

## Адмиттанс кольцевых диодных структур с квантовыми ямами InGaAs/InAlAs/InP

© С.В. Тихов<sup>†</sup>, Н.В. Байдусь\*, А.А. Бирюков\*, В.Е. Дегтярев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

\* Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 15 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Исследован адмиттанс кольцевых планарных диодных гетеронаноструктур Au/InGaAs/InP и Au/InGaAs/InAlAs на *i*-InP. Структуры состоят из  $\delta$ -слоя кремния и квантовой ямы InGaAs в эпитаксиальных слоях InP или InAlAs. Из анализа вольт-фарадных и вольт-сммесных характеристик определены профили распределения концентрации и подвижности электронов в окрестности квантовой ямы и  $\delta$ -слоя. Показано, что понижение температуры приводит к увеличению концентрации электронов и подвижности электронов в квантовой яме.

### 1. Введение

Гетероструктуры (ГС) с высокой подвижностью электронов в квантовой яме (КЯ) используются для создания высокочастотных (до 100 ГГц) полевых транзисторов. Они также перспективны для создания терагерцовых полупроводниковых генераторов и детекторов электромагнитного излучения [1]. В этих структурах обычно исследуются транспорт электронов в сильных полях и эффект Холла (см., например, [2]), изучаются закономерности эффекта поля [3]. Обычно носители попадают в КЯ из  $\delta$ -легированного слоя Si, который встраивается вблизи КЯ. Для повышения эффективности работы транзисторов очень важно знать значения и распределение концентрации носителей относительно КЯ и  $\delta$ -слоя. Данные характеристики могут быть получены с помощью измерений адмиттанса диодных структур на основе ГС [4]. Для создания полевых транзисторов используются ГС на полуизолирующей подложке, и такие измерения представляют ряд трудностей в связи с наличием последовательного сопротивления в эквивалентной схеме такой диодной структуры. Для уменьшения влияния этого сопротивления обычно используются планарные кольцевые диодные структуры (КДС) с узким зазором между блокирующим и базовым электродом [5]. Эти КДС широко применяются при емкостных измерениях относительно толстых слоев полупроводников на изолирующей подложке.

В данной работе представлены результаты исследований адмиттанса КДС на основе ГС с  $\delta$ -легированными слоями InP и  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  с КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  на полуизолирующей подложке InP и предпринята попытка определения профиля концентрации и подвижности электронов в окрестности  $\delta$ -слоя и КЯ.

### 2. Образцы и методика эксперимента

Кольцевые планарные диодные ГС Au/InP/InGaAs/*i*-InP (a412, a413) и Au/ $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ /InGaAs/*i*-InP (a418) с двумерным электронным газом были созданы на основе эпитаксиальных слоев (ЭС) InP,  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , полученных методом МОС-гидридной эпитаксии, с  $\delta$ -легированным слоем Si и с квантовой ямой (КЯ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Общая толщина нелегированной структуры 600 нм, на расстоянии 220 нм от поверхности встраивался  $\delta$ -легированный слой и на 10 нм ближе к поверхности — КЯ толщиной 10 нм. КДС создавались с помощью фотолитографии по Au на поверхности ЭС. Площадь управляющего электрода из Au  $S = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$  была примерно в 500 раз меньше базового (также из Au) электрода, а кольцевой зазор из эпитаксиального слоя полупроводника между ними  $\sim 80 \text{ мкм}$ . Были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) кольцевых структур, зависимости параллельной емкости и проводимости от напряжения (*CV*- и *GV*-характеристики), а также зависимости других дифференциальных параметров адмиттанса (последовательное сопротивление  $R_s$  и др.). Измерения проводились с помощью анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500A в диапазоне частот  $f = 1 \text{ кГц} - 1 \text{ МГц}$ , для управляющих напряжений  $V$  до 6 В и температур 77–300 К.

