

Д13-2017-28

И. Е. Чириков-Зорин

**НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ
НАПРЯЖЕНИЯ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ
КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ**

Доложено на международной конференции
«Инструменты для физики на встречных пучках»,
Новосибирск, 27 февраля – 3 марта 2017 г.

Чириков-Зорин И. Е.

D13-2017-28

Новый метод определения напряжения лавинного пробоя кремниевых фотоумножителей

Рассмотрены лавинный пробой и гейгеровский режим работы кремниевом $p-n$ -перехода. Предложен прецизионный физически мотивированный метод определения напряжения лавинного пробоя кремниевых фотоумножителей (Si ФЭУ). Метод основан на измерении относительной эффективности регистрации фотона ($PDE_{отн}$) в зависимости от напряжения смещения при инжекции в зону лавинного размножения $p-n$ -перехода одного типа носителей (электрона или дырки). Инжекция электрона или дырки из базовых областей полупроводниковой структуры Si ФЭУ осуществляется с помощью коротковолнового или длинноволнового света. При малых значениях перенапряжения (1–2 В) эффективность регистрации линейно зависит от напряжения смещения, и поэтому экстраполяция $PDE_{отн}$ до нулевого значения определяет напряжение лавинного пробоя Si ФЭУ с точностью до нескольких милливольт.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2017

Chirikov-Zorin I. E.

D13-2017-28

New Method for Determining Avalanche Breakdown Voltage of Silicon Photomultipliers

The avalanche breakdown and Geiger mode of the silicon $p-n$ junction are considered. A precise physically motivated method is proposed for determining the avalanche breakdown voltage of silicon photomultipliers (Si PM). The method is based on measuring the dependence of the relative photon detection efficiency (PDE_{rel}) on the bias voltage when one type of carriers (electron or hole) is injected into the avalanche multiplication zone of the $p-n$ junction. The injection of electrons or holes from the base region of the Si PM semiconductor structure is performed using short-wave or long-wave light. At low overvoltage (1–2 V), the detection efficiency is linearly dependent on the bias voltage; therefore, extrapolation to zero PDE_{rel} value determines the Si PM avalanche breakdown voltage with an accuracy within a few millivolts.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2017

В современной экспериментальной физике при разработке новых приборов отчетливо видна тенденция замены традиционных фотоприемников фотодетекторами нового поколения — кремниевыми фотоумножителями (Si ФЭУ), которые представляют собой микропиксельные кремниевые лавинные фотодиоды, работающие в так называемом гейгеровском режиме при напряжении смещения, превышающем напряжение лавинного пробоя. Поэтому Si ФЭУ имеют при комнатной температуре большой коэффициент внутреннего усиления $\sim 10^6$ и способны регистрировать слабые световые потоки на уровне счета отдельных фотонов.

Внутреннее усиление в фотодиоде, в принципе, можно получить, если создать в обедненной области $p-n$ -перехода сильное электрическое поле, достаточное для того, чтобы ускоренные в нем свободные носители заряда оказались способными к ударной ионизации $p-n$ -перехода и развитию процесса лавинного размножения. Зависимость коэффициента усиления G от обратного напряжения смещения V_c лавинного фотодиода (ЛФД) и различные области электрического разряда по аналогии с режимами работы газового счетчика ядерных излучений схематически представлены на рис. 1.

Процесс размножения свободных носителей в $p-n$ -переходе характеризуется k -фактором, равным отношению коэффициентов ударной ионизации

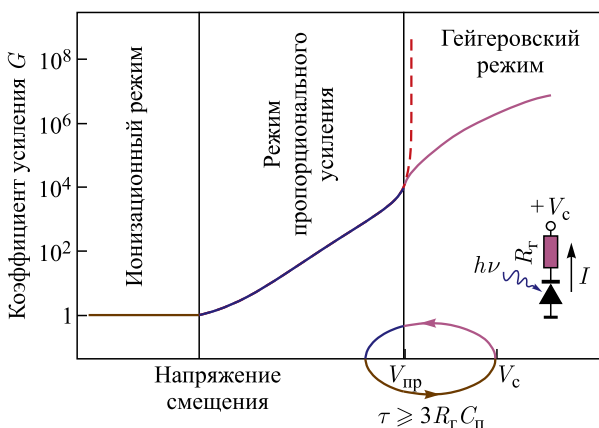


Рис. 1. Схематическое изображение зависимости коэффициента усиления от обратного напряжения смещения лавинного фотодиода

дырок и электронов ($k = \beta/\alpha$). Для кремния $\alpha > \beta$ при любых значениях напряженности электрического поля E [1, 2]. В пропорциональной области (т. е. когда выходной сигнал пропорционален интенсивности регистрируемого света) лавинное размножение в основном обусловлено электронами ($k \ll 1$), и поэтому лавина гасится. Коэффициент усиления лавинного фотодиода в пропорциональном режиме $G_e \geq \exp(\alpha W)$, где W — ширина зоны лавинного размножения, достигает при комнатной температуре значения 10^4 [3].

