

After-pulsing and cross-talk comparison for KETEK PM1125NS-SB0, Hamamatsu S10362-33-025C and Hamamatsu S13360-3050CS SiPMs.

Abstract В настоящее время широкое распространение получили кремниевые лавинные фотодиоды. Они превосходят фотоэлектронные умножители по квантовой эффективности, размерам и устойчивости к магнитному полю. Однако в силу особенностей строения они имеют большие значения темнового тока, а также имеют дополнительные факторы шума: кроссток и послеимпульс. Кроме того, эти параметры могут иметь зависимость от температуры. В данной статье производится изучение и сравнение темнового тока, кросстока и послеимпульса при различных напряжениях и температурах для двух современных SiPM: Hamamatsu S13360-3050CS и KETEK PM1125NS-SB0 и SiPM предыдущего поколения: Hamamatsu S10362-33-025C. Для нахождения этих параметров производилась offline обработка сигнала посредством аппроксимации импульсов с последующей реконструкцией амплитуды и времени старта. В результате найдено, что при нынешней точности измерения зависимость от температуры и напряжения имеет только темновой ток, а кроссток и послеимпульсы имеют лишь зависимость от перенапряжения. Также измерено, что вероятности кросстоков и послеимпульсов для KETEK PM1125NS-SB0 и Hamamatsu S13360-3050CS практически идентичны и отличаются менее, чем на 1%.

Introduction

Measure of breakdown voltage Одной из важных характеристик любого SiPM является напряжение пробоя. Напряжение пробоя V_{BD} - это напряжение, при котором коэффициент усиления равен нулю.

В различных работах было показано, что коэффициент усиления различных SiPM имеет линейную зависимость как от температуры, так и от напряжения [7–10]. Таким образом, можно записать следующие выражения для коэффициента усиления $G(V, T)$:

$$G(V, T) = \frac{dG}{dV} \cdot (V - V_{BD}(T)) \quad (1)$$

$$G(V, T) = \frac{dG}{dT} \cdot T + G(T_0, V)$$

$$G(V, T) = a \cdot V + b \cdot T + c,$$

$$\text{где } a = \frac{dG}{dV}, b = \frac{dG}{dT}$$

Из уравнения (3) легко найти напряжение пробоя, приравняв коэффициент усиления к нулю:

$$V_{BD}(T) = \frac{-(b \cdot T + c)}{a} = \frac{dV}{dT} \cdot T + V_0 \quad (2)$$

Для измерения напряжения пробоя и коэффициента усиления была собрана следующая установка (рис. 1). Led Driver по световоду посылает короткую вспышку на SiPM, вырабатывая триггерный сигнал, идущий к АЦП CAEN dt5720a. Сигнал с SiPM проходит через усилитель и поступает в АЦП CAEN dt5720a, который интегрирует сигнал при наличии триггерного сигнала. Полученный зарядовый спектр в режиме on-line поступает на компьютер. Температурная стабилизация обеспечивалась при помощи ПИД-регулятора TRM 101. SiPM был установлен внутри металлической коробки. С одной из сторон размещен вентилятор, который необходим для отвода тепла с Пельтье элемента. Часть вентилятора, расположенная внутри коробки, приклеена к медной пластине. С обратной стороны медной пластины расположен SiPM.

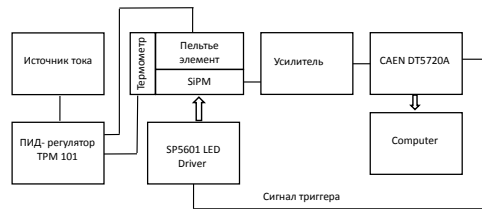


Рис. 1. Схема измерения напряжения пробоя SiPM. Свет из LED Driver регистрируется SiPM, усиливается и оцифровывается DT5720a. Температурная стабилизация обеспечивается ПИД-регулятором. Отклонение температуры от установленной не превышает 1К.

