

ШУМ ЛАВИННОГО ФОТОДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ МДП-СТРУКТУРЫ Si-SiO₂-Ni

Т.М. Бурбаев, В.В. Кравченко, В.А. Курбатов, В.Э. Шубин

Измерена зависимость коэффициента шума лавинного процесса в МДП-структуре Si-SiO₂-Ni от величины коэффициента умножения M в области M = 10³ - 1,5 · 10⁵. Полученные результаты объясняются на основе представлений о локальных пробоях полупроводникового слоя, гашение которых осуществляется свободными электронами на границе раздела полупроводник-диэлектрик.

Шум лавинного процесса, определяющий пороговые характеристики лавинных фотодетекторов — лавинных фотодиодов (ЛФД), лавинных МДП-структур [1], связан со статическим распределением одноэлектронного коэффициента умножения. Достаточно подробно исследован шум кремниевых ЛФД. В лучших конструкциях ЛФД коэффициент шума лавины, F_a, не превышает 10 при значениях коэффициента умножения M = 1000 [2], при этом, в согласии с теорией [3], в области больших M F_a пропорционален M.

При M ≥ 1000 (а чаще и при меньших значениях) в ЛФД возникают микропробой, что вызывает значительно более резкий рост шума. Появление микропробоев связано с неоднородностью полупроводникового материала, которая, помимо возможных несовершенств технологического процесса, имеет и принципиальную причину — статистическое распределение примесей в объеме полупроводника.

Если считать, что флуктуация напряжения пробоя по плоскости p-n перехода равна флуктуационному потенциалу в области пространственного заряда (ОПЗ), то из соотношения Миллера M ≈ φ_b / (φ_b - φ_s), где φ_b, φ_s — напряжение пробоя и потенциал ОПЗ, следует, что коэффициент умножения, при котором появляются микропробой, равен обратной величине относительной флуктуации потенциала, т.е. дисперсии числа ионов в объеме, определяемом шириной ОПЗ:

$$M_{\max} \approx \sqrt{N_1 d^3}$$

Здесь N₁ — концентрация ионов примеси в ОПЗ, d — ширина ОПЗ (длина экранирования). При N₁ = 3 × 10¹⁵ см⁻³, d = 8 мкм [1] получаем M_{max} = 1200, что близко к наблюдаемым результатам.

В МДП-структурах флуктуационный потенциал должен быть выше, чем в ЛФД, из-за встроенного заряда в диэлектрике, хотя в процессе формовки структуры в результате коррелированного (преимущественно в областях с повышенным M) встраивания в диэлектрик отрицательного заряда потенциальный рельеф несколько сглаживается. Это проявляется в выравнивании коэффициента умножения по площади структуры, повышении его среднего значения и снижении шума.

Эффект формовки лавинных МДП-структур показывает, что проводимость инверсного слоя недостаточна, чтобы блокировать влияние встроенного заряда. Из-за низкой проводимости инверсного слоя накопление электронов на границе раздела, как будет видно из дальнейшего, в значительной мере определяет характеристики шума МДП-структуры.

Мы исследовали шум МДП-структур в области высоких коэффициентов умножения M > 1000, когда микропробой играют определяющую роль в лавинном процессе.

МДП-структуры изготавливались термическим окислением одноомного p-Si с последующим напылением на окисел полупрозрачного никелевого электрода. Диаметр этого электрода, который служит приемной площадкой для изучения, равен 1 мм. Толщина окисного слоя составляла 1600 Å.

Измерения величины фотосигнала и шума на выходе фотодетектора проводились по записи импульса фотосигнала с помощью схемы совпадения. Измерения шума проводились по ширине шумовой дорожки, либо с помощью пикового детектора с большой постоянной времени, включенного на выходе импульсного детектора. Для калибровки чувствительности тракта к шумовому сигналу измерялся тепловой шум метал-

лопленочного резистора. Эти измерения проводились при двух температурах резистора, чтобы исключить шум усилителя.

