

Температурная зависимость контактного сопротивления омических контактов Au–Ti–Pd₂Si–n⁺-Si, подвергнутых микроволновому облучению

© А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец⁺, Р.В. Конакова[¶], Я.Я. Кудрик, А.В. Саченко, В.Н. Шеремет, А.О. Виноградов

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

⁺ Государственное предприятие НИИ „Орион“,
03057 Киев, Украина

(Получена 22 августа 2011 г. Принята к печати 29 августа 2011 г.)

На основе теоретического анализа температурной зависимости контактного сопротивления R_c омического контакта Au–Ti–Pd₂Si–n⁺-Si предложен механизм токопереноса, объясняющий растущие с повышением температуры измерения в диапазоне 100–380 К величины R_c , наблюдаемые экспериментально. Показано, что микроволновая обработка таких контактов приводит к уменьшению разброса R_c по пластине и уменьшению величины R_c при сохранении роста R_c в диапазоне температур 100–380 К.

1. Введение

Омические контакты к кремниевым приборным структурам изучены достаточно подробно, технологически хорошо воспроизводимы и в большинстве случаев описываются известными теоретическими моделями [1–3]. Однако в последнее время стало появляться все больше публикаций, в которых наблюдались растущие с увеличением температуры зависимости контактного сопротивления R_c в контактах с большой концентрацией дислокаций. В работе [4], в частности, была предложена теоретическая модель, объясняющая рост R_c в кремниевых контактах с температурой. Обычно приводятся экспериментальные данные по параметрам омических контактов к сильно легированным слоям кремния, получаемые из анализа электрофизических измерений при комнатной температуре. Однако для ряда кремниевых СВЧ диодов, рабочая температура которых превышает 500 К, важным является знание величины контактного сопротивления R_c при температурах выше 300 К, вклад которого необходимо учитывать при работе диодов. При этом, несмотря на высокий уровень технологии кремниевых СВЧ диодов, существует разброс в величинах R_c на технологической пластине. Поэтому естественным является поиск нетермических методов его уменьшения. Одним из таких методов является микроволновая обработка (МО) [5]. Цель данной работы — исследование влияния МО на распределение R_c по пластине и анализ температурной зависимости R_c омических контактов Au–Ti–Pd₂Si–n⁺-Si, используемых в технологии кремниевых лавинно-пролетных диодов, до и после микроволнового облучения.

2. Модельные представления

В работе [4] был проанализирован механизм контактного сопротивления структур металл–полупроводник,

связанный с протеканием тока через металлические шунты, совмещенные с дислокациями, при его ограничении диффузионным подводом. В случае невырожденного полупроводника выражение для контактного сопротивления, согласно [4], имеет следующий вид:

$$R_c = \frac{kT}{q} \frac{1 + (V_T/4D_n)e^{y_{c0}} \int_0^w e^{-y(x)} dx}{(qV_T/4)ne^{y_{c0}}\pi L_D^2 N_{D1}}, \quad (1)$$

где V_T — средняя тепловая скорость электронов, $y_{c0} = q\phi_{c0}/kT$ — равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл–полупроводник, $y(x) = 2 \frac{q\phi(x)}{kT}$ — неравновесный потенциал в точке x , q — заряд электрона, $D_n = kT\mu_n/q$ — коэффициент диффузии электронов, μ_n — их подвижность, w — толщина приконтактной области пространственного заряда (ОПЗ), L_D — длина экранирования Дебая, n — концентрация электронов в объеме полупроводника, N_{D1} — концентрация проводящих дислокаций, T — температура, k — постоянная Больцмана.

При расчете величины R_{c0} учитывалось, что

$$\int_0^w e^{-y} dx = L_D \int_{y_{c0}}^{y_x} \frac{e^{-y} dy}{(e^y - y - 1)^{0.5}} = \kappa L_D, \quad (2)$$

где численный коэффициент κ по порядку величины равен 1, изменяясь в случае, когда $y_x = 0.5$, от 0.56 при $y_{c0} = 1.5$ до 0.65 при $y_{c0} = 3.5$. В случае больших значений y_{c0} его величина практически насыщается.

