

# Электрические свойства изотипной гетероструктуры

## $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$

© С.И. Драпак<sup>†</sup>, В.А. Манассон\*, В.В. Нетяга, З.Д. Ковалюк

Институт проблем материаловедения им. Францевича, Черновицкое отделение Национальной академии наук Украины, 58001 Черновцы, Украина

\* Antena Development,

Waveband Corporation, Torrance, Ca. 90501, USA

(Получена 16 апреля 2002 г. Принята к печати 29 мая 2002 г.)

Приводятся результаты исследования электрических свойств впервые изготовленной изотипной гетероструктуры  $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ . Предложена качественная модель, объясняющая возникновение отрицательной дифференциальной проводимости при прямом напряжении смещения, а при освещении структуры также — и при обратном смещении.

## 1. Введение

Моноселенид галлия GaSe является представителем широкого класса полупроводниковых слоистых соединений  $A^{II}B^{VI}$  и используется в качестве базового материала для создания на его основе различного типа фоточувствительных структур. На основе моноселенида галлия созданы солнечные элементы [1], высокоэффективные фотодиоды [2], датчики поляризованного излучения [3]. Чувствительность собственного окисла этого полупроводника в ультрафиолетовом спектральном диапазоне позволяет считать GaSe перспективным материалом и для создания сенсоров ультрафиолетового излучения [4]. Считается, что, благодаря природной анизотропии химических связей внутри и между слоями, подложки как из этого материала, так и из других слоистых полупроводников (InSe, GaS,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и др.), полученные путем скола в воздушной атмосфере, являются совершенными не только в геометрическом смысле, но и в смысле инертности к адсорбции атомов из атмосферы [5–7]. Поэтому сведения о влиянии границы раздела для гетеропереходов или поверхности GaSe в барьерах Шоттки в литературе практически отсутствуют. Исключения составляют лишь немногочисленные работы, когда на поверхности селенида галлия преднамеренно создавался слой собственного окисла, например [8], или же исследовался контакт GaSe с такими полупроводниками, как Ge, Si [9]. В последнем случае отклонения электрических характеристик от идеальных объяснялись влиянием поверхности Ge или Si. Анализ экспериментальных результатов по исследованию вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур на основе моноселенида галлия затрудняет также большое последовательное сопротивление, которое нелинейно зависит от напряжения. Поэтому часто вместо темновых ВАХ в литературе приводят их фотоэлектрическую модификацию (см., например, [10]). Отметим, что большое последовательное сопротивление структур на основе GaSe является одним из факторов, препятствующих широкому использованию

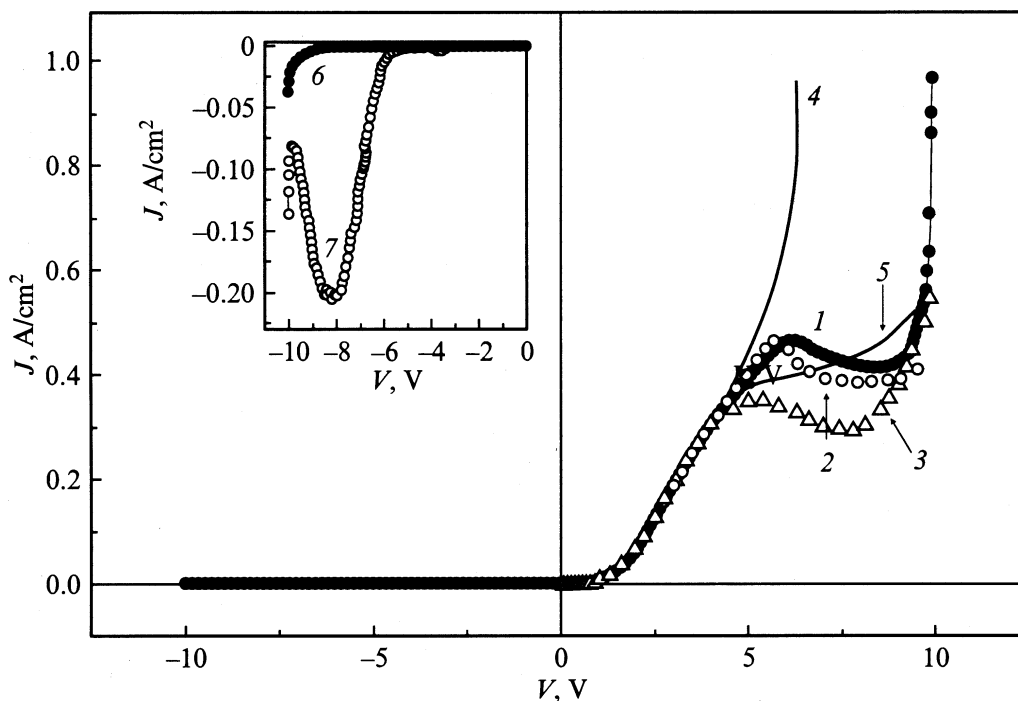
этого полупроводника на практике. Однако снижение последовательного сопротивления до значений, обычных для промышленных кремниевых или фосфид-галлиевых диодов, может привести к нетривиальным результатам, когда электрические характеристики структуры будут определяться не столько свойствами барьера, а главным образом свойствами границы раздела. Особенно это заметно в структурах с небольшой высотой потенциального барьера.

