

Механизм токопереноса в омическом контакте к n-InN

Шеремет В.Н.¹, Сай П.О.², Брунков П.Н.³

¹Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,
Украина, 03028 Киев, просп. Науки, 41, e-mail: VolodymyrSheremet@gmail.com

²Житомирский государственный университет им. И.Я. Франка,
Украина, 10008 Житомир, ул. Б. Бердичевская, 40 e-mail: sajpasha@gmail.com

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Россия 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, e-mail: Brunkov@mail.ioffe.ru

В последнее время развитие полупроводниковой электроники тесно связано с разработкой приборов на основе III-нитридов: GaN, AlN, InN и твердых растворов на их основе. Эти полупроводники и их соединения широко используются в оптоэлектронике, поскольку имея ширину запрещенной зоны 3,4 эВ, 6,2 эВ и 0,7 эВ соответственно, позволяют перекрыть широкий диапазон электромагнитного излучения в области видимого диапазона [1]. До недавнего времени InN оставался наименее изученным, из-за сложностей его получения, обусловленных низкой температурой диссоциации и высоким равновесным давлением InN, которое возрастает с ростом температуры [2]. Преимуществом InN является высокая подвижность носителей $4,2 \cdot 10^7$ см/с, что делает этот материал перспективным для создания высокоскоростных полупроводниковых приборов. Реализация всех его свойств для создания приборов невозможна без создания надежных омических контактов к InN [1].

Из-за трудностей получения объемного нитрида индия, его выращивают на чужеродных подложках. Для уменьшения несоответствия решеток и, как следствие, дефектов в нитриде индия большое значение при росте имеет нитридизация поверхности подложки, например Al₂O₃, или создание буферного слоя, в роли которого часто используется GaN. Нами исследовались омические контакты к эпитаксиальным слоям n-InN с концентрацией носителей $\sim 10^{18}$ см⁻³ толщиной 570 нм выращенным методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией на подложке из Al₂O₃, покрытой буферным слоем GaN толщиной 880 нм. Омические контакты формировались методом последовательного вакуумного напыления слоев металлизации Pd-Ti-Au на подогретую подложку до T=300°C.

Из-за различия параметров решеток Al₂O₃, GaN и InN, которое достигает ~10% в случае GaN и InN, система характеризуется высокой плотностью дислокаций. В отличие от классических механизмов токопереноса, таких как термоэлектронная эмиссия, полевая эмиссия и термополевая эмиссия, проявляющихся отсутствием температурной зависимости удельного контактного сопротивления (ρ_c) в случае полевой или слабой зависимостью $\rho_c(T)$ в случае термополевой эмиссий [3, 4], для полупроводников с высокой плотностью дислокаций характерен механизм токопереноса по металлическим шунтам с диффузионным ограничением носителей тока. Этот механизм обусловлен формированием металлических шунтов на дислокациях, на торцах которых формируется обогащающий изгиб зон, что проявляется в росте ρ_c с увеличением температуры [5-9]. Модель механизма токопереноса по металлическим шунтам с ограничением диффузионным подводом носителей, позволяющая учитывать плотность проводящих и рассеивающих дислокаций, была предложена в работах Саченко А.В. и др. [7-9]. В работе [9] также отмечена возможность описания с помощью этой модели и падающих зависимостей $\rho_c(T)$.

Полученный в данной работе контакт характеризовался линейной симметричной вольт-амперной характеристикой, что свидетельствует о формировании омического контакта в контактной системе Au-Ti-Pd-n-InN. На рис.1 показан скол контактной структуры с указанными слоями. Пленка GaN также как и InN характеризуется колончатой структурой с высокой плотностью дислокаций, что подтверждается результатами исследования скола контактной структуры полученной с помощью растровой электронной микроскопии. Из

результатов Оже спектроскопии, показанных на рис. 2, видно, что омический контакт формируется за счет взаимодействия компонент металлизации с InN.

