

## **Features of the 1.3-1.5 $\mu$ m electroluminescence from Schottky diodes on Au-InAs/GaAs quantum-size heterostructures**

**N.V.Baidus\***, **M.V.Dorokhin**, **B.N.Zvonkov**, **P.B.Mokeeva**, **E.A.Uskova**, **S.V.Tikhov**  
*Nizhni Novgorod State University, Gagarin Avenue 23, Nizhni Novgorod, 603950, Russia*

**M.I.Vasilevsky**, **M.J.M.Gomes**

*Physics Department, University of Minho, 4710-057 Braga, Portugal*

This communication reports on the results of experimental studies of electroluminescence (EL) of forward-biased Schottky barrier diodes fabricated on heterostructures where a layer of InAs/GaAs quantum dots (QDs) capped with a thin combined In-GaAs/GaAs layer had been placed into the space charge region. EL coming from both the QD's and the quantum well (InGaAs layer cladding the dots) was observed at temperatures up to 300K. Heterostructures with Au Schottky barrier show more pronounced EL from several confined exciton states in InAs QDs at 300K compared to 77K. The experimental results show the important role of carbon  $\delta$ -layer placed inside the GaAs between the interface and the QD layer. Only samples containing such a layer showed QD EL at room temperature. The use of the InGaAs/GaAs cladding/capping layer containing a  $\delta$ -layer of carbon has permitted us to rich 1.48  $\mu$ m emission wavelength at 300K.

### **1. Introduction**

Schottky barrier (SB) can serve as a light source, in spite of the fact that usually it is a monopolar device [1-3]. In the 60s and 70s, a number of works dedicated to luminescent properties of SB's based on II-VI and III-V semiconductors were published. The main drawback of a SB as an emitting device is its low quantum efficiency owing to a low injection level of minority charge carriers. This is the main reason why these works have not been developed further. However, the basic concepts of the possible EL mechanism in SB's were established, and the ways for increasing the quantum efficiency were determined. One of the most questionable issues related to this problem is where the minority carriers necessary for the radiative recombination come from. The existing points of view to this problem are that the minor carriers appear either (i) from the metal owing to an Auger process [1], or (ii) by tunneling from the metal if there is an oxide layer and the Fermi level matches the top of the valence band in the semiconductor [2], or (iii) just migrate from an inversion layer in the semiconductor [3]. The first two mechanisms were proposed for SB's on bulk crystalline semiconductors, e.g. for Au/ZnSe or Au/GaP structures, and for EL in the visible. The last one was used to explain EL of InGaAs/GaAs quantum well (QW) heterostructures (HS's).

In the recent years, the development of optoelectronic devices emitting in the 1.3-1.55 $\mu$ m wavelength region became an important technological problem. Self-assembled quantum dot (QD) arrays are promising candidate for the emitting region material. There exists a large body of publications devoted to QD-based light emitting diodes and lasers

---

\* Phone: +7-8312-656365; Fax: +7-8312-659366; E-mail: bnv@nifti.unn.ru

for the wavelengths near  $1.3\mu\text{m}$ . The possibility of fabrication of a  $1.5\mu\text{m}$  laser is less clear, while incoherent light sources operating at this wavelength seem to be more feasible and are also interesting from the application point of view.

Some recent publications [4] have reported on the observation of an up to  $1.7\mu\text{m}$  photoluminescence (PL) from QD HS's. This high value of the PL wavelength was obtained thanks to a decrease of the elastic strain in the QDs. It was achieved by application of a thin combined InGaAs/GaAs covering layer, which was probably strained. Such a HS combines the advantages of near-surface QD's having relatively small (0.8-0.9eV) energy of the lowest electron-hole transition (LEHT), and of those placed deeper in the GaAs matrix, possessing a high PL intensity. Unfortunately, QD HS's with thin covering layer are unsuitable for fabrication of conventional lasers or light emitting diodes with  $p$ - $n$  junction. On the other hand, because of the strain, QD's located far from the surface have higher (approximately by 0.2 eV) LEHT energies and, consequently, lower radiation wavelengths. In the view of these difficulties, development of a light-emitting Schottky diode based on a HS containing a QD layer in the space charge region seems to be a promising solution of the problem of obtaining electroluminescent radiation near  $1.55\mu\text{m}$ . Besides, Schottky diode is easier to fabricate compared to lasers and light emitting diodes with  $p$ - $n$  junction, which makes it promising for applications in integral and waveguide optics.

