

Протекание тока по металлическим шунтам в омических контактах к широкозонным полупроводникам $A^{III}B^V$

© Т.В. Бланк[¶], Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе

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

(Получена 9 февраля 2009 г. Принята к печати 20 февраля 2009 г.)

Экспериментально установлено, что контакт металл–широкозонный полупроводник (GaAs, GaP, GaN) с барьером Шоттки переходит в омический контакт либо в процессе непрерывного нагревания, либо в процессе выдержки при повышенной температуре еще до образования каких-либо рекристаллизованных слоев. При этом сопротивление контакта, приведенное к единице площади, возрастает с ростом температуры для полупроводников с высокой плотностью дислокаций (GaP, GaN). Предполагается, что в таких контактах ток протекает по металлическим шунтам, закорачивающим слой объемного заряда и представляющим собой атомы металла, продиффундировавшие по линиям дислокаций или других несовершенств полупроводника. Сопротивление омического контакта, приведенное к единице площади, в полупроводниках с низкой плотностью дислокаций (GaAs) уменьшается с ростом температуры, как и ожидалось для термоэлектронного механизма протекания тока.

PACS: 73.30.+y, 73.40.Cg

1. Введение

Полупроводники $A^{III}B^V$ наряду с Si в настоящее время представляют собой основу микро-, нано- и оптоэлектроники. Неотъемлемой частью практически всех полупроводниковых приборов является омический контакт. Омические контакты исследовались во многих работах. Большая часть из них посвящена получению минимального сопротивления контакта, что достигалось либо сильным легированием приконтактной области, позволяющим сузить потенциальный барьер металл–полупроводник, либо изменением химического состава этой области, позволяющим уменьшить высоту барьера. При этом предполагалось, что в случае сплавного контакта омический контакт образуется в результате растворения приповерхностной области полупроводника в контактирующем слое металла во время нагрева структуры металл–полупроводник и рекристаллизации нового подконтактного полупроводникового слоя, легированного соответствующими примесями, т.е. предполагалось, что контакт возникает после охлаждения структуры.

Наряду с этими исследованиями изучался механизм протекания тока в омическом контакте. Для этого экспериментальные зависимости сопротивления контакта от температуры, уровня легирования, ширины запрещенной зоны сравнивались с теориями, разработанными для барьеров Шоттки: теорией термоэлектронной эмиссии, теорией полевой эмиссии (туннелирование) и теорией термополевой эмиссии [1–4].

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, приведенное к единице площади сопротивление омического контакта R_c уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера металл–полу-

проводник φ_B экспоненциально:

$$R_c \propto \exp \frac{q\varphi_B}{kT} \quad (1)$$

(здесь k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона). Эта теория выполняется при высоких температурах, когда $kT \gg qE_{00}$, где E_{00} — параметр Падовани–Страттона,

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_s m^*}}. \quad (2)$$

Здесь \hbar — постоянная Планка, N — концентрация некомпенсированных примесей в полупроводнике, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, m^* — эффективная масса свободных носителей заряда в полупроводнике.

Согласно теории полевой эмиссии, когда $kT \ll E_{00}$, т.е. при низких температурах и высоких концентрациях носителей заряда, R_c практически не зависит от T , но увеличивается с ростом φ_B и уменьшается с ростом N :

$$R_c \propto \exp \frac{\varphi_B}{E_{00}}. \quad (3)$$

Согласно теории термополевой эмиссии ($kT \approx E_{00}$), R_c должно возрастать с ростом φ_B и слабо уменьшаться с ростом T :

$$R_c \propto \exp \frac{\varphi_B}{E_{00} \coth(qE_{00}/kT)}. \quad (4)$$

Эти теории были экспериментально подтверждены для многих тонкопленочных омических контактов к полупроводникам $A^{III}B^V$, в процессе изготовления которых не происходит существенного растворения полупроводника в металле; термоэлектронная эмиссия обычно наблюдалась в структурах с низким и средним уровнем легирования приконтактной области ($\lesssim 10^{18} \text{ см}^{-3}$), а полевая эмиссия — в структурах с высоким уровнем легирования ($\gtrsim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [5–10].

