

УДК 621.315.592

©1994 г.

# ОМИЧЕСКИЙ КОНТАКТ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК $A^{III}B^V$ : МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ И СВОЙСТВА.

О б з о р

Ю.А.Гольдберг

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской Академии Наук.  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получен 28 января 1994 г. Принят к печати 22 февраля 1994 г.)

Рассмотрены методы создания и характеристики омических контактов металл-полупроводник  $A^{III}B^V$ . Приведена энергетическая диаграмма контакта в случаях, когда барьер между металлом и полупроводником устранен, сужен (за счет образования приповерхностного сильно легированного слоя) или снижен (за счет создания узкозонного слоя). Приведены характеристики омических контактов, изготовленных путем сплавления, химических реакций в твердой фазе, лазерного отжига, эпитаксии, диффузии, ионной имплантации, изменения свойств поверхности полупроводника. Проанализированы теоретические и экспериментальные зависимости сопротивления омических контактов от концентрации носителей заряда и ширины запрещенной зоны полупроводника в случаях, когда сопротивление определяется протеканием тока через границу металл-полупроводник либо через  $l$ - $h$ -переход, созданный вблизи этой границы.

## 1. Энергетическая диаграмма

*1.1. Модель Шоттки.* Как известно, контакт металл-полупроводник может быть как вентильным, когда на границе раздела проявляется потенциальный барьер, так и омическим, когда такого барьера нет. Уже более 50 лет назад было замечено, что на границе Ni-CdS существует барьер, а на границе Al-CdS его нет, и Шоттки [1] предположил, что барьер образуется из-за того, что работа выхода электронов из металла  $\Phi_m$  больше сродства к электрону полупроводника  $\chi_s$ . Рассмотрим здесь (и далее, если это специально не отмечено) контакт металла с полупроводником  $n$ -типа. Электроны переходят из полупроводника в металл и заряжают его отрицательно. В полупроводнике остается положительный заряд нескомпенсированных доноров. Так

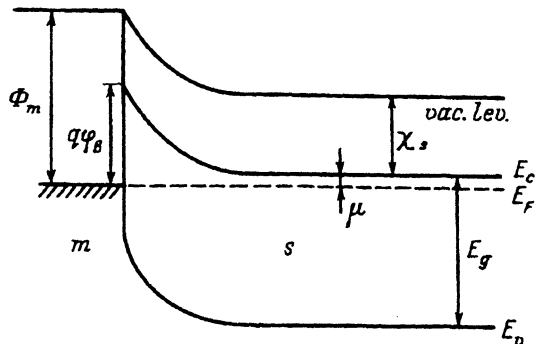


Рис. 1. Энергетическая диаграмма вентильного контакта металл-полупроводник при  $\Phi_m > \chi_s$  и  $Q_{ss} = 0$ .

как концентрация доноров (обычно  $N_d = 10^{14} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) намного меньше концентрации электронов в металле ( $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ), заряд в полупроводнике распространяется на достаточно большую глубину  $W$  [2]:

$$W = \left[ \frac{2\epsilon_s \epsilon_0 \left( U_d - U - \frac{kT}{q} \right)}{qN_d} \right]^{1/2} \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_0$  — диэлектрические проницаемости полупроводника и вакуума,  $U_d$  — диффузионная, или контактная, разность потенциалов,  $U$  — приложенное напряжение,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $q$  — заряд электрона. В приповерхностной области полупроводника возникает электрическое поле; на энергетической диаграмме появляется параболический изгиб энергетических зон (рис. 1). Высота потенциального барьера металл-полупроводник составляет

$$q\varphi_B = \Phi_m - \chi_s. \quad (2)$$

Когда же  $\Phi_m \leq \chi_s$ , то на границе раздела отсутствует потенциальный барьер для основных носителей заряда, т.е. образуется омический контакт (рис. 2).

Такая ситуация характерна для ряда полупроводников  $A^{II}B^{VI}$ , например, для контакта металлов с  $n$ -CdS [3,4] (табл. 1).

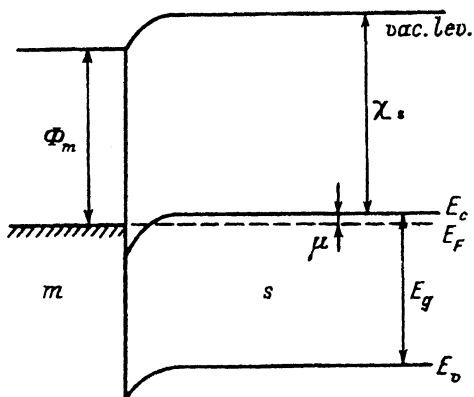


Рис. 2. Энергетическая диаграмма омического контакта металл-полупроводник при  $\Phi_m < \chi_s$  и  $Q_{ss} = 0$ .

**Таблица 1.** Ожидаемая и реальная высота потенциального барьера металл-*n*-CdS

Металл	$\Phi_m$ , эВ	$\chi_s$ , эВ	$\Phi_m - \chi_s$ , эВ	$q\varphi_B$ , эВ (эксперимент)
Pt	5.5	4.77	0.73	0.85
Ni	5.15	4.77	0.38	0.45
Al	4.18	4.77	< 0	Омический

1.2. *Модель Бардина.* Однако в 40-50-х годах, когда получили развитие полупроводники  $A^{III}B^V$ , было обнаружено, что высота потенциального барьера металл-полупроводник часто почти не зависит от работы выхода электронов из металла. Например, сравним ожидаемую и реальную высоту барьера металл-*n*-GaAs [3,4] (табл. 2).

Бардин [5] предположил, что на свободной поверхности полупроводника, еще до контакта с металлом, существуют поверхностные состояния, например, уровни Тамма или уровни, обусловленные посторонними (адсорбированными) атомами. Электроны переходят из толщи полупроводника на поверхность, в приповерхностной области остается заряд нескомпенсированных доноров, и появляется электрическое поле.

Поверхностные состояния характеризуются уровнем нейтральности  $\varphi_0$ , выше которого состояния пустые, а ниже — заполнены электронами. Когда металл контактирует с такой поверхностью полупроводника, то заряды в металле  $Q_m$ , в полупроводнике  $Q_s$  и поверхностных состояниях  $Q_{ss}$  перераспределяются так, что

$$Q_m + Q_s + Q_{ss} = 0. \quad (3)$$

Эти состояния закрепляют поверхностный уровень Ферми  $E_F$  на уровне нейтральности  $\varphi_0$ . Действительно, пусть  $\varphi_0$  оказался выше  $E_F$ . Тогда поверхностные состояния будут иметь более положительный заряд, и величина положительного заряда  $Q_s$ , согласно (3), должна уменьшиться. Следовательно, должна уменьшиться ширина слоя объемного заряда  $W$ , и, согласно (1), уменьшиться  $U_d$ . Высота потенциального барьера

$$q\varphi_B = qU_d + \mu \quad (4)$$

(здесь  $\mu$  — энергия уровня Ферми) также уменьшится, а это означает, что произойдет сдвиг уровня нейтральности по направлению к  $E_F$ .

**Таблица 2.** Ожидаемая и реальная высота потенциального барьера металл-*n*-GaAs

Металл	$\Phi_m$ , эВ	$\chi_s$ , эВ	$\Phi_m - \chi_s$ , эВ	$q\varphi_B$ , эВ (эксперимент)
Pt	5.5	4.12	1.38	0.86
Au	5.2	4.12	1.08	0.90
Cu	4.59	4.12	0.47	0.82
Ag	4.42	4.12	0.30	0.88
Al	4.18	4.12	0.06	0.80
Hf	3.9	4.12	< 0	0.72

При плотности поверхностных состояний, большей  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , уровень Ферми практически закреплен поверхностными состояниями на уровне нейтральности, и после приложения к поверхности металла уровень Ферми практически не меняет своего положения. Высота потенциального барьера  $q\varphi_B$  полностью определяется энергетическим расположением поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника и не зависит от работы выхода электрона из металла.