В настоящей работе приведены исследования впервые созданной изотипной гетероструктуры  $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ . Последовательное сопротивление постоянному току в структуре составляло  $\sim 20\text{--}40$  Ом, а определенная из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) высота потенциального барьера — 0.1 эВ.

## 2. Методика эксперимента

В целях уменьшения последовательного сопротивления для изготовления гетеропереходов использовались монокристаллы GaSe, легированные диспрозием Dy, с концентрацией основных носителей заряда  $p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 300 К. В качестве контактирующего материала — слабо вырожденный  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , выращенный методом Бриджмена без отклонения от стехиометрии, с концентрацией дырок  $p = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при той же температуре. Концентрации носителей заряда в обоих полупроводниках определялись из холловских измерений. Поверхности полупроводников готовились путем скола в воздушной атмосфере и дополнительной обработке (механической, химической и температурной) не подвергались. Гетеропереходы создавались методом посадки на оптический контакт [11]. Толщина подложек из моноселенида галлия составляла 1–1.5 мм, а халькогенида висмута — 0.1–0.2 мм. Площадь исследуемых образцов составляла  $s \approx 0.3 \text{ см}^2$ . Токовыводящие контакты как со стороны GaSe, так и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  наносились путем сплавления индия при температуре 150–180°C и сохраняли омичность во всем интервале исследуемых плотностей тока. Изготовленные таким образом гетероструктуры обладают ярко выраженными выпрямляющи-

<sup>†</sup> E-mail: chimsp@unicom.cv.ua  
Fax: (03722) 20050



**Рис. 1.** Типичные статические (1, 2), динамические (4, 5) и измеренная по точкам (3) вольт-амперные характеристики изотипной гетероструктуры  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  при  $T = 290$  К. На вставке — обратные ветви статической вольт-амперной характеристики структуры в темноте (6) и при освещении (7). Концентрация основных носителей заряда в GaSe составляла  $p = 9.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре.

ми свойствами в широком диапазоне температур: при напряжении 1.5–2 В прямой ток превышает обратный не менее чем в  $5 \cdot 10^3$  раз. При этом прямое направление вольт-амперной характеристики соответствует положительному потенциалу на GaSe.

Для определения механизмов прохождения тока в гетероструктуре измерялись прямые и обратные ВАХ в диапазоне напряжений от –11 до +11 В, при различных фиксированных температурах в интервале от 230 до 333 К. Измерения проводились тремя способами.

1. Путем изменения приложенного к структуре напряжения с определенным шагом (статическая ВАХ). Скорость изменения напряжения (как увеличения, так и уменьшения) варьировалась в пределах 10–200 мВ/с. Изменение скорости не приводило к изменению вида ВАХ. Измерения проводились с помощью амплитудно-частотного анализатора H.F-FRA-1255&1286. Управление измерительным комплексом осуществлялось с помощью программы *SoftWare-v.2.2*.

2. Путем задания определенных значений напряжения смещения (по точкам). Значения напряжения и тока фиксировались на третьей секунде после приложения к структуре смещения.

3. На переменном токе с частотой 50 Гц.

Типичная статическая ВАХ структуры  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  при  $T = 290$  К представлена на рис. 1 (кривые 1, 2). Зависимость 1 отвечает тому случаю, когда приложенное к структуре напряжение смещения

изменялось от –11 до +11 В, а зависимость 2 — в обратном направлении. Как видно из рисунка, ВАХ содержит участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). При измерении ВАХ по точкам качественный вид характеристики сохраняется (рис. 1, кривая 3), однако начиная с напряжений смещения  $V \gtrsim 4.5$  В наблюдалось некоторое отставание по плотности тока от зависимостей 1, 2. Измерения ВАХ на переменном токе (динамическая ВАХ) засвидетельствовали отсутствие участка с ОДП. На экране осциллографа наблюдалось только изменение положения прямой ветви из положения 4 в положение 5 (см. рис. 1) со временем релаксации 4–6 с, что свидетельствует о медленности процессов, обуславливающих появление негативной дифференциальной проводимости в структуре  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$ . Причем, если в состоянии 3 прямая ветвь ВАХ находилась на протяжении 4–6 с, то в состоянии 4 — в течение времени на порядок меньшем. При освещении гетероперехода (ГП) светом мощностью  $100 \text{ мВт/см}^2$  появление участка с ОДП наблюдалось и на обратной ветви ВАХ (см. вставку к рис. 1).