As mentioned above, EL from SB based on a HS with InGaAs/GaAs QW has been observed earlier [1], but only at low temperatures (below 100 K). In the present paper, we report the results of our studies of the EL from Au Schottky contacts to QD/QW HSs. This luminescence is found to be more robust than that observed in [1] in the sense that it persists up to room temperature. Moreover, owing to deeper confinement potential in QDs compared to QWs, it has been possible to achieve longer emission wavelengths. We will discuss the features of this EL and the ways of increasing the quantum efficiency and operation temperature, as well as the possibilities to attain the wavelengths required for fiber optic communication systems.

## 2. Experimental

InAs/GaAs QD heterostructures were grown by Atmospheric Pressure Metal Organic Vapor Phase Epitaxy (AP MOVPE) [4]. These structures include a thin double cladding layer consisting of an  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  QW and a thin exterior GaAs layer, in order to reduce the elastic strain in the QDs and decrease the LEHT energy [5]. These InAs/GaAs QD HSs have high PL yield at room temperature in the wavelength band up to  $1.7\mu\text{m}$ , with the emission linewidth of 30 meV.

The structures were grown on (001) semi-insulating GaAs. The  $n$ -GaAs buffer layer ( $\sim 0.6\mu\text{m}$  thick) was grown at  $600 - 650^\circ\text{C}$ . It was doped with Si in order to make it conductive for the EL measurements. Then the growth temperature was reduced down to  $520^\circ\text{C}$  before InAs deposition. Trimethyl-indium and arsine were introduced into the reactor separately in an alternating way for 6 and 4 seconds, respectively, in each cycle, with 4-second pauses between the cycles. The total number of cycles was up to 10. The InAs layer nominal thickness was  $\sim 1.5\text{ nm}$ . In order to increase the QD uniformity, the InAs layer was doped with bismuth during the deposition. Then the QDs were covered with an

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  QW layer ( $x = 0.2 \div 0.3$ , the QW thickness  $L = 2 \div 3$  nm) at  $520^\circ\text{C}$  and finally with a 12 - 40 nm exterior GaAs layer.

For some HS's, the InGaAs surface was annealed in a flow of carbon tetrachloride at temperatures  $520\text{-}580^\circ\text{C}$ . Such a treatment has double action. First, it leads to creation of an acceptor carbon  $\delta$ -layer (with hole concentration  $(1\text{-}7)\cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ . Usually the acceptor density is higher if growth temperature is lower). Secondly, and especially at higher temperature, the carbon tetrachloride effectively etches the excess of InAs on the surface. As it was established earlier [6], such a treatment deletes the InAs dislocated clusters and smoothen the surface after the subsequent overgrowth by GaAs. After such a treatment, the PL intensity from the QD layer usually increases.

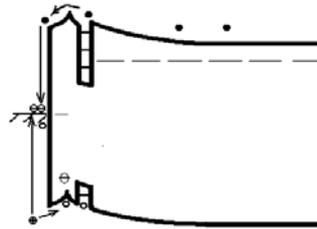
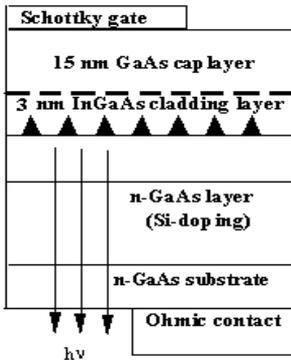


Fig.1.

Schematic cross-sectional view of the sample and potential energy diagram for a forward biased Au-InAs/GaAs QD/QW HS. The dashed line in the cross-section indicates carbon  $\delta$ -layer, which produces the perturbation of the band energies between the QD/QW dip and the interface.

The schematic of the epitaxially grown structures is shown in Fig.1. SBs were fabricated by thermal evaporation of metal (Au) through a mask. They had 0.5 mm in diameter. In order to avoid defect formation on the semiconductor surface during the metal deposition, a thin tunnel-size (5 nm) anode oxide was overgrown on some of the samples prior to the contact fabrication.

We measured current-voltage characteristics and electro and photoluminescence of the structures. The emission was collected from sample's backside applying a 200 Hz modulated forward bias. Along with the EL, PL measurements were performed at 77 and 300 K under argon laser excitation.