Во многих полупроводниках типа  $A^{IV}$  и  $A^{III}B^V$  (Si, GaAs, InP и др.) поверхностные состояния расположены в нижней части запрещенной зоны, и для этих полупроводников [6] и твердых растворов на их основе [7]  $q\varphi_B \simeq (2/3)E_g$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны). В GaP поверхностные состояния расположены вблизи середины запрещенной зоны, и  $q\varphi_B \simeq (1/2)E_g$ .

Если поверхностные уровни расположены в зоне проводимости полупроводника или вблизи края этой зоны, то на границе нет потенциального барьера для основных носителей заряда, и контакт любого металла с этим полупроводником — омический. Таким полупроводником является  $n\text{-InAs}$  [8,9].

*1.3. Модель Спайсера.* Дальнейшие исследования касались выяснения природы поверхностных состояний. Спайсер [10,11] изучал электрическое поле на свободной поверхности полупроводников GaAs и InP методами поляризации отраженного света и энергетического спектра электронов, выбитых светом из полупроводника. Было установлено, что на поверхности полупроводников, сколотых в высоком вакууме, нет электрического поля, и уровень Ферми не закреплен в запрещенной зоне. После попадания на эту поверхность посторонних атомов, например, кислорода или металлов, на поверхности создаются состояния, закрепляющие уровень Ферми на обычном для этих полупроводников месте. Для этого необходимо менее 1 монослоя посторонних атомов, причем дальнейший рост толщины слоя не приводит к изменению положения уровня Ферми. Поверхностные состояния связаны не с примесями, а с собственными дефектами, например, дефектами перестановки, или комплексами с участием вакансий. Поэтому эти состояния располагаются в одном и том же месте. Роль посторонних атомов заключается в предоставлении необходимой энергии для образования собственных дефектов.

На свободной поверхности большинства полупроводников, находящихся при нормальных условиях, уровень Ферми закреплен, а контакт металла с этой поверхностью — вентильный. Толщина слоя, определяющего вентильные свойства контакта, оцененная по переходу вентильного контакта в омический при непрерывном растворении полупроводника в металле, оказалась близкой к толщине монослоя полупроводника [12].

Отметим, что, согласно [13,14], причиной, вызывающей поверхностные состояния в GaAs и InAs, являются атомы As на поверхности. В результате высота потенциального барьера определяется величиной  $\Phi_{As} - \chi_s$ . Учитывая, что  $\Phi_{As} = 5.11 \text{ эВ}$ ,  $\chi_{\text{GaAs}} = 4.12 \text{ эВ}$  и  $\chi_{\text{InAs}} = 5.07 \text{ эВ}$ , то  $q\varphi_B$  для случаев GaAs ( $\sim 0.9 \text{ эВ}$ ) и InAs ( $\sim 0$ ) соответствуют эксперименту.

Итак, контакт металлов с большинством широко используемых полупроводников при нормальных условиях — вентильный, и для создания омического контакта необходимы специальные методы.

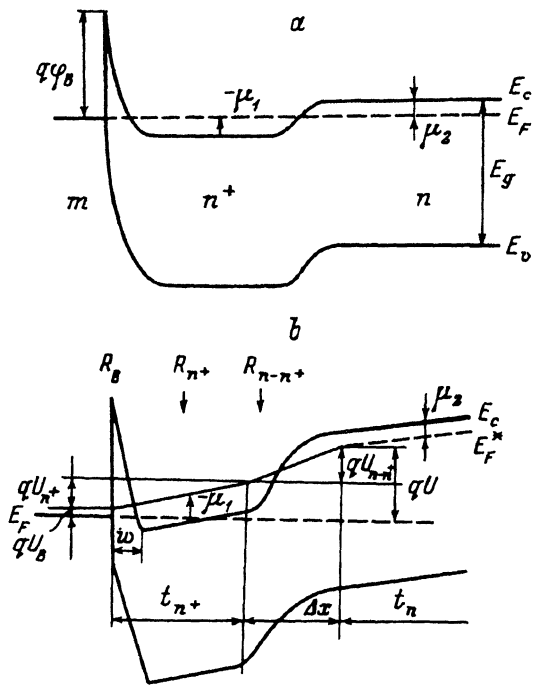


Рис. 3. Энергетическая диаграмма туннельного омического контакта с сильно легированным приповерхностным слоем: *a* — в термическом равновесии, *b* — после приложения напряжения  $U$ .  $U_{n-n^+}$  и  $R_{n-n^+}$  — падение напряжения на  $n-n^+$ -переходе и связанное с ним сопротивление,  $U_{n^+}$  и  $R_{n^+}$  — падение напряжения на  $n^+$ -области и связанное с ним сопротивление,  $U_B$  и  $R_B$  — падение напряжения на барьере металл-полупроводник и связанное с ним сопротивление.

1.4. Омический контакт. Омический контакт может быть создан тремя основными способами.

1. Барьер между металлом и полупроводником устраняется, т.е.: а) плотность поверхностных состояний уменьшается, и используются такие металлы, для которых  $\Phi_m \leq \chi_s$  (рис. 2); б) плотность поверхностных состояний не изменяется, но на поверхность вносятся такие дефекты, которые закрепляют уровень Ферми вблизи края зоны проводимости; в этом случае можно использовать любые металлы. Сопротивление контакта при этом будет определяться лишь сопротивлением приконтактной области полупроводника.

2. Барьер между металлом и полупроводником сохраняется, но за счет сильного легирования приповерхностного слоя он сужается настолько, что основным механизмом протекания тока становится туннелирование (рис. 3). Вероятность туннелирования экспоненциально возрастает с уменьшением ширины слоя объемного заряда и, следовательно, с ростом концентрации ионизованных доноров  $N_d$ . Сопротивление контакта включает сопротивление, связанное с туннельным переходом электронами границы раздела, сопротивление приконтактной области и сопротивление, обусловленное  $l-h$  ( $n-n^+$  или  $p-p^+$ )-переходом.

3. Барьер между металлом и полупроводником сохраняется, но за счет образования приповерхностной узкозонной области, его высота сильно уменьшается. Обычно между узкозонным и базовым полупроводником создается варизонный слой, в котором ширина запрещенной зоны убывает по направлению к металлу (рис. 4). В этом случае целесообразно использовать уникальные свойства поверхности  $n$ -InAs (рис. 5). Сопротивление контакта включает сопротивление, связанное

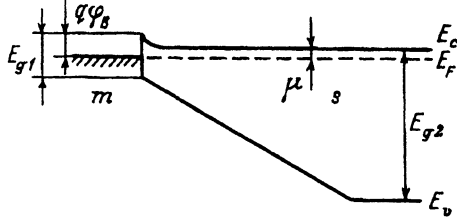


Рис. 4. Энергетическая диаграмма омического контакта к полупроводнику с шириной запрещенной зоны  $E_{g2}$  с узкой поверхностной областью ( $E_{g1}$ ).

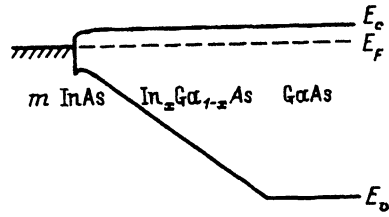


Рис. 5. Энергетическая диаграмма варизонного омического контакта к  $n$ -GaAs с приповерхностной областью  $\text{InAs-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

с переходом электронами границы раздела (обычно за счет термоэлектронной эмиссии), и сопротивление приконтактной (обычно варизонной) области.