С увеличением V_c растут напряженность электрического поля E в обедненной области p - n -перехода и коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, а также k -фактор [2]. Лавинное размножение при напряжении смещения больше некоторого порогового, так называемого пробойного $V_{пр}$, обусловлено как электронами, так и дырками ($k \rightarrow 1$). При высокой напряженности электрического поля ($E \geq 5 \cdot 10^5$ В/см) ударная ионизация p - n -перехода дырками приводит к возникновению положительной внутренней обратной связи и, как следствие, развитию самоподдерживающегося электронно-дырочного лавинного процесса и тепловому пробую p - n -перехода фотодиода [4]. При напряжении смещения больше чем $V_{пр}$ достаточно рождения одной электронно-дырочной пары в зоне лавинного размножения p - n -перехода, которая может инициировать самоподдерживающийся разряд с формальным коэффициентом усиления $G \rightarrow \infty$. Вероятность запуска лавины электроном или дыркой определяется выражением $P_{пар} = P_e + P_h - P_e P_h$, где P_e и P_h — вероятности запуска лавины электроном и дыркой. Важно отметить, что при $V_c = V_{пр}$ вероятность запуска $P_e = P_h = 0$.

Прервать разряд можно с помощью гасящего резистора R_r (см. рис. 1), включенного в цепь смещения последовательно с фотодиодом, который создает отрицательную внешнюю обратную связь. Для гашения разряда необходимо понизить напряжение на p - n -переходе до $V_{пр}$, т. е. падение напряжения на резисторе за время разряда должно быть равно или больше так называемого перенапряжения $\Delta V = V_c - V_{пр}$. Следовательно, в момент погасания разряда должно выполняться условие $R_r I \geq V_c - V_{пр}$. Электронно-дырочный лавинный процесс останавливается при $V_c = V_{пр}$, но напряжение на фотодиоде продолжает уменьшаться в результате стекания накопленных носителей заряда из p - n -перехода в базовые области ЛФД.

Время восстановления потенциала на p - n -переходе до первоначального состояния после окончания лавинного разряда составляет $\tau \geq 3R_r C_{п}$ в соответствии с экспоненциальным законом перезарядки емкости p - n -перехода $C_{п}$ через гасящий резистор R_r . С ростом напряжения смещения время восстановления существенно увеличивается в результате частичной разрядки $C_{п}$ вследствие увеличения темнового тока и др. [5].

Режим работы ЛФД при напряжении смещения выше пробойного и с отрицательной обратной связью, выполненной с помощью резистора R_r , включенного последовательно с фотодиодом в цепь смещения, по аналогии с

газоразрядным счетчиком Гейгера–Мюллера называется гейгеровским. Вследствие применения в цепи смещения линейного элемента R_r коэффициент усиления G в гейгеровском режиме является линейной функцией от перенапряжения.

Кремниевый фотоумножитель представляет собой матрицу из идентичных небольших p – n -переходов (пикселей) с гасящими резисторами, выполненных на поверхности общей кремниевой подложки и соединенных параллельно. Типичная плотность пикселей 10^2 – 10^4 мм $^{-2}$ с шагом 10–100 мкм.

Пиксели являются независимыми микросчетчиками фотонов, работающими в цифровом (гейгеровском) режиме «да/нет». Они создают стандартный сигнал при детектировании одного фотона, но при регистрации вспышки света, когда одновременно зажигается много пикселей, выходной сигнал на общей нагрузке будет суммой стандартных. Таким образом, Si ФЭУ в целом является аналоговым прибором и способен измерять интенсивность света с динамическим диапазоном, соответствующим полному количеству пикселей.

Основные характеристики Si ФЭУ (коэффициент усиления, эффективность регистрации и др.) определяются перенапряжением $\Delta V = V_c - V_{пр}$. Поэтому напряжение лавинного пробоя $V_{пр}$ является важным параметром, определение которого необходимо при детальном исследовании и применении Si ФЭУ. Разброс значений $V_{пр}$ позволяет оценить влияние различных технологических факторов и процессов при разработке и производстве Si ФЭУ.