В таблице приведены данные по составу  $x$  в КЯ, поверхностной концентрации электронов  $n_s$ , подвижности в эффекте Холла  $\mu_n$  и подвижности в эффекте поля  $\mu_F$

Некоторые параметры гетероструктур InGaAs/InP (a412, a413) и InGaAs/ $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (a418) на *i*-InP

Образец	$x$	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_n, 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\mu_F, 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
a412	0.49	1.40(0.80)	0.55 (4.35)	0.55(3.00)
a413	0.53	1.50(1.0)	0.61(4.08)	0.65(1.80)
a418	0.53	3.00(2.10)	1.20(9.99)	0.15(0.18)

<sup>†</sup> E-mail: tikhov@phys.unn.ru

на частоте 60 Гц при температуре 300 и 77 К (в скобках) для исследуемых образцов [3].

### 3. Результаты и обсуждение

Результаты измерений показывают, что при нулевом и обедняющем напряжении значения емкости  $C$  и проводимости  $G$  практически не зависят от частоты (в диапазоне 50–1000 кГц), а величина последовательного сопротивления  $R_s$  порядка 100 Ом. Это говорит об отсутствии влияния распределенных параметров, зависящих от геометрии КДС и последовательного сопротивления, на результаты измерений для выбранной геометрии [5]. Также независимость от частоты емкости и проводимости свидетельствуют об отсутствии в этих условиях заметного захвата на ловушки [6]. Установлено, что при обратном смещении на высокой частоте поведение емкостной характеристики зависит от температуры. А именно, с понижением температуры наблюдается образование ступенек (рис. 1, кривые 1 и 5) и даже максимумов (а418), в то время как при температуре 300 К зависимость  $C(V)$  монотонна (кривая 3). Ступеньки на  $CV$ -кривых обычно объясняются профилем легирования, захватом на равномерно распределенные по объему полупроводника ловушки, изменением заряда в квантовых ямах. Наиболее вероятно, что в нашем случае появление ступенек связано с возрастанием концентрации электронов в КЯ и  $\delta$ -слое. Пики на  $CV$ -кривых обычно объясняются перезарядкой поверхностных состояний или пространственно сосредоточенных в локальной области полупроводника ловушек. Пик и провал на кривой 5 можно в нашем случае, скорее, объяснить большими значениями максимумов активной составляющей приведенной проводимости  $G/\omega > C$  (ср. кривые 5 и 6). Это позволяет предположить наличие шунтирования реактивной составляющей, что может привести к уменьшению измеряемой емкости. Наличие провала  $CV$ -зависимости вблизи нуля при комнатной температуре также можно объяснить резким

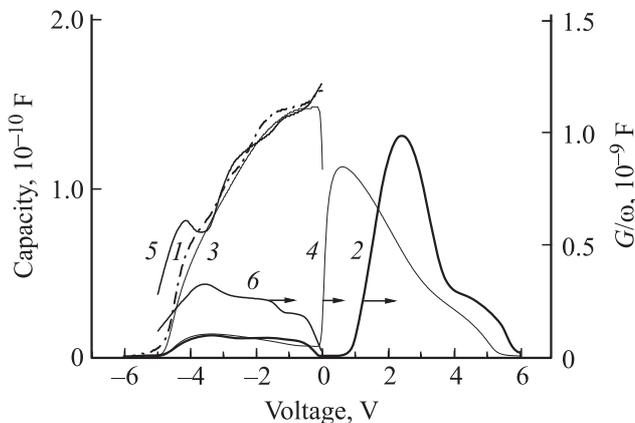


Рис. 1.  $CV$ - и  $GV$ -характеристики на частоте 1 МГц.  $T, K$ : 1, 2, 5, 6 — 77; 3, 4 — 300. 5, 6 — образец а418, 1–4 — образец а412.

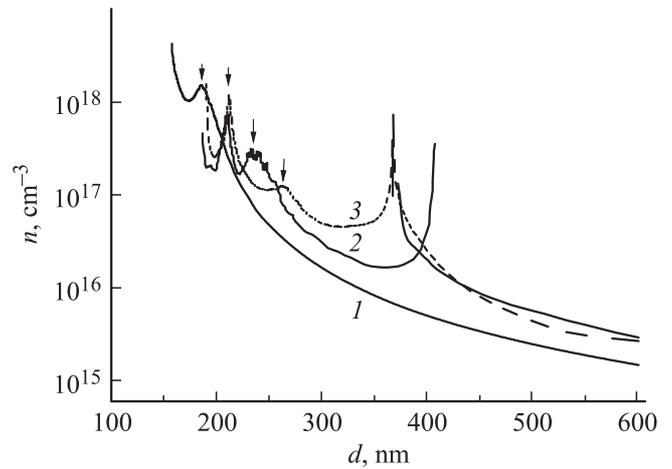


Рис. 2. Зависимости  $n(d)$  при 77 К для КДС. 1, 3 — на слое InP (а412 и а413 соответственно), 2 — на слое  $In_{0.52}Al_{0.48}As$  (а418).