Необходимая мощность оптического сигнала устанавливалась с помощью калиброванных оптических ослабителей и регулировкой тока питания светодиода. Длина волны излучения равнялась 0,7 мкм, длительность импульса излучения — 1 мкс. Чтобы провести измерения на линейном участке ампер-ваттной характеристик^у при всех значениях M , мы использовали относительно невысокую мощность излучения $6 \cdot 10^{-11}$ Вт.

Для определения коэффициента шума лавины измерялось приращение шума, вызванное оптическим сигналом. Коэффициент шума вычислялся по результатам измерений следующим образом:

$$F_a = \frac{\Delta i_n^2}{2e i_p M \Delta f}$$

где Δi_n^2 — квадрат вызванного излучением приращения тока шума, i_p — ток фотосигнала, M — коэффициент умножения фототока, Δf — ширина полосы частот, e — заряд электрона.

Пороговая мощность P_{\min} вычислялась с учетом измеренного F_a из условия равенства тока сигнала суммарному шумовому току, который включает как темновой шум структуры, так и шум, вызванный оптической мощностью P_{\min} .

Результаты измерений показаны на рис. 1. Поведение коэффициента шума оказалось совершенно иным, чем в ЛФД. При повышении M от 10^3 до нескольких десятков тысяч коэффициент шума приблизительно постоянен и равен 10, а затем падает до $F_a \cong 2$ при увеличении M до $1,5 \cdot 10^5$. Пороговая мощность при этом снижается незначительно, так как во всем диапазоне M при оптической мощности, равной P_{\min} , преобладает темновой шум.

Поведение коэффициента шума можно понять, если учесть экранирование поля в полупроводнике зарядом, накапливаемым на границе раздела в процессе умножения одного фотоэлектрона. Процесс умножения в нашем случае представляет собой локальный пробой, который продолжается до тех пор, пока потенциал области пробоя не понизится до значения, меньшего φ_b , благодаря экранировке накопленными электронами. За время протекания одноэлектронного процесса накапливаемый заряд успевает распределиться по относительно небольшой площади, что обеспечивает эффективное гашение пробоя. Этот заряд не успевает распределиться по всей площади структуры и между двумя одноэлектронными актами генерации, интенсивность которой в нашем случае была довольно высокой (10^9 с^{-1}). Это означает, что в промежутках между отдельными актами генерации не успевает происходить выравнивание потенциала по всей площади структуры, и распределение потенциала полупроводникового слоя будет, таким образом, случайным и флуктуирующим во времени. В областях, где только что закончился лавинный процесс, потенциал несколько ниже пробивного, в остальных он будет превышать φ_b и иметь случайную величину.

Поскольку величина накопленного заряда, а следовательно, и импульса тока, вызванного единичным актом генерации, определяется величиной превышения напряжения над φ_b в области генерации инициирующего микропробоя носителя, форма распределения потенциала полностью определяет амплитудное распределение одноэлектронных импульсов фототока и, соответственно, коэффициент шума лавинного процесса. Увеличение M , которое достигается повышением напряжения на структуре, приводит к увеличению средней величины потенциала и размаха его распределения, но существенных изменений формы распределения, а следовательно, и коэффициента шума не происходит.

Задавшись формой распределения потенциала и видом зависимости тока пробоя i_b от перенапряжения $\Delta\varphi = (\varphi_s - \varphi_b)$, можно вычислить коэффициент шума. Зависимость $i_b(\Delta\varphi)$ должна быть более сильной, чем линейная, так как с ростом $\Delta\varphi$ и, соответственно, длительности процесса ослабляется эффективность гашения пробоя из-за увеличения размеров области, в которой накапливаются электроны. Для $i_b \sim (\Delta\varphi)^n$, где $n > 1$, и гауссового распределения потенциала расчет дает $F_a = 6$ для $n = 2$ и $F_a = 11,8$ для $n = 3$, что близко к измеренным значениям.