Результаты проведенных исследований показали, что электрические свойства изотипных ГП  $Bi_2Te_3-GaSe$  не зависят от того, изготовлялись ли структуры через 5–6 мин после скола контактирующих полупроводников или же через 30 мин. Вместе с тем была обнаружена зависимость электрических свойств от концентрации примесей в GaSe. Так, при использовании в качестве

подложки GaSe с концентрацией основных носителей заряда  $p = 2.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  начало участка с ОДП смешалось в сторону меньших напряжений смещения и наблюдалось при  $V \approx 3.5 \text{ В}$ . И наоборот, при уменьшении концентрации дырок в моноселениде галлия участок с ОДП наблюдался при больших напряжениях (например, при  $p = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  начало ОДП отмечено при  $V \approx 8.5\text{--}9 \text{ В}$ ). Еще одна особенность исследуемой гетероструктуры состоит в значительном расхождении между величиной диффузионного потенциала, определенного из ВФХ (0.1 эВ), и токовым напряжением отсечки ВАХ при относительно высоких напряжениях ( $\approx 1.2 \text{ эВ}$ ), которое используют для оценки высоты барьера [12]. Измерения ВФХ проводились по методике [13] с помощью амплитудно-частотного анализатора H.F.-FRA-1255&1286 под управлением программы ZPlot-v. 1.5.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Прежде всего следует отметить, что проведенные исследования зависимости удельного сопротивления от температуры в GaSe и  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  не дают оснований связать возникновение участка с ОДП в гетероструктуре  $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3\text{-}p\text{-GaSe}$  с влиянием температуры на проводимость одного (или же обоих) из контактирующих полупроводников. Принимая во внимание вырождение дырочного газа в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , возникновение ОДП не удается объяснить и с помощью модели туннельного диода: даже в условиях равновесия валентная зона  $p\text{-GaSe}$  находится напротив разрешенных уровней в теллуриде висмута.

Как известно, медленные процессы могут быть обусловлены либо системой заряженных частиц, обладающей „коллективными“ свойствами [14], либо перезарядкой поверхностных состояний, расположенных в слое оксида [15–17]. Первое предположение выглядит достаточно неправдоподобно. Даже если учесть инжектирующую роль омических контактов в системе (тыловой „невыпрямляющий“ контакт In)– $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3\text{-}p\text{-GaSe}$ , то образование плазмы при прямом смещении возможно лишь в теллуриде висмута. Вместе с тем удельное сопротивление  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  значительно меньше, чем у GaSe, поэтому изменение напряжения на халькогениде висмута не приведет к заметному изменению напряжения в гетероструктуре. Инжекция неосновных носителей заряда сквозь  $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3$  в GaSe также невозможна из-за большой величины потенциального барьера для электронов, обусловленной разрывом зон проводимости в контактирующих полупроводниках  $\Delta E_c$ .

Несмотря на то что поверхность моноселенида галлия считается инертной к адсорбции атомов из атмосферы [5–7], второе предположение, по нашему мнению, более вероятно. Наблюдаемый на опыте гистерезис (рис. 1, зависимости 1, 2), характерный для некоторых типов диэлектрических пленок [15], также свидетельствует

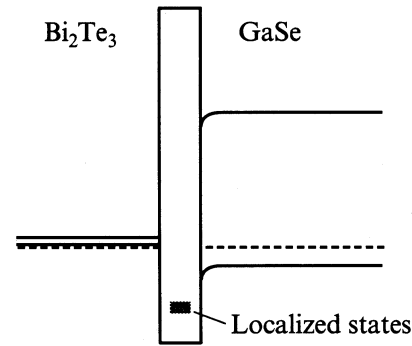


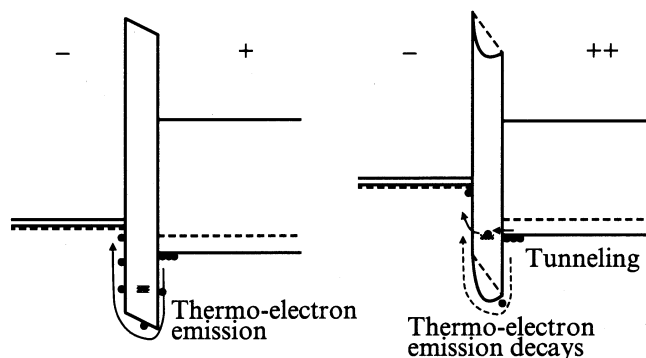
Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры  $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3\text{-}p\text{-GaSe}$  в условиях равновесия.

