

Увеличение частотного диапазона спектральной плотности шума кремниевых $p-n$ -структур при облучении гамма-квантами

© О.К. Барановский[¶], П.В. Кучинский*, В.М. Лутковский, А.П. Петрунин*, Е.Д. Савенок*

Белорусский государственный университет,
220050 Минск, Белоруссия

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

(Получена 12 июля 2000 г. Принята к печати 5 сентября 2000 г.)

Исследована возможность целенаправленного смещения высокочастотной границы платоспектральной плотности шума кремниевых $p-n$ -структур в область высоких частот при облучении гамма-квантами. Наблюдалось максимальное увеличение полосы рабочей области частот до 2–2.5 раз. При дальнейшем облучении исследуемых структур ширина плато не увеличивалась и его граница размывалась. Обнаружена корреляция между изменением времени жизни неосновных носителей заряда и шириной низкочастотного плато спектральной плотности шума. Предложена качественная модель для описания изменения спектральной плотности шума с потоком облучения для кремниевых $p-n$ -структур, определяемых размерами $p-n$ -перехода.

Введение

Кремниевые диоды, работающие в режиме обратного смещения $p-n$ -перехода, применяются в радиоэлектронике в качестве источников широкополосного сигнала для проверки чувствительности приемников и усилительных устройств, определения помехоустойчивости систем автоматического регулирования и телеуправления, а также в качестве источника калибровочного шума при измерении шумов.

При лавинном пробое обратного смещенных $p-n$ -переходов наблюдаются локализованные участки более высокой (по сравнению с остальной частью области пространственного заряда — ОПЗ) напряженности поля [1]. Принято считать, что эти участки образуются благодаря малым неоднородностям в ОПЗ $p-n$ -перехода. Наличие таких локальных неоднородностей, которые являются областями пониженного напряжения пробоя, приводит к образованию микроплазм, т.е. кратковременному протеканию через них тока амплитуды 10–200 мкА. В данной работе исследовалось влияние ионизирующего излучения на соотношение вероятностей включения и выключения микроплазм, при котором флуктуации тока максимальны.

Случайный характер включения–выключения микроплазм обусловлен флуктуациями числа носителей заряда в области $p-n$ -перехода и базы, сопровождающими ударную ионизацию в области умножения и прохождение электронов и дырок через пролетные участки $p-n$ -перехода. Эти флуктуации связаны с процессами тепловой генерации и рекомбинации носителей в объеме кристалла. Время рассасывания заряда лавины в значительной степени определяется временем жизни неосновных носителей заряда τ , которое зависит от сечения захвата электронов, концентрации центров, а также глубины залегания соответствующих энергетиче-

ских уровней [2]. Можно предположить, что при введении дополнительных радиационных дефектов величина τ будет уменьшаться, что должно отразиться на увеличении спектральной плотности шума (СПШ) в области средних или высоких частот. В связи с вышеизложенным, цель данной работы состояла в изучении возможности целенаправленного изменения частотных характеристик диодов.

Условия эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой кремниевые структуры с резким $p-n$ -переходом различной площади (10^{-4} и 1 мм^2). Уровень легирования базовой области $p-n$ -структур составлял $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствовало напряжению пробоя $\sim 8\text{--}10 \text{ В}$.

Измерения проводились при температуре $(20 \pm 1)^\circ\text{C}$ в режиме среднего тока через образцы 50 мкА, определяемого значением нагрузочного резистора (20 кОм). Нестабильность выходного тока наблюдалась в диапазоне смещений 7.7–10.7 В. Характер поведения формы токовых импульсов в нашем случае аналогичен приведенным в [3]. При этом максимальная ширина СПШ наблюдалась при приложенном напряжении 8.7 В, что соответствовало максимальной амплитуде и частоте флуктуаций тока. Соответствие импульсного характера протекания тока микроплазменному пробоему подтверждается линейностью вольт-амперной характеристики в области неустойчивости [3].

Облучение образцов гамма-квантами ^{60}Co проводилось при температуре 50°C . Расчет СПШ производился с использованием стандартного алгоритма быстрого преобразования Фурье [4] по результатам измерений шумового тока исследуемых структур. Погрешность расчетов не превышала 8%. Искажения, вносимые цепями измерения, не превышали 5%. Измерение времени жизни неосновных носителей заряда выполнялось методом переходных характеристик при переключении тока [5].

