

After-pulsing and cross-talk comparison for KETEK PM1125NS-SB0, Hamamatsu S10362-11-100C and Hamamatsu S13360-3050CS.

## 1. Abstract

Silicon photomultipliers (SiPM) have become widespread at present. They exceed photomultipliers on quantum efficiency, size and resistance to the magnetic field. However, due to the peculiarities of the structure they have a greater value of dark noise, as well as have additional sources of noise: cross-talk and after-pulsing. In addition, these parameters may have a temperature dependence.

In this article one study the dark noise, the probability of cross-talk and after-pulsing at different voltages and temperatures for two modern SiPM: Hamamatsu S13360-3050CS and KETEK PM1125NS-SB0 and Hamamatsu S10362-11-100C SiPM from previous generation. Offline signal processing was performed by the pulse approximation with reconstruction of the amplitudes and start time to find these parameters. As a result, we found that in achieved measurement accuracy dark noise has temperature and voltage dependence, but cross-talk and after-pulsing probabilities have only the latter.

The measured cross-talk probability for KETEK PM1125NS-SB0 and Hamamatsu S13360-3050CS at their operating voltage is about 6% which is two times smaller than that for Hamamatsu S10362-11-100C. The total after-pulsing probability (fast component) for KETEK PM1125NS-SB0 and Hamamatsu S13360-3050CS is about 12%, which is also almost 2 times smaller than that for Hamamatsu S10362-11-100C (fast and slow component). Dark noise rate for Hamamatsu S13360-3050CS at 20 °C is only 30  $kHz/mm^2$  in comparison with 80  $kHz/mm^2$  for KETEK PM1125NS-SB0.

## 2. Introduction

BINP many years engaged in the development of X-ray inspection systems [1]. These installations can be used in various fields: inspection at airports, subway or in the workplace. Multistrip ionization chamber filled with pure Xe at 15 bar have been used as X-ray detector until now. However, this detector has a serious disadvantage - it works in the integrating mode, so at low input flow of particles electronic noise seriously degrades quality of the images. Another disadvantage is the insufficiently high detection efficiency of high-energy photons. In this regard, it was decided to choose a new detector based on SiPM and scintillator which may have the detection efficiency  $> 90\%$  and operate in the mode of direct photon counting.

The main purpose of this work is to measure the after-pulsing and cross-talk

probabilities for two SiPM: KETEK PM1125NS-SB0 and Hamamatsu S13360-3050CS and compare them with the characteristics of Hamamatsu S10362-11-100C - the previous generation SiPM.

### 3. Measurement of breakdown voltage

One of the important characteristics of any SiPM is the breakdown voltage. Breakdown voltage  $V_{BD}$  is the voltage at which the gain equals to zero.

In many works are shown that various SiPMs gain is a linear function of both temperature and voltage. Thus, the expression for the gain  $G(V, T)$  is written as follows: [2–5]:

$$G(V, T) = a \cdot V + b \cdot T + c \quad (1)$$

It is easy to find the breakdown voltage equating the gain from Eq.(1) to zero :

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

The following installation was assembled for measurement of breakdown voltage and gain (Fig. 1). The light source based on fast LED (CAEN SP5601) sends a flash through an optical fiber on SiPM. At the same time, the light source sends a trigger signal to the CAEN DT5720A ADC. The signal from the SiPM passes through the amplifier to the CAEN DT5720A, which integrates the signal in the presence of the trigger signal. The resulting charge is transmitted to computer in on-line mode. SiPM is mounted on a thermoelectric cooler and the temperature stabilization is ensured by TRM 101 PID - controller. The deviation from the set temperature does not exceed 1K.

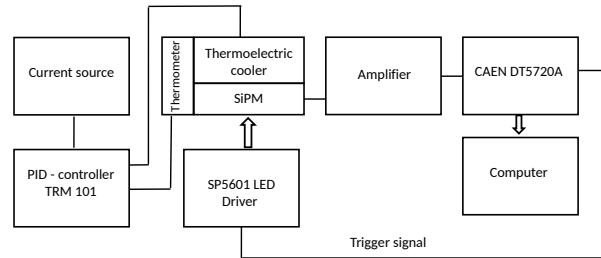


Рис. 1. Installation scheme for measurement the SiPM breakdown voltage.

The calculation of the breakdown voltage had several stages. The intensity of the light source was set so that there were not SiPM triggering or single photon was registered in generally. The signal was integrated into the gate with 200 ns duration

( $\approx 5 \cdot \tau$ ). Then the top of the noise peak and the peak from the registration of a single photon was approximated by a Gaussian function. We calculated the distance  $\Delta$  between the 0th and the 1st peak. Distances between the first and the second, the second and the third etc. peaks were not considered. The main reason was that as the number of peak increased the greater became the discrepancy between the true and measured peak position because of after-pulses. An example of charge spectrum is shown in Fig. 2. In the measurements the error voltage  $\Delta V$  was estimated at 0.01 V, and the temperature error of  $\Delta T$  was estimated as the minimum temperature step 1 K divided by  $\sqrt{12}$ .

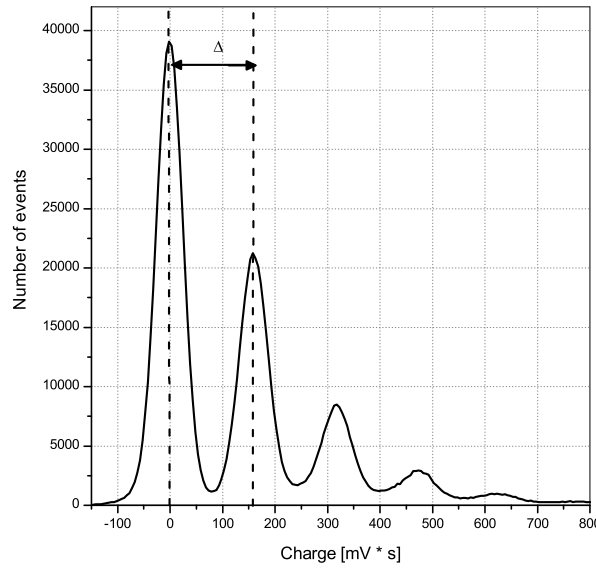


Рис. 2. Spectrum from Hamamatsu S13360-3050CS at a voltage of 71 V and a temperature of 270 K under irradiation by LED. The integration time is 300 ns.