Хотя вывод формулы (1) был выполнен для невырожденного полупроводника, он годится и для вырожденного случая, если использовать соответствующие значения для коэффициента диффузии и длины экранирования Дебая, а также сделать замену $n_{c0} = ne^{y_{c0}}$ на $n_{c0} = f_{c0}n$, где безразмерный коэффициент $f_{c0} \gg 1$ равен отношению равновесной концентрации электронов в плоскости контакта к объемной концентрации электронов.

[¶] E-mail: konakova@isp.kiev.ua

В случае, когда имеет место вырождение полупроводника, связь между коэффициентом диффузии D_n и подвижностью электронов μ_n определяется соотношением

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \left[\frac{d(\ln n)}{dz} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $z = E_f/kT$ — безразмерная энергия Ферми,

$$n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_c \left(\frac{T}{300} \right)^{1.5} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\eta}}{1 + \exp(\eta - z)} d\eta, \quad (4)$$

η — безразмерная кинетическая энергия электронов, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости при $T = 300$ К.

Длина экранирования Дебая в общем случае, учитывая вырождение, определяется выражением

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_s kT}{2q^2 N_c} \right)^{0.5} (F'_{1/2}(z))^{-1/2}, \quad (5)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника,

$$F'_{1/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{\eta} \exp(\eta - z)}{[1 + \exp(\eta - z)]^2} d\eta. \quad (6)$$

Здесь $F'_{1/2}(z)$ — производная по z функции Ферми порядка 1/2.

С учетом изложенного выше для расчета величины R_c в случае диффузионного ограничения можно использовать формулу (1) и при вырождении полупроводника.

Подвижность электронов в сильно легированном кремнии определяется в первую очередь рассеянием на заряженных примесях, а также на акустических и междолинных фононах [6]. С учетом того что длина экранирования Дебая в данном случае весьма мала ($\sim 10^{-8}$ см), на подвижность к тому же могут влиять процессы рассеяния, происходящие на границе раздела металл–полупроводник, в частности процессы рассеяния с участием поверхностных фононов.

Отметим, что при сильном вырождении усреднение времени релаксации τ по энергии электронов E для конкретного механизма рассеяния при $\tau \propto E^r$ дает $\langle E_{f\text{lim}}^r \rangle$, где $\langle E_{f\text{lim}} \rangle = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 N_d^{2/3} / 2m$ — энергия Ферми для случая предельного вырождения, N_d — концентрация доноров, m — эффективная масса электрона. Так как величина $\langle E_{f\text{lim}} \rangle$ не зависит от температуры, то и подвижность сильно вырожденного электронного газа не будет зависеть от температуры. Исключением являются только механизмы, связанные с полярным оптическим рассеянием и с рассеянием на междолинных и поверхностных фононах, для которых время релаксации зависит не от энергии электронов, а от энергии фонона. Как показывают экспериментальные результаты для подвижности сильно легированного кремния, температурные зависимости подвижности в области низких

температур практически отсутствуют начиная с уровней легирования $\sim 10^{19}$ см⁻³ [7].

При теоретической подгонке коэффициент диффузии электронов D_n определялся с использованием выражений (3), (4), длина экранирования — из формул (5), (6), а для температурной зависимости подвижности электронов μ_n при сравнении расчетных зависимостей с экспериментальными использовалась эмпирическая формула

$$\mu_n = \left\{ \left[\mu_1 \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma} \right]^{-1} + \left[\mu_2 \left(\frac{T}{300} \right)^{-\delta} \right]^{-1} \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где μ_1 и μ_2 — параметры, имеющие размерность подвижности, а γ и δ — численные параметры. Использование выражения (7), в частности, позволяет описать температурные зависимости подвижности электронов сильно легированного кремния, приведенные в [7].