[¶] E-mail: alehb@rfe.bsu.unibel.by

Результаты эксперимента и их обсуждение

Выходной ток исследуемых $p-n$ -структур представляет собой последовательность импульсов, которые состоят из двух участков: переднего фронта с большой крутизной и заднего — относительно пологого (на рис. 1 представлены осциллограммы тока $p-n$ -структур до облучения). При этом передний фронт соответствует включению микроплазмы и процессу умножения носителей заряда в лавине за счет ударной ионизации, задний — выключению лавины и уменьшению тока лавины. Причиной выключения лавины может являться уменьшение длины свободного пробега носителей заряда в области умножения вследствие разогрева микроплазмы [6] или вследствие уменьшения напряженности поля из-за влияния пространственного заряда подвижных носителей в пролетных областях [3]. Были проведены исследования зависимости частоты микроплазменных импульсов от приложенного напряжения и температуры. Установлено, что увеличение напряжения и температуры приводит к увеличению вероятности включения микроплазмы и не влияет на задержку включения микроплазмы. После выключения микроплазмы скорость рассасывания заряда лавины может определяться скоростью дрейфа носителей в области пространственного заряда и в области нейтральной базы, а также временами захвата и эмиссии с ловушек, рекомбинацией носителей. Повторное включение лавины носит вероятностный характер и зависит от восстановления достаточной для пробоя напряженности поля и наличия носителей заряда, инициирующих лавину.

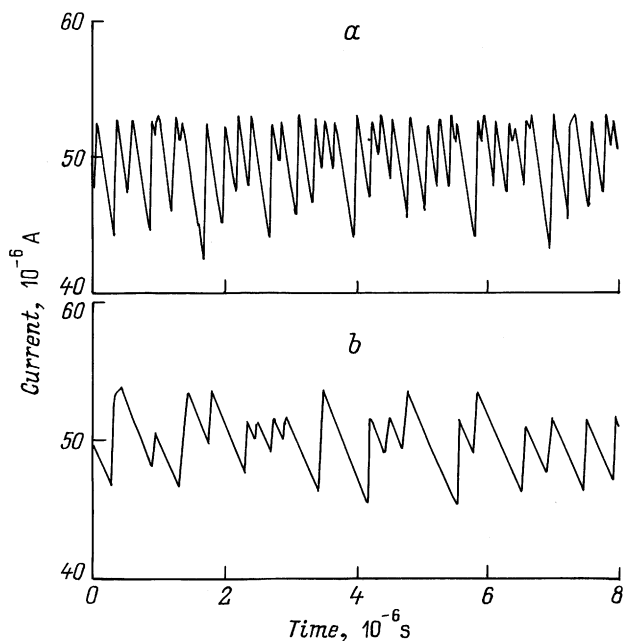


Рис. 1. Осциллограммы выходного тока необлученных $p-n$ -структур: a — малой площади, b — большой площади.

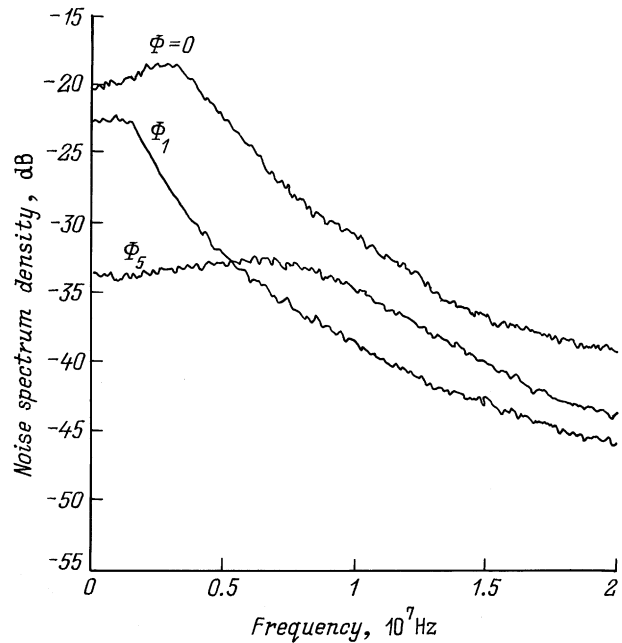


Рис. 2. Спектральная плотность шума $p-n$ -структур малой площади. Φ , Φ_i — величины потоков облучения структур.