Вычисление напряжения пробоя шло в несколько этапов. Во-первых, сигнал интегрировался в ворота длительность 200 нс ($\approx 5 \cdot \tau$). Интенсивность Led driver была выставлена так, чтобы в основном не было срабатываний, либо регистрировался 1 фотон. Далее вершины шумового пика и пика от регистрации одиночного фотона аппроксимировались функцией гаусса и находилось среднее и стандартное отклонение. При аппроксимации учитывались вершины пиков, т.к. послеимпульсы искажают хвосты распределения. Затем вычислялось расстояние Δ между 0-м и 1-м пиком. Расстояния между 1-м и 2-м, 2-м и 3-м и т.д. пиками не учитывались, т.к. при увеличении номера пика его среднее положение все более будет искажаться от истинного из-за наличия послеимпульсов. Пример зарядового спектра изображен на рис. ???. При измерениях погрешность выставления напряжения ΔV оценивалась в 0.01 В, а погрешность по температуре ΔT оценивалась как минимальный шаг по температуре 1 К, деленный на $\sqrt{12}$.

Величина Δ связана с коэффициентом усиления следующим образом:

$$G = \Delta \cdot ADC_{\text{conversion rate}} / \text{charge of electron},$$

где $ADC_{\text{conversion rate}} [Kл/(мВ \cdot с)]$ - коэффициент конверсии. Для нахождения коэффициента конверсии меандр с генератора подавался на вход CAEN dt5720a через тестовый вход усилителя, нагруженный на емкость $C = 1нФ$. После калибровки тракта все измерения $G(V, T)$ аппроксимируются зависимостью (3), чтобы найти параметры a , b и c . В итоге, восстановлены следующие параметры:

Параметр / Тип SiPM	Hamamatsu S10362-33-025C	Hamamatsu S13360-3050CS	KETEK PM1125NS-SB0
a [1/B]	-	-	
b [1/K]	-	-	
c	-	-	
$\frac{dV}{dT}$ [мВ/K]	-	-	
V_0 [В]	-	-	
χ^2/Dof	-	-	

Algorithm of finding cross-talk and after-pulsing probabilities Существует несколько алгоритмов нахождения вероятностей кросстока. Один из них описан в [1], fig. 12. Идея заключается в измерении частоты темнового тока при различных порогах. Вероятность кросстока можно найти как отношение частот при пороге 1.5 photoelectron and 0.5 photoelectron:

$$P_{X-talk} = \nu_{1.5pe} / \nu_{0.5pe} \quad (3)$$

Однако этот метод имеет существенный недостаток: послеимпульсы неотличимы от кросстока, если первые выше установленного порога. Кроме того, такой алгоритм не использует информацию о форме сигнала, что делает зависимость частоты от порога более размытой и усложняет нахождение величины $\nu_{1.5pe}$.

Более сложный алгоритм должен использовать информацию о форме сигнала. Здесь существуют два подхода к обработке сигнала: обратная свертка [5] и аппроксимация исходного сигнала [2–4]. В данной работе мы решили использовать метод аппроксимации сигнала, т.к. он более детально описан в вышеупомянутых работах.

В процессе аппроксимации сигнала мы получим набор амплитуд и времени начала сигнала. Используя эту информацию, можно восстановить постоянную времени и вероятность послеимпульсов.

Послеимпульс - срабатывание ячейки, происходящее через некоторый промежуток времени после предыдущего срабатывания ячейки. Причина появления послеимпульсов заключается в захвате электронов в ловушки во время лавины с их

последующим высвобождение через промежуток времени, обычно длящийся от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд [1]. После срабатывания первичного сигнала напряжение на ячейке уменьшится до напряжения пробоя и далее будет восстанавливаться к исходному значению по экспоненциальному закону:

$$V_{current} = V_{bias} \cdot (1 - \exp(-\Delta t / \tau_{rec})), \quad (4)$$

где V_{bias} - рабочее напряжение SiPM, τ_{rec} - время восстановления ячейки.

Существует несколько процессов, которые могут вызвать повторное срабатывание ячейки. Во-первых, это послеимпульсы. Из-за наличия различных физических механизмов образования электронных ловушек существуют два вида послеимпульсов: с быстрой и медленной компонентой [2–4]. Во-вторых, повторное срабатывание ячейки могут вызвать темновые токи. Каждый из этих трех процессов имеет экспоненциальное время распределения со своим собственным временем τ :

$$f(\Delta t) = \frac{1}{\tau} \cdot \exp(-\Delta t / \tau), \quad (5)$$

где τ - среднее время, проходящее между двумя импульсами при рассмотрении лишь одного из вышеперечисленных эффектов. В реальности каждый из этих процессов может приводить к срабатыванию ячейки. Поэтому, измерив расстояния между сигналами и аппроксимировав плотность вероятности временных интервалов аналитической функцией можно найти постоянные времени и вероятности процессов, приводящих к срабатыванию.

