

Контакты Шоттки к высокоомным эпитаксиальным слоям GaAs для детекторов частиц и квантов

© Г.И. Кольцов, С.И. Диденко, А.В. Черных[¶], С.В. Черных, А.П. Чубенко⁺, Ю.Н. Свешников^{*}

Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“,
119049 Москва, Россия

⁺ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

^{*} ЗАО „Элма-Малахит“ — ДО ОАО „Концерн «Энергомера»“,
124460 Москва, Зеленоград, Россия

(Получена 20 декабря 2011 г. Принята к печати 30 декабря 2011 г.)

Исследованы электрофизические характеристики Ti- и Pt-контактов Шоттки к эпитаксиальным слоям *n*-GaAs с концентрацией носителей $< 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для детекторов частиц и квантов. Показано, что для расчета параметров контактов Шоттки на толстых высокоомных слабо компенсированных слоях GaAs предпочтительнее использовать диффузионную теорию переноса заряда. Рассчитанные высоты барьеров составили 0.84 и 0.87 эВ для Ti- и Pt-контактов соответственно. Изготовленные образцы поверхностно-барьерных детекторов показали линейный отклик в исследованном диапазоне энергий от 6 до 140 кэВ для γ -квантов и от 4 до 8 МэВ для α -частиц, эффективность сбора заряда, близкую к 100%, и высокое энергетическое разрешение при комнатной температуре.

1. Введение

Для создания приемников оптического диапазона, детекторов ядерных частиц и квантов излучения широко используются диоды с барьером Шоттки. Основное их преимущество — простота изготовления, которая сводится к выбору металла контакта, технологии его нанесения и окончательной обработке поверхности структуры. Кроме того, поверхностно-барьерные детекторы имеют малую толщину „мертвого“ слоя, что особенно важно при регистрации короткопробежных частиц и квантов. Качество таких детекторов определяется многими факторами, в том числе характеристиками самого барьера.

В технологии GaAs-детекторов ядерных излучений наиболее широко диоды с барьером Шоттки используются при разработке структур на основе монокристаллических полупроводящих материалов, имеющих достаточно высокий уровень компенсации. Влияние контакта Шоттки и подложки на характеристики детекторов на основе нелегированного полупроводящего GaAs, выращенного методом Чохральского, наиболее полно рассмотрено в [1]. Исследования контактов и токопереноса в структурах металл-(полупроводящий GaAs, компенсированный хромом) проведены в [2,3].

Настоящая работа имеет целью исследование характеристик Ti- и Pt-контактов к высокоомным слабо компенсированным эпитаксиальным слоям *n*⁻GaAs, выращенным хлоридным методом, для создания поверхностно-барьерных детекторов частиц и квантов.

2. Экспериментальные образцы

Для изготовления сравнительно толстых (40–42 мкм) эпитаксиальных слоев с концентрацией носителей заря-

да $< 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ использовалась известная хлоридная система Ga-AsCl₃-H₂, реализованная на установке с вертикальным реактором ЭТР-100. Пленки выращивались на подложках *n*⁺-GaAs с ориентацией $\langle 100 \rangle$, легированных кремнием до концентрации $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Обычно уровень фонового легирования в хлоридной технологии составляет величину порядка $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что недостаточно для получения слоев „детекторного“ качества. Поэтому были использованы специальные приемы, позволяющие понизить фон неконтролируемого легирования. Для уменьшения концентрации донорных микропримесей VI группы в растущем слое (в первую очередь серы и селена) повышалась температура процесса и снижалась скорость роста эпитаксиального слоя. Проведенные эксперименты показали, что оптимальными режимами, обеспечивающими высокое качество поверхности растущего слоя и разумную скорость роста ($\sim 0.15 \text{ мкм/мин}$), являлись температуры в зоне источника галлия $\sim 830^\circ\text{C}$, а в зоне подложек $\sim 750^\circ\text{C}$. Для борьбы с вхождением кремния (основной фоновой примеси IV группы) в газовую фазу над источником галлия добавлялась в небольших концентрациях вода. В таблице приведены экспериментальные данные по зависимости фоновой концентрации носителей заряда в эпитаксиальных слоях GaAs от количества воды, поданной в реактор. Видно, что увеличение содержания воды в газовой фазе приводит к росту удельного сопротивления эпитаксиальных слоев. При концентрации свыше 1000 ppm они становятся настолько высокоомными, что измерение их параметров стандартными методами затруднительно. Можно лишь с уверенностью утверждать, что концентрация носителей заряда в слоях становится $< 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Холловская подвижность электронов, измеренная методом Ван-дер-Пау, в полученных эпитаксиальных пленках оказалась достаточно высока (см. таблицу), что

