

## ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА НА ЕГО ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ

### Введение

Главная тенденция в развитии электроники – повышение рабочих частот. Необходимое условие этого – уменьшение пролетного времени электронов и, как следствие, – уменьшение характерных размеров. Современная микроэлектроника с успехом осваивает субмикронные (<1 мкм) и нанометровые (<0,1 мкм) технологии. Наряду с этой тенденцией остаются традиционными направления, связанные с повышением чувствительности приемных устройств и повышением выходной мощности передающих устройств.

Сегодня существуют несколько направлений развития субмикронной и наноэлектронной электроники – поиск материалов и их соединений с принципиально новыми свойствами, совершенствование компонентов с субмикронными размерами активных областей, включая гетероструктуры, а также создание новых наноразмерных приборов, устройств и систем.

Одним из направлений повышения частотных возможностей и быстродействия электронных компонентов является использование новых полупроводниковых материалов. За последние два-три десятилетия технологическое освоение арсенида галлия существенно потеснило кремниевые приборы, которые господствовали на рынке электронной продукции, прежде всего в области сверхвысокочастотных и сверхбыстродействующих приборов. Этому способствовала не только более высокая подвижность электронов, но и некоторые особенности зонной структуры GaAs. GaAs, как и другие представители группы материалов  $A^{III}B^V$ , относится к так называемым многодолинным полупроводникам, которые имеют в зоне проводимости несколько подзон («долин»), с разными эффективными массами электронов. Это предопределяет существование эффекта отрицательной динамической проводимости (ОДП), на котором основано действие таких генераторов, как диод Ганна. С особенностью такой зонной структуры, точнее – со спецификой междолинных переходов электронов, связан эффект «всплеска» дрейфовой скорости электронов в сильном электрическом поле. Этот эффект относится к так называемым квазибаллистическим явлениям и позволяет получать напряжение, которое создает сильное (порядка единиц или десятков кВ/см) электрическое поле. С арсенидом галлия связано создание, прежде всего, полевых транзисторов с затвором в виде барьера Шоттки (ПТШ), гетероструктурных полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов, гетеробиполярных транзисторов, монолитных интегральных схем разного назначения, и гетеролазеров. Столь широкий спектр созданных приборов обусловлен, в том числе, использованием тройных и четверных соединений, которые можно рассматривать как сплавы простых бинарных полупроводников  $A^{III}B^V$  (AlGaAs, AlGaAsSb, InGaAs и т.д.). Варьируя их стехиометрический состав, можно получать материалы с прогнозируемыми параметрами.

### Резонансно-туннельный диод на основе полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V / C^III A_{1-x}^{III} B^V$ , особенности его функционирования

Резонансно-туннельный диод является одной из самых простых структур с поперечным транспортом. На рис. 1 представлена топология резонансно-туннельного диода, слои которого изготовлены из AlGaAs/GaAs.

В плоскости гетерограниц его размеры имеют значение от единиц до нескольких десятков микрометров, что значительно превышает период решетки (который для GaAs составляет  $\approx 0,56$  нм), а также длину волны де Бройля  $\lambda_{\phi}$ , длину релаксации фазы  $L_{\phi}$  и длину свободного пробега  $L_p$ .

В структуре РТД можно выделить три подсистемы (рис. 1, а): макроскопические области, прилегающие к контактным площадкам, а также микроскопическую область, которая находится между ними. Релевантная часть микроскопической области достаточно сильно легируется примесями n-типа (обычно не меньше  $10^{23} \text{ м}^{-3}$ ), в то время как микроскопическую область оставляют свободной от примесей.

Такое разделение дает возможность создавать так называемые «комбинированные» модели, называемые так, поскольку при их построении для разных участков одного устройства используются разные способы описания электронного коллектива: для сильнолегированных областей, которые прилегают к эмиттерному и коллекторному электродам – полуклассический, а для нелегированной области между двумя резервуарами – разнообразные квантово-механические формализмы, в том числе метод волновых функций.

