

УДК 621.383

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПОСЛЕИМПУЛЬСОВ В ЛАВИННЫХ ФОТОПРИЕМНИКАХ

А.О. ЗЕНЕВИЧ

Высший государственный колледж связи
Ф. Скорины, 8/2, Минск, 220114, Беларусь

Поступила в редакцию 24 июня 2014

Предложена модель образования послеимпульсов в лавинных фотоприемниках, работающих в режиме счета фотонов, которая позволяет учитывать тип ловушечного уровня захвата носителя, вид носителя заряда захваченного на такой уровень и эффект мертвого времени.

Ключевые слова: счет фотонов, лавинный фотоприемник, послеимпульсы.

Введение

В науке и технике лавинные фотоприемники (ЛФП), работающие в режиме счета фотонов, получили широкое распространение в квантовой криптографии, устройствах для тестирования оптико-волоконных линий связи, при регистрации кинетики затухания флуоресценции, измерении статистики фотонов, в системах лазерной локации.

Одной из характеристик ЛФП в режиме счета фотонов является вероятность образования послеимпульсов [1–4]. Послеимпульсами называются импульсы, которые образуются в фотоприемнике вслед за темновыми импульсами и сигнальными импульсами и имеющие с ними корреляционную связь. Послеимпульсы приводят к искажениям при регистрации статистических распределений и корреляционных функций потоков фотонов, изменению пороговой чувствительности фотоприемника. Поэтому необходимо установить физические процессы, условия эксперимента (температура, напряжение питания и др.), влияющие на образование послеимпульсов, чтобы уменьшить их количества.

Предложена физическая модель образования послеимпульсов в ЛФП [5]. Согласно этой модели основной вклад в образование послеимпульсов вносит захват свободных носителей заряда на ловушечные уровни с последующей их реэмиссией (электронов в зону проводимости и дырок в валентную зону). Однако в ней не учитываются влияния на образование послеимпульсов размеров микроплазменного канала, вида носителя заряда, захваченного на ловушечный уровень, и эффекта мертвого времени.

Поэтому целью данной работы является построение фотоэлектрической модели образования послеимпульсов, которая учитывает размер микроплазменного канала, вид носителя заряда, захваченного на ловушечный уровень, и эффект мертвого времени.

Физическая модель образования послеимпульсов

Счет фотонов ЛФП реализуется при микроплазменном пробое p - n -перехода [3], поэтому вероятность захвата носителей зарядов будет зависеть от их концентрации и числа незаселенных ловушечных уровней $N_{\text{л}}$ в канале микроплазменного пробоя. Во время микроплазменного пробоя будут возникать два типа носителей электрического заряда – электроны и дырки. Концентрацию электронов n_e и дырок n_p в канале микроплазменного

пробоя можно считать приблизительно одинаковой, так как при ударной ионизации в полупроводнике нейтрального атома образуются электрон и дырка.

По своей физической природе ловушечные уровни можно разделить на три основных типа: а) кулоновские центры притяжения, б) нейтральные, в) кулоновские центры отталкивания.

Каждый из ловушечных уровней имеет свое эффективное сечение захвата электрона σ_e , и чем больше его величина, тем выше вероятность захвата свободного носителя заряда на этот уровень. Далее будем считать, что в области микроплазменного пробоя присутствуют ловушечные уровни только одного вида. Это значит, что они имеют одинаковое значение σ_e и одинаковое время жизни τ_e носителей на этих уровнях. Тогда вероятность $P_{л}$ захвата электрона на ловушечный уровень равна: $P_{л} = \frac{N_{л}\sigma_e}{S_{мк}}(1 - f_e)$, где $S_{мк}$ – площадь поперечного сечения

канала микроплазменного пробоя, f_e –доля ловушечных уровней, заселенных электронами в состоянии термодинамического равновесия.

Количество электронов N_e , захваченных на ловушечные уровни, будет зависеть от числа электронов M_e , образующихся в канале микроплазмы во время ее пробоя. В свою очередь, величина M_e определяется емкостью микроплазменного канала $C_{мк}$ и зависит от превышения напряжением питания ЛФП $U_{п}$ величины напряжения пробоя канала микроплазмы $U_{пр}$, т.е. от перенапряжения $\Delta U = U_{п} - U_{пр}$. Для числа электронов, захваченных на ловушечные уровни, можно записать следующее выражение:

$$N_e = M_e P_{л} = \frac{C_{мк} \Delta U}{e} \frac{N_{л} \sigma_e}{S_{мк}} (1 - f_e), \quad (1)$$

где e – заряд электрона.