[¶] E-mail: chav_84@mail.ru

Параметры эпитаксиальных слоев *n*-GaAs

Концентрация воды над источником, ppm	Концентрация носителей заряда, см^{-3}	Подвижность электронов, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	
		300 К	77 К
40	$2.0 \cdot 10^{15}$	6550	67700
80	$5.5 \cdot 10^{14}$	7270	106700
150	$1.3 \cdot 10^{14}$	7337	124960
290	$3.0 \cdot 10^{13}$	7400	155000
1000	$< 1 \cdot 10^{12}$	—	—

свидетельствует о низком уровне компенсации материала и его пригодности для изготовления детекторов. Так, например, уже при концентрации носителей заряда $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ подвижность электронов при комнатной температуре составляет $7400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Можно предположить, что в слоях с концентрацией $< 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ подвижность достигает величины, близкой к максимальной для GaAs.

На полученных эпитаксиальных структурах изготавливались тестовые образцы поверхностно-барьерных детекторов с площадью активной области 2.3 мм^2 . В качестве материала выпрямляющего контакта были выбраны наиболее технологичные металлы, имеющие высокую работу выхода — титан и платина. Нанесение титана на рабочую поверхность производилось методом магнетронного распыления, платиновый контакт формировался катодным распылением. Предварительно рабочая поверхность пластин обрабатывалась в 50%-м водном растворе HCl и смеси $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ в соотношении 1:1:160. Непосредственно перед напылением подложки отжигались в течение 20 мин при температуре 300°C в вакууме при остаточном давлении $2 \cdot 10^{-4}$ Па. Формировались следующие системы металлизации: Ti/Pd/Au и Pt/TiN/Au. Промежуточные слои предназначены для предохранения от взаимной диффузии металлов при высокотемпературном отжиге, Au — для создания последующих контактных межсоединений. После формирования мезы контакты отжигались в течение 1 ч при 350°C и 1.5 мин при 450°C для Ti и Pt соответственно, затем структуры пассивировались полиимидом. Для создания омического контакта к n^+ -подложке использовалась стандартная система Ni/AuGe/Au.

3. Электрофизические характеристики контактов

Темновые токи утечки изготовленных структур измерялись при обратном смещении 50 В и температуре 300 К. На лучших образцах они составляли 200–250 пА независимо от выбранного материала контакта Шоттки, что говорит о качестве изготовленных барьеров.

Емкость структур, измеренная на частоте 1 МГц, оказалась практически постоянной вплоть до прямого

смещения 0.35 В. Таким образом, даже без приложения внешнего обратного смещения область пространственного заряда занимает всю толщину рабочего слоя. Рассчитанная из значения емкости в насыщении ширина области пространственного заряда составила $\sim (38–39)$ мкм, что несколько меньше толщины эпитаксиального слоя и, по всей видимости, связано с распространением поля в боковые стороны контакта.

По причине глубокого обеднения рабочего слоя концентрация свободных носителей в нем оценивалась из измерений вольт-фарадных характеристик (ВФХ) образцов при прямом смещении. Перестроенная зависимость емкости (C) от прямого смещения (V) в координатах $C^{-2} = f(V)$ хорошо спрямляется на участке от 0.4 В до напряжений, близких к контактному потенциалу (рис. 1). Поскольку прямые токи образцов в этом интервале изменяются от единиц нА до нескольких мкА, необходимо учитывать падение напряжения на внутреннем сопротивлении измерителя емкости, равном 20 кОм. Поэтому измерение напряжения проводилось непосредственно с детектора. Из спрямленной ВФХ были оценены значения концентрации электронов в высокоомном слое, $n_b = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, контактный потенциал, который для обоих типов структур оказался равным $V_{bi} = 0.65$ В.

