

УДК 621.383

СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛОВ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ ЛАВИННЫХ ФОТОПРИЕМНИКОВ, РАБОТАЮЩИХ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

А.О. ЗЕНЕВИЧ, А.М. ТИМОФЕЕВ

*Высший государственный колледж связи
Ф. Скорины, 8/2, Минск, 220114, Беларусь**Поступила в редакцию 21 апреля 2011*

В режиме счета фотонов выполнены исследования статистических распределений интервалов времени между соседними импульсами кремниевых лавинных фотоприемников со структурами p^+n-v-n^+ и $n^+p-\pi-p^+$. Проведен сравнительный анализ статистических распределений временных интервалов этих фотоприемников.

Ключевые слова: счет фотонов, лавинные фотоприемники, пассивное гашение.

Введение

Для счета фотонов в последние годы все более широкое применение находят лавинные фотоприемники (ЛФП) [1]. Однако не все их характеристики в режиме счета фотонов достаточно изучены, в частности, это относится к распределению временных интервалов между выходными импульсами. При помощи этих распределений можно определить быстродействие ЛФП в режиме счета фотонов, оценить время образования послеимпульсов, установить наличие взаимосвязей между моментами времени появления импульсов.

Целью настоящей работы являлось установление зависимости статистических распределений временных интервалов между импульсами лавинных фотоприемников от их напряжений питания и интенсивности подсветки этих фотоприемников.

Методика и условия эксперимента

В качестве объектов исследования использовались кремниевые лавинные фотоприемники со структурами p^+n-v-n^+ и $n^+p-\pi-p^+$, где v и π – слаболегированные области n - и p -типа соответственно. Принципиальное отличие этих ЛФП состоит в типе фотогенерированных неосновных носителей заряда, достигающих области умножения p - n -перехода. Для фотоприемников со структурой p^+n-v-n^+ – это электроны, а для $n^+p-\pi-p^+$ – дырки. Учитывая, что подвижность, коэффициенты умножения, время жизни на ловушечных уровнях электронов и дырок различаются, представляет интерес провести исследования и сравнить характеристики таких ЛФП в режиме счета фотонов.

Для реализации режима счета фотонов ЛФП включался по схеме пассивного гашения лавины [1]. При этом ЛФП ведет себя подобно счетчику квантов излучения Гейгера–Мюллера, поэтому в литературе такая схема включения часто называется гейгеровской. Описание физического принципа регистрации оптического излучения ЛФП, включенного по схеме пассивного гашения лавины, достаточно хорошо рассмотрено в [1, 2].

Для проведения исследований использовалась установка, описание которой представлено в работе [3], где в качестве аппаратно-программного комплекса использовался измеритель временных интервалов между выходными импульсами ЛФП. Этот измеритель формировал

статистические распределения временных интервалов между двумя соседними (ближайшими) импульсами.

Источником излучения с пуассоновской статистикой фотонов служил светодиод АЛ307А, оптическое излучение с длиной волны 0,68 мкм от которого подавалось на ЛФП через нейтральный светофильтр и диафрагму. При проведении измерений зависимости статистического распределения временных интервалов от интенсивности подсветки ЛФП коэффициент ослабления нейтрального светофильтра изменялся. Во всех других измерениях величина коэффициента ослабления оставалась постоянной. Диафрагма использовалась для перекрытия оптического излучения, поступавшего на ЛФП. Исследования проводились при температуре 293 К.

Импульсы тока, возникающие в ЛФП при отсутствии оптического излучения, называются темновыми, а импульсы, вызванные оптическим излучением, – фотоотсчетами. Когда на ЛФП подается оптическое излучение, на его выходе регистрируется смесь темновых импульсов и фотоотчетов. Если между импульсами ЛФП отсутствуют корреляционные связи, то статистическое распределение количества зарегистрированных импульсов за постоянный интервал времени будет подчиняться распределению Пуассона [3]. Такой статистике импульсов соответствует экспоненциальное распределение интервалов времени между двумя соседними импульсами [4]. Поэтому полученные распределения интервалов времени для темновых импульсов и смеси темновых импульсов и фотоотчетов сравнивались с экспоненциальным (теоретическим) распределением.