[¶] E-mail: tblank@mail.ioffe.ru

В последние годы в наших работах [11–13] предполагалось, что в сплавных омических контактах к широкозонным полупроводникам с высокой плотностью дислокаций (GaN, GaP) омический контакт может создаваться за счет появления металлических шунтов, закорачивающих слой объемного заряда. Сопротивление омических контактов должно быть обратно пропорционально плотности несовершенств в кристаллах.

В настоящей работе изучался процесс образования сплавного омического контакта и механизм протекания тока в этих контактах к широкозонным полупроводникам $A^{III}B^V$: GaAs, GaP, GaN.

2. Методика эксперимента

В качестве исходных использовались следующие материалы.

— Монокристаллический n -GaAs, выращенный методом Чохральского. Концентрация электронов составляла $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность электронов $\mu_n \approx 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 К). Плотность дислокаций, определенная методом травления, была $P_d \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$.

— Монокристаллический n -GaP, выращенный методом Чохральского, ориентация (100), $n = (2-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_n = 100-110 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (300 К). Плотность дислокаций в кристаллах составляла $P_d \sim 10^6 \text{ см}^{-2}$.

— Монокристаллический GaN, выращенный методом вакуумного осаждения из металлоорганических соединений (MOCVD) на подложках из сапфира толщиной 0.4 мм. Слои GaN имели толщину 4 мкм и ориентацию оси роста в направлении [0001]. Концентрация электронов в слое GaN была различной в различных кристаллах и составляла при 300 К от $5 \cdot 10^{16}$ до $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\mu_n = 500-50 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно). Плотность дислокаций в кристаллах GaN, определенная методом химического травления GaN в H_3PO_4 и расплаве KOH, составила $P_d \sim 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Вначале для всех структур изготавливался базовый омический контакт путем сплавления In. Затем поверхность полупроводников обрабатывалась обычным способом: механическая полировка, химическое травление, промывка. Далее на эту поверхность наносились слои контактирующего металла: Ga, In, Ni или Au. Исходные структуры были вентильными. Затем определялся момент перехода вентильного контакта в омический: часть структур непрерывно нагревалась с малой скоростью (5 К/мин) от 300 до 870 К; во время этого нагрева непрерывно измерялись характеристики ток–напряжение ($I-U$) и емкость–напряжение ($C-U$). Другая часть структур подвергалась нагреву до различных температур и выдерживалась при этих температурах 1–60 мин. В качестве параметра, характеризующего асимметрию $I-U$ -характеристик, был взят коэффициент выпрямления $K_r = I_f/I_r$ — отношение прямого (I_f) и обратного (I_r) токов при $U = \pm 0.5 \text{ В}$.

В результате фиксировался момент перехода контакта Шоттки в омический контакт металл–полупроводник.

В изготовленных омических контактах металл–полупроводник (GaAs, GaP, GaN) из температурной зависимости приведенного к единице площади сопротивления контакта определялся механизм протекания тока.

Для этого из слитков GaAs вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов различной высоты от 2.1 до 11 мм. Площадь поперечного сечения была от 0.9 до 1.1 мм². В верхнюю и нижнюю грани впаивались слои In, Ga или Au в потоке очищенного водорода при температуре 500°C.

Из слитков GaP вырезались пластины различной толщины d от 0.1 до 1 мм с площадью поперечного сечения 6.25 мм². В эти пластины сверху и снизу впаивались Ga, In, Au или Ni диаметром 0.5 мм в потоке очищенного водорода при 580°C.

В пластины GaN впаивался ряд In-контактов в потоке очищенного водорода при 600°C. Площадь контактов была $\sim 10^{-4} \text{ см}^2$, общая длина пластины составила 2 см.

Для всех структур вначале измерялись характеристики ток–напряжение в широком интервале температур $T = 77-420 \text{ К}$ (точность поддержания температуры в термостате 1 К) между первым и всеми остальными контактами в случае GaN либо для структур с различной толщиной в случае GaAs или GaP.