о присутствии окисного слоя на границе раздела между контактирующими полупроводниками. И действительно, в литературе [18–20] имеются сведения о существовании ультратонкого окисного слоя на границе раздела в структурах на основе GaSe. И если данные [18,19] касаются ГП, изготовленных при температурах, значительно превышающих комнатную ( $T = 400\text{--}450^\circ\text{C}$ ), когда рост собственного окисла происходит достаточно активно [21], то в [20] представлены результаты исследования влияния выдержки подложек из GaSe в воздушной атмосфере на изменение величины работы выхода этого материала. Согласно [20], уже через несколько минут (характеристическое время 5–6 мин) поверхность GaSe покрывается слоем  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  толщиной  $\sim 0.6\text{--}0.8 \text{ нм}$ , после чего рост окисла значительно замедляется: через 96 ч его толщина увеличивается не более чем в 1.5 раза. Очевидно, этим обстоятельством и объясняется идентичность электрических характеристик ГП, изготовленных через 5–6 и через 30 мин после скола контактирующих полупроводников.

На рис. 2 представлена зонная диаграмма гетероструктуры  $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3\text{-}p\text{-GaSe}$  в условиях равновесия с учетом тонкого диэлектрического слоя (ширина запрещенной зоны  $E_g$  для  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  составляет 4.6 эВ [22]) и локализованных в нем глубоких ловушек. При построении энергетической диаграммы принималось, что  $E_g$  для GaSe и  $E_g'$  для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  составляют 2.0 [23] и 0.17 эВ [24] соответственно. Величина поверхностного изгиба зон, равная  $\varphi_0 = 0.1 \text{ эВ}$  в селениде галлия, как уже отмечалось выше, определялась из ВФХ. Положение уровня Ферми в GaSe — по формуле [25]

$$\Delta\mu = E_F - E_V = kT \ln(N_V/p), \quad (1)$$

где  $E_F$ ,  $E_V$  — энергетическое положение уровня Ферми и вершины валентной зоны базового полупроводника соответственно;  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $p$  — равновесная концентрация основных носителей тока,  $N_V = 2(2\pi m_p kT/h^2)^{3/2}$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,  $m_p$  — эффективная масса дырки. Принимая  $m_p = 1.34m_0$



**Рис. 3.** Энергетическая диаграмма гетероструктуры  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  при прямом напряжении смещения.

для GaSe [24], получим  $\Delta\mu = 0.215$  эВ при 300 К. Положение уровня Ферми в  $Bi_2Te_3$   $\Delta\mu'$  оценивалось по формуле [26]

$$p = 4\pi(2m_p kT/h^2)^{3/2} F_{1/2}[(E'_V - E'_F)/kT],$$

где  $E'_F, E'_V$  — энергетическое положение уровня Ферми и вершины валентной зоны  $Bi_2Te_3$ ,  $F_{1/2}$  — интеграл Ферми. В результате  $\Delta\mu' = E'_F - E'_V$  составляет при комнатной температуре  $\Delta\mu' \approx (3-5) \cdot 10^{-2}$  эВ.

Как видно из рис. 2, уже при небольших прямых смещениях  $V \gtrsim (2-3)kT$  в GaSe реализуется ситуация плоских зон (рис. 3) и исследуемая структура уподобляется классической системе металл-диэлектрик-металл с той только разницей, что основными носителями заряда в нашем случае будут не электроны, а дырки. Согласно [15-17], перенос заряда в такой системе обусловлен термоэлектронной эмиссией и описывается выражением