3. Образцы и методы их исследования

Контактная металлизация исследованных нами структур Au–Ti–Pd₂Si–n⁺–Si создавалась послойным вакуумным термическим напылением металлов на подогретую до 330°C подложку n⁺-кремния с удельным сопротивлением ~ 0.002 Ом·см. Омический контакт сформирован фазой Pd₂Si, возникающей в тонком приповерхностном слое n⁺-Si в процессе напыления палладия. Из-за несоответствия параметров решеток и коэффициентов термического расширения Pd₂Si и Si в приповерхностном слое n⁺-Si генерируется высокая плотность структурных дефектов [8–10], в том числе дислокаций, на которых, по данным [11–13], могут формироваться металлические шунты, закорачивающие область пространственного заряда. Контактное сопротивление R_c измерялось методом TLM (transmission line method) с радиальной геометрией контактных площадок в диапазоне температур 100–380 К. Микроволновая обработка проводилась в рабочей камере магнетрона, нагруженного на квазистационарный СВЧ генератор на частоте 2.45 ГГц, плотность мощности излучения 1.5 Вт/см², время обработки 2 с. В процессе МО образец не нагревался. Радиус кривизны R тестовых структур Au–Ti–Pd₂Si–n⁺–Si размером 10 × 10 мм со сплошной металлизацией до и после МО измерялся на профилометре–профилографе П-201.

4. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, *a, b* приведены гистограммы распределения R_c до и после МО. Видно, что в исходном образце контактное сопротивление R_c распределено неоднородно по пластине и меняется в пределах $5 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-6}$ Ом·см² со среднестатистической величиной $R_c = 1.32 \cdot 10^{-4}$ Ом·см². Такой разброс в

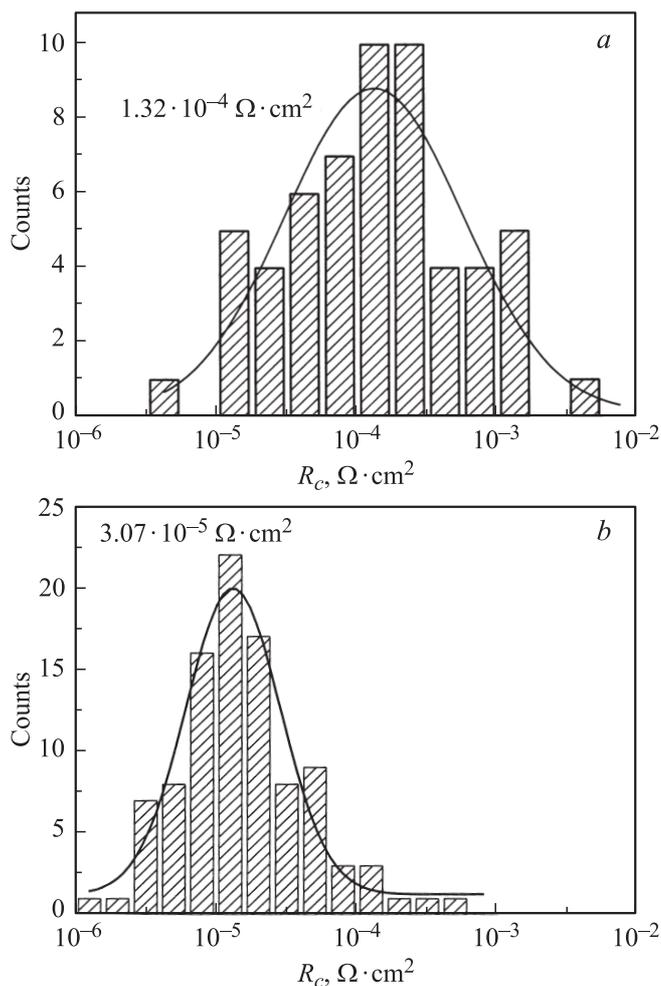


Рис. 1. Гистограммы распределения R_c . *a* — исходный образец, *b* — после микроволновой обработки.