Отметим, что кроме этих трех способов, предложены и другие, например создание между металлом и полупроводником аморфного слоя [15], но они получили меньшее развитие.

## 2. Технология

2.1. *Управление положением уровня Ферми.* Пока не разработаны способы изменения положения уровня Ферми на поверхности при сохранении высокой плотности поверхностных состояний. Однако начались исследования по уменьшению плотности поверхностных состояний, что может привести к переходу от модели Бардина к модели Шоттки в омическом контакте. Для связывания находящегося на поверхности GaAs мышьяка эту поверхность обрабатывали рутением [16]. Хотя этот метод не оказался эффективным, попутно обнаружилось, что Ru образует омический контакт к  $p$ -GaAs с сопротивлением  $R_c = 9 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при  $p = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [17]. Эффективным средством для обработки поверхности GaAs стали растворы серосодержащих соединений, например  $\text{Na}_2\text{S}$  [18,19] и  $(\text{NH}_4)_2\text{S}/(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  [19-22]. Плотность поверхностных состояний в GaAs, которая до обработки составляла  $> 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  уменьшалась до  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  после обработки в  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  и до  $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  — после обработки в  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ , что привело к существенному различию в высотах потенциального барьера для Au- $n$ -GaAs (0.9 эВ) и Al- $n$ -GaAs (0.63 эВ). После такой обработки с поверхности GaAs удаляются посторонние атомы, и на ней закрепляются атомы S в результате физической адсорбции. При этом выделяется энергия ( $< 40 \text{ кДж/моль}$ ), меньшая, чем при химической адсорбции ( $> 100 \text{ кДж/моль}$ ), что уменьшает вероятность образования собственных дефектов и закрепления уровня Ферми на поверхности.

Омические контакты Al- $n$ -GaAs, созданные за счет обработки поверхности GaAs в  $\text{H}_2\text{S}$  имели  $R_c = (1 \div 3) \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при  $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $R_c = (0.7 \div 1.5) \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при  $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [23].

Первые работы по омическому контакту к GaN показали, что для этого случая может выполняться модель Шоттки: контакт Au- $n$ -GaN был вентиляльным, в то время как контакт Al- $n$ -GaN — омическим с  $R_c = 10^{-3} \div 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [24].

**2.2. Сплавление.** Теперь рассмотрим способы образования сильно легированных и варизонных слоев, из которых наиболее распространено сплавление. Оно может быть основано, во-первых, на традиционном сплавлении металлов в полупроводник, при котором металл расплавляется, в нем растворяется полупроводник, и при охлаждении вырастает рекристаллизованный слой («вплавные» контакты); во-вторых, на химических реакциях в твердой фазе, когда температура образования контактообразующих соединений ниже температуры плавления металла или эвтектики металла и полупроводника («невплавные» контакты).

Вещества, используемые для создания контакта, содержат контактообразующие металлы и легирующие примеси.

В качестве контактообразующего металла часто используется Au. Слои Au имеют низкое сопротивление, высокую стойкость к окислению, хорошую совместимость со стандартными способами изготовления интегральных схем, а контакты на основе Au имеют низкое сопротивление.

В качестве легирующих примесей для образования сильно легированных слоев используются доноры и акцепторы, а для образования узкозонных слоев — изовалентные примеси. В GaAs донорами служат элементы VI и IV групп. Однако Se и Te — летучие примеси, а Sn имеет высокую растворимость в GaAs ( $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>), но электрически активных примесей получается на 1÷2 порядка меньше. Наиболее употребительными донорами стали Ge и Si. В частности, Ge, во-первых, является донором с высокой растворимостью ( $8 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), во-вторых, он образует узкозонный слой, снижая высоту барьера металл-полупроводник до  $\sim 0.5$  эВ, в-третьих, разрыв зон проводимости в системе Ge-GaAs достаточно мал ( $\sim 0.1$  эВ), и, в-четвертых, сам Ge может быть легирован As до высоких концентраций ( $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) [25]. Наиболее распространенным акцептором является Zn из-за его высокой растворимости ( $\sim 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>). Для создания узкозонных слоев используется In, образующий ряд твердых растворов In-Ga-As, в которых ширина запрещенной зоны изменяется в интервале  $0.4 \div 1.4$  эВ, а контакт металлов с *n*-InAs не содержит потенциального барьера.

Рассмотрим процесс образования широко используемых контактов Au/Ge/Ni к *n*-GaAs [26-40]. С ростом температуры в контактах Ni/(Au+Ge(27%))/Ni/Au-*n*-GaAs [40] происходят следующие процессы. Вначале Ge диффундирует из сплава Au+Ge в верхний слой Ni, а нижний слой Ni взаимодействует с GaAs с образованием Ni<sub>x</sub>GaAs. При 375-440 °C Au реагирует с Ga и образует фазу β-AuGa, а Ge проникает в Ni<sub>x</sub>GaAs, замещая Ga, и образуется структура β-AuGa/NiAs(Ge)/GaAs, которая и является основой омического контакта.

Сопротивление контактов Au/Ge/Ni к *n*-GaAs составляло  $3.6 \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup> (при  $n = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) [39],  $1 \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup> (при  $n = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) [36],  $5 \cdot 10^{-7}$  Ом · см<sup>2</sup> (при  $n = 1.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>),  $4 \cdot 10^{-7}$  Ом · см<sup>2</sup> (при  $n = 2.2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) [38].

Основным недостатком золотосодержащих контактов является сильное взаимодействие Au и GaAs, что приводит к неоднородностям структуры контакта, неплоскому фронту сплавления и существенному боковому проплавлению.

Для устранения этих недостатков используется Ag вместо Ni [41], так как твердый раствор Au-Ag существенно слабее реагирует с GaAs, либо Au заменяется на Al [42]. Сопротивление контактов Pd/(Au+Ge)/Ag/Au-*n*-GaAs после сплавления при 450–500 °C было  $2 \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup> [41], а сопротивление контактов Al/Ge/Ni-GaAs было  $3.6 \cdot 10^{-5}$  Ом · см<sup>2</sup> в случае *n*-GaAs с  $n = 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и  $5.8 \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup> в случае *p*-GaAs с  $p = 1.4 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, при этом создавалась почти атомно-гладкая граница раздела между Al<sub>3</sub>Ni и GaAs [42].

Контакты неплавного типа обычно создаются на основе тугоплавких металлов, таких как Pd. В контакте Si/Pd-*n*-GaAs [43,44] при  $T < 100$  °C на границе Pd-GaAs образуется слой Pd<sub>4</sub>GaAs, при 200–275 °C на границе Pd-Si образуется слой Pd<sub>2</sub>Si. Si диффундирует через Pd<sub>4</sub>GaAs, и при 375 °C начинает расти слой GaAs, легированного Si. Контакты к *n*-GaAs ( $n = 1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), сплавленные при 375 °C, содержали слой *n*<sup>+</sup>-типа ( $n^+ = 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) и имели  $R_c = (2\div 6) \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup>.

В контактах *a*-Ge:Sb/Pd-*n*-GaAs [45] вначале образуется Pd<sub>2</sub>Ge и PdGe, а затем Pd<sub>*x*</sub>GaAs. При  $T > 400$  °C Ge проникает через PdGe в GaAs и при этом происходит, во-первых, легирование GaAs, и, во-вторых, рост кристаллического слоя Ge:Sb на поверхности GaAs. Сопротивление такого контакта было  $2 \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup>.

