

# Шумовые характеристики кремниевых $p-n$ -структур с тонкой областью умножения при термическом отжиге радиационных дефектов

© О.К. Барановский<sup>¶</sup>, П.В. Кучинский\*, Е.Д. Савенок\*

Белорусский государственный университет,  
220050 Минск, Белоруссия

\* Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко,  
220064 Минск, Белоруссия

(Получена 9 апреля 2002 г. Принята к печати 15 мая 2002 г.)

Исследован характер изменения спектральной плотности шума и времени жизни неосновных носителей заряда в кремниевых  $p-n$ -структурах с тонкой областью умножения при термическом отжиге радиационных дефектов. Показано, что изменение частотных свойств шума  $p-n$ -структур при термическом отжиге связано с восстановлением поверхностных состояний. Предложено качественное объяснение самоограничения лавинного процесса в структурах с тонкой областью умножения.

Лавинные полупроводниковые приборы, работающие в режиме микроплазменного пробоя, применяются в электронике в качестве источников широкополосного шума. Изучение механизмов влияния внешних воздействий на параметры физических процессов при лавинном умножении имеет практическую ценность при создании таких приборов и их эксплуатации.

Ранее в [1] сообщалось об изменении шумовых характеристик кремниевых  $p-n$ -структур с разной площадью  $p-n$ -перехода, облученных гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$ . Особый интерес представлял характер изменения ширины низкочастотного плато спектральной плотности шума (СПШ) и коррелированность этого изменения с изменением времени жизни неосновных носителей заряда в структурах с малыми размерами  $p-n$ -перехода (порядок  $10^{-6} \text{ см}^2$ ). В связи с этим целью данной работы являлось исследование поведения СПШ и времени жизни неосновных носителей заряда при изохронном отжиге радиационных дефектов.

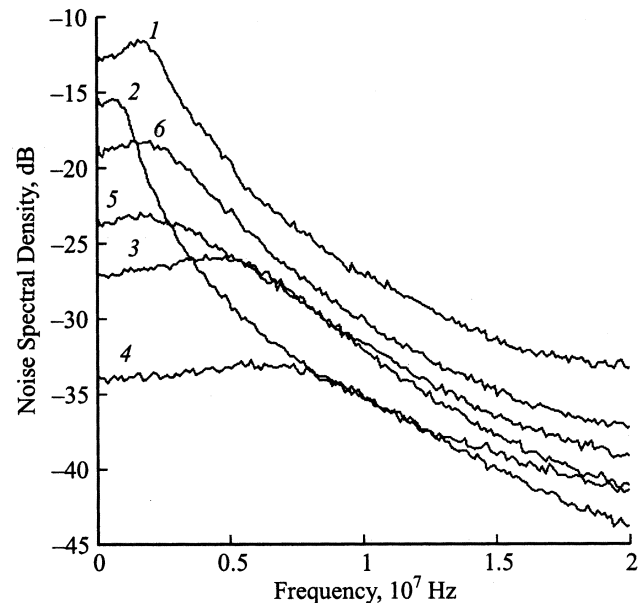
Исследовались образцы, изготовленные на основе  $p\text{-Si}$ , легированного бором с концентрацией  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Основной  $p-n$ -переход изготовлялся методом термодиффузии фосфора при температуре  $900^\circ\text{C}$ , его площадь составляла  $\approx 10^{-6} \text{ см}^2$ . Образцы различались временем термодиффузии, что отражалось в различии амплитуды и частоты микроплазменных импульсов. Глубина  $p-n$ -перехода составляла  $1.33 \cdot 10^{-4}$  и  $1.50 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  для образцов с различным временем термодиффузии. Уровень легирования области умножения зарядов составлял  $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что соответствовало напряжению пробоя  $\approx 8 \text{ В}$ . При этом ширина области умножения составляет  $\approx (1-2) \cdot 10^{-5} \text{ см}$ .

