

**А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец,
Р.В. Конакова, В.Н. Шеремет**

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТАХ С БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДИСЛОКАЦИЙ (обзор)

Обобщен цикл экспериментальных и теоретических исследований температурных зависимостей удельного контактного сопротивления $\rho_c(T)$ омических контактов к широкозонным полупроводникам A^3B^5 и к кремнию с учетом атермического воздействия микроволнового излучения. На основе теоретического анализа $\rho_c(T)$ предложен новый способ увеличения ρ_c с повышением температуры измерения. В нем учитывается токопрохождение по металлическим шунтам, совмещенным с перпендикулярными к границе раздела металл—полупроводник дислокациями. Показано, что малое поперечное сечение металлических шунтов обуславливает реализацию большого потенциала сил зеркального изображения, превышающего исходную величину барьера Шоттки. В результате этого возникают обогащающие изгибы зон у торцов шунтов, реализуются диффузионная теория токопрохождения в контакте, а также зависимость величины ρ_c от подвижности электронов. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей $\rho_c(T)$ для случая высокой плотности дислокаций в приконтактной области полупроводника, совмещенных с металлическими шунтами. Показана возможность уменьшения ρ_c омических контактов к соединениям A^3B^5 и Si, подвергнутых атермической микроволновой обработке.

Ключевые слова: омический контакт, контакт металл—полупроводник, удельное контактное сопротивление, механизм токопереноса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние дислокаций на электрофизические параметры полупроводниковых материалов, дискретных приборов и интегральных схем известно и хорошо изучено [1–12]. Дислокации, генерированные в процессе создания p – n -переходов, как и исходные ростовые дислокации, увеличивают обратные токи, обуславливают неоднородный микроплазменный пробой. Они уменьшают время жизни неосновных носителей заряда в активной области приборных структур, приводят к другим нежелательным эффектам. В приборах, работающих на прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) (светодиоды, лазерные диоды, диоды Ганна) и на обратной (лавинно-пролетные диоды, лавинные транзисторы, мощные силовые вентили), определены дислокационные механизмы деградации рабочих параметров. Наиболее уязвимыми с этой точки зрения являются A^3N гетероструктуры, выращиваемые на чужеродных подложках, плотность дислокаций в которых в зависимости от типа подложки и метода выращивания изменяется в пределах 10^8 – 10^{10} см⁻² [6, 7]. В тоже время существует весьма обоснованное мнение о том, что наличие некоторого количества дислокаций является необходимым в активном слое полупроводника. При этом дислокации при сравнительно высокотемпературных технологических операциях (характерных, например, для технологии кремниевых или арсенидгаллиевых приборов) могут выступать как центры внутреннего геттерирования, способствующие очищению полупроводникового материала и улучшению электрических характеристик [8–12].

До последнего времени практически не исследовалась роль дислокаций в формировании неотъемлемой части полупроводниковых приборов —

омических контактов. Однако в неявном виде роль структурных дефектов, в том числе дислокаций, в изготовлении омических контактов отмечали некоторые исследователи еще в 60—70-е годы XX века [13—16]. Омический контакт, например, к Si создавался на шлифованной поверхности, насыщенной структурными дефектами достаточно высокой плотности, выступающими, в частности, как центры рекомбинации. Преимущество контакта на шлифованной поверхности — высокая адгезия. Проявление структурного фактора отмечалось также в сплавных омических контактах.

Приконтактная область полупроводника образуется в результате сплавления материала контакта с полупроводником и последующей релаксации внутренних механических напряжений, возникших вследствие различия параметров решеток и коэффициентов термического расширения компонентов сплава и полупроводника. В результате она оказывается насыщенной структурными дефектами, в том числе дислокациями. Интуитивно считалось, что для таких контактов преобладающим механизмом токопереноса, обеспечивающим малое контактное сопротивление, является рекомбинационный механизм. Однако количественное согласие экспериментальных данных и расчетных зависимостей не было достигнуто. Даже для кремниевых приборов, технология которых хорошо разработана, а свойства кремния наиболее полно изучены по сравнению с другими полупроводниковыми материалами, температурные зависимости удельного контактного сопротивления $\rho_c(T)$ в широком интервале температур практически не исследовались. Работы в этом направлении появились только в последние годы в связи с развитием элементной базы экстремальной электроники. Потребность в них возникла из-за необходимости оценки величины ρ_c при температурах, существенно превышающих комнатную и являющихся рабочими, а также при максимальной температуре, возникающей при экстремальных условиях работы электронной аппаратуры. При этом оказалось, что на высокотемпературном участке ρ_c увеличивается с повышением температуры [17—25].

В рамки известных моделей этот результат не укладывался, а объяснение, приведенное в работах [17—20, 23], характеризовало только вариант сплавного омического контакта, в предположении протекания тока по металлическим шунтам, сопряженным с дислокациями. В этом случае должна наблюдаться линейная зависимость увеличения ρ_c с повышением температуры, обусловленная металлической проводимостью шунтов.

В работах [24—28] с учетом модели Гольдберга предложена новая концепция, в рамках которой учитывается как прохождение тока через металлические шунты, пронизывающие ростовые дислокации, так и ограничение протекающего тока диффузионным подводом. Однако существенной разницей по сравнению с работой [29] является предположение о протекании тока через участки, обогащенные, а не обедненные электронами. В комбинации эти две концепции позволяют объяснить убывающие с повышением температуры зависимости ρ_c при низких температурах и возрастающие с увеличением температуры при более высоких температурах не только для омических контактов металл—GaP и металл—GaN, но и для контактов на основе других полупроводников с достаточно высокой плотностью дислокаций.

Проведено сравнение теории с экспериментом и показано, что, как правило, между ними может быть достигнуто количественное совпадение. На примере омических контактов к шлифованному Si было показано, что рассчитанная плотность шунтов близка к плотности дислокаций ($\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$), выявленной по ямкам травления на исходной (перед

формированием контакта) шлифованной поверхности Si. В этом случае рассчитанная и экспериментальная зависимости $\rho_c(T)$ практически совпадают [27, 28]. В кремниевых микроэлектронных приборах контактная металлизация, как правило, формируется на полированной поверхности сильно легированного Si. В соответствии с известными моделями омических контактов к сильно легированным слоям Si в них должна наблюдаться весьма слабо уменьшающаяся с повышением температуры зависимость $\rho_c(T)$. Однако существующие в настоящее время данные указывают на возможность генерации в подобных контактных структурах высокой плотности структурных дефектов, в том числе дислокаций (до 10^9 см⁻²). Это как параллельные границе раздела, так и пересекающие область пространственного заряда дислокации. В таких образцах также может наблюдаться возрастающая с увеличением температуры зависимость $\rho_c(T)$. В связи с этим целесообразно детально исследовать температурную зависимость $\rho_c(T)$ омических контактов для технически важных полупроводников, используемых в технологии полупроводниковых приборов и СБИС.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КОНЦЕПЦИИ

Для удобства последующего обсуждения приведенных в обзоре экспериментальных результатов разделим изложение основ теории формирования удельного контактного сопротивления ρ_c в омических контактах с большой плотностью дислокаций на три части. В первой части описана теория для случая полярных полупроводников, в которых за снижение подвижности в области высоких температур ответственно рассеяние на оптических фононах. Предполагается, что концентрация электронов в объеме полупроводника n_0 не зависит от температуры и равна концентрации мелких доноров N_d . Такое возможно, в частности, когда энергия ионизации донорной примеси E_d меньше тепловой энергии kT . Кроме того, как показано в работах [30, 31], значение n_0 в достаточно сильно легированных полупроводниках не зависит от температуры. В этом случае по мере снижения температуры донорный энергетический уровень уширяется и превращается в примесную зону, которая перекрывается с зоной проводимости.

Во второй части изложена теория формирования удельного контактного сопротивления ρ_c для случая кремния, в котором за снижение подвижности в области высоких температур ответственно рассеяние на междолинных фононах. Рассмотрены два случая: сильно легированные полупроводники, в которых $n_0 = N_d$, и небольшие уровни легирования, когда полупроводник невырожден, а энергетический уровень донорной примеси остается дискретным. Поскольку в кремнии энергия залегания донорной примеси достаточно велика, то в нем уже при азотных температурах при условии $E_d > kT$ происходит «вымораживание» электронов, т. е. концентрация подвижных электронов становится намного меньшей концентрации доноров. Этот эффект был учтен теоретически.

В третьей части изучена похожая ситуация для полярных полупроводников. Рассмотрен случай, когда температура изменяется от гелиевых температур до комнатных, а уровень легирования полупроводника небольшой. Хотя в рассматриваемом случае значение E_d , как правило, значительно меньше, чем в случае кремния, однако в области гелиевых температур, когда $T \leq 30$ К, здесь также происходит «вымораживание» электронов, которое нужно учитывать при расчетах.

2.1. Теория температурных зависимостей $\rho_c(T)$ в полярных полупроводниках с большой плотностью дислокаций

Предположим вначале, что у торца каждой дислокации, проросшей в полупроводник и заполненной металлом, образуется потенциальная яма. Вообще, на торце такой дислокации вначале должен образовываться слой Шоттки, причиной возникновения которого служат соответствующая контактная разность потенциалов и поверхностные состояния. Вследствие существенной кривизны металлических шунтов и их очень малых размеров на торце возникает чрезвычайно большое электрическое поле. Оценить его напряженность можно, считая, что у торца форма закругления шаровидная, а заряд определяется небольшим количеством электронов (или ионов), равным Z . Используя равенство электрических индукций металла и полупроводника, находим напряженность электрического поля E_s в полупроводнике в области торца. Учет краевого эффекта, приводящего к значительному возрастанию напряженности электрического поля, и сил зеркального изображения способствует сильному понижению высоты барьера в области шунта. Понижение барьера $\Delta\varphi$ в указанных выше приближениях определяется выражением

$$\Delta\varphi = \frac{qZ^{1/2}}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s r}, \quad (1)$$

где q — элементарный заряд; ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника; r — радиус шунта.

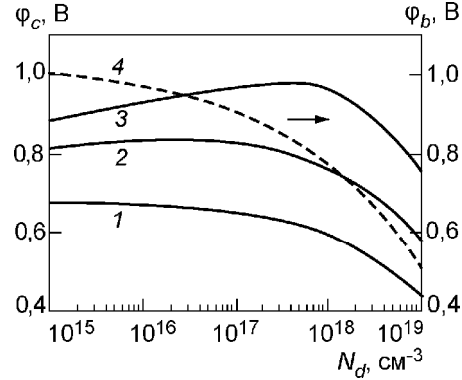
Полагая $Z = 1$, $r = 2 \cdot 10^{-8}$ см и $\epsilon_s = 10$, находим, что $\Delta\varphi = 0,72$ В. При условии, что разность работы выхода из металла и электронного сродства полупроводника φ_{ms} меньше указанного значения, получаем на торце шунта не барьер, а потенциальную яму. Таким образом, существование потенциальных ям на торцах металлических шунтов, проросших через дислокации, является вполне разумным.