The value  $\Delta$  associated with a gain as follows:

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

where  $ADC_{\text{conversion rate}}[C/(mV \cdot s)]$  - conversion coefficient. To determine the conversion coefficient a rectangular pulse from generator was sent to the test input of the amplifier through the capacitance  $C = 1pF$ . After tract calibration all measurements  $G(V, T)$  were approximated by Eq.(1) to find  $a, b, c$  parameters. Then using Eq.(2) we found the dependence of breakdown voltage on temperature.

## 4. Cross-talk and after-pulsing probabilities finding algorithm

### 4.1. Theory

There are several algorithms for finding cross-talk probabilities. One of them is described in [6]. The idea is to measure the dark noise frequency at different thresholds. Cross-talk probability can be defined as the ratio of the frequencies with 1.5 photoelectrons(phe) and 0.5 photoelectrons threshold:

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

However, this method has a significant disadvantage: after-pulses are indistinguishable from cross-talk if the former above the threshold. Furthermore, this algorithm does not use information about the signal form, which makes the frequency dependence of the threshold more blurred and complicates finding the value of  $\nu_{1.5phe}$ .

Advanced algorithm should use information about the waveform. There are two approaches to signal processing: inverse convolution [7] and an approximation of the original signal [8–10]. In this article we decided to use the method of signal approximation, because it is described in more detail in the above works.

In the process of approximation we obtain the amplitude signal and start time of signal. Using this information we can recover the time constant and probability for after-pulses.

After-pulsing is repeated triggering of the cell, which occurs in some time moment after it is triggering. The reason of after-pulsing is the capture of electrons into the traps during avalanche and their subsequent release after a time interval from a few nanoseconds to several microseconds [6]. After triggering of the primary signal voltage in the cell decreases to the breakdown voltage and then will recover to its original value exponentially:

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

where  $V_{bias}$  - SiPM operating voltage,  $\tau_{rec}$  - the recovery time of the cell.

There are several processes, which may cause of the cell re-triggering. First of all, it is after-pulsing. Because of the different physical mechanisms of electron traps, there are two types of after-pulses: fast and slow [8–10]. Secondly, dark currents may cause of the cell re-triggering. Each of the two processes has exponential time distribution with its own time constant  $\tau$ :

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

where  $\tau$  - the average time elapsing between two pulses when considering only one of the above effects. Measuring the distance between the signals we build pulse interval

spectrum. Then we approximate the probability density of the pulse interval by analytic function. Function parameters characterize the time constants and probabilities of the processes leading to the triggering.

Since we are interested in the pulse interval density, it is necessary to know the probability  $P(t)$  that on the interval from 0 to  $t$  pulses can't exist and on the interval from  $t$  to  $t + \delta t$  must occur one pulse. If we consider only one exponential process, this probability is  $P_{exp}(t) = \nu \cdot e^{-t \cdot \nu} \cdot \delta t$ .

We derive the pulse interval density now, if the dark pulses or after-pulses can occur in the cell. For a start, consider the case when there are after-pulses only one type, occurring with probability  $p$  and the frequency  $\nu$ . The dark pulses, as well as after-pulses have an exponential distribution (5). Since the dark pulses are independent of after-pulses the required probability  $P(t)$  can be written as follows:

$$P(t) = P\{\text{there are not after-pulses from 0 to } t + \delta t\} \cdot P\{\text{there is dark pulse from } t \text{ to } t + \delta t\} + (6) \\ P\{\text{there is after-pulse from } t \text{ to } t + \delta t\} \cdot P\{\text{there are not dark pulses from 0 to } t + \delta t\}$$

The contribution of each process is as follows:

$$\begin{aligned} P\{\text{there are not after-pulses from 0 to } t + \delta t\} &= (1 - p) + p \cdot e^{-\nu \cdot t} \\ P\{\text{there is dark pulse from } t \text{ to } t + \delta t\} &= (\nu_{dc} \cdot e^{-\nu_{dc} \cdot t}) \cdot \delta t \\ P\{\text{there is after-pulse from } t \text{ to } t + \delta t\} &= p \cdot (\nu \cdot e^{-\nu \cdot t}) \cdot \delta t \\ P\{\text{there are not dark pulses from 0 to } t + \delta t\} &= e^{-\nu_{dc} \cdot t} \end{aligned} \quad (7)$$

Thus, substituting the values of probabilities in Eq.(6) from Eq.(7) and reducing the resulting expression on  $\delta t$  we obtain the probability density of pulse intervals:

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

It is worth noting that a similar formula is given in the [10], but with a typo in the sign between the terms.

As a result, taking into account the fast and slow component of after-pulses and dark noise the probability density distribution of pulse intervals can be written as follows:

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

Eq.(9) is valid if the measured distance between the signals caused by the triggering of a single cell. Signals caused by the simultaneous triggering of two or more cells (because of cross-talk) should not be considered in obtaining the probability density of pulse intervals.

In the article [9] shown another result for the probability density of pulse intervals which differ from that obtained in this work. This is due to the consideration of one more process - delayed crosstalk. However, in practice the probability of delayed crosstalk is much lower than the probability of direct cross-talk, and in our experiments we did not observe it. The information about other processes that are responsible for cell triggering can be found in [11].

## 4.2. Signal finder

Installation scheme for recording SiPM signal is shown in Fig.3.

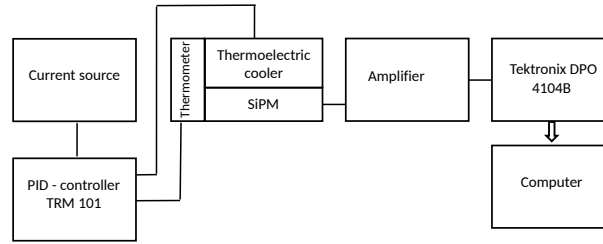


Рис. 3. Installation scheme for recording SiPM signal

The data in raw format were recorded on a computer using an oscilloscope Tektronix DPO 4104B. The trigger was disabled during the recording. The continuous recording length was 5MSamples at a frequency digitizing equal to 5GHz. For each voltage and temperature on SiPM were recorded 1000 files, i.e. one second of signal.