Все полученные структуры имели линейную вольт-амперную характеристику. Для разделения сопротивления омического контакта R_c и сопротивления толщи полупроводника R_{bulk} определялась зависимость измеренного сопротивления R_{meas} от толщины кристаллов d для структур на основе GaAs и GaP или от расстояния между контактами d для структур на основе GaN. В связи с тем, что глубина сплавления In близка к толщине слоя GaN, а подложка практически диэлектрическая, сопротивление растекания и неоднородности протекания тока по толщине пластины не должны вносить большой ошибки в определении сопротивления контакта к GaN.

Сопротивление омического контакта, приведенное к единице площади, R_c и удельное сопротивление толщи полупроводника ρ при различных температурах в интервале 77–420 К определялись из зависимости измеренного сопротивления R_{meas} от толщины пластины или расстояния между контактами d :

$$R_{\text{meas}}S = 2R_c + \frac{d}{qn\mu_n},$$

где S — площадь контакта, а удельное сопротивление толщи полупроводника есть $\rho = 1/qn\mu_n$ (n и μ_n — концентрация электронов и их подвижность, q — заряд электрона).

3. Образование омического контакта

3.1. Рассмотрим эволюцию характеристик ток–напряжение в случае непрерывного нагревания структур.

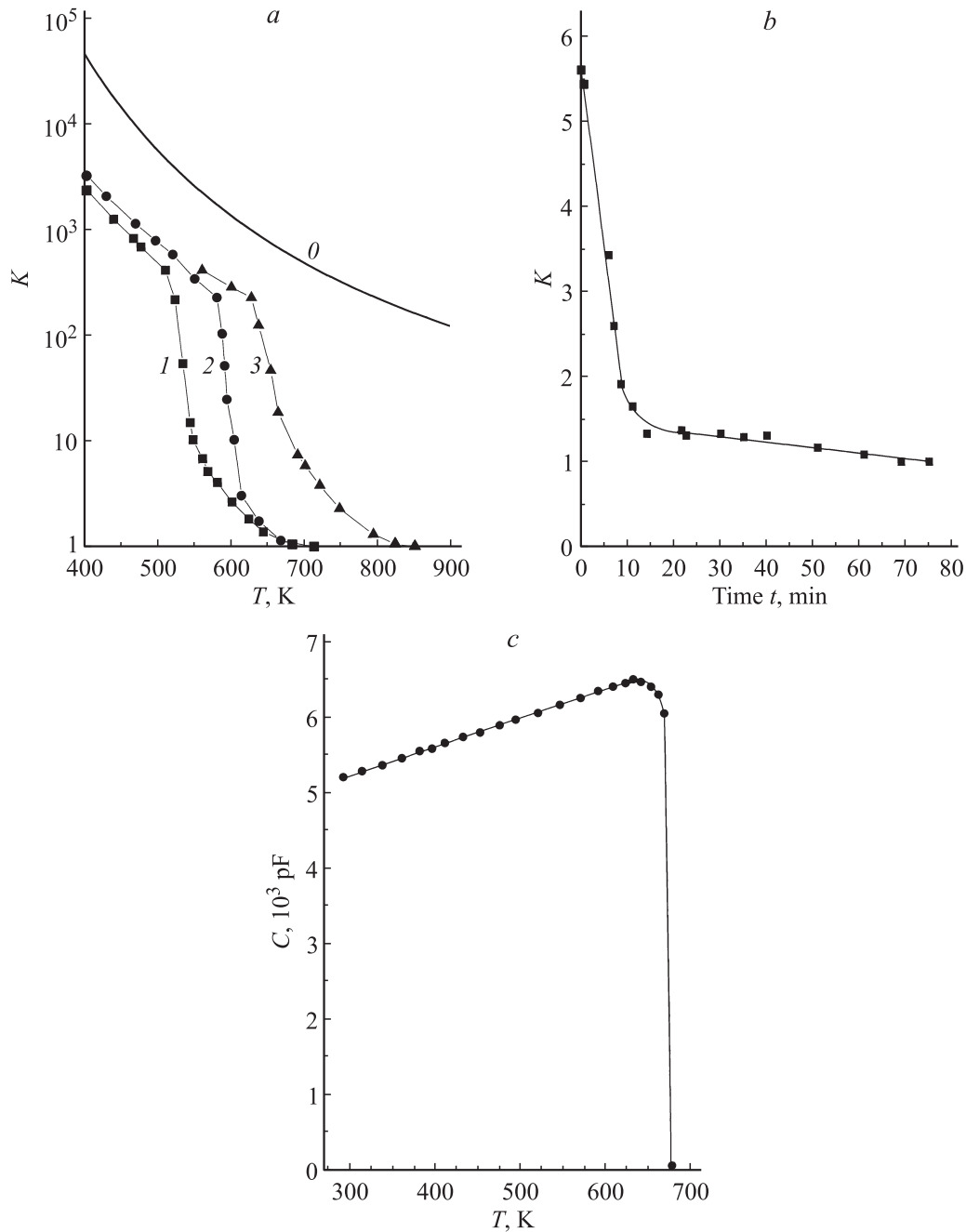


Рис. 1. Образование омического контакта металл–GaP. *a* — зависимости коэффициента выпрямления K структур Ga–GaP (1), In–GaP (2), Au–GaP (3) от температуры T в процессе их непрерывного нагревания; $K = 1$ соответствует омическому контакту, θ — температурная зависимость $K = f(T)$ согласно теории термоэлектронной эмиссии для диода Шоттки. *b* — зависимость коэффициента выпрямления K структуры Ga–GaP от времени выдержки t при температуре 570 К; $K = 1$ соответствует омическому контакту. *c* — зависимость измеренной мостовым методом емкости C структуры Au–GaP от температуры T в процессе непрерывного нагревания; резкое падение емкости свидетельствует об образовании омического контакта.

В процессе непрерывного нагревания все исследованные структуры, исходно вентильные, при некоторой температуре переходят в омические (рис. 1). Такой переход происходит во время нагрева, еще до возможного образования сильно легированного или варизонного рекристаллизованного слоя полупроводника, характерного для традиционного омического контакта.

Температура перехода вентильных контактов в омические (T_{ohm}) составляет $\sim (600\text{--}800)$ К для структур Ga–GaAs, In–GaAs, Ga–GaP, In–GaP, Ni–GaP, Au–GaP (рис. 1, *a*).

