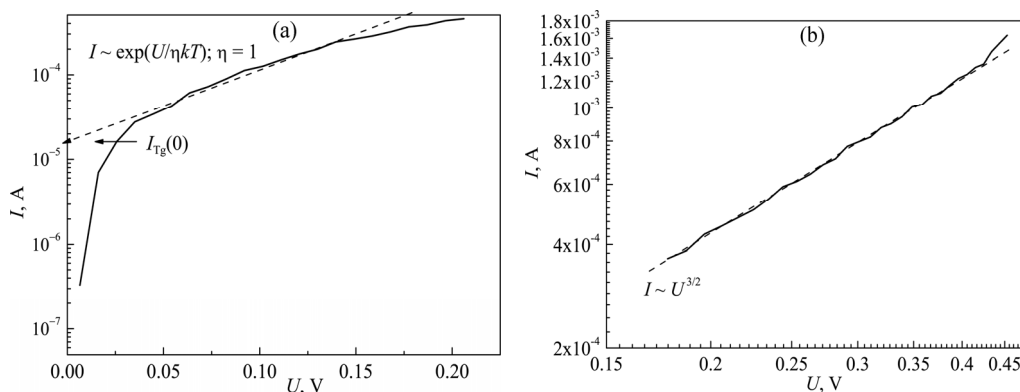


Рис.2. Прямая ветвь ВАХ ГП p-InSb–n-CdTe..

Для удобства анализа МПЗ через ГП и с целью установления доминирующих механизмов, прямые ветви ВАХ были построены в полулогарифмическом (рис.2а) и двойном логарифмическом масштабах (рис.2б).

Из приведенных графиков следует наличие двух доминирующих МПЗ через ГП. При относительно небольших напряжениях смещения ($0.03 \text{ В} < U < 0.15 \text{ В}$) ток удовлетворительно согласуется с выражением $I \sim \exp(eU/\eta kT)$, где коэффициент идеальности $\eta = 1$ (рис.2а). В области напряжений $0.18 \text{ В} < U < 0.42 \text{ В}$ ВАХ подчиняется закону $I \sim U^{3/2}$. При $U > 0.45 \text{ В}$ прямой ток линейно зависит от

напряжения по закону $I = (U - U_0)/R_0$, где $U_0 = 0.47$ В – токовое напряжение отсечки, а $R_0 = 23$ Ом – остаточное дифференциальное сопротивление перехода.

В следующем разделе представлена объясняющая ВАХ модель токопрохождения, основанная на приведенной в предыдущей нашей работе [3] зонной диаграмме идеального ГП p-InSb–n-CdTe (рис.3).

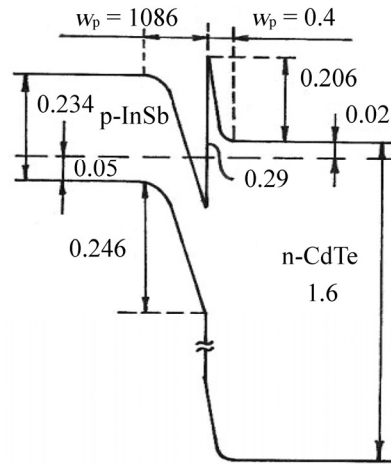


Рис.3. Зонная диаграмма ГП p-InSb–n-CdTe.

3. Модель токопрохождения

При образовании ГП p-InSb – n-CdTe из-за большой контактной разности потенциалов и разрыва зон в узкозонном полупроводнике вблизи границы раздела формируется слой с инверсной проводимостью (рис.3), т.е. в p-InSb, где кроме слоя полного обеднения (шириной w_p) с поверхностной плотностью отрицательного объемного заряда акцепторов Q_A существует также заряд свободных электронов Q_n , локализованных на некотором среднем расстоянии от границы раздела. Этот суммарный отрицательный заряд компенсируется положительным зарядом доноров Q_D в слое полного обеднения в n-CdTe, имеющем ширину w_n . Поскольку в валентной зоне существует разрыв зон более 1 эВ, то составляющей тока перехода, обусловленной инжекцией дырок в n-CdTe, можно пренебречь. Ток перехода при прямом смещении будет обусловлен инжекцией электронов в квазинейтральную область InSb и их последующей диффузией и рекомбинацией с дырками. Здесь, однако, надо иметь в виду, что в общем случае электроны могут инжектироваться из двух «резервуаров»: из широкозонной области n-CdTe и из ямы инверсионного слоя. В общем случае вклады этих резервуаров в ток перехода разные, так как они отличаются друг от друга не только концентрацией электронов, но высотой барьера, преодолевая которые электроны могут инжектироваться в квазинейтральную часть InSb. Как следует из рис.3, в равновесии