Отметим, что влияние поверхностных состояний в рассматриваемом случае ослабляется. Результаты простой оценки соотношения площади сечения шунта S_{sh} к величине N_s^{-1} (N_s — концентрация поверхностных состояний) показывают, что в случае, когда $S_{sh} < N_s^{-1}$, эффективная концентрация поверхностных состояний, влияющая на формирование изгиба зон у торца дислокации, становится меньше в $S_{sh}N_s$ раз.

Термоэлектронный ток, протекающий через обогащенные электронами участки, с учетом ограничения диффузионным подводом может уменьшаться с повышением температуры, поэтому будет увеличиваться контактное сопротивление. Реализация условия ограничения тока диффузионным подводом обуславливает достаточно большую плотность рассеивающих дислокаций, из-за которой уменьшается подвижность.

Полагаем, что контакт металл—полупроводник является неоднородным по величине контактного потенциала. Так, в местах выхода дислокаций в квазинейтральную область полупроводника реализуется положительное значение φ_{c0} , соответствующее потенциальной яме для электронов, а между дислокациями, как обычно, контактный потенциал φ_c отрицателен, что соответствует реализации барьера Шоттки. Суммарный ток, протекающий через контакт, складывается из токов, текущих через дислокации, закороченные металлическими шунтами, а также из токов, протекающих между дислокациями. Протекание тока через дислокации

Рис. 1. Расчетные зависимости диффузионного потенциала φ_c и высоты барьера φ_b в GaN от уровня легирования полупроводника: 1 — $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 2 — 10^{13} см^{-2} ; 3 — $1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 4 — 10^{13} см^{-2}



позволяет реализовать омические контакты с контактным сопротивлением, которое будет рассчитано ниже.

При расчете контактного сопротивления будем считать, что вкладом тока, протекающего между дислокациями, в случае достаточно большой плотности дислокаций можно пренебречь. Основанием для этого является большое значение контактного потенциала (до значений порядка вольта), связанное с высокой концентрацией поверхностных состояний. Под контактным потенциалом будем понимать диффузионный (встроенный) потенциал φ_c , который отсчитывается от края зоны проводимости полупроводника.

На рис. 1 приведены теоретические зависимости величины $|\varphi_c|$ от уровня легирования, рассчитанные для случая контакта металл—GaN с туннельно прозрачным диэлектрическим зазором при различных концентрациях акцепторных поверхностных состояний N_{sa} , расположенных в нижней половине запрещенной зоны. Расчет проведен способом, описанным в [29] ($\varphi_{ms} = 0,5 \text{ В}$, $T = 300 \text{ К}$, толщина диэлектрического зазора $d = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, диэлектрическая проницаемость зазора $\epsilon_d = 1$). Как видно из рисунка, при $N_{sa} = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ значения диффузионного потенциала вплоть до уровня легирования порядка 10^{19} см^{-3} превышают $0,7 \text{ В}$.

Кроме того, для концентрации поверхностных состояний, равной 10^{13} см^{-2} , приведены зависимости от уровня легирования величины $|\varphi_b| = -\varphi_c - E_f/q$, т. е. контактного потенциала, отсчитываемого от уровня Ферми в металле. Как видим, хотя в данном случае уровень Ферми на поверхности не закреплен (при жестком закреплении уровня Ферми величина $|\varphi_b|$ не зависит от уровня легирования), во всем диапазоне уровней легирования полупроводника вплоть до концентраций более 10^{18} см^{-3} значения $|\varphi_b|$ велики ($\geq 0,7 \text{ В}$). Таким образом, приведенные результаты есть достаточно веским обоснованием предположения о несущественности токов, протекающих между дислокациями.

Рассчитаем вначале термоэлектронный ток, протекающий через отдельную дислокацию. Площадь, с которой собирается указанный ток, равна πL_D^2 , где L_D — дебаевская длина экранирования для случая произвольной степени вырождения полупроводника [32]:

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_s k T}{2 q^2 N_c} \right)^{1/2} (F'_{1/2}(z))^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости; $F'_{1/2}(z)$ — производная функции Ферми порядка 1/2, определяемая выражением

$$F'_{1/2}(z) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^\infty \frac{\kappa^{1/2} \exp(\kappa - z)}{(1 + \exp(\kappa - z))^2} d\kappa, \quad (3)$$

$z = E_f/kT$ — безразмерная энергия Ферми в полупроводнике; $\kappa = E/kT$ — безразмерная кинетическая энергия электронов.

Поверхностную плотность термоэлектронного тока J_{nc} , протекающего через контакт в месте выхода дислокации, можно найти при решении уравнения непрерывности для электронов. Двойным интегрированием этого уравнения по координате x , перпендикулярной к границе раздела металл—полупроводник, определяют связь между объемной концентрацией электронов n_0 и неравновесной концентрацией электронов $n(x)$ в точке x приконтактной области пространственного заряда (ОПЗ). В случае невырожденного полупроводника

$$n(x) = e^{y(x)} \left(n_0 - \frac{J_{nc}}{qD_n} \int_x^w e^{-y(x')} dx' \right), \quad (4)$$

где $y(x) = q\varphi(x)/kT$ — неравновесный безразмерный потенциал в точке x ; D_n — коэффициент диффузии электронов; w — толщина приконтактной ОПЗ.

Параметр J_{nc} определяется выражением [29] вида

$$J_{nc} = q \frac{V_T}{4} (n_c - n_{c0}), \quad (5)$$

где q — заряд электрона; V_T — средняя тепловая скорость электронов; n_c — неравновесная концентрация электронов; $n_{c0} = n_0 \exp(y_{c0})$ — равновесная концентрация электронов в плоскости контакта; $y_{c0} = q\varphi_{c0}/kT$ — равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл—полупроводник.

Положив, что x в (4) равно нулю, и используя (5), определим n_c . Подставив полученное выражение для n_c в (5) и учитывая безразмерный неравновесный потенциал $y_c = y_{c0} + \ln(qV/kT)$ (это условие омичности контакта), для плотности электронного тока, текущего через контакт металл—полупроводник в месте выхода дислокации, окончательно получаем

$$J_c = \frac{V}{\rho_{c0}}, \quad (6)$$

где

$$\rho_{c0} = \frac{kT}{q} \frac{\left(1 + \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \int_0^w e^{-y(x)} dx \right)}{\frac{qV_T}{4} n_0 e^{y_{c0}}}. \quad (7)$$

При определении ρ_{c0} учитывалось, что

$$\int_0^w e^{-y} dx = L_D \int_{y_c}^{y_x} \frac{e^{-y} dy}{(e^y - y - 1)^{1/2}}. \quad (8)$$

Как показывает расчет, значение интеграла в (8), для случая, когда $y_x = 0,5$, изменяется от 0,56 при $y_{c0} = 1,5$ до 0,65 при $y_{c0} = 3,5$ и практически насыщается в случае больших значений y_{c0} .

Контактное сопротивление, обусловленное механизмом диффузионного подвода, для контакта единичной площади находили по формуле

$$\rho_{diff} = \frac{\rho_{c0}}{\pi L_D^2 N_{D1}}, \quad (9)$$

где N_{D1} — плотность участвующих в переносе тока дислокаций. Вообще, плотности дислокаций, участвующих в переносе тока (N_{D1}) и в рассея-

нии (N_{D2}), не равны друг другу. В переносе тока преимущественно участвуют перпендикулярные к границе раздела дислокации, а в рассеянии — дислокации, параллельные границе раздела. Кроме того, как уже указывалось, в переносе тока участвуют лишь дислокации, совмещенные с металлическими шунтами. Величина $\pi L_D^2 N_{D1} S$ (S — площадь контакта) имеет смысл суммарной площади, с которой собирается ток, протекающий через все дислокации. Значение $\pi L_D^2 N_{D1}$, как правило, значительно меньше 1 даже при максимальных плотностях дислокаций порядка 10^{10} – 10^{11} см⁻², за исключением случая слабо легированных полупроводников с $N_d < 10^{15}$ см⁻³.

Коэффициент диффузии электронов с учетом соотношения Эйнштейна равен $D_n = kT\mu_n/q$. Подвижность электронов μ_n определялась нами с учетом рассеяния электронов для трех основных механизмов рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях (μ_z), на оптических колебаниях решетки (μ_0) и на дислокациях (μ_D):

$$\mu_n = (\mu_z^{-1} + \mu_0^{-1} + \mu_D^{-1})^{-1}. \quad (10)$$

При конкретных расчетах использовались выражения для величин μ_z и μ_0 , приведенные в [33], а для μ_D — в [34]. Значения μ_z , μ_0 и μ_D соответственно имеют вид

$$\mu_z(T) = \frac{3,68 \cdot 10^{20} \left(\frac{\varepsilon_s}{16}\right)^2 \left(\frac{T}{100}\right)^{3/2}}{n_0 \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1/2} \log \left[1 + \left(\left(\frac{\varepsilon_s}{16}\right) \left(\frac{T}{100}\right) \left(\frac{2,35 \cdot 10^{19}}{n_0}\right)^{1/3} \right)^2 \right]}, \quad (11)$$

$$\mu_0(T) = \frac{31,8 \sinh\left(\frac{\theta}{2T}\right)}{\left(\frac{1}{\varepsilon_{sh}} - \frac{1}{\varepsilon_{sl}}\right) (\theta)^{1/2} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{3/2} \left(\frac{\theta}{2T}\right)^{3/2} K_1\left(\frac{\theta}{2T}\right)}, \quad (12)$$

где θ — температура продольного оптического фонона; m — эффективная масса электрона; m_0 — масса электрона; ε_{sh} и ε_{sl} — соответственно высокочастотная и низкочастотная диэлектрические проницаемости полупроводника; $K_1(\theta/2T)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка,

$$\mu_D = \frac{B \exp(\eta)}{T^{1/2} N_{D2} L_D^5} K_2(\eta), \quad (13)$$

где $\eta = \frac{\hbar^2}{16m L_D^2 kT}$; $K_2(\eta)$ — модифицированная функция Бесселя второго порядка; B — размерный коэффициент:

$$B = \frac{(\hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{sl} c)^2}{8(2\pi k)^{1/2} q^3 \sigma^2 m^{5/2}},$$

$\sigma = -\lambda/2qc$, λ — линейная плотность заряда дислокационной линии, c — постоянная решетки в [0001] направлении.

Отметим, что величины подвижностей в выражениях (11)–(13) имеют размерность сантиметр в квадрате на вольт-секунду (см²/(В · с)).