Отметим, что $V_{пр}$ увеличивается с ростом температуры. Температурный коэффициент напряжения лавинного пробоя $V_{пр}(T)$ также является важным параметром Si ФЭУ.

Существует несколько методов определения напряжения лавинного пробоя Si ФЭУ [6–16], которые базируются на разных предположениях и моделях, поэтому имеют ограниченную точность. Новый прецизионный физически мотивированный метод определения $V_{пр}$ основан на измерении относительной эффективности детектирования Si ФЭУ.

Эффективность детектирования фотона PDE (Photon Detection Efficiency) определяется произведением геометрического фактора ε (отношения чувствительной площади к полной поверхности Si ФЭУ), квантовой эффективности QE пикселя и вероятности запуска (триггерования) $P_{тр}$ лавинного пробоя образовавшимися свободными носителями заряда

$$PDE = \varepsilon QE(\lambda) P_{тр}(\lambda, T, \Delta V).$$

Квантовая эффективность пикселя определяется вероятностью образования носителей заряда в чувствительном объеме и существенно зависит от длины волны λ регистрируемого света

$$QE(\lambda) = [1 - r][\exp(-L_{ep}/\lambda_{ep}(\lambda))] \times \\ \times [\exp(-L_{SiO_2}/\lambda_{SiO_2}(\lambda))][1 - \exp(-L_{Si}/\lambda_{Si}(\lambda))],$$

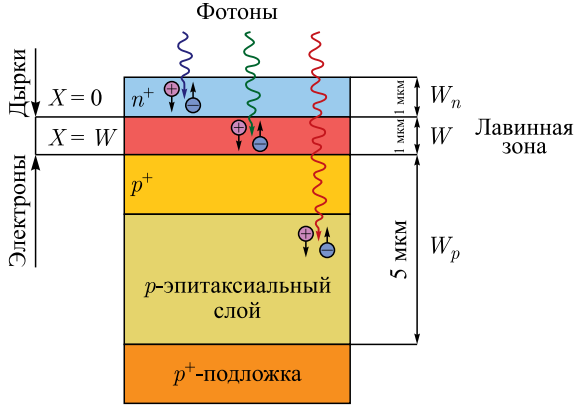


Рис. 2. Упрощенное схематическое изображение структуры пикселя на p -подложке

где r — коэффициент отражения света от поверхности пикселя, L_{ep} и L_{SiO_2} — толщина слоев эпоксидной смолы и оксида кремния, которые используются в качестве защитных покрытий, $\lambda_{ep}(\lambda)$ и $\lambda_{SiO_2}(\lambda)$ — длины поглощения света в защитных покрытиях, $L_{Si} = W_n + W + W_p$ — толщина чувствительного слоя (рис. 2), $\lambda_{Si}(\lambda)$ — длина поглощения света в кремнии.

Вероятность триггерования лавинного пробоя зависит от перенапряжения и места образования свободных носителей заряда в чувствительном слое пикселя. Три зоны фотогенерации первичных электронно-дырочных пар W_n , W , W_p и типичные значения их толщин [17] показаны на рис. 2. В зоне лавинного размножения W вероятность триггерования лавинного пробоя электронно-дырочной парой определяется выражением

$$P_{\text{пар}}(x, \Delta V) = P_e(x, \Delta V) + P_h(x, \Delta V) - P_e(x, \Delta V)P_h(x, \Delta V),$$

где $P_e(x, \Delta V)$ и $P_h(x, \Delta V)$ — вероятности триггерования лавинного пробоя электроном и дыркой, образовавшиеся в точке с координатой x при перенапряжении ΔV . На рис. 3 представлены зависимости $P_e(x, \Delta V)$ и $P_h(x, \Delta V)$ от координаты образования носителей заряда в зоне лавинного размножения, рассчитанные W. G. Oldham и др. [18]

Электроны и дырки, рожденные в W_p -зоне, дрейфуют в электрическом поле в противоположных направлениях (дырки — в p -базу, а электроны — в W -зону лавинного размножения) и могут триггеровать лавинный пробой. Наоборот, при поглощении фотонов в W_n -зоне лавинный пробой может триггероваться только дырками. Вероятность триггерования лавинного пробоя электронами и дырками, рожденными вне зоны лавинного размножения, рассчитана и проверена экспериментально P. Antognetti, W. G. Oldham (рис. 4) [19]. Из-за отличия коэффициентов ударной ионизации ($\alpha > \beta$) вероятность триггерования дырками намного меньше, чем электронами.