3.2. Часть структур Ga–GaAs, Ga–GaP были нагреты до температур, существенно меньших T_{ohm} , и выдерживались при этой температуре в течение 1–60 мин. Было

обнаружено, что при температуре ~ 500 К для структур Ga–GaAs и при ~ 600 К для структур Ga–GaP в процессе выдержки также происходила эволюция контакта от вентильного к омическому (рис. 1, *b*). И в этом случае рекристаллизованные слои образовываться не могут, так как охлаждение структур не происходит.

3.3. Емкость структур Ni–GaAs и Au–GaP, измеренная мостовым методом (рис. 1, *c*), вначале растет с ростом температуры из-за уменьшения высоты потенциального барьера, достигает максимума и затем резко падает. Резкое падение емкости свидетельствует о резком уменьшении дифференциального сопротивления структуры, т.е. о переходе к омическому контакту; емкость, измеренная мостовым методом при частоте измерительного сигнала 0.1–1 МГц, значительно отличается от своего истинного значения при низких значениях сопротивления и сильно зависит от величины этого сопротивления [14]. Как и ранее, переход от диода Шоттки к омическому контакту происходит в процессе нагрева, т.е. до образования каких-либо рекристаллизованных слоев.

Мы предполагаем, что образование омического контакта при нагреве барьера Шоттки, а также при выдержке при повышенной температуре связано с диффузией атомов металла в полупроводник по линиям несовершенств и, таким образом, с образованием металлических шунтов, закорачивающих слой объемного заряда, представляющих собой атомы металла, осажденные на несовершенства. Об этом свидетельствует практически одинаковое образование омического контакта как в случае, когда полупроводник растворяется в металле (Ga, In), так и в случае, когда такого растворения не происходит (Au, Ni). Различие в температурах образования омического контакта в случае разных металлов и полупроводников связано, вероятно, с различием коэффициентов диффузии металлов по линиям несовершенств в полупроводниках.

4. Температурная зависимость приведенного сопротивления омического контакта

Для всех исследованных пластин In–GaP–In и In–GaN–In (в GaN $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) с двумя омическими контактами при температурах $T = 230$ – 400 К сопротивление R_{meas} существенно возрастало с ростом температуры; при этом величина ρ практически не изменялась, т.е. возрастание R_{meas} связано с ростом сопротивления омического контакта с температурой (рис. 2, *a*).