### 3. Results and discussion

**Electrical properties of the SB's.** Current-voltage characteristics of the SB structures without carbon  $\delta$ -layer were found to follow the standard exponential law. When plotted in the  $\log I$  vs  $V$  coordinates, the straight line extended for 4 or 5 orders of magnitude. Therefore the standard model of the thermoelectronic emission was used to estimate the SB height ( $\phi_b$ ). Usually Au-GaAs SBs have the barrier height  $\phi_b=0.91$  eV and the non-ideality factor  $n=1.03$ . The introduction of the quantum-size layer into the space

charge region of GaAs was found to decrease  $\phi_b$  down to 0.83 and 0.55 eV for QD and QW HS's, respectively, and to increase  $n$  (up to 1.21 and 1.56, accordingly). Formation of the oxide layer on the metal/HS interface resulted in an increase of the barrier height by some 100-120 meV, and in a slight reduction of the non-ideality factor.

If the presence of the acceptor  $\delta$ -layer, we found  $n > 2$ . Probably it is due to the appearance of an additional barrier for electrons and a potential well for holes. The parameters of the current-voltage characteristics obtained in this case differ considerably from those for HS's with QDs included into  $p$ - $n$  junction, where the  $p$ -layer was also doped with carbon [6].

#### Photoluminescence.

The PL spectra (presented in Fig.2) show several bands related to the electron-hole transitions in the InAs QDs and InGaAs cladding layer QW. The intensity of the InAs band (situated at lower energies) is higher than that corresponding to the QW. However, it should be noticed their intensity ratio depends

on the measurement temperature. At 300 K the intensity ratio is nearly 10 times higher than at 77 K. The QD-related band shows several peaks corresponding to different electron-hole transitions.

**Electroluminescence.** The EL spectra are shown in Fig.3 for two temperatures and different values of the injection current. They also have features related to the LEHT and recombination of the first excited exciton state in QDs. However, the QD/QW emission intensity ratio is the opposite to the case of the PL. For most of the samples, the EL intensity from the QW was 10-100 times higher comparing to that from the QD layer (at 77K). The intensity ratio was found to correlate with the difference in the positions of the QD and QW-related bands. When this difference decreases, the relative intensity of the QW EL increases. EL at 77K was observed independently of the presence of the  $\delta$ -layer in the structure.

On the contrary, the  $\delta$ -layer is essential for obtaining EL from QD's at 300K (see Fig.3a). Samples with carbon  $\delta$ -layer show strong EL from the QD layer, which usually exceeds the EL from the QW, just like in the case of photoluminescence. The EL intensity related to the QD electronic states increases linearly with the increasing of the pump current.

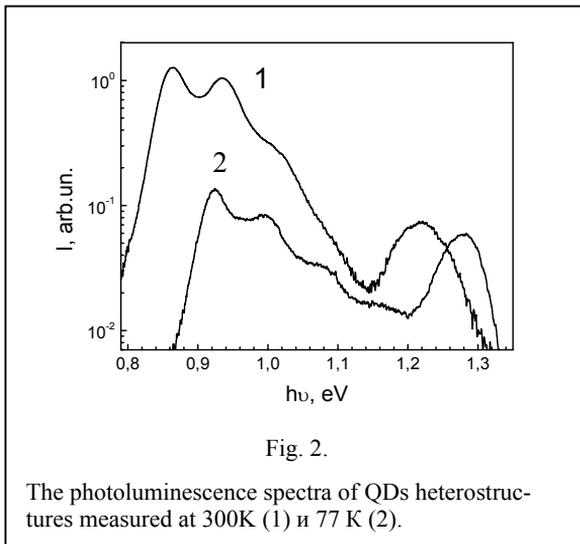
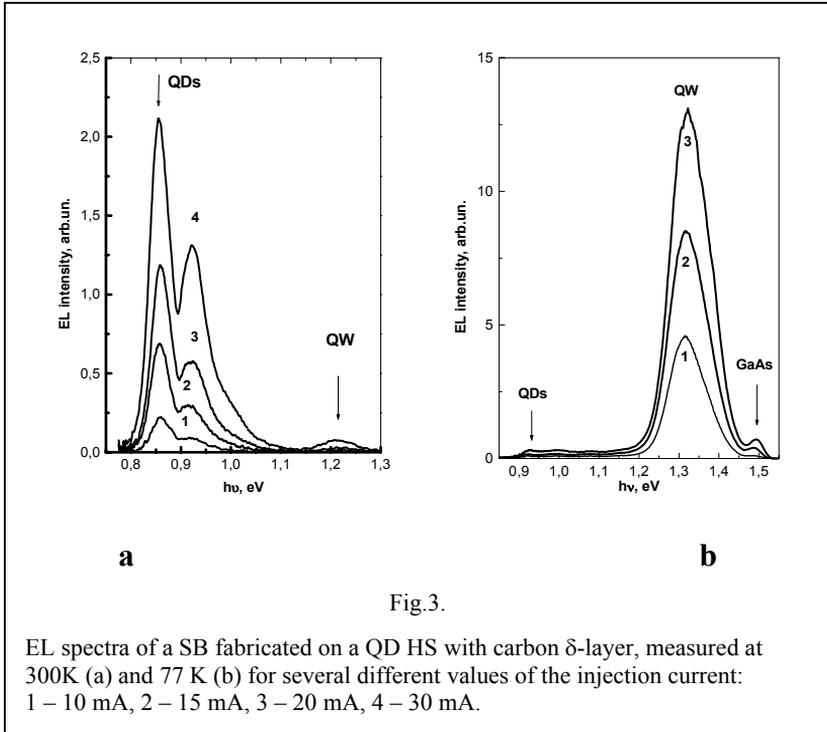