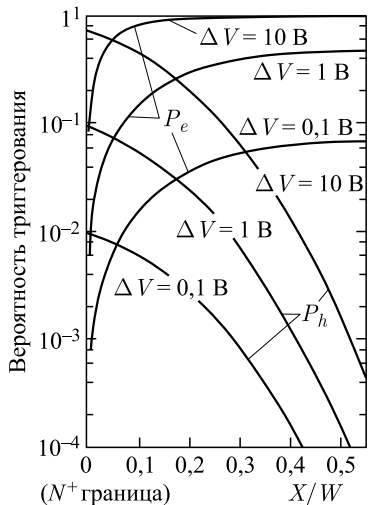


Рис. 3. Зависимость вероятности триггерования лавинного пробоя электроном $P_e(x, \Delta V)$ и дыркой $P_h(x, \Delta V)$ от координаты образования носителей заряда в зоне лавинного размножения шириной W при нескольких значениях перенапряжения ΔV [18] (координаты границ зоны $X = 0$ и $W = W$ показаны на рис. 2)

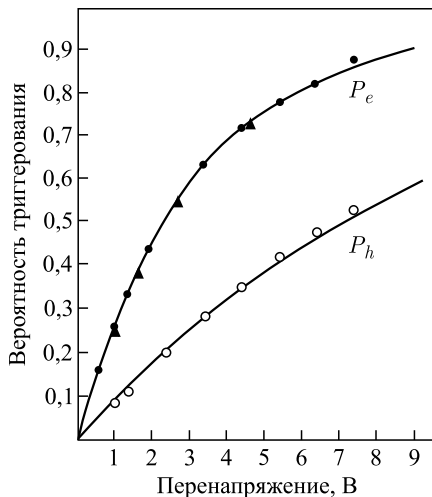


Рис. 4. Зависимость вероятности триггерования лавинного пробоя электроном P_e и дыркой P_h от перенапряжения [19]

Как видно из рис. 4, вероятности триггерования лавинного пробоя электронами и дырками, инжектированными в зону лавинного размножения p - n -перехода, являются линейными функциями от перенапряжения при малых значениях (1–2 В). Эффективность детектирования фотона пропорциональна вероятности триггерования, поэтому также является линейной функцией от перенапряжения и, следовательно, от напряжения смещения V_c . Экстраполяция функции $PDE = PDE(V_c)$ или относительной функции $PDE_{отн} = PDE_{отн}(V_c)$ до нулевого значения определяет напряжение лавинного пробоя S_i ФЭУ.

Инжектировать электроны или дырки в W -зону лавинного размножения можно с помощью коротковолнового или длинноволнового света. Если S_i ФЭУ освещать коротковолновым светом с $\lambda = 400$ нм, то он почти полностью поглотится ($> 99\%$) в W_n -слое, и поэтому в W -зону будут дрейфовать дырки. Если же освещать длинноволновым светом с $\lambda = 1000$ нм, который слабо поглощается в тонких W_n - и W -слоях ($\approx 1\%$), то в зону лавинного размножения в основном будут дрейфовать электроны из W_p -слоя.

Для иллюстрации метода определим напряжение лавинного пробоя S_i ФЭУ двух типов: SSPM-050701GR-TO18 и S60 [20]. Измерение PDE приборов

проводилось методом световых вспышек низкой интенсивности (~ 10 фотонов) [21, 22], когда вероятность образования свободных носителей заряда в чувствительном слое Si ФЭУ невысокая.

Типичный зарядовый спектр при регистрации Si ФЭУ слабых световых вспышек от светодиода приведен на рис. 5. В соответствии с распределением Пуассона $P(n, \mu) = \mu^n \exp(-\mu)/n!$ среднее количество фотогенерированных пар, которые триггеруют лавинный пробой пикселей Si ФЭУ, определяется выражением

$$\mu = -\ln P(0, \mu),$$

где $P(0, \mu) = N_{\text{ped}}/N_{\text{tot}}$ — вероятность невозникновения сигнала с Si ФЭУ; N_{ped} — число событий в пьедестале; N_{tot} — полное число событий в спектре. Эффективность детектирования фотона определяется выражением

$$\text{PDE} = -\frac{\ln(N_{\text{ped}}/N_{\text{tot}})}{N_{\text{ph}}},$$

где N_{ph} — среднее количество фотонов, падающих на Si ФЭУ. Среднее количество фотонов оценивалось фотосенсором H6780-04 (Hamamatsu) с известной квантовой эффективностью методом световых вспышек низкой интенсивности.

