

## Влияние микроволнового облучения на сопротивление омических контактов $\text{Au-TiB}_x\text{-Ge-Au-}n\text{-}n^+\text{-}n^{++}\text{-GaAs(InP)}$

© А.Е. Беляев, А.В. Саченко, Н.С. Болтовец<sup>\*†</sup>, В.Н. Иванов<sup>\*</sup>, Р.В. Конакова<sup>†</sup>, Я.Я. Кудрик, Л.А. Матвеева, В.В. Миленин, С.В. Новицкий, В.Н. Шеремет

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

<sup>\*</sup> Государственное предприятие НИИ „Орион“, 03057 Киев, Украина

(Получена 24 августа 2011 г. Принята к печати 12 сентября 2011 г.)

Экспериментально и теоретически исследованы температурные зависимости удельного контактного сопротивления  $\rho_c$  омических контактов  $\text{Au-TiB}_x\text{-Ge-Au-}n\text{-}n^+\text{-}n^{++}$  (GaAs)-InP до и после кратковременной (10 с) микроволновой обработки. Показано, что после микроволновой обработки  $\rho_c$  может уменьшаться во всем температурном интервале измерений 100–400 К. Получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей  $\rho_c(T)$ , объяснение дано в предположении изменения плотности дислокаций в приконтактной области полупроводника, стимулированного микроволновым излучением.

### 1. Введение

Арсенид галлия и фосфид индия являются основными полупроводниковыми материалами, применяемыми для изготовления на их основе микроволновых дискретных приборов и интегральных схем [1–3]. Наряду с высоким качеством исходных полупроводниковых структур одним из основных условий надежной работы таких приборов является наличие низкоомных термостабильных высоконадежных омических контактов к ним.

В соответствии с существующими моделями омического контакта с ростом температуры величина удельного контактного сопротивления  $\rho_c$  либо уменьшается, что характерно для термоэмиссионного и термополевого механизмов токопереноса, либо практически не зависит от температуры, что характерно для полевой эмиссии. Считается, что именно эти механизмы токопереноса и реализуются в омических контактах [4,5].

В то же время недавно появилось несколько работ, в которых температурная зависимость  $\rho_c$  сплавных омических контактов не подчиняется общепринятой, а именно при увеличении температуры измерений  $\rho_c$  возрастает [5–9], что связывается с металлической проводимостью шунтов, локализованных на дислокациях, сформировавшихся в приконтактной области полупроводника. Подобные качественные изменения  $\rho_c$  с увеличением температуры измерений отмечали также авторы [10,11] в омических контактах к  $n\text{-GaN}$  и к  $p(n)\text{-InP}$  [12]. В [13], в отличие от указанных работ, было получено количественное соответствие расчетной температурной зависимости  $\rho_c$  экспериментальной при учете наличия в приконтактной области полупроводника высокой плотности дислокаций и прохождения тока через металлические шунты с его ограничением диффузионным подводом электронов.

Однако в подобных сплавных омических контактах, несмотря на прошедшую в процессе формирования контактов релаксацию внутренних механических напряжений (ВМН), сохраняется достаточно высокий уровень остаточных ВМН, понизить который, как было показано в [14,15] на примере контактной металлизации  $\text{Au-TiB}_x\text{-Al-Ti-}n\text{-GaN}$ , можно при воздействии на нее кратковременным микроволновым излучением. При этом в зависимости от механизма релаксации возможно изменение плотности дислокаций в приконтактной области, обнаружить которое, в соответствии с данными [13], можно из зависимости  $\rho_c(T)$ .

Цель данной работы состоит в исследовании особенностей температурной зависимости  $\rho_c$  в диапазоне температур  $T = 100\text{--}400$  К до и после кратковременного (10 с) микроволнового облучения омических контактов  $\text{Au-TiB}_x\text{-Ge-Au-}n\text{-}n^+\text{-}n^{++}\text{-GaAs(InP)}$ .

