

Влияние радиационных дефектов на электрические потери в кремниевых диодах, облученных электронами

© Н.А. Поклонский[¶], Н.И. Горбачук, С.В. Шпаковский*, С.Б. Ластовский[†], А. Wiesck[×]

Белорусский государственный университет,
220030 Минск, Республика Беларусь

* Унитарное предприятие „Завод Транзистор“ Научно-производственного объединения „Интеграл“,
220064 Минск, Республика Беларусь

[†] Государственное научно-производственное объединение „Научно-практический центр по материаловедению“
Национальной академии наук Беларуси,
220072 Минск, Республика Беларусь

[×] Ruhr-Universität Bochum,
D-44780 Bochum, Deutschland

(Получена 30 июля 2009 г. Принята к печати 20 августа 2009 г.)

Исследованы кремниевые диоды с p^+-n -переходом, облученные электронами энергией 3.5 МэВ, флюенсами от 10^{15} до $4 \cdot 10^{16}$ см⁻². Установлено, что зависимость тангенса угла электрических потерь $\tan \delta$ от частоты f переменного тока в интервале $f = 10^2 - 10^6$ Гц является немонотонной функцией с двумя экстремумами: минимумом и максимумом. Трансформация зависимостей $\tan \delta(f)$ при увеличении флюенса облучения и увеличении температуры отжига диодов обусловлена изменением сопротивления n -Si (базовой области диодов), вызванным накоплением (при увеличении флюенса) или исчезновением и перестройкой (при отжиге) радиационных дефектов. Роль инерционности процесса перезарядки дефектов в формировании $\tan \delta(f)$ невелика.

1. Введение

Различные модификации метода емкостной спектроскопии достаточно давно применяются в физике и технике полупроводников [1]. Однако их использование [2,3] для исследования полупроводниковых диодов с высокоомной базой (и/или содержащей повышенные концентрации дефектов [4,5]) порождает дискуссии (см., например, [6,7]), стимулирует дальнейшее развитие импедансных методик [8] и теории барьерных слоев в полупроводниках [9,10], выполнение численных экспериментов [11,12].

Исследование частотных зависимостей импеданса (адмитанса, тангенса угла электрических потерь) полупроводниковых структур открывает новые возможности для получения информации в том случае, когда стандартные методы емкостной спектроскопии вносят погрешность [13]. Однако возможности импедансной [14] и диэлектрической [15] спектроскопии в радиационной физике дискретных полупроводниковых приборов реализованы пока еще не в полной мере. Можно отметить работы, посвященные изучению частотных зависимостей импеданса МДП структур на кремнии [16–21] и арсениде галлия [22–25], а также работы, в которых исследовались диоды на органических полупроводниках [26,27] и кремнии [13,28,29], кремниевые фотодиоды [30] и солнечные элементы [31], гетероструктуры Si/Si_{1-x}Ge_xC_y и Si/Si_{1-y}C_y [32].

Область пространственного заряда (двойного электрического слоя) в барьерной $p-n$ -структуре является фактически аналогом конденсатора, заполненного диэлектриком, с не равным нулю значением сквозной элек-

трической проводимости. Энергетические уровни большинства радиационных дефектов расположены вблизи середины запрещенной зоны [33]. Рост концентрации радиационных дефектов ведет к увеличению генерационно-рекомбинационных токов, что приводит к увеличению электрических потерь из-за сквозной проводимости двойного электрического слоя. Кроме того, согласно [34], перезарядка дефектов с глубокими уровнями может вызывать дополнительные потери в окрестности $10^3 - 10^5$ Гц, которые зависят от сечения захвата и энергии ионизации уровня. С учетом этого, а также широкого использования радиационных технологий при изготовлении быстродействующих полупроводниковых приборов [33], изучение частотных зависимостей тангенса угла электрических потерь в облученных электронами диодах представляется актуальной задачей.

Цель работы заключается в исследовании влияния радиационных дефектов на электрические потери в кремниевых диодах с p^+-n -переходами, облученных большими флюенсами электронов с энергией 3.5 МэВ.