Поскольку такая зависимость характерна для металлического типа проводимости, подтверждается предположение о том, что в случае вплавного контакта к GaP и GaN образование омического контакта связано с металлическими шунтами, закорачивающими слой объемного заряда и представляющими собой атомы индия, осажденные по линиям несовершенств, например, по

дислокациям. При этом омический контакт между краями шунтов и толщей полупроводника может создаваться за счет концентрации электрического поля в точках контакта.

Отметим, что в работе [15] индиевые шунты в p – n –структурах на основе GaN наблюдались непосредственно во время термоотжига GaN–светодиодов с контактом из окиси индия–олова: индий диффундировал по линиям дислокаций. Кроме того, модель дислокационных шунтов использовалась для объяснения температурных зависимостей вольт-амперных характеристик p – n –структур на основе GaP [16].

Предполагая, что контакт образуется за счет образования металлических шунтов, оценим их количество N на единице площади в случае In–контакта. Предположим, что радиус такого шунта близок к атомному радиусу In (0.16 нм), тогда площадь его поперечного сечения $\sim 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Удельное сопротивление индия составляет $8.2 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 0°C , а температурный

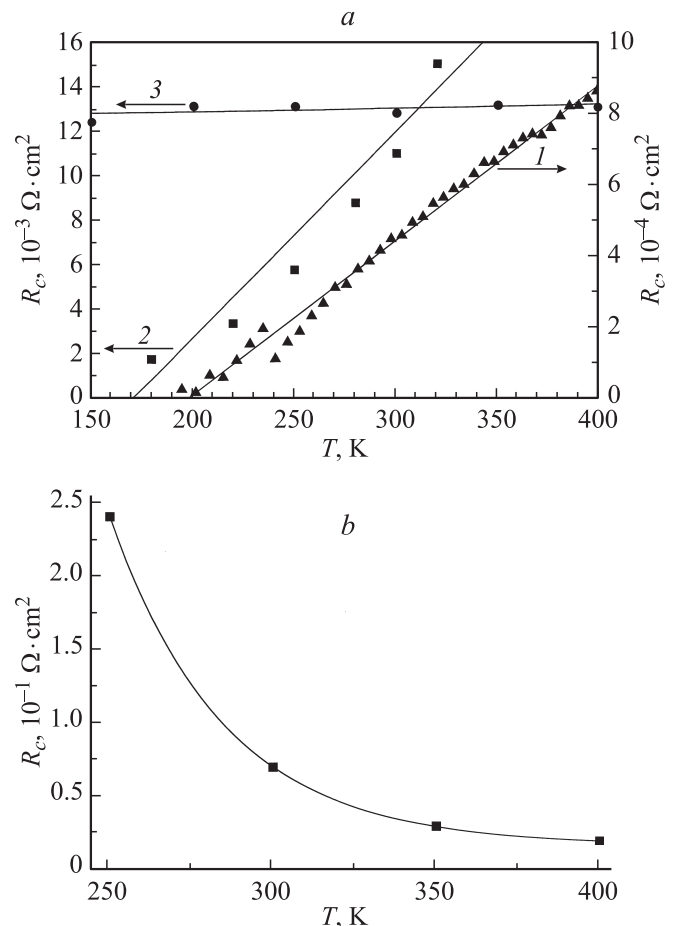


Рис. 2. Зависимости сопротивления омических контактов металл–полупроводник от температуры. *a*: 1 — структура In– n –GaP–In ($n = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$); 2 — структура In– n –GaN–In ($n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$); 3 — структура In– n –GaN–In ($n = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); плотность дислокаций в полупроводнике $P_d > 10^6 \text{ см}^{-2}$. *b*: структура In– n –GaAs–In ($n = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$); плотность дислокаций в полупроводнике $P_d \sim 10^4 \text{ см}^{-2}$.