В структурах Au/Ge-GaAs, подвергнутых термообработке при температуре ниже температуры плавления эвтектики, контакт Au и Ge (356 °C) образуется [46–50] за счет быстрого (< 5 мин) перемешивания компонент на границе раздела, что приводит к снижению высоты барьера до ~ 0.4 эВ и медленной (~ 3 ч) диффузии Ge и образования фазы Au-Ge [50].

Теперь рассмотрим образование узкозонного слоя на примере контакта W/(Ni+In)/Ni-*n*-GaAs [51]. При 300 °C Ni взаимодействует с GaAs, образуя Ni<sub>2</sub>GaAs, а In перемешивается с W и Ni<sub>2</sub>GaAs. При 700 °C на границе Ni<sub>2</sub>GaAs-GaAs появляется фаза In<sub>*x*</sub>Ga<sub>1-*x*</sub>As с  $x = 0.6$  и включения NiAs, а при 900 °C образуется слой In<sub>*x*</sub>Ga<sub>1-*x*</sub>As почти на 90% поверхности GaAs.

В случае InP контакт может создаваться за счет выращивания слоя твердого раствора In-Sb-P. Контакты W/Sb-*n*-InP и W/In/Sb-*p*-InP, термообработанные при 400 °C, имели  $R_c = 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup> [52].

**2.3. Лазерный отжиг.** Лазерный отжиг — это вариант метода сплавления. Особенности его являются быстрый нагрев и быстрое охлаждение; в результате уменьшаются потери летучих компонентов, предотвращается нежелательная диффузия, а концентрация легирующей примеси может даже превосходить равновесный предел растворимости [53–55].

Контакт Ni/(Au+Ge)-*n*-GaAs ( $n = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) имел после обычного сплавления (450 °C)  $R_c = 6.7 \cdot 10^{-5}$  Ом · см<sup>2</sup>, после отжига Хе-лазером —  $R_c = 5.6 \cdot 10^{-5}$  Ом · см<sup>2</sup>, а после отжига рубиновым лазером —  $R_c = 2 \cdot 10^{-6}$  Ом · см<sup>2</sup> [53].

Контакт Ni/(Ag+Ge)-*n*-GaAs ( $n = 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) имел при обычном сплавлении (600 °C)  $R_c = 3.7 \cdot 10^{-5}$  Ом · см<sup>2</sup>, а после отжига Хе-лазером —  $R_c = 9.5 \cdot 10^{-5}$  Ом · см<sup>2</sup> [53].



2.4. *Эпитаксия.* Эпитаксию можно рассматривать как метод, при котором исключено (или сведено к минимуму) растворение исходного полупроводника в металлах.

Газофазная эпитаксия позволяет выращивать слои GaAs, легированные S и Se до концентрации  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , жидкофазная — слои GaAs:Ge с  $n = 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и слои InP:Zn с  $p = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , молекулярная — слои GaAs:Sn с  $n = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , GaAs:Be с  $p = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , GaAs:Si с  $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Методом молекулярной эпитаксии в [56] на  $n$ -GaAs ( $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) был выращен слой  $n^+$ -Ge ( $n^+ = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), и при этом  $R_c = 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , а в [57] на GaAs при 550–610 °C был выращен слой GaAs, легированный Si до  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  (концентрация доноров была при этом  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), и  $R_c = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ .

Эпитаксия особенно удобный метод для создания узкозонных слоев, например,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0 \div 1$ ) для контактов к GaAs; хотя InAs не удается легировать до такой высокой степени, как GaAs, но из-за сильного уменьшения высоты барьера создается низкоомный контакт. Например, в [58] на GaAs жидкофазной эпитаксией был выращен варизонный слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , в котором  $x$  изменялся от 0.01 до 0 на длине 0.25 мкм. Хотя концентрация доноров в слое была всего  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , но благодаря низкому барьеру  $R_c$  составило  $5 \cdot 10^{-7} \div 5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [58]. Еще меньшие значения сопротивления контактов к  $n$ -GaAs были получены в [59]:  $R_c = 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  (при  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и в [60]:  $R_c = 5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  (при  $n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ).

Контакт к  $p$ -GaAs ( $p = 3.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) создавался методом молекулярной эпитаксии путем выращивания на нем слоя  $p^+$ -GaAs:C ( $p^+ = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), при этом  $R_c \simeq 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [61].

Исключительно низким сопротивлением (менее  $8.5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ) обладали контакты к  $n$ -GaAs ( $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), представляющие собой сверхрешетку  $n^+$ -InAs/ $n^+$ -GaAs, InAs слои имели толщину 5 Å и  $n^+ = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , GaAs слои имели толщину 10 Å и  $n^+ = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; сверхрешетка изготавливалась молекулярной эпитаксией [62,63].

2.5. *Диффузия.* Диффузия обычно используется для контактов к  $p$ -GaAs из-за возможности создать высокую поверхностную концентрацию дырок ( $> 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ). Преимуществом диффузии является постепенное изменение концентрации по толщине, что уменьшает влияние  $l$ - $h$ -перехода на сопротивление контакта, а недостатком — трудность получения контакта к полупроводникам  $n$ -типа из-за низкой поверхностной концентрации ( $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

В [64] контакт к  $p$ -GaAs ( $p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) создавался путем одновременной диффузии Zn и In из смеси InAs+ZnAs<sub>2</sub>. В результате приповерхностная область была легирована Zn до концентрации  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , и в ней создавался тонкий слой  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ .

После напыления на поверхность слоев Ti (50 нм), Pt (100 нм) и Au (300 нм) сопротивление контакта было  $5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ .

2.6. *Ионная имплантация.* Сильно легированная приконтактная область может быть образована в результате имплантации ионов, причем наиболее распространенными донорами являются Si и Se (поверхностная концентрация  $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ), а акцепторами — Zn, Cd и Be (поверхностная концентрация  $10^{16} \text{ см}^{-2}$ ).

В результате имплантации ионов Si уровень легирования приповерхностного слоя GaAs превосходил  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а  $R_c = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [65], для случая ионов Se+Ga  $n = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $R_c = 2.9 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [66], а в случае имплантации ионов Se  $n = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [67] и  $n = 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $R_c = 6 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [68].

Недостатком ионной имплантации является создание ионами радиационных дефектов в полупроводнике, для залечивания которых требуется высокотемпературная ( $900 \div 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ ) термообработка.

### 3. Контактное сопротивление

Основной параметр омического контакта — сопротивление, приведенное к единице площади. Оно складывается из сопротивления, связанного с переходом границы раздела носителями заряда, и сопротивления приконтактного слоя.

3.1. *Сопротивление, связанное с переходом границы раздела,* зависит от механизма протекания тока в омическом контакте. Рассмотрим два крайних случая — термоэлектронную эмиссию и туннелирование.

3.1.1. *Модель термоэлектронной эмиссии* должна работать в контактах с низкой концентрацией носителей в приконтактной области, когда [4]  $qE_{00} \ll kT$ , где  $E_{00}$  — параметр Падовани и Страттона [69], равный

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left( \frac{N}{m^* \varepsilon_s \varepsilon_0} \right)^{1/2} = 18.5 \cdot 10^{15} \left( \frac{N_d}{m^* \varepsilon_s \varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$\hbar = h/2\pi$  — постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса носителей. Этот параметр имеет смысл контактной разности потенциалов, при которой вероятность туннельного прохождения барьера носителем с энергией, соответствующей дну зоны проводимости, равна  $1/e$ .

Зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии  $J$  от напряжения  $U$  имеет вид [4]

$$J = J_0 \exp \left( \frac{qU}{kT} - 1 \right) = A^* T^2 \left[ -\frac{q(\varphi_B - \Delta\varphi_B)}{kT} \right] \left[ \exp \left( \frac{qU}{kT} - 1 \right) \right], \quad (6)$$

где  $J_0$  — плотность тока насыщения,  $\Delta\varphi_B$  — понижение барьера силами изображения или другими причинами,  $A^*$  — постоянная Ричардсона, равная  $A^* = 4\pi q m^* k^2 / \hbar^3$ .

Сопротивление контакта —

$$R_c = \left. \frac{dU}{dJ} \right|_{U=0} = \frac{kT}{qJ_0} = \frac{k}{qA^*T} \exp \left[ \frac{q(\varphi_B - \Delta\varphi_B)}{kT} \right]. \quad (7)$$

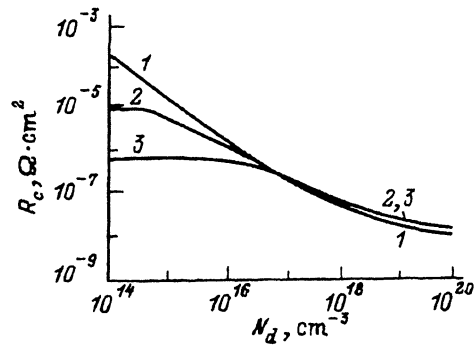


Рис. 6. Теоретическая зависимость минимального сопротивления контакта  $R_c$  от концентрации носителей заряда  $N_d$  при термоэмиссионном механизме протекания тока для различных полупроводников  $n$ -типа [70]: 1 — GaAs и InP, 2 — InAs, 3 — InSb.  $T = 300$  K.

Таким образом, если протекание тока через омический контакт определяется термоэлектронной эмиссией, то его сопротивление должно экспоненциально возрастать с увеличением высоты барьера.

Минимальное сопротивление контакта (рис. 6) равно [70]

$$R_{c \min} = \frac{k}{qA^*T} \cdot \frac{1}{\ln[1 + \exp(-\mu/kT)]}. \quad (8)$$

Здесь энергия уровня Ферми  $\mu$  отсчитана от края зоны проводимости. В случае невырожденных полупроводников  $n$ -типа, когда  $\mu \gg kT/q$ ,

$$R_{c \min} = \frac{k}{qA^*T} \exp(\mu/kT) = \frac{k}{qA^*T} \frac{N_c}{N_d} = \frac{(2\pi m^*kT)^{1/2}}{q^2 N_d}. \quad (9)$$

Здесь  $N_c$  — плотность состояний в зоне проводимости, а  $N_d$  — концентрация ионизованных доноров. При этом для контакта металл- $n$ -GaAs [71]

$$R_{c \min} = 1.55 \cdot 10^{-5} (T/300)^{1/2} (10^{15} N_d) \quad (10)$$

(здесь  $T$  выражено в K,  $N_d$  — в  $\text{см}^{-3}$ ,  $R_{c \min}$  — в  $\text{Ом} \cdot \text{см}^2$ ), т.е. в случае невырожденных полупроводников минимальная величина сопротивления омического контакта должна быть обратно пропорциональна концентрации носителей заряда в полупроводнике.

В случае вырожденных полупроводников  $n$ -типа, когда  $\mu < -kT/q$  [70]

$$R_{c \min} = \frac{k}{qTA^*[1 + 2\alpha(-\mu)]} \frac{kT}{(-\mu)}, \quad (11)$$

где  $\alpha$  — параметр непароболочности, равный  $0.64 \text{ эВ}^{-1}$  для GaAs,  $0.67 \text{ эВ}^{-1}$  для InP,  $5.72 \text{ эВ}^{-1}$  для InSb.

3.1.2. Туннельная модель должна быть справедливой для контактов с высокой концентрацией носителей в полупроводнике, когда [4]

$$qE_{00} \gg kT.$$

Если аппроксимировать барьер металл-полупроводник барьером треугольной формы высотой  $q\varphi_B$ , то вероятность туннелирования электронов на уровне энергии, меньшей  $q\varphi_B$  на величину  $\Delta E$ , составляет [4]

$$P \sim \exp \left[ -2(\Delta E)^{3/2} / 3E_{00}U_d^{1/2} \right], \quad (12)$$

а сопротивление контакта [72]

$$R_c \sim \exp \left[ \frac{2\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}{\hbar} \left( \frac{\varphi_B}{N_d} \right) \right]. \quad (13)$$

Если учесть еще и понижение барьера, то, согласно [28],

$$R_c \simeq \frac{kTE_{00}^{1/2}}{qA^*T^2(qU_d)^{1/2}} \exp(qU_d/E_{00}) \exp(\mu/kT). \quad (14)$$

Таким образом, если протекание тока через омический контакт определяется туннелированием, то его сопротивление должно экспоненциально расти с уменьшением концентрации носителей и ростом высоты потенциального барьера. Зависимость сопротивления омического контакта металл-*n*-GaAs от концентрации электронов в GaAs при различных значениях высоты барьера рассчитана в [73] (рис. 7).

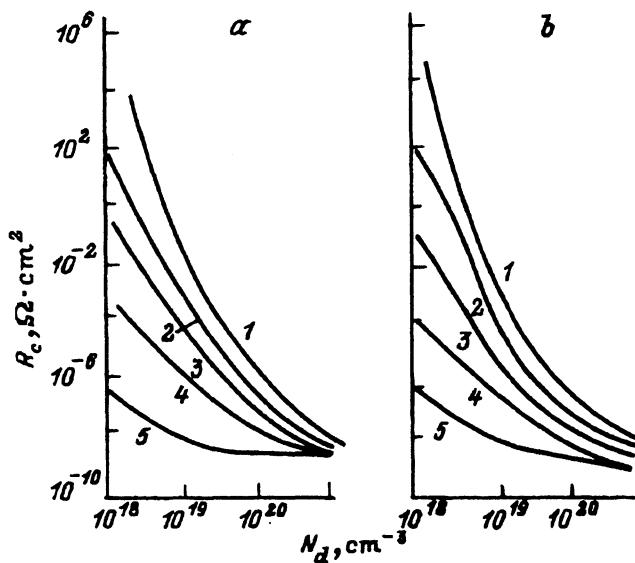


Рис. 7. Термическая зависимость сопротивления омического контакта  $R_c$  от концентрации носителей заряда в полупроводнике  $N_d$  при туннельном механизме протекания тока для *n*-GaAs (а) и *n*-GaSb (б) при различных значениях высоты потенциального барьера [73], эВ: 1 — 1, 2 — 0.8, 3 — 0.6, 4 — 0.4, 5 — 0.2.  $T = 300$  К.

3.2. *Сопrotивление приконтактного слоя.* Сопrotивление приконтактного слоя складывается из сопротивления сильно легированной (или варизонной) толщии полупроводника и сопротивления, связанного с  $l-h$ -переходом (или гетеропереходом).

Сопrotивление сильно легированной приконтактной толщии обычно мало. Например, сопротивление слоя  $n^+$ -GaAs ( $n^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) толщииной  $\sim 1 \text{ мкм}$  при подвижности электронов  $\sim 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  составляет  $\sim 6 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ .

Величина сопротивления, связанного с  $l-h$ -, в частности  $n-n^+$ -переходом, была оценена в [74,75]. Было показано, что сопротивление должно быть обратно пропорционально концентрации электронов:

$$R_{n-n^+} \simeq \frac{L_D N_c}{q \mu_n^* K_B N_d N_d^+} \quad (15)$$

(здесь  $L_D$  — дебаевская длина для  $n$ -области,  $\mu_n^*$  — подвижность электронов в  $n$ -области,  $N_d^+$  — концентрация доноров в  $n^+$ -области,  $K_B$  — коэффициент, показывающий во сколько раз концентрация электронов на уровне Ферми в  $n^+$ -области превосходит  $N_d^+$ ), и оно дает основной вклад в сопротивление омического контакта к GaAs при  $N_d < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

В [70] было показано, что  $n-n^+$ -переход можно рассматривать как диод Шоттки без потенциального барьера. Когда  $n-n^+$ -переход резкий или когда длина  $\Delta x$ , на которой изменяется концентрация носителей заряда,

$$\Delta x < \sqrt{\tau \mu^* (\mu_2 - \mu_1)} \quad (16)$$

(здесь  $\tau$  — время релаксации электронов по энергии,  $\sim 10^{-12} \text{ с}$ ;  $\mu^*$  — подвижность носителей;  $\mu_2$  и  $\mu_1$  — энергии уровня Ферми в  $n$ - и  $n^+$ -областях, отсчитанные от края зоны проводимости), то основным механизмом протекания тока в таком переходе является термоэлектронная эмиссия. Поэтому сопротивление, связанное с  $n-n^+$ -переходом, определяется по той же формуле (8),

$$R_{n-n^+} = \frac{k}{q A^* T} \frac{1}{\ln[1 + \exp(\mu_2/kT)]}, \quad (17)$$

и если в слабо легированной области  $\mu_2 \gg kT/q$ , то

$$R_{n-n^+} = k N_c / q A^* T N_d. \quad (18)$$

В результате рис. 6 дает зависимость сопротивления, связанного с  $n-n^+$ -переходом, от концентрации носителей в слабо легированной области.

Общее сопротивление омического контакта зависит от соотношения между толщииной сильно легированного слоя и шириной слоя объемного заряда, причем в низкоомных контактах оно определяется главным образом сопротивлением  $l-h$ -перехода.

### 3.3. Экспериментальные результаты.

3.3.1. Методы определения сопротивления контакта. Для определения сопротивления омического контакта  $R_c$ , которое может быть сравнимо по величине или даже меньше сопротивления толщи кристалла, разработан ряд методов, из которых наиболее распространены следующие:

— создают ряд равноудаленных контактов; через два внешних пропускают ток, и сопротивление контакта определяют из зависимости напряжения между одним из внешних и каждым промежуточным контактом, от расстояния между ними [76];

— изготавливают ряд полупроводниковых структур одинаковой площади и различной толщины, содержащих два омических контакта, и сопротивление контакта определяют из зависимости сопротивления структур от их толщины [77];

— на одной поверхности пластины толщиной  $t$  создают ряд контактов круглой формы и различного диаметра  $D$ , а на другой поверхности — сплошной контакт. Сопротивление контакта рассчитывают из общего сопротивления структуры, равного

$$R = (\rho/\pi D) \operatorname{arctg}(4t/D) + 4R_c(\pi D^2) + R_0 \quad (19)$$

(здесь  $\rho$  — удельное сопротивление толщи полупроводника,  $R_0$  — сопротивление, не зависящее от  $D$ ), причем при малых  $D$  величина  $R$  определяется в основном значением  $R_c$  [78,79];

— измеряют сопротивление структуры на постоянном и переменном токе высокой частоты, при этом предполагается, что при достаточно высокой частоте сопротивление контакта шунтируется его емкостью и регистрируется только сопротивление толщи.

Кроме этих способов, используются методы линии передачи [80], магнитосопротивления [81] и др.

3.3.2. Зависимость сопротивления омического контакта от концентрации носителей заряда в полупроводнике. Сопротивление омического контакта металл-полупроводник, как было показано в [77] на примере контакта In-*n*-GaAs, обратно пропорционально концентрации носителей:  $R_c = 10^{13}/N_d$  Ом · см<sup>2</sup>. В дальнейшем эта закономерность была подтверждена во многих работах и, согласно [82-84], является общей для различных полупроводников и способов изготовления контактов.

По мере развития технологии сопротивление контактов снижалось приблизительно на порядок в десятилетие [27,35,36,43,52,53,56,60,75,77,81,85-95], однако функциональная зависимость по-прежнему сохранялась (рис. 8).

3.3.3. Зависимость сопротивления омического контакта от ширины запрещенной зоны полупроводника. Сопротивление омического контакта металл-полупроводник экспоненциально возрастает с ростом ширины запрещенной зоны полупроводника, и для случая контактов In к полупроводникам системы GaAs-GaP ( $E_g = 1.4 \div 2.3$  эВ) с  $n \simeq 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>  $R_c = R_0 \exp(E_g/E_0)$  [96] (рис. 9), где  $R_0 = (3 \pm 2) \cdot 10^{-8}$  Ом · см<sup>2</sup>,  $E_0 = 0.2 \pm 0.02$  эВ. Эта зависимость, вероятно, обусловлена различной высотой барьера металл-полупроводник, которая возрастает с ростом ширины запрещенной зоны.

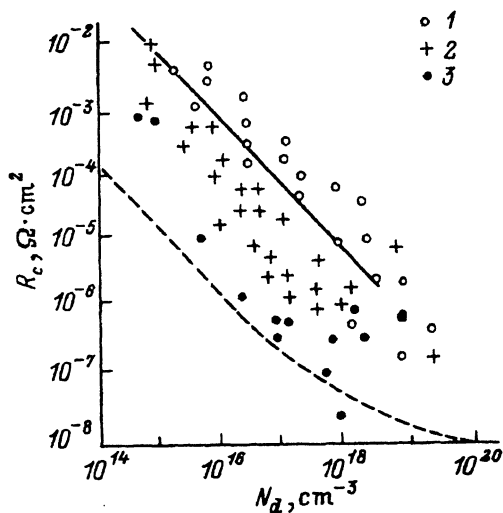


Рис. 8. Зависимость сопротивления омических контактов металл-*n*-GaAs  $R_c$  от концентрации электронов в полупроводнике  $N_d$ . Сплошная линия — эксперимент [77], пунктирная — теория для минимального сопротивления контакта [70], точки — экспериментальные значения: 1 — работы 60-х годов [77,86–88], 2 — работы 70-х годов [29,45,79,83,89–92], 3 — работы 80-х годов [37,38,54,58,62,93–95].  $T = 300$  K.

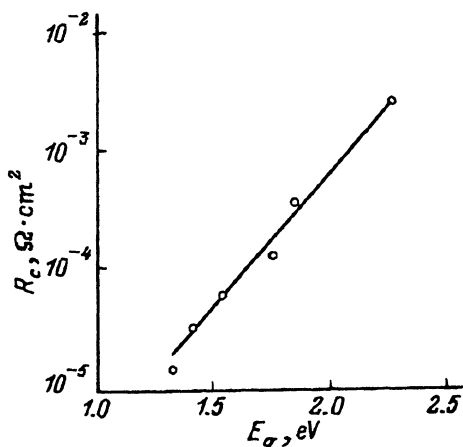


Рис. 9. Зависимость сопротивления омических контактов *pn*-полупроводник *n*-типа ( $n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ )  $R_c$  от ширины запрещенной зоны  $E_g$  твердых растворов  $\text{Ga}_{1-x}\text{As}_x\text{P}$  ( $x = 0 \div 1$ ), а также  $\text{InP}$ .  $T = 300$  K.

**3.3.4. Механизм протекания тока в омических контактах.** Механизм протекания тока определяется на основании температурных и концентрационных зависимостей контактного сопротивления.