высота барьера для надбарьерной инжекции электронов из n-CdTe составляет около 0.2 эВ, в то время как для электронов, локализованных в яме инверсионного слоя, глубина ямы больше и составляет 0.25 эВ. При малых прямых смещениях в формировании тока перехода, во-первых, будут давать электроны, инжектированные из n-CdTe, значительная доля которых, без термализации и захвата в яму, может достичь края области пространственного заряда (ОПЗ) в p-InSb и, увеличивая концентрацию неосновных носителей, создаст часть диффузионного тока перехода. Во-вторых, из-за уменьшения глубины инверсионной ямы из нее тоже может начинаться дополнительная инжекция электронов в квазинейтральную область p-InSb, дающая некоторый вклад в рост общего тока ГП. Здесь необходимо, однако, заметить, что в отличие от квазинейтральной области n-CdTe, концентрация электронов в инверсионном слое не постоянна, зависит от изгиба зон в p-InSb и уменьшается с ростом прямого смещения. В добавок к этому, если учесть, что заряд электронов, сосредоточенных в инверсионном слое, в свою очередь влияет и на распределение внешнего смещения между компонентами ГП, то становится понятным, что формирование вольт-амперной характеристики такого гетероперехода является сложным процессом. Ее конкретный вид зависит от многих факторов, связанных как друг с другом, так и от величины внешнего смещения. В эксперименте наблюдается рост тока как $I \sim U^\alpha$ ($\alpha \approx 3/2$). Мы покажем, что в нашей модели, в некотором интервале прямых напряжений, рост тока действительно может описываться такой степенной зависимостью.

Контактную разность потенциалов $\Delta\phi_K$ в равновесии можно представить в виде суммы диффузионных потенциалов, приходящихся в n- и p-областях: $\Delta\phi_K = \phi_{n0} + \phi_{p0}$. При наличии внешнего смещения U часть его (U_1) падает в ОПЗ CdTe, часть (U_2) – в ОПЗ InSb. Соответственно и уменьшаются высота потенциального барьера для электронов как из CdTe, так и глубина потенциальной ямы в ОПЗ p-InSb. Они становятся равными $(\phi_{n0} - U_1)$ и $(\phi_{p0} - U_2)$. Для нахождения зависимостей зарядов ионизованных доноров Q_D , акцепторов Q_A в ОПЗ, а также электронов в инверсионном слое Q_n , в условиях сильной инверсии, необходимо решить уравнение Пуассона с учетом вклада всех этих зарядов [8]. Тогда уравнение электронейтральности для перехода $Q_n + Q_A = Q_D$ можно представить в виде:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 kT N_A}{2}} \exp\left[\frac{q(\phi_{p0} - 2\phi_0 - U_2)}{kT}\right] + \sqrt{2q\varepsilon_0 \varepsilon_2 N_A (2\phi_0 - \frac{kT}{q})} \\ & = \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_1 N_D q(\Delta\phi_K - \phi_{p0} - U_1)} \end{aligned} \quad (1)$$

где ε_1 , ε_2 – диэлектрические проницаемости полупроводников CdTe и InSb, ε_0 – электрическая постоянная, q – элементарный заряд, $q\phi_0$ – есть энергетическое расстояние между серединой запрещенной зоны и уровнем Ферми в объеме p-InSb. Это уравнение позволяет найти распределение внешнего напряжения между ОПЗ CdTe и InSb. Здесь мы учли тот факт, что при наличии электронного

инверсионного слоя величина заряда ионизованных акцепторов (второй член в правой части (1)) не зависит от потенциала границы раздела и задается изгибом зон в момент начала сильной инверсии.