При расчете основных электрофизических параметров изготовленных барьеров Шоттки использовались методики, основанные на измерениях прямых вольт-амперных характеристик (ВАХ). Измерения проводи-

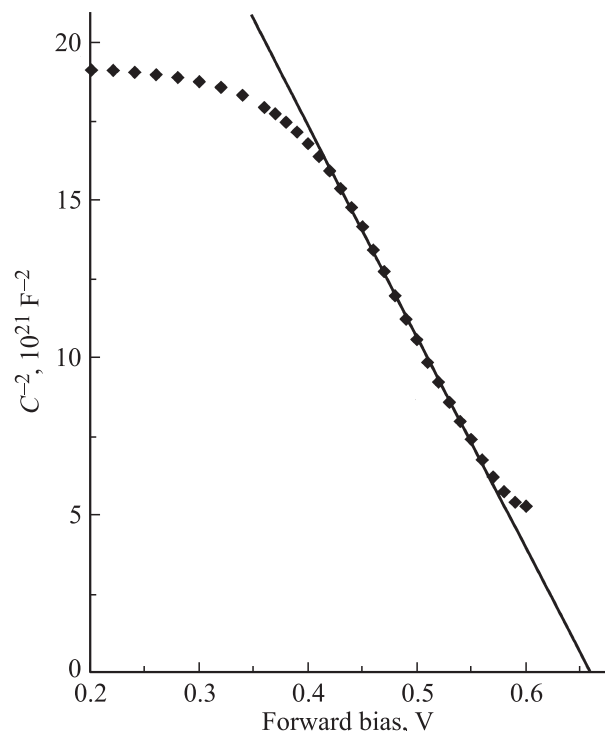


Рис. 1. Вольт-фарадная характеристика детектора в координатах $C^{-2} = f(V)$. Точки — эксперимент, линия — экстраполяция линейного участка.

лись с помощью прибора Agilent B1500A. Предварительно оценивалась возможность применения термоэлектронной или диффузионной теории выпрямления для описания механизма переноса и расчета параметров изготовленных потенциальных барьеров на высокоомных эпитаксиальных слоях GaAs.

Согласно термоэмиссионно-диффузионной теории [4], критерием применимости предельных случаев служит соотношение между величинами скорости термоэлектронной рекомбинации на границе металл-полупроводник (v_R) и эффективной скорости диффузии, характеризующей перенос электронов от границы области пространственного заряда к точке максимальной потенциальной энергии, v_D . В случае $v_D \gg v_R$ предполагается, что перенос носителей через барьер описывается теорией термоэлектронной эмиссии. В противном случае необходимо учитывать дрейфовую и диффузионную составляющие тока, т.е. пользоваться диффузионной теорией.

Скорость термоэлектронной рекомбинации определяется из соотношения $v_R = [kT/(2m^*\pi)]^{1/2}$ (k — постоянная Больцмана, m^* — эффективная масса электрона) и по своему значению близка к средней тепловой скорости. При комнатной температуре значение v_R для GaAs с эффективной массой электронов $0.068m_0$ составляет $1 \cdot 10^7$ см/с. Эффективная скорость диффузии по величине равна произведению подвижности электронов на напряженность электрического поля в максимуме потенциальной энергии: $v_D \approx \mu_n E_m$. Величину электрического поля на границе раздела можно найти из решения уравнения Пуассона. Так, для нулевого смещения $E_m = 2V_{bi}/W$, где W — ширина области пространственного заряда. Принимая в расчет значения V_{bi} и W , найденные из ВФХ, и подвижность электронов $8000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, получаем величину произведения $\mu_n E_m = 2.6 \cdot 10^6$ см/с, что в 4 раза меньше значения скорости термоэлектронной рекомбинации на границе раздела. Можно показать, что величина произведения $\mu_n E_m$ с ростом прямого смещения будет уменьшаться. Отсюда следует, что для контактов Шоттки на высокоомных слабо компенсированных слоях GaAs толщиной 40 мкм и более преобладающим является диффузионно-дрейфовый механизм токопереноса.