Fig. 2.

The photoluminescence spectra of QDs heterostructures measured at 300K (1) и 77 K (2).

The oxide layer placed between the semiconductor and the metal the QD's was also found to strongly enhance the QD EL. The role of this oxide layer probably consists in the prevention of defect formation near GaAs surface during the metal deposition. This should lead to a decrease of the surface recombination rate.

The reason for the difference between the temperature dependences of the QD and



the QW luminescence intensity is most likely related to the different probability of thermo-activated escape of electrons from the localized levels in the QW and QDs layers. At low temperatures, the EL intensity from the QW is higher because of the higher sheet density of electronic states in the QW. When increasing the measurement temperature, the thermal quenching of the QW EL comes about (around 100K, as it was shown in [1]). Since QDs have deeper confinement potential, their emission does not show significant thermal quenching. As a result, the QD EL becomes higher compared to the QW one at higher measurement temperatures. However, according to the potential barrier for the electrons in the QD's must be sufficiently high. We found a considerable difference in the EL intensity for QD's with LEHT energies 0.86 and 1.1eV.

**Tuning of the EL wavelength.** The EL spectra presented in Fig.4 were recorded at 300 K for SB's on HS's with different thickness of the InGaAs/GaAs capping layer, from

which it can be seen that changing the thickness of this layer allows for tuning of the radiation wavelength. However, despite the fact that, for similar HS's, PL from the QD layer can go up to  $1.7\mu\text{m}$ , the highest EL wavelength measured for the corresponding SB does not exceed  $1.48\mu\text{m}$  (Fig.4, curve 3). For this particular sample, the thickness of the capping layer was 12 nm. Further decrease of the thickness leads to diminishing of the EL intensity.

**Mechanism of an EL.** Let us consider the possible mechanisms of hole injection into the HS from the metal, based on the band diagram presented in Fig.1. Although the room temperature EL from QDs is only observed for the structures with acceptor  $\delta$ -layer, it probably plays only an auxiliary role, because the EL is observed at 77K even without such a layer. Direct thermo-activated jumps of holes from the Fermi level in the metal to the semiconductor valence band are improbable because of the high energy barrier (0.5-0.7eV) from the metal side. If such a mechanism were efficient, we should expect a strong decreasing temperature dependence of the QD EL, which was not observed in our experiments (moreover, we found an opposite tendency for the samples with carbon  $\delta$ -layer). It seems plausible that holes are supplied from the metal where they are created owing to Auger-type processes. Electrons, which are injected into the metal contact, have energy much higher than the Fermi level. They can release the energy excess by creating a hole deep below the Fermi level. Such a hole can penetrate the semiconductor without climbing the barrier.

The role of the carbon  $\delta$ -layer placed at a tunneling-possible distance from the QD layer may be twofold. First, it creates an additional potential well preventing the holes reaching the QD layer from drift towards the interface, where they disappear either via surface recombination or by returning back to the metal. Another mechanism is eventual

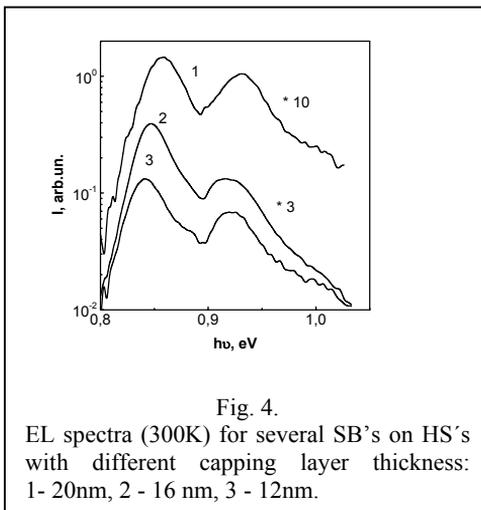


Fig. 4.  
EL spectra (300K) for several SB's on HS's with different capping layer thickness: 1- 20nm, 2 - 16 nm, 3 - 12nm.

resonant tunneling of the holes from the metal to the QD/QW states through the  $\delta$ -layer states. Both effects facilitate hole transport to the QD/QW layer, where they recombine occurs with electrons, which are in transit to the metal contact and can be captured into the QD/QW layer confined states. However, further studies are necessary to obtain clear evidence of the mechanisms suggested above.

