

Температурные зависимости удельного контактного сопротивления в омических контактах к n^+ -InN

© А.В. Саченко⁺, А.Е. Беляев⁺, Н.С. Болтовец^{*}, П.Н. Брунков^{‡#}, В.Н. Жмерик[‡], С.В. Иванов[‡], Л.М. Капитанчук^{*}, Р.В. Конакова^{+¶}, В.П. Кладько⁺, Р.В. Романец⁺, П.О. Сай⁺, Н.В. Сафрюк⁺, В.Н. Шеремет⁺

⁺ Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

^{*} Государственное предприятие НИИ „Орион“, 03057 Киев, Украина

[‡] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

[#] Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (ИТМО), 197101 Санкт-Петербург, Россия

[•] Институт электросварки им. Е.О. Патона Национальной академии наук Украины, 03068 Киев, Украина

(Получена 31 июля 2014 г. Принята к печати 4 сентября 2014 г.)

Измерены температурные зависимости удельного контактного сопротивления (ρ_c) омических контактов на основе системы Au–Ti–Pd–InN при уровне легирования InN $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в диапазоне температур от 4.2 до 300 К. При температурах $T > 150 \text{ К}$ получены линейно растущие зависимости $\rho_c(T)$. Зависимости объяснены в рамках механизма протекания термоэмиссионного тока через металлические шунты, сопряженные с дислокациями. Достигнуто хорошее согласие теоретических зависимостей с экспериментом. Оно получено в предположении, что протекающий ток ограничивается суммарным сопротивлением металлических шунтов, а плотность проводящих дислокаций составляет $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Методом рентгеновской дифрактометрии измерена плотность винтовых и краевых дислокаций в исследованной структуре, и установлено, что их суммарная плотность превышает 10^{10} см^{-2} .

1. Введение

Нитрид индия и твердые растворы на его основе в последние годы являются наиболее изучаемыми материалами среди нитридов элементов III группы. Интерес к ним вызван перспективностью применения при создании ряда активных элементов для опто-, спин- и микроволновой электроники [1–4]. Особенностью материалов является технология их эпитаксиального роста. Дело в том, что для них, как и для других соединений $A^{\text{III}}N$, в настоящее время отсутствует собственный подложечный материал, пригодный для использования в промышленном производстве, поэтому InN и твердые растворы на его основе выращивают в виде гетероструктур с буферными слоями. В качестве подложек используют Al_2O_3 , GaAs, Si, а также фианиты. Из-за несоответствия параметров решеток и коэффициентов термического расширения пленки InN и подложки (например, Al_2O_3) в гетероструктурах возникают внутренние механические напряжения, релаксация которых приводит к генерации дислокаций с плотностью в пределах от 10^8 до $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Это не может не сказаться на параметрах соответствующих приборов и в первую очередь на характеристиках омических контактов к ним.

Действительно, как было показано в работах [5–7], величина удельного контактного сопротивления ρ_c омических контактов к полупроводникам с высокой плотностью дислокаций и его температурная зависимость $\rho_c(T)$

существенно зависят от плотности дислокаций, если в процессе формирования омического контакта контактообразующий металл (сплав) или металл из других слоев контактной металлизации проникает по дислокациям в тонкий приконтактный слой полупроводника, создавая в нем металлические шунты. Кроме того, было показано [8], что в слоях InN в силу его термодинамической нестабильности, а также специфики эпитаксиального роста вблизи перехода к металлическому обогащению поверхности велика вероятность образования металлических преципитатов In и аккумуляция In на дислокациях. Это также может приводить к образованию в слоях InN металлических шунтов.

Зависимость $\rho_c(T)$ при достаточно больших температурах может быть растущей. В этом случае с ростом температуры измерений значение ρ_c увеличивается и в области рабочих температур может заметно превышать величину ρ_c , измеренную при комнатной температуре. В работах Гольдберга с соавторами (см., например, [5]) было предложено объяснять растущие зависимости $\rho_c(T)$ температурной зависимостью сопротивления металлических шунтов. Однако предложенное объяснение не описывает зависимость $\rho_c(T)$ в достаточно широкой области температурных измерений. Так, в области достаточно низких температур зависимости $\rho_c(T)$ либо спадающие, либо не зависящие от температуры. Поведение экспериментальных зависимостей $\rho_c(T)$ в полупроводниках с высокой плотностью дислокаций в достаточно широком температурном диапазоне было полностью объяснено в работах [6,7]. В них помимо

[¶] E-mail: konakova@isp.kiev.ua

сопротивления шунтов было учтено сопротивление, возникающее при переходе электронов из полупроводника в торцы шунтов. Было показано, что из-за высоких значений напряженности электрического поля на границах торцов с полупроводником в приконтактной области полупроводника имеют место обогащающие изгибы зон. При этом в ряде случаев может реализоваться диффузионная теория токопрохождения в полупроводнике, протекающий ток прямо пропорционален, а удельное сопротивление обратно пропорционально подвижности электронов, что и объясняет температурные зависимости $\rho_c(T)$ в достаточно широкой температурной области.

Безусловно, формирование омического контакта и механизм протекания тока в нем зависят от уровня легирования приконтактной области полупроводника [9]. Приведенные в таблице данные показывают, что, как правило, низкоомные омические контакты к n -InN и твердым растворам на его основе наблюдаются при наличии в приконтактной области слоев вырождения полупроводника (для n -InN концентрация должна превышать величину эффективной плотности состояний в зоне проводимости, $> 5.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [10]). Таблица составлена с использованием данных работ [11–24].

Системные исследования температурной зависимости $\rho_c(T)$ омических контактов к n -InN практически не проводились. Мы обнаружили всего 4 статьи двух групп авторов [13,14,18,23], в которых исследовались свойства омических контактов к n -InN в диапазонах температур 223–398 К [13,14,18] и 4.2–400 К [23]. Авторы [14,18] выполнили измерения только при температурах, превышающих комнатную. В [23] измерения были проведены в диапазоне температур $T = 4.2$ –400 К. В этой работе наблюдалась, по мнению авторов, растущая зависимость контактного сопротивления R_c в омическом контакте к нанопроволоке из InN, которую авторы попытались объяснить металлической проводимостью в вырожденном InN. Прямых измерений $\rho_c(T)$ в этой работе не проводилось. Отметим, что в работах [13,14,18] использовались слои n -InN с концентрацией донорной примеси $\gtrsim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а величина ρ_c при комнатной температуре составляла $(1.0$ – $1.87) \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ в лучших образцах. При этом ни в одной из приведенных выше работ (см. таблицу) в механизме токопереноса не учитывалась роль высокой плотности дислокаций, генерируемых в подобных гетероструктурах.

В данной работе в диапазоне температур 4.2–300 К исследована экспериментально температурная зависимость ρ_c омических контактов к слоям n -InN, выращенным на подложках Al_2O_3 с буферным слоем GaN, с плотностью дислокаций, превышающей 10^8 см^{-2} . Полученные результаты объяснены в рамках подхода, развитого в работах [6,7].

2. Образцы и методы исследования

Омические контакты создавались методом последовательного вакуумного напыления металлов на

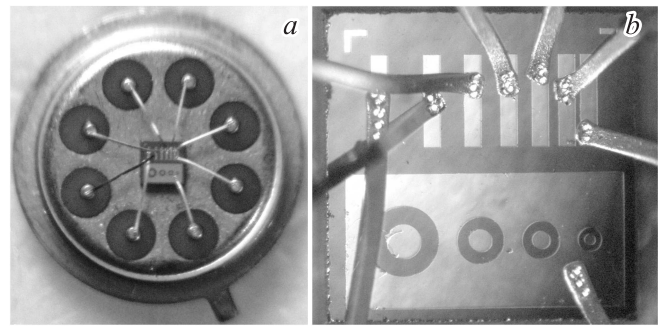


Рис. 1. Тестовая структура для измерения зависимости $\rho_c(T)$ в корпусе (а) и фрагмент тестовой структуры (б).