ростом и большими значениями  $G/\omega > C$  (ср. кривые 3 и 4).

Как отмечалось выше, возникновение пиков на зависимостях емкости от напряжения часто объясняется перезарядкой глубоких поверхностных или объемных пространственно распределенных уровней в полупроводнике [6]. Обычно это наблюдается в области относительно низких частот в кремнии. Известно, что в материалах  $A^{III}B^V$  глубокие ловушки значительно быстрее обмениваются зарядами с полупроводником. В связи с этим обнаруженные на  $CV$ -кривых пики (кривые 3, 5) можно было бы связать с перезарядкой таких ловушек. Однако отсутствие частотной дисперсии  $CV$ -кривых делает этот процесс маловероятным. Понижение температуры до 77 К приводит к сдвигу участка возрастания приведенной проводимости  $G/\omega$  в область положительных напряжений, а падающий участок на  $CV$ -кривой сменяется участком роста (ср. кривые 3 и 1, 5). Этот результат также свидетельствует в пользу выбранной причины возникновения пиков на  $CV$ -кривых.

На рис. 2 показаны зависимости концентрации  $n$  от толщины слоя полупроводника  $d$ , полученные обычным методом профилирования по зависимости  $C(V)$  при 77 К [7]. В области толщин 200–300 нм наблюдается 2 пика, которые, скорее всего, обусловлены распределением электронов между КЯ и  $\delta$ -слоем. Значения концентрации в них и места расположения приблизительно соответствуют данным по скорости роста и холловским измерениям, однако расстояние между пиками (30–50 нм) оказываются больше расстояния между КЯ и  $\delta$ -слоем (10 нм). Пока неясно, с чем связано это расхождение. Возможны технологические причины. В образце а412 большая часть электронов смещается в область КЯ, в образцах а413 и а418 электроны перераспределяются между КЯ и  $\delta$ -слоем (отмечено стрелками на рисунке). Разница в профилях носителей в образцах а412 и

a413 может быть обусловлена различием внутренних электрических полей вблизи КЯ и  $\delta$ -слоя. В этих образцах ранее [3] наблюдались различные температурные зависимости  $\mu_F$ . В образце a412 эта величина монотонно росла пропорционально понижению температуры, а в образце a413 рост происходил более трудно — скачками. Пересечение зависимостей и острый пик вблизи 400 нм (кривые 2, 3) являются кажущимися и возникают из-за провала или наличия максимума на CV-кривой. По площади под кривой концентрации  $n(d)$  в области КЯ и  $\delta$ -слоя сделаны оценки значений плотности состояний для электронов в КЯ и  $\delta$ -слое. Они оказываются порядка  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ .

Зависимости  $G(V)$  при  $V < 0$  на управляющем электроде не зависят от частоты и совпадают с аналогичными кривыми, полученными дифференцированием ВАХ. В предположении превалирования объемного тока мы предприняли попытку определения профиля подвижности по толщине  $d$  вблизи КЯ и  $\delta$ -слоя подобно тому, как это делается из анализа вольт-фарадных характеристик. В данном случае подвижность определялась графическим дифференцированием  $G(V)$  согласно формуле

$$\mu = (S\Delta G)/(C\Delta V), \quad (1)$$

где  $\mu$  — слоевая дифференциальная подвижность электронов,  $\Delta G$  и  $\Delta V$  — дифференциалы проводимости и напряжения соответственно. Обычно формула (1) используется для формального введения дифференциальной подвижности в эффекте поля [8]. Для определения толщины использовалась та же зависимость, что и при профилировании концентрации электронов:

$$d = (\epsilon_0 \epsilon_s S)/C, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_s$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума и относительная диэлектрическая проницаемость ЭС соответственно. Емкость  $C(V)$  и проводимости  $G(V)$  измерялись синхронно для каждого образца.