Количество шунтов на единицу площади

Температура, К	Количество шунтов, 10^7 см^{-2}	
	GaP	GaN
180		7
220		5
250	8	4
280	5.8	3
300		2.5
320		2
350	4.8	
400	4.4	

коэффициент удельного сопротивления $49 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$. Длину шунта примем порядка ширины слоя объемного заряда W .

Для GaP при нулевом смещении

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_d} \left(V_D - \frac{kT}{q} \right)}$$

и составляет $\sim 7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, причем слабо изменяется в интервале 200–400 К (здесь $\varepsilon_s = 11.1$ — диэлектрическая проницаемость GaP, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — диэлектрическая проницаемость вакуума, $V_D = 1.1\text{--}1.2 \text{ В}$ — диффузионный (контактный) потенциал на границе In и GaP, $N_d = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — концентрация некомпенсированных доноров).

В случае GaN величину W определяем для барьера между In и n -GaN, $q\phi_B = 0.6 \text{ эВ}$; эта величина составляет $W \approx 10^{-5} \text{ см}$ при нулевом смещении [11].

Результаты расчета, приведенные в таблице, показывают, что при изменении температуры количество нитей мало меняется. Расчетное приведенное сопротивление контакта совпадает с экспериментально наблюдаемым, если предположить, что на 1 см^2 площади контакта имеется $(4.5\text{--}8) \cdot 10^7$ металлических шунтов в случае GaP-структур и $(2\text{--}7) \cdot 10^7$ металлических шунтов в случае GaN-структур. Эта величина близка к плотности дислокаций в исследованных кристаллах GaN ($\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$), но на порядок превышает плотность дислокаций в кристаллах GaP ($\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$). Однако следует учесть, что при вплавлении In в GaP из-за высокого давления паров фосфор улетучивается и образуются вакансии и связанные с ними дополнительные несовершенства.

5. Границы применимости шунтовой модели

Сопротивление омического контакта, приведенное к единице площади, приблизительно составляет

$$R_c = \frac{(\rho_0 + \alpha T)W}{\pi r^2 P_d},$$

где ρ_0 — удельное сопротивление металла при $T \rightarrow 0$, α — температурный коэффициент удельного сопротивления, r — атомный радиус металла, P_d — плотность

дислокаций или других несовершенств, на которые могут осаждаться атомы металла.

Из формулы видно, что при малых значениях P_d величина R_c становится очень большой и в ряде случаев сравнимой с дифференциальным сопротивлением слоя объемного заряда, т.е. в этом случае в протекании тока через омический контакт должен превалировать другой механизм — термоэлектронная эмиссия.

С другой стороны, при очень высоких концентрациях носителей заряда величина R_c не должна существенно изменяться, но сопротивление, связанное с туннельным переходом границы раздела, становится очень малым и в механизме протекания тока через омический контакт должна прежде всего проявляться полевая эмиссия.

Рассмотрим контакт In–GaAs с плотностью дислокаций в исходном материале менее 10^4 см^{-2} . Температурная зависимость приведенного сопротивления такого омического контакта существенно отличается от случая In–GaN и In–GaP. При температурах $T = 250\text{--}400 \text{ К}$ сопротивление омического контакта, приведенное к единице площади, уменьшалось с ростом температуры, что соответствует теории термоэлектронной эмиссии (рис. 2, *b*). Зависимость R_c от обратной температуры $1/T$ в полулогарифмическом масштабе оказалась линейной, и из нее была определена высота потенциального барьера $q\phi_B$. Она оказалась равной 0.03 эВ , что соответствует представлениям об образовании непрерывного ряда твердых растворов в системе Ga–In–As с исключительно низким барьером металл–InAs. Таким образом, в случае контакта In–GaAs металлические шунты, хотя и образуются, но не вносят существенного вклада в протекание тока, поскольку шунтов очень мало из-за низкой плотности дислокаций в кристаллах GaAs (10^4 см^{-2}). Основной вклад в протекание тока, таким образом, вносит термоэлектронная эмиссия через низкий барьер металл–полупроводник (0.03 эВ).