Согласно диффузионной теории, ток через барьер I определяется соотношениями

$$I = I_0(V) \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

$$I_0(V) = q\mu_n N_C S \left[\frac{2qn_b}{\epsilon_s} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь I_0 — обратный ток контакта металл-полупроводник, q — заряд электрона, V — падение напряжения на контакте, n — коэффициент неидеальности, N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, S — площадь контакта, ϵ_s — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϕ_B — высота

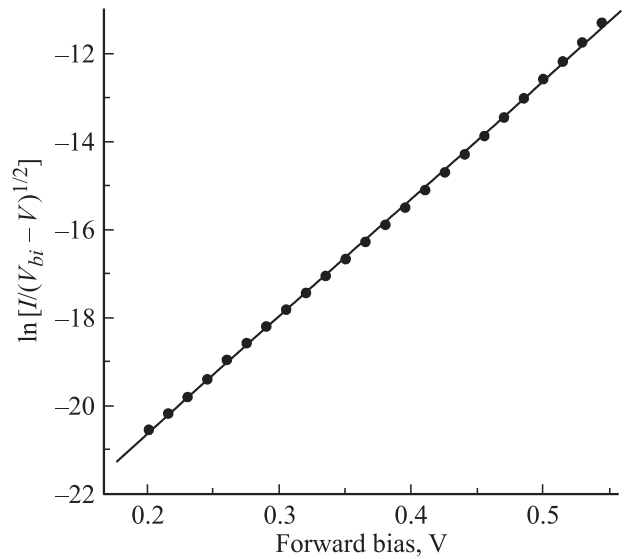


Рис. 2. Спрямленная ВАХ контакта Шоттки Pt-n-GaAs. Точки — эксперимент, линия — аппроксимация.

барьера Шоттки. Заметим, что в случае диффузионной теории ток I_0 слабее зависит от температуры, чем ток насыщения, и определяется приложенным смещением.

Вольт-амперная характеристика, описываемая выражениями (1) и (2), должна спрямляться в координатах $\ln [I/(V_{bi} - V)^{1/2}] = f(V)$ в интервале $kT/q \ll V < V_{bi}$. На этом участке ВАХ последовательное сопротивление структуры существенно меньше дифференциального сопротивления контакта, поэтому можно считать, что все приложенное к диоду смещение падает на барьере Шоттки. Спрямленный в указанных координатах участок прямой ВАХ детектора с платиновым контактом показан на рис. 2. Из наклона линии b_1 и отрезка b_0 , отсекаемого ею по оси ординат, рассчитывались коэффициент неидеальности n и высота барьера ϕ_B :

$$n = \frac{q}{b_1 kT}, \quad (3)$$

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \left\{ \ln \left[q\mu_n N_C S \left(\frac{2qn_b}{\epsilon_s} \right)^{1/2} \right] - b_0 \right\}. \quad (4)$$

При расчетах использовались значения контактной разности потенциалов и концентрации электронов в рабочем слое, определенные из измерений ВФХ, значения дрейфовой подвижности электронов и эффективной плотности состояний в зоне проводимости для 300 К принимались соответственно равными $8000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $4.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Значения высоты барьера и коэффициента неидеальности составили 0.85 эВ и 1.6 для титанового, 0.87 эВ и 1.5 для платинового контактов.

Полученные результаты подтверждаются методом энергии активации, позволяющим вычислять значения высот барьеров без дополнительных параметров материала и контакта. Для расчета этим методом необходимо определить значение коэффициента b_0 для различных