The signal from the SiPM can be presented as the sum of the single-electron pulses  $Signal_{1e}(t - t_i)$  with random amplitude  $A_i$  and start time  $t_i$ :

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

The waveform of the single-electron pulse was found from the analysis of the recorded signal and was approximated by an analytical function. The recorded signal was processed by a special algorithm that found single-electron pulses without after-pulses impurities and averaged them. The signals with after-pulses were thrown out in order to find the correct waveform. The waveform of the single-electron pulse for different SiPMs is shown in Fig.4. The waveform was measured at different values of overvoltages and temperatures (from -8 to 27 °C), but one remained practically unchanged.

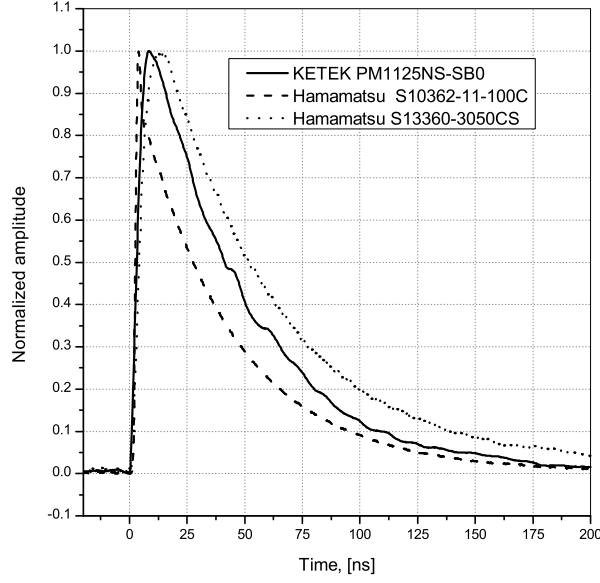


Рис. 4. The waveform of the single-electron pulse from different SiPMs.

Further, single-electron pulses were approximated by function obtained from the convolution of Eq.(11) with Gauss distribution describing the contribution of the limited operating speed of electronics. Result of convolution is shown in Eq.(12), where  $\sigma$  is the standard deviation of the Gauss distribution.

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

where  $A$  - pulse amplitude,  $t_0$  - time delay,  $\tau_{rec}$  - the recovery time of a cell,  $\tau_{rise}$  - the rise time of the rising edge,  $V_0$  - the voltage shift,  $\theta(t-t_0)$  - Heaviside step function.

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

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

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

A further task was to find  $A_i$ ,  $t_i$  parameters as well as  $N$  parameter. The  $N$  parameter characterizes the number of signals are represented in the data fragment. The file can be divided into multiple independent parts, each of which describes a signal according to the Eq.(10) at different  $N$  parameters. A C++ program was written to process raw data.

The main problem with processing is the presence of noise. There are a lot of digital filters that can smooth the signal, but their use will lead to loss of information

about after-pulses. After-pulses are exponentially distributed in time and with a high probability they will occur at short times, when the cell voltage has not yet recovered.

However, the accuracy of signals location can be improved if we transmit into the approximation algorithm the initial parameters close to the true ones. For this purpose the signal derivative was calculated with the simultaneous smoothing (Savitsky-Golay third-order filter with the number of points equal to 51 (10.2 ns) ) Thus, the information on the derivative was also involved in the processing.

To split a recorded file into multiple independent signals, we used the following algorithm:

- 1) The first derivative was calculated using the Savitsky-Golay filter.
- 2) If the derivative and the amplitude was higher of threshold values  $th_{der}$  and  $th_{amp}^{start}$  then the time 20 ns before this event was taken as the time of the start signal. This condition was necessary for the proper calculation of the basic line of a signal. Otherwise, a falling edge from a previous signal distort the baseline.
- 3) Если после предыдущего шага проходило более 5 ns, the signal level was below the threshold amplitude  $th_{amp}^{stop}$  and впереди на 20 нс the derivative was below the threshold  $th_{der}$ , then this time was the end time of the signal. Amplitude threshold  $th_{amp}^{stop}$  was chosen as the intersection of the signal with the baseline.

To determine  $th_{amp}^{start}$  we drew the dependence of events number from the threshold at different values of the dead time  $\tau_{amp}^{dead}$ . An example is shown in Fig. 5 for Hamamatsu S10362-11-100C at  $T = 295K$  and  $\Delta V = 1V$ . The threshold for triggering by amplitude  $th_{amp}^{start}$  was chosen at half amplitude of the single-electron signal and corresponded approximately to 0.02V The thresholds was practically independent of the selected dead time  $\tau_{amp}^{dead}$ .

A similar graph can be drawn for the derivative (Fig. 6). We selected only those signals that exceed the amplitude threshold  $th_{amp}^{stop} = 0.002V$ . Without this condition the graph would be significantly distorted because a noise can have a derivative is comparable to the signal derivative. Above the threshold  $4 \cdot 10^{-4}V/s$  the contribution of noise is significantly suppressed. This value is selected as  $th_{der}$ . However, the thresholds  $th_{der}$  and  $th_{amp}^{start}$  are other for other overvoltages.

As a result of this algorithm the data file was divided into multiple independent parts. At each part can be either one pulse or many pulses.

### 4.3. Correlation analysis

To find the parameters  $A_i$  и  $t_i$  each part have to be approximated by Eq.(10). This function internally nonlinear on the  $t_i$  parameter therefore it is necessary to set the initial parameter of the start time of the signal. To do this, we used the following algorithm:



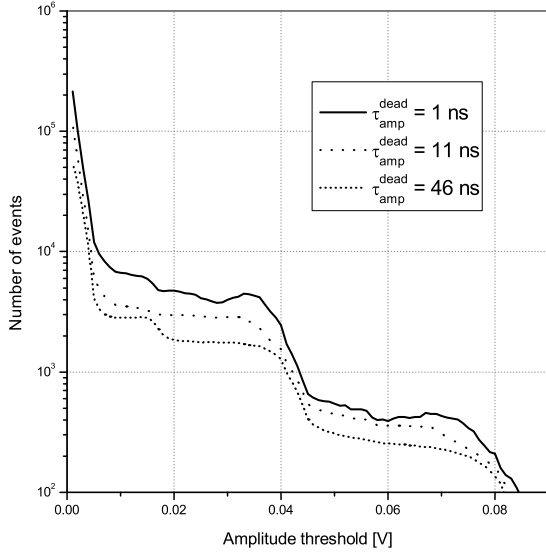


Рис. 5. The dependence of the number of found signals from the amplitude threshold and dead time  $\tau_{amp}^{dead}$  for Hamamatsu S10362-11-100C at 1V overvoltage and 295K temperature.