2. Методика эксперимента

Диоды изготавливались на кремниевых пластинах, легированных сурьмой (плоскость (111), удельное сопротивление $\rho = 0.01$ Ом · см, толщина 460 мкм), с эпитаксиально наращенным слоем легированного фосфором кремния (толщина 48 мкм, удельное сопротивление $\rho = 30$ Ом · см). Область анода p^+ -типа в эпитаксиальном слое n -типа создавалась ионной имплантацией бора (энергия 60 кэВ, доза 20 мкКл/см²) с последующим отжигом дефектов и разгонкой примеси в окислительной атмосфере при температуре 1200°С в течение 8 ч (глу-

[¶] E-mail: poklonski@bsu.by

бина залегания p^+-n -перехода $x_j \approx 12$ мкм, площадь 9.43 мм^2). Далее пластины утоньшались до 270 мкм. Контакты к планарной и обратной сторонам p^+-n -структур формировались термическим напылением алюминия.

Диоды облучались при комнатной температуре электронами с энергией 3.5 МэВ, флюенсами $\Phi = 10^{15}$, $5 \cdot 10^{15}$, $2 \cdot 10^{16}$ и $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Режим облучения — импульсный; частота повторения импульсов — 200 Гц; длительность импульса — 5 мкс; плотность потока электронов в импульсе — $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Изохронный (30 мин) отжиг радиационных дефектов проводился в диапазоне температур $T_a = 200\text{--}450^\circ \text{C}$.

Измерения импеданса и тангенса угла электрических потерь диодов выполнялись при комнатной температуре на измерителе LCR Agilent 4284A (Ruhr-Universität Bochum, Germany). Исследования проводились в диапазоне частот переменного тока от $f = 100$ Гц до $f = 1$ МГц при амплитуде синусоидального напряжения 40 мВ. Одновременно с измерением на переменном токе на диоды подавалось постоянное напряжение U обратной (до -10 В) и прямой (до 0.2 В) полярностей.

Статические вольт-амперные характеристики регистрировались по стандартной методике с использованием программно-аналитического комплекса HP 4156B.

Спектры DLTS диодов регистрировались в диапазоне температур 80–330 К.

3. Результаты эксперимента

Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ от частоты f переменного тока в отсутствие напряжения смещения ($U = 0$) для неотожженных диодов представлены на рис. 1. Кривая 1 получена для необлученного (исходного) образца, кривые 2–6 соответствуют

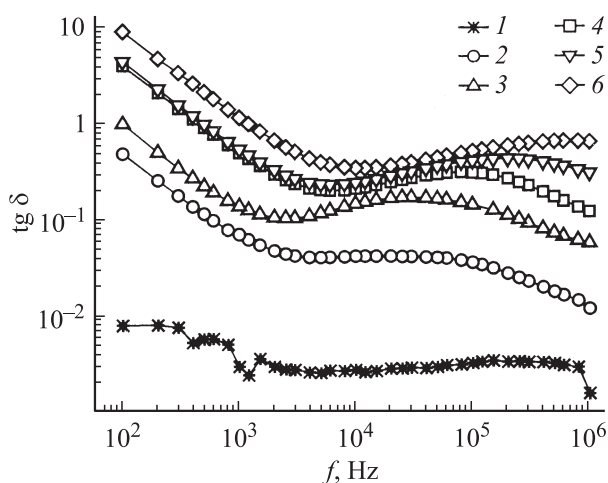


Рис. 1. Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ диодов от частоты f переменного тока без постоянного напряжения смещения $U = 0$: 1 — до облучения электронами; 2–6 — после облучения электронами флюенсом Φ , 10^{15} см^{-2} : 2 — 1, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 40.

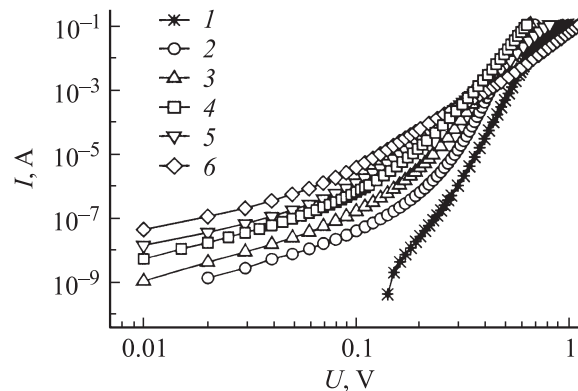


Рис. 2. Статические вольт-амперные характеристики кремниевых диодов при комнатной температуре: 1 — до облучения электронами; 2–6 — после облучения электронами флюенсом Φ , 10^{15} см^{-2} : 2 — 1, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 40.