величинах R_c может быть обусловлен рядом факторов, например, незавершенностью процесса фазообразования при напылении Pd на подогретую до 330°C подложку n^+ -Si, в результате чего формируется неоднородная граница раздела фаз (чистый Pd, PdSi, Pd₂Si) с высокой дефектностью приконтактной области Si. Дефекты возникают как вследствие релаксации локальных механических напряжений, причиной которых могут быть фазы силицидов палладия, выступающие в качестве концентраторов напряжений, так и в результате механических напряжений, причиной которых являются различия в параметрах решеток и коэффициентах термического расширения силицидов кремния и кремния [8,14]. Возникающие вследствие релаксации механических напряжений структурные дефекты, в частности дислокации, способствуют формированию металлических шунтов. Последнее обстоятельство, как показано в [4,11–13], определяет ход температурной зависимости R_c и корреляцию величины R_c с плотностью структурных дефектов в приконтактной области полупроводника.

После МО в течение 2с, как видно из рис. 1, *b*, разброс величин R_c по пластине существенно уменьшился, а среднестатистическая величина R_c составила $3.07 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, что в ~ 4.3 раза меньше, чем в исходном образце. Наблюдаемые изменения R_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 [15,16], а в [17] наблюдалась релаксация механических напряжений под воздействием МО в контактах Au–Ti– n – n^+ –GaAs вследствие возбуждения электронной подсистемы полупроводника. Проведенные нами измерения радиуса кривизны исходных тестовых структур Au–Ti–Pd₂Si– n^+ –Si размером 10 × 10мм со сплошным слоем контактной металлизации показали, что радиус кривизны такой структуры, исходно составлявший $R = 20\text{ м}$, после МО в течение 2с увеличивался до $\sim 350\text{ м}$, что 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 выступить процесс поглощения СВЧ мощности металлическими включениями, локализованными на дислокациях. Корреляция изменения радиуса кривизны с изменением R_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 R_c .

На рис. 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости $R_c(T)$ исходного омического контакта и прошедшего МО. Обращает на себя внимание хорошее согласие между теорией и экспериментом. Оно было

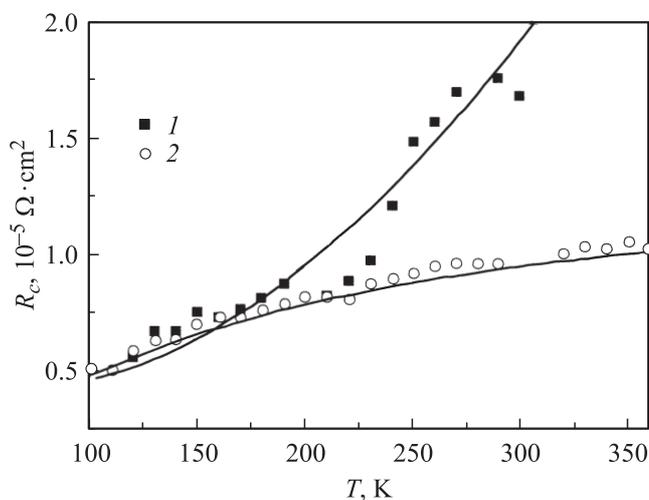


Рис. 2. Температурные зависимости R_c . 1 — исходный образец, 2 — после микроволновой обработки. Сплошная линия — расчет.

получено при учете плотности дислокаций в исходном контакте $\sim 3.7 \cdot 10^9$ и $6.9 \cdot 10^9$ см⁻² после МО. На реальность подобных величин плотности дислокаций в сплавных контактах In–GaP (GaN) указывают исследования [11–13].

Существенной особенностью температурной зависимости R_c облученных образцов является не только уменьшение величины R_c при $T > 200$ К, но и ослабление ее зависимости от температуры, что важно для микроволновых приборов, использующих подобные контакты.

5. Заключение

Показано, что температурная зависимость сопротивления омического контакта Au–Ti–Pd₂Si–n⁺-Si определяется механизмом контактного сопротивления структур металл–полупроводник, связанным с протеканием тока через металлические шунты, совмещенные с дислокациями, при его ограничении диффузионным подводом электронов.