Образцы облучались гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  с энергией  $1.2 \text{ МэВ}$  дозами в диапазоне  $1.8 \cdot 10^{16} - 1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Облученные образцы отжигались в диапазоне температур от  $80$  до  $380^\circ\text{C}$  по  $30$  мин. Измерения выходных осциллограмм шумового тока структур проводились при

температуре  $20 \pm 1^\circ\text{C}$  в режиме среднего тока через образцы  $50 \text{ мкА}$ . Расчет СПШ производился с использованием стандартного алгоритма быстрого преобразования Фурье [2] по результатам измерений шумового тока исследуемых  $p-n$ -структур. На рис. 1 представлено изменение спектральной плотности шума в результате облучения и последующего отжига.

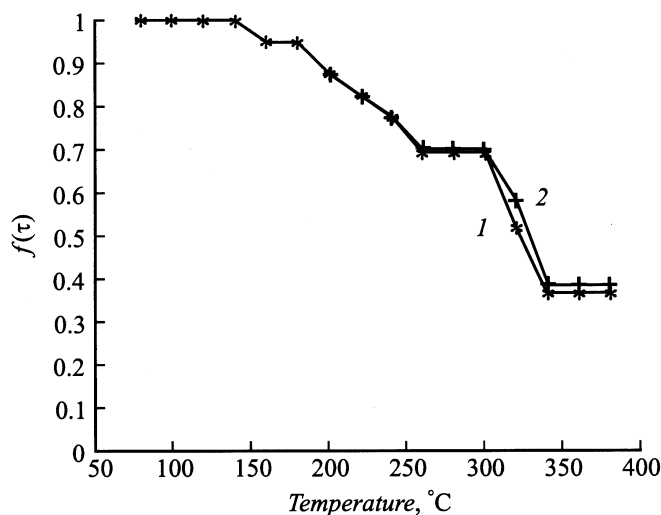
Измерение времени жизни неосновных носителей заряда выполнялось методом переходных характеристик при переключении тока [3].

Диффузионная длина  $L_d$  связана с временем жизни неосновных носителей заряда  $\tau$  следующим выра-

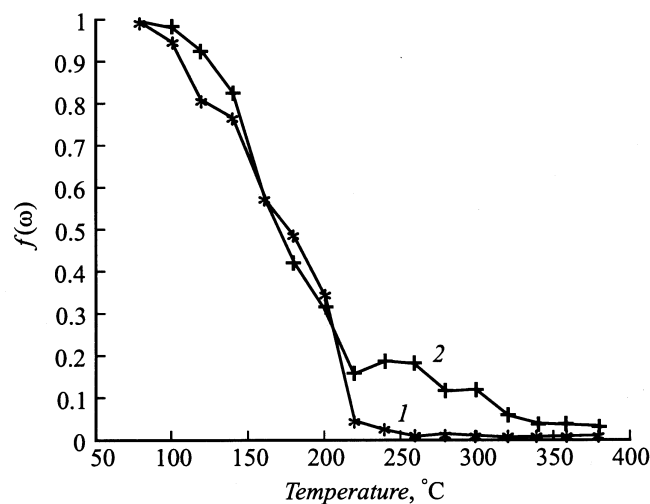


**Рис. 1.** Спектральная плотность шума образцов с глубиной  $p-n$ -перехода  $1.33 \cdot 10^{-4} \text{ см}$  при различных потоках облучения и температурах отжига. Поток облучения,  $\text{см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 —  $1.8 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $6.0 \cdot 10^{17}$ , 4 —  $1.14 \cdot 10^{18}$ . Температура отжига,  $^\circ\text{C}$ : 5 — 240, 6 — 340.

<sup>¶</sup> E-mail: baranouski@bsu.by



**Рис. 2.** Изменение эффективного времени жизни неосновных носителей заряда при изохронном отжиге дефектов. Время на термодиффузии основного  $p$ - $n$ -перехода, мин: 1 — 120, 2 — 75.