Поскольку для различных структур ЛФП напряжение пробоя $U_{пр}$ было различным, то при сравнении зависимостей их характеристик от напряжения питания использовалось перенапряжение $\Delta U = U_{п} - U_{пр}$, где $U_{п}$ – напряжение питания ЛФП. Напряжение пробоя $U_{пр} = 249,70$ В для p^+n-v-n^+ , а для $n^+p-p^+U_{пр} = 190,70$ В.

Результаты исследования и их обсуждение

Проведенные исследования статистических распределений интервалов времени между темновыми импульсами показали, что вид этих распределений и их изменение в зависимости от ΔU были идентичными для всех исследуемых фотоприемников, независимо от типа структуры. Поэтому на рис. 1 приводятся распределения только для ЛФП со структурой p^+n-v-n^+ .

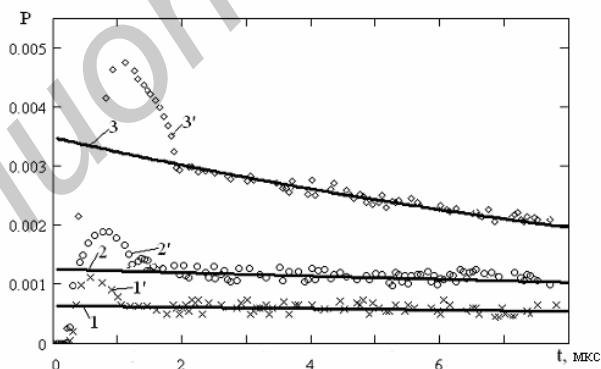


Рис. 1. Статистические распределения интервалов времени между темновыми импульсами:
 1 – экспоненциальное (теоретическое) распределение и 1' – экспериментальное распределение для $\Delta U = -0,10$ В; 2 – теоретическое распределение и 2' – экспериментальное распределение для $\Delta U = 0,00$ В; 3 – теоретическое распределение и 3' – экспериментальное распределение для $\Delta U = 0,30$ В

В начале каждого из представленных распределений имеется временной интервал, на котором вероятность образования импульсов равна нулю. Длительность Δt такого интервала не зависела от величины ΔU и составляла для ЛФП со структурой p^+n-v-n^+ 200 нс и 150 нс – со структурой n^+p-p^+ . Такое отличие в значениях Δt связано с различной электрической емкостью этих структур. Величина Δt , определяемая по длительности фронта нарастания импульса напряжения на выходе ЛФП, совпадала со временем разрядки собственной емкости ЛФП.

Для всех распределений после интервала Δt наблюдается увеличение вероятности появления импульса P до некоторого максимального значения, после чего происходит её плавное уменьшение. С ростом ΔU положение максимума распределения (рис. 1) смещалось в сторону больших времен, а его значение увеличивалось на всем исследуемом диапазоне перенапряжений.

Наличие участка распределения, на котором наблюдается увеличение вероятности P , обусловлено ростом напряженности электрического поля в области лавинного умножения p - n -перехода ЛФП после протекания в нем пробоя. Для того, чтобы напряженность восстановилась в этой области до допробойного значения, соответствующего приложенному перенапряжению ΔU , необходимо некоторое время. Если в этот период времени в область лавинного умножения попадет свободный носитель заряда, то вероятность образования им лавинного пробоя будет меньше, чем при напряженности, соответствующей ее допробойной величине. Время восстановления напряженности также зависит и от величины ΔU : чем больше значение перенапряжения, тем дольше протекает процесс её восстановления. С ростом ΔU увеличивается вероятность инициирования свободным носителем заряда, находящимся в области умножения, лавинного процесса [5]. Поэтому с ростом ΔU наблюдается смещение максимума распределения в сторону больших времен и увеличение его значения.