Кратковременная микроволновая обработка приводит к уменьшению разброса величин R_c по пластине и к уменьшению среднестатистической величины при сохранении растущей с увеличением температуры измерения величины R_c .

Список литературы

- [1] S.M. Sze, K.Ng. Kwok. *Physics of Semiconductor devices* (A. John Wiley & Sons. Inc. Publication, 2007).
- [2] *Contacts to Semiconductors. Fundamentals and Technology*, ed. by L. Brillson (Park Ridge, N.J., USA, 1993).
- [3] Г.И. Пека, В.И. Стриха. *Поверхностные и контактные явления в полупроводниках* (Киев, Лыбедь, 1992).
- [4] A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Sachenko, V.N. Sheremet. *Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectr.*, **13** (4), 436 (2010).
- [5] A.E. Belyaev, E.F. Venger, I.B. Ermolovich, R.V. Konakova, P.M. Lytvyn, V.V. Milenin, I.V. Prokopenko, G.S. Svechnikov, E.A. Soloviov, L.L. Fedorenko. *Effect of microwave and laser radiations on the parameters of semiconductor structures* (Kiev, Intas, 2002).
- [6] D.K. Ferry. *Phys. Rev. B*, **14** (4), 1605 (1976).
- [7] В.И. Фистуль. *Сильно легированные полупроводники* (М., Наука, 1967).
- [8] А.Е. Гершинский, А.В. Ржанов, Е.И. Черепов. *Микроэлектроника*, **11** (2), 83 (1982).
- [9] P.E. Schmid, P.S. Ho, H. Foll, G.W. Rubloff. *J. Vac. Sci. Technol.*, **18** (3), 937 (1981).
- [10] V.M. Ievlev, S.B. Kushev, A.V. Bugakov, S.A. Soldatenko, B.N. Markushev, I.G. Rudneva. *Proc. ISFTE-12* (Kharkov, 2002) p. 201.
- [11] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. *Письма ЖТФ*, **30** (19), 17 (2004).
- [12] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **41** (11), 1281 (2007).
- [13] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. *ФТП*, **42** (11), 1345 (2008).
- [14] Ш. Мьюрарка. *Силициды для СБИС* (М., Мир, 1986) [Пер. с англ.: S.P. Murarka. *Silicides for VLSI Applications* (Academic Press, N. Y.–London, 1983)].
- [15] В.И. Пашков, В.А. Перевошиков, В.Д. Скупов. *Письма ЖТФ*, **20** (8), 14 (1994).
- [16] E.D. Atanasova, A.E. Belyaev, R.V. Konakova, P.M. Lytvyn, V.V. Milenin, V.F. Mitin, V.V. Shynkarenko. *Effect of active actions on the properties of semiconductor materials and structures* (Kharkiv, NTS Institute for Single Crystals, 2007).
- [17] Н.С. Болговец, А.Б. Камалов, Е.Ю. Колядина, Р.В. Конаява, П.М. Литвин, О.С. Литвин, Л.А. Матвеева, В.В. Миленин, А.Е. Ренгевич. *Письма ЖТФ*, **28** (4), 57 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature dependence of contact resistance for Au–Ti–Pd₂Si–n⁺-Si ohmic contacts subjected to microwave irradiation

A.E. Belyaev, N.S. Boltovets⁺, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, A.V. Sachenko, V.N. Sheremet, A.O. Vinogradov

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences, of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine
⁺ State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kyiv, Ukraine

Abstract Based on a theoretical analysis of temperature dependence of contact resistance R_c for Au–Ti–Pd₂Si–n⁺-Si ohmic contact, a current mechanism is proposed that explains the experimentally observed R_c growth with temperature in the 100–380 K temperature range. It is shown that microwave treatment of such contact leads to reduction of R_c values scattering over the wafer and decrease of R_c , while R_c growth with temperature in the 100–380 K temperature range retains.