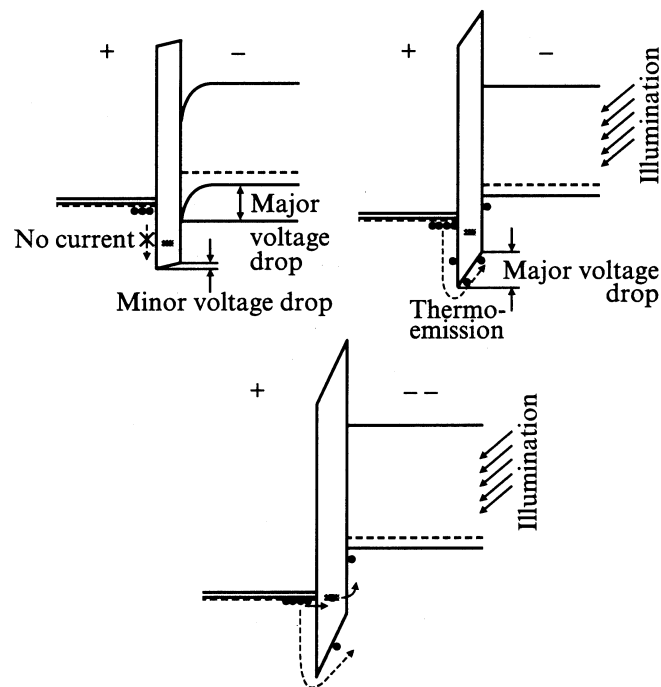
$$I = I_S \exp(eV/kT - 1), \quad (3)$$

где  $I_S = A^*T^2 \exp(-W_m/kT)$  — ток насыщения,  $A^* = 4\pi \times m_p k^2 e/h^3$  — эффективная постоянная Ричардсона,  $W_m$  — работа выхода анода. Для нашего случая в формуле для  $I_S$  величину  $W_m$  следует заменить на работу выхода того полупроводника, куда происходит инжекция основных носителей заряда при прямом смещении, т.е.  $Bi_2Te_3$ ;  $W_m = \chi + E'_g + \Delta\mu'$ , где  $\chi$  — электронное сродство полупроводника. Перенос заряда в системе металла-диэлектрик-металл может осуществляться также и путем туннелирования. Однако мы не рассматриваем этот случай, так как туннелирование предполагает независимость тока от температуры (или же очень слабую зависимость  $I_S$  от  $T$ ), что противоречит экспериментальным данным.

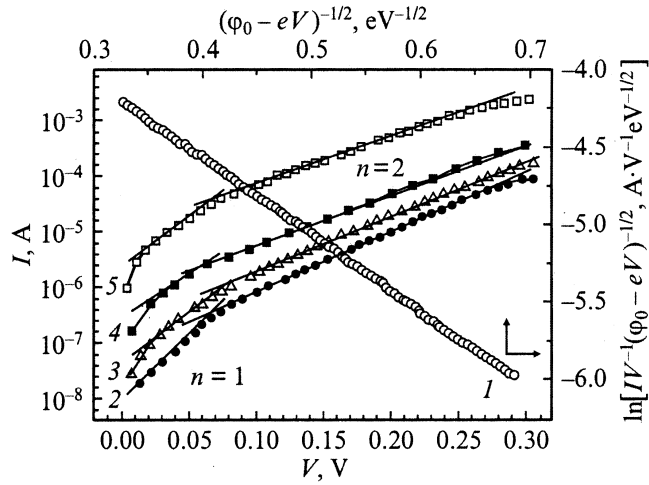
Таким образом, при прямом напряжении смещения на гетероструктуре  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  большая часть напряжения падает на диэлектрическом слое, что обусловлено малой высотой потенциального барьера в GaSe (0.1 эВ) и, как следствие, малым сопротивлением области пространственного заряда (ОПЗ). При достижении некоторого прямого смещения валентная зона монселенида

галлия опускается до уровня локализованных состояний в диэлектрике (медленные уровни) (рис. 3). Тогда часть дырок из GaSe туннелирует на эти состояния. Заряд, который привносят дырки в изолятор, приводит к увеличению высоты барьера (сплошные линии со стрелками вместо пунктирных на рис. 3) и в свою очередь к уменьшению тока термоэлектронной эмиссии. Локализованные в диэлектрике состояния тоже могут принимать участие в переносе носителей заряда через изолятор, например пошаговое туннелирование (*multistep tunneling*). Однако эти процессы являются медленными и не настолько эффективными как термоэлектронная эмиссия. Возможно даже возникновение своего рода положительной зарядовой связи: чем больше количество дырок туннелирует на локализованные состояния в диэлектрике, тем выше становится высота барьера. Это благоприятствует тому, что еще большему количеству дырок энергично выгоднее туннелировать в диэлектрик, и так далее. Дальнейшее возрастание тока при увеличении прямого смещения обусловлено тем, что валентная зона GaSe опускается ниже локализованных медленных состояний и захват ловушками носителей заряда становится невозможным.

При обратном направлении напряжения смещения ОПЗ, локализованная в монселениде галлия, представляет собой более высокоомный слой, нежели диэлектрик. Поэтому большая часть приложенного к структуре  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  напряжения падает именно на области пространственного заряда (рис. 4). В области низких обратных напряжений смещения зависимость  $I = f(V)$  имеет сублинейный характер, что характерно для то-



**Рис. 4.** Энергетическая диаграмма гетероструктуры  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  при обратном напряжении смещения.