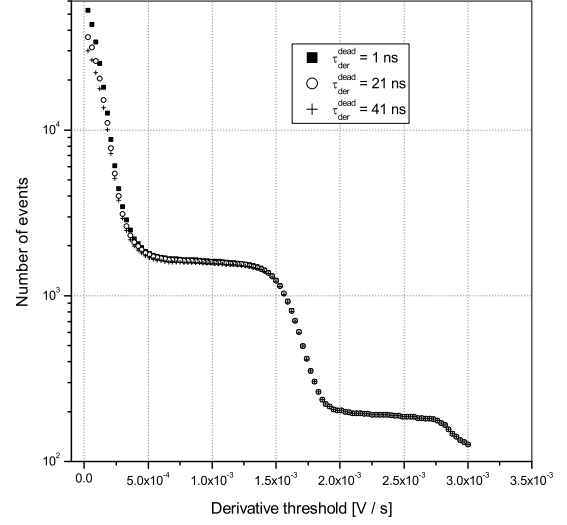


Рис. 6. The dependence of the number of found signals from the derivative threshold and dead time  $\tau_{der}^{dead}$  for Hamamatsu S10362-11-100C at 1V overvoltage and 295K temperature. Only signals exceeding a threshold  $th_{amp}^{stop} = 0.002V/s$  were selected.

- 1) If the first derivative was above the threshold, then we were looking for a derivative maximum from current time to current time plus 5 ns. The time at which the first derivative reached the maximum used as the initial value of the  $t_i$  parameter.
- 2) If the first derivative was below the threshold value and passed more than 5 ns then was allowed to search for the next threshold exceeding.

Further, each independent part was approximated by Eq.(10) at  $N = 1$ . Consider the correlation between the amplitude and  $\chi^2/Dof$  (Fig. 7). One can notice a few outlying clusters:  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  etc. Cluster  $A_1$  corresponds to single-electron signals. Clusters  $B_1$ ,  $C_1$  etc. corresponds to events when simultaneously triggered two, three or more cells (cross-talk), and these signals was located away from other signals. Because of this they have a low  $\chi^2/Dof$  value at the approximation of a single-component function. Other events with a  $\chi^2/Dof > 4$  value (we denote them as  $Z_1$  cluster) correspond to several signals, located at a relatively short distance distance from other.

In the next step the events from  $Z_1$  cluster were approximated by Eq.(10) at  $N = 2$ . In that case, each event is characterized by four parameters:  $\chi^2/Dof$ ,  $amp_1$  and  $amp_2$  - the amplitudes of the first and the second signals,  $\Delta t$  - the distance between the

signals. Draw a correlation between the total amplitude  $amp_1 + amp_2$  and  $\chi^2/Dof$  value (Fig. 8).

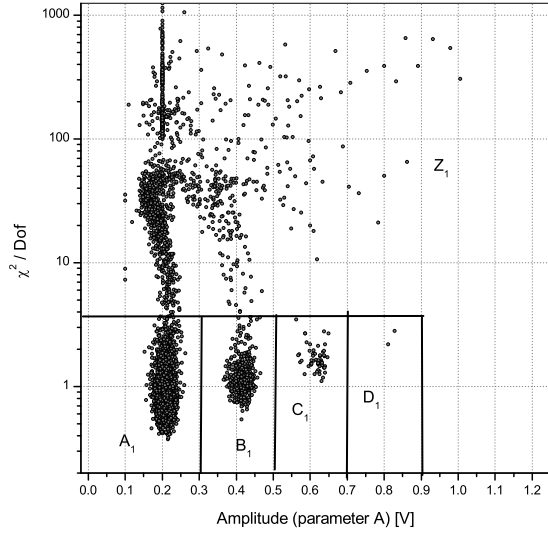


Рис. 7. The correlation between the total amplitude  $amp_1 + amp_2$  and  $\chi^2/Dof$  when approximating all pulses by one-component function. The signal was obtained from Hamamatsu S10362-11-100C at 1V overvoltage and 295K temperature.

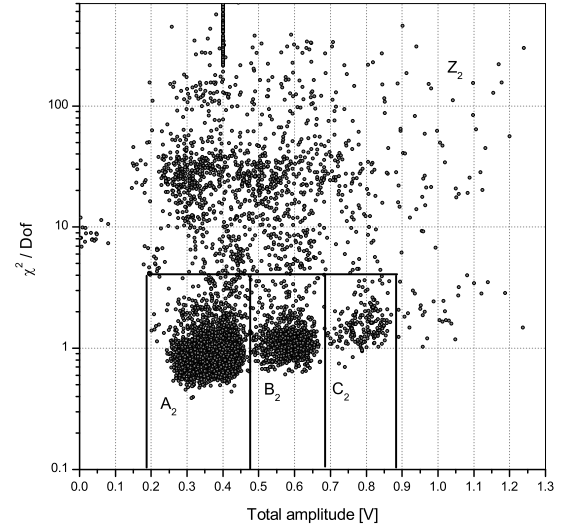


Рис. 8. The correlation between the total amplitude  $amp_1 + amp_2$  and  $\chi^2/Dof$  when approximating  $Z_1$  cluster (see Fig. 7) by two-component function. The signal was obtained from Hamamatsu S10362-11-100C at 1V overvoltage and 295K temperature.

In this case also there are several typical clusters:  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$  etc. A more clear idea about the signals forming these clusters can be obtained from the correlation of  $amp_1 + amp_2$  and  $\Delta t$  constructed for a particular cluster (Fig. 9 and Fig. 10).