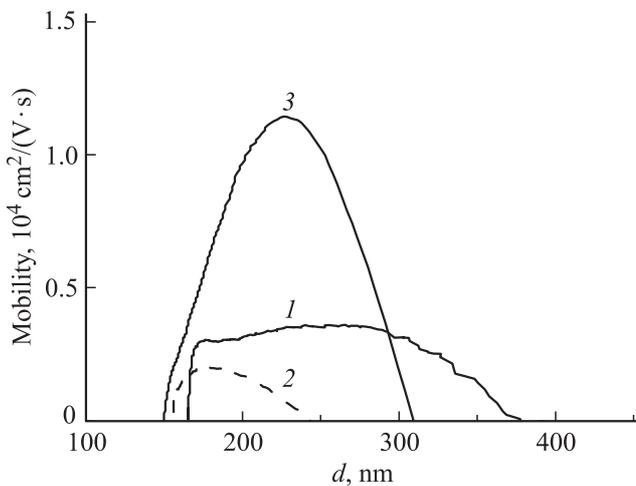


Рис. 3. Зависимости подвижности  $\mu$  от координаты структуры  $d$  при  $T = 300$  К. 1 — a413, 2 — a412, 3 — a418.

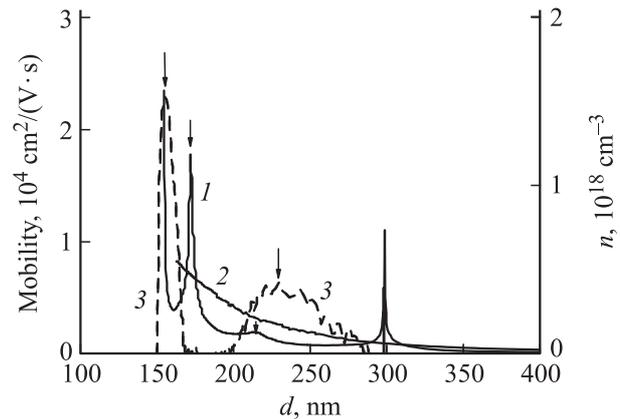


Рис. 4. Зависимости  $\mu(d)$  и  $n(d)$  для КДС на слое InP (a413).  $T, \text{ К}$ : 1 — 300; 2, 3 — 77. 1, 2 —  $n(d)$ , 3 —  $\mu(d)$ .

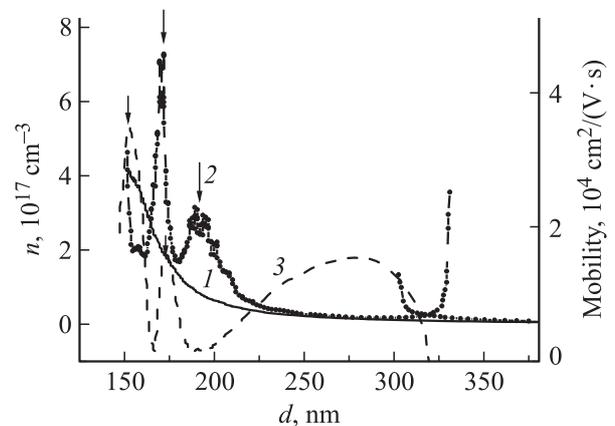
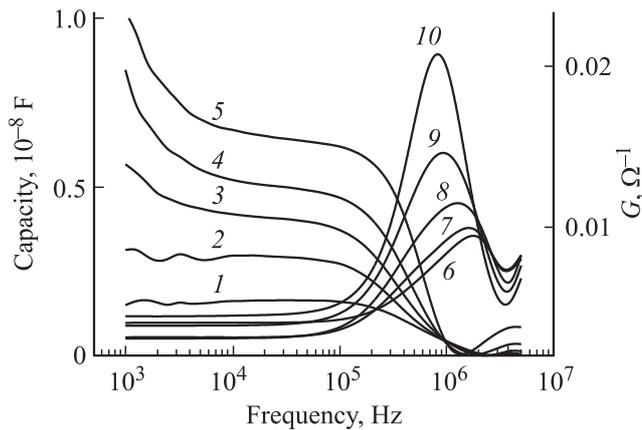


Рис. 5. Зависимости  $n$  (1, 2) и  $\mu$  (3) от  $d$  для КДС на слое  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (a418).  $T, \text{ К}$ : 1 — 300, 2, 3 — 77.