подогретую до 350°C гетероструктуру $\text{InN}(0.6 \text{ мкм})$ – $\text{GaN}(0.9 \text{ мкм})$ – $\text{Al}_2\text{O}_3(400 \text{ мкм})$. Омический контакт $\text{Au}(500 \text{ нм})$ – $\text{Ti}(60 \text{ нм})$ – $\text{Pd}(30 \text{ нм})$ – n^+ -InN формировался в процессе напыления металлов и дополнительно не отжигался. Гетероструктуры InN – GaN – Al_2O_3 были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией и по своим параметрам соответствовали таким же структурам, исследованным авторами [25]. InN (0001) выращен на предварительно сформированном на подложке Al_2O_3 буферном слое GaN. Концентрация свободных электронов в n -InN составляла $\sim (1.5$ – $3.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\sim (1300$ – $2000) \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Нами исследовались образцы со сплошной металлизацией для измерения профилей распределения компонентов контактной металлизации методом электронной оже-спектроскопии на спектрометре LAS-2000. На планарных тестовых структурах измерялось удельное контактное сопротивление ρ_c линейным методом (transmission line method, TLM) в диапазоне температур $T = 4.2$ –300 К. Ширина контакта составляла $L = 75 \text{ мкм}$, длина $W = 400 \text{ мкм}$, интервалы между контактными площадками l_i были равны 150, 100, 80, 60, 40 и 20 мкм. Для измерения зависимости $\rho_c(T)$ тестовые структуры были смонтированы в корпус (рис. 1). Стабилизация температуры обеспечивалась системой УТРЕКС к25в.

Методами рентгеновской дифрактометрии были измерены плотность дислокаций в гетероструктуре и фазовый состав слоев контактной металлизации Pd–Ti–Au. Для получения информации о структурном качестве (плотности дислокаций) и деформационном состоянии образцов была просканирована широкая область обратного пространства с помощью высокоразрешающего дифрактометра X'Pert PRO MRD XL (PANalytical B.V., Almelo, The Netherlands). Анализировались как симметричные (0002), так и асимметричные (1124), (1233) и (1015) рефлекссы GaN и AlN. Для этих же рефлекссов снимались и двумерные карты обратного пространства (КОП). Установлено, что плотность винтовых дислокаций в n -InN составляет $\sim 2.3 \cdot 10^8$, а краевых $\sim 3.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Рентгенодифрактометрические (XRD) измерения контактной металлизации были проведены

Омические контакты к слоям *n*-InN и твердым растворам на его основе

Металлизация	Полупроводник	Концентрация носителей, см ³ (при толщине слоя InN <i>d</i> , мкм)	Отжиг	ρ_c , Ом · см ²	Примечание	Ссылки
1	2	3	4	5	6	7
Ti(250 Å)/Pt(500 Å)/Au(3000 Å)	InN/GaAs	$5 \cdot 10^{19}$	350–525°C, форминг-газ	$(5-6) \cdot 10^{-7}$		[11]
Ti(200 Å)/Al(1000 Å)	InN/GaN	10^{19} ($5 \cdot 10^{-3}$)	Электронно-лучевое испарение (<i>e</i> -beam)	$6 \cdot 10^{-5}$	Сверхрешетка InN/GaN	[12]
Ti(500 Å)/Pt(750 Å)/Au(3000 Å)	InN/GaAs	$> 10^{20}$ (0.12)	БТО: 300–410°C/60 с	$1.86 \cdot 10^{-7}$ при 300 К, $4.47 \cdot 10^{-7}$ при 430 К,	ρ_c измерено в интервале 297–430 К	[13]
Ti(500 Å)/Pt(750 Å)/Au(3000 Å)	InN/GaAs/InN/ InGaAs/GaAs	$5 \cdot 10^{20}$ (0.12)	Электронно-лучевое испарение (<i>e</i> -beam)	$1.8 \cdot 10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-7}$	биполярный транзистор	[14]
Ti(250 Å)/Pt(500 Å)/Au(1000 Å)	InGaN/GaN/GaAs	10^{19}	БТО: 400, 700, 800, 900°C/30 с в N ₂	10^{-7}	Кубическая фаза твердого раствора	[15]
Au/Ge/Ni				10^{-7}		
WSi _x (1000 Å)				$2 \cdot 10^{-5}$ после БТО 700°C/30 с		
W(1000 Å)/WSi _x (1000 Å) Ti(200 Å)/Al(1000 Å)	InN/GaAs	10^{20} (0.2)	БТО: 300–500°C	$1.1 \cdot 10^{-7}$ после БТО 400°C; $2 \cdot 10^{-7}$ без отжига	С ростом температуры отжига ρ_c растет, ρ_c минимально в исходных образцах	[16]
W(1000 Å)	In _{0.65} Ga _{0.35} N/GaAs	10^{19} (0.2)	БТО: 300–900°C	$4.5 \cdot 10^{-8}$	Отжиг при 600°C	
WSi _x (1000 Å)				$1.8 \cdot 10^{-7}$		
Ti(200 Å)/Al(1000 Å)				$3.5 \cdot 10^{-7}$		
W(1000 Å)	In _{0.75} Al _{0.25} N/GaAs	$8 \cdot 10^{18}$ (0.2)	БТО: 500–900°C	$1.2 \cdot 10^{-2}$	Без отжига	
WSi _x (1000 Å)				$2 \cdot 10^{-3}$		
Ti(200 Å)/Al(1000 Å)				$6 \cdot 10^{-4}$		
WSi _x	InN/InAlN/AlN/Al ₂ O ₃	$(1-3) \cdot 10^{20}$ (0.5–0.5)		$4.8 \cdot 10^{-4}$ $3.6 \cdot 10^{-5}$ $3.5 \cdot 10^{-6}$	Влияние технологических условий роста InN на Al ₂ O ₃ и на GaAs (температура 525–575°C, поток N 5–20 sccm)	[17]
	InN/InAlN/AlN/GaAs			$(8-9) \cdot 10^4$		
	InAlN/AlN/Al ₂ O ₃	$(1-3) \cdot 10^{19}$		$1.9 \cdot 10^{-5}$	Технологические условия выращивания	
	InAlN/AlN/GaAs	(0.3–0.5)		$1.4 \cdot 10^{-5}$		