The  $A_2$  cluster consists of the signals that are conventionally divided into two sets:  $\alpha_1$  и  $\beta_1$ . Set  $\alpha_1$  corresponds to two closely spaced signals and their total amplitude equal to double amplitude of the single-electron pulse. Set  $\alpha_1$  соответствует двум близкорасположенным сигналам, причем их суммарная амплитуда вдвое больше амплитуды одноэлектронного импульса. Это означает, что эти сигналы пришли с разных ячеек и являются темновыми импульсами. В тоже время сигналы из множества  $\beta_1$  имеют амплитуду, зависящую от расстояния между сигналами. Это означает, что первый сигнал был одноэлектронным, а последующий оказался послеимпульсом. Аналогичную корреляцию можно построить и для множества  $B_2$  (Fig. 10). В этом случае в множестве  $\alpha_2$  будут принадлежать два близкорасположенных сигнала один из которых имеет одноэлектронную амплитуду, а другой двойную амплитуду, т.е. вызванный одновременным срабатыванием двух ячеек из-за кросстока. Множество  $\beta_2$  содержит сигналы, которые можно разделить на

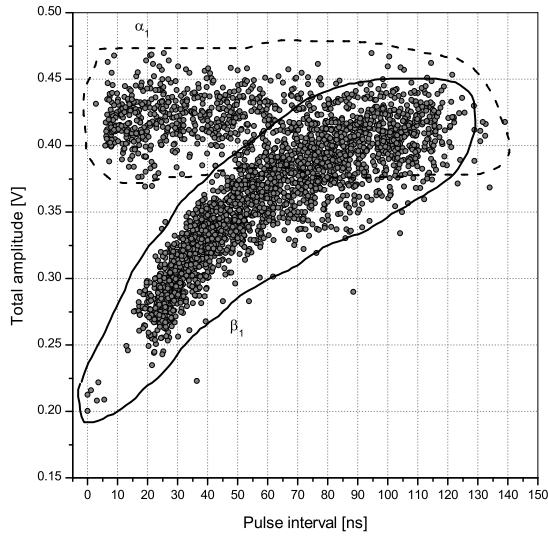


Рис. 9. The correlation between the signals distance and the total amplitude when approximating  $A_2$  cluster (see Fig. 8) by two-component function. The signal was obtained from Hamamatsu S10362-11-100C at 1V overvoltage and 295K temperature.

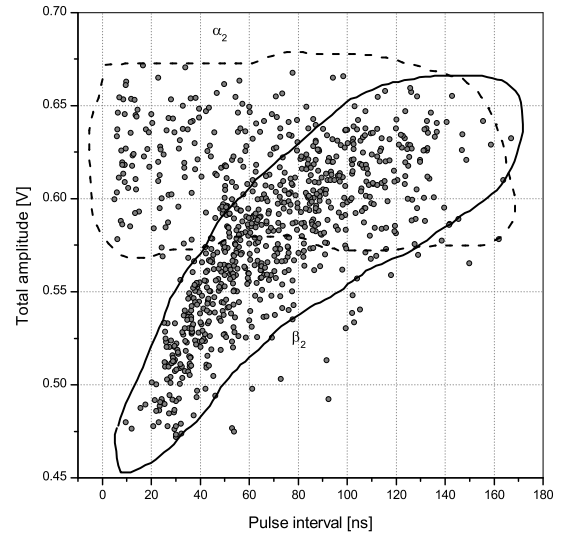


Рис. 10. The correlation between the signals distance and the total amplitude when approximating  $B_2$  cluster (see Fig. 8) by two-component function. The signal was obtained from Hamamatsu S10362-11-100C at 1V overvoltage and 295K temperature.

две группы. Первая группа образована сигналами, в которых вначале одновременно сработали две ячейки, а потом одна из ячеек дала послеимпульс. Вторая группа образована сигналами, в которых вначале сработала одна ячейка, затем через некоторое время произошел послеимпульс, который вызвал кроссток. Множества, аналогичные  $A_2$  и  $B_2$  с большой суммарной амплитудой, соответствуют событиям, когда одновременно сработало большее количество ячеек.

Далее построим спектр временных интервалов. При его построении нужно учитывать лишь сигналы без кросстоков, чтобы потом аппроксимировать спектр функцией (9). Это означает, что для нахождения спектра временных интервалов мы измеряем расстояния лишь между теми сигналами, которые попали в множества  $A_1$  или  $A_2$  (числом событий, попавших в множества  $A_3$ ,  $A_4$  и т.д., можно пренебречь).

В результате получим спектр временных интервалов, изображенный на Fig. 11. При аппроксимации спектра функцией (9) найдем параметры  $p_s$ ,  $p_f$ ,  $\nu_s$ ,  $\nu_f$ ,  $\nu_{DC}$ . Для аппроксимации используется небинированный фит и пакет RooFit.

При временном интервале около 25 нс наблюдается изменение монотонности спектра. Это связано с тем, что если послеимпульс происходит в ячейке через промежуток времени меньше 25 нс после предыдущего импульса, то его амплитуда

будет мала и такой импульс нельзя будет отличить от шумов. Из-за этого импульс будет распознан как однокомпонентный и он не даст вклада в малые времена. Это приведет к искажению спектра. Для правильной аппроксимации необходимо принимать во внимание только временные интервалы, больше некоторого "порогового" значения. Чтобы уточнить это значение была проведена аппроксимация при различных пороговых значениях. На Fig. 12 приведена зависимость параметра  $\tau_f$  от "временного" порога. Для данного типа SiMP при температуре 295K и перенапряжении 1 В был выбран порог в 25 нс. При уменьшении перенапряжения "временной" порог увеличивается.

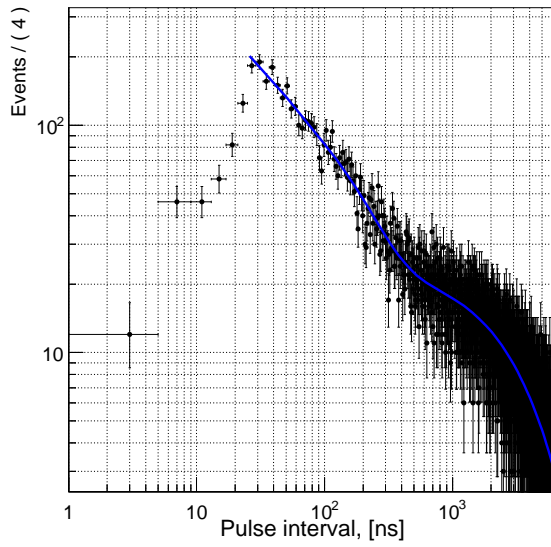


Рис. 11. Спектр временных интервалов, аппроксимированный функцией (9). События с кросстоком не учитываются. Сигнал получен с Hamamatsu S10362-11-100C при перенапряжении 1В и температуре 295К.