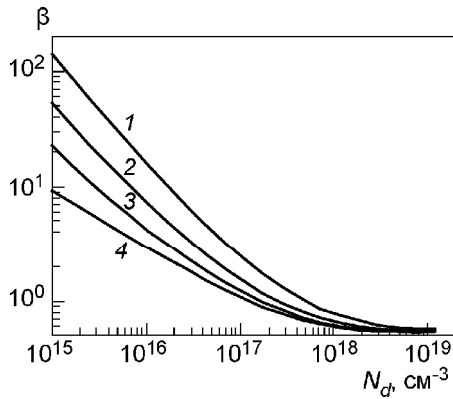


Рис. 2. Зависимости β от уровня легирования GaN при концентрации рассеивающих дислокаций N_{D2} , см^{-2} : 1 — $3 \cdot 10^9$; 2 — 10^9 ; 3 — $3 \cdot 10^8$; 4 — 10^6

Приведенные выше выражения справедливы в случае невырожденного полупроводника. Из выражения

$$\beta = \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \int_0^w e^{-y(x)} dx \quad (14)$$

определяют степень диффузионного ограничения, которое существенно, если $\beta > 1$.

На рис. 2 приведены теоретические зависимости β (N_d) для n -GaN при различных плотностях рассеивающих дислокаций. Энергия ионизации доноров составляет 10 мэВ, $y_{c0} = 2$, $T = 300$ К, $E_d = 0,015$ эВ, $V_T = 2 \cdot 10^7$ см/с. Значение β возрастает по мере увеличения y_{c0} , а также при уменьшении температуры. Таким образом, как правило, при изменении параметров в широких пределах степень диффузионного ограничения при реализации обогащающих изгибов зон в торце дислокации достаточно велика. Однако по мере повышения уровня легирования (см. рис. 1) β уменьшается от значений, существенно больше 1, до значений меньше 1. Это происходит по двум причинам: из-за уменьшения дебаевской длины экранирования L_D и из-за уменьшения y_{c0} в результате снижения напряженности электрического поля на торце дислокации. Вследствие этого в случае вырождения будет реализоваться диодная теория протекания тока в контакте металл—полупроводник. Воспользовавшись подходом, развитым в работе [35], для случая вырождения в рамках указанной теории получаем следующее выражение для удельного контактного сопротивления при реализации термоэлектронного механизма протекания тока:

$$\rho_{te} = \frac{k}{qA(m/m_0)T} \frac{1}{\ln[1 + \exp(z + y_{c0})]}, \quad (15)$$

где A — постоянная Ричардсона.

Безразмерная энергия Ферми $z = E_f/kT$ в рассматриваемом случае определяется из уравнения объемной нейтральности:

$$N_d = n_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} N_{c0} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\kappa^{1/2}}{1 + \exp(\kappa - z)} d\kappa, \quad (16)$$

где $\kappa = E/kT$ — безразмерная кинетическая энергия; N_{c0} — эффективная плотность состояний в зоне проводимости при температуре $T = 300$ К.

В случае вырождения удельное контактное сопротивление ρ_{tw} при протекании тока через дислокации, совмещенные с металлическими шунтами, определяется выражением

$$\rho_{tw} = \frac{\rho_{te}}{\pi r_0^2 N_{D1}}. \quad (17)$$

При сильном вырождении усредняя время релаксации τ по энергии электронов E для конкретного механизма рассеяния при $\tau \sim E^r$, получаем $\langle E_{f \text{ lim}}^r \rangle (\langle E_{f \text{ lim}} \rangle) = \left((3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 N_d^{2/3} / 2m \right)$ — энергия Ферми для случая предельного вырождения). Так как величина $\langle E_{f \text{ lim}} \rangle$ не зависит от темпера-

туры, то и подвижность сильно вырожденного электронного газа не будет зависеть от температуры. Исключением является только механизм полярного оптического рассеяния, для которого время релаксации зависит не от энергии электронов, а от энергии оптического фонона.

Проанализируем зависимость величины ρ_{diff} от уровня легирования и от концентрации дислокаций в полупроводнике. В случае невырожденного полупроводника $\rho_{diff} \sim L_D / (\mu_n N_d L_D^2 N_{D1})$. В полупроводниках с большой концентрацией дислокаций согласно [33, 34] рассеяние на дислокациях является доминирующим при низких уровнях легирования, при этом $\mu_D \sim L_D^{-1}$. Тогда $\rho_{diff} \sim N_d^{-1}$. В случае средних уровней легирования, когда подвижность определяется рассеянием на оптических фононах, $\rho_{diff} \sim N_d^{-1/2}$. При больших уровнях легирования, когда $\mu \approx \mu_z$, $\rho_{diff} \sim N_d^{1/2}$, и, наконец, в случае сильно вырожденного полупроводника аналогом ρ_{diff} есть $\rho_{nw} \sim N_d^{1/3}$. Таким образом, зависимость контактного сопротивления, ограниченного диффузионным подводом, от уровня легирования полупроводника значительно более разнообразна, чем в случае действия термоэлектронного механизма в контактах Шоттки. При этом с повышением уровня легирования возможно не только уменьшение, но и увеличение контактного сопротивления. Также нетривиальна зависимость ρ_{diff} от концентрации дислокаций. Значение ρ_{diff} уменьшается при увеличении плотности дислокаций N_{D1} , участвующих в переносе тока, а его зависимость от концентрации рассеивающих дислокаций N_{D2} более сложная. Так, при низких уровнях легирования значение ρ_{diff} возрастает с увеличением плотности рассеивающих дислокаций, поскольку снижается подвижность электронов, а при высоких — не зависит от значения N_{D2} .

Поскольку последовательно с сопротивлением ρ_{diff} в случае невырожденного полупроводника или сопротивлением ρ_{nw} в случае вырожденного полупроводника включено суммарное сопротивление всех металлических шунтов, то полное удельное сопротивление омического контакта в полупроводнике с большой плотностью дислокаций с учетом [17–19] можно записать как

$$\rho_{cs} = \rho_{diff}(\rho_{te}) + \rho_{sh}(T),$$

где

$$\rho_{sh}(T) = \frac{\rho_0(1 + \alpha T)}{\pi r^2 N_{D1}} d_D, \quad (18)$$

ρ_0 — удельное сопротивление металла при $T = 0$ °С; α — его температурный коэффициент; r — радиус металлического шунта; d_D — расстояние, которое электроны проходят по дислокации из объема полупроводника до сплошного металлического контакта.

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

2.2. Теория температурных зависимостей $\rho_c(T)$ в кремнии с большой плотностью дислокаций

Здесь подвижность электронов в кремнии μ_n нужно определять с учетом рассеяния электронов для трех основных механизмов рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях ($\mu_z(n_w)$), на дислокациях ($\mu_D(n_w, N_{D2})$) [33], а также на внутримолекулярных акустических и

междолинных фононах (μ_a) [36]:

$$\mu_n = \left(\mu_z(n_w)^{-1} + \mu_D(n_w, N_{D2})^{-1} + \mu_a^{-1} \right)^{-1}. \quad (19)$$

Поскольку глубина залегания донорных уровней в кремнии достаточно большая, температурная зависимость контактного тока, а следовательно, и удельного сопротивления контакта при низких температурах определяется как зависимостью $\mu_n(T)$, так и эффектом «вымораживания» электронов. Поэтому концентрация электронов в объеме полупроводника n_w является функцией температуры. С учетом эффекта «вымораживания» уровень Ферми E_f в невырожденном полупроводнике определяется из уравнения объемной нейтральности вида

$$\frac{N_d}{1 + \exp((E_f - E_d)/kT)} = N_{c0} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_f}{kT} \right), \quad (20)$$

где N_{c0} — эффективная плотность состояний в зоне проводимости при температуре $T = 300$ К.

Определив из (20) энергию Ферми как функцию температуры, найдем концентрацию электронов n_w в нейтральном объеме невырожденного полупроводника при произвольной температуре по выражению

$$n_w(T) = N_{c0} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_f}{kT} \right). \quad (21)$$

Таким образом, для случая достаточно сильно легированного кремния, когда $N_d > 10^{18} \text{ см}^{-3}$, для нахождения $\rho_c(T)$ можно использовать все соотношения, приведенные выше, кроме (12), описывающего подвижность при рассеянии на оптических фононах. Вместо этого нужно использовать выражение для подвижности μ_n , связанной с рассеянием на внутримолекулярных и междолинных фононах, из [36].

В случае слабо легированного невырожденного кремния, кроме этого, необходимо в выражениях (4)–(11) заменить n_0 на n_w , определяемую по (21).

2.3. Теория температурных зависимостей $\rho_c(T)$ в полярных полупроводниках с большой плотностью дислокаций при гелиевых температурах

Здесь ограничимся рассмотрением невырожденных полупроводников. При этом выражение для дебаевской длины экранирования L_D существенно упрощается по сравнению с (2) и принимает такой вид:

$$L_D = \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s kT}{2q^2 n_w(T)} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где величина $n_w(T)$ определяется выражением (21).

С учетом этого, а также замены n_0 на $n_w(T)$ в соотношениях (4)–(11), (13) справедливы выражения для зависимостей $\rho_c(T)$, приведенные в п. 2.1.

Их особенностью при гелиевых температурах ($T < 50$ К) является сильное (экспоненциальное) увеличение $\rho_c(T)$ по мере снижения температуры, связанное с уменьшением n_w .

3. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ УДЕЛЬНОГО КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ А³В⁵

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости для структур In—GaN, полученные в работе [19] для образцов с суммарной плотностью дислокаций порядка 10^8 см^{-2} , и результаты расчета $\rho_{diff}(T)$ для трех значений концентрации электронов: $5 \cdot 10^{16}$ (1), 10^{18} (2) и 10^{19} см^{-3} (3), которые совпадают с экспериментальными значениями [19]. Здесь и на последующих рисунках параметром на расчетных кривых есть плотность проводящих дислокаций, а $N_{D2} = 10^7$ (1), $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ (2). Как видно из рисунка, согласие между экспериментом и теорией достаточно хорошее. Особо отметим случай, когда уровень легирования равен 10^{19} см^{-3} . Поскольку действует термоэлектронный механизм формирования ρ_c , то при расчете была использована формула (15) (с учетом вырождения полупроводника), кроме того, $E_d = -0,015 \text{ эВ}$, $V_T = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $y_{c0} = 3$. Оказалось, что при достаточно сильном вырождении полупроводника и при действии термоэлектронного механизма температурная зависимость в этом случае практически отсутствует также, как и согласно общей формуле для дебаевской длины экранирования (2) при сильном вырождении ее зависимость от температуры незначительна. Это и позволило получить хорошее согласие для расчетных и экспериментальных значений при вырождении полупроводника.

Отметим, что расчетные величины контактного сопротивления, как и экспериментальные, слабо зависят от уровня легирования полупроводника.

На рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные ($E_d = -0,015 \text{ эВ}$, $V_T = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $y_{c0} = 3$, $N_{d1} = 1,9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$) зависимости $\rho_c(T)$ для структуры Au—TiB_x—Al—Ti—n—GaN с уровнем легирования 10^{17} см^{-3} и плотностью дислокаций порядка 10^8 см^{-2} [26], полученной в результате эпитаксии GaN на сапфировой подложке методом MOSVD при $T = 1050 \text{ °C}$ [37]. Согласие между экспериментом и теорией в данном случае не такое хорошее, как в предыдущем, что обусловлено неоднородностью параметров структуры в плоскости интерфейса. Оно все же достаточно хорошее с точки зрения авторов, поскольку позволило получить правильное как расчетное положение температурного минимума $\rho_c(T)$, так и значение $\rho_c(T)$ в минимуме. В частности, реализация минимума $\rho_c(T)$ в области температур порядка 270 К свидетельствует о большой плотности дислокаций, участвующих в рассеянии (порядка 10^9 см^{-2}), что подтверждается данными рентгеновских измерений.