Далее производились расчет, графическое дифференцирование и построение профилей.

На рис. 3 приведены зависимости подвижности от координаты для разных КДС со слоями InP (образцы a412, a413) и со слоем  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (a418) при комнатной температуре. Наблюдаются зависимости с широким максимумом вблизи 200–250 нм (места локализации КЯ и  $\delta$ -слоя). Максимальные значения подвижности оказываются близкими к значениям  $\mu_n$ , определенным по эффекту Холла для образцов a413 и a418. Для образца a412 подвижность оказывается примерно в 2 раза ниже, чем значения  $\mu_n$  и  $\mu_F$  (см. таблицу). Возможно, это расхождение обусловлено тем, что подвижность, найденная по производной  $dG/dV$ , определяется в другом месте локализации по сравнению с  $\mu_F$ .

На рис. 4 показаны зависимости подвижности  $\mu$  и концентрации  $n$  от  $d$  для КДС на слое InP (a413) при температуре жидкого азота ( $\mu$  и  $n$ ) и при комнатной температуре ( $n$ ). На рис. 5 изображены зависимости для таких же температур на слое  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  (a418). Для образца a413 (рис. 4) наблюдаем наличие монотонно



**Рис. 6.** Зависимости  $C$  (1–5) и  $G$  (6–10) от  $f$  для образца a418 при 2 В.  $T, K$ : 1, 6 — 300, 2, 7 — 235, 3, 8 — 177, 4, 9 — 115, 5, 10 — 77.

спадающей вглубь слоя InP концентрации электронов при 300 К (кривая 1). При температуре 77 К на этой зависимости возникают 2 пика (отмечены стрелками), которые находятся в области локализации КЯ и  $\delta$ -слоя при  $d = 180$  и 220 нм соответственно. При  $T = 77$  К подвижность также имеет два максимума, лежащих по обе стороны от пика при 180 нм — примерно на 20 нм влево и от пика 220 нм — вправо (кривая 3) со значениями в максимумах  $25\,000$  и  $7\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Подобные зависимости получены и для образца a418 (рис. 5). Однако для этого образца мы наблюдаем два пика подвижности в области локализации квантовой ямы при  $d = 160$  и 180 нм с разными значениями подвижности —  $35\,000$  и  $20\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  соответственно. Возможно, что эти пики можно приписать носителям с разной эффективной массой. В образце a412 также наблюдались в зависимости  $\mu(d)$  два пика при 170 и 200 нм.

Таким образом, видно, что во всех исследованных образцах с понижением температуры наблюдается значительное возрастание концентрации и подвижности электронов вблизи КЯ и образование двух пиков в зависимости  $\mu(d)$ . Максимальные значения подвижности при  $T = 77$  К оказываются близки к значениям  $\mu_n$  (см. значения в скобках в таблице). Следует заметить, что, качественно похожие на наши, зависимости подвижности от толщины с острым максимумом наблюдались при измерении эффекта поля в транзисторных структурах с ионноимплантированными слоями в работе [9].

При положительном смещении во всех образцах наблюдаются сильная частотная дисперсия емкости (рис. 6, кривые 1–5) и пик проводимости в зависимости  $G(V)$  (кривые 6–10). Наиболее ярко это проявляется в образце a418. Видно, что с понижением температуры от 300 до 77 К значения  $C$  и  $G$  растут ( $C$  и  $G/\omega$  в 4 раза), а пик проводимости очень незначительно смещается при понижении температуры в область более низких частот. Учитывая малые времена