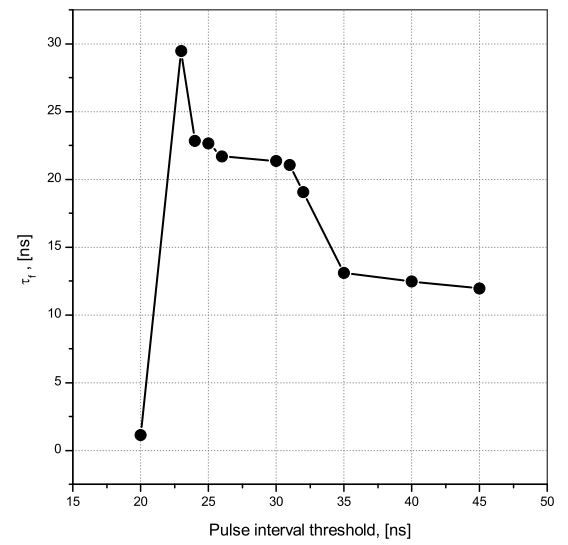


Рис. 12. Зависимость времени быстрой компоненты послеимпульса от временного порога. Сигнал получен с Hamamatsu S10362-11-100C при перенапряжении 1В и температуре 295К.

## 5. Results

### 5.1. Dark noise

В результате аппроксимации спектра временных интервалов получены зависимости частоты темнового шума от температуры и перенапряжения (Fig.13, 14, 15, 15). Зависимость частоты темновых токов от температуры выражается следующей

формулой [4]:

$$\nu(\Delta V = const, T) = A \cdot T^{3/2} \cdot \exp \left[ -\frac{E_g}{2k_B \cdot T} \right], \quad (13)$$

где  $A$  - константа, зависящая от перенапряжения, материала и технологических параметров,  $T$  - абсолютная температура,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны,  $k_B$  - константа Больцмана. Зависимость частоты от перенапряжения выражается линейным законом:

$$\nu(\Delta V, T = const) = k \cdot \Delta V \quad (14)$$

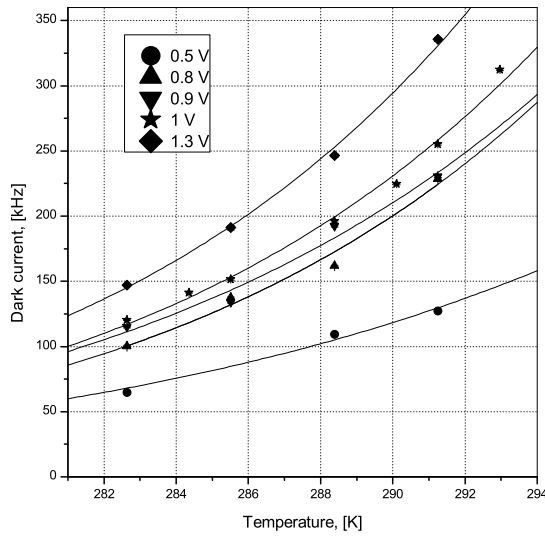


Рис. 13. Зависимость частоты темнового тока от температуры при фиксированном перенапряжении для Hamamatsu S10362-11-100C. Данные аппроксимированы функцией (13).

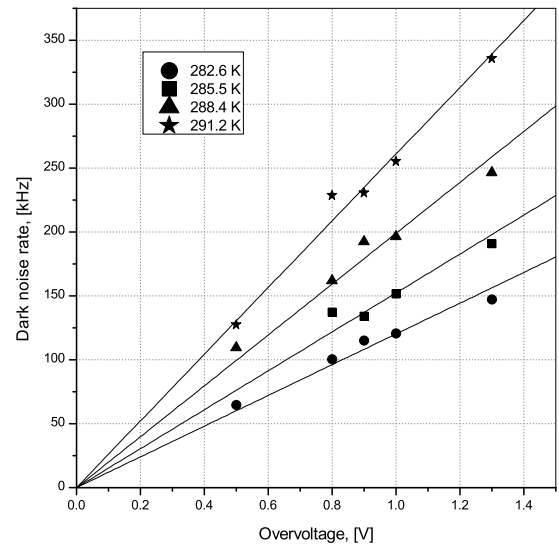


Рис. 14. Зависимость частоты темнового тока от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S10362-11-100C. Данные аппроксимированы линейной функцией (14).

Однако для Hamamatsu S13360-3050CS в эксперименте не удалось набрать достаточно статистики для её аппроксимации данным способом из-за их низкого уровня шума. По той же причине для KETEK PM1125NS-SB0 получена лишь одна точка при максимальном уровне шумовых импульсов.

## 5.2. Cross-talk

В множестве  $A_1$  (Fig. 7) содержатся одноэлектронные импульсы. В множестве  $B_1$  содержатся импульсы, вызванные одновременным срабатыванием двух ячеек. В множестве  $C_1$  содержатся импульсы, вызванные одновременным срабатыванием

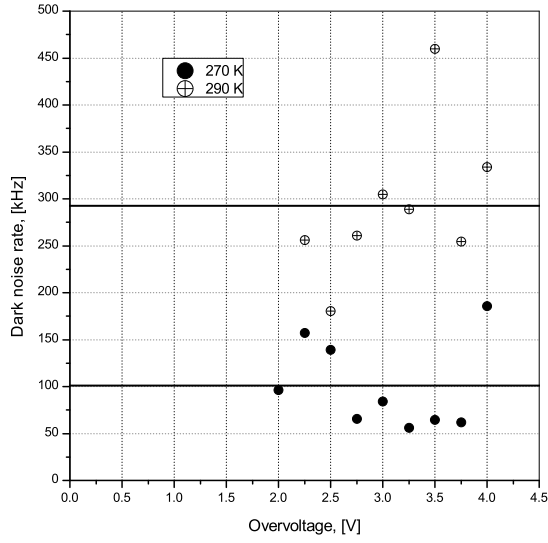


Рис. 15. Зависимость частоты темнового тока от перенапряжения при фиксированной температуре для Namamatsu S13360-3050CS. Линии - аппроксимация частоты константой для разных температур.