При очень высоких концентрациях носителей основным механизмом протекания тока было туннелирование через барьер [61,72]; высота барьера для туннелирующих носителей на контактах  $\text{Au}+\text{Mn}/\text{Au}$  и  $\text{Ti}/\text{Pt}/\text{Au}-p\text{-GaAs}:\text{C}$  ( $p = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) оказалась равной  $\sim 0.5$  эВ [61].

При средних концентрациях носителей ток протекает за счет термоэлектронной эмиссии. Температурная зависимость сопротивления контакта  $\text{Au}/\text{Zn}/\text{Ni}-p\text{-InP}$  оказалась экспоненциальной в координатах  $R_c T = f(1/T)$ , что соответствует формуле (7), а высота барьера, определенная из сравнения эксперимента с теорией термоэлектронной эмиссии, изменялась в пределах  $0.2 \div 0$  эВ в зависимости от температуры термообработки ( $350 \div 450$  °C) [97]. Близкие значения высоты барьера оказались и в других структурах: для  $\text{Pt}/\text{Ti}-p\text{-GaAs}:\text{Zn}$  ( $p = 5 \cdot 10^{18} \div 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ )  $\varphi_B = 0.115 \div 0.118$  эВ, а после прогрева при 450 °C величина  $\varphi_B$  уменьшилась до 0.068 эВ [98], в контактах  $\text{Pt}/\text{In}-p\text{-InAs}:\text{Zn}$  ( $p = 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ )  $\varphi_B = 0.41$  эВ [99]. В контактах  $\text{Pt}/\text{Ti}-p\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  ( $p = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )  $\varphi_B = 0.13$  эВ [100], причем прогрев при 450 °C приводил к постепенному переходу от термоэлектронной эмиссии к туннелированию на части контактной площади.

## Заклучение

Итак, к настоящему времени достаточно хорошо разработаны принципы и методика изготовления омических контактов. Лучшие контакты, особенно для GaAs, имеют сопротивление, близкое к теоретическому пределу. Появились первые работы по наблюдению термоэлектронной эмиссии и туннелирования в омических контактах. Однако для установления механизма протекания тока в контактах различных типов еще требуются дальнейшие исследования.

Автор благодарен Б.В. Царенкову за участие в совместных работах по омическому контакту металл-полупроводник.

Работа была поддержана, в частности, грантом (1993 г.) Международного Научного фонда, которому автор благодарен.

### Список литературы

- [1] W. Shottky. *Z. Phys*, **118 В**, 539 (1942).
- [2] A.K. Henish. *Rectifying semiconductor contacts* (Clarendon Press, Oxford, 1957).
- [3] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [4] Э.Х. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [5] J. Bardeen. *Phys. Rev.*, **71**, 717 (1947).
- [6] С.А. Mead. *Sol. St. Electron.*, **9**, 1023 (1966).
- [7] Ю.А. Гольдберг, Т.Ю. Рафиев, Б.В. Царенков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **6**, 462 (1972).
- [8] С.А. Mead, W.G. Spitzer. *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 471 (1963).
- [9] J.N. Walpole. K.W. Nill. *J. Appl. Phys.*, **42**, 5609 (1971).
- [10] W.E. Spicer, I. Lindau, P.E. Gregory, C.M. Garner, P. Pianetta, P.V. Chye. *J. Vac. Sci. Techn.*, **13**, 780 (1976).
- [11] W.E. Spicer, I. Lindau, P. Skeath, C.Y. Su. *J. Vac. Sci. Techn.*, **17**, 1019 (1980).
- [12] Ю.А. Гольдберг, М.И. Ильина, Е.А. Поссе, Б.В. Царенков. *ФТП*, **22**, 555 (1988).
- [13] J.L. Freeouf, J.M. Woodall. *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 727 (1981).
- [14] J.M. Woodall, J.L. Freeouf, *J. Vac. Sci. Techn.*, **21**, 574 (1982).
- [15] T. Sebestyen. *Sol. St. Electron.*, **25**, 543 (1982).
- [16] A. Robinson. *Science*, **238**, N 4823, 27 (1987).
- [17] W.O. Barnard, G. Myburg, F.D. Auret. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1933 (1992).
- [18] C.J. Sandroff, R.N. Nottenburg, J.C. Bischoff, R. Bhat. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 33 (1987).
- [19] M.S. Carpenter, M.R. Melloch, M.S. Lundstrom, S.P. Tobin. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 2157 (1988).
- [20] Y. Nannishi, J.-F. Fan, H. Oigawa, A. Koma. *Japan. J. Appl. Phys.*, **27**, L2367 (1988).
- [21] J.-F. Fan, H. Oigawa, Y. Nannishi. *Japan. J. Appl. Phys.*, **27**, L2125 (1988).
- [22] M.S. Carpenter, M.R. Melloch, T.E. Dungan. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 66 (1988).
- [23] J. Massies, J. Chaplart, M. Laviro, N.T. Linh. *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 693 (1981).
- [24] J.S. Forest, D. Moustakas. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2859 (1993).
- [25] A. Piotrowska. *Thin Sol. Films*, **193/194**, 511 (1990).
- [26] J.S. Harris, Y. Nannishi, G.L. Pearson, G.F. Day. *J. Appl. Phys.*, **40**, 4575 (1969).
- [27] J. Gyulai, J.W. Mayer, V. Rodriguez, A.Y.C. Yu, H.J. Gopen. *J. Appl. Phys.*, **42**, 3578 (1971).
- [28] C.Y. Chang, Y.K. Fang, S.M. Sze. *Sol. St. Electron.*, **14**, 541 (1971).
- [29] G.Y. Robinson. *Sol. St. Electron.*, **18**, 331 (1975).
- [30] N. Yokoyama, S. Ohkawa, H. Ishikawa. *Japan. J. Appl. Phys.*, **14**, 1071 (1975).
- [31] H. Hartnagel, K. Tomizawa, L.H. Herron, B.L. Weiss. *Thin Sol. Films*, **36**, 393 (1976).
- [32] P.D. Vyas, B.L. Sharma. *Thin Sol. Films*, **51**, L21 (1978).
- [33] O. Aina, S.W. Chiang, Y.S. Liu, F. Bacon. *J. Electrochem. Soc.*, **128**, 2183 (1981).
- [34] M.I. Nathan, M. Heiblum. *Sol. St. Electron.*, **25**, 1063 (1982).