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5	6	7	
W(1000 Å)	InN/GaAs	10^{20} (0.2)	300–500°C/30 с в N ₂	10^{-7} , отжиг 400°C	Измерение $\rho_c(T)$ в интервале 223–398 К		
WSi _x (1000 Å)				$2 \cdot 10^{-7}$, без отжига			
Ti(200 Å)/Al(1000 Å)				$2.5 \cdot 10^{-7}$, без отжига			
W(1000 Å)	InGaN/GaAs	10^{19} (0.2)	БТО: 600–900°C/15 с в N ₂	$4 \cdot 10^{-8}$ после БТО: 600°C	Измерение $\rho_c(T)$ в интервале 223–398 К		
WSi _x (1000 Å)				$2 \cdot 10^{-7}$, без отжига			
Ti(200 Å)/Al(1000 Å)	InAlN/GaAs	$8 \cdot 10^{18}$ (0.2)	БТО: 500–900°C/15 с в N ₂	$3 \cdot 10^{-7}$, отжиг 600°C	Измерение $\rho_c(T)$ в интервале 223–398 К	[18]	
W(1000 Å)				$1.5 \cdot 10^{-2}$, без отжига			
WSi _x (1000 Å)				10^{-3} , БТО: 500°C/15 с			
Ti(200 Å)/Al(1000 Å)				$6 \cdot 10^{-5}$, без отжига			
W(1000 Å)	InN/GaAs	10^{20} (0.2)	БТО: 300–500°C/15 с в N ₂	$< 10^{-7}$ после БТО 600°C	Измерение $\rho_c(T)$ в интервале 223–398 К	[19]	
WSi _{0.44} (1000 Å)				10^{-7} при 300 К после БТО			
W(1000 Å)	InN/GaAs			10^{-6}			
W(1000 Å)	InGaN/GaAs	10^{19} (0.2)	БТО: 600–900°C	$4 \cdot 10^{-8}$ после БТО 600°C			
WSi _x (1000 Å)				$2 \cdot 10^{-7}$, без отжига			
WSi _x	InN/InAlN/AlN/Al ₂ O ₃	(0.05)	Отжиг: 300–700°C/5 мин в N ₂	$3 \cdot 10^{-6}$ после отжига при 300°C (для $d = 0.2$ мкм)	С увеличением толщины пленки InN ρ_c уменьшается после отжига при 300°C	[20]	
		(0.1)		10^{-5} после отжига при 300°C ($d = 0.05$ мкм)			
		(0.2)		$6 \cdot 10^{-6}$ после отжига при 300°C ($d = 0.1$ мкм)			
W(600 Å)	InGaN/GaN/Al ₂ O ₃	$1.63 \cdot 10^{19}$, леги- рованный Si (0.13)	<i>e</i> -beam, БТО: 500–950°C/90 с в N ₂	$2 \cdot 10^{-8}$ после БТО 950°C		[21]	
Ti(1000 Å)/Au(2000 Å)	InN/AlN/Al ₂ O ₃	$2.14 \cdot 10^{18}$	<i>e</i> -beam, без отжига	$1.42 \cdot 10^{-7}$	Толщина InN от 10 нм до 1 мкм	[22]	
Al(1000 Å)/Au(2000 Å)				$1.49 \cdot 10^{18}$			$1.86 \cdot 10^{-6}$
Ni(1000 Å)/Au(2000 Å)				$2.28 \cdot 10^{18}$			$1.04 \cdot 10^{-6}$
Pd(5 нм)/Ti(20 нм)/ Pt(20 нм)/Au(100 нм)	InN/Si	$> 10^{20}$	<i>e</i> -beam	$1.8 \cdot 10^{-7}$	ρ_c к пленке InN	[23]	
				$1.09 \cdot 10^{-7}$			ρ_c к нанопроволоке, измерено R_c наноконтакта в интервале 4.2–400 К
Ti(200 Å)/Al(400 Å)/ Ni(200 Å)/Au(800 Å)	InN/Al ₂ O ₃	$3 \cdot 10^{18}$ (0.5)	БТО: 300–500°C/60 с в N ₂	$6 \cdot 10^{-6}$	После БТО при 400°C	[24]	
Ti(200 Å)/Al(400 Å)/ TiB ₂ (200 Å)/Au(800 Å)				$1.6 \cdot 10^{-6}$			

Примечание. БТО — быстрый термический отжиг.

на установке ARL X'Tra (Thermo scientific) с использованием CuK_2 -излучения. Напряжение на трубке составляло 45 кВ, ток 30 мА. Дифракционные спектры прописывались методом скользящего пучка. Измерения проводились в пошаговом режиме с шагом сканирования 0.030° и временем набора в точке 1 с. Фазовый анализ проводился с использованием базы данных ICDD, PDF-2 Release 2012.

По данным XRD-измерений в контактной металлизации обнаружен Ti (Pdf Number 010-88-2321) — см. рис. 2. Расширение пиков рефлексов на больших

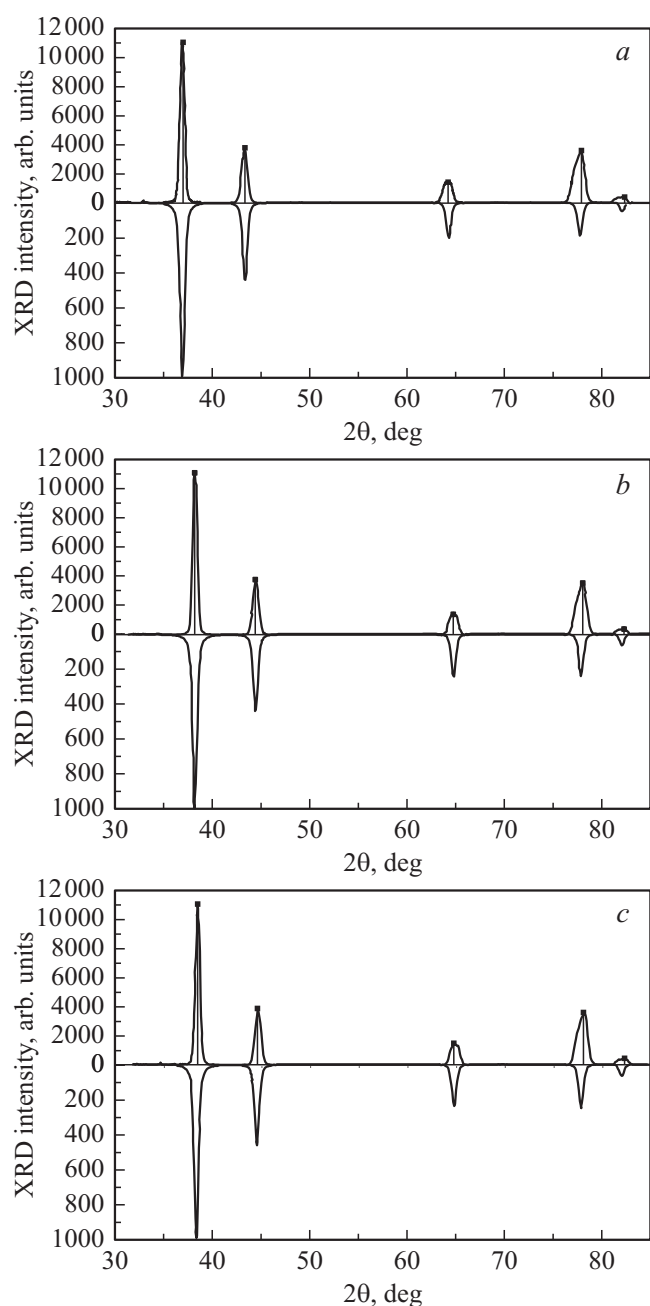


Рис. 2. Экспериментальная дифрактограмма в контактной металлизации и расчетные дифрактограммы для Ti (a), $\text{Au}_{0.919}\text{Ti}_{0.081}$ (b) и Au (c) (вертикальная черта указывает положение экспериментальных пиков).

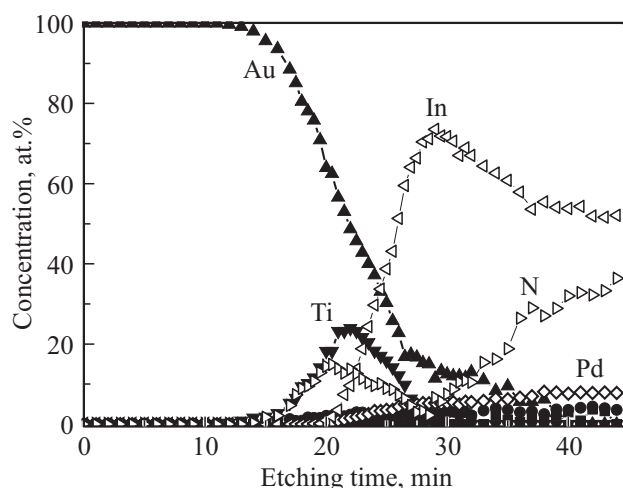


Рис. 3. Профили распределения компонентов слоев контактной металлизации Au–Ti–Pd– n^+ -InN.