#### 4. Conclusion

We demonstrated that it is possible to obtain sizable electroluminescence from a forward-biased Schottky diode fabricated on a quantum size InAs/InGaAs/GaAs heterostructure, which can therefore be used as a

light-emitting device for the 1.3-1.5 $\mu$ m spectral range. An essential feature of the device is the situation of the QD array in the space charge region of the Au Schottky barrier. Our studies showed that the presence of carbon  $\delta$ -layer just above the QD layer is necessary for obtaining EL at room temperature. The EL wavelength can be tuned, within certain limits, by changing the thickness of the combined GaAs/InGaAs capping layer.

### *Acknowledgements*

This work was supported by NATO (SfP-973799 “Semiconductors” and OUTREACH Programs), by Russian Foundation for Basic Research (01-02-16441), and by CRDF (REC-NN-001).

### *References*

- [1] Lawther C., Woods J. // *J. Lumin.* 1979. V.18-19. P.724.
- [2] Sandhu J.S., Heberle A.P., Alphenaar B.W., J.R.A. // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V.76. P.1507.
- [3] Babinski A., Witzsak P., Tvardovski A., Baranowski J.M. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V.78. P.3992.
- [4] Karpovich I.A., Levichev S.B., Baidus N.V., Zvonkov B.N., Filatov D.O., Ermakov S.Yu. // Fifth ISTC Scientific Advisory Committee Seminar “Nanotechnologies in the area of physics, chemistry and biotechnology” St Petersburg, Russia, 27-29 May, 2002.
- [5] Zvonkov B.N., Karpovich I.A., Baidus N.V., Filatov D.O., Morozov S.V., Gushina Yu.Yu. // *Nanotechnology.* 2000. V.11. P.221.
- [6] Baidus N.V., Birukov A.A., Danilov Yu.A., Zvonkov B.N., Zdoroveishev A.V., Uskova E.A. // *Izv. RAN, Ser. Fizicheskaya.* 2003. V.67, №2. P.211 (in Russian).

## Основные закономерности электролюминесценции в диапазоне 1.3–1.5 мкм диодов Шоттки на основе Au-квантово-размерных гетероструктур In(Ga)As/GaAs

Н.В.Байдусь\*, М.В.Дорохин, Б.Н.Звонков, П.Б.Мокеева, Е.А.Ускова, С.В.Тихов

*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского  
проспект Гагарина 23, Нижний Новгород 603950, Россия*

**M.I.Vasilevsky, M.J.M.Gomes**

*Physics Department, University of Minho, 4710-057 Braga, Portugal*

Описаны результаты экспериментального изучения электролюминесценции (ЭЛ) прямосмещенных диодов Шоттки, изготовленных на основе гетероструктур, в которых слой квантовых точек (КТ) InAs, покрытый тонким комбинированным покровным слоем InGaAs/GaAs, помещен в область пространственного заряда поверхностного барьера. ЭЛ наблюдается вплоть до температуры 300К как от КТ, так и от квантовой ямы (слой InGaAs, покрывающий точки). Гетероструктуры с золотым барьером Шоттки имеют более выраженную ЭЛ от нескольких экситонных состояний КТ при 300К в сравнении с 77К. Необходимым условием получения ЭЛ при 300К является наличие акцепторного  $\delta$ -слоя углерода между границей раздела металл-полупроводник и слоем КТ. Только на образцах, содержащих такие слои, наблюдалась ЭЛ от слоя КТ при комнатной температуре. Использование тонкого комбинированного покровного слоя InGaAs/GaAs и  $\delta$ -слоя углерода позволило достичь длины волны излучения 1,48 мкм.