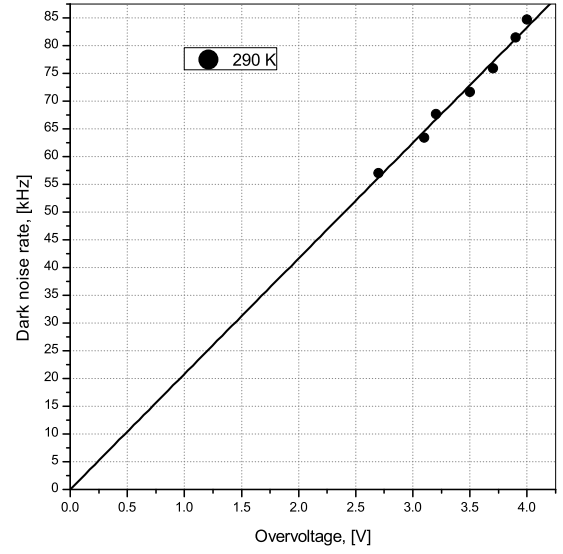


Рис. 16. Зависимость частоты темнового тока от перенапряжения при фиксированной температуре для KETEK PM1125NS-SB0. Линия - аппроксимация частоты линейной функцией.

трех ячеек. В множестве  $A_2$  (Fig. 8) содержатся импульсы, вызванные срабатыванием либо одной ячейки с последующим послеимпульсом, либо двух ячеек в разные моменты времени из-за темновых токов. В множестве  $B_2$  содержатся импульсы, вызванные либо одновременным срабатыванием двух ячеек срабатыванием с последующим послеимпульсом одной из ячеек, либо срабатыванием одной ячейки с последующим послеимпульсом, вызывающим кроссток.

На данный момент мы вычисляем вероятность кросстока следующим образом:

$$P_{X-talk} = (N_{B_1} + N_{C_1}) / (N_{A_1} + N_{B_1} + N_{C_1}) \quad (15)$$

Это приближенная формула, т.к. необходимо учитывать тот факт, что небольшая часть событий с кросстком будет содержаться в множествах  $B_2, C_2, B_3, C_3$  и т.д.

Вероятность кросстока должна иметь в первом приближении квадратичную зависимость от перенапряжения. Это объясняется тем, что вероятность кросстока  $P_{x-talk}$  пропорциональна числу образовавшихся электронов в лавине  $G$  и вероятности срабатывания ячейки от фотона  $\varepsilon_{Geiger}$ , причем каждая из этих величин имеет линейную зависимость от перенапряжения (для величины  $\varepsilon_{Geiger}$  зависимость отличается от линейной при больших перенапряжениях [12]):

$$P_{x-talk}(\Delta V) \propto G(\Delta V) \cdot \varepsilon_{Geiger}(\Delta V) \quad (16)$$

Таким образом, будем аппроксимировать экспериментальные данные следующей зависимостью:

$$P_{x-talk}(\Delta V, T) = k_{x-talk} \cdot \Delta V^2 \quad (17)$$

Результаты обработки приведены на Fig. 17, 18, 19, 20.

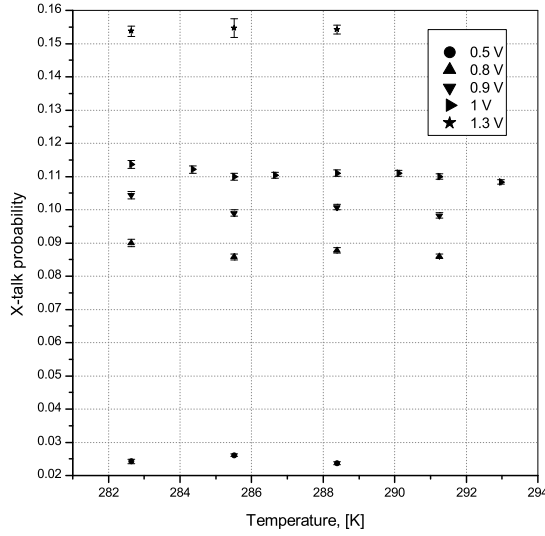


Рис. 17. Зависимость вероятности кросстока от температуры при фиксированном перенапряжении для Hamamatsu S10362-11-100C.

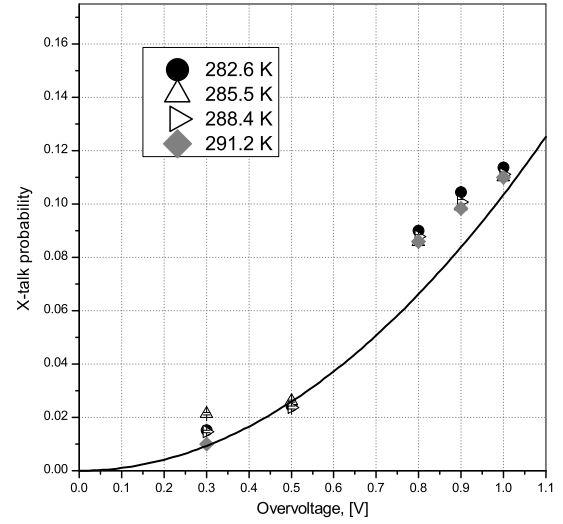


Рис. 18. Зависимость вероятности кросстока от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S10362-11-100C. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

Исходя из экспериментальных данных, можно сделать вывод, что вероятность кросстока не зависит от температуры.