### 2. Методика эксперимента

Исследовались омические контакты  $\text{Au}(0.2\text{ мкм})\text{-TiB}_x(0.1\text{ мкм})\text{-Ge}(0.04\text{ мкм})\text{-Au}(0.18\text{ мкм})\text{-}n\text{-}n^+\text{-}n^{++}\text{-GaAs(InP)}$ , приготовленные методом магнетронного распыления металлов и  $\text{TiB}_x$  на подогреты до  $100^\circ\text{C}$   $n\text{-}n^+\text{-}n^{++}$ -структуры на основе GaAs или InP, выращенные методом газофазовой эпитаксии на подложках  $n^{++}\text{-GaAs}(100)$ ,  $n^{++}\text{-InP}(100)$ . Удельное контактное сопротивление до и после микроволнового облучения в течение 10 с на частоте 2.45 ГГц удельной мощностью  $1.5\text{ Вт/см}^2$  измерялось с помощью transmission line method (TLM) [4] в температурном диапазоне  $T = 100\text{--}400$  К. До и после микроволнового облучения измерялись радиусы кривизны  $R$  контактных систем на профилометре-профилографе П201. В процессе микроволновой обработки температура образцов не превышала комнатной. До и после микроволновой обработки зависимости  $\rho_c(T)$  рассчитывались по теории, предложенной в [13]. Концентрация легирующей при-

<sup>†</sup> E-mail: konakova@isp.kiev.ua

<sup>††</sup> E-mail: bms@isp.kiev.ua

меси составляла в  $n$ -GaAs  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , в  $n^+$ -слое  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в  $n^{++}$ -подложке  $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщины 2, 3 и 300 мкм соответственно. Концентрация легирующей примеси составляла в  $n$ -InP  $\sim 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , в  $n^+$ -слое  $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в  $n^{++}$ -подложке  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщины 2, 3 и 300 мкм соответственно.

Омические контакты к InP и GaAs создавались в процессе быстрого термического отжига при температурах 450 и 520°C соответственно. Судя по литературным данным [5–10,16], при этих температурах формируются сплавные омические контакты к InP и GaAs, в которых при остывании до комнатной температуры в результате релаксации ВМН в приконтактной области возникает высокая плотность структурных дефектов (дислокаций) [5,16], превышающая, по оценкам [5],  $10^7 \text{ см}^{-2}$  и влияющая на механизм протекания тока.

### 3. Модельные представления

В соответствии с [13] температурную зависимость полного контактного сопротивления  $\rho_c(T)$  с учетом диффузионного подвода электронов и сопротивления шунтов можно рассчитать по формуле

$$\rho_c(T) = \frac{kT}{q} \frac{(1 + 0.6\beta)}{(qV_T/4)e^{y_{c0}}\pi L_D^2 n_w N_{D1}} + \frac{\rho_0(1 + \alpha T)d_D}{\pi r^2 N_{D1}}, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — заряд электрона,  $V_T$  — средняя тепловая скорость электронов,  $y_{c0} = q\phi_{c0}/kT$  — равновесный безразмерный потенциал в полупроводнике у торца металлического шунта,  $n_w$  — объемная концентрация электронов, которая при низких температурах становится меньше концентрации доноров,  $\beta = (V_T L_D / 4D_n) e^{y_{c0}}$  — коэффициент, учитывающий ограничение тока диффузионным подводом,  $D_n = kT\mu_n/q$  — коэффициент диффузии электронов,  $\mu_n$  — подвижность электронов,  $L_D$  — длина экранирования Дебая,  $N_{D1}$  — плотность проводящих дислокаций,  $\rho_0$  — удельное сопротивление металла при  $T = 0^\circ\text{C}$ ,  $\alpha$  — его температурный коэффициент,  $r$  — радиус металлических шунтов,  $d_D$  — расстояние, которое электроны проходят по дислокации из объема полупроводника до сплошного металлического контакта.

Из приведенной выше формулы следует, что  $\rho_c(T)$  существенно зависит от хода температурной зависимости подвижности электронов, а именно  $\rho_c(T) \propto 1/\mu(T)$ , от температурной зависимости сопротивления металлических шунтов и, кроме того, величина  $\rho_c(T)$  обратно пропорциональна плотности проводящих дислокаций в приконтактной области полупроводника. Температурная зависимость  $\rho_c$  до и после микроволновой обработки была рассчитана по формуле (1) с учетом механизмов рассеяния электронов на заряженных примесях, на дислокациях и на оптических фонах для  $n$ -GaAs и  $n$ -InP из соответствующих формул, приведенных в [17].