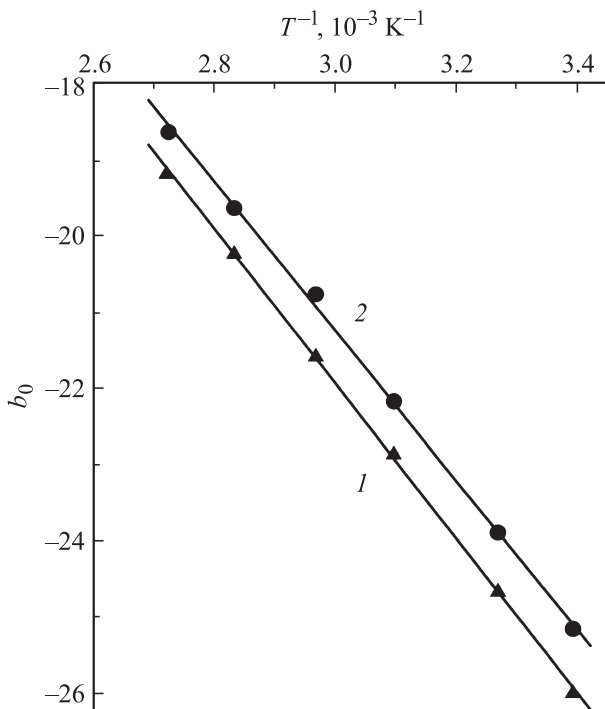


Рис. 3. Зависимость $b_0(1/T)$: 1 — Pt-контакт, 2 — Ti-контакт. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация.

температур по методике, описанной выше. С этой целью измерялась прямая ветвь ВАХ в интервале температур от 295 до 368 К. Из наклонов прямых температурной зависимости $b_0(1/T)$ для титанового и платинового контактов определены значения высоты барьеров, которые равны соответственно 0.84 и 0.87 эВ (рис. 3). Полученные значения высоты барьеров находятся в соответствии со значениями, представленными в работе [5], правда, рассчитанными для более легированного арсенида галлия.

4. Спектральные характеристики

Для оценки детекторного качества исследуемых структур измерялись спектральные характеристики при облучении от источников α -частиц и γ -квантов при комнатной температуре. Чтобы избежать подсветки все измерения проводились в специальной камере, а в случае регистрации α -частиц детекторы облучались в вакууме при остаточном давлении 1.33 Па. Анализ полученных результатов приведен в работе [6].

Для обоих типов излучений детекторы показали высокое энергетическое разрешение и линейный отклик в исследуемых диапазонах энергий от 4 до 8 МэВ для α -частиц и от 6 до 140 кэВ для γ -квантов. Отметим, что при рабочем смещении -30 В спектры образцов с Pt- и Ti-контактами практически не различались. При снятии спектров от различных α -источников энергетическое разрешение (FWHM — full width at half maximum) в

среднем составило 20.7 кэВ при энергетическом эквиваленте шума в 10.0 кэВ. Лучшее разрешение, которое было получено, составило 17.5 кэВ (0.3%). Этот спектр, в котором хорошо различимы обе линии источника ^{238}Pu 5.456 и 5.499 МэВ, представлен на рис. 4. События в низкоэнергетической части спектра связаны с краевым эффектом, проявляющимся из-за малой площади тестового детектора. При γ -спектроскопии на линии 59.5 кэВ (^{241}Am) получено разрешение 2.5 кэВ при шуме электронного тракта порядка 2.3 кэВ. Для энергий ниже 60 кэВ разрешение было несколько хуже — на линии 17.6 кэВ (^{241}Am) оно составило в среднем 2.8 кэВ. Эффективность сбора заряда (CCE — charge collection efficiency) при облучении α -частицами и γ -квантами была близка к 100% уже при обратном смещении 10–15 В.

При сравнении образцов с различными типами барьеров Шоттки наиболее информативны γ -спектры, снятые в фотovoltaическом режиме. На рис. 5 представлены такие спектры γ -квантов от источника ^{241}Am . Также при-

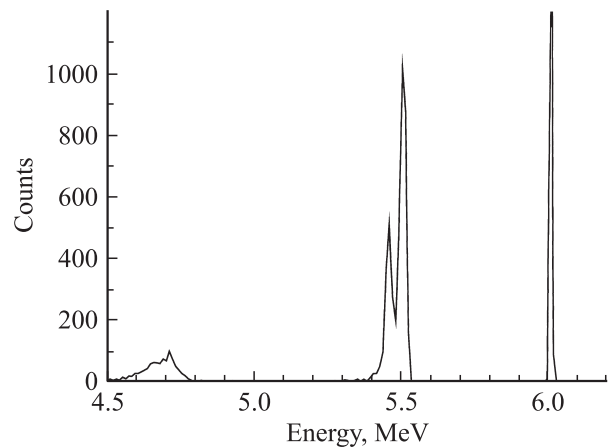


Рис. 4. Энергетический спектр ^{238}Pu , измеренный на детекторе с Ti-контактом Шоттки.