**Рис. 3.** Изменение ширины низкочастотного плато спектральной плотности шума при изохронном отжиге дефектов. Время на термодиффузии основного  $p$ - $n$ -перехода, мин: 1 — 120, 2 — 75.

жением:

$$L_d = \sqrt{(kT/e)\mu\tau}, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $e$  — заряд электрона,  $\mu$  — подвижность носителей заряда. Расчеты показывают уменьшение диффузионной длины с  $1.1 \cdot 10^{-3}$  до  $0.4 \cdot 10^{-3}$  см у исходных и облученных конечным потоком образцов соответственно. При этом полученная в [1] зависимость изменения времени жизни носителей заряда от потока облучения показала, что диффузионная длина становится меньше линейных размеров  $p$ - $n$ -перехода при потоках выше  $\Phi \geq 1.5 \cdot 10^{17}$  см $^{-2}$ . В этом случае изменение времени

жизни неосновных носителей заряда при облучении обратно пропорционально концентрации вводимых радиационных дефектов. Изменение частоты микроплазменных импульсов, или ширины низкочастотного плато СПШ, прямо пропорционально концентрации вводимых радиационных дефектов.

Обозначим через  $\tau_0$ ,  $\tau_{flow}$ ,  $\tau_T$  — эффективное время жизни неосновных носителей заряда до облучения, после максимального потока облучения и после отжига соответственно;  $\Delta\omega_0$ ,  $\Delta\omega_{flow}$ ,  $\Delta\omega_T$  — ширину низкочастотного плато СПШ (по уровню 0.7 от максимума) до облучения, после максимального потока облучения и после отжига соответственно. На рис. 2 и 3 представлены кривые восстановления времени жизни неосновных носителей заряда и ширины низкочастотного плато СПШ при термическом отжиге:

$$f(\tau) = (1/\tau_T - 1/\tau_0)/(1/\tau_{flow} - 1/\tau_0), \quad (2)$$

$$f(\omega) = (\Delta\omega_T - \Delta\omega_0)/(\Delta\omega_{flow} - \Delta\omega_0). \quad (3)$$

На рис. 2 хорошо видны две стадии отжига дефектов: стадия 150–260°C и стадия 300–340°C. Как видно из рисунка, на стадии 300–340°C не происходит полного восстановления времени жизни носителей. Это может быть обусловлено тем, что в данном диапазоне температур диффузионная длина становится больше линейных размеров  $p$ - $n$ -перехода и выражение (2) не может применяться для точных оценок.

При этом наблюдается почти полное восстановление частоты микроплазменных импульсов на стадии 100–260°C (рис. 3).

Методом емкостной спектроскопии установлено, что при облучении  $p$ -Si гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  наблюдается введение радиационных дефектов акцепторного типа с энергиями активации эмиссии  $E_v + 0.35$ ,  $E_v + 0.21$  эВ со скоростями  $\approx 10^{-4}$  и  $3 \cdot 10^{-5}$  см $^{-1}$  соответственно [4]. Указанные дефекты обычно связывают с кислород-вакансионными центрами ( $E_v + 0.35$  эВ) и дивакансиями ( $E_v + 0.21$  эВ). Соответственно наблюдаемая стадия восстановления времени жизни неосновных носителей в области 150–260°C может быть связана с отжигом дивакансий, а стадия при 300–340°C — с отжигом центров с энергией активации эмиссии ( $E_v + 0.35$  эВ) [5]. Однако в отличие от характера отжига дивакансий в объеме, как видно из рис. 2 и 3, наблюдается уширение стадии в области температур 100–260°C. Такое поведение отжига дефектов, вводимых облучением гамма-квантами, может быть обусловлено их отжигом на поверхности [6].

Соответствие стадии 300–340°C отжигу дефектов в объеме подтверждается анализом осциллограмм выходных импульсов: уменьшается вероятность включения лавины, что может объясняться уменьшением числа объемных центров реэмиссии носителей заряда, запускающих последующие лавины.