Долю заселенных ловушечных уровней можно определить из функции распределения Ферми-Дирака [6], тогда выражение (1) можно записать в следующем виде:

$$N_e = \frac{C_{мк} \Delta U}{e} \frac{N_{л} \sigma_e}{S_{мк}} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_e - W_F}{kT}\right]} \right), \quad (2)$$

где W_e – энергия ловушечного уровня, W_F – энергия уровня Ферми, k – постоянная Больцмана, T – температура, g – фактор вырождения.

С увеличением ΔU растет число электронов, захваченных на ловушечные уровни, до тех пор, пока число электронов, образующихся во время пробоя, не станет значительно большим $N_{л}$. В этом случае после протекания микроплазменного пробоя все ловушечные уровни окажутся заселенными. Уменьшение температуры приводит к увеличению числа незаселенных ловушечных уровней, поэтому при понижении температуры увеличивается число электронов, захваченных на ловушечные уровни.

Захват электронов на незаселенные ловушечные уровни происходит во время пробоя микроплазменного канала. После прекращения электрического пробоя в канале микроплазмы происходит уменьшение числа заселенных ловушечных уровней. Для этого процесса можно записать следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dN_{л}}{N_{л}} = -\frac{dt}{\tau_e}, \quad (3)$$

где $dN_{л}$ – изменение числа заселенных ловушечных уровней после окончания пробоя за промежуток времени dt .

Возьмем за начальный момент времени $t = 0$ время окончания пробоя в микроплазменном канале. Тогда решение уравнения (3) имеет вид:

$$N_{л} = N_{0л} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right), \quad (4)$$

где $N_{0л}$ – количество заселенных ловушечных уровней в канале микроплазмы после окончания пробоя в нем.

Уменьшение числа заселенных ловушечных уровней $N_{л}$ будет происходить за счет процесса рекомбинации через ловушечные уровни и реэмиссии электронов в зону проводимости. Процесс реэмиссии электронов приводит к появлению свободных электронов, способных инициировать микроплазменные пробои, формирующие послеимпульсы в ЛФП. Поскольку $N_{0л} = N_e$, то на основании формул (2) и (4) можно записать выражение для числа электронов N_{re} , реэмиссия которых произошла в зону проводимости:

$$N_{re} = \frac{P_{er} C_{мк} \Delta U}{e} \frac{N_{ел} \sigma_e}{S_{мк}} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_e - W_F}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right),$$

где P_{er} – вероятность реэмиссии электрона с ловушечного уровня в зону проводимости, $N_{ел}$ – число незаселенных ловушечных уровней электронами.

Если после прохождения сигнального (обусловленного фотоном регистрируемого оптического излучения) или темнового (возникающего в результате термогенерации носителей заряда в ЛФП) импульса реэмиссия носителей заряда с ловушечных уровней произойдет в течение мертвого времени ЛФП τ_d , то это не приведет к возникновению пробоя в канале микроплазмы, и следовательно, импульс тока на выходе фотоприемника не будет сформирован.

Поэтому величину N_{re} в конце интервала времени τ_d можно определить по формуле:

$$N_{re} = \frac{P_{er} C_{мк} \Delta U}{e} \frac{N_{ел} \sigma_e}{S_{мк}} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_e - W_F}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t + \tau_d}{\tau_e}\right).$$

Пусть вероятность запуска лавинного пробоя в канале микроплазмы свободным электроном P_e . Тогда вероятность возникновения пробоя в канале микроплазмы z в момент времени $t > \tau_d$ можно определить по формуле:

$$z = P_e N_{re} = \frac{P_e P_{er} C_{мк} \Delta U}{e} \frac{N_{ел} \sigma_e}{S_{мк}} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_e - W_F}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t + \tau_d}{\tau_e}\right). \quad (5)$$

Величина z не может быть больше единицы. Поэтому, если в выражении (5) произведение $P_e N_{re} > 1$, то его значение необходимо взять равным единице.