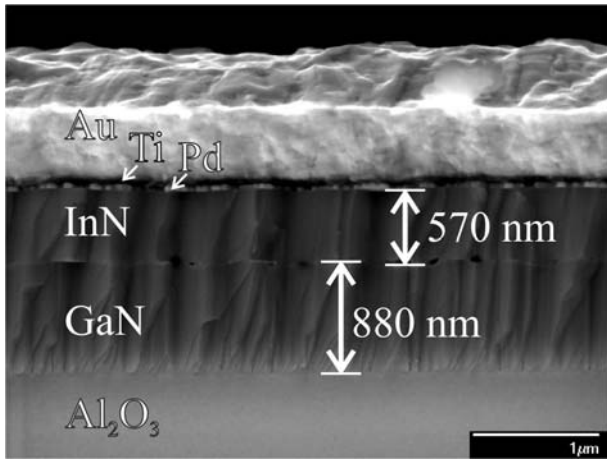


Рисунок 1 Скол контактной структуры Au-Ti-Pd-n-InN, полученный с помощью растровой электронной микроскопии

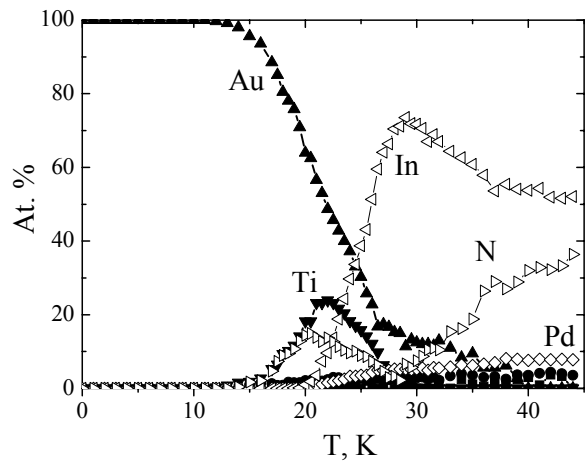


Рисунок 2 Профиль распределения компонент омического контакта Au-Ti-Pd-n-InN, полученного методом Оже спектроскопии

Величина удельного контактного сопротивления (ρ_c) измерялась методом TLM с линейной геометрией контактных площадок (LTLM) [10]. В результате измерений при комнатной температуре была получена величина $\rho_c = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$. При исследовании зависимости удельного контактного сопротивления была выявлена немонотонная зависимость $\rho_c(T)$ в интервале температур 77-380 К.

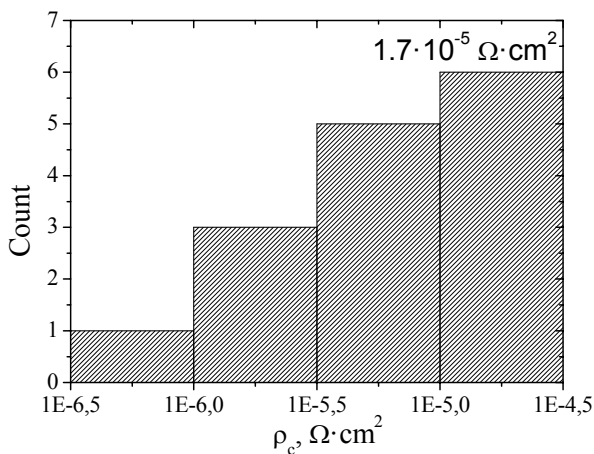


Рисунок 3 Величина удельного контактного сопротивления омического контакта Au-Ti-Pd-n-InN, полученная методом TLM с линейной геометрией контактных площадок

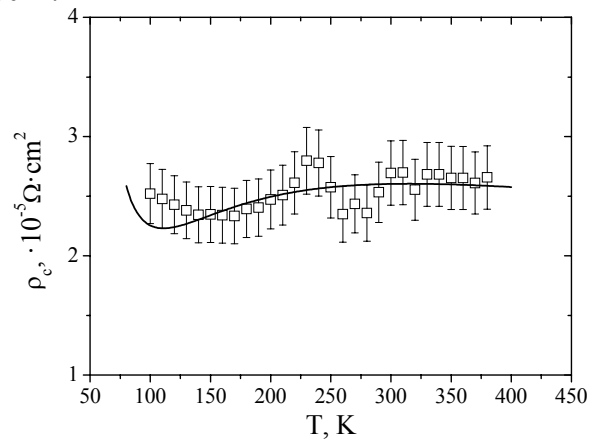


Рисунок 4 Температурная зависимость удельного контактного сопротивления омического контакта Au-Ti-Pd-n-InN (точки — эксперимент, линия — теория).