Поскольку мы интересуемся плотностью временных интервалов, то необходимо узнать вероятность $P(t)$ того, что на участке от 0 до t не должно быть импульсов, а на участке от t до $t + \delta t$ должен произойти один импульс.

Если рассматривать лишь один экспоненциальный процесс, то эта вероятность есть $P_{exp}(t) = \nu \cdot e^{-t \cdot \nu} \cdot \delta t$.

Выведем плотность вероятности для временных интервалов, если в ячейке могут происходить послеимпульсы или темновые импульсы. Для начала рассмотрим случай, когда имеются послеимпульсы только одного типа, происходящие с вероятностью p и временем ν . Темновые импульсы, как и послеимпульсы имеют экспоненциальное распределение (5). Поскольку темновые импульсы не зависят от послеимпульсов, то искомую вероятность $P(t)$ можно записать следующим образом:

$$P(t) = P\{\text{нет послеимпульсов от } 0 \text{ до } t + \delta t\} \cdot P\{\text{есть темновой импульс от } t \text{ до } t + \delta t\} + \quad (6) \\ P\{\text{есть послеимпульс от } t \text{ до } t + \delta t\} \cdot P\{\text{нет темнового импульса от } 0 \text{ до } t + \delta t\}$$

Вклад каждого из процессов будет следующий:

$$\begin{aligned}
P\{\text{нет послеимпульсов от } 0 \text{ до } t + \delta t\} &= (1 - p) + p \cdot e^{-\nu \cdot t} \\
P\{\text{есть темновой импульс от } t \text{ до } t + \delta t\} &= (\nu_{dc} \cdot e^{-\nu_{dc} \cdot t}) \cdot \delta t \\
P\{\text{есть послеимпульс от } t \text{ до } t + \delta t\} &= p \cdot (\nu \cdot e^{-\nu \cdot t}) \cdot \delta t \\
P\{\text{нет темнового импульса от } 0 \text{ до } t + \delta t\} &= e^{-\nu_{dc} \cdot t}
\end{aligned} \tag{7}$$

Таким образом, подставив значения вероятностей из (7) в (6) и сократив итоговое выражение на δt , получим плотность вероятности временных интервалов:

$$f(t) = p \cdot (\nu + \nu_{dc}) \cdot e^{-(\nu + \nu_{dc}) \cdot t} + (1 - p) \cdot \nu_{dc} \cdot e^{-\nu_{dc} \cdot t} \tag{8}$$

Стоит отметить, что аналогичная формула приведена в [4], страница 8, однако допущена ошибка в знаке между слагаемыми.

В итоге при учете быстрых и медленных послеимпульсов и темновых токов плотность вероятности распределения временных интервалов запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
f(t) &= p_s \cdot p_f \cdot (\nu_s + \nu_f + \nu_{dc}) \cdot e^{-(\nu_s + \nu_f + \nu_{dc}) \cdot t} + \\
&\quad p_s \cdot (1 - p_f) \cdot (\nu_s + \nu_{dc}) \cdot e^{-(\nu_s + \nu_{dc}) \cdot t} + \\
&\quad p_f \cdot (1 - p_s) \cdot (\nu_f + \nu_{dc}) \cdot e^{-(\nu_f + \nu_{dc}) \cdot t} + \\
&\quad (1 - p_s) \cdot (1 - p_f) \cdot \nu_{dc} \cdot e^{-\nu_{dc} \cdot t}
\end{aligned} \tag{9}$$

Формула 9 действительна лишь в том случае, если измеряются расстояния между сигналами, вызванными срабатыванием одной ячейки. Сигналы, вызванные одновременным срабатыванием двух и более ячеек (т.к. из-за кросстока) не должны рассматриваться при нахождении плотности временных интервалов.