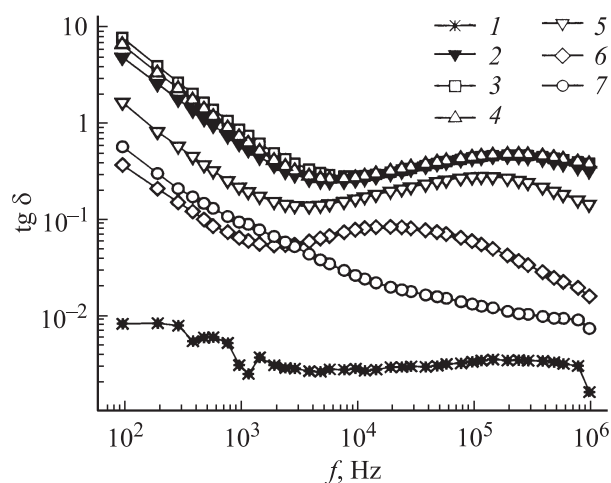


Рис. 3. Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ диодов от частоты f переменного тока при напряжении смещения $U = 0$: 1 — до облучения электронами; 2 — после облучения флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; после облучения электронами при $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отжига при T_a , $^\circ \text{C}$: 3 — 200, 4 — 300, 5 — 350, 6 — 400, 7 — 450.

флюенсам $\Phi = 10^{15}$; $5 \cdot 10^{15}$; 10^{16} ; $2 \cdot 10^{16}$ и $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Видно, что с ростом флюенса электронов $\text{tg } \delta$ увеличивается во всем частотном диапазоне. Причем по сравнению с исходным диодом (кривая 1) для облученных характерны большие потери в области $f < 1$ кГц (далее — низкочастотная область) и слабо выраженный пик при $f > 1$ кГц (высокочастотная область). При росте дозы облучения пик потерь смещается в сторону более высоких частот.

На рис. 2 показаны вольт-амперные характеристики диодов: 1 — до облучения электронами, 2 — после облучения флюенсом 10^{15} см^{-2} , 3 — $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, 4 — 10^{16} см^{-2} , 5 — $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, 6 — $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Видно, что облучение электронами ведет к значительному росту рекомбинационных токов (для $U \leq 0.1$ В).

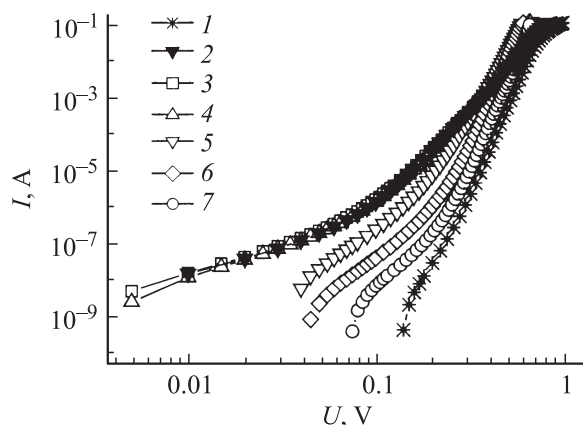


Рис. 4. Статические вольт-амперные характеристики кремниевых диодов при комнатной температуре: 1 — до облучения электронами; 2 — после облучения электронами флюенсом $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; после облучения при $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отжига при $T_a, ^\circ\text{C}$: 3 — 200, 4 — 300, 5 — 350, 6 — 400, 7 — 450.

Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ от частоты f переменного тока при напряжении смещения $U = 0$ для диодов, облученных электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отожженных при различных температурах в течение 30 мин, представлены на рис. 3. Кривая 2 получена для неотожженного образца, кривые 3–7 соответствуют температурам отжига $T_a = 200, 300, 350, 400$ и 450°C . Там же для сравнения показана зависимость $\text{tg } \delta(f)$ для исходного диода (кривая 1). Видно, что существенные изменения в зависимостях $\text{tg } \delta(f)$ начинаются при температурах отжига $T_a \geq 350^\circ\text{C}$. Причем высокочастотный пик исчезает лишь при температуре отжига 450°C , а низкочастотные потери все еще, как минимум на порядок, больше по сравнению с исходным диодом.

На рис. 4 показаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов: 1 — до облучения электронами; 2 — после облучения электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$; после облучения электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и отжига при $T_a, ^\circ\text{C}$: 3 — 200, 4 — 300, 5 — 350, 6 — 400, 7 — 450.

Сопоставление данных, представленных на рис. 3 и 4, показывает, что, так же как и для зависимостей $\text{tg } \delta(f)$, значимые изменения в вольт-амперных характеристиках происходят после отжига при температурах $T_a \geq 350^\circ\text{C}$. Они проявляются в существенном (на порядок и более) уменьшении рекомбинационных токов. Следует отметить также, что отжиг при $T_a = 450^\circ\text{C}$ не приводит к полному восстановлению ВАХ диодов, облученных электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

На рис. 5 для диода, облученного электронами флюенсом $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, представлены зависимости $\text{tg } \delta(f)$ при различных напряжениях прямого смещения U . Кривая 1 получена для $U = 0$; кривые 2–4 соответствуют напряжениям 0.16, 0.1 и 0.06 В. На рис. 6 для этого же диода представлены зависимости $\text{tg } \delta(f)$ при различных

отрицательных напряжениях смещения U , В; 1 — 0, 2 — (-0.2) , 3 — (-0.5) , 4 — (-1) , 5 — (-3) , 6 — (-10) . При подаче положительного напряжения смещения сильно увеличиваются потери в низкочастотной области, что приводит к „смазыванию“ пика потерь в высокочастотной области, и при $U \geq 0.16 \text{ В}$ зависимость $\text{tg } \delta(f)$ является монотонно убывающей. При подаче отрицательного напряжения смещения низкочастотные потери резко (на порядок) снижаются, кроме того, происходит незначительное смещение пика потерь в сторону более высоких частот.

Из представленных на рис. 1, 2 и 5, 6 результатов следует, что наблюдаемые высокие значения $\text{tg } \delta$ в области $f < 10^3 \text{ Гц}$ обусловлены генерационно-рекомбинационными токами сквозной проводимости. Как величина $\text{tg } \delta$ (см. рис. 1), так и рекомбинационные токи (рис. 2) возрастают по мере увеличения дозы облучения. Кроме то-

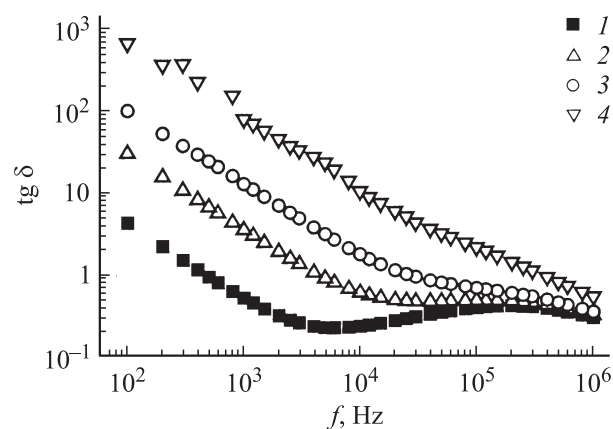


Рис. 5. Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ неотожженных диодов от частоты f переменного тока при напряжениях прямого смещения U , В: 1 — 0, 2 — 0.06, 3 — 0.1, 4 — 0.16. Флюенс $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