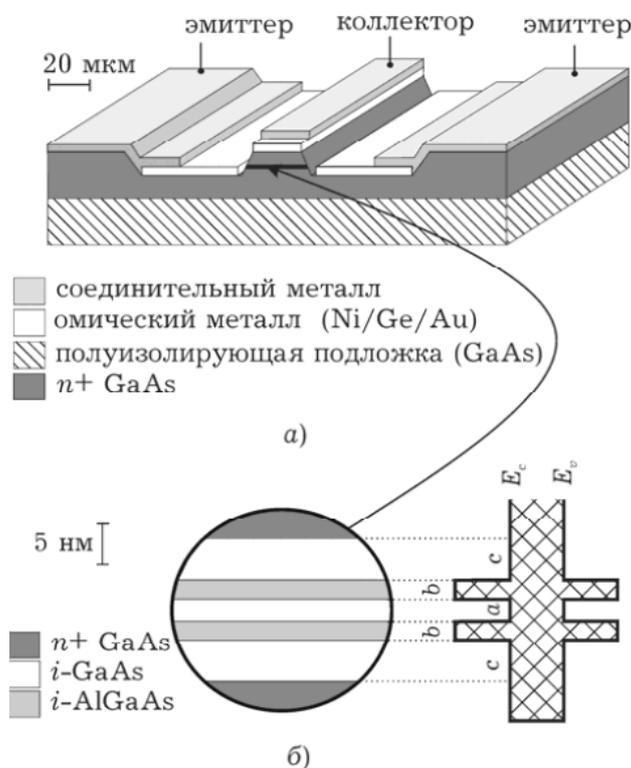


Рис. 1. Структура резонансно-туннельного диода:  
а – структура активной области; б – зонная диаграмма

Характерным свойством резонансно-туннельного диода является наличие на ВАХ участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Наличие участка ОДП указывает на реализацию в созданном образце резонансного туннелирования. Принцип работы РТД заключается в следующем: при низкой температуре в сильно легированных резервуарах электроны занимают состояния, начиная со дна зоны проводимости  $E_c$  и заканчивая энергией Ферми  $E_f$ :  $E_c < E < E_f$  (рис. 2). Все возможные комбинации волновых чисел, таким образом, находятся в сфере Ферми радиуса (рис. 3).

В резервуарах, где электронный газ трехмерный, закон дисперсии имеет вид

$$E_{3D} = E_c + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (1)$$

где  $E_c$  – дно зоны проводимости;  $k_{||}^2 = k_x^2 + k_y^2$ ;  $k_{||z}$  – "продольное" ("поперечное") волновое число электрона, которому соответствует "продольная" ("поперечная") энергия.

В квантовой яме поперечная энергия электрона  $E_z$  квантуется и может приобретать дискретные значения  $E_i$ . Закон дисперсии для электронов модифицируется, поскольку электронный газ становится двумерным. С учетом сохранения волнового числа  $k_{||}$  получим условие, которое налагается на поперечное волновое число электронов, туннелирующих из эмиттера:

$$k_z = \sqrt{2m^*(E_0 - E_c)}/\hbar \equiv k_0. \quad (2)$$

Условие (2) называют условием резонансного туннелирования. Количество электронов в эмиттере, для которых оно выполняется, зависит от положения уровня энергии в квантовой яме (рис. 2, а). Так, если  $k_0 > k_\Phi$  ни один электрон не удовлетворяет условию (2), соответственно и ток через ДБКС отсутствует. Начиная с  $k_0 = k_\Phi$  и до  $k_0 = 0$  количество электронов, способных к прохождению ДБКС, увеличивается и достигает максимума при  $k_0 = 0$ . При этом ток растет за счет увеличения количества электронов, для которых выполняется условие резонансного туннелирования. После прохождения экватора сферы Ферми волновое число  $k_0$  в соответствии с (2) становится комплексным, что трактуется как отсутствие электронных состояний с резонансной энергией. Ток при этом резко падает до нуля (рис. 3, а). Положение уровня поперечной энергии в квантовой яме можно регулировать, прикладывая напряжение (рис. 2, б). При повышении потенциала коллектора уровень энергии "опускается" и может пробегать все значения от  $E_\Phi$  к  $E_c$  и ниже. Соответственно, ток через диод в зависимости от напряжения принимает значение от нулевого, когда  $E_0 > E_\Phi$  до некоторого максимального значения, когда  $E_0 = 0$ . При дальнейшем увеличении напряжения количество электронов резко уменьшается, что приводит к падению тока: так формируется участок отрицательной дифференциальной проводимости  $G_d$ , на котором  $G_d = dI/dV < 0$ .