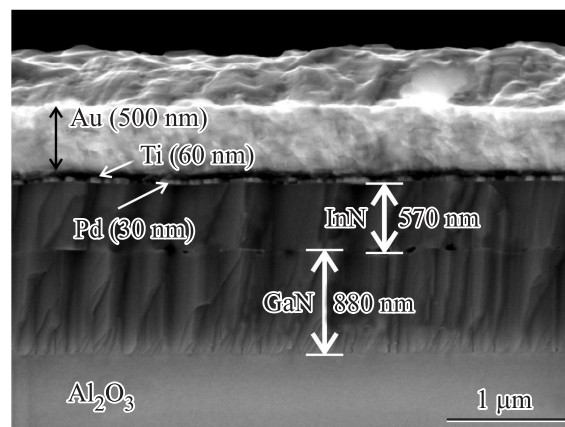


Рис. 4. СЭМ-изображение поверхности скола контактной структуры Au–Ti–Pd–InN–GaN– Al_2O_3 .

углах свидетельствует о присутствии либо Au (Pdf Number 010-77-9662), либо соединения $\text{Au}_{0.919}\text{Ti}_{0.081}$ (Pdf Number 010-74-5407). Отметим, что эти материалы очень близки по параметрам решеток.

В то же время известно, что титан образует с золотом интерметаллические соединения уже при 350°C [26], так что вероятность возникновения соединения $\text{Au}_{0.919}\text{Ti}_{0.081}$ в случае напыления металлов на подогретую до 350°C подложку достаточно высока. Что касается палладия, то рефлексов, соответствующих ему или его соединениям, не было обнаружено. Это объяснимо в предположении, что палладий в исследованной контактной системе находится в аморфном состоянии. Наличие палладия подтверждают данные электронной оже-спектроскопии (рис. 3).

С помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) исследовались сколы контактных структур Au–Ti–Pd–InN–GaN– Al_2O_3 . На приведенной микрофотографии (рис. 4) наблюдается столбчатая структу-

ра как буферного слоя GaN, так и пленки InN с характерными дефектами в области границы раздела InN–GaN. Линейная плотность вертикальных дефектов в InN составляет $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, в GaN $\sim 7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

3. Результаты измерений и их обсуждение

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследуемых контактов были линейными и симметричными во всем измеряемом диапазоне температур.

Экспериментальная температурная зависимость ρ_c приведена на рис. 5 (точки). Ее ход существенно отличается от типичных зависимостей $\rho_c(T)$ для невыпрямляющих (омических) контактов Шоттки, в которых в зависимости от уровня легирования в приконтактном слое полупроводника величина ρ_c либо не зависит от температуры (туннельный механизм токопереноса), либо уменьшается с ростом температуры (термополевой или термоэлектронный механизм токопереноса). В нашем случае во всем температурном интервале измерений значение ρ_c увеличивается с ростом температуры: при низких температурах (от 0 до 30 К) ρ_c растет весьма слабо, в интервале температур от 30 до 150 К $\rho_c \propto T^{0.6}$, при температурах $> 150 \text{ К}$ $\rho_c \sim T$. Существующие до работ [6,7] теории токопереноса в контактах металл-полупроводник такую зависимость $\rho_c(T)$ не объясняли.

При теоретическом моделировании экспериментальной зависимости $\rho_c(T)$ омического контакта к n^+ -InN, приведенной на рис. 5, учтем, что в данном случае полупроводник вырожден. Будем считать, что токоперенос происходит по металлическим шунтам, сопряженным с дислокациями. Воспользуемся для расчета $\rho_c(T)$ выражениями, приведенными в работе [6], справедливыми для случая вырожденного полупроводника.

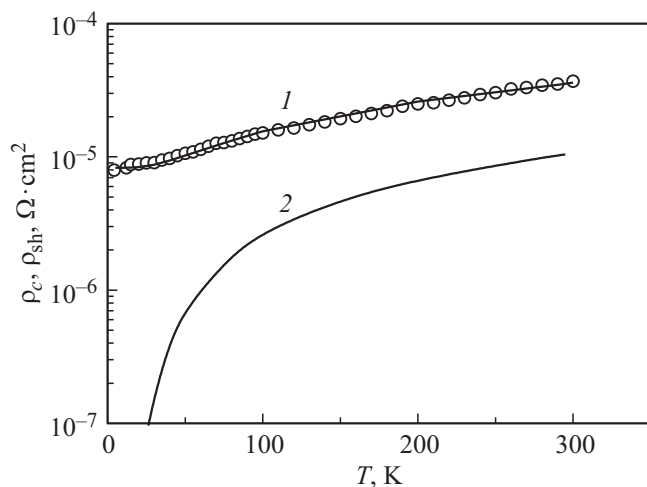


Рис. 5. Экспериментальная (точки 1) и теоретическая (сплошная линия 1) зависимости $\rho_c(T)$ омического контакта Au–Ti–Pd– n^+ -InN, а также зависимость величины удельного сопротивления шунтов $\rho_{sh}(T)$ (2).

В случае вырождения справедливо следующее выражение для удельного контактного сопротивления ρ_{te} при реализации термоэлектронного механизма протекания тока [6]:

$$\rho_{te} = \frac{k}{qA(m/m_0)T \ln[1 + \exp(z + y_{c0})]}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд, A — постоянная Ричардсона, m — эффективная масса электрона, m_0 — масса свободного электрона, T — температура, y_{c0} — безразмерный (нормированный на kT) контактный потенциал. Безразмерная энергия Ферми $z = E_F/kT$ в рассматриваемом случае определяется из уравнения объемной нейтральности:

$$N_d = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_{c0} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{x^{0.5}}{1 + \exp(x - z)} dx, \quad (2)$$

где N_d — концентрация доноров, N_{c0} — эффективная плотность состояний электронов в зоне проводимости InN при температуре $T = 300 \text{ К}$.

Удельное контактное сопротивление ρ_{tw} с учетом того, что при протекании тока через шунты принимает участие не вся площадь контакта, определяется выражением

$$\rho_{tw} = \frac{\rho_{te}}{\pi L_D^2 N_D}, \quad (3)$$

где L_D — дебаевская длина экранирования, N_D — плотность проводящих дислокаций.

При сильном вырождении дебаевская длина экранирования в полупроводнике, L_D , стремится к величине r_0 , которая не зависит от температуры и слабо зависит от уровня легирования N_d :

$$r_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} \left(\frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_s\hbar^2}{mq^2N_d^{1/3}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

В случае произвольного вырождения дебаевская длина экранирования в полупроводнике L_D есть [27]

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0\epsilon_s kT}{2q^2 N_{c0}} \right)^{0.5} [\Phi'_{1/2}(z)]^{-1/2}, \quad (5)$$

где

$$\Phi'_{1/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{x} \exp(x - z)}{[1 + \exp(x - z)]^2} dx, \quad z = E_F/kT.$$

Поскольку последовательно с сопротивлением ρ_{tw} в случае вырожденного полупроводника включено суммарное сопротивление всех металлических шунтов, то полное удельное сопротивление омического контакта в полупроводнике с большой плотностью дислокаций можно записать как

$$\rho_c = \rho_{tw} + \rho_{sh}, \quad (6)$$

где $\rho_{sh} = R_{sh}(T)/N_D$, $R_{sh}(T) = \rho_0(T)d_D/\pi r^2$ — температурная зависимость сопротивления металлического шунта, ρ_0 — удельное сопротивление, d_D — длина дислокации, r — радиус шунта (при расчете все шун-

ты считаются идентичными). При этом предполагается, что током, протекающим между дислокациями, можно пренебречь по сравнению с током, протекающим через дислокации, что обеспечивается большой величиной барьера между дислокациями [6].