### **1. Введение**

Барьер Шоттки (БШ) может служить источником света, несмотря на то, что он обычно является униполярным прибором [1-3]. В 60-70-е годы был опубликован ряд работ, посвященных люминесцентным свойствам БШ на основе полупроводников  $A^2B^6$  и  $A^3B^5$ . Главным недостатком БШ, как излучающего прибора, является небольшая квантовая эффективность вследствие низкого уровня инжекции неосновных носителей заряда. Эти исследования в дальнейшем не получили значительного развития. Однако в них были выработаны основные концепции, касающиеся возможных механизмов электролюминесценции (ЭЛ), и определены пути для повышения уровня инжекции неосновных носителей заряда. Одним из основных дискуссионных вопросов является вопрос о механизме инжекции неосновных носителей заряда в барьере Шоттки, необходимых для излучательной рекомбинации. Существующие нам известные точки зрения заключаются в следующем. В случае БШ для полупроводника n-типа проводимости (как у нас) дырки при прямом смещении **a)** инжектируются в валентную зону в результате Оже-рекомбинации в металле горячих электронов, эмиттированных через барьер Шоттки [1], **б)** туннелируют из металла при наличии промежуточного слоя окисла, когда уровень Ферми в металле сравнивается или становится ниже края валентной зоны полупроводника [2], **в)** диффундируют из инверсионного слоя полупроводника [3]. Первые два механиз-

---

\* Тел.: +7-8312-656365; Fax: +7-8312-659366; E-mail: bnv@nifti.unn.ru

ма были предложены при исследовании ЭЛ БШ в объемных монокристаллических полупроводниках Au/ZnSe и Au/GaP в видимом диапазоне света. Третий – для объяснения электролюминесценции БН на основе гетероструктуры с квантовой ямой КЯ InGaAs/GaAs.

В настоящее время важную роль приобретает разработка оптоэлектронных приборов, излучающих в интервале длин волн 1,3-1,55 мкм. В качестве активной области перспективным кандидатом является массив самоорганизованных квантовых точек (КТ). К настоящему времени известны большие успехи в изготовлении лазерных диодов на КТ с длиной волны излучения вплоть до 1,3 мкм, но перспектива создания лазеров на 1,5 мкм остается до сих пор неясной. Между тем, источники некогерентного излучения, по сравнению с лазерами, могут иметь предпочтение для ряда применений оптоэлектроники.

Недавние публикации свидетельствуют о возможности получения фотолюминесценции (ФЛ) от массива КТ вплоть до 1,7 мкм [4]. Большая длина волны в этих структурах обусловлена снижением упругих напряжений в КТ, что достигается применением тонкого (7-20 нм) комбинированного и, по-видимому, упруго-напряженного покровного слоя InGaAs/GaAs. В таких структурах совмещено достоинство поверхностных КТ с низкой энергией (0,8-0,9 эВ) основного электронно-дырочного перехода и объемных, имеющих высокую интенсивность ФЛ. Однако структуры с приповерхностными КТ нельзя применить для создания обычного типа полупроводникового лазера или светоизлучающего диода с р-п переходом, т.к. в таких диодах КТ располагаются в объеме полупроводника и, будучи упруго-напряженными, имеют примерно на 0,2 эВ (~ 1,0-1,1 эВ) большую энергию основного перехода и, следовательно, меньшую длину волны излучения. В связи с этим обстоятельством создание барьера Шоттки на основе гетероструктуры с приповерхностным слоем КТ открывает новую возможность получения электролюминесцентного излучения вблизи 1,55 мкм. Кроме того, БШ является более простым в сравнении с лазерами и светоизлучающими диодами полупроводниковым прибором, что делает возможным его применение в интегральной и волноводной оптике.

В печати сообщалось о получении низкотемпературной (до 100 К) электролюминесценции (ЭЛ) от БШ на основе гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs [3]. В настоящей работе для получения ЭЛ в качестве активного слоя применялись КТ. Благодаря глубокого ограничивающему потенциалу они имеют преимущества в сравнении с КЯ, поскольку возможно получение длинноволнового излучения и высоких рабочих температур. Цели настоящей работы заключаются в исследовании основных закономерностей ЭЛ в диодах Шоттки на основе квантоворазмерных гетероструктур, поиске путей повышения их квантовой эффективности и рабочей температуры, а также достижения актуальной для волоконно-оптических линий связи длины волны излучения.