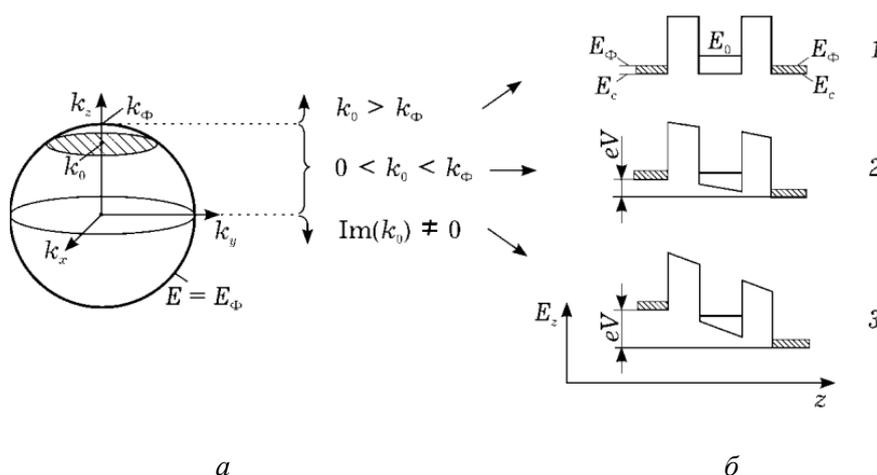


Рис. 2. Принцип работы РТД.

а – сфера Ферми, внутри которой находятся все возможные значения волнового числа электронов из эмиттера; б – рельеф ДБКС при разных смещениях: 1 –  $V = 0$ , 2 – "пиковое" напряжение; 3 – напряжение, при котором уровень в квантовой яме опустился ниже дна зоны проводимости в эмиттере

На рис. 3, б приведена ВАХ экспериментального образца РТД. Принципиальным отличием от теоретической кривой является то, что с увеличением напряжения ток сразу же начинает расти и уже не опускается до нуля, а участок отрицательной дифференциальной проводимости имеет конечный размах по напряжению. Такие отличия объясняются следующим:

- уровни энергии в квантовой яме в действительности не дискретны, а имеют конечную ширину. Такое уширение происходит оттого, что время жизни  $\tau$  электрона в яме за счет выхода через барьеры оказывается конечным, а следовательно, в силу принципа неопределенности для энергии энергетические уровни "размываются" на величину неопределенности энергии, имеющей порядок  $\sim \hbar/\tau$ . Ширина участка ОДП по напряжению конечна, а ВАХ становится более плавной;

- при ненулевой температуре граница между незаселенными и заселенными состояниями в эмиттере размыта (максимальная энергия электрона не ограничивается  $E_F$ ). Следовательно, при изменении напряжения количество туннелирующих электронов и создаваемый ими ток изменяется плавно;

- процессы рассеивания и хаотизации фазы электрона при туннелировании делают условие резонанса (3) не единственным, при котором возможен перенос заряда из левого к правому резервуару.