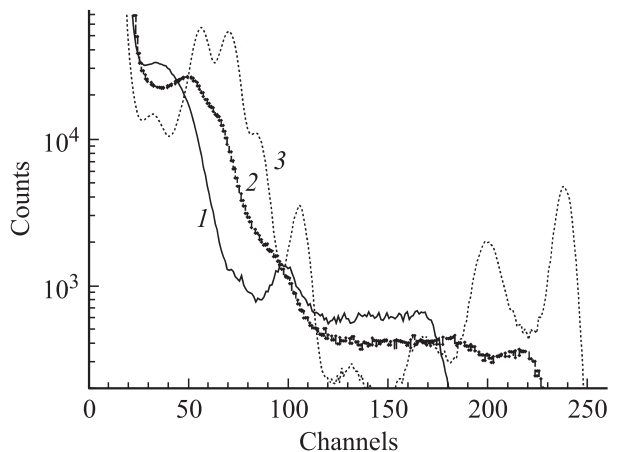


Рис. 5. Амплитудные спектры γ -квантов, полученные от источника ^{241}Am : 1 — Ti-контакт, 0 В; 2 — Pt-контакт, 0 В; 3 — Ti-контакт, -30 В.

веден спектр при обратном смещении в 30 В. Видно, что в этом спектре присутствуют все линии, характерные для источника ^{241}Am . В спектрах, снятых при нулевом смещении, пики не наблюдаются, что особенно хорошо заметно на линии 59.5 кэВ. Данный эффект связан с низким сбором дырочной компоненты сигнала. Учитывая небольшую толщину рабочего слоя (40 мкм), распределение поглощения γ -квантов с энергией 59.5 кэВ можно считать практически равномерным. Отсюда, согласно теореме Рамо-Шокли [7], сигнал, наведенный во внешней цепи детектора, будет определяться обоими типами носителей, и при отсутствии сбора дырок пики в спектре будут размываться в сплошные „хвосты“.

Исходя из вышесказанного при условии полного сбора электронной составляющей высокоэнергетические края распределений („хвостов“) должны совпадать с положением пика полного поглощения. Таким образом, можно оценить эффективность сбора генерированных электронов при нулевом смещении. Как видно, центр тяжести пика полного поглощения 59.5 кэВ находится в 237-м канале амплитудного анализатора. Края распределений, снятых при нулевом смещении, занимают 227-й и 179-й каналы (рис. 5). Получаем, что сбор электронной составляющей в структурах с Pt-контактом при нулевом смещении находится на уровне 95%, а для Ti-контактов составляет $\sim 75\%$. Однако, если исходить из близких значений контактной разности потенциалов и соответственно величин встроенного поля, сбор для обоих типов структур должен быть одинаков. По этой причине можно полагать, что титановый контакт имеет большую неоднородность по площади, чем платиновый. Это вполне объяснимо, поскольку при катодном напылении ионы Pt имеют высокую энергию и внедряются в подложку через поверхностный окисел, чего не происходит при магнетронном напылении Ti. Однако это представляется важным только при использовании таких структур в качестве фотовольтаических детекторов [8,9].

5. Заключение

Изготовлены тестовые образцы поверхностно-барьерных детекторов на основе высокоомных слабо компенсированных слоев n^- -GaAs. Для формирования выпрямляющих контактов использована металлизация на основе систем Ti/Pd/Au и Pt/TiN/Au.

Исследованы электрофизические характеристики полученных контактов, и рассчитаны их основные параметры. Показано, что для расчета параметров барьеров Шоттки на высокоомных эпитаксиальных слоях GaAs толщиной 40 мкм и более предпочтительнее использовать диффузионную теорию прохождения носителей заряда через потенциальный барьер. С использованием диффузионной теории выпрямления рассчитаны значения коэффициентов неидеальности n , они равны 1.6 и 1.5, и высоты потенциальных барьеров ϕ_B , составившие 0.85 и 0.87 эВ соответственно для Ti и Pt, что совпадает с

результатами, полученными методом энергии активации. Высоты потенциальных барьеров ϕ_B в этом случае равны соответственно 0.84 и 0.87 эВ.