Суммируя результаты, полученные для GaN, отметим, что наличия хорошо выраженного убывающего участка на зависимостях $\mu(T)$ (рис. 5) достаточно для объяснения возрастания $\rho_c(T)$.

Рассмотрим случай, когда на зависимостях $\mu(T)$ реализуется максимум, либо они являются возрастающими вплоть до высоких температур, а также имеет место произвольное соотношение между ρ_{diff} и ρ_{sh} . Эта ситуация является достаточно типичной для структур на основе InP. В качестве примера на рис. 6 приведены полученные авторами экспериментальные и расчетные значения $\rho_c(T)$ структур Au—TiB_x—AuGe—n—n⁺—InP с большой концентрацией дислокаций для уровня легирования материала $9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (1, 2 — $V_T = 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $E_d = -0,007 \text{ эВ}$, $y_{c0} = 2$, $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ [26]; 3 — In—n—GaAs, $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $V_T = 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $y_{c0} = 0,8$). Расчетные зависимости $\rho_c(T)$, получены по общей формуле (20) для двух разных образцов InP, различающихся температурой вжигания омического контакта. Поскольку в данном случае сопротивления $\rho_{diff}(T)$ и $\rho_{sh}(T)$ соединены

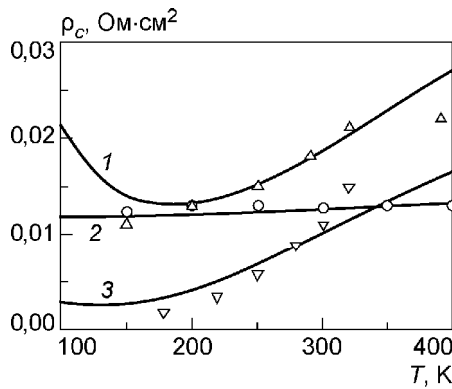


Рис. 3. Температурные зависимости ρ_c омического контакта In—GaN (точки — экспериментальные данные [19], линии — теоретические) при N_{D1} , см^{-2} : 1 — $3,2 \cdot 10^6$; 2 — $3,2 \cdot 10^7$; 3 — $8,3 \cdot 10^5$

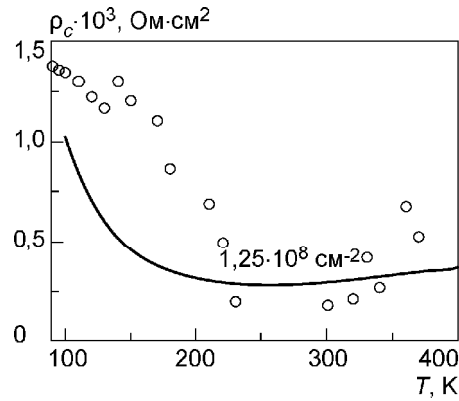


Рис. 4. Температурные зависимости ρ_c омического контакта Au—TiB_x—Al—Ti—n—GaN (точки — экспериментальные данные, линия — теоретические)

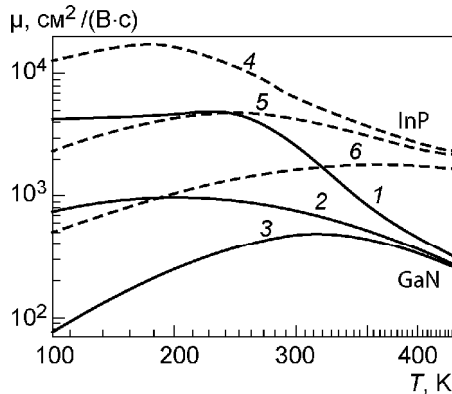


Рис. 5. Температурные зависимости подвижности в n—GaN (кривые 1—3) и в n—InP (кривые 4—6) при N_d , см^{-3} : 1 — $5 \cdot 10^{16}$; 2 — 10^{17} ; 3 — 10^{18} ; 4—6 — $9 \cdot 10^{15}$; N_{D2} , см^{-2} : 1 — 10^7 ; 2 — $3 \cdot 10^8$; 3 — $2 \cdot 10^9$; 4 — 10^6 ; 5 — 10^7 ; 6 — $5 \cdot 10^7$

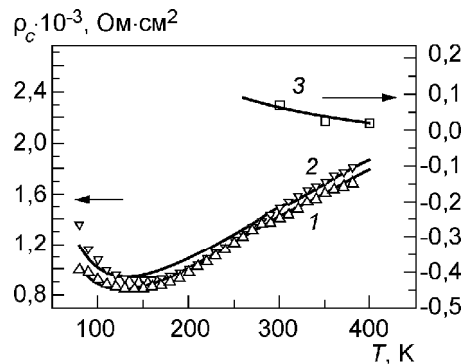


Рис. 6. Температурные зависимости ρ_c омического контакта Au(2000Å)—TiB₂(1000Å)—Au(250Å)—Ge(250Å)—n—n⁺—n⁺—InP (1—2) и In—n—GaAs (3) (точки — экспериментальные данные (3 — [26]), линии — теоретические); N_{D1} , см^{-2} : 1 — $3,5 \cdot 10^9$; 2 — $3 \cdot 10^9$; 3 — $8 \cdot 10^6$

последовательно, то определять результирующее сопротивление будет большее из сопротивлений. Если выполнено неравенство $\rho_{sh}(T) > \rho_{diff}(T)$, то имеет место способ, предложенный в работе [18].

Величина ρ_{sh} , необходимая для того, чтобы обеспечить требуемое возрастание $\rho_c(T)$ с повышением температуры, прямо пропорциональна расстоянию d_D , которое электроны проходят по дислокации из объема полупроводника до металлического контакта и обратно, пропорциональна r^2 . В [17—19] предполагалось, что $d_D = w$. Однако с учетом того, что электроны могут войти в шунт лишь на торце дислокации, где реализуется нужное значение электростатического потенциала, они должны преодолевать дислокацию по всей ее длине. Поэтому требуемого значения ρ_{sh} можно добиться за счет варьирования либо плотности проводящих дислокаций, либо диаметра металлического шунта. Согласно [38] диаметр ядра дислокационной трубки может быть достаточно большим

(≥ 1 нм). Поэтому в ней может поместиться не одна нить атомов металла, а несколько. Если считать, что в нашем случае в дислокацию проникает золото, для которого $\rho \approx 2,25 \cdot 10^{-6}$ Ом · см, а $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, и учитывая, что концентрация проводящих дислокаций в данном случае составляет $\sim 10^{10}$ см⁻², то хорошая подгонка достигается, если положить $d_D \approx 1$ мкм, а $r \approx 2,8 \cdot 10^{-8}$ см, что составляет два атомных радиуса золота.

Как видно из рис. 6, совпадение между теорией и экспериментом для величины R_{sh} достаточно хорошее.

Когда максимум на зависимостях $\mu(T)$ отсутствует, а возрастание продолжается вплоть до наибольших температур измерения, а также справедливо неравенство $\rho_{diff}(T) > \rho_{sh}(T)$, температурные зависимости ρ_c при действии предлагаемого в работе механизма диффузионного ограничения будут убывать, как и в случае термоэлектронного механизма для контакта Шоттки. На рис. 6 (кривая 3) приведены расчетные и экспериментальные зависимости $\rho_c(T)$ для контакта на основе GaAs с уровнем легирования $4 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Экспериментальные зависимости, полученные в работе [39] для сплавного контакта In—GaAs, были убывающими. По мнению авторов [37], наличие убывающих зависимостей $\rho_c(T)$ доказывает, что в данном контакте реализуется термоэлектронный вариант токопрохождения. Из наклона температурной зависимости ρ_c в координатах $\rho_c(1/T)$ определили величину барьера, оказавшуюся аномально низкой.

Отметим, что удовлетворительное совпадение теории и эксперимента достигается, если предположить, что плотность дислокаций, обеспечивающих токопрохождение, составляет порядка 10^7 см⁻². В этом случае объясняется как значение контактного сопротивления, так и ход его температурной зависимости. Сильное увеличение контактного сопротивления объясняется малой относительной площадью, через которую протекает ток, связанный с дислокациями. Оценивая относительную площадь для уровня легирования $4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ при $N_{D1} \sim 10^7$ см⁻², получаем значение порядка 10^{-3} . Поскольку уменьшение контактного сопротивления в области низких температур в рассматриваемой модели контролируется сравнительно слабым «вымораживанием» из-за малой энергии доноров и рассеянием на дислокациях, в совокупности это и позволяет объяснить полученные в работе результаты. Наконец, оценивая сопротивление индиевых шунтов при определенных параметрах: $d_D = 5 \cdot 10^{-5}$ см, $r = 5 \cdot 10^{-8}$ см и $N_{D1} = 2,5 \cdot 10^7$ см⁻² при $T = 400$ К, имеем значение в 7 раз меньшее, чем экспериментальное ρ_c . Таким образом, требуемое для реализации убывающих зависимостей $\rho_c(T)$ неравенство $\rho_{sh}(T) < \rho_{diff}(T)$ в данном случае хорошо выполняется.

Несмотря на значительные успехи в технологии создания омических контактов к полупроводниковым приборам, уменьшение ρ_c во всем диапазоне температур по-прежнему является актуальной задачей. Особенно важен в этом случае поиск ненагревательных обработок, позволяющих управлять процессами дефектообразования в контактных системах без существенно изменяемых геометрических размеров приконтактных областей полупроводника.

Как показали исследования авторов [40], такие условия выполняются при воздействии на контактную металлизацию кратковременного микроволнового излучения частотой 2,45 ГГц, удельной мощностью $\sim 1,5$ Вт/см².

На рис. 7 приведены экспериментальные и теоретические температурные зависимости ρ_c до и после микроволновой обработки в течение 10 с омических контактов Au—TiB_x—Ge—Au—*n*—*n*⁺—*n*⁺⁺-GaAs.