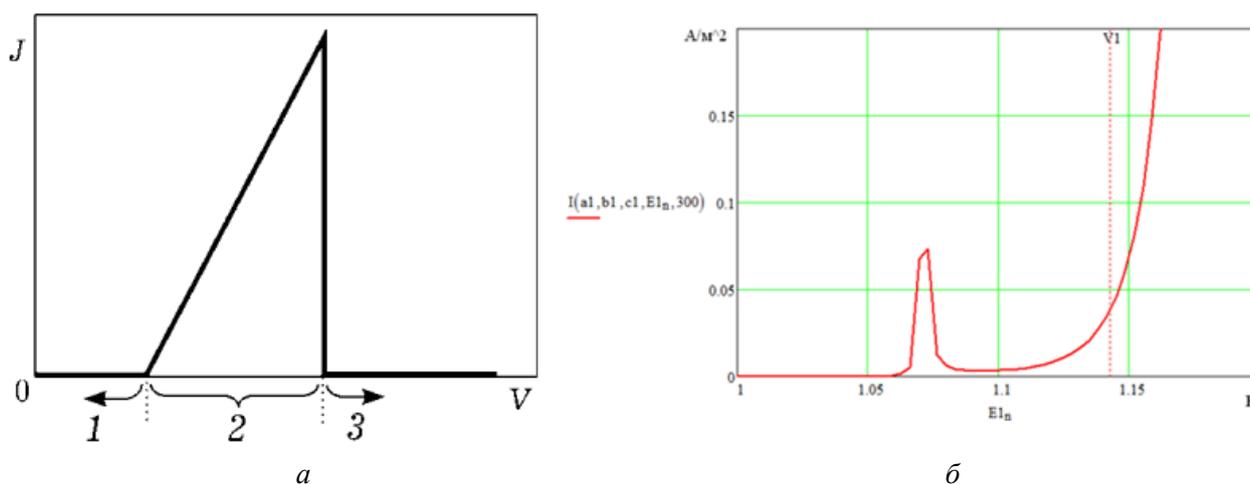


Рис. 3. ВАХ резонансно-туннельного диода:  
а – теоретическая; б – экспериментальная

На рис. 4 представлены ВАХ резонансно-туннельного диода с параболической и потенциальной ямами. Следует отметить, что при увеличении напряжения расстояние между пиками увеличивается соответственно, каждое такое увеличение характеризуется наличием ОДП после пика.

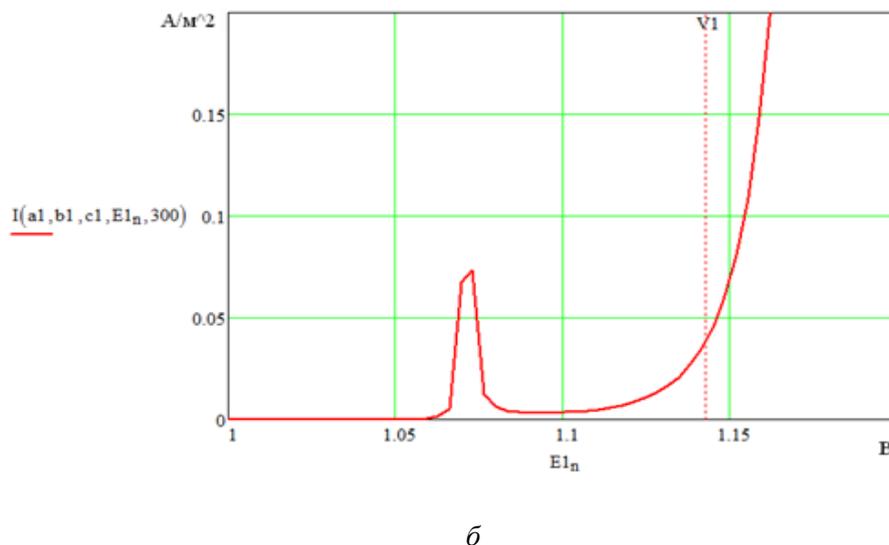
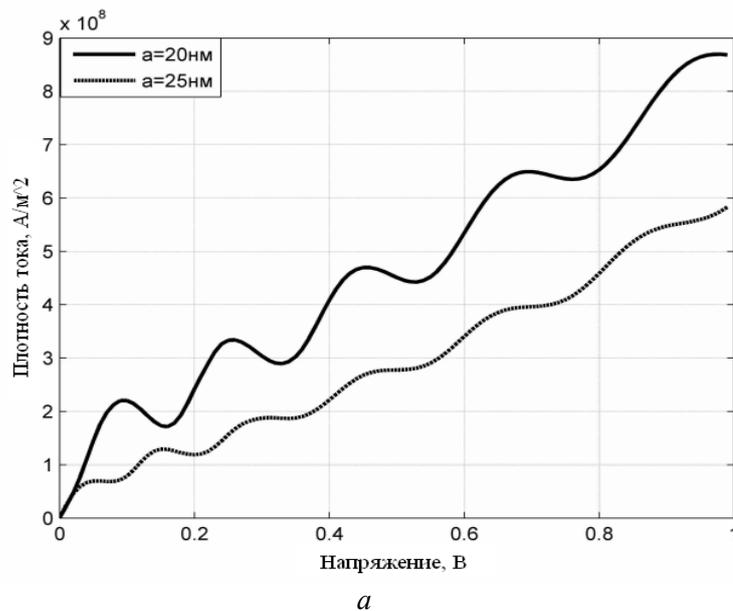