### 4. Эксперимент и обсуждение результатов

На рис. 1 приведены экспериментальные и теоретические температурные зависимости  $\rho_c$  до и после микроволновой обработки в течение 10 с омических контактов Au–TiB<sub>x</sub>–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 по формуле (1) температурные зависимости  $\rho_c$  омических контактов на основе InP приведены на рис. 2. 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 величины  $\rho_c$  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

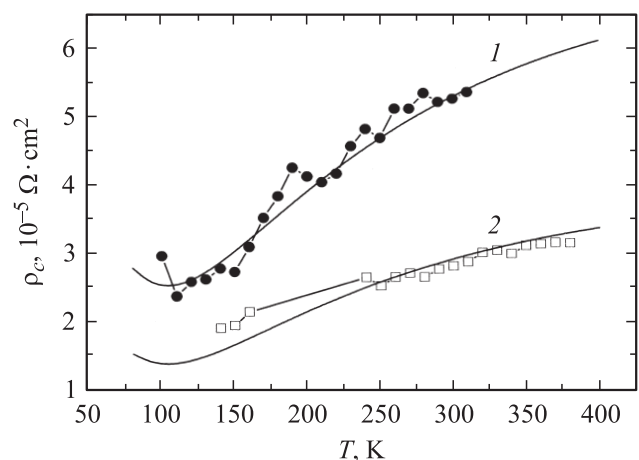


Рис. 1. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные кривые) температурные зависимости  $\rho_c$  до (1) и после (2) микроволновой обработки в течение 10 с омических контактов Au–TiB<sub>x</sub>–Ge–Au– $n$ – $n^+$ – $n^{++}$ –GaAs.

Влияние микроволнового облучения на радиус кривизны структур

Типы структур с омическими контактами	Радиус кривизны R, м	
	исходный, до облучения	после микроволнового облучения (10 с)
Au-TiB <sub>x</sub> -Ge-Au-n-n <sup>+</sup> -n <sup>++</sup> -InP	9.7	11.39
Au-TiB <sub>x</sub> -Ge-Au-n-n <sup>+</sup> -n <sup>++</sup> -GaAs	6.5	9

полупроводника: с увеличением плотности проводящих дислокаций в соответствии с формулой (1)  $\rho_c$  уменьшается. Поскольку формирование омических контактов к GaAs и InP в нашем случае происходит при температурах превышающих характерные для эвтектики Au-Ge ( $T_{eu} \approx 356^\circ\text{C}$  [18]), Au-Ga-As ( $T_{eu} \approx 341^\circ\text{C}$  [19]), Au-Ga ( $T_{eu} \approx 348^\circ\text{C}$  [16]),  $\gamma'$ -фазы Au<sub>9</sub>In<sub>4</sub> (температура образования  $\sim 400^\circ\text{C}$ ) и твердых растворов Au<sub>4</sub>In, Au<sub>3</sub>In (температура образования  $\sim 350^\circ\text{C}$ ) [20], то образовавшийся в процессе остывания переходный слой с составом, близким к эвтектическому, по данным [21], 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  $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

Однако сформированная в процессе отжига и последующего остывания граница раздела вследствие многофазности образовавшихся твердых растворов и эвтектических сплавов оказывается зернистой и структурно неоднородной [16]. Скопления неоднородностей различаются структурными параметрами и составом. Так,  $\gamma'$ -фаза состава Au<sub>9</sub>In<sub>4</sub> имеет структурную решетку кубическую

с параметром  $a = 0.982 \text{ нм}$ , в InP  $a = 0.587 \text{ нм}$ , а для AuIn<sub>2</sub> характерна структурная решетка кубическая типа CaF<sub>2</sub> (C1) с  $a = 0.651 \text{ нм}$  [18]. AuGa имеет структурную решетку ромбическую типа MnP (B31) с  $a = 0.6397 \text{ нм}$ ,  $b = 0.6267 \text{ нм}$ ,  $c = 0.3421 \text{ нм}$ , в GaAs  $a = 0.5654 \text{ нм}$ . Такое различие в параметрах решетки возникших фаз и базовых полупроводников (GaAs, InP) при релаксации ВМН способно формировать сильно дефектную границу раздела. На реальность такого процесса с образованием „трехмерного“ дефектного слоя в области границы раздела металл-полупроводник указывали авторы [22].