Вероятность Z_e возникновения только послеимпульса в момент времени t будет равна произведению вероятности P_0 возникновения темнового или сигнального импульса в начальный момент времени t_0 на z и на вероятность $P_{и}$ того, что на промежутке времени от t_0 до t не произойдет образование темнового или сигнального импульсов:

$$Z_e = P_0 P_{и} P_e N_{re} = \frac{P_0 P_{и} P_e C_{мк} \Delta U}{e} \frac{N_{ел} \sigma_e}{S_{мк}} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_e - W_F}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t + \tau_d}{\tau_e}\right). \quad (6)$$

Учитывая, что в случае регистрации предельно слабых оптических сигналов статистика отсчетов темновых и сигнальных импульсов лавинного фотоприемника соответствует распределению Пуассона [3], входящую в формулу (6) вероятность $P_{и}$ можно записать в следующем виде:

$$P_{и} = \exp(-n_{st}(t + \tau_d)), \quad (7)$$

где n_{st} – скорость счета темновых и сигнальных импульсов.

Подставив (7) в выражение (6), получим:

$$Z_e = \frac{P_0 P_u P_p P_{pr} C_{\text{МК}} \Delta U}{e} \frac{N_{\text{ел}} \sigma_e}{S_{\text{МК}}} \exp(-n_{st}(t + \tau_d)) \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_e - W_F}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t + \tau_d}{\tau_e}\right).$$

В канале микроплазмы могут находиться ловушечные уровни с различными значениями эффективного сечения захвата электронов. Каждому такому ловушечному уровню будет соответствовать свое среднее время жизни носителя заряда на этом уровне. Тогда выражение (6) можно записать так:

$$Z_e = \frac{P_0 P_u P_p P_{pr} C_{\text{МК}} \Delta U}{e} \frac{1}{S_{\text{МК}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{ел}}} \sigma_{ei} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_{ei} - W_F}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t + \tau_d}{\tau_{ei}}\right),$$

где σ_{ei} – эффективное сечение захвата электронов i -ого ловушечного уровня, W_{ei} – энергия i -ого ловушечного уровня захвата электронов, τ_{ei} – время жизни электрона на i -ом ловушечном уровне.

Проделав аналогичные рассуждения, можно получить значение Z_p для случая захвата на ловушечные уровни только дырок:

$$Z_p = \frac{P_0 P_u P_p P_{pr} C_{\text{МК}} \Delta U}{e} \frac{1}{S_{\text{МК}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{пл}}} \sigma_{pi} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left[\frac{W_F - W_{pi}}{kT}\right]} \right) \exp\left(-\frac{t + \tau_d}{\tau_{pi}}\right),$$

где σ_{pi} – эффективное сечение захвата дырок i -ого ловушечного уровня, W_{pi} – энергия i -ого ловушечного уровня захвата дырок, τ_{pi} – время жизни дырок на i -ом ловушечном уровне, P_{pr} – вероятность реэмиссии дырки с ловушечного уровня в валентную зону, P_p – вероятность запуска лавинного пробоя в канале микроплазмы дыркой, $N_{\text{ел}}$ – число незаселенных ловушечных уровней дырками.

В случае, когда в области микроплазменного пробоя может произойти захват на ловушечный уровень как электрона, так и дырки, вероятность возникновения послеимпульса $Z = Z_e + Z_p$. Далее выполнена экспериментальная проверка модели.

Методика и условия эксперимента

Для экспериментального определения зависимости $Z(t)$ может быть использована автокорреляционная функция выходных импульсов ЛФП, работающего в режиме счета фотонов. Для этого вычисляется автокорреляционная функция выходного потока импульсов фотоприемника, работающего в режиме счета фотонов, по формуле: $G(l) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m N_j N_{j+l}$, где

m – число измерений, j – номер временного канала, N_j и N_{j+l} – число импульсов в каналах j и $j+l$ соответственно, $l = 1, 2, \dots, n$. Если на ЛФП поступают фотоны с пуассоновской статистикой, то образованный этими фотонами поток электрических импульсов должен иметь автокорреляционную функцию, равную постоянному значению [7]. Послеимпульсы приводят к отклонению статистического распределения импульсов ЛФП от распределения Пуассона, что можно определить по виду автокорреляционной функции, значение которой перестает быть постоянным.

Измерения автокорреляционных функций осуществлялись при помощи однобитового коррелятора [3]. В однобитовом корреляторе длительность временного канала Δt выбиралась такой, чтобы за интервал Δt ЛФП регистрировал не более одного импульса. Отметим, что в качестве стартового импульса для начала измерения автокорреляционной функции использовался первый регистрируемый импульс. Все это позволяет измерить P_l вероятность

появления импульса в ЛФП после стартового импульса для темновых и смеси темновых и сигнальных импульсов. Тогда P_l можно записать в виде: $P_l = \frac{G(l)}{m}$.