В статье [3] приведен другой результат для плотности временных интервалов, отличный от полученного в данной работе, т.к. они предполагали, что имеется еще один процесс - delayed cross-talk. Однако на практике вероятность delayed cross-talk значительно ниже, чем вероятность direct cross-talk и в наших измерениях мы его не наблюдали.

Про другие процессы, которые вызывают срабатывание ячейки можно найти в [6].

Получив формулу для плотности вероятности временных интервалов 9, перейдем к нахождению экспериментального спектра.

Экспериментальная установка аналогична той, что представлена на рис.1. Отличие состоит в том, что на этот раз led driver был выключен и данные в сыром формате записывались на компьютер посредством осциллографа Tektronix DPO

4104В. При записи триггер был установлен на уровень шумов. Длина непрерывной записи была 5MS при частоте оцифровки в 5GHz. Для каждом напряжении и температуре на SiPM было записано 1000 файлов, т.е. 1 секунда сигнала.

Сигнал с SiMP можно представить как сумму одноэлектронных импульсов $Signal_{1e}(t - t_i)$ со случайной амплитудой A_i и временем возникновения t_i :

$$V(t) = \sum_{i=0}^N A_i \cdot Signal_{1e}(t - t_i) + V_0 \quad (10)$$

Форма одноэлектронного импульса находится из записанного сигнала и аппроксимируется аналитической функцией. Записанный сигнал обрабатывается по специальному алгоритму, который находил одноэлектронные импульсы без примеси послеимпульсов и усреднял их. Отбрасывать сигналы с послеимпульсами необходимо для нахождения корректной формы сигнала. Форма одноэлектронного спектра для различных SiPM показана на рис.2. Форма сигнала была померена при различных значениях перенапряжения (от 2 до 4.5 V) и температуры (от -8 до 27 C°), но оказалась практически неизменной.

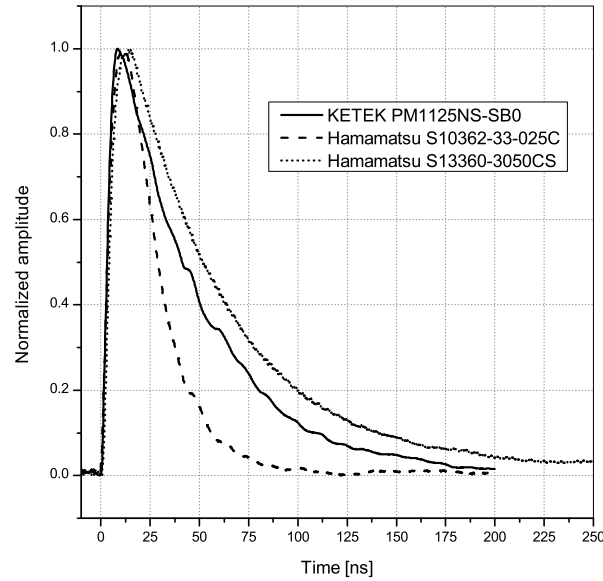


Рис. 2. Форма одноэлектронных сигналов с различных SiPM. Рассмотрены лишь сигналы без примеси послеимпульсов.

Далее одноэлектронные импульсы аппроксимировались функцией (12), полученной от свертки функции (11) с функцией гаусса.

$$V(t) = A \cdot \exp \left[-\frac{t - t_0}{\tau_{rec}} \right] \cdot \left(1 - \exp \left[-\frac{t - t_0}{\tau_{rise}} \right] \right) \cdot \theta(t - t_0) + V_0, \quad (11)$$

где A - амплитуда импульса, t_0 - задержка по времени, τ_{rec} - искомое время восстановления ячейки, τ_{rise} - время нарастания переднего фронта, V_0 - напряжение в отсутствии сигнала, $\theta(t - t_0)$ - функция Хевисайда.

$$V(t) = V_0 + \frac{A}{2} \cdot \left(\{F(\sigma, \tau_{rec}) - F(\sigma, \tau_{total})\} \right) \quad (12)$$

$$F(\sigma, \tau) = \exp \left[\frac{\sigma^2 - 2t \cdot \tau}{2\tau^2} \right] \cdot \left(1 + \operatorname{Erf} \left[\frac{t - \sigma^2/\tau}{\sigma\sqrt{2}} \right] \right)$$

$$\tau_{total} = \frac{\tau_{rec} \cdot \tau_{rise}}{\tau_{rec} + \tau_{rise}}$$

После нахождения формы одноэлектронного импульса, задача заключается в нахождении параметров A_i , t_i , а также параметра N , который характеризует число перекрывающихся сигналов. Если сигналы не перекрываются, то файл можно разделить на множество независимых частей, каждая из которых будет описывать сигнал по формуле (10) при фиксированном параметре N . Для обработки сырых данных используется программа на языке C++.