Теоретическое моделирование температурных зависимостей контактного сопротивления в омических контактах на основе арсенида галлия было выполнено с использованием механизма формирования контактного сопротивления в полупроводниках с большой плотностью дислокаций. Достаточно хорошая подгонка теоретических зависимостей к экспериментальным достигается при концентрации проводящих дислокаций в приконтактной области GaAs $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$. Оказалось, что в исходных контактах, не подвергнутых СВЧ-обработке, плотность проводящих дислокаций составляет $1,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, а после СВЧ-обработки в течение 10 с — возрастает до $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Экспериментальные и рассчитанные в соответствии с [40] температурные зависимости ρ_c омических контактов на основе InP приведены на рис. 8. Соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей было получено при концентрациях проводящих дислокаций, несколько больших, чем в приконтактной области GaAs. Оказалось, что в исходных контактах, не подвергнутых СВЧ-обработке, плотность проводящих дислокаций составляет $2,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. При СВЧ-обработке в течение 10 с она возрастает до $3,9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Наблюдаемое в обоих случаях (омические контакты к GaAs и InP) уменьшение ρ_c после микроволновой обработки можно объяснить, если предположить, что оно связано с процессом релаксации ВМН в сплавных омических контактах и генерации вследствие этого дислокаций в приконтактной области полупроводника: с увеличением плотности проводящих дислокаций ρ_c уменьшается. Поскольку омические контакты к GaAs и InP формируются при температурах, превышающих характерные для эвтектики Au—Ge ($T_{eu} \approx 356^\circ\text{C}$ [41]), Au—Ga—As ($T_{eu} \approx 341^\circ\text{C}$ [42]), Au—Ga ($T_{eu} \approx 348^\circ\text{C}$ [43]), γ' -фазы Au_9In_4 (температура образования $\approx 400^\circ\text{C}$) и твердых растворов Au_4In , Au_3In (температура образования $\approx 350^\circ\text{C}$) [44], то образовавшийся в процессе остывания переходный слой с составом, близким к эвтектическому, по данным [45], должен соответствовать минимуму свободной энергии. Тогда плотность дислокаций в приконтактной области, генерированных в результате релаксации ВМН при остывании сплавов от близких температур их формирования до комнатной температуры, для обоих типов контактов будет практически одинакова, что и соответствует вычисленной из зависимости $\rho_c(T)$ плотности дислокаций в необлученных контактах к GaAs $\sim 1,1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и к InP $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

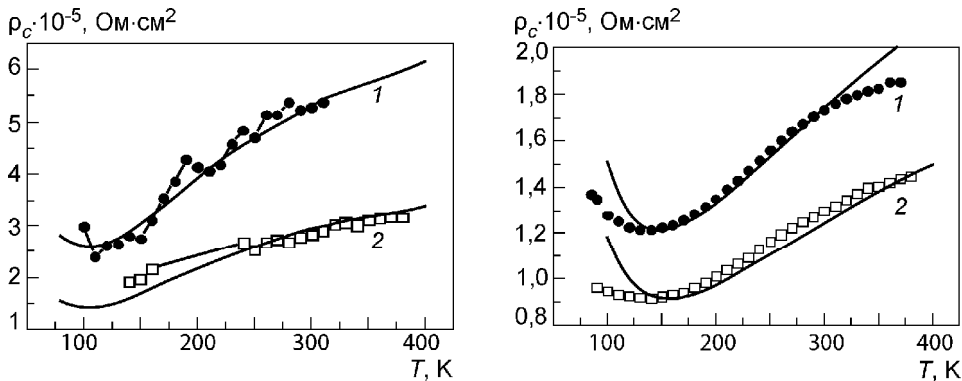


Рис. 7. Экспериментальные (точки: \bullet , \square) и теоретические (линии) температурные зависимости ρ_c до (кривая 1) и после (кривая 2) 10 с микроволновой обработки омических контактов Au—TiB_x—Ge—Au—n—n⁺—n⁺—GaAs

Рис. 8. Экспериментальные и теоретические температурные зависимости ρ_c до и после 10 с микроволновой обработки омических контактов Au—TiB_x—Ge—Au—n—n⁺—n⁺—InP. Обозначения такие же, как на рис. 7

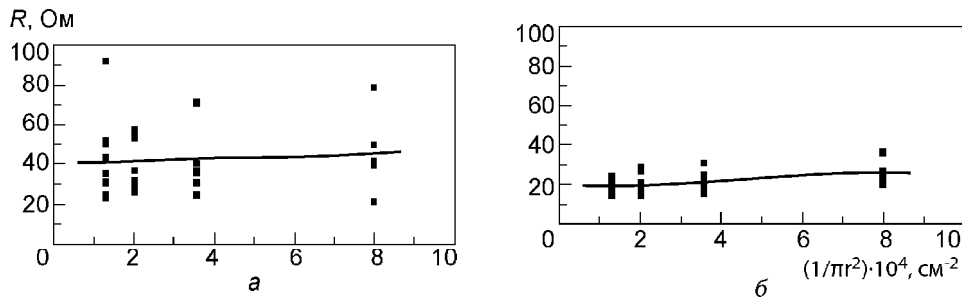


Рис. 9. Распределение сопротивления по пластине для разных диаметров контактов TLM структуры до (а) и после микроволновой обработки длительностью 1000 с (б) при ρ_c , Ом · см²: а — $6,69 \cdot 10^{-5}$; б — $8,86 \cdot 10^{-5}$

Однако сформированная в процессе отжига и последующего остывания граница раздела вследствие многофазности образовавшихся твердых растворов и эвтектических сплавов оказывается зернистой и структурно неоднородной [43]. Скопления неоднородностей различаются структурными параметрами и составом. Так, γ' -фаза состава Au_3In_4 имеет структурную решетку кубическую с параметром $a = 0,982$ нм, в InP — $a = 0,587$ нм, а для AuIn_2 характерна структурная решетка кубическая типа CaF_2 (C1) с $a = 0,651$ нм [41]. AuGa имеет структурную решетку ромбическую типа MnP (B31) с $a = 0,6397$ нм, $b = 0,6267$ нм, $c = 0,3421$ нм, в GaAs $a = 0,5654$ нм. Вследствие такого различия в параметрах решетки возникших фаз и базовых полупроводников (GaAs , InP) при релаксации ВМН может формироваться сильно дефектная граница раздела. На реальность такого процесса с образованием «трехмерного» дефектного слоя в области границы раздела металл—полупроводник указывали авторы [46].

Поскольку механическая прочность InP ниже, чем GaAs (модуль Юнга $\text{InP}(100) \sim 61$ ГПа, а $\text{GaAs}(100) \sim 84,6$ ГПа [47, 48]), процессы релаксации ВМН при наличии локальных концентраторов напряжения в области границы раздела металл—полупроводник в InP протекают более интенсивно, чем в GaAs . Действительно, в исходных образцах омических контактов к InP и эпитаксиальным структурам на основе GaAs радиус кривизны первых примерно в 1,5 раза выше, чем в GaAs , а после 10 с микроволнового облучения в 1,26 раза. Это может косвенно свидетельствовать о более высокой плотности структурных дефектов в приконтактной области InP по сравнению с GaAs как в исходных образцах, так и после микроволнового облучения. Это соответствует данным по плотности дислокаций, которая рассчитана из измерений $\rho_c \cdot N_{D1}$ и в приконтактной области InP выше, чем в GaAs , ρ_c соответственно ниже во всем измеряемом диапазоне температур. Отметим, что наряду с увеличением плотности дислокаций в приконтактной области GaAs и InP вследствие известного механизма массопереноса атомов германия, являющегося донорной примесью в обоих материалах, формируется тонкий n^+ -слой [43, 49], обеспечивающий низкоомные омические контакты к GaAs и InP .

Значения удельного контактного сопротивления ρ_c , Ом · см², омических контактов Pd—Ti—Pd—Au к $n\text{-GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $n\text{-AlN}/\text{SiC}$ до и после СВЧ-обработки

Омические контакты	ρ_c , Ом · см ²	
	До обработки	После обработки
Au—Pd—Ti—Pd— $n\text{-GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-5}$
Au—Pd—Ti—Pd— $n\text{-AlN}/\text{SiC}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$

Уменьшение ρ_c (таблица) омических контактов к n слоям GaN и AlN, выращенных на подложках Al₂O₃ и SiC, при воздействии на них микроволнового излучения наблюдалось в работе [50]. Как показали исследования [51], значения ρ_c омических контактов к n -GaN после микроволновой обработки и хранения образцов при комнатной температуре в течение 9 месяцев стабильны (рис. 9).

4. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ УДЕЛЬНОГО КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К ШЛИФОВАННОМУ Si

В [27] исследовались омические контакты Au—Ti—Pd₂Si— n -Si, изготовленные послойным вакуумным термическим напылением металлов на подогретые до 300 °С пластины n -Si, легированные фосфором, вырезанные из слитков бездислокационного Si, полученных бестигельной зонной плавкой.

Пластины n -Si были шлифованы с обеих сторон абразивным порошком M10. Плотность дислокаций в исходных подложках оценивалась по ямкам травления, возникающим в Si после обработки в селективном травителе. Плотность приповерхностных структурных дефектов, включая и дислокации в шлифованных образцах, составляла $\sim 10^6$ см⁻². После формирования слоев металлизации, последующего их удаления и селективного травления Si оказалось, что плотность структурных дефектов, в том числе проводящих дислокаций N_{D1} , практически не изменилась. Эти данные находятся в соответствии с теоретической оценкой плотности проводящих дислокаций. Расчетная плотность рассеивающих дислокаций для шлифованных образцов составила 10^7 — $2 \cdot 10^8$ см⁻².

Незначительное расхождение в плотности приповерхностных структурных дефектов в исходных неметаллизированных шлифованных образцах и после удаления металлизации, по-видимому, связано с тем, что шлифованная поверхность является более мощным стоком (геттером) для, возникающих в процессе создания контактов, структурных дефектов. О роли микрорельефа в снижении плотности дислокаций в кремниевых структурах, получаемых методом прямого сращивания при изготовлении p — n -переходов для силовой электроники, указано в [52—55].

В [53] было показано, что плотность дислокаций при сращивании микрорельефной поверхности кремния с гладкой на три порядка ниже, чем при сращивании двух гладких поверхностей.

Удельное контактное сопротивление измерялось методом transmission line method (TLM) в диапазоне температур 100—380 К.

Фазовый состав контактной металлизации исследовался методом рентгеновской дифрактометрии на рентгеновском дифрактометре Philips X'Pert-MPD (CuK _{α} = 0,15418 нм) в геометрии Брэгга—Брентано. Типичная дифрактограмма от исследуемых слоев металлизации представлена на рис. 10.

Семейство рефлексов от металлизации свидетельствует о поликристаллической структуре отдельных слоев металлов Pd и Au. Отсутствие рефлексов от пленки Ti, по-видимому, связано с рентгеноаморфным ее состоянием, обладающим металлической проводимостью. Фаза Pd₂Si формируется при взаимодействии Pd с Si в процессе напыления на подогретую до 300 °С подложку кремния, что соответствует литературным данным [55, 56] и коррелирует с профилями распределения компонентов металлизации, полученными методом электронной оже-спектроскопии на спектрометре LAS-2000.