Рассмотрим In-контакт к сильно легированному n -GaN ($n = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Температурная зависимость приведенного сопротивления такого омического контакта существенно отличалась от характерной как для случая In–GaN ($n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), так и для случая In–GaAs (рис. 2, *a*). При температурах $T = 150\text{--}400 \text{ К}$ сопротивление омического контакта практически не зависело от температуры, что соответствует теории полевой эмиссии. Таким образом, в случае омического контакта к сильно легированному GaN шунты, хотя и образуются, но не вносят существенного вклада в протекание тока из-за чрезвычайно низкого сопротивления контакта, связанного с туннельным переходом электронов между металлом и полупроводником.

6. Заключение

Мы предполагаем, что омический контакт к широкозонным полупроводникам $A^{III}B^V$ может образовываться за счет нового механизма протекания тока, не характерного для диодов Шоттки. В частности, сплавной

контакт к GaP и GaN может быть образован за счет осаждения атомов металла на дислокациях и других несовершенствах с образованием металлических шунтов, закорачивающих слой объемного заряда. Такие шунты образуются в процессе нагревания структур металл–полупроводник или выдержки при повышенной температуре еще до образования возможных рекристаллизованных (сильно легированных или варизонных) слоев. Этот механизм актуален для полупроводников с высокой плотностью дислокаций (GaP, GaN) и не актуален для полупроводников с низкой плотностью несовершенств (GaAs).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-13552 офи_ц).

Список литературы

- [1] E.H. Rhoderick. *Metal-Semiconductor Contacts* (Oxford, 1978).
- [2] A.Y.C. Yu. Sol. St. Electron., **13**, 239 (1970).
- [3] F. Ren, C.B. Vartuli, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, S.M. Donovan, J.D. MacKenzie, R.J. Shul, J.C. Zolper, M.L. Lovejoy, A.G. Baca, M. Hagerott-Crawford, K.A. Jones. J. Vac. Sci. Technol. A, **15**, 802 (1997).
- [4] D.W. Kim, H.K. Baik. Appl. Phys. Lett., **77**, 1011 (2002).
- [5] H. Shimawaki, N. Furuhashi, K. Honjo. J. Appl. Phys., **69**, 7939 (1991).
- [6] A. Katz, S. Nakahara, W. Savin, B.E. Weir. J. Appl. Phys., **68**, 4133 (1990).
- [7] J.D. Guo, C.I. Lin, M.S. Feng, F.M. Pan, G.C. Chi, T.C. Lee. Appl. Phys. Lett., **68** (2), 235 (1990).
- [8] J.-S. Jang, T.-Y. Seong. Appl. Phys. Lett., **76** (19), 2743 (2000).
- [9] T. Clausen, O. Leistiko. Appl. Phys. Lett., **62** (10), 1108 (1993).
- [10] N.P. Chen, H.J. Ueng, D.B. Janes, J.M. Woodall, M.R. Melloch. J. Appl. Phys., **88**, 309 (2000).
- [11] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. ФТП, **40** (10), 1204 (2006).
- [12] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [13] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. ФТП, **42** (11), 1345 (2008).
- [14] Ю.А. Гольдберг. ЖТФ, **66** (1), 174 (1996).
- [15] Chin-Yuan Hsu, Wen-How Lan, Yew Chung Sermon Wu. Jpn. J. Appl. Phys. (A06, A02), **44** (10), 7424 (2005).
- [16] В.В. Евстропов, М. Джумаева, Ю.В. Жилиев, Н. Назаров, А.А. Ситникова, Л.М. Федоров. ФТП, **34** (11), 1357 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Current flowing via metallic shunts in ohmic contacts to wide-gap semiconductors A^{III}B^V

T.V. Blank, Yu.A. Goldberg, E.A. Posse

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

Abstract It was investigated experimentally that Schottky barrier contacts based on wide-gap semiconductors (GaAs, GaP, GaN) transform into ohmic contacts under continuous heating or in holding at elevated temperatures processes before formation some recrystallized layers. The specific resistance of the ohmic contact increases as the temperature being enhanced for semiconductors containing high density of dislocations (for instance GaP, GaN) At these ohmic contacts, the current flows via conducting metallic shunts through-passing the space-charge layer. The shunts originate due to metallic atom precipitation on dislocations or other imperfections. In semiconductors with low density of dislocations (for instance GaAs) the specific contact resistance decreases with temperature, as expected for the thermionic emission current mechanism.