**Рис. 5.** Сопоставление выражения (4) с экспериментальной зависимостью обратного тока от напряжения в гетероструктуре  $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$  при комнатной температуре (кривая 1), а также прямые ветви вольт-амперных характеристик при температуре  $T, \text{K}$ : 2 — 238, 3 — 263, 4 — 293, 5 — 323.

ков, обусловленных генерационно-рекомбинационными процессами в ОПЗ. При напряжениях  $|V| \gtrsim 0.4\text{--}0.5 \text{ В}$  медленное возрастание тока сменяется более резким сверхлинейным ростом, связанным, по всей вероятности, с туннелированием носителей через барьер в GaSe. Такое предположение вполне вероятно, если учесть, что под действием сил изображения потенциальный барьер в GaSe приобретает параболический вид. Для барьера с параболическим ходом потенциала туннельный ток описывается выражением [16].

$$I = A \frac{e^3 \sqrt{2m_n} V (\varphi_0 - eV)^{1/2} N_a}{2\pi^2 \hbar^2 \varphi_0^{1/2} (2\varepsilon\varepsilon_0 \varphi_0)^{1/2}} \times \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{m_n \varepsilon \varepsilon_0}}{\hbar N_a^{1/2}} \frac{\varphi_0^{3/2}}{\sqrt{\varphi_0 - eV}}\right), \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_0$  — диэлектрические проницаемости полупроводника и вакуума соответственно. Согласно (4), при туннелировании носителей заряда через барьер ВАХ структуры должна быть прямой линией в координатах

$$\ln\left[\frac{I}{V(\varphi_0 - eV)^{1/2}}\right] = f\left[\frac{1}{(\varphi_0 - eV)^{1/2}}\right],$$

что и наблюдается в эксперименте (рис. 5, зависимость 1).

Ситуация изменяется, если гетероструктуру освещать. В данном случае освещение равносильно изменению барьера, локализованного в GaSe, и приводит к выпрямлению зон в моноселениде галлия. Ситуация становится аналогичной той, когда гетероструктура находится при напряжении смещения в прямом направлении, с той разницей, что дырки теперь двигаются в обратном направлении (из  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  в GaSe). Теперь большая

часть приложенного к структуре напряжения падает на диэлектрике и надбарьерный ток термоэлектронной эмиссии становится доминирующим механизмом переноса заряда через изолятор (рис. 4). Отрицательная дифференциальная проводимость имеет место, когда валентная зона  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  приближается к медленным состояниям, локализованным в диэлектрике. Ток выходит на насыщение и далее, при увеличении приложенного потенциала, из-за положительной обратной связи, начинает уменьшаться (рис. 4). Увеличение тока при дальнейшем возрастании обратного смещения связано как с опусканием валентной зоны теллурида висмута ниже медленных состояний, так и с туннельным пробоем гетероструктуры.

Следует также отметить, что перенос заряда над барьером, образованным изолятором, в системе металл–диэлектрик–металл предполагает, что проводимость диэлектрика равна нулю и предопределяет значение коэффициента идеальности ВАХ  $n = 1$ :

$$I \propto \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right).$$

При увеличении приложенного напряжения значение коэффициента принимало значение  $n = 2$  во всем исследуемом интервале температур (рис. 5, зависимости 2–5). В то же время ВАХ структуры (при напряжениях  $V \gtrsim 3kT$ ) описывается выражением  $I \propto \exp V^{1/2}$  (рис. 6, зависимости 1–4), что характерно как для эмиссии Шоттки [16]:

$$I = A^* T^2 \exp\left[-\frac{\varphi_B - \sqrt{eV/4\pi\varepsilon_i d}}{kT}\right], \quad (5)$$

так и для ионизации по Френкелю [16]:

$$I \propto V \exp\left[-\frac{\varphi_B^* - \sqrt{eV/\pi\varepsilon_i d}}{kT}\right], \quad (6)$$