На рис. 11 представлены температурные зависимости $\rho_c(T)$ омических контактов, изготовленных на шлифованных подложках с легированием

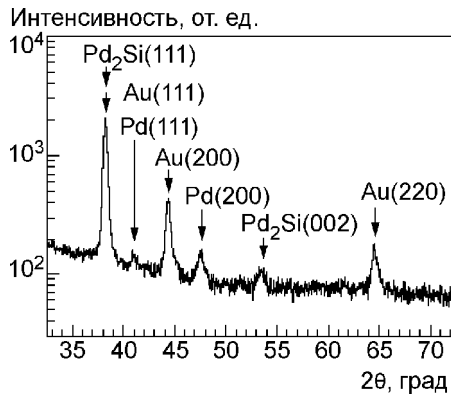


Рис. 10. Рентгенодифрактограмма контактной металлизации Au—Ti—Pd₂Si—*n*-Si, напыленной на подогретую до 300 °С шлифованную пластину *n*-Si [24]

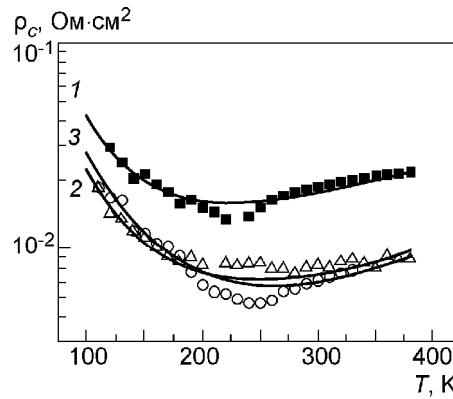


Рис. 11. Температурные зависимости ρ_c омических контактов Au—Ti—Pd₂Si—*n*-Si (линии — теоретические данные, точки — экспериментальные результаты для образцов 1—3 (кривые 1—3 соответственно)) с легированием N_d , см⁻³: 1 — $5 \cdot 10^{16}$; 2 — $3 \cdot 10^{17}$; 3 — $8 \cdot 10^{17}$ [24]

$5 \cdot 10^{16}$, $3 \cdot 10^{17}$, $8 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Видно, что для шлифованных образцов ρ_c немонотонно изменяется с повышением температуры. Наблюдаемые зависимости $\rho_c(T)$ соответствуют предложенному в [24, 27, 28] механизму формирования омического контакта с высокой плотностью структурных дефектов в приконтактной области полупроводника в предположении наличия в ней двух типов дислокаций — рассеивающих, параллельных границе раздела, и проводящих, пересекающих область пространственного заряда. Природа последних в нашем модельном эксперименте связана со шлифовкой поверхности Si, тогда как вследствие релаксации механических напряжений в контакте, связанных с несоответствием коэффициентов термического расширения и параметров решеток Pd₂Si, Pd и Si [57, 58], а также локальных концентраторов напряжений, появляются преимущественно рассеивающие дислокации. При этом, однако, не исключена возможность возникновения и проводящих дислокаций.

Полученные результаты можно описать следующим образом:

1. В случае ограничения ρ_c диффузионным подводом для невырожденного полупроводника типичны немонотонные зависимости ρ_c от температуры (кривые 1—3). Как видно из рис. 11, кривая 3 для $N_d = 8 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при низких температурах расположена несколько выше, чем кривая 2 для $N_d = 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Как следует из теоретических зависимостей $\rho_c(T)$, описываемых выражениями (9), (10), ρ_c зависит от плотностей как проводящих, так и рассеивающих дислокаций в приконтактной области. При этом с увеличением плотности проводящих дислокаций ρ_c уменьшается, а по мере роста плотности рассеивающих дислокаций — увеличивается. Кроме того, при низких температурах на ход зависимости $\rho_c(T)$ существенно влияет параметр y_{c0} . Чем больше y_{c0} , тем сильнее возрастает $\rho_c(T)$ с уменьшением температуры в области низких температур. Так для кривых 1 и 2 подгоночное значение y_{c0} равно 7, а для кривой 3 — равно 5.

2. С дальнейшим повышением температуры для всех измеренных образцов значение ρ_c увеличивается, поскольку уменьшается вклад рассеивающих дислокаций в температурную зависимость подвижности и возрастает рассеяние на фонах, приводящее к уменьшению μ_n с возрастанием температуры.

3. Результаты сравнения температурных зависимостей ρ_c омических контактов, изготовленных на невырожденных шлифованных образцах Si (см. рис. 11), с омическими контактами к вырожденному n^+ -Si, приведенными в [24], показывают, что в образцах обоих типов наблюдается участок аномальной зависимости ρ_c с повышением температуры. Он обусловлен прохождением тока через области, обогащенные электронами, образующиеся у торцов металлических шунтов при ограничении тока диффузионным подводом электронов.

Поскольку в промежутках между дислокациями формируется выступающий изгиб зон и его высота велика из-за большой концентрации поверхностных состояний в контакте металл—Si, то при достаточно большой плотности дислокаций, сопряженных с металлическими шунтами, протекающий через дислокации ток становится значительно больше, чем ток, протекающий между дислокациями. При этом контакт становится омическим.

Еще одной особенностью токопрохождения через обогащенные области пространственного заряда в полупроводнике является то, что протекающий ток зачастую ограничивается диффузионным подводом, т. е. реализуется диффузионная теория токопрохождения. В этом случае протекающий ток прямо пропорционален подвижности носителей заряда μ_n , а $\rho_c \sim 1/\mu_n$. Поскольку температурная зависимость μ_n , как правило, имеет максимум и уменьшается как в области низких, так и высоких температур, то ρ_c будет, в частности, возрастать в области достаточно высоких температур.

Как видно из рис. 11 согласие между теорией и экспериментом достаточно хорошее. При этом плотность проводящих дислокаций $N_{D1} \sim 10^6 \text{ см}^{-2}$ для всех трех образцов, что соответствует результатам оценки плотности структурных дефектов по ямкам травления. Отметим, что наряду с дислокациями, пересекающими область пространственного заряда, в процессе изготовления контактов могут возникать и другие типы протяженных дефектов, способствующих формированию металлических шунтов.

При этом, несмотря на высокий уровень технологии кремниевых дискретных приборов и СБИС, существует разброс в значениях ρ_c на технологической пластине. Поэтому естественным является поиск нетермических методов его уменьшения. В [59] рассмотрено влияние микроволнового облучения на ρ_c в диапазоне температур 100—380 К.

На рис. 12, *а, б* приведены гистограммы распределения ρ_c до и после микроволновой обработки (МО). Видно, что в исходном образце контактное сопротивление ρ_c распределено неоднородно по пластине и изменяется в пределах $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ со среднестатистическим значением $\rho_c = 1,32 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Такой разброс в значениях ρ_c может обуславливаться рядом факторов, а именно: незавершенностью процесса фазообразования при напылении Pd на подогретую до 330°C подложку n^+ -Si, в результате этого формируется неоднородная граница раздела фаз (чистый Pd, PdSi, Pd₂Si) с высокой дефектностью приконтактной области Si. Она возникает вследствие релаксации как локальных механических напряжений, причиной которых могут быть фазы силицидов палладия, выступающие в качестве концентраторов напряжений, так и механических напряжений, обусловленных различиями в параметрах решеток и коэффициентах термического расширения силицидов кремния и кремния [56, 57]. Возникающие вследствие релаксации механических напряжений структурные дефекты, в частности дислокации, способствуют формированию металлических шунтов. Последнее обстоятельство, как пока-

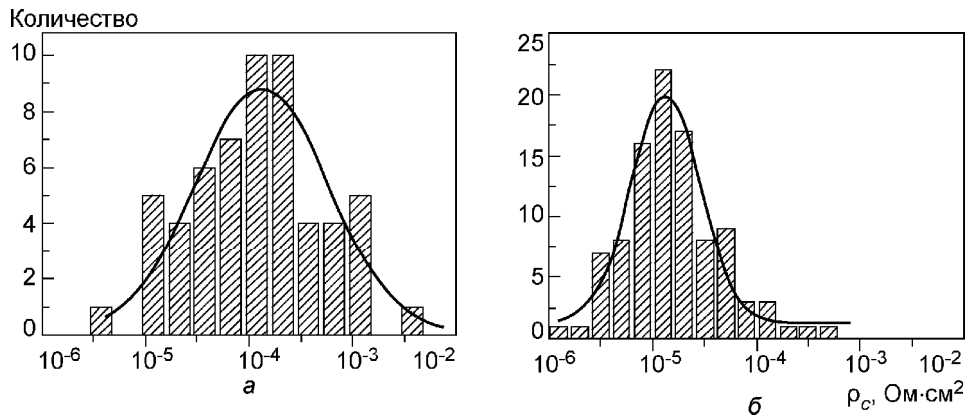


Рис. 12. Гистограммы распределения ρ_c : *a* — исходный образец; *б* — после микро-волновой обработки

зано в [17—19, 24], определяет ход температурной зависимости ρ_c и корреляцию значения ρ_c с плотностью структурных дефектов в приконтактной области полупроводника.

После МО в течение 2 с, как видно из рис. 12, *б*, разброс значений ρ_c по пластине существенно уменьшился, а среднестатистическое ρ_c составило $3,07 \cdot 10^{-5}$ Ом · см², что примерно в 4,3 раза меньше, чем в исходном образце. Наблюдаемые изменения ρ_c можно объяснить, если предположить, что в процессе МО происходит релаксация механических напряжений в омическом контакте, в результате которой в приконтактной области генерируются структурные дефекты. О релаксации механических напряжений в кремнии и структурах Ta₂O₅—Si под влиянием МО сообщалось в [60, 61], а в [62] наблюдалась релаксация механических напряжений под воздействием МО в контактах Au—Ti—*n*—*n*⁺—GaAs. Результаты проведенных авторами измерений радиуса кривизны исходных тестовых структур Au—Ti—Pd₂Si—*n*⁺—Si размером 10 × 10 мм со сплошным слоем контактной металлизации показали, что радиус *R* кривизны такой структуры составлял *R* = 20 м, а после МО в течение 2 с *R* ~ 350 м. Это указывает на релаксацию механических напряжений в самой напряженной области такой структуры, а именно в области омического контакта. Спусковым механизмом релаксации напряжений в данном случае может являться процесс поглощения СВЧ-мощности металлическими включениями, локализованными на дислокациях. Корреляция изменения радиуса кривизны с изменением ρ_c после МО указывает на генерацию в процессе релаксации дислокаций в приконтактной области полупроводника. Увеличение плотности дислокаций в соответствии с приведенными выше расчетами обуславливает уменьшение ρ_c .

На рис. 13 приведены экспериментальные и расчетные зависимости $\rho_c(T)$ исходного омического контакта и подвергнутого МО. Отметим хорошее согласие между теорией и экспериментом. Оно было получено при учете плотности дислокаций в исход-

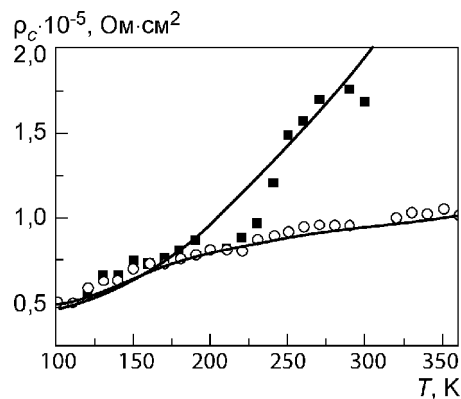


Рис. 13. Температурные зависимости ρ_c исходного образца (■) и после микроволновой обработки (○); линия— теоретические данные

ном контакте $\sim 3,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и $6,9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ после МО. Реальность таких значений плотности дислокаций в сплавных контактах In—GaP (GaN) подтверждают исследования [17—19].