релаксации  $\tau$ , определенные по частоте соответствующей пику ( $\tau = 1/2\pi f_{\text{max}}$ ) —  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  с, и практическое отсутствие температурной зависимости  $\tau$  в области низких температур (энергия активации менее 0.013 эВ), обнаруженную релаксацию можно связать с туннелированием носителей заряда между  $\delta$ -слоем и КЯ, которое возрастает с понижением температуры. Максимальный обмен, определяемый по положению пика  $G/\omega_{\text{max}}$  согласно [6]

$$N_{sw} = (G/\omega_{\text{max}})/(q^2S),$$

соответствует плотности состояний в КЯ  $\sim 8.5 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-2}\text{эВ}^{-1}$ . При этом четырехкратное увеличение локализации в КЯ с понижением температуры приводит к возрастанию холловской подвижности в 8 раз (см. таблицу). В то же время малые значения подвижности в эффекте поля, обнаруженные в образце a418 (см. таблицу), не исключают захвата на ловушки. С повышением температуры отмечается увеличение энергии активации  $E_t$  до 0.2 эВ в образцах a412 и a413. В дальнейшем предполагается развитие методики для определения наличия и параметров ловушек в исследуемых КДС.

#### 4. Заключение

В заключение отметим, что измерение адмиттанса в диодной кольцевой гетероструктуре выбранной геометрии на  $i$ -InP и в выбранном частотном интервале позволяет получить некоторую информацию о профиле концентрации, подвижности в окрестности КЯ и  $\delta$ -слоя и релаксационных процессах в структурах, обусловленных физическими механизмами. Используемая методика не обнаружила в исследованных слоях наличия глубоких ловушек в объеме слоев, что свидетельствует об их высоком качестве. Природа частотной дисперсии емкости и проводимости при обогащающих напряжениях до конца не выяснена. Возможно, она определяется поляризационными процессами, возникающими при обмене электронами между  $\delta$ -слоем и КЯ. Для полного исключения влияния процессов, связанных с геометрией структур, с распределением их параметров и влиянием последовательного сопротивления, необходимы дальнейшие исследования этих структур при уменьшении величины кольцевого зазора по крайней мере до 1 мкм. Разработка оптимальной геометрии таких структур представляет интерес с точки зрения их использования как тестовых в процессе изготовления высокоскоростных транзисторов с двумерным электронным газом.

Работа выполнена при поддержке грантов CRDF BR4MO1 и Министерства образования и науки РНП. 2.2.2.4297 и РФФИ (проекты-02-00501-а, 12-02-01040-а и 11-02-90454-Укр\_ф\_а).

## Список литературы

- [1] Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский и др. ФТП, **46**, (4), 500 (2012).
- [2] И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев и др. ФТП, **45**, 9, 1214 (2011).
- [3] С.В. Тихов, Н.В. Байдусь и др. Тез. докл. XV Междунар. симп. „Нанопфизика и нанопфотоника“ (2011) т. 2, с 399.
- [4] В.И. Зубков. ФТП, **40**, (10), 1236 (2006).
- [5] В.В. Русаков, Г.Н. Травлесеv . Микроэлектроника, **8**, (2), 177 (1979).
- [6] В.Н. Овсюк. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда* (Новосибирск, Наука, Сиб. отд-ние, 1984) с. 252.
- [7] В.И. Зубков. Приложение к журналу „Вестник РГРТУ“, № 4, ISSN 1995-4565 (Рязань 2009).
- [8] Г.И. Пека. *Физика поверхности полупроводников* (Киев, Наук. думка, 1967) с. 192.
- [9] B. Das Mukuda, Kim Bonggi. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-29**, № 2, 205 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

## Admittans spectroscopy of ring diode heterostructure with InGaAs/InAlAs/InP quantum wells

S.V. Tikhov, N.V. Baidus\*, A.A. Biryukov\*,  
V.E. Degtyarev

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603050 Nizhny Novgorod, Russia

\* Physico-Technical Research Institute  
of Lobachevsky State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** We present admittance spectroscopy measurements for ring planar diode Au/InGaAs/InP/*i*-InP and Au/InGaAs/InAlAs/*i*-InP heterostructures. Structure consist of silicon  $\delta$ -layer and InGaAs quantum well in the epitaxial layers InP or InAlAs. Two-dimensional electron gas with high electron mobility is formed in the structure. The profile of electron concentration distribution and mobility between a quantum well and  $\delta$ -layer is determined from analysis of capacitance–voltage and conductivity–voltage characteristics. It is shown, that concentration and mobility electron of quantum well is increasing at the low temperature.