Температурная зависимость $\rho_{sh}(T)$ с учетом температурной зависимости удельного сопротивления контактообразующего металла (палладия), согласно справочнику [28], в широкой температурной области (от 0 до 300 К) ведет себя следующим образом. При $T = 0$ К сопротивление нормального (не сверхпроводящего металла) равно остаточному сопротивлению R_s . Затем сопротивление увеличивается по закону $\propto T^5$ (см. рис. 5, кривая 2), что связано с рассеянием электронов на фононах [29]. Далее следует переходная область, сопротивление $\propto T^n$, где величина n быстро уменьшается. Наконец, при $T \geq T_D$, где T_D — температура Дебая, $n = 1$, т.е. сопротивление металла растет линейно с температурой.

Все выражения, записанные выше, соответствуют случаю единичной площади контакта.

Теоретическая кривая I для зависимости $\rho_c(T)$, приведенная на рис. 5, рассчитывалась по формуле (6). При этом для расчета были использованы данные по параметрам InN, приведенные в [1,10,30]. Как видно из рис. 5, имеет место совпадение расчетной зависимости удельного контактного сопротивления ρ_c с экспериментальными данными. Оно достигнуто при использовании таких параметров: $N_D \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $r = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $d_D \sim 0.1 \text{ мкм}$. Следует отметить, что, поскольку $R_{sh} \propto d_D/r^2$, имеет место некоторая неоднозначность определения величин d_D и r . Так, с увеличением d_D возрастает и r .

Отметим, что обнаруженная нами суммарная плотность винтовых и краевых дислокаций заметно превышает необходимую для реализации рассматриваемого механизма.

Как видно из рис. 5, значение удельного контактного сопротивления ρ_c при $T = 300 \text{ К}$ в нашем случае составляет $\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Значения ρ_c , полученные для вырожденного InN, согласно данным, приведенным в таблице, изменяются в пределах от 10^{-4} до $10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. В работах [13,23], выполненных на InN с уровнем легирования $> 10^{20} \text{ см}^{-3}$, сообщалось о полученных значениях $\rho_c \sim 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. При этом зависимости ρ_c от температуры в данных работах были растущими. В работах [13,23] конкретный механизм реализации удельного контактного сопротивления не обсуждался, хотя в качестве возможного механизма формирования ρ_c в [13] названо туннелирование. Отметим, что оценка контактного сопротивления в сильно вырожденных контактах InN по формуле Падовани–Стреттона [31]

$$\rho_c(T) = \frac{E_{00}}{q^2 n_0 V_T} \left[\exp \left(\frac{\phi_b - E_{f0}}{E_{00}(T)} \right) \right], \quad (7)$$

где $E_{00} = 0.054[(m_0/m)(n_0/10^{20})(11.7/\epsilon_s)]^{0.5}$, V_T — величина порядка $10^7 \text{ см}^2/\text{с}$, для $n_0 = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$,

$m = 0.24 m_0$ и $\phi_b = 0.7 \text{ В}$, дает значение $\sim 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, что на 3 порядка меньше, чем наблюдаемые величины. Отметим, что перенормировка эффективной массы электрона в InN от $0.07 m_0$ к $0.24 m_0$ [10] учитывает непараболичность зоны проводимости InN при сильном вырождении.

Близкие значения получаются при оценке величины ρ_c по формуле (1). Это свидетельствует о том, что полученные экспериментально значения ρ_c в случае сильно вырожденного InN нельзя объяснить, предполагая, что в переносе тока через контакт участвует вся площадь контакта. Зато полученный результат хорошо объясняется в случае, когда ток переносится через площадь, меньшую примерно на 3 порядка. Данное условие достигается, если ток протекает через шунты, сопряженные с дислокациями, а плотность дислокаций $N_D \gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Как показывают прямые оценки, выполненные исходя из предложенного в [6] механизма формирования контактного сопротивления, типичные значения ρ_c , приведенные в таблице, реализуются именно в этом случае. Подобные значения N_D в InN, согласно [32], вполне достижимы. Однако при этом нужно ответить на вопрос, почему ток не протекает в промежутках между дислокациями. Возможный ответ на данный вопрос состоит в том, что в приконтактной области InN имеется отталкивающий электроны потенциал другой природы, чем изгиб зон Шоттки. Им может оказаться суммарный потенциал заряженных дислокаций большой плотности, лежащих в плоскости границы раздела [33]. В данном случае потенциалы отдельных дислокаций перекрываются между собой и создают большой усредненный отталкивающий изгиб зон. В то же время шунты, совмещенные с дислокациями, „протыкают“ эту отрицательно заряженную область, благодаря чему токопрохождение через них остается возможным.

В работе [23] на основе сильно вырожденного InN с уровнем легирования $> 10^{20} \text{ см}^{-3}$ были созданы нанопроволоки с диаметром $\sim 100 \text{ нм}$ и были измерены температурные зависимости суммарного сопротивления контактов и нанопроволоки. Была сделана попытка объяснить растущий (линейный) характер наблюдаемых зависимостей металлическим поведением сильно вырожденного InN. Следует отметить, что физика формирования проводимости в металле и в сильно вырожденном полупроводнике, связанная с рассеянием носителей заряда в области достаточно высоких температур на оптических фононах, различна. Так, в металле, как было показано выше, при очень низких температурах реализуется рост сопротивления при росте температуры по закону $\propto T^5$, а при температуре выше температуры Дебая — по линейному закону. В вырожденных полупроводниках группы $A^{III}B^V$ при низких температурах подвижность электронов μ_n не зависит от температуры и определяется в основном рассеянием на примесях [34], а при достаточно высоких температурах убывает благодаря рассеянию на оптических фононах, вообще говоря, нелинейно. Сопротивление сильно вырожденного полупроводника при этом будет расти также нелинейно.

Рассчитаем подвижность сильно вырожденного электронного газа в вырожденном полупроводнике. Для вырожденного полупроводника в области температур, где энергия Ферми много больше тепловой энергии ($E_F \gg kT$), равновесная функция распределения по энергии E может быть аппроксимирована ступенчатой функцией Хевисайда $\Theta(E_F - E)$. Если уровень легирования достаточно высок, то переход Мотта в примесной зоне уже произошел и ионизация доноров полная, независимо от температуры. Другими словами, примесная зона и зона проводимости перекрываются. Последнее означает, что концентрация электронов (n) определяется импульсом Ферми p_F : $n = N_d = p_F^3 / (3\pi^2 \hbar^3)$. Непараболичность зоны проводимости удобно описывать с помощью модели [35]:

$$E(p) = \frac{p_s^2}{m} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{p}{p_s}\right)^2} - 1 \right), \quad (8)$$

где характеристический импульс $p_s^2 = mE_s/2$. При этом $E_s \approx E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны. Во избежание недоразумений отметим, что связь импульса Ферми с энергией Ферми имеет вид $E(p_F) = E_F$. Используя кинетическое уравнение в приближении слабого поля для вычисления проводимости σ и определяя подвижность как $\mu_n = \sigma / (qn)$, получаем выражение для подвижности вырожденного электронного газа в виде

$$\mu_n = \frac{q\tau_m(E_F)}{m\sqrt{1 + (p_F/p_s)^2}}, \quad (9)$$

где $\tau_m(E_F)$ — время релаксации импульса, рассчитанное для энергии Ферми.

Парциальные вклады различных механизмов релаксации импульса электрона $\tau_m^{-1}(E_F) = \sum_j \tau_{jm}^{-1}(E_F)$ суммируются так же, как и порционные вклады подвижностей $\mu^{-1}(E_F) = \sum_j \mu_j^{-1}(E_F)$. Наиболее существенными механизмами релаксации импульса при высоких уровнях легирования являются рассеяние носителей на заряженной примеси и взаимодействие электронов с оптическими фононами. Методы расчета соответствующих времен релаксации $\tau_i(E)$ и $\tau_{opt}(E)$ можно найти, например, в [36,37]. Далее мы приведем выражение для соответствующих подвижностей. Подвижность носителей заряда при рассеянии на заряженной примеси определяется следующим образом:

$$\mu_i = \left\{ \frac{m^2 q^3}{3\pi \hbar^3} \left(\frac{1}{4\pi \epsilon_s \epsilon_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{p_F}{p_s} \right)^2 \right] \times \left(\ln \left| 1 + \frac{4p_F^2}{\hbar^2 \lambda_{TF}^{-2}} \right| - \frac{4p_F^2}{4p_F^2 + \hbar^2 \lambda_{TF}^{-2}} \right) \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $\lambda_{TF} = [2q^2 m p_F \sqrt{1 + (p_F/p_s)^2} / (\epsilon_s \epsilon_0 \pi^2 \hbar^3)]^{-1/2}$ — длина экранирования Томаса–Ферми.