Результаты отжига позволяют уточнить предложенную в [1] модель. Уменьшение времени жизни неосновных носителей заряда с потоком облучения и уменьше-

ние крутизны заднего фронта микроплазменных импульсов после первого потока облучения, наблюдаемые в [1], позволяют предположить, что поверхность является областью накопления основных носителей заряда (дырок), или, другими словами, поверхность имеет отрицательный потенциал [7]. В этом случае локальное уменьшение электрического поля приводит к выключению лавинного процесса (ширина области умножения  $\approx (1-2) \cdot 10^{-5}$  см). Сравнение времени тепловой релаксации и длины заднего фронта импульсов позволяет исключить влияние фактора разогрева решетки [8]. Выключение поверхности в результате облучения приводит к снижению фактора объемного заряда носителей: увеличивается количество носителей заряда за счет ударной ионизации дырками, что приводит к затягиванию заднего фронта микроплазменных импульсов. При этом наблюдается повышенное изменение времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau$  (по сравнению с объемным [9]):  $\Delta(1/\tau) = \kappa\Phi$ , где  $\kappa$  — коэффициент повреждения;  $\Phi$  — величина потока облучения. Такой характер поведения может быть обусловлен образованием на поверхности радиационных дефектов положительного знака, вклад которых не только уравнивает отрицательно заряженные центры, но и оказывает влияние при измерении времени жизни неосновных носителей заряда. Дальнейшее облучение вызывает образование объемных ловушек неосновных носителей заряда, которые являются эффективными центрами захвата и рекомбинации на них основных носителей, а также центрами инициирования последующих лавин.

В результате проведенных исследований показано, что восстановление шумовых характеристик облученных гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  кремниевых  $p-n$ -структур с тонкой областью умножения при термическом отжиге происходит в области  $100-120^\circ\text{C}$ . При этом установлено определяющее влияние поверхности на частотные характеристики шума. Однако необходимо учитывать влияние радиационных дефектов на распределение шумовых импульсов во времени, так как время запуска повторных лавин будет в большей степени определяться реэмиссией электронов с центров захвата, чем тепловыми электронами. Полученные результаты могут быть полезны при проектировании шумовых полупроводниковых приборов.

## Список литературы

- [1] О.К. Барановский, П.В. Кучинский, В.М. Лутковский, А.П. Петрунин, Е.Д. Савенок. ФТП, **35**, 352 (2001).
- [2] Дж. Бендат, А. Пирсол. *Прикладной анализ случайных данных* (М., Мир, 1989).
- [3] S.M. Krakauer. Proc. IEEE, **50**, 7, 1665 (1962).
- [4] П.В. Кучинский. Автореф. канд. дис. (Минск, БГУ, 1984).
- [5] В.И. Губская, П.В. Кучинский, В.М. Ломако. ФТП, **20**, 1055 (1986).

- [6] В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. *Поверхностные радиационные эффекты в ИМС* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [7] З.Я. Садыгов, М.К. Сулейманов, Т.Ю. Бокова. Письма ЖТФ, **26** (7), 75 (2000).
- [8] Б.И. Дацко. ФТП, **31**, 186 (1997).
- [9] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969).

Редактор Л.В. Беляков

## Noise characteristics of silicon $p-n$ -structures with short multiplying region during thermal annealing of radiation-induced defects

A.K. Baranouski, P.V. Kuchinski\*, E.D. Savenok\*

Belarusian State University,  
220050 Minsk, Belarus

\* A.N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems,  
220064 Minsk, Belarus

**Abstract** The behaviour of noise spectral density and lifetime of minority charge carriers in silicon  $p-n$ -structures with short multiplying region under thermal annealing has been investigated. It is shown that the modification of the frequency characteristics of noise in  $p-n$ -structures is associated with restoring surface states. The qualitative explanation for the avalanche process in  $p-n$ -structures with short multiplying region is suggested.