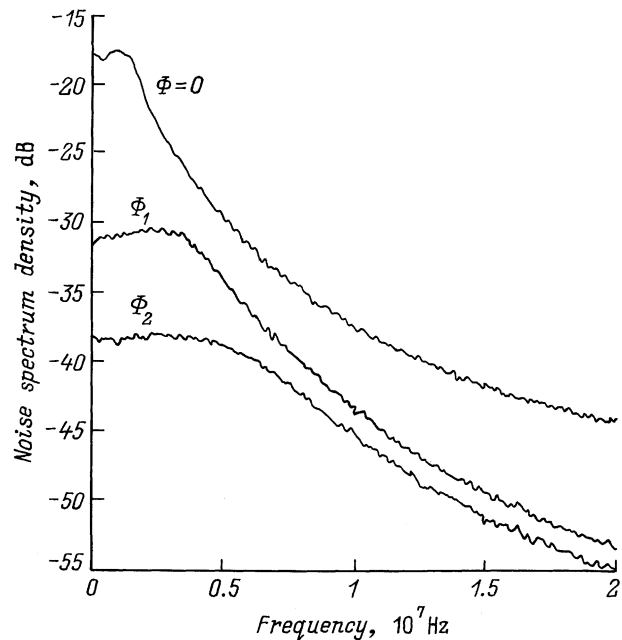


Рис. 3. Спектральная плотность шума $p-n$ -структур большой площади. Φ , Φ_i — величины потоков облучения структур.

На рис. 2 и 3 представлены спектры шумовых импульсов $p-n$ -структур малой и большой площади соответственно. В полученных спектрах наблюдается область независимости СПШ от частоты (низкочастотное плато) и область спада в высокочастотной области.

Изменение СПШ $p-n$ -структур большой площади с увеличением потока облучения (рис. 3) характеризуется

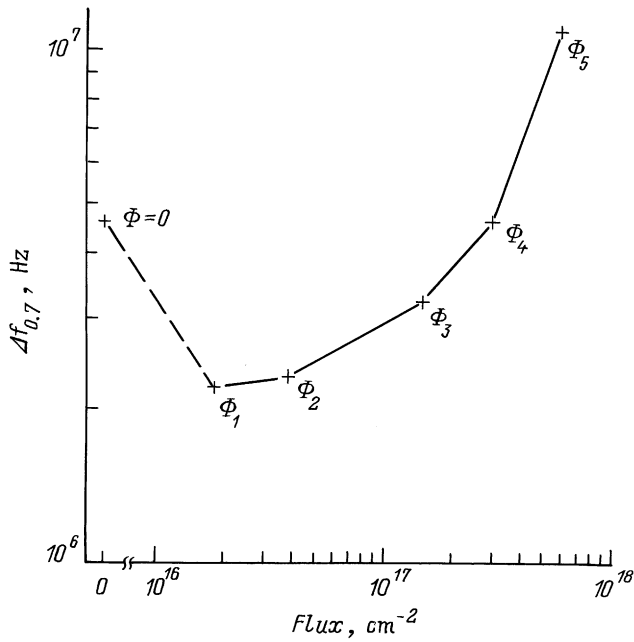


Рис. 4. Зависимость ширины низкочастотного плато спектральной плотности шума $p-n$ -структур малой площади от величины потока облучения.

увеличением ширины низкочастотного плато и уменьшением абсолютного значения плотности шума во всем исследуемом интервале частот, при этом угол наклона высокочастотного спада уменьшается. Для $p-n$ -структур малой площади (рис. 2) наблюдается противоположный эффект — резкое уменьшение ширины низкочастотного плато при потоках до $\Phi_1 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Однако дальнейшее увеличение потока облучения ведет к постепенному расширению области низкочастотного плато, и при потоках порядка $\Phi_5 = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ оно становится в 2–2.5 раза шире первоначального.

Было зафиксировано существование некоторого критического значения потока облучения, после которого ширина плато на спектральной характеристике перестает увеличиваться и границы его теряют четкость. При этом средняя амплитуда флуктуаций шумового тока резко падает.

На рис. 4 представлено изменение ширины плато СПШ исследованных диодов (по уровню 0.7 от максимума) с потоком облучения. Видно, что скорость изменения ширины СПШ не постоянна. До потоков излучения менее $\Phi_3 = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ширина плато увеличивается очень медленно. При потоках выше $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ наблюдается увеличение скорости продвижения правого края плато в область более высоких частот.