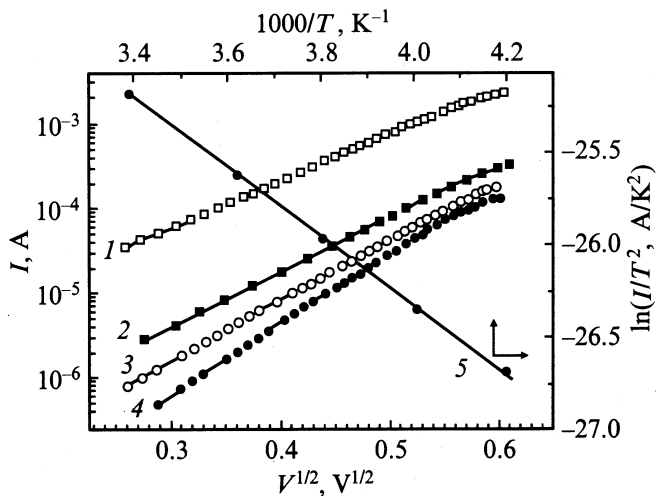
где  $d$  — толщина диэлектрика,  $\varepsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость изолятора, а  $\varphi_B^*$  означает глубину ловушки, а не высоту барьера. Линейность графика зависимости  $\ln(I/T^2)$  от величины  $1/T$  (рис. 6, зависимость 5) свидетельствует в пользу эмиссии Шоттки. Подтверждением этому служит и тот факт, что определенная из соотношения [16]

$$\ln I = \ln(A^* T^2) - 0.43 e \varphi_B / kT \quad (7)$$

высота барьера контакта полупроводник–диэлектрик–полупроводник составляет  $\varphi_B \approx 1.2 \text{ эВ}$  при  $T = 295 \text{ К}$ . Это хорошо согласуется с токовым напряжением отсечки и объясняет различие между этой величиной и величиной контактной разности потенциалов, определенной из ВФХ. Однако найденная из соотношения [15]

$$\text{tg } \beta = \frac{0.43}{kT} \sqrt{\frac{e^3}{4\pi d \varepsilon_i}} \quad (8)$$

( $\beta$  — угол наклона ВАХ в координатах  $\ln I = f(V^{1/2})$ ) толщина диэлектрического слоя составляет  $\approx 2 \text{ нм}$ , что



**Рис. 6.** Прямые ветви вольт-амперных характеристик гетероструктуры  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  в координатах  $\ln I = f(V^{1/2})$  при температуре  $T, K$ : 1 — 323, 2 — 295, 3 — 263, 4 — 238, а также температурная зависимость величины  $\ln(I/T^2)$  (кривая 5).

несколько превышает ожидаемую величину (0.6–0.8 нм согласно [20]). Такое несоответствие может быть обусловлено целым рядом причин. Во-первых, при анализе экспериментальных результатов мы принимали во внимание наличие собственного окисла только на поверхности моноселенида галлия. Однако не стоит забывать, что образование аналогичного окисного слоя возможно и на поверхности  $Bi_2Te_3$ . Нельзя также не принимать во внимание и воздушный зазор между двумя контактирующими полупроводниками. В этом случае, если чисто формально разделить полученную из (8) величину на 3, то получим хорошее совпадение с результатами работы [20]. Во-вторых, последние исследования собственного окисла моноселенида галлия [4] свидетельствуют о том, что он может состоять не только из  $Ga_2O_3$ , но так же из  $GaO$  и  $Ga_2O$ . Диэлектрические проницаемости этих окислов отличны от аналогичной величины для  $Ga_2O_3$ . Учет этого обстоятельства может привести к изменению результатов, полученных из формулы (8). В-третьих, перенос заряда через диэлектрик может быть обусловлен не только эмиссией Шоттки, но и токами, ограниченными пространственным зарядом. Свидетельством этого может служить близкая к квадратичной зависимость тока от прямого напряжения.

#### 4. Заключение

Таким образом, предложенная модель хорошо объясняет причины возникновения отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) при прямом, а при освещении изотипной гетероструктуры  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  и при обратном напряжении смещения. Кроме этого можно сделать следующие выводы.

1. При использовании в качестве подложек  $GaSe$ , легированного диспрозием, возможно создание на его основе структур с типичными для промышленных Si-диодов значениями последовательного сопротивления.

2. При интерпретации экспериментальных результатов и разработке полупроводниковых устройств на основе моноселенида галлия необходим учет влияния границы раздела.

3. Электрические свойства при прямом, а при освещении гетероперехода и при обратном направлении напряжения смещения определяются свойствами границы раздела и предполагают наличие ультратонкого окисла на поверхности контактирующих полупроводников.

4. Выпрямление в исследуемой структуре достигается за счет барьера на границе полупроводник-диэлектрик. Это объясняет различие между контактной разностью потенциалов в  $GaSe$  и напряжением отсечки вольт-амперной характеристики.

5. Основным механизмом, определяющим перенос заряда в гетероструктуре  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  при прямом смещении, является эмиссия Шоттки, не исключающая одновременную возможность протекания токов, ограниченных пространственным зарядом.

6. Электрические свойства исследуемой структуры в условиях отсутствия освещения определяются свойствами потенциального барьера, размещенного в  $GaSe$ .