Рис. 4. ВАХ резонансно-туннельного диода:

*a* – параболическая потенциальная яма; *б* – прямоугольная потенциальная яма

На рис. 5 представлены ВАХ РТД в зависимости от длины активной области и высоты «вспомогательных» барьеров.

Проанализировав графики, можно сказать, что увеличение длины активной области или высоты «вспомогательных» барьеров приводит к общему уменьшению плотности тока в диоде. При увеличении высоты «вспомогательных» барьеров характеристики РТД ведут себя почти одинаково:

- смещаются вправо;
- долины становятся более глубокими;
- увеличивается расстояние между соседними пиками;
- пики становятся более узкими.

Указанные замечания можно объяснить тем, что метастабильные уровни в квантовой яме поднялись вверх.

График зависимости ВАХ РТД от температуры показан на рис. 6. Температура не влияет на структуру  $D(E)$ .

При повышении температуры функция Ферми – Дирака «размывается» и возбуждает только те электроны, энергии которых отличаются от  $E_f$  на величину порядка  $kT$ . Это приводит к увеличению общего тока. При  $T=300K$  ВАХ РТД с прямоугольной потенциальной ямой не теряет свои особенности, как в случае с параболической ямой, поэтому, как следствие, можно применять большие температурные режимы при значительной концентрации электронов.