Основная проблема, возникающая при обработке - наличие шума. Существует множество цифровых фильтров, которые могут сгладить сигнал, однако их применение приведет к потере информации о послеимпульсах, т.к. послеимпульсы имеют экспоненциальное распределение по времени (5) и с большой вероятностью они будут происходить при малых временах, когда напряжение на ячейке еще не восстановилось (4).

Однако нахождение сигналов можно улучшить, есть в алгоритм аппроксимации передавать начальные параметры, близкие к искомым. Для этого считалась производная по сигналу с одновременным сглаживанием (фильтр Савицкого-Голея третьего порядка и числом точек равным 51 (10.2 нс)). Таким образом, информация о производной тоже участвовала при обработке.

Чтобы разделить записанный файл на множество независимых сигналов, используется следующий алгоритм:

- 1) Вычисляется первая производная при помощи фильтра Савицкого-Голея.
- 2) Пробегам последовательно все значения по времени
- 4) Если производная и амплитуда оказываются выше пороговых значений th_{der} и th_{amp}^{start} , то время, предшествующее этому событию на 20 нс, берется как время старта сигнала. Это условие необходимо для правильного вычисления базовой линии сигнала. В противном случае хвост от предыдущего сигнала исказит базовую линию.
- 5) Если после предыдущего шага проходит более 5 нс и уровень сигнала ниже порога по амплитуде th_{amp}^{stop} , а также впереди на 20 нс производная не выше порога

th_{der} , то данное время считается временем окончания сигнала. Порог по амплитуде th_{amp}^{stop} выбирается как пересечение сигнала с зашумленной базовой линией.

Чтобы определить порог, th_{amp}^{start} построим график-лестницу при различных значениях мертвого времени τ_{amp}^{dead} . Пример приведен на рис. 3 для Hamamatsu S10362-11-100C при $T = 295K$ и $V = 1V$. Порог для запуска по амплитуде th_{amp}^{start} выбирается на уровне половины амплитуды одноэлектронного сигнала и соответствует примерно 0.02. Причем найденные пороги практически не зависят от выбора мертвого времени τ_{amp}^{dead} . Аналогичный график можно построить и для производной (рис. 4). При его построении отбирались лишь те сигналы, которые превышали амплитудный порог $th_{amp}^{stop} = 0.002$. Это позволило увидеть лестничную структуру. Без использования условия на порог график был бы существенно искажен, т.к. шумы могут иметь производную, значение которой сравнимо с производной сигнала. Выше порога $-4 \cdot 10^{-4}$ вклад шумов значительно подавлен. Это значение и выбирается в качестве th_{der} . При других значениях перенапряжения пороги th_{der} и th_{amp}^{start} будут другие.

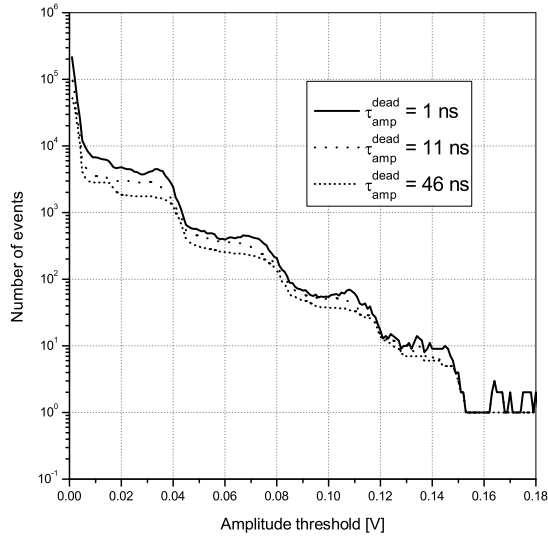


Рис. 3. Зависимость числа найденных сигналов от порога по амплитуде и мертвого времени τ_{amp}^{dead} для Hamamatsu S10362-11-100C при перенапряжении 1В и температуре 295К.