Изменение времени жизни неосновных носителей заряда в базовой области структур при облучении представлено на рис. 5 и описывается соотношением

$$\Delta(1/\tau) = 1/\tau_1 - 1/\tau_0, \quad (1)$$

где τ_0 — начальное время жизни, τ_1 — время жизни после облучения. Выделяются два участка изменения

$\Delta(1/\tau)$ с потоком облучения: незначительное изменение времени жизни носителей до величины потоков $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и практически линейное изменение времени жизни при потоках выше $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Характер поведения СПШ выходного тока диодов может быть объяснен следующей качественной моделью. В основе модели лежат линейные размеры $p-n$ -перехода исследуемых $p-n$ -структур. Размеры $p-n$ -перехода структур большой площади составляют $1 \times 1 \text{ мм}^2$, малой площади — $10^{-2} \times 10^{-2} \text{ мм}^2$. Можно предположить, что для $p-n$ -структур малой площади вклад поверхностных состояний в изменение электрофизических свойств сравним с эффектами в объеме. В этом случае anomalous поведение СПШ $p-n$ -структур малой площади на начальных потоках облучения (до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) объясняется влиянием поверхностного канала рекомбинации неосновных носителей заряда. Поверхностные ловушки участвуют в процессе рассасывания заряда лавины, являясь центрами рекомбинации носителей заряда. После облучения образцов наступает выключение поверхностного канала рекомбинации носителей. Следствием этого является увеличение длительности заднего фронта импульсов тока и соответственно сдвиг высокочастотного края плато СПШ в область более низких частот.

Облучение приводит к появлению дополнительных центров рекомбинации в объеме диодов. Увеличивается количество актов захвата и высвобождения носителей с ловушек при развитии лавины. Эти процессы приводят к уменьшению количества электронов, участвующих в процессе ударной ионизации и, соответственно, уве-

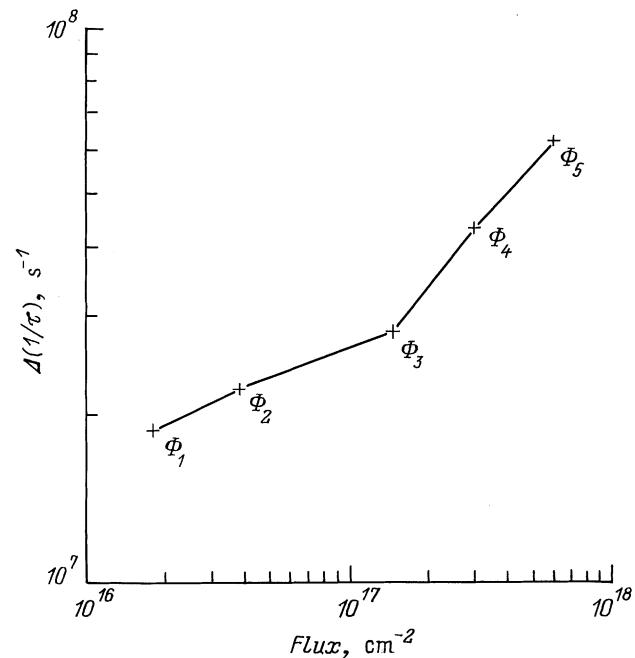


Рис. 5. Изменение времени жизни неосновных носителей заряда в $p-n$ -структурах малой площади при изменении потока облучения.

личению вероятности выключения микроплазмы. Такое предположение подтверждается незначительным увеличением дисперсии максимальной амплитуды импульсов. С другой стороны, облучение также вызывает изменение вероятности включения микроплазмы. Ловушки, захватившие носители во время предыдущего акта развития лавины, становятся центрами эмиссии носителей, запускающих лавину. Эти процессы влекут за собой увеличение скорости следования импульсов и, следовательно, увеличение ширины низкочастотного плато СПШ.

Изменение времени жизни неосновных носителей заряда обычно связано с потоком облучения следующей зависимостью [7]:

$$\Delta(1/\tau) = k\Phi, \quad (2)$$

где k — коэффициент повреждения, Φ — величина потока облучения. Полученная в эксперименте зависимость (рис. 5), обнаруживающая нелинейный характер, не согласуется с соотношением (2).

Такое поведение величины $\Delta(1/\tau)$ может быть объяснено в рамках предложенной качественной модели. Проанализируем его, учитывая связь длины диффузии L неосновных носителей заряда и времени их жизни τ_n через коэффициент диффузии D :

$$L = \sqrt{D\tau_n}. \quad (3)$$

До некоторых потоков порядка $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ величина $\Delta(1/\tau)$ определяется линейными размерами $p-n$ -перехода, при этом длина диффузии неосновных носителей L больше линейных размеров l :

$$L \gg l.$$

При потоках, превышающих $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, количество образовавшихся ловушек зарядов начинает играть существенную роль — увеличивается влияние генерационно-рекомбинационных процессов. Длина диффузии становится сравнима или меньше линейных размеров $l \geq L$.