Отметим, что выражение (10) не зависит от температуры. Возмущение в виде оптического фонона приводит к локальному изменению вектора электрической поляризации. Подвижность, учитывающая рассеяние на оптических фононах, задается формулой вида [37]

$$\mu_{opt} = \left\{ \frac{qm^2 \hbar \omega_0 (\epsilon_d^{-1} - \epsilon_s^{-1})}{4\pi \epsilon_0 \hbar^2} \sqrt{1 + \left(\frac{p_F}{p_s}\right)^2} N\left(\frac{\hbar \omega_j}{kT}\right) \times \left[\xi_{jF}^+ \ln \left| \frac{p_F + p_s \sqrt{\xi_{jF}^{+2} - 1}}{p_F - p_s \sqrt{\xi_{jF}^{+2} - 1}} \right| + \exp\left(\frac{\hbar \omega_j}{kT}\right) \times \xi_{jF}^- \ln \left| \frac{p_F + p_s \sqrt{\xi_{jF}^{-2} - 1}}{p_F - p_s \sqrt{\xi_{jF}^{-2} - 1}} \right| \Theta(\xi_{jF}^- - 1) \right] \right\}^{-1}, \quad (11)$$

где $\xi_{jF}^{\pm} = \sqrt{1 + (p_F/p_s)^2} \pm m\hbar \omega_j / p_s^2$, $\hbar \omega_{opt}$ — энергия оптического фонона, ϵ_d и ϵ_s — статическая и динамическая диэлектрические проницаемости, а $N(x)$ — функция распределения Планка.

На рис. 6, а, б приведены расчетные зависимости подвижности электронов μ_n от температуры для вырожденного $\ln N$, построенные по формуле

$$\mu_n = (\mu_i^{-1} + \mu_{opt}^{-1} + \mu_{pl}^{-1})^{-1}, \quad (12)$$

для абсолютных значений подвижности $\mu_n(T)$ и для относительных значений $\mu_n(T)/\mu_n(300)$. При расчете мы использовали следующие значения параметров материала: эффективная масса $m = 0.07 m_0$, статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_s = 15.3$, динамическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_d = 7.5$, энергия оптического фонона $\hbar \omega_{opt} = 73$ мэВ, параметр непараболичности зоны $E_s = 0.5$ эВ. Как видно из рисунка, чем выше уровень легирования, тем ближе закон спада подвижности при достаточно высоких температурах к линейному.

Параметром расчетных кривых является уровень легирования. Как видно из рисунка, при уровне легирования $n_0 \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ спад нормированных на $\mu_n(T = 300 \text{ К})$ температурных зависимостей подвижности в области $T > 100 \text{ К}$ хуже описывается линейным законом, чем при уровне легирования $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В то же время при уровне легирования $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ линейная аппроксимация описывает спад подвижности при $T > 150 \text{ К}$ достаточно хорошо. Естественно, что близкий к линейному закону спад подвижности соответствует линейному росту сопротивления сильно вырожденного полупроводника $R(T) = R_0 [1 + \alpha_{\text{eff}}(T - T_0)]$. Таким образом, в сильно вырожденных полупроводниках нужно говорить не о металлическом, а металлоподобном характере зависимости $R(T)$. Величина температурного коэффициента сопротивления α_{eff} , в отличие от значения термического коэффициента α в металлах, когда типичная величина $\alpha \approx 1/273 \text{ К}^{-1}$, уменьшается при падении $\mu_n(T = 0)$ и увеличении m . В результате при больших

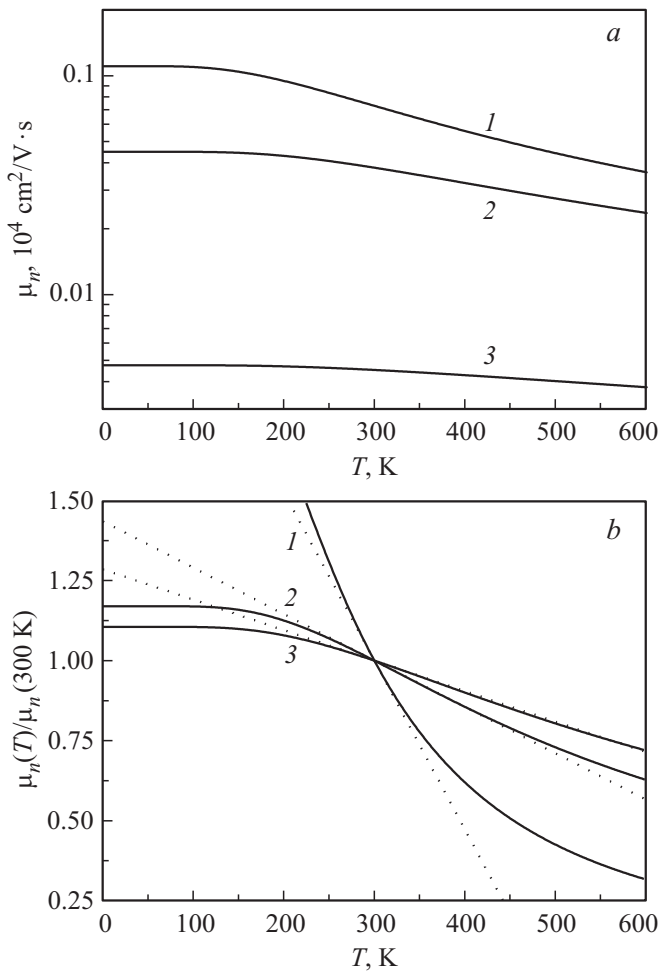


Рис. 6. Температурные зависимости $\mu_n(T)$ подвижности электронов в вырожденном InN от температуры при разных уровнях легирования $n_0, \text{см}^{-3}$: 1 — $2 \cdot 10^{18}$, 2 — $5 \cdot 10^{18}$, 3 — $5 \cdot 10^{20}$. *a* — подвижности в абсолютных единицах, *b* — те же зависимости, нормированные на значение подвижности при $T = 300 \text{ K}$ и их линейная аппроксимация (пунктирные линии).

уровнях вырождения величина α_{eff} в полупроводниках примерно на порядок меньше, чем в металлах.

Отметим, что для случая, рассмотренного в работе [23], когда измерялась лишь суммарная величина сопротивления R ,

$$R = 2R_c + \frac{\rho_s L_s}{\pi r_s^2}, \quad (13)$$

где R_c — контактное сопротивление, $\rho_s = (nq\mu_n)^{-1}$ — удельное сопротивление вырожденного наноконтакта, r_s — его радиус, а L_s — длина, можно получить дополнительную информацию о величинах R_c и $R_s = \rho_s L_s / \pi r_s^2$, если учесть, что справедливы соотношения

$$R_c = R_{m0}[1 + \alpha(T - T_0)], \quad (14)$$

$$R_s = R_{s0}[1 + \alpha_{\text{eff}}(T - T_0)], \quad (15)$$

где $R_{c0} = \rho_{tw} / \pi r_s^2$, R_{m0} — суммарное сопротивление всех металлических шунтов при $T = T_0$, пронизывающих

дислокации, а R_{s0} — сопротивление нанопровода при $T = T_0$.