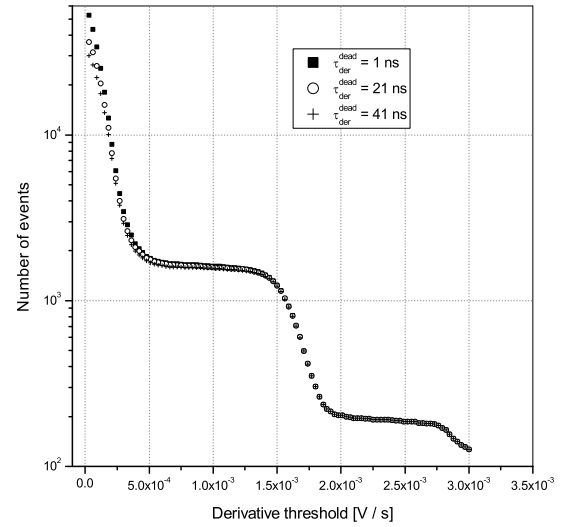


Рис. 4. Зависимость числа найденных сигналов от порога по производной и мертвого времени τ_{amp}^{dead} для Hamamatsu S10362-11-100C при перенапряжении 1В и температуре 295К. Отобраны лишь сигналы, превышающие порог $th_{amp}^{stop} = 0.002$

В результате работы данного алгоритма файл с данными разбивается на множество независимых участков. На каждом участке может находиться как один импульс, так и большее количество.

Чтобы найти параметры A_i и t_i , данный участок необходимо аппроксимировать функцией (10). Поскольку данная функция внутренне нелинейна по параметру t_i , то необходимо задать начальные параметры времени старта сигнала. Для этого используется следующий алгоритм: 1) Если первая производная выше порога, то на участке, начиная с этого момента и заканчивая временем, большим на 5 нс, ищется максимум производной. Время, при котором первая производная достигла максимума, далее будет использовано в качестве стартового значения параметра t_i .

2) Если первая производная ниже порогового значения и прошло более 5 нс, то разрешается поиск следующего превышения порога.

Далее каждый независимый участок аппроксимировался функцией (10) при $N = 1$. Рассмотрим корреляцию между амплитудой и значением χ^2/Dof (рис. 5). Можно заметить несколько четко выделяющихся кластеров: A_1 , B_1 , C_1 и т.д. Кластер A_1 соответствует одноэлектронным сигналам. Кластеры B_1 , C_1 и т.д. соответствуют событиям, когда одновременно сработали две, три и большее количество ячеек (cross-talk), причем эти сигналы расположены вдали от других сигналов. Из-за этого они имеют низкое значение χ^2/Dof при аппроксимации однокомпонентной функцией. Остальные события со значением $\chi^2/Dof > 4$ (будем обозначать множеством Z_1) соответствуют нескольким сигналам, расположенным на относительно небольшом расстоянии друг от друга.

Далее аппроксимируем события из множества Z_1 функцией (10) при $N = 2$. В том случае каждое событие будет характеризоваться четырьмя параметрами: χ^2/Dof , amp_1 , amp_2 - амплитуды первого и второго сигнала, Δt - расстояние между сигналами. Для начала построим корреляцию между суммарной амплитудой $amp_1 + amp_2$ и значением χ^2/Dof (рис. 6).

В этом случае также можно выделить несколько характерных множеств: A_2 , B_2 , C_2 и т.д. Более наглядное представление о сигналах, образующих эти множества, можно получить из корреляции $amp_1 + amp_2$ и Δt , построенной для конкретного множества (рис. ?? и рис. ??).