Существенной особенностью температурной зависимости ρ_c облученных образцов является не только уменьшение ρ_c при $T > 200 \text{ К}$, но и ослабление ее зависимости от температуры, что важно для микроволновых приборов, в которых применяются подобные контакты.

5. ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ УДЕЛЬНОГО КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К GaAs И InP ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

На рис. 14 и 15 приведены экспериментальные температурные зависимости (точки) удельного контактного сопротивления ρ_c для омических контактов к n -InP и n -GaAs, измеренные в интервале температур 4,2—300 К [63]. Линии — результаты расчета при $N_{D1} = 1,7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (рис. 14), $3,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (рис. 15) и $N_{D2} = 10^4 \text{ см}^{-2}$. На зависимостях $\rho_c(T)$ (рис. 15, 16) имеется минимум (при T порядка 50 К для InP и 150 К для GaAs). По обе стороны от минимума $\rho_c(T)$ возрастает с изменением температуры (более быстро при понижении температуры).

На рис. 16 приведены расчетные зависимости $\rho_c(T)$, построенные с учетом термического туннелирования [64] по формуле

$$\rho_c(T) = C \exp \frac{\Phi_b}{E_{00} \coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)}, \quad (23)$$

где $E_{00} = 0,054 \left((m_0 / m^*) (n_w / 10^{20}) (11,7 / \epsilon_s) \right)^{1/2}$ — характеристическая энергия туннелирования, эВ; C — константа; m^* и m_0 — соответственно эф-

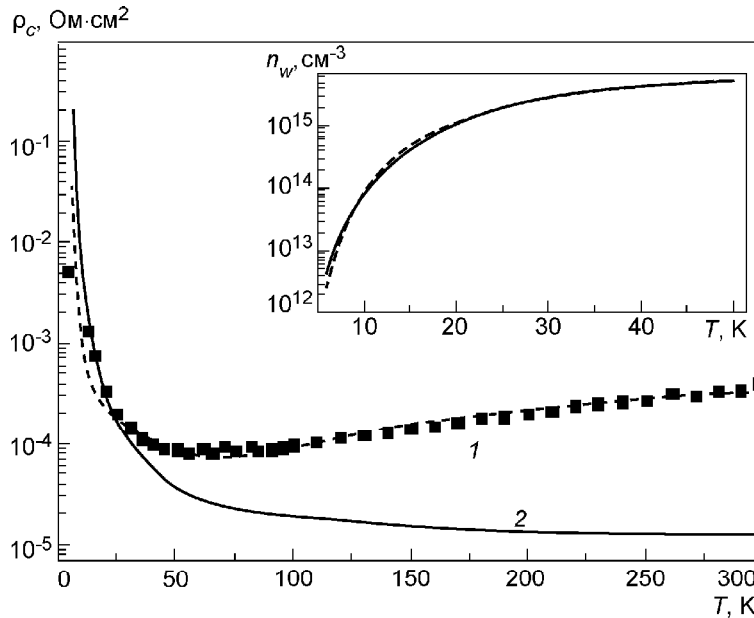


Рис. 14. Температурные зависимости удельного контактного сопротивления $\rho_c(T)$ для омических контактов к n -InP с уровнем легирования $9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета). На вставке — температурные зависимости $n_w(T)$ для контакта на основе InP; энергия активации равна 4,5 эВ

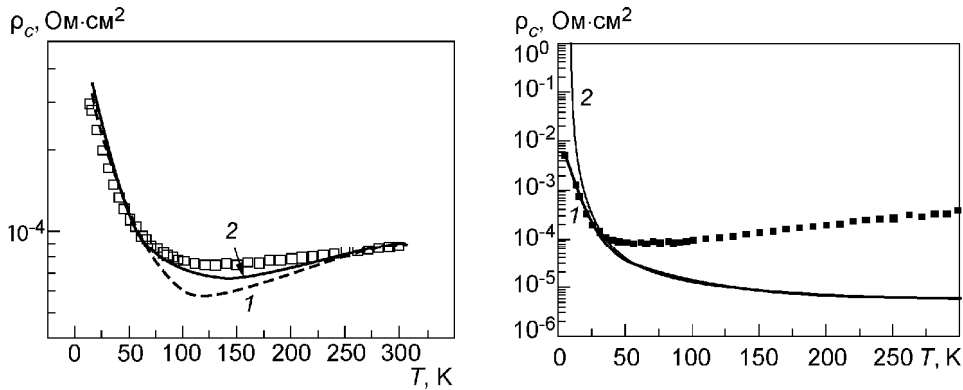


Рис. 15. Температурные зависимости удельного контактного сопротивления $\rho_c(T)$ для омических контактов на основе GaAs с уровнем легирования $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета)

Рис. 16. Расчетные зависимости $\rho_c(T)$, построенные с учетом термического туннелирования [64] (линии), и экспериментальная зависимость $\rho_c(T)$ для контактов на основе InP (точки). Кривая 1 — $\phi_b = 10 \text{ мВ}$, без учета «вымораживания» электронов; кривая 2 — с учетом «вымораживания»

фактивная масса и масса свободного электрона для контакта на основе InP с уровнем легирования $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ для температурного диапазона 5—300 К, а также экспериментальные температурные зависимости ρ_c для InP. Теоретическая кривая 1 построена при использовании значения $\phi_b = 10 \text{ мВ}$ в предположении, что n_0 не зависит от температуры. Отметим, что в данном случае можно согласовать расчетную зависимость с экспериментальной в узком диапазоне температур (от 5 до 40 К). При более высоких температурах теоретическая и экспериментальная зависимости кардинально расходятся. Так, в эксперименте наблюдается увеличение ρ_c с повышением температуры, тогда как теоретическая зависимость $\rho_c(T)$ убывающая. Однако даже согласие теории и эксперимента в области низких температур мнимое, поскольку расчет $\rho_c(T)$, предложенный в [64], в области $T < 50 \text{ К}$ применять нельзя, так как он не учитывает «вымораживание» носителей заряда при низких температурах. Более корректно в этом случае вместо n_0 использовать значение $n_w(T)$, определенное из (21).

Как видно из рис. 16, при учете «вымораживания» электронов согласие между теорией и экспериментом отсутствует даже в низкотемпературной области (см. кривую 2).

Однако использование подхода, развитого в [26, 27], с учетом «вымораживания» электронов в области низких температур позволяет описать экспериментальные зависимости $\rho_c(T)$, полученные для InP и GaAs (см. рис. 14, 15).

6. ВЫВОДЫ

Предложенный в данной работе механизм формирования удельного контактного сопротивления омических контактов должен реализоваться, в первую очередь, в случае контактов к широкозонным полупроводникам с большой концентрацией дислокаций и поверхностных состояний в контакте. Его парадоксальность заключается в том, что ток протекает через участки, не обедненные, а обогащенные электронами. В то же время хорошее совпадение развитой теории с экспериментом, объяс-

няющее не только увеличение контактного сопротивления с повышением температуры, но и такие особенности, как слабая зависимость контактного сопротивления от уровня легирования, сильная зависимость контактного сопротивления и точки минимума температурной зависимости ρ_c от концентрации дислокаций, однозначно свидетельствуют в его пользу.

При этом подтверждение получено как для контактов на основе полупроводников группы A^3B^5 , так и для контактов к сильно легированному кремнию, а также для контактов к высокоомному кремнию на шлифованных поверхностях.

Однако реализация предложенного механизма не исключает возможности убывания контактного сопротивления с повышением температуры во всем диапазоне измерений. Это более вероятно в структурах с малой энергией оптического фонона и, по-видимому, наблюдалось в случае слабо легированного арсенида галлия, исследованного в работе [39]. Характерными особенностями его проявления в данном случае является большое контактное сопротивление и аномально низкая высота контактного барьера, полученная в предположении о преобладании обычного термоэлектронного механизма протекания тока.

Показано, что атермическая кратковременная микроволновая обработка омических контактов к широкозонным полупроводникам A^3B^5 и кремнию приводит к уменьшению однородности распределения ρ_c по пластине.

**A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets,
R.V. Konakova, V.N. Sheremet**

MECHANISMS OF CONTACT RESISTANCE FORMATION IN OHMIC CONTACTS WITH HIGH DISLOCATION DENSITY (review)

A generalization is made of the cycle of theoretical and experimental investigations of temperature dependences of contact resistivity, $\rho_c(T)$, for ohmic contacts to wide-gap III–V semiconductors and silicon, with allowance made for non-thermal effect of microwave radiation. A new mechanism of ρ_c growth with temperature is advanced, based on current flow through metal shunts associated with dislocations normal to the metal–semiconductor interface. It is shown that small cross-section of metal shunts results in high potential of mirror image forces that exceeds the initial Schottky barrier height. This leads to appearance of accumulation band bending near shunt ends and realization of diffusion current flow mechanism in the contact, as well as ρ_c dependence on electron mobility. A good agreement between the theoretical and experimental dependences $\rho_c(T)$ is obtained in the case of high density of dislocation (associated with metal shunts) in the semiconductor near-contact region. A possibility of ρ_c reduction is demonstrated for ohmic contacts to III–V compounds and silicon subjected to non-thermal microwave treatment.

Keywords: ohmic contact, metal–semiconductor contact, contact resistivity, current flow mechanism.

1. Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. Лавинный пробой p – n перехода. — Ленинград: Энергия, 1980. — 152 с.
2. Шуберт Ф.Е. Светодиоды. — М.: Физматлит, 2008. — С. 152–156.
3. Carrier recombination at single dislocations in GaN measured by cathodoluminescence in a transmission electron microscope / M. Albrecht, H.P.Strunk, J.L.Weyher et al. // J. Appl. Phys. — 2002. — **92**, N 4. — P. 2000–2005.
4. Рейви К. Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии. — М.: Мир, 1984. — 475 с.
5. Пилипенко В.А. Быстрые термообработки в технологии СБИС. — Минск: Изд. центр БГУ, 2004. — 531 с.
6. Куэй Р. Электроника на основе нитрида галлия. — М.: Техносфера, 2011. — 587 с.
7. Технология выращивания кристаллов нитрида галлия / Под ред. Д. Эрентраута, Э. Мейсснер, М. Боковски. — М.: Техносфера, 2011. — 384 с.
8. Мильвидский М.Г., Освенский В.Б. Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников. — М.: Металлургия, 1985. — 160 с.