## ***2. Методика эксперимента***

**Выращивание гетероструктур.** Исследуемые эпитаксиальные структуры выращивали методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках полужолирующего или  $n^+$ -GaAs (100). В качестве источников использовали

триметилгаллий (ТМГ), триметилиндий (ТМИ) и арсин. Квантовые точки InAs формировали на буферном слое n-GaAs путем поочередной подачи в реактор ТМИ и арсина при температуре 520<sup>0</sup>С. Для повышения однородности размеров КТ были легированы изовалентной примесью Вi в процессе роста [5]. КТ зарощивали тонким (3 нм) слоем InGaAs, затем слоем GaAs (12-40 нм). В некоторых структурах поверхность КЯ экспонировали в потоке тетрахлорида углерода CCl<sub>4</sub> при температурах 520, 580<sup>0</sup>С. Такая обработка In(Ga)As при низкой температуре роста 520<sup>0</sup>С позволяет создавать акцепторный δ-слой углерода с концентрацией дырок (1-7)·10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>, зависящей от количества подаваемого в реактор CCl<sub>4</sub> [6]. При 580<sup>0</sup>С тетрахлорид углерода эффективно стравливает избыточный InAs с поверхности роста КЯ, а также позволяет удалять дислоцированные кластеры InAs, выступающие над тонким покровным слоем InGaAs и, после дальнейшего наращивания GaAs, получить гладкую поверхность покровного слоя. Схема гетероструктуры приведена на рис.1. БШ диаметром 0,5 мм формировали термическим напылением пленки золота в вакууме через маску.

Измерены вольтамперные характеристики барьеров Шоттки, спектры инжекционной ЭЛ при приложении прямого модулированного с частотой 200 Гц напряжения и ФЛ. Излучение собиралось с обратной стороны или с поверхности образцов. Измерения проводились при температурах 77 и 300 К.

### *3. Результаты и обсуждение*

**Электрофизические характеристики БШ.** Вольт-амперные характеристики БШ к квантово-размерным структурам без δ-слоя подчинялись экспоненциальной зависимости J-V. Линейный участок в координатах lg J-V имел протяженность 4-5 порядков, поэтому для расчета высоты барьера Шоттки φ<sub>b</sub> использовали модель термоэлектронной эмиссии. Сравнение значений φ<sub>b</sub> и n полученных БШ с параметрами БШ Au/GaAs к эпитаксиальному слою GaAs (φ<sub>b</sub> = 0,91 В; n = 1,03) показывает, что введение слоя КТ в ОПЗ барьера Шоттки приводит к уменьшению φ<sub>b</sub> до 0,55 эВ и увеличению n до 1,56. Нанесение тонкого (5 нм) анодного окисла на поверхность гетероструктур приводит к повышению эффективного барьера на 100-120 мэВ и несколько уменьшает коэффициент идеальности.

При наличии акцепторного δ-слоя углерода в покровном слое на границе GaAs/InGaAs n > 2, что, вероятно, связано с изменением механизма токопереноса, обусловленного появлением дополнительного барьера для электронов и потенциальной ямы для дырок. Однако следует отметить, что параметры ВАХ в данном случае отличаются от ВАХ гетероструктур с p-n переходом, где p-слой также легирован углеродом [6].

**Фотолюминесценция.** На спектрах ФЛ при 77 и 300 К (рис.2) наблюдаются полосы, связанные с электронно-дырочными переходами КТ InAs и КЯ InGaAs покровного слоя. Интенсивность ФЛ КТ выше в сравнении с ФЛ КЯ, однако количественное различие зависит от температуры измерений: при 300 К отношение интенсивностей КТ и КЯ в 10 раз выше, чем при 77 К (ср. кр. 1 и 2).

**Электролюминесценция.** На рис.3 показаны спектры инжекционной ЭЛ при двух температурах измерений и разных инжекционных токах. В отличие от ФЛ при

77 К наблюдается обратное отношение интенсивностей практически для всех образцов: интенсивность ЭЛ от КЯ InGaAs в 10-100 раз (рис.3б) превышает интенсивность ЭЛ от слоя КТ. Отношение интенсивностей при этом коррелирует с разностью между положениями пиков, связанных с КЯ и КТ. При ее уменьшении относительный вклад КЯ возрастает. ЭЛ при 77 К наблюдается как в образцах с  $\delta$ -слоем, так и без него.

Для получения заметной величины ЭЛ от слоя КТ при комнатной температуре необходимо наличие акцепторного  $\delta$ -слоя углерода в покровном слое GaAs. В этих структурах, как и в спектрах ФЛ, интенсивность ЭЛ от слоя КТ превышает интенсивность от КЯ, в зависимости от параметров покровного слоя, от 2 до 20 раз (рис.3а). Помещение тонкого (5 нм) слоя анодного окисла между полупроводником и металлом обычно улучшает интенсивность ЭЛ от слоя КТ в несколько раз. Роль оксидного промежуточного слоя, вероятно, состоит в снижении скорости поверхностной рекомбинации вследствие замены границы с металлом на границу с анодным окислом.