Вероятность $Z(t)$ можно определить по следующей формуле: $Z(t) \approx P_l - P_0 = \frac{G(l) - G(100)}{m}$, где P_0 – вероятность образования импульсов на выходе ЛФП в

отсутствие послеимпульсов. Считалось, что при $l = 100$ после стартового импульса послеимпульсы отсутствуют.

В качестве объектов исследования использовались серийно выпускаемые кремниевые лавинные фотодиоды ФД-115Л и ЛФП с плавным p - n -переходом, изготовленные в Институте физике НАН Беларуси.

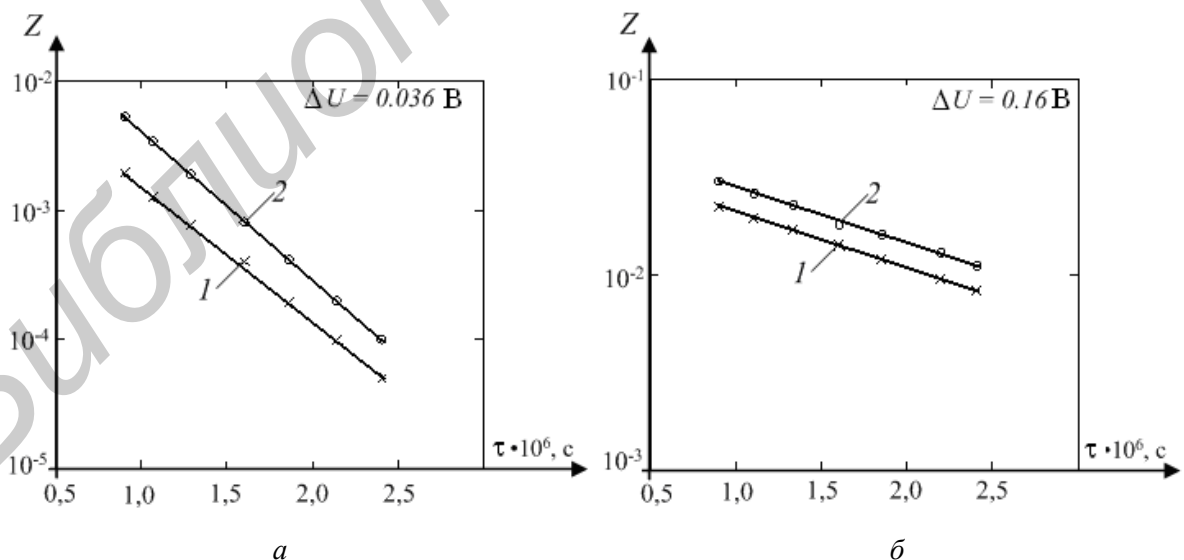
Для реализации режима счета фотонов ЛФП включался по схеме пассивного гашения лавины [3]. Для проведения исследований использовалась установка, описание которой дано в работе [8], в ней вместо аппаратно-программного измерительного комплекса использовался одноканальный коррелятор, который вычислял автокорреляционную функцию выходного потока импульсов ЛФП.

В качестве источника оптического излучения с пуассоновской статистикой фотонов использовались светодиоды с различными длинами волн в диапазоне 0,5÷1,1 мкм. Излучение от светодиода подавалось на ЛФП через нейтральный светофильтр и диафрагму. Величина коэффициента ослабления оставалась постоянной. Диафрагма использовалась для перекрытия оптического излучения, поступающего на ЛФП. Исследования проводились при температуре 293 К.

Поскольку для различных ЛФП напряжения пробоя $U_{пр}$ различны, то при сравнении зависимостей их характеристик от напряжения питания использовалась величина перенапряжения ΔU . Напряжение пробоя для ЛФП с плавным p - n -переходом $U_{пр} = 75,00$ В, а для ФД-115Л $U_{пр} = 51,44$ В.

Экспериментальные результаты

На рисунке представлены зависимости $Z(t)$ для двух типов исследуемых кремниевых ЛФП для темновых и смешанных (темновых и сигнальных) импульсов.



Зависимость вероятности возникновения послеимпульсов от времени для темновых (1) и смешанных (2) импульсов: а – ФД-115Л скорость счета темновых импульсов $n_t = 11098$ с⁻¹, а $n_{st} = 17231$ с⁻¹; б – ЛФП с плавным p - n -переходом, $n_t = 8348$ с⁻¹, а $n_{st} = 16750$ с⁻¹

Зависимости $Z(t)$ для обоих типов ЛФП имеют экспоненциальный вид. Для ФД-115Л вероятность послеимпульсов изменялась от 0,001 до 0,016, а ЛФП с плавным p - n -переходом – от 0,033 до 0,12. С увеличением перенапряжения ΔU вначале вероятность образования

послеимпульсов увеличивалась, а затем уменьшалась. При увеличении длины волны λ регистрируемого оптического излучения происходило незначительное уменьшение времени жизни τ , при этом вероятность образования послеимпульсов не изменялась.