9. *Bhatti A.R., Falster R., Booker G.R.* TEM studies of the gettering of copper, palladium and nickel in Czochralski silicon by small oxide particles // *Solid State Phenomena*. — 1991. — **19–20**. — P. 51–56.
10. *Мильвидский М.Г., Мильвидский А.М.* Современное состояние технологии полупроводникового кремния. Ч. I // *Материаловедение*. — 2006. — № 11. — С. 15–26.
11. *Мильвидский М.Г., Мильвидский А.М.* Современное состояние технологии полупроводникового кремния. Ч. II // Там же. — 2006. — № 12. — С. 17–25.
12. *Структурная релаксация в полупроводниковых кристаллах и приборных структурах* / Е.Ф. Венгер, М. Грендел, В. Данишка и др.; Под ред. Ю.А. Тхорика. — Киев: Феникс, 1994. — 246 с.
13. *Ohmic contacts to semiconductors* / Ed. V. Schwartz. — New York, Electrochem. Soc., 1969. — 356 p.
14. *Сеченов Д.А., Скориков В.И., Соколенко В.В.* Получение омических контактов на кремнии с высокой плотностью дислокаций // *Обмен опытом в электронной промышленности*. — 1969. — № 5. — С. 51–54.
15. *Полупроводниковые диоды и триоды* / Г.А. Зеликман, Е.З. Мазель, Ф.П. Пресс и др. // М.: Энергия, 1964. — 184 с.
16. *Красулин Ю.Л.* Взаимодействие металла с полупроводником в твердой фазе. — М.: Наука, 1971. — 120 с.
17. *Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А.* Механизмы протекания тока в омических контактах металл—полупроводник // *ФТП*. — 2007. — **41**, № 11. — С. 1281–1308.
18. *Особенности механизма протекания тока в омическом контакте к GaP* / Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов и др. // *Письма в ЖТФ*. — 2004. — **30**, № 19. — С. 17–23.
19. *Зависимость механизма протекания тока в сплавном омическом контакте In—n-GaN от концентрации основных носителей заряда* / В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг и др. // *ФТП*. — 2008. — **42**, № 11. — С. 1345–1347.
20. *Механизм протекания тока в сплавном омическом контакте In—GaN* / Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов и др. // Там же. — 2006. — **40**, № 10. — С. 1204–1208.
21. *High temperature characteristics of Ti/Al/Ni/Au multilayer ohmic contact to n-GaN* / Zhang Yeuzong, Feng Shiwei, Zhang Gongchang et al. // *Chin. J. Semicond.* — 2007. — **28**, N 6. — P. 984–988.
22. *High temperature characteristics of Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to n-GaN* / Zhang Yue-Zong, Feng Shi-Wei, Guo Chun-Sheng et al. // *Chin. Phys. Lett.* — 2008. — **25**, N 11. — P. 4083–4085.
23. *Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Поссе Е.А.* Протекание тока по металлическим шунтам в омических контактах к широкозонным полупроводникам A^{III}B^V // *ФТП*. — 2009. — **43**, № 9. — С. 1204–1209.
24. *Temperature dependence of contact resistance of Au—Ti—Pd₂Si—n⁺-Si ohmic contacts* / A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova et al. // *SPQEO*. — 2010. — **13**, N 4. — P. 436–438.
25. *Температурная зависимость контактного сопротивления омических контактов на основе соединений A^{III}B^V с высокой плотностью дислокаций* / А.В. Саченко, А.Е. Беляев, А.В. Бобыль и др. // *ФТП*. — 2010. — **46**, № 3. — С. 1345–1355.
26. *Mechanism of contact resistance formation in ohmic contacts with high dislocation density* / A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets et al. // *J. Appl. Phys.* — 2012. — **111**, N 8. — P. 083701.
27. *Features of temperature dependence of contact resistivity in ohmic contacts on lapped n-Si* / A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets et al. // *Ibid.* — **112**, N 6. — P. 063703.
28. *К вопросу о механизме формирования контактного сопротивления на шлифованных образцах n-Si* / А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец и др. // *ФТП*. — 2013. — **47**, № 3. — С. 426–431.
29. *Sze S.M., Ng K.K.* *Physics of semiconductor devices*. — John Wiley & Sons, 2007. — 815 p.
30. *Конуэлл Э.* Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. — М.: Мир, 1970. — 384 с.
31. *Pearson G.L., Bardeen J.* Electrical properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorus // *Phys. Rev.* — 1949. — **75**, N 5. — P. 865–883.
32. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г.* *Физика полупроводников*. — М.: Наука, 1990. — 672 с.
33. *Seeger K.* *Semiconductor Physics*. — Wien, New York: Springer—Verlag, 1973. — 514 p.

34. You J.H., Johnson H.T. Effect of Dislocations on Electrical and Optical Properties in GaAs and GaN // Solid State Phys. — 2009. — **61**. — P. 143—261.
35. Kipka R.K., Anderson W.A. Minimal ohmic contact resistance limits to *n*-type semiconductors // J. Appl. Phys. — 1991. — **69**, N 6. — P. 3623—3632.
36. Ferry D.K. First-order optical and intervalley scattering in semiconductors // Phys. Rev. B. — 1976. — **14**, N 4. — P. 1605—1609.
37. Структурные дефекты на гетерограницах и фотолюминесцентные свойства эпитаксиальных слоев GaN и AlGaIn/GaN, выращенных на сапфире / В.П. Кладько, С.В. Чоренький, А.В. Наумов и др. // ФТП. — 2006. — **40**, № 9. — С. 1087—1093.
38. Matare H.F. Defects electronics in semiconductors. — New York: Wiley-Interscience, 1971. — 222 p.
39. Механизм протекания тока в сплавном омическом контакте In—GaAs / Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов и др. // ЖТФ. — 2007. — **77**, № 2. — С. 140—142.
40. Влияние микроволнового облучения на сопротивление омических контактов Au—TiB_x—Ge—Au—*n*—*n*⁺—*n*⁺—GaAs(InP) / А.Е. Беляев, А.В. Саченко, Н.С. Болтовец и др. // ФТП. — 2012. — **46**, № 4. — С. 558—561.
41. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. Т. 1. — М.: Металлургиздат, 1962. — 608 с.
42. Takatosi Nakanisi An Internal Friction Study on the Alloying Behaviour of Au—GaAs Contact // Jap. J. Appl. Phys. — 1973. — **12**, N 11. — P. 1818—1819.
43. Омические контакты к арсениду галлия в системе Ni/(Au-Ge) / Б.А. Лапшинов, А.Б. Камнев, Л.Н. Кравченко и др. // Зарубеж. электрон. техн. — 1987. — № 5. — С. 58—73.
44. Межфазные процессы в системе Au-InP и их влияние на параметры диодов с барьером Шоттки / В.Г. Божков, Н.М. Панова, К.В. Солдатенко и др. // Электрон. техн. Сер. Материалы. — 1982. — **1**, № 62. — С. 25—28.
45. Tu K.N. Selective growth of metal-rich silicide of near-noble metals // Appl. Phys. Lett. — 1975. — **27**, N 4. — P. 221—224.
46. Межфазное взаимодействие в контактах фосфида индия с металлами I группы / В.Г. Божков, К.В. Солдатенко, М.П. Якубеня и др. // Изв. вузов. Физика. — 1986. — **28**, № 1. — С. 8—13.
47. Dargys A., Kundrotas J. Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP. — Vilniys: Science and Encyclopedia publ, 1994. — 264 p.
48. Концевой Ю.А., Литвинов Ю.М., Фаттахов Э.А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур. — М.: Радио и связь, 1982. — 240 с.
49. Formation, microstructure et resistance des contacts Au—Ge/*n*-GaAs, Au—Ge/*n*-InP Au—Zn/*p*-InP et Au—Be/*p*-InP / P. Auvray, A. Guivarc'h, H. L'Haridon et al. // Thin Solid Films. — 1985. — **127**, N 1—2. — P. 39—68.
50. Влияние микроволнового излучения на удельное контактное сопротивление омических контактов к *n*-GaIn и *n*-AlN / А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, Ю.В. Жилиев и др. // Тр. XXIII Междунар. совещания «Радиационная физика твердого тела», Севастополь, 8—13 июля 2013 г. — Москва, 2013. — С. 172—177.
51. Влияние микроволновой обработки на механизмы протекания тока в омических контактах Au—TiB_x—Al—Ti—*n*⁺—*n*—*n*⁺—GaIn—Al₂O₃ / А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, С.А. Витусевич и др. // ФТП. — 2010. — **44**, № 6. — С. 775—781.
52. Дислокации в кремниевых структурах, полученных прямым сращиванием поверхностей с рельефом / Т.С. Аргунова, И.В. Грехов, М.Ю. Гуткин и др. // ФТТ. — 1996. — **38**, № 11. — С. 3361—3364.
53. Прямое сращивание кремниевых пластин с регулярным рельефом на интерфейсе / Т.С. Аргунова, А.Г. Андреев, Е.И. Белякова и др. // Письма в ЖТФ. — 1996. — **22**, № 4. — С. 1—6.
54. Снижение уровня упругих напряжений в структурах, полученных прямым сращиванием кремния / Т.С. Аргунова, Р.Ф. Витман, И.В. Грехов и др. // ФТТ. — 1999. — **41**, № 11. — С. 1953—1962.
55. Ploßl A., Kränzer G. Wafer direct bonding: tailoring adhesion between brittle materials // Mater. Sci. Eng. R. — 1999. — **25**. — P. 1—88.
56. Гершинский А.Е., Ржанов А.В., Черепов Е.П. Тонкопленочные силициды // Микроэлектроника. — 1982. — **11**, № 2. — С. 83—94.
57. Murarka S.P. Silicides for VLSI Applications. — New York: Academic Press, 1983. — 200 p.
58. Физические величины: Справ. / Под ред. Н.С. Григорьевой, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.
59. Температурная зависимость контактного сопротивления омических контактов Au—Ti—Pd₂Si—*n*⁺-Si, подвергнутых микроволновому облучению / А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, Р.В. Конакова и др. // ФТП. — 2012. — **46**, № 3. — С. 344—347.

60. Пашков В.И., Перевоицков В.А., Скупов В.Д. Влияние отжига в поле СВЧ излучения на остаточную деформацию и примесный состав приповерхностных слоев кремния // Письма в ЖТФ. — 1994. — 20, № 8. — С. 14—18.
61. *Effect of active actions on the properties of semiconductor materials and structures* / E.D. Atanassova, A.E. Belyaev, R.V. Konakova et al. — Kharkiv: NTS Institute for Single Crystals, 2007. — 216 p.
62. *Релаксация* внутренних механических напряжений в арсенидгаллиевых приборных структурах, стимулированная микроволновой обработкой / Н.С. Болтовец, А.Б. Камалов, Е.Ю. Колядина и др. // Письма в ЖТФ. — 2002. — 28, № 4. — С. 57—64.
63. *Особенности* температурной зависимости удельного контактного сопротивления к невырожденным *n*-InP и *n*-GaAs в области температур 4,2—300 К / А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец и др. // Материалы VI Украинской конф. по физике полупроводников, Черновцы, 23—27 сент., 2013 г. — Черновцы, 2013. — С. 123, 124.
64. *Contacts to Semiconductors. Fundamentals and Technology* / Ed. by L.J. Brillson. — New Jersey: Park Ridge, Noyes Publication, 1993. — 680 p.

Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарева
НАН Украины
Проспект Науки, 41
03028 Киев

Получено 01.07.2013