Из рис. 1 видно, что все представленные зависимости имеют интервал времени, на котором $\Delta = P - P_e > 0$, где P – экспериментально полученное распределение временных интервалов, P_e – экспоненциальное распределение временных интервалов. Временной интервал τ_Δ , на котором $\Delta > 0$, увеличивается с ростом ΔU для всех типов исследуемых фотоприемников. Также увеличивалось и максимальное значение Δ_{\max} с повышением ΔU . Для ЛФП со структурой n^+p - π - p^+ для значения $\Delta U = -0,10$ В, $\Delta_{\max} = 3,20 \cdot 10^{-3}$, а при $\Delta U = 0,47$ В $\Delta_{\max} = 3,60 \cdot 10^{-3}$. Длительность интервала τ_Δ , на котором наблюдалась $\Delta > 0$ для $\Delta U = -0,10$ В, составила 0,40 мкс, а для $\Delta U = 0,47$ В – 1,40 мкс. Максимальное значение $\Delta_{\max} > 0$ для ЛФП со структурой p^+n - v - n^+ для таких же значений ΔU составили $0,50 \cdot 10^{-3}$ и $1,10 \cdot 10^{-3}$, а длительность интервалов, на которых наблюдалась $\Delta > 0$, – 0,70 мкс и 1,20 мкс соответственно. Отношение Δ_{\max} к максимальному значению экспериментально полученного распределения временных интервалов P_{\max} уменьшалось. Так для ЛФП со структурой p^+n - v - n^+ при величине $\Delta U = 0,04$ В отношение Δ_{\max}/P_{\max} составило 0,66 и 0,55 для темновых импульсов и смеси темновых импульсов и фотоотсчетов соответственно, а при увеличении ΔU до 0,47 В эти же соотношения уменьшились до 0,34 и 0,13. Аналогичная тенденция изменения Δ_{\max}/P_{\max} наблюдалась и для ЛФП со структурой n^+p - π - p^+ : 0,85 и 0,78 для темновых и смеси темновых импульсов и фотоотсчетов соответственно при $\Delta U = 0,04$ В, а для $\Delta U = 0,47$ В соотношение Δ_{\max}/P_{\max} было равно 0,66 для темновых импульсов и 0,27 для смеси темновых импульсов и фотоотсчетов.

Наличие таких отклонений, при которых $\Delta > 0$, вызвано послеимпульсами – импульсами, которые возникают вслед за темновыми импульсами или фотоотсчетами и имеющими с ними корреляционную связь. Корреляционная связь приводит к тому, что статистическое распределение числа темновых импульсов отличается от распределения Пуассона, а, следовательно, статистическое распределение интервалов между импульсами отличается от экспоненциального распределения.

Причиной появления послеимпульсов является захват свободных носителей заряда (электронов или дырок) на ловушечные уровни с последующей их реэмиссией [2]. Время жизни носителей заряда на ловушечных уровнях определяет интервал времени, на котором могут наблюдаться послеимпульсы. Вероятность появления послеимпульса определяется вероятностью того, что после реэмиссии с ловушечного уровня носитель заряда может вызвать лавинный пробой. С ростом перенапряжения такая вероятность повышается, следовательно, увеличивается и $\Delta > 0$.

Каждое из распределений P имеет участок спада, который достаточно хорошо описывается экспоненциальным распределением. С увеличением ΔU уменьшается время затухания этого экспоненциального участка распределения.

Под временем затухания понимается интервал времени, в течение которого величина вероятности P уменьшалась в e раз по сравнению с ее максимальным значением.

Проводились исследования распределений интервалов между импульсами ЛФП для различных интенсивностей подсветки. Измерения выполнены при постоянном значении пере-напряжения. Вид этих распределений и их изменение в зависимости от интенсивности подсветки были схожими для всех исследуемых фотоприемников независимо от типа структуры. Поэтому на рис. 2 приводятся распределения только для ЛФП со структурой n^+p-p^+ .

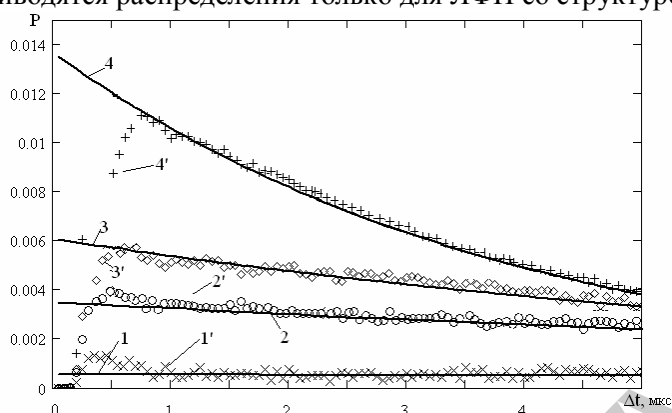


Рис. 2. Статистические распределения интервалов времени между импульсами для различных интенсивностей подсветки: 1 – теоретическое распределение и 1' – экспериментальное распределение для темновых импульсов; 2 – теоретическое распределение и 2' – экспериментальное распределение для интенсивности подсветки I_1 ; 3 – теоретическое распределение и 3' – экспериментальное распределение для интенсивности подсветки I_2 ; 4 – теоретическое распределение и 4' – экспериментальное распределение для интенсивности подсветки I_3 ($I_1 < I_2 < I_3$)