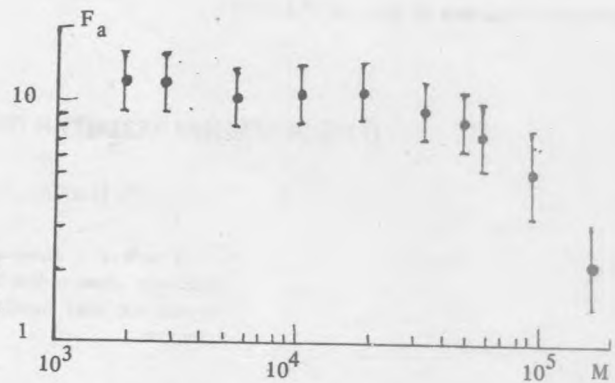
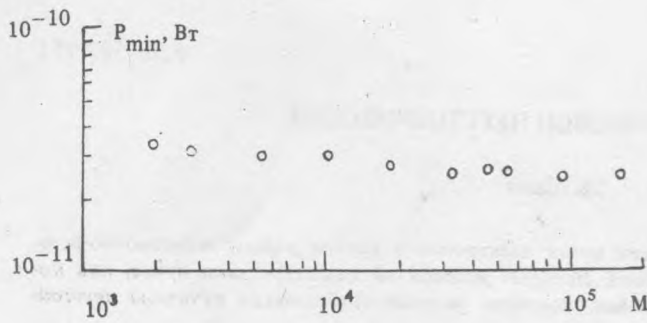


Рис. 1. Зависимость пороговой мощности P_{\min} и коэффициента шума лавины F_a от коэффициента умножения M . Мощность излучения $6 \cdot 10^{-11}$ Вт, длительность импульса излучения 1 мкс, $\Delta f = 1$ МГц.

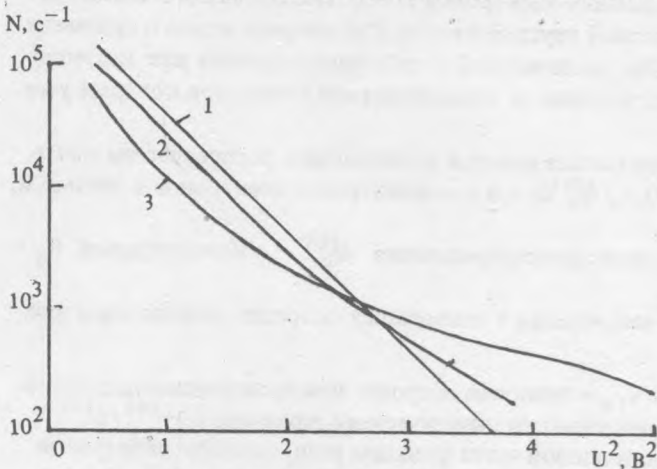


Рис. 2. Амплитудное распределение импульсов темнового шума. Время интегрирования 0,2 мкс, ширина канала 0,1 В, $M = 50000$ (1), 6000 (2), 600 (3).

Спад F_a в области максимальных значений M может быть связан с увеличением длительности одноэлектронного процесса, которое приводит к перекрытию областей накопления заряда пространственно близких и одновременных локальных пробоев. Такое перекрытие ослабляет зависимость $i_b(\Delta\varphi)$ и несколько сглаживает потенциальный рельеф.

На рис. 2 показаны амплитудные распределения импульсов темнового шума. Несмотря на то, что эти измерения выполнены с временным разрешением, недостаточным для разделения одноэлектронных импульсов, отчетливо видны различия в характере распределения для разных M . При $M = 50000$ ($F_a \approx 6$) распределение хорошо подчиняется гауссовому закону (прямая линия в выбранных координатах), при $M = 6000$ ($F_a \approx 10$) появляется заметное отклонение от нормального распределения при больших амплитудах, а при $M = 600$ ($F_a \approx 20$) распределение не описывается гауссовым законом во всем диапазоне амплитуд. Характеристики темнового шума могут отличаться от свойств шума, вызванного излучением, однако сужение распределения с ростом M , результатом которого является уменьшение F_a , наблюдается и в этом случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bogdanov S. V. et al. Phis. Status Solidi (a), **93**, 361 (1986).
2. Stillman G. E., Wolfe C. M. Semiconductors and semimetals 1977, v. 12, Chap. 5, p. 365.
3. McIntyre R. J. IEEE Trans. Electron Devices, **ED-13**, 164 (1966).