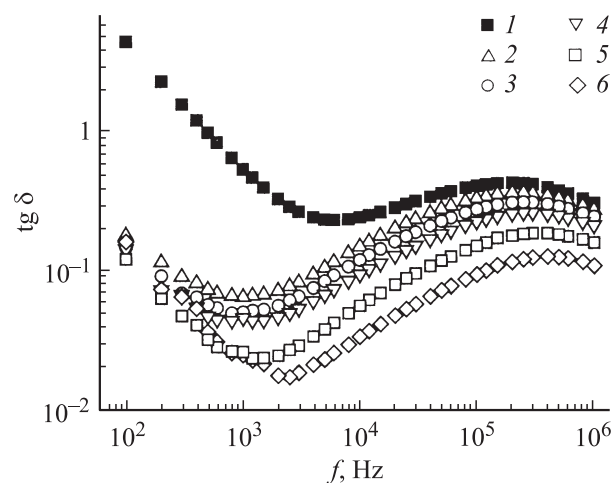


Рис. 6. Зависимости тангенса угла электрических потерь $\text{tg } \delta$ неотожженных диодов от частоты f переменного тока при напряжениях обратного смещения U , В: 1 — 0, 2 — (-0.2) , 3 — (-0.5) , 4 — (-1) , 5 — (-3) , 6 — (-10) . Флюенс $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

го, видно, что даже небольшие прямые напряжения смещения приводят к резкому росту электрических потерь (рис. 5). При отрицательных напряжениях смещения, когда увеличивается сопротивление области пространственного заряда, значения $\operatorname{tg} \delta$ в интервале 10^2 – 10^3 Гц уменьшаются на порядок (рис. 6), что подтверждает связь „низкочастотных потерь“ со сквозной электронной проводимостью, а значит, и с генерационно-рекомбинационными токами. Отжиг диодов приводит к снижению рекомбинационных токов и соответственно уменьшается величина $\operatorname{tg} \delta$ в низкочастотной области (рис. 3, 4).

Представленные данные согласуются с результатами исследований отжига радиационных дефектов, полученных в работах [35,36] на аналогичных диодах. Авторы [35,36] показали, что при температуре $T_a \approx 300^\circ\text{C}$ происходит отжиг и перестройка дивакансий с образованием комплексов $V_2 + O$, а при $T_a \gtrsim 350^\circ\text{C}$ активно отжигаются А-центры ($V + O$) и комплексы $V_2 + O$. Таким образом, можно утверждать, что основную роль в электрических потерях исследованных кремниевых диодов играют кислородсодержащие центры ($V_2 + O$ и $V + O$).

Влияние глубоких радиационных центров в базе диода на $\operatorname{tg} \delta(f)$ может проявляться двояким образом. Во-первых, через запаздывание перезарядки глубоких центров по отношению к переменному току [34]. Во-вторых, посредством изменения сопротивления базы и p – n перехода. Из сопоставления зависимостей $\operatorname{tg} \delta(f)$, показанных на рис. 1 и рис. 3, следует, что как рост флюенса электронов, так и отжиг облученных диодов приводят к одинаково значимым (хотя и противоположно направленным) изменениям электрических потерь (в том числе к сдвигам по частоте максимума $\operatorname{tg} \delta(f)$). Известно, что скорость захвата дефектом электронов и(или) дырок в первую очередь зависит от сечения захвата и положения энергетического уровня в запрещенной зоне [34]. Эти параметры по сути являются „индивидуальной“ характеристикой дефекта. При отжиге диодов происходит перестройка точечных радиационных дефектов и их исчезновение. Поэтому наблюдающееся при отжиге изменение положения максимума $\operatorname{tg} \delta(f)$ можно было бы связать с изменением дефектно-примесного состава, а частоту, при которой он наблюдается, использовать для определения времени перезарядки дефектов. Однако столь же значительные (ср. рис. 1, 3) трансформации зависимости $\operatorname{tg} \delta(f)$ характерны и для роста флюенса облучения, когда главным образом происходит накопление однотипных дефектов. Следовательно, можно считать, что именно изменение активного сопротивления p – n перехода и базы определяют вид зависимостей $\operatorname{tg} \delta(f)$, что согласуется с выводами [1,37].