Причина различия между температурными зависимостями интенсивностей ЭЛ слоев КТ и КЯ, по-видимому, кроется в разной вероятности термического выброса носителей заряда из энергетических уровней размерного квантования. При низкой температуре скорость излучательной рекомбинации через уровни КЯ выше вследствие более высокой поверхностной концентрации электронных состояний в ней. При увеличении температуры измерений наступает термическое гашение ЭЛ КЯ (около 100 К, как было показано в [1]). Так как КТ имеют более глубокий ограничивающий потенциал и, следовательно, более высокую температуру, когда термический выброс становится значительным, интенсивность ЭЛ КТ становится выше в сравнении с КЯ. Однако, как показывают результаты, потенциальная яма должна быть достаточно глубокой: наблюдается значительное различие в интенсивностях ЭЛ КТ, имеющих энергию основного перехода 0,86 и 1,1 эВ.

**Управление длиной волны излучения.** Изменение параметров тонкого комбинированного покровного слоя InGaAs/GaAs позволяет управлять длиной волны излучения БШ (рис.4). Однако, несмотря на то, что на подобных гетероструктурах ФЛ от слоя КТ можно получить вплоть до 1,7 мкм, предельная длина волны ЭЛ БШ на основе этих структур достигает в максимуме только 1,48 мкм (рис.4, спектр 3). Толщина покровного слоя  $d_c$  GaAs для этого образца составляет 12 нм. Дальнейшее уменьшение  $d_c$  приводит к полному гашению ЭЛ из-за поверхностной рекомбинации.

**О возможных механизмах ЭЛ.** Рассмотрим возможные механизмы инжекции дырок из металла в  $n$ -GaAs. Несмотря на то, что ЭЛ при комнатной температуре наблюдается только в образцах с акцепторным  $\delta$ -слоем, он, по-видимому, играет вспомогательную роль, так как при 77 К электролюминесценция наблюдается и в гетероструктурах без слоя углерода. Термический заброс носителей с уровня Ферми металла непосредственно в валентную зону полупроводника также маловероятен вследствие сравнительно большого (0,5-0,7 эВ) потенциального барьера для дырок со стороны металла. В эксперименте не наблюдается значительная температурная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ для образцов с  $\delta$ -слоем, а в образцах

без него она должна быть противоположной, чем наблюдаемая. На наш взгляд, более вероятным является инжекция из металла дырок, возникающих в результате Оже-процесса в металле [2]. Электроны, которые инжектируются из полупроводника в металл, высвобождают энергию, которая может передаваться электрону, находящемуся глубоко под уровнем Ферми. Образующаяся в результате Оже-процесса дырка попадает в полупроводник без преодоления потенциального барьера.

Роль  $\delta$ -слоя углерода вблизи поверхности, предположительно, состоит в создании дополнительного ограничивающего потенциала, задерживающего дырки в полупроводнике и препятствующего их обратной диффузии в металл или захвату на поверхностные состояния. С  $\delta$ -слоя дырки могут туннелировать на уровни КТ и рекомбинировать с электронами. Кроме того, в прямосмещенном барьере велика вероятность туннелирования дырок с уровня Ферми металла на уровни  $\delta$ -слоя и из них – на уровни КТ, что является еще одним возможным объяснением достаточно высокой интенсивности инжекционной ЭЛ КТ при 300 К. В целом, вопрос о механизме наблюдаемой ЭЛ остается открытым и требует дальнейшего изучения.

### *Заключение*

В настоящей работе предложен новый тип излучателя в диапазоне 1,3-1,5 мкм, изготовленный на основе изотипной квантово-размерной гетероструктуры n-GaAs/InGaAs/InAs с барьером Шоттки. Особенностью прибора является размещение массива КТ с тонким комбинированным покровным слоем n-GaAs/InGaAs в области пространственного заряда БШ (Au). Исследованы основные закономерности инжекционной ЭЛ и ФЛ такого диода. Обнаружено, что необходимым условием наблюдения ЭЛ при 300 К является наличие акцепторного  $\delta$ -слоя вблизи поверхности. Установлено сильное различие в интенсивности ЭЛ от слоев КТ и КЯ в зависимости от температуры измерений 300 и 77 К. Показано, что изменение толщины комбинированного покровного слоя GaAs/InGaAs позволяет управлять длиной волны ФЛ и ЭЛ.

Работа выполнялась при финансовой поддержке NATO (проект SfP-973799 и OUTREACH Programme), РФФИ (01-02-16441 и 00-02-17598) и CRDF (REC-001).