С учетом вкладов в ток электронов, инжектированных как из n-CdTe, так и из инверсионной ямы, плотность тока перехода можно представить в виде:

$$j = \frac{qD_n}{L_n} \left[\gamma N_D \exp\left(-\frac{q(\Delta\phi_k - \phi_{po})}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) + n(0) \exp\left(-\frac{q\phi_{po}}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \right] \equiv j_0 \left[\gamma \exp\left(-\frac{q(\Delta\phi_k - \phi_{po} - 2\phi_0)}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) + \xi \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \right], \quad (2)$$

где γ – есть доля нетермализованных в яме электронов, D_n , L_n – коэффициент и

Параметры, используемые при расчете ВАХ ГП

Параметр	p-InSb	n-CdTe
Ширина запрещенной зоны $E_g(77K)$, эВ	0.234	1.6
Концентрация доноров N_D , см ⁻³	–	1.13×10^{15}
Концентрация акцепторов N_A , см ⁻³	4×10^{14}	–
Диэлектрическая проницаемость ϵ	16.8	7.1
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости $N_C(77K)$, см ⁻³	–	10^{17}
Эффективная плотность состояний в валентной зоне $N_V(77K)$, см ⁻³	9.45×10^{17}	–
Положение уровня ферми в n-CdTe, эВ	-	0.02
Положение уровня ферми в p-InSb, эВ	0.05	–
Электронное сродство χ , эВ	4.59	4.3
Разрыв зон в зоне проводимости ΔE_C , эВ	0.29	–
Диффузионная длина электронов L_n , мкм	4.47	–
Коэффициент диффузии электронов D_n , см ² /с	2×10^3	–
Время жизни неосновных носителей τ_n , с	10^{-10}	–

длина диффузии электронов в p-InSb, а $n(0)$ – есть объемная концентрация электронов в инверсионной яме, которая задается величиной изгиба зон и средней длиной локализации электронов от границы раздела λ_c [8]

$$n(0) = \frac{\sqrt{2kT\epsilon_2\epsilon_0 N_A}}{q\lambda_c} \exp\left(\frac{q(\phi_{p0} - 2\phi_0)}{kT}\right). \quad (3)$$

При численном расчете ВАХ нами были использованы параметры ГП, представленные в таблице. Используя их и выбрав $\gamma = 0.75$ и $\lambda_c = 100\text{\AA}$, получаем $\xi = 0.28$.

Расчеты показывают, что при относительно небольших внешних смещениях, когда сохраняются значительные изгибы зон, а в потенциальной яме продолжает иметь место режим сильной инверсии, распределение внешнего напряжения между компонентами ГП осуществляется в пропорции $U_1/U_2 \sim 10$. С ростом напряжения это соотношение уменьшается, но, по-прежнему, большая часть внешнего смещения продолжает падать на область объемного заряда n-CdTe. Но, с другой стороны, поскольку концентрация электронов в инверсионной яме зависит экспоненциально от изгиба зон, величина которого при прямом смещении уменьшается на величину U_2 , то точную оценку относительного вклада в общий ток перехода электронов, инжектированных из CdTe и из инверсионной ямы, описываемых первым и вторым членами в выражении (2), можно получить лишь с помощью согласованного численного расчета.

На рис.4 представлена рассчитанная с помощью полученных выше формул зависимость прямого тока ГП от напряжения (безразмерные единицы) в двойном логарифмическом масштабе в интересующем нас интервале внешних смещений. Видно, что вольт-амперную характеристику ГП действительно можно описать зависимостью типа $j \sim U^\alpha$, где $\alpha \approx 1.5$.