4. Заключение

Зависимость тангенса угла электрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ кремниевых диодов, облученных электронами, от ча-

стоты переменного тока f представляет собой немо- нотонную функцию, обладающую двумя экстремумами: минимумом и максимумом. Максимум функции $\operatorname{tg} \delta(f)$ находится в интервале частот от 1 кГц до 1 МГц, и его положение зависит от флюенса облучения и температуры отжига. Сопоставление с литературными данными показывает, что основную роль в электрических потерях исследованных кремниевых диодов играют кислородсодержащие центры ($V_2 + O$ и $V + O$). При увеличении флюенса облучения происходит увеличение электрических потерь во всем частотном интервале, причем максимум зависимости $\operatorname{tg} \delta(f)$ смещается в сторону высоких частот. Отжиг диодов приводит к уменьшению общей величины потерь, включая потери на сквозную проводимость, и смещению максимума потерь в сторону низких частот. Изменение вида зависимостей $\operatorname{tg} \delta(f)$ при росте флюенса облучения и температуры отжига прежде всего обусловлено изменением активного сопротивления p – n перехода двойного электрического слоя и базовой области диодов из-за накопления (при росте флюенса) или трансформации и исчезновения (при отжиге) радиационных дефектов. Роль инерционности процесса перезарядки радиационных дефектов в формировании вида зависимости $\operatorname{tg} \delta(f)$ менее значима. Поэтому прямое использование значений частоты, при которой наблюдается максимум $\operatorname{tg} \delta(f)$, для определения времени перезарядки глубоких уровней радиационных дефектов требует проведения дополнительных исследований при различных температурах измерения.

Авторы выражают признательность Р. Вернхарду (R. Wernhardt), А.А. Мельникову (Dr. A. Melnikov), а также другим сотрудникам и аспирантам кафедры прикладной физики твердого тела Рурского университета (Бохум) за содействие в выполнении экспериментов.

Работа выполнена при поддержке ГКПНИ „Электроника“ и содействии Немецкой академической службы обмена (DAAD).

Список литературы

- [1] Л.С. Берман. *Ёмкостные методы исследования полупроводников* (Л., Наука, 1972).
- [2] M. McPherson. *Physica B*, **344** (1–4), 52 (2004).
- [3] A. Saadoune, L. Dehimi, N. Sengouga, M. McPherson, B.K. Jones. *Sol. St. Electron.*, **50** (7–8), 1178 (2006).
- [4] А.А. Лебедев, Н.А. Соболев, Б.М. Урунбаев. *ФТП*, **16** (10), 1874 (1982).
- [5] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, А.Н. Якименко. *ФТП*, **35** (3), 330 (2001).
- [6] Н.Н. Прибылов, Е.И. Прибылова. *ФТП*, **30** (4), 635 (1996).
- [7] А.А. Лебедев, А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов. *ФТП*, **34** (1), 113 (2000).
- [8] J. Drechsel, M. Pfeiffer, X. Zhou, A. Nollau, K. Leo. *Synth. Met.*, **127** (1–3), 201 (2002).
- [9] В.И. Мурыгин. *ФТП*, **38** (6), 702 (2004).
- [10] В.И. Мурыгин, А.У. Фаттахдинов, Д.А. Локтев, В.Б. Гундырев. *ФТП*, **41** (10), 1207 (2007).