Среднее время жизни носителей заряда на ловушечных уровнях принимало значение от $\tau = 1,9 \cdot 10^{-7}$ с до $\tau = 5,3 \cdot 10^{-7}$ с для темновых и смешанных импульсов при изменении перенапряжения и интенсивности засветки ФД-115Л, а для ЛФП с плавным p - n -переходом – от $\tau = 7,2 \cdot 10^{-7}$ с до $\tau = 2,8 \cdot 10^{-6}$ с.

Заключение

Из полученных экспериментальных результатов следует, что зависимость вероятности образования послеимпульсов от времени изменяется по экспоненциальному закону. Это свидетельствует о том, что в p - n -переходах, рассматриваемых лавинных фотоприемников, захват носителей заряда осуществляется в основном на ловушечные уровни одного типа.

Отличие вероятностей образования послеимпульсов в ЛФП с плавным p - n -переходом от лавинных фотодиодов ФД-115Л связано с различной концентрацией ловушечных уровней в каналах микроплазменного пробоя этих фотоприемников. Большую концентрацию ловушечных уровней имели ЛФП с плавным p - n -переходом, поэтому для них наблюдается и большая вероятность образования послеимпульсов. На основании изменения времени жизни на ловушечном уровне от длины волны оптического излучения можно сделать вывод, что оно различно для электронов и дырок, поскольку изменение длины волны приводило к изменению энергии и типа носителей зарядов, которые инициируют появление сигнальных импульсов.

Увеличение перенапряжения приводило вначале к росту вероятности образования послеимпульсов, а затем к ее уменьшению. Это связано с увеличением коэффициента умножения носителей заряда в микроплазменном канале с увеличением ΔU , что влечет рост количества носителей заряда, захваченных на ловушечные уровни, и, следовательно, увеличивается вероятность образования послеимпульсов. С ростом перенапряжения происходит увеличение скорости счета темновых импульсов n_t . При значительном увеличении темновых импульсов (в нашем случае $n_t \geq 10^5$ с⁻¹) начинает проявляться эффект мертвого времени, который и приводит к уменьшению образования послеимпульсов. Действие этого эффекта заключается в том, что чем выше скорость счета импульсов, тем больше длительность мертвого времени, поскольку при включении ЛФП по схеме пассивного гашения лавины мертвое время является подливающимся [3]. Увеличение времени жизни носителей заряда на ловушечных уровнях с увеличением перенапряжения, по всей видимости, связано с тем, что с ростом ΔU увеличивается энергия, которую приобретают свободные носители зарядов между соударениями. Это способствует их захвату на долгоживущие ловушечные уровни.

Таким образом, предложенная модель учитывает основные процессы, приводящие к образованию послеимпульсов, их зависимость от температуры, величины перенапряжения, спектрального состава и мертвого времени ЛФП.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (договор №Т11ОБ-043).

PHOTOELECTRIC PATTERN OF AFTERPULSES GENERATION IN AVALANCHE PHOTODETECTORS

A.O. ZENEVICH

Abstract

The pattern of afterpulses generation in avalanche photodetectors, operating in the photon counting mode is offered. This pattern allows to take into account the trapped level type of carrier trapping, type of charge carrier, trapped on such level and the dead time effect.

Список литературы

1. *Апанасович В.В.* // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36. № 12. С. 2409–2412.
2. *Апанасович В.В., Новиков Е.Г.* // Радиотехника и электроника. 1988. Вып. 3. С. 620–624.
3. *Гулаков И.Р., Холондырев С.В.* Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. Минск, 1989.
4. *Гулаков И.Р., Зеневич А.О.* // Докл. БГУИР. 2008. № 2 (32). С. 19–25.
5. *Jensen K.E., Norton P.I., Dierr E.K. et al.* // Applied Physics Letters. 2006. № 88. P. 133503-1–133503-3.
6. *Смит Р.* Полупроводники. М., 1982.
7. *Гулаков И.Р., Зеневич А.О., Тимофеев А.М.* // ПТЭ. 2012. № 5. С. 83–87.
8. *Гулаков И.Р., Залесский В.Б., Зеневич А.О. и др.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 92–97.