При α - и γ -спектрометрии исследуемые структуры показали линейный отклик и высокое энергетическое разрешение. На α -линии 5.499 МэВ (^{238}Pu) лучшее разрешение составило 17.5 кэВ (0.3%). Для γ -квантов от источника ^{241}Am при энергии 59.5 кэВ получено разрешение в среднем 2.5 кэВ, на линии 17.6 кэВ — 2.8 кэВ.

При облучении от обоих типов источников эффективность сбора заряда была близка к 100% при обратном смещении 10–15 В. Показано, что в фотовольтаическом режиме в структурах с Pt-контактом сбор электронной составляющей находится на уровне 95%, а для Ti-контактов $\sim 75\%$.

Полученные результаты могут послужить основой при разработке детекторов частиц, рентгеновских и γ -квантов, в частности, при изготовлении поверхностно барьерных детекторов на более толстых слабо легированных эпитаксиальных слоях GaAs — см., например [10].

Авторы выражают благодарность В.М. Вальд-Перлову за ценные рекомендации при изготовлении тестовых образцов и обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг.

Список литературы

- [1] R. Irsigler, R. Geppert, R. Goppert, J. Ludwig, M. Rogalla, K. Runge, Th. Schmid, M. Webel, C. Weber. Nucl. Instrum. Meth. A, **365**, 71 (1997).
- [2] Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, В.А. Новиков, Л.С. Окаевич, О.П. Толбанов. ФТП, **41** (5), 631 (2007).
- [3] Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, О.П. Толбанов. ФТП, **41** (11), 1327 (2007).
- [4] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, гл. 5, с. 272.
- [5] A.K. Sinha, T.E. Smith, M.H. Read, I.M. Poate. Solid-State Electron., **19** (6), 489 (1976).
- [6] Г.И. Кольцов, С.И. Диденко, А.В. Черных, С.В. Черных. Изв. вузов. МЭТ, № 3, 66 (2010).
- [7] Ю.К. Акимов, О.В. Игнатъев, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнिर. *Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике* (М., Энергоатомиздат, 1989) гл. 2, с. 49.
- [8] В.Ф. Дворянкин, Ю.М. Дикаев, А.А. Кудряшов. ЖТФ, **74** (6), 126 (2004).
- [9] Г.И. Айзенштат, М.Д. Вилисова, Е.П. Другова, М.А. Лелеков, Д.Ю. Мокеев, И.В. Пономарев, Л.П. Пороховниченко, О.П. Толбанов, В.А. Чубирко. ЖТФ, **76** (8), 46 (2006).
- [10] Ю.В. Жилияев, Д.И. Микилик, Т.А. Орлова, В.Н. Пантелеев, Н.К. Полетаев, С.А. Сныткина, Л.М. Федоров. Науч. техн. вестн. СПбГУ ИТМО, № 4 (68), 132 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Schottky contacts to high-resistance GaAs epilayers for particle and quantum detectors

*G.I. Koltsov, S.I. Didenko, A.V. Chernykh,
S.V. Chernykh, A.P. Chubenko⁺, Y.N. Sveshnikov**

National University of Science and Technology „MISIS“,
119049 Moscow, Russia

⁺ P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,

119991 Moscow, Russia

* „Elma-Malahit“ JSC — „Concern «Energomera»“,
124460 Moscow, Zelenograd, Russia

Abstract Electrophysical characteristics of Schottky contacts based on Ti and Pt to *n*-GaAs epilayers with carrier concentration less than 10^{12} cm^{-3} for particle and quantum detectors were investigated. It was shown that the diffusion theory of the current transport process should be used to calculate the Schottky contact parameters on thick high-resistance lightly compensated GaAs layers. Calculated barrier height values were 0.84 and 0.87 eV for Ti and Pt contacts, respectively. The fabricated samples of surface barrier detectors have shown a linear response in the ranges from 6 to 140 keV for γ -rays and from 4 to 8 MeV for α -particles, charge collection efficiency close to 100% and the high energy resolution at room temperature.