- [11] L. Dehimi, N. Sengouga, B.K. Jones. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **519** (3), 532 (2004).
- [12] L. Dehimi, N. Sengouga, B.K. Jones. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **517** (1–3), 109 (2004).
- [13] A. Straub, R. Gebbs, H. Habenicht, S. Trunk, R.A. Bardos, A.B. Sproul, A.G. Aberle. J. Appl. Phys., **97** (8), 083 703 (2005).
- [14] E. Barsoukov, J.R. Macdonald. *Impedance spectroscopy: Theory experiment and applications* (N.Y., Wiley, 2005).
- [15] Н.П. Богородицкий, Ю.М. Волокобинский, А.А. Воробьев, Б.М. Тареев. *Теория диэлектриков* (Л., Энергия, 1965).
- [16] A. Tataroğlu. Microelectron. Eng., **83** (11–12), 2551 (2006).
- [17] A. Tataroğlu, Ş. Altındal. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **252** (2), 257 (2006).
- [18] A. Tataroğlu, Ş. Altındal. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **254** (1), 113 (2007).
- [19] I.V. Afandiyeva, I. Dökme, Ş. Altındal, M.M. Büllbül, A. Tataroğlu. Microelectron. Eng., **85** (2), 247 (2008).
- [20] A. Tataroğlu, İ. Yücedağ, Ş. Altındal. Microelectron. Eng., **85** (7), 1518 (2008).
- [21] P. Vitanov, K. Ivanova, A. Harizanova. Vacuum, **76** (2–3), 207 (2004).
- [22] S. Kochowski, K. Nitsch. Thin Sol. Films, **415** (1–2), 133 (2002).
- [23] S. Kochowski, K. Nitsch, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz. Thin Sol. Films, **444** (1–2), 208 (2003).
- [24] S. Kochowski, K. Nitsch, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz. Thin Sol. Films, **467** (1–2), 190 (2004).
- [25] S. Kochowski, K. Nitsch, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz, M. Szydłowski. Appl. Surf. Sci., **235** (3), 389 (2004).
- [26] J. Drechsel, M. Pfeiffer, X. Zhou, A. Nollau, K. Leo. Synth. Met., **127** (1–3), 201 (2002).
- [27] A. Rihani, N. Boutabba, L. Hassine, S. Romdhane, H. Bouchriha. Synth. Met., **145** (2–3), 129 (2004).
- [28] A.K. Jonscher, M.N. Robinson. Sol. St. Electron., **31** (8), 1277 (1988).
- [29] A.S. Kavasoglu, N. Kavasoglu, S. Oktik. Sol. St. Electron., **52** (6), 990 (2008).
- [30] S. Özden, H. Bayhan, A. Dönmez, M. Bayhan. ФТП, **42** (7), 852 (2008).
- [31] R.A. Kumar, M.S. Suresh, J. Nagaraju. Sol. Energy Mater. Solar Cells, **85** (3), 397 (2005).
- [32] D.V. Singh, K. Rim, T.O. Mitchel, J.L. Hoyt, J.F. Gibbons. J. Appl. Phys., **85** (2), 985 (1999).
- [33] В.С. Вавилов, Н.П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов. *Действие излучений на полупроводники* (М., Наука, 1988).
- [34] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).
- [35] Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырёв, С.Б. Ластовский, В.И. Кульгачев, Л.П. Ануфриев, И.И. Рубцевич, В.В. Глухманчук, Н.Ф. Голубев, С.В. Шпаковский. *Матер. 6-й Межд. конф. „Взаимодействие излучений с твердым телом“* (Минск, Беларусь, 2005) с. 380.
- [36] Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырёв, П.М. Гуринов, С.Б. Ластовский, С.В. Шведов, С.В. Шпаковский. Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук, № 3, 92 (2007).
- [37] Л.С. Берман, В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, Ф.Ю. Солдатенков. ФТП, **34** (5), 558 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

Influence of radiation defects on the electrical losses in the silicon diodes, irradiated by electrons

N.A. Poklonski, N.I. Gorbachuk, S.V. Shpakovski*, S.B. Lastovskii†, A. Wieck×

Belarusian State University,
220030 Minsk, Belarus

* „Transistor Plant“ Unitary Enterprise
of the Research and Production Corporation „Integral“,
220064 Minsk, Belarus

† State scientific and production associataion
„Scientific-Practical Materials Research Center“
of National Academy of Sciences of Belarus
220072 Minsk, Belarus

× Ruhr–Universität Bochum,
D-44780 Bochum, Deutschland

Abstract Silicon diodes with p^+-n -junction irradiated by electrons of energy 3.5 MeV and fluences from 10^{15} to $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ have been studied. It was found that the dependence of the electrical loss angle tangent $\text{tg } \delta$ on frequency f of the ac current in the range $f = 10^2 - 10^6 \text{ Hz}$ is a nonmonotonic function with 2 extrema: the minimum and maximum. Transformation of the dependences $\text{tg } \delta(f)$ upon an increase of irradiation fluence and increase of the temperature of diode annealing is caused by a change in resistance of n -Si (diode base) due to the accumulation (with an increase of fluence) or the disappearance and reconfiguration (with annealing) of radiation defects. The role of time lag of the defect recharging in the formation of $\text{tg } \delta(f)$ is small.