Существенным фактом является коррелированность скорости изменения жизни неосновных носителей заряда со скоростью изменения ширины низкочастотного плато СПШ исследованных диодов. Из анализа рис. 4 и 5 вытекает, что скорость изменения ширины низкочастотного плато в рамках нашей модели определяется соотношением длины диффузии L неосновных носителей заряда и линейных размеров $p-n$ -перехода, при этом L определяется значением потока облучения.

Сравнивая СПШ выходных токов $p-n$ -структур малой и большой площади (рис. 2, 3), нетрудно заметить, что даже при значительно больших потоках облучения у первых величина низкочастотного СПШ больше, а следовательно, и амплитуда шумовых импульсов больше. Такой факт также объясняется предложенной моделью. Диаметр микроплазм, возникающих при рабочих напряжениях смещения диодов, примерно равен ширине ОПЗ и составляет $\sim 0.3-0.5$ мкм. Для структур с

линейными размерами $p-n$ -перехода 1×1 мм может существовать несколько микроплазм с близкими напряжениями пробоя, которые могут работать как попеременно, так и накладываясь друг на друга, увеличивая частоту выходных шумовых импульсов. Такое предположение подтверждается разбросом микроплазменных импульсов по максимуму амплитуды (рис. 1, б), а при увеличении напряжения смещения можно наблюдать на осциллограмме тока хорошо различимые промежуточные полки. Вероятность включения лавинного тока через такие $p-n$ -переходы складывается из вероятностей включения отдельных микроплазм. При тех же условиях для $p-n$ -структур с линейными размерами $10^{-2} \times 10^{-2}$ мм в области $p-n$ -перехода вероятность возникновения нескольких микроплазм меньше. Поэтому время между включениями лавин через $p-n$ -переход больше, чем у $p-n$ -структур большой площади.

Таким образом, для $p-n$ -структур малой площади смещение высокочастотного края плато СПШ в область низких частот после малых доз облучения может быть объяснено выключением поверхностного канала рекомбинации. Смещение высокочастотного края в область высоких частот после облучения потоками выше $1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ обусловлено уменьшением времени жизни неосновных носителей заряда в объеме кристалла.

Заключение

Предложена качественная модель для описания изменения спектральной плотности шума (СПШ) с потоком облучения для $p-n$ -структур при развитии единичной микроплазмы, определяемой размерами $p-n$ -перехода. Полученные в работе экспериментальные данные показывают, что облучение кремниевых $p-n$ -структур гамма-квантами позволяет смещать высокочастотную границу плато СПШ в область высоких частот. При этом полоса рабочей области частот может увеличиваться до 2–2.5 раз. При дальнейшем облучении исследуемых структур ширина плато не увеличивается, и границы его размываются. Амплитудные характеристики структур в режиме развития не более одной микроплазмы менее подвержены изменению при облучении. Обнаружена корреляция между изменением времени жизни неосновных носителей заряда и шириной низкочастотного плато СПШ.

Список литературы

- [1] А.С. Тагер, В.М. Вальд-Перлов. *Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ* (М., Сов. радио, 1968).
- [2] Н.Б. Лукьянчикова. *Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Радио и связь, 1990).
- [3] И.В. Грехов, Ю.Н. Сержкин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).
- [4] Дж. Бендат, А. Пирсол. *Прикладной анализ случайных данных* (М., Мир, 1989).

- [5] S.M. Krahaue. Proc. IEEE, **50**(7), 1665 (1962).
- [6] Б.И. Дацко. ФТП, **31**, 186 (1997).
- [7] В.С. Вавилов, Н.А. Ухин. *Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Атомиздат, 1969).

Редактор Т.А. Полянская

**Increase of noise spectrum density
frequency band in silicon gamma-quantum
irradiated $p-n$ -structures**

O.K. Baranovski, P.V. Kuchinski*, V.M. Lutkovski,
A.P. Petrunin*, E.D. Savenok*

Belarusian State University,
220050 Minsk, Belarus

* A.N. Shevchenko Insitute
of Applied Physics Problems,
220064 Minsk, Belarus