Так же, как и для темновых импульсов, каждое из распределений имело участки, на которых $P = 0$. Длительность временного отрезка Δt , на котором $P = 0$, не зависела от интенсивности оптического излучения и по величине совпадала с таким же отрезком распределения, как и для темновых импульсов. Положение максимума распределения (рис. 2) смещается в сторону больших времен, а его значение увеличивается с ростом интенсивности подсветки на всем исследуемом временном диапазоне. Такое поведение максимума распределения связано с проявлением эффекта продлевающегося мертвого времени, т.е. времени, в течение которого фотоприемник не чувствителен к падающему на него излучению, и импульсы в нем в этот промежуток времени не возникают. Поскольку длительность этого промежутка зависит от интенсивности оптического излучения, то мертвое время является продлевающимся [4].

Сравнение экспериментальных распределений с экспоненциальным распределением показано на рис. 2. Как видно из полученных результатов, с ростом интенсивности подсветки уменьшается участок временного распределения, на котором отклонение $\Delta > 0$ и уменьшается временной интервал τ_{Δ} , в течение которого это наблюдается. Такое уменьшение можно объяснить тем, что с ростом интенсивности подсветки увеличивается время, в течение которого восстанавливается напряженность электрического поля до своего максимального значения в области $p-n$ -перехода после его пробоя. После прохождения пробоя сразу начинается процесс реэмиссии носителей заряда с ловушечных уровней, который продолжается некоторое время. Рост длительности мертвого времени приводит к тому, что увеличивается интервал времени после протекания лавинного пробоя, в течение которого отсутствуют импульсы. Это, в свою очередь, уменьшает промежуток времени, когда могут быть образованы послеимпульсы, что и приводит к сокращению τ_{Δ} .

В качестве критерия оценки отклонения экспериментального распределения P от P_e будем использовать параметр

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i^n (P_i - P_{ei})^2}{N}}, \quad (1)$$

где P_i и P_{ei} – экспериментально полученная и теоретическая вероятности появления i -ого временного интервала между импульсами соответственно, N – общее количество временных интервалов, по которым выполнялось сравнение P_i и P_{ei} .

На рис. 3 представлена зависимость параметра σ от величины перенапряжения ΔU для темновых импульсов и смеси темновых импульсов и фотоотчетов.

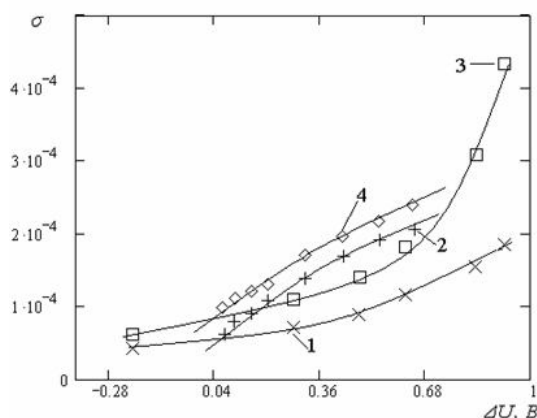


Рис. 3. Зависимость σ от величины перенапряжения: 1 – \times – темновые импульсы (структура p^+n-v-n^+); 2 – $+$ – темновые импульсы (структура $n^+p-\pi-p^+$); 3 – \square – смесь темновых импульсов и фотоотчетов (структура p^+n-v-n^+); 4 – \diamond – смесь темновых импульсов и фотоотчетов (структура $n^+p-\pi-p^+$)