Считая, что $T_0 = 300 \text{ K}$, можно записать при $T > 150 \text{ K}$

$$2(R_{c0} + R_{m0}) + R_{s0} = 2150 \text{ Ом},$$

$$\alpha_{\text{eff}} + \alpha(2R_{m0}/R_{s0}) = 4.7 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}. \quad (16)$$

В результате мы имеем два уравнения и три неизвестных: R_{c0} , R_{m0} и R_{s0} . В свою очередь $R_{s0} = \rho_{s0} L_s / \pi r_s^2$, где ρ_{s0} — удельное сопротивление нанопровода; в результате в уравнениях (16) остаются лишь две неизвестные величины. Как показывают предварительные оценки, $R_{m0} \ll R_{c0}$, $R_{m0} \ll R_{s0}$, вследствие чего в первом приближении величиной R_{m0} можно пренебречь. Подставляя в выражение для R_{s0} параметры нанопровода и два крайних (нижнее и верхнее) значения ρ_{s0} , равные, согласно [23], $2.5 \cdot 10^{-4}$ и $5.5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ соответственно, получаем: $R_{s0}^1 = 1548 \text{ Ом}$ и $R_{s0}^{11} = 3406 \text{ Ом}$. Второе значение нужно отбросить, поскольку оно не удовлетворяет первому из уравнений (16). Тогда, подставляя в это уравнение R_{s0}^1 , получаем $2R_{c0} \approx 600 \text{ Ом}$. С другой стороны, величину R_{c0} можно определить по формуле $R_{c0} = \rho_{tw} / \pi r_s^2$. Подставляя при вычислении ρ_{tw} по формуле (3) плотность шунтов $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, уровень легирования $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, получаем $2R_{c0} \approx 600 \text{ Ом}$, что соответствует приведенному выше значению.

Приведенные выше формулы для подвижности вырожденного газа при использовании параметров сильно вырожденного InN дают для уровней легирования вплоть до 10^{21} см^{-3} значения, весьма близкие к экспериментальным [38] (см. рис. 7, *a*). Следует отметить, что для количественного описания экспериментальных зависимостей подвижности необходимо учесть хартри-фокковский член и поправки к спектру электронов (см., например, [39]), а также более корректно рассчитать эффекты экранирования (см. [36]). Поскольку все

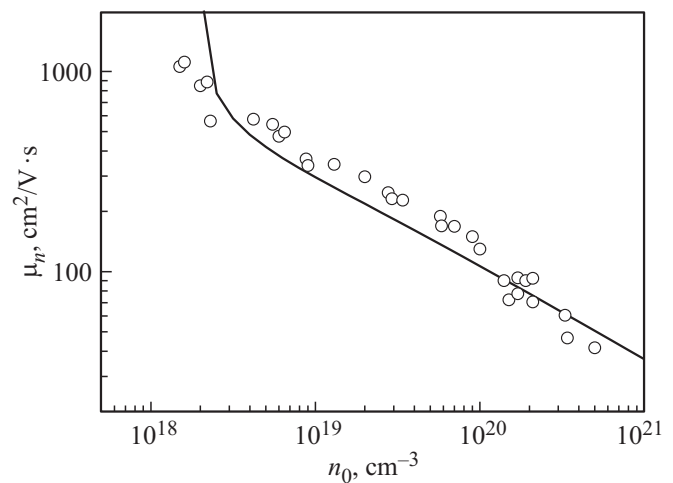


Рис. 7. Температурная зависимость $\mu_n(T)$ подвижности электронов в вырожденном InN от уровня легирования при комнатной температуре: экспериментальные данные (точки) взяты из [38], линия — наш расчет.

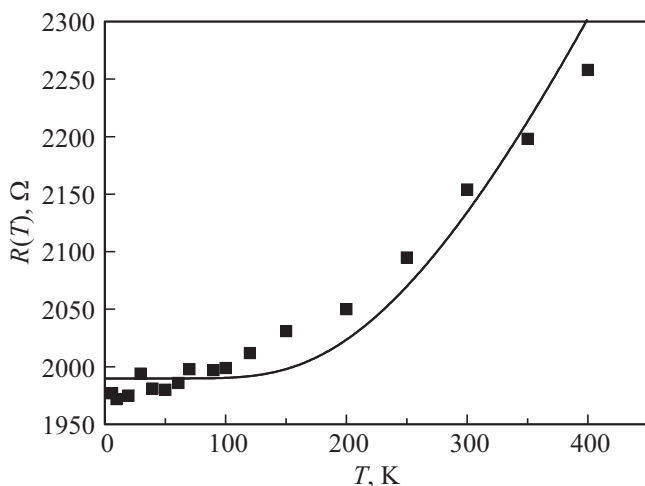


Рис. 8. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$: экспериментальные данные [23] (точки) и расчет для случая наноконтакта из работы [23]: (сплошная линия).

это ведет к росту эффективной массы электронов, мы для простоты смоделировали эти эффекты завышенной непараболичностью зоны проводимости. С учетом этого было получено значение μ_n ($T = 300$ К) при уровне легирования $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, равное $\sim 51 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Эта величина достаточно близка к максимально возможному значению $50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, получаемому при использовании значения $\rho_s = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, приведенного в [23] (с учетом погрешности ρ_s). В этом случае наклон температурной зависимости $\mu_n(T)$ весьма близок к величине $4.7 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$, приведенной в работе [23], а значение R_{s0} при использованных выше параметрах равно 1548 Ом.

На рис. 8 приведена экспериментальная зависимость $R(T)$, взятая из работы [23] (точки), а также теоретическая зависимость, полученная с использованием формул (8)–(13) (сплошная линия) с учетом изложенного выше. Основой наноконтакта является нанопровод из $n\text{-InN}$ ($N_d = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) длиной 7 мкм и диаметром 120 нм. Величина удвоенного контактного сопротивления была принята равной 600 Ом. Как видно из рисунка, согласие между экспериментом и теорией достаточно хорошее.

В данном случае вклад контактного сопротивления R_c обоих контактов в суммарное сопротивление R составляет $\sim 28\%$, а величина последнего в основном обусловлена сопротивлением нанопровода. Пересчет контактного сопротивления R_c на удельное контактное сопротивление дает значение $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Данная величина ρ_c является рекордно низкой и значительно меньше, чем все значения удельного контактного сопротивления, приведенные в таблице. Значение удельного контактного сопротивления $1.09 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, приведенное в работе [23], в действительности соответствует суммарному сопротивлению нанопровода и двух контактов, умноженному на площадь контакта.

Отметим в заключение, что для случая, описанного в работе [23], точность оценок значения удельного кон-

тактного сопротивления значительно хуже, чем точность расчетов удельного контактного сопротивления для материала с уровнем легирования $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Относительная погрешность определения ρ_c в случае сильно вырожденного InN не меньше 35%. Это связано как с достаточно низкой точностью определения удельного сопротивления материала, так и с неполной информацией о некоторых других параметрах. В частности, длина нанопровода согласно [23] изменялась от 7 до 10 мкм, в то же время не указано, какой именно она была для структуры, результаты измерения которой приведены на рис. 4 указанной работы. В то же время главный вывод, полученный нами в результате анализа приведенных в [23] результатов, остается в силе, а именно: в действительности удельное контактное сопротивление, полученное в работе [23], составляет $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, что значительно меньше указанного в работе значения.

4. Заключение

Показано, что растущие зависимости удельного контактного сопротивления $\rho_c(T)$, полученные нами в омических контактах к InN, могут быть объяснены протеканием тока через дислокации, сопряженные с металлическими шунтами. Линейный рост $\rho_c(T)$ связан с зависимостью сопротивления шунтов от температуры.