7. Возникновение ОДП в структуре  $p^+-Bi_2Te_3-p-GaSe$  связано с локализацией глубоких ловушек в диэлектрическом слое.

В завершение авторы выражают благодарность В.И. Литвинову за проявленный интерес и обсуждение результатов этой работы.

#### Список литературы

- [1] С.И. Драпак, В.Н. Катеринчук, З.Д. Ковалюк, В.А. Манассон. Физическая электроника, **41**, 92 (1990).
- [2] С.И. Драпак, З.Д. Ковалюк. Письма ЖТФ, **27** (18), 1 (2001).
- [3] V.A. Manasson, Z.D. Kovalyuk, S.I. Drapak, V.N. Katerinchuk. Electron. Lett., **26** (10), 664 (1990).
- [4] V.P. Savchun, V.B. Kutsai. Thin Sol. Films, **361–362**, 361 (2000).
- [5] R.H. Williams, A.J. McAvej. J. Vac. Sci. Technol., **2**, 867 (1972).
- [6] F. Mayer, E.E. de Kluizerenaar, D. den Engelsen. IOSA, **63**, 529 (1979).
- [7] Л.Б. Ананьина, В.Л. Бакуменко, В.Ф. Чишко. ФТП, **10**, 2373 (1976).
- [8] S.I. Drapak, V.N. Katerinchuk, Z.D. Kovalyuk, V.A. Manasson. Phys. St. Sol. (a), **115**, K35 (1989).
- [9] R.R. Daniels, G. Margaritondo, C. Quaresima, P. Perfetti, F. Levy. J. Vac. Sci. Technol. **3**, 979 (1985).
- [10] В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк. Письма ЖТФ, **25** (2), 29 (1999).
- [11] В.Л. Бакуменко, В.Ф. Чишко. ФТП, **11**, 2000 (1977).
- [12] E.H. Rhoderick. *Metal-Semiconductor Contacts* (Clarendon Press, Oxford, 1978).

- [13] Ю.А. Гольдберг, О.В. Иванова, Т.В. Львова, Б.В. Царенков. ФТП, **18**, 1472 (1984).
- [14] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции* (М., Радио и связь, 1978).
- [15] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977).
- [16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y.-Chichester-Brisbane-Toronto-Singapore, Wiley-Interscience Publication, 1981) v. 1].
- [17] В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. *Полупроводниковые приборы* (М., Высш. шк., 1987).
- [18] С. Tatsuяama, S. Ichimura, H. Iwakuro. Jap. J. Appl. Phys., **21**, L25 (1982).
- [19] М.В. Курик, З.Д. Ковалюк, В.Н. Катеринчук. ФТП, **17**, 1883 (1983).
- [20] В.Л. Бакуменко, З.Д. Ковалюк, Е.А. Тишин, В.Ф. Чишко. *Физическая электроника*, **19**, 123 (1979).
- [21] С.И. Драпак, В.Н. Катеринчук, З.Д. Ковалюк, В.А. Манассон. *Фотоэлектрические свойства гетероструктуры  $\text{In}_2\text{O}_3\text{-Ga}_2\text{O}_3\text{-GaSe}$  с туннельно-тонким слоем диэлектрика* (Киев, ИПМ, 1989).
- [22] T. Hariu, S. Sasaki, H. Adachi, H. Shibata. Jap. J. Appl. Phys., **16**, 841 (1977).
- [23] Landölt-Bornstein. *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Ser. Group III: *Crystal and Solid State Physics*, **17**, ed. by O. Madelung (Berlin, Springer, 1983).
- [24] *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ*. Справочник под ред. А.В. Новоселова, В.Б. Лазарева, З.С. Медведевой, Н.П. Лужной, А.А. Левина (М., Наука, 1979).
- [25] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1965).
- [26] Р. Смит. *Полупроводники* (М., ИЛ, 1962).

Редактор Т.А. Полянская

## Electrical properties of isotype heterostructure $p^+\text{-Bi}_2\text{Te}_3\text{-}p\text{-GaSe}$

S.I. Drapak, V.A. Manasson\*, V.V. Netyaga, Z.D. Kovalyuk

Frantsevich Institute of Material Sciences Problems,  
Chernivtsi Department of National Academy  
of Sciences of the Ukraine,  
58000 Chernivtsi, Ukraine  
\* Antena Development,  
Waveband Corporation,  
Torrance, Ca. 90501, USA

**Abstract** Results on electrical properties investigation of first obtained isotype  $p\text{-GaSe-p-Bi}_2\text{Te}_3$  heterostructure are presented. A qualitative model is proposed which explains a negative differential conductivity occurrence in the direct bias and in the reverse bias (under illumination), too.