### 5.3. Проверка модели 4-х соседей

В статье [7] отмечалось существование SiPM, которые не соответствуют модели 4-х соседей. Модель 4-х соседей подразумевает, что сработавшая ячейка может вызвать срабатывание лишь 4-х ближайших ячеек. В этом случае вероятность кросстока в соседней ячейке  $p$  связана с полной вероятностью кросстока  $P_{x-talk}$  следующим соотношением:

$$(1 - p)^4 = 1 - P_{X-talk} \quad (18)$$

Знание величины  $p$  необходимо, чтобы правильно посчитать мат. ожидание и дисперсию числа фотоэлектронов. Полную вероятность кросстока рассчитаем по

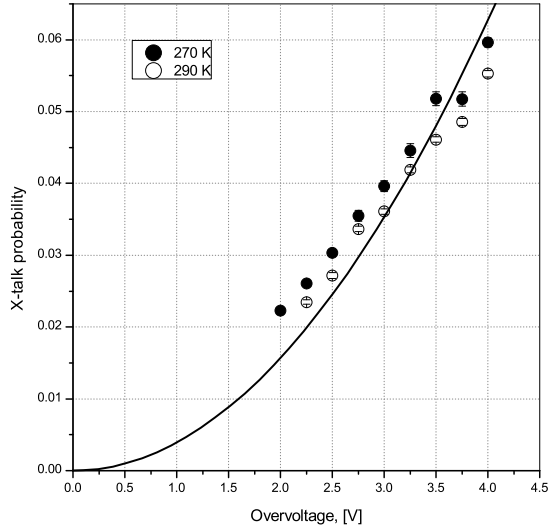


Рис. 19. Зависимость вероятности кросстока от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S13360-3050CS. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

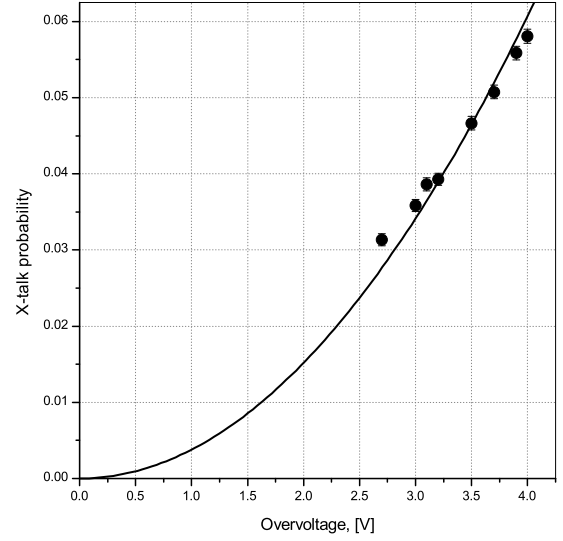


Рис. 20. Зависимость вероятности кросстока от перенапряжения при фиксированной температуре для KETEK PM1125NS-SB0. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

формуле (15). Далее вычислим величину  $p$  из (18). Затем вычислим вероятность того, что из-за кросстока сработала одна дополнительная ячейка:  $p_{2p.e.}^{theory} = 4 \cdot p \cdot q^6$ . С другой стороны, аналогичную вероятность  $p_{2p.e.}^{exp}$  можно вычислить как отношение числа событий  $N_{2p.e.}$  к полному числу событий. В результате измерений было обнаружено, что отношение  $p_{2p.e.}^{exp}/p_{2p.e.}^{theory}$  для Hamamatsu S10362-11-100C изменяется в зависимости от температуры и перенапряжения в интервале от 1 до 1.08, а для Hamamatsu S13360-3050CS и KETEK PM1125NS-SB0 данное отношение лежит в интервале от 0.98 до 1.02. Таким образом можно сделать вывод, что модель 4-х соседей работает хорошо для всех рассмотренных типов SiPM.

#### 5.4. Послеимпульсы

В результате аппроксимации спектра временных интервалов мы находим также вероятности и времена послеимпульсов. Полученные данные приведены на Fig. 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32.

Вероятности послеимпульсов  $p_s$  и  $p_f$  при текущей точности измерения не зависят от температуры. От перенапряжения вероятности послеимпульсов должны иметь квадратичную зависимость:

$$p_i(\Delta V, T) = k_i^p \cdot \Delta V^2 \quad (19)$$



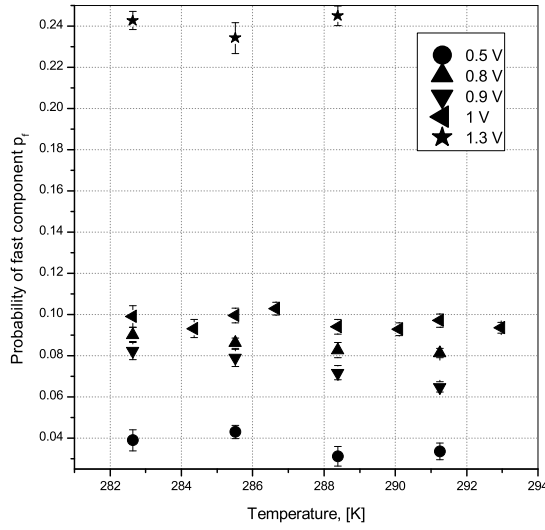


Рис. 21. Зависимость вероятности быстрой компоненты послеимпульса  $p_f$  от температуры при фиксированном перенапряжении для Hamamatsu S10362-11-100C.

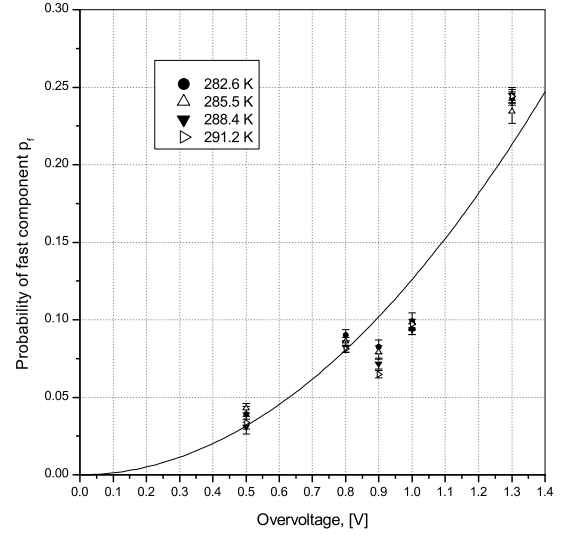


Рис. 22. Зависимость вероятности быстрой компоненты послеимпульса  $p_f$  от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S10362-11-100C. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

Времена послеимпульсов  $\tau_s$  и  $\tau_