Поскольку механическая прочность InP ниже, чем GaAs (модуль Юнга InP(100)  $\sim 61 \text{ ГПа}$ , а GaAs(100)  $\sim 84.6 \text{ ГПа}$  [23,24]), процессы релаксации ВМН при наличии локальных концентраторов напряжения в области границы раздела металл-полупроводник в InP идут 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 (см. таблицу). 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, что находится в соответствии с данными по плотности дислокаций, рассчитанной из измерений  $\rho_c : N_{D1}$  в приконтактной области InP выше, чем в GaAs,  $\rho_c$  соответственно ниже во всем измеряемом диапазоне температур. Отметим при этом, 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 [16], обеспечивающий низкоомные омические контакты к GaAs и InP.

Остановимся на возможном атермическом механизме релаксации ВМН, стимулированном микроволновым облучением, связанным с возникновением диссипативных структур [25]. Если рассматривать сильно неоднородный переходный слой в контакте металл-полупроводник, насыщенный структурными дефектами (дислокациями), как диссипативную структуру, возникшую в результате релаксации сильно неравновесной контактной системы к термодинамическому равновесию при ее остывании, появляется дополнительный канал перераспределения энергии электромагнитного излучения, связанный с диссипативной структурой проводящих дислокаций (метал-

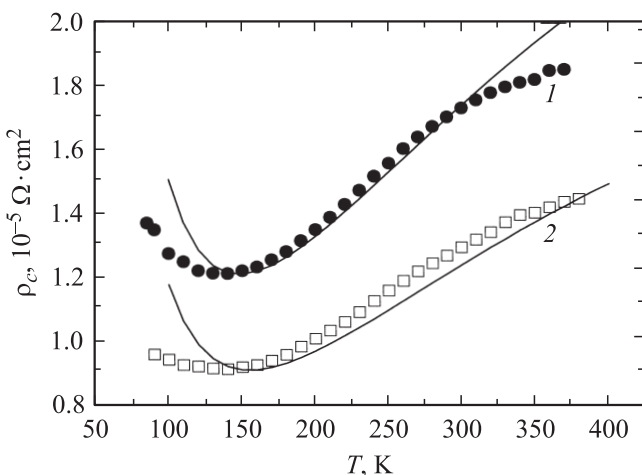


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные кривые) температурные зависимости  $\rho_c$  до (1) и после (2) микроволновой обработки в течение 10 с омических контактов Au-TiB<sub>x</sub>-Ge-Au-n-n<sup>+</sup>-n<sup>++</sup>-InP.

лических шунтов, локализованных на дислокациях) в приконтактном слое полупроводника, что может обеспечить переход системы в новое устойчивое состояние. Нам представляется, что некоторое качественное согласие с этим предположением мы получили. Однако для установления доминирующих механизмов изменений в сильно дефектной приконтактной области полупроводника, возникающей после кратковременного микроволнового облучения, требуются детальные структурные исследования приконтактной области полупроводника, что представляет самостоятельную весьма сложную задачу.

## 5. Заключение

Теоретические оценки  $\rho_c$  до и после микроволновой обработки омических контактов к GaAs и InP в течение 10 с показали, что его величина уменьшается в соответствии с увеличением плотности дислокаций в приконтактной области полупроводника, обусловленной релаксацией внутренних механических напряжений в омическом контакте, что подтверждается увеличением радиуса кривизны контактных систем и находится в соответствии с экспериментально измеренными величинами  $\rho_c$  в диапазоне температур 100–400 К.

Работа поддержана проектом Ф 40.2/033 Государственного агентства Украины по вопросам науки, инноваций и информатизации.