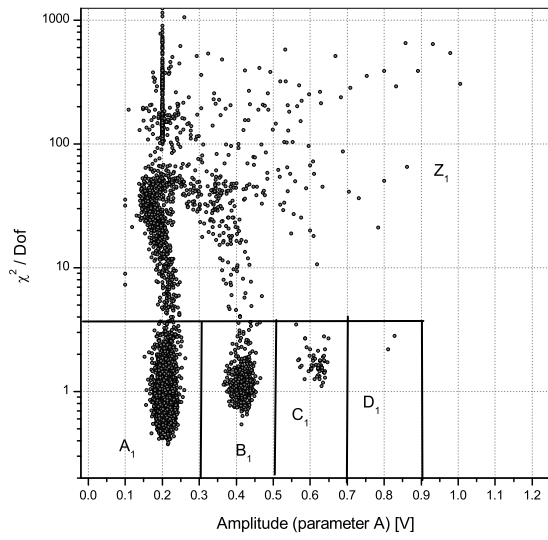


Рис. 5. Корреляция амплитуда - χ^2/Dof при аппроксимации всех найденных сигналов однокомпонентной функцией. Сигнал получен с Hamamatsu S10362-11-100C при перенапряжении 1В и температуре 295К.

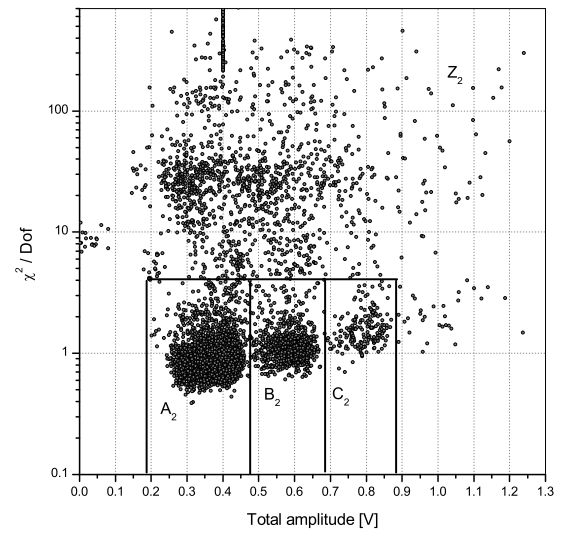


Рис. 6. Корреляция амплитуда - χ^2/Dof при аппроксимации множества Z_1 (см. рис. ??) двухкомпонентной функцией. Сигнал получен с Hamamatsu S10362-11-100C при перенапряжении 1В и температуре 295К.

Список литературы

- [1] Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers Patrick Eckert, Hans-Christian Schultz-Coulon, Wei Shen, Rainer Stamen, Alexander Tadday
- [2] Characterization and Simulation of the Response of Multi Pixel Photon Counters to Low Light Levels A. Vacheretc, G.J. Barkerh arXiv:1101.1996v1 [physics.ins-det] 11 Jan 2011
- [3] Y. Du, F. Retiere, Nucl. Instr. and Meth. A 596 (2008) 396-401
- [4] Fabrice Retiere International workshop on new photon-detectors PD07 Kobe University, Kobe, Japan 27-29 June, 2007
- [5] Modeling crosstalk in silicon photomultipliers L. Gallego, J. Rosado, F. Blanco and F. Arqueros
- [6] Modeling crosstalk and afterpulsing in siliconphoto multipliers J. Rosado n, V.M.Aranda,F.Blanco,F.Arqueros
- [7] Silicon Photomultiplier's Gain Stabilization by Bias Correction for Compensation of the Temperature Fluctuations P. Dorosz, M. Baszczyk, S. Glab, W. Kucewicz, L. Mik, M. Sapor
- [8] Temperature and Bias Voltage Dependence of the MPPC Detectors N. Dinu, C. Bazin. V. Chaumat, C. Cheikali, A. Para, Member, IEEE, V. Puill, C. Sylvia, J.F. Vagnucci
- [9] Characterization of SiPM: temperature dependencies. Marco Ramilli
- [10] Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches P.K. Lightfoot , G.J. Barker b, K. Mavrokoridis , Y.A. Ramachers , N.J.C. Spooner
- [11] Determination of the recovery time of silicon photomultipliers Parrick Hallen Bachelor's thesis in physics
- [12] Daniel Orme, T.Nakaya, M. Yokoyama, A. Minamino PoS(PD09)019
- [13] SiPM based photon counting detector for scanning digital radiography E.A. Babichev, S.E. Baru etc.
- [14] 33000 photons per MeV from mixed $(Lu_{0.75}Y_{0.25})_3Al_5O_{12}$: Pr scintillator crystals