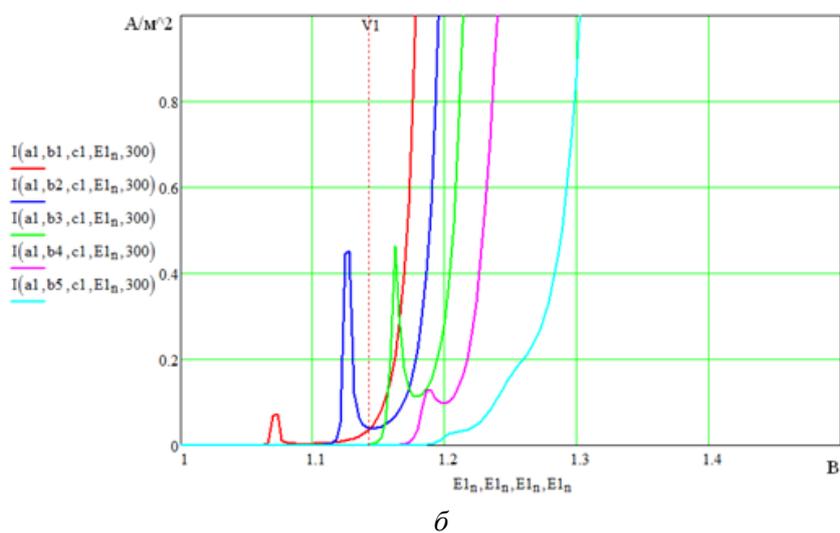
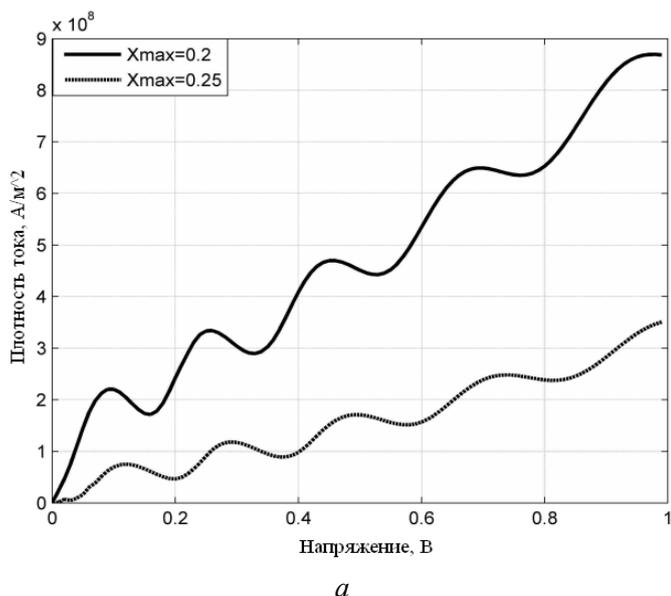


Рис. 5. ВАХ РТД в зависимости от длины активной области и высоты «вспомогательных» барьеров: *а* – параболическая потенциальная яма; *б* – прямоугольная потенциальная яма

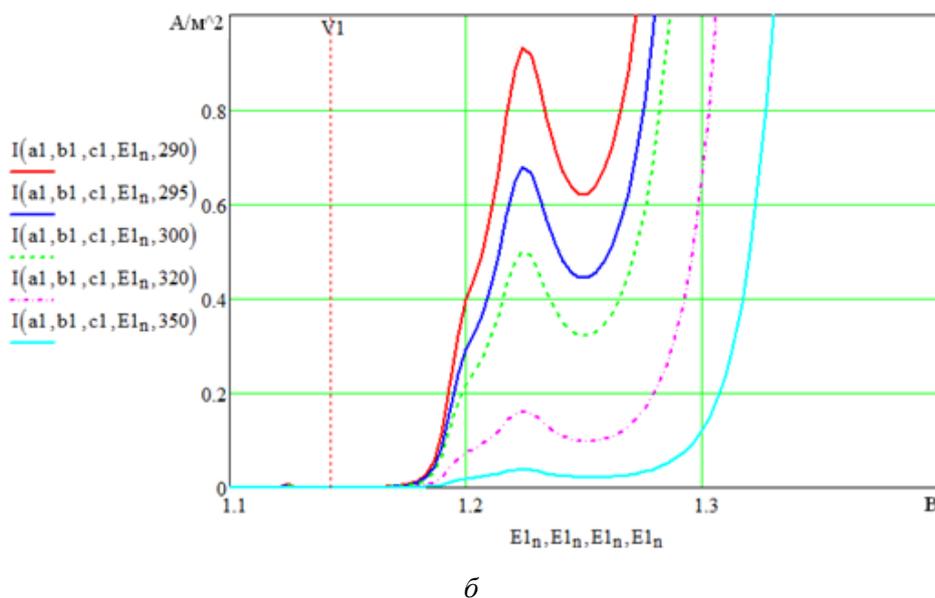
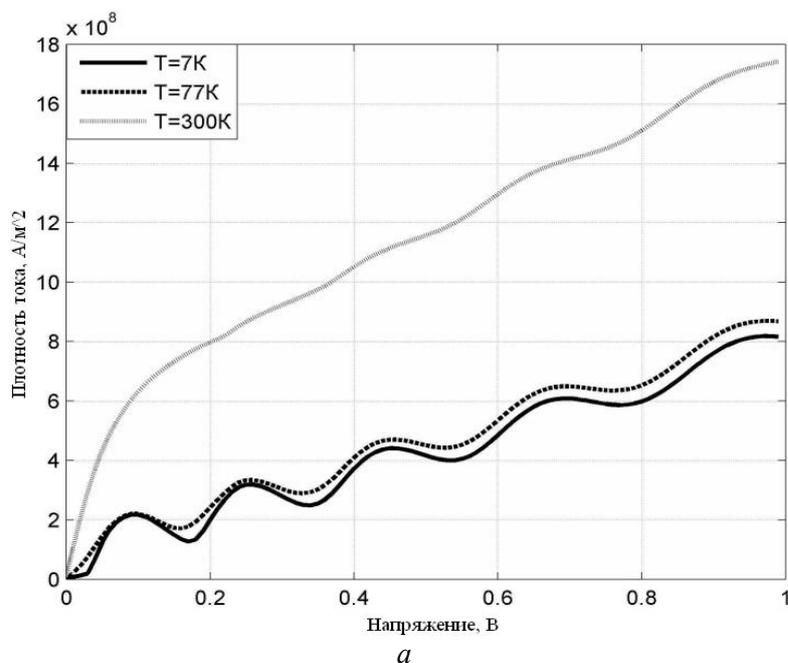