Подтверждено, что линейный характер температурной зависимости суммарного сопротивления нанопровода и контактных сопротивлений сильно вырожденного InN, полученный в работе [23], связан с близкой к линейной зависимостью сопротивления нанопровода от температуры. Однако эта зависимость объяснена нами в рамках механизма рассеяния электронов на оптических фононах, что приводит, в частности, к иным значениям коэффициента температурной зависимости сопротивления, чем в металлах.

Показано, что с учетом малости R_c по сравнению с R_{s0} правильно оцененная на основе данных, приведенных в [23], величина удельного контактного сопротивления ρ_c является рекордно низкой для контактов на основе InN и значительно меньше, чем в работе [13], составляя $\sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Список литературы

- [1] В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин. ФТП, **38** (8), 897 (2004).
- [2] *Indium Nitride and Related Alloys*, ed. by T.D. Veal, C.F. McConville, W.J. Achaff (CRS Press, 2010).
- [3] А.Н. Ковалев. *Транзисторы на основе полупроводниковых гетероструктур* (М., Изд. Дом МИСиС, 2011).
- [4] S.N. Ivanov, T.V. Shubina, T.A. Komisarova, V.N. Jmerik. *J. Cryst. Growth*, **403**, 83 (2014).
- [5] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [6] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, S.V. Novitskii, V.N. Sheremet, J. Li, S.A. Vitusevich. *J. Appl. Phys.*, **111** (8), 083 701 (2012).

- [7] A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, A.O. Vinogradov, V.P. Kladko, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Kuchuk, V.N. Sheremet, S.A. Vitusevich. *J. Appl. Phys.*, **112** (6), 063 703 (2012).
- [8] S.V. Ivanov, T.V. Shubina, T.A. Komissarova, V.N. Jmerik. *J. Crystal Growth*, **403**, 83 (2014).
- [9] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd edn. (New Jersey, Wiley, 2007).
- [10] P. Rinke, M. Scheffler, A. Qteish, M. Wnkelnkemper, D. Bimberg, J. Neugebauer. *Appl. Phys. Lett.*, **89** (16), 161 919 (2006).
- [11] C.R. Abernathy, S.J. Pearton, F. Ren, P.W. Wisk, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **11** (2), 179 (1993).
- [12] M.E. Lin, F.J. Huang, H. Morkoc. *Appl. Phys. Lett.*, **64** (19), 2557 (1994).
- [13] F. Ren, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, P.W. Wisk. *Appl. Phys. Lett.*, **64** (12), 1508 (1994).
- [14] F. Ren, C.R. Abernathy, S.N.G. Chu, J.R. Lothian, S.J. Pearton. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (12), 1503 (1995).
- [15] A. Durba, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, J.W. Lee, P.H. Holloway, F. Ren. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (4), 2582 (1996).
- [16] C.B. Varthli, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, J.D. MacKenzie, R.J. Shul, J.C. Zolper, M.L. Lovejoy, A.G. Baca, M. Hagerott-Crawford, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14** (6), 3520 (1996).
- [17] S.M. Donovan, J.D. MacKenzie, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, F. Ren, K. Jones, M. Cole. *Appl. Phys. Lett.*, **70** (19), 2592 (1997).
- [18] F. Ren, C.B. Vartuli, S.A. Pearton, C.R. Abernathy, S.M. Donovan, J.D. MacKenzie, R.J. Shul, J.C. Zolper, M.L. Lovejoy, A.G. Boy, M. Hagerott-Crawford, K.A. Jones. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **15** (3), 802 (1997).
- [19] C.B. Vartuli, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, J.D. MacKenzie, M.L. Lovejoy, R.J. Shul, Z.C. Zolper, A.G. Baca, M. Hagerott-Crawford, A. Jones, F. Ren. *Solid-State Electron.*, **41** (4), 531 (1997).
- [20] S.M. Donovan, J.D. MacKenzie, C.R. Abernathy, S.J. Pearton, F. Ren, K. Jones, M. Cole. *Solid-State Electron.*, **42** (10), 1831 (1998).
- [21] Han-Ki Kim, Ja-Soon Jang, Seong-Ju Park, Tac-Jeon Seong. *J. Electrochem. Soc.*, **147** (4), 1573 (2000).
- [22] H. Lu, W.J. Schaff, L.F. Eastman, C.E. Stutz. *Appl. Phys. Lett.*, **82** (11), 1736 (2003).
- [23] Chin-Yang Chang, Gou-Chung Chi, Wei-Ming Wang, Li-Chyong Chen, Kuei-Hsien Chen, F. Ren, S.J. Pearton. *Appl. Phys. Lett.*, **87** (9), 093 112 (2005).
- [24] Rohit Khanna, B.P. Gila, L. Stafford, S.J. Pearton, F. Ren, I.I. Kravchenko, Amir Dabiran, A. Osinsky. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (16), 162 107 (2007).
- [25] М.Э. Рудинский, А.А. Гуткин, П.Н. Брунков. *ФТП*, **44** (8), 1053 (2010).
- [26] N. Cheng, H. Von Seefeld, M.-A. Nicolet. *Proc. Symp. Thin Films Interfaces and Interactions*, **80** (2), 323 (1980).
- [27] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1990).
- [28] П.М. Малков, И.Б. Данилин, А.Г. Зельдович, А.Б. Фрадков. *Справочник по физико-техническим основам криогеники* (М., Энергия, 1973).
- [29] J. Bardeen. *J. Appl. Phys.*, **11** (2), 88 (1940).
- [30] *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, ed. by M.M. Levinstein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur (John Wiley & Sons Inc., New York, 2001).
- [31] F.A. Padovani, R. Stratton. *Solid-State Electron.*, **9** (7), 695 (1966).
- [32] В.В. Мамутин, Н.А. Черкашин, В.А. Векшин, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов. *ФТП*, **43** (1), 146 (2001).
- [33] H.F. Matare. *Defect electronics in semiconductors* (Wiley-Interscience, New York, 1971).
- [34] V.I. Fistul'. *Heavily Doped Semiconductors* (Plenum Press, New York, 1969).
- [35] I.M. Dykman, V.M. Rosenbaum, F.T. Vasko. *Phys. Status Solidi B*, **88** (9), 385 (1978).
- [36] В.Ф. Гандмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [37] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (Springer-Verlag, Wien, 1973).
- [38] C. Rauch, F. Tuomisto, P.D.C. King, T.D. Veal, H. Lu, W.J. Schaff. *Appl. Phys. Lett.*, **101** (1), 011 903 (2012).
- [39] K.-F. Berggren, B.E. Sernelius. *Phys. Rev. B*, **24** (4), 1971 (1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature dependences of contact resistivity for ohmic contacts to n^+ -InN

A.V. Sachenko⁺, A.E. Belyaev⁺, N.S. Boltovets*, P.N. Brunkov^{‡#}, V.N. Jmerik[‡], S.V. Ivanov[‡], L.M. Kapitanchuk[•], R.V. Konakova⁺, V.P. Klad'ko⁺, P.N. Romanets⁺, P.O. Saja⁺, N.V. Safryuk⁺, V.N. Sheremet⁺

⁺ Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

* State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kyiv, Ukraine

[‡] Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

[#] National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics (ITMO), 197101 St. Petersburg, Russia

[•] Paton Institute of Electric Welding, National Academy of Sciences of Ukraine, 03068 Kyiv, Ukraine

Abstract The temperature dependences of contact resistivity ρ_c are measured for Au–Ti–Pd–InN-based ohmic contacts (with doping level in InN $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) over the 4.2–300 K temperature range. At temperatures $T > 150 \text{ K}$, the linearly growing $\rho_c(T)$ curves are obtained. They are explained within the mechanism of thermionic current flow through metal shunts associated with the so-called conducting dislocations. Good agreement between the theoretical and experimental dependences is obtained assuming that the flowing current is limited by total resistance of metal shunts, and the density of conducting dislocations is $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Using X-ray diffractometry, the density of screw and edge dislocations in the structure under investigation is measured: their total density is over 10^{10} cm^{-2} .