Из полученных результатов видно, что увеличение ΔU приводит к росту σ как для темновых, так и для смеси темновых импульсов и фотоотчетов. В случае подачи на ЛФП оптического излучения наблюдалось увеличение σ по сравнению с его отсутствием. С ростом перенапряжения наблюдается увеличение σ независимо от того, регистрируется смесь фотоотчетов и темновых импульсов или только темновые импульсы. Наиболее сильная зависимость σ от изменения перенапряжения ΔU_n наблюдалась для ЛФП со структурой $n^+p-\pi-p^+$ – $\Delta\sigma/\Delta U_n = 2,10 \cdot 10^{-4} \text{ В}^{-1}$ для темновых импульсов и $\Delta\sigma/\Delta U_n = 2,50 \cdot 10^{-4} \text{ В}^{-1}$ для смеси темновых импульсов и фотоотчетов, в то время, как в этом же диапазоне перенапряжений для ЛФП со структурой p^+n-v-n^+ $\Delta\sigma/\Delta U_n = 0,60 \cdot 10^{-5} \text{ В}^{-1}$ и $\Delta\sigma/\Delta U_n = 1,30 \cdot 10^{-4} \text{ В}^{-1}$ для темновых импульсов и смеси темновых импульсов и фотоотчетов соответственно. Диапазон перенапряжений, на котором сравнивались $\Delta\sigma/\Delta U_n$ различных типов ЛФП, был от 0,04 до 0,68 В.

Зависимость параметра σ от интенсивности подсветки I представлена на рис. 4.

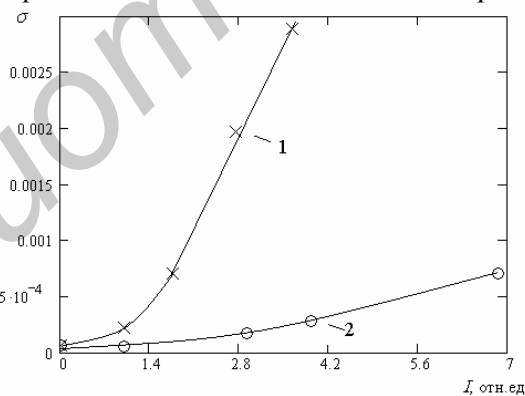


Рис. 4. Зависимость σ от интенсивности оптического излучения: 1 – \times для ЛФП $n^+p-\pi-p^+$; 2 – \circ для ЛФП p^+n-v-n^+

Измерения проводились при постоянном перенапряжении. Как видно из полученных результатов, увеличение I приводит к росту σ для всех исследуемых типов ЛФП. Наиболее сильную зависимость σ имеет от интенсивности подсветки для ЛФП со структурой $n^+p-\pi-p^+$. Это связано с тем, что фотоприемники такого типа имели большую квантовую эффективность регистрации по сравнению с ЛФП со структурой p^+n-v-n^+ . Увеличение σ от интенсивности подсветки I связано с тем, что определяющий вклад в формирование значения σ вносит участок распределения, на котором вероятность P изменяется от нуля до своего максимального значения. Как видно из полученных результатов (рис. 2), рост интенсивности I приводит к увеличению этого участка.

Заклучение

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что статистическое распределение интервалов времени между импульсами позволяет оценить следующие характеристики: длительность мертвого времени фотоприемника, время восстановления напряженности электрического поля в p - n -переходе после протекания в нем лавинного пробоя, а также времени, в течении которого образуются послеимпульсы.

Авторы приносят благодарность доктору физико-математических наук, профессору, Гулакову И.Р., за помощь в обсуждении полученных результатов.

STATISTICAL DISTRIBUTIONS OF TIME SLOTS BETWEEN IMPULSES OF AVALANCHE PHOTODETECTORS OPERATING IN THE PHOTON COUNTING

A.O. ZENEVICH, A.M. TIMOFEEV

Abstract

Statistical distributions analysis of time slots between adjacent impulses of silicon avalanche photodetectors in the photon counting mode with structures p^+n - v - n^+ and n^+p - π - p^+ has been performed. The comparative analysis of statistical distributions of time slots in these photodetectors has been carried out.

Литература

1. Zappa F., Lacaita A.L., Cova S.D. et al. // Optical Engineering. 1996. V. 35. №4. P. 938.
2. Гулаков И.Р., Холондырев С.В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. Мн., 1989.
3. Гулаков И.Р., Залесский В.Б., Зеневич А.О. и др. // ПТЭ. 2010. №4. С. 92–97.
4. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.А. Статистика отсчетов при регистрации частиц. М., 1959.
5. Грехов И.В., Серёжкин Ю.Н. Лавинный пробой p - n -перехода в полупроводниках. Л., 1980. С. 100.