Рис. 6. ВАХ РТД в зависимости от температуры:  
*a* – параболическая потенциальная яма; *б* – прямоугольная потенциальная яма

## Заключение

В работе анализируются вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода на основе полупроводниковых соединений группы  $A^{III}B^V/C^III A_{1-x}^{III}B^V$ . В ходе сравнения двух структур выяснено, что несмотря на отличие в форме потенциальной ямы, поведение частиц имеет много общего. К примеру, энергетический спектр частицы, находящейся в потенциальной яме как прямоугольной, так и параболической, является дискретным; частица, находящаяся в основном состоянии в обеих структурах, обладает энергией, не равной нулю. Энергетические уровни в параболической потенциальной яме в отличие от прямоугольной являются эквидистантными, т.е. расположенными на одинаковом энергетическом расстоянии друг от друга, что указывает на возможность перехода только между соседними уровнями и тем самым показывает высокую комплементарность данной структуры, однако реализация ее

на практике – процесс более сложный и дорогостоящий в сравнении со структурой с прямоугольной потенциальной ямой.

**Список литературы:** 1. *Mizuta H. and Tanoue T.* New York: Cambridge University Press, 1995. – P. 256. 2. *Абрамов И.И., Гончаренко И.А., Коломейцева Н.В.* // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т.39, Вып. 9. – С. 1138-1145. 3. *Boykin T.B., Bowen R.C., Klimeck G.* // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 75. – P. 1302–1304. 4. *Yoder P.D., Grupen M., Smith R.K.* // IEEE Trans. Electron Dev. – 2010. – Vol. 57. – P. 3265–3274. 5. *Anantram M.P., Lundstrom M.S., Nikonov D.E.* // Proceedings of the IEEE. – 2008. – Vol. 96. – P. 1511–1550. 6. *Vurgaftman I., Meyer J.R.* // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 89, 11. – P. 5815–5862. 7. *Алкеев Н.В., Аверин С.В., Дорофеев А.А.* // Физика и техника полупроводников. – 2007. – Т. 41, Вып. 1. – С. 233 – 237. 8. *Wang H. A, Xu H., Zhang Y.* // Phys. Lett. A 355. – 2007. – P. 481–488. 9. *Tsu R.*, London: Elsveir, 2005. – 325 p. 10. *Москалюк В.А., Тимофеев В.И., Федяй А.В.* Сверхбыстродействующие приборы электроники : учеб. пособие. – К. : НТУУ «КПИ», 2012. – С.318 – 377. 11. *Schulman J.N.* // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol. 72. – P. 2829–2831.

*Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники*

*Поступила в редколлегию 17.02.2016*