Полученную экспериментальную зависимость $\rho_c(T)$ удалось описать с помощью модели токопереноса по металлическим шунтам с ограничением диффузионным подводом носителей заряда предложенной в [9]

$$\rho_c = \frac{\rho_{c0}}{\pi L_D^2 N_{D1}} = \frac{kT}{q\pi L_D^2 N_{D1}} \frac{\left(1 + \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \alpha L_D\right)}{\frac{qV_T}{4} N_a e^{y_{c0}}}, \quad (1)$$

где q - заряд электрона, V_T - средняя тепловая скорость электронов, $\psi_{c0} = q\phi_{c0}/kT$ - равновесный безразмерный потенциал на границе раздела металл-полупроводник, L_D - дебаевская длина экранирования, D_n - коэффициент диффузии электронов, α - численный коэффициент порядка 1, N_d - концентрация доноров в полупроводнике, N_{D1} - концентрация проводящих дислокаций. Коэффициент диффузии электронов с учетом соотношения Эйнштейна равен $D_n = kT\mu_n/q$, где подвижность электронов μ_n определяется с учетом рассеяния на заряженных примесях (μ_Z), на оптических колебаниях решетки (μ_o) и на дислокациях (μ_D):

$$\mu_n = (\mu_Z^{-1} + \mu_o^{-1} + \mu_D^{-1})^{-1}. \quad (2)$$

Указанные в формуле (2) подвижности можно описать с помощью соответствующих соотношений [11]:

$$\mu_z(T) = \frac{3.68 \cdot 10^{20} \left(\frac{\epsilon_s}{16}\right)^2 \left(\frac{T}{100}\right)^{3/2}}{n_w \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1/2} \log \left[1 + \left(\left(\frac{\epsilon_s}{16}\right) \left(\frac{T}{100}\right) \left(\frac{2.35 \cdot 10^{19}}{n_w}\right)^{1/3} \right)^2 \right]};$$

$$\mu_o(T) = \frac{31.8 \sinh\left(\frac{\theta}{2T}\right)}{\left(\frac{1}{\epsilon_{sh}} - \frac{1}{\epsilon_{sl}}\right) (\theta)^{0.5} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1.5} \left(\frac{\theta}{2T}\right)^{1/2} K_1\left(\frac{\theta}{2T}\right)}; \quad \mu_D = \frac{B \exp(\eta)}{T^{1/2} N_{D2} L_D^5} K_2(\eta);$$

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, N_{D2} - концентрация рассеивающих дислокаций, $K_2(\eta)$ - модифицированная функция Бесселя второго порядка, B - размерный коэффициент, определяемый выражением $B = (\hbar^2 \epsilon_0 \epsilon_{sl} c)^2 / (8\sqrt{2\pi} k q^3 \sigma^2 m^{5/2})$, $\sigma = \lambda/2qc$, λ - линейная плотность заряда дислокационной линии, c - постоянная решетки в [0001] направлении.

Таким образом, получены омические контакты Pd-Ti-Au к эпитаксиальным пленкам n-InN с концентрацией носителей $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, которые характеризуются малой величиной $\rho_c \sim 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Зависимость $\rho_c(T)$ удалось описать с помощью модели токопереноса по металлическим шунтам с диффузионным ограничением носителей тока в предположении плотности проводящих дислокаций $1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

1. Feng Z.C. *III-nitride semiconductor materials* (Imperial College Press, Singapore, 2006)
2. Давыдов В.Ю., Клочихина А.А. ФТП, **38** (8), 897-936 (2004)
3. Sze S.M. and Ng K.K., *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. (Wiley, 2007).
4. Rhoderick E.H., Williams R.H. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2-nd ed. (Clarendon Press, Oxford, 1988)
5. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В. и др. Письма в ЖТФ, **30**(19), 17-24 (2004).
6. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., Константинов О.В., и др. ФТП, **40** (10), 1204-1208 (2006).
7. Беляев А.Е., Болтовец Н.С., Конакова Р.В. и др., ФТП, **46** (3), 344-347 (2012)
8. Саченко А.В., Беляев А.Е., Бобыль А.В. и др., ФТП, **46** (3), 348-355 (2012)
9. Sachenko A.V., Belyaev A.E., Boltovets N.S., et al., *J. Appl. Phys.*, **111** (8), 083701 (2012)
10. Шеремет В.Н. Известия вузов. Радиоэлектроника, **53** (3), 3-12 (2010)
11. Зеегер К. *Физика полупроводников* (М.: Мир, 1977)