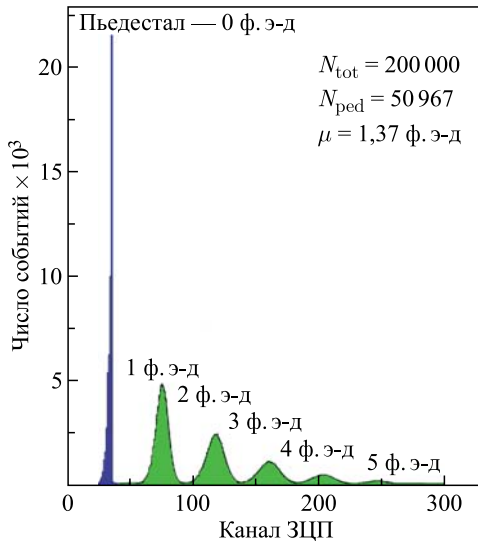


Рис. 5. Амплитудный спектр при регистрации Si ФЭУ S60 слабых световых вспышек со средним количеством фотогенерированных электронно-дырочных пар $\mu = 1,37$ ф. э-д

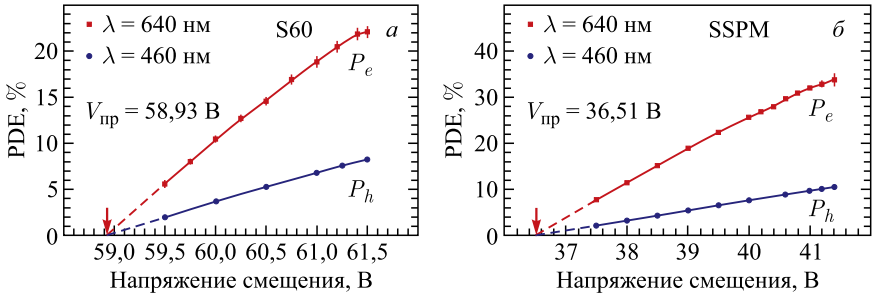


Рис. 6. Зависимости PDE от напряжения смещения Si ФЭУ S60 (а) и SSPM-050701GR-TO18 (б), выполненных на *p*-подложке для разных длин волн света

Измерения PDE проводились с помощью красного ($\lambda \simeq 640$ нм) и голубого ($\lambda \simeq 460$ нм) света, когда в зону лавинного размножения в основном инжектируется один тип свободных носителей — электроны или дырки. Линейная экстраполяция начального участка зависимостей $PDE = PDE(V_c)$ до нулевого значения позволяет определить напряжение лавинного пробоя Si ФЭУ (рис. 6). Полученные значения $V_{пр}$ для разных длин волн света совпадают с высокой точностью $\sim 10^{-3}$ В, что доказывает достоверность предложенного метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices. N. Y.: Wiley-Interscience Publ., 1981.
2. Musienko Y. et al. A Simple Model of EG&G Reverse Reach-Through APDs // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 442. P. 179.
3. Farrell R. et al. Radiation Detection Performance of Very High Gain Avalanche Photodiodes // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 353. P. 176.
4. Tapan I. et al. Avalanche Photodiodes as Proportional Particle Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 388. P. 79.
5. Gruber L. et al. Recovery Time Measurements of Silicon Photomultipliers Using a Pulsed Laser. arXiv:1510.06906.
6. Piemonte C. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2007. V. NS-54. P. 236–244.
7. Serra N. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2011. V. NS-58. P. 1233–1240.
8. Zhengwei Li et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. V. 695. P. 222.
9. Garutti E. et al. Characterization and X-Ray Damage of Silicon Photomultipliers. PoS(TIPP2014)070.
10. Grodzicka M. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2015. V. 783. P. 58.
11. Yue Wang et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2015. V. 787. P. 38.
12. Heidemann C. et al. // Ibid. P. 261.
13. Chmill V. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 845. P. 56.

14. *Dinu N. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 845. P. 64.*
15. *Otte A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 846. P. 106.*
16. *Nagy F. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2017. V. 849. P. 55.*
17. *Buzhan P. et al. An Advanced Study of Silicon Photomultiplier // ICFA Instrumentation Bulletin. 2001.*
18. *Oldham W. G. et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1972. V. ED-19, No. 9. P. 1056.*
19. *Antognetti P., Oldham W. G. // J. Electronic Materials. 1975. V. 4, No. 1.*
20. *Anfimov N. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 572. P. 413.*
21. *Bellamy E. H. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 339. P. 468.*
22. *Chirikov-Zorin I. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 456. P. 310.*

Получено 18 мая 2017 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 26.06.2017.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,5. Уч.-изд. л. 0,61. Тираж 140 экз. Заказ № 59137.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/