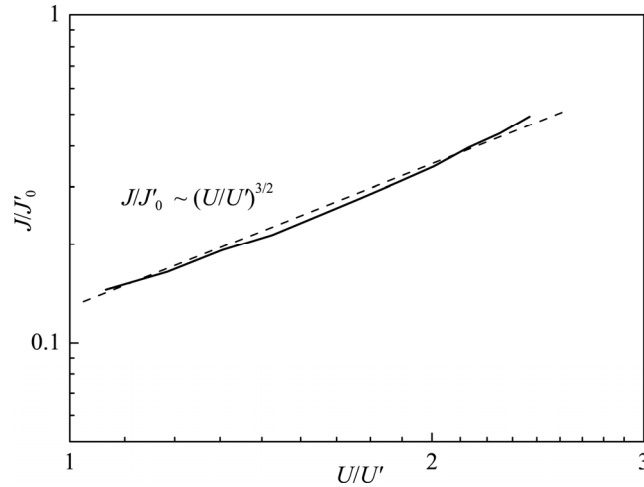


Рис.4. Теоретическая ВАХ ГП в двойном логарифмическом масштабе. Здесь напряжение и плотность тока представлены в относительных величинах ($U_0' = 0.18\text{ В}$, $J_0' = 3.6\text{ мА/см}^2$).

4. Заключение

Таким образом, в работе показано, что такая особенность зонной структуры ГП p-InSb–n-CdTe как наличие вблизи границы раздела инверсионного слоя в p-InSb существенно может видоизменять прямую ветвь его ВАХ. В частности, аналогично токам, ограниченным объемным зарядом, в некотором интервале прямого смещения может наблюдаться степенная зависимость тока от напряжения. Наличие инверсионного слоя следует иметь в виду и при исследовании вольт-фарадных и фотоэлектрических характеристик ГП p-InSb–n-CdTe.

Работа выполнена в совместной лаборатории Института радиофизики и электроники НАН РА и Российско-Армянского университета при финансовой поддержке в рамках субсидии МОН РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.G. Alexanian, Al.G. Alexanian, R.K. Kazarian, L.A. Matevosian, H.S. Nickogosian. Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, **14**, 2203 (1993).
2. A.G. Alexanian, N.S. Aramyan, K.E. Avjyan, A.M. Khachatryan, R.P. Grigoryan, A.S. Yeremyan. Combinatorial and High-Throughput Discovery and Optimization of Catalysts and Materials, R.A. Potirailo, W.F. Maier (eds.), CRC/Taylor & Francis, 2006.
3. Л.А. Матевосян, К.Э. Авджян, С.Г. Петросян, А.В. Маргарян. Успехи прикладной физики, **2**, 403 (2014).
4. Hamamatsu technical information, available <https://www.hamamatsu.com/us/en/product/index.html>
5. А.В. Маргарян, С.Г. Петросян, Л.А. Матевосян, К.Е. Авджян. Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 272 (2016).
6. D.R.T. Zahn et al. Appl. Surf. Sci. **41/42**, 497 (1989).
7. R.G. van Welzenis et al. Appl. Phys. **A52**, 19 (1991).
8. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, т.1, М., Мир, 1984, 456 стр.

CURRENT TRANSPORT MECHANISM IN p-InSb–n-CdTe HETEROJUNCTION

S.G. PETROSYAN, L.M. MATEVOSYAN, K.E. AVJYAN, S.R. NERSESYAN

Based on the analysis of the forward current-voltage characteristics of the p-InSb–n-CdTe heterojunction, fabricated by a method of pulsed laser deposition, the existence of two charge injection mechanisms was experimentally confirmed. At relatively small external bias voltages ($0.03 \text{ V} < U < 0.15 \text{ V}$), the current is in satisfactory agreement with the expression $I \sim \exp(qU/\eta kT)$ with ideality factor $\eta = 1$. Above 0.18 V, the current-voltage characteristic obeys the law $I \sim U^{3/2}$ with a subsequent exit to the linear part (current cut-off voltage – 0.47 V). A theoretical model of current transport is given taking into account the peculiarities of the heterojunction band bending, leading to the appearance of inversion layer near the interface.