- [35] S. Yasuami, Y. Saito, A. Hojo. Japan. J. Appl. Phys., **23**, 379 (1984).
- [36] A. Christou. Sol. St. Electron., **22**, 141 (1979).
- [37] C.L. Chen, L.J. Mahoney, J.D. Woodhouse, M.C. Finn, P.M. Nitishin. Appl. Phys. Lett., **50**, 1179 (1987).
- [38] C.L. Chen, L.J. Mahoney, M.C. Finn, R.C. Brooks, A. Chu. Appl. Phys. Lett., **48**, 535 (1986).
- [39] M. Otsubo, H. Kumabe, H. Miki. Sol. St. Electron., **20**, 617 (1977).
- [40] Y.-C. Shih, M. Murakami, E.L. Wilkie, A.C. Callegari. J. Appl. Phys., **62**, 582 (1987).
- [41] L. Zheng. J. Appl. Phys., **71**, 3566 (1992).
- [42] R.J. Graham, R.W. Nelson, P. Williams, T.B. Haddock, E.P. Baaklini, R.J. Roedel. J. Electron. Mater., **19**, 1257 (1990).
- [43] L.S. Yu, L.C. Wang, E.D. Marshall, S.S. Lau, T.F. Kuech. J. Appl. Phys., **65**, 1621 (1989).
- [44] L.C. Wang, B. Zheng, K. Fang, E.D. Marshall, S.S. Lau, T. Sands, T.F. Kuech. J. Mater. Res., **3**, 992 (1988).
- [45] H.R. Grinolds, G.Y. Robinson. Sol. St. Electron., **23**, 973 (1980).
- [46] K. Shenai. IEEE Trans. Electron. Dev. **ED-34**, 1642 (1987).
- [47] J.G. Werthen. D.R. Scifres. J. Appl. Phys., **52**, 1127 (1981).
- [48] O. Aina, W. Ketz, B.J. Baliga, K. Rose. J. Appl. Phys., **53**, 777 (1982).
- [49] A. Illiadis. J. Vac. Sci. Techn. B, **5**, 1340 (1987).
- [50] M.A. Dornath-Mohr, W.W. Cole, H.S. Lee, D.C. Fox, D.W. Eckart, L. Yerke, C.S. Wrenn, R.T. Lereau, W.H. Chang, K.A. Jones, F. Cosanday. J. Electron. Mater., **19**, 1247 (1990).
- [51] Y.-C. Shih, M. Murakami, W.H. Price. J. Appl. Phys., **65**, 3539 (1989).
- [52] R. Dutta, M.A. Shahid, P.J. Sakach. J. Appl. Phys., **69**, 3968 (1991).
- [53] P.Sircar. Phys. St. Sol. (a), **97**, K69 (1986).
- [54] A. Piotrowska, A. Guivarch, G. Pelous. Sol. St. Electron., **26**, 179 (1983).
- [55] S. Margalit, D. Fekete, D.M. Pepper, C.-P. Lee, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., **33**, 346 (1978).
- [56] R. Stall, C.E.C. Wood, K. Board, N. Dandekar, L.F. Eastman, J. Devlin. J. Appl. Phys., **52**, 4062 (1981).
- [57] P.D. Kircher, T.N. Jackson, G.D. Petit, J.M. Woodall. Appl. Phys. Lett., **47**, 26 (1985).
- [58] J.M. Woodall, J.L. Freeouf, G.D. Petit, T. Jackson, P.D. Kirchner. J. Vac. Sci. Techn., **19**, 626 (1981).
- [59] C.K. Peng, J. Chen, J. Chyi, H. Morkoc. J. Appl. Phys., **64**, 429 (1988).
- [60] T. Nittono, H. Ito, O. Nakajima, T. Ishibashi. Japan. J. Appl. Phys., **27**, 1718 (1988).
- [61] H. Shimawaki, N. Furuhashi, K. Houjo. J. Appl. Phys., **69**, 7979 (1991).
- [62] N.S. Kumar, J.-I. Chyi, C.K. Peng, H. Morkoc. Appl. Phys. Lett., **55**, 775 (1989).
- [63] C.K. Peng, G. Ji, N.S. Kumar, H. Morkoc. Appl. Phys. Lett., **53**, 900 (1988).
- [64] J.R. Shealy, S.R. Chinn. Appl. Phys. Lett., **47**, 410 (1985).
- [65] K. Ohata, T. Nozaki, N. Kawamura. IEEE Trans. Electron. Dev. **ED-24**, 1129 (1977).
- [66] T. Inada, S. Kato, T. Hara, N. Toyoda. J. Appl. Phys., **50**, 4466 (1979).
- [67] L. Mozzi, W. Fabian, F.J. Piekarski. Appl. Phys. Lett., **35**, 337 (1979).
- [68] P.A. Pianetta, C.A. Stolte, J.L. Hansen. Appl. Phys. Lett., **36**, 597 (1980).
- [69] F.A. Padovani, R. Stratton. Sol. St. Electron., **9**, 695 (1966).
- [70] R.K. Kupka, W.A. Anderson. J. Appl. Phys., **69**, 3623 (1991).
- [71] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [72] A.Y.C. Yu. Sol. St. Electron., **13**, 239 (1970).
- [73] S.M. Cho, J.D. Lee, H.H. Lee, J. Appl. Phys., **70**, 282 (1991).
- [74] Wu. Dingfen, K. Heime. Electron. Lett., **18**, 940 (1982).
- [75] Wu. Dingfen, W. Denning, K. Heime. Sol. St. Electron., **29**, 489 (1986).
- [76] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы. Теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987).
- [77] Ю.А. Гольдберг, Б.В. Паренков. ФТП, **3**, 1718 (1969).
- [78] R.H. Cox, H. Strack. Sol. St. Electron., **12**, 89 (1969).
- [79] K. Heime, U. Konig, E. Kohn, A. Wortmann. Sol. St. Electron., **17**, 835 (1974).
- [80] H.H. Berger. J. Electrochem. Soc., **119**, 507 (1972).
- [81] L.Gutai, T. Mojres. Appl. Phys. Lett., **26**, 325 (1975).

- [82] A.K. Sinha, T.E. Smith, H.J. Levinstein. IEEE Trans. Electron. Dev. **ED-22**, 218 (1975).
- [83] W.D. Edwards, W.A. Hartman, A.B. Torrens. Sol. St. Electron., **15**, 387 (1972).
- [84] N. Braslau. J. Vac. Sci. Techn., **19**, 804 (1981).
- [85] R.H. Cox, H. Strack. Sol. St. Electron., **10**, 1213 (1967).
- [86] H. Matino, M. Tokunaga, J.W. Herrick, M.F. Adams. J. Electrochem. Soc., **116**, 709 (1969).
- [87] R. Schwarz, J.C. Sarace. Sol. St. Electron., **9**, 859 (1966).
- [88] K.L. Klohn, L. Wandinge. J. Electrochem. Soc., **116**, 507 (1969).
- [89] F. Vidimari. Electron. Lett. **15**, 674 (1979).
- [90] M. Ogawa, K. Ohata, T. Furutsuka, N. Kawamura. IEEE Trans. MTT, **MTT-24**, 300 (1976).
- [91] S. Asai. *Proc 5th Conf. of Sol. St. Dev.*(Tokyo, 1973) p. 442.
- [92] Vipin.-Kumar, Tahur Dass Raghav. *Techniques for making ohmic contacts* (Allahabad, Vijnara Parishad, 1980).
- [93] C. Ghosh, R. Yenigalla, K. Atkins. IEEE Trans. Electron. Dev. Lett., **EDL-4**, 301 (1983).
- [94] D.C. Marvin, N.A. Ives, M.S. Leung. J. Appl. Phys., **58**, 2659 (1985).
- [95] L.C. Wang, X.Z. Wang, S.S. Lau, T. Sands, W.K. Chan, T.F. Kuech. Appl. Phys. Lett., **56**, 2129 (1990).
- [96] Ю.А. Гольдберг, Т.В. Львова, Р.В. Хасиева, Б.В. Царенков. ФТП, **22**, 1712 (1988).
- [97] T. Clausen, O. Lestiko. Appl. Phys. Lett., **62**, 1108 (1993).
- [98] A. Katz, S. Nakahara, W. Savin, B.E. Weir. J. Appl. Phys., **68**, 4133 (1990).
- [99] A. Katz, C.N.G. Chu, B.E. Weir, W.C. Dautremont-Smith, R.A. Logan, T. Tabun-Ek, W. Savin, D.W. Harris. J. Appl. Phys., **68**, 4141 (1990).
- [100] S.N.G. Chu, A. Katz, T. Boone, P.M. Thomas, Y.G. Riggs, W.C. Dautrenont-Smith, W.D. Jonston. J. Appl. Phys., **67**, 3754 (1990).

Редактор В.В.Чалдышев

---