## Список литературы

- [1] S.M. Sze, Kwok K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons Inc., 2007).
- [2] H. Eisele, G.I. Haddad. IEEE Trans. MTT **46** (6), 739 (1998).
- [3] St.J. Dixon-Warren, S. Zhang, R. Kuchibhatla, E.M. Griswold, A. Shen, F. Zheng, S.R. Das. Thin Sol. Films, **472**, 76 (2005).
- [4] D.K. Schroder. *Semiconductor materials and devices characterization* (John Wiley & Sons Inc., 2006).
- [5] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41** (11), 1281 (2007).
- [6] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. Письма ЖТФ, **30** (19), 17 (2004).
- [7] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. ФТП, **40** (10), 1204 (2006).
- [8] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе. ФТП, **43** (9), 1204 (2009).
- [9] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е.А. Поссе. ФТП, **42** (11), 1345 (2008).
- [10] Lu Changzhi, Chen Hoagnai, Lv Xiaoliang, Xie Xuesong, S.N. Mohamad. J. Appl. Phys., **91** (11), 9218 (2002).
- [11] Yue-Zong Zhang, Shi-Wei Feng, Chun-Sheng Guo, Guang-Chen Zhang, Si-Xiang Zhuang, Rong Su, Yun-Xia Bai, Chang-Zhi Lu. Chin. Phys. Lett., **25** (11), 4083 (2008).
- [12] T. Clausen, O. Leistiko, I. Chorkendorff, J. Larsen. Thin Sol. Films, **232** (2), 215 (1993).
- [13] А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, С.В. Новицкий, В.Н. Шеремет. Нитриды галлия, индия и алюминия. Структуры и приборы. Тез. докл. 8-й Всеросс. конф. (Санкт-Петербург, 2011) с. 229.
- [14] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов, Р.В. Конакова, Е.Ю. Колядина, Я.Я. Кудрик, Л.А. Матвеева, В.В. Миленин, В.Н. Шеремет. Тр. 18-й Крымской конф. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Севастополь, Вебер, 2008).
- [15] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, С.А. Витусевич, В.Н. Иванов, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, А.А. Лебедев, В.В. Миленин, Ю.Н. Свешников, В.Н. Шеремет. ФТП, **44** (6), 775 (2010).
- [16] Б.А. Лапшинов, А.Б. Камнев, Л.Н. Кравченко, В.Л. Оплеснин. Зарубеж. электрон. техн., **5**, 58 (1987).
- [17] K. Seeger. *Semiconductor Physics* (Springer-Verlag, Wien, 1973).
- [18] М. Хансен, К. Андерко. *Структуры двойных сплавов* (М., Metallurgizdat, 1962) т. 1.
- [19] T. Nakanisi. Jpn. J. Appl. Phys., **12** (11), 1818 (1973).
- [20] В.Г. Божков, Н.М. Панова, К.В. Солдатенко, М.П. Якубеня, В.М. Заводчиков, А.А. Ятис. Электрон. техн. Сер. Материалы, **1** (62), 25 (1982).
- [21] K.N. Tu. Appl. Phys. Lett., **24** (4), 221 (1975).
- [22] В.Г. Божков, К.В. Солдатенко, М.П. Якубеня, В.М. Заводчиков, А.А. Ятис. Изв. вузов. Физика, **28** (1), 8 (1986).
- [23] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilniys, Science and Encyclopedia Publ., 1994).
- [24] Ю.А. Концевой, Ю.М. Литвинов, Э.А. Фаттахов. *Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур* (М., Радио и связь, 1982).
- [25] И.Б. Ермолович, Г.В. Миленин, В.В. Миленин, Р.В. Конакова, Р.А. Редько. ЖТФ, **77** (9), 71 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

## Effect of microwave irradiation on resistance of Au-TiB<sub>x</sub>-Ge-Au-n-n<sup>+</sup>-n<sup>++</sup>-GaAs(InP) ohmic contacts

A.E. Belyaev, A.V. Sachenko, N.S. Boltovets\*, V.N. Ivanov\*, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, L.A. Matveeva, V.V. Milenin, S.V. Novitskii, V.N. Sheremet

V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kyiv, Ukraine

\* State Enterprise Research Institute „Orion“, 03057 Kyiv, Ukraine

**Abstract** We studied, both experimentally and theoretically, the temperature dependences of contact resistivity  $\rho_c$  of Au-TiB<sub>x</sub>-Ge-Au-n-n<sup>+</sup>-n<sup>++</sup>(GaAs)-InP ohmic contacts before and after short-term (10 s) microwave treatment. It is shown that  $\rho_c$  may decrease after microwave treatment in the whole temperature range of  $\rho_c$  measurements (100–400 K). A good agreement between the theoretical and experimental  $\rho_c(T)$  curves is explained assuming that microwave radiation induces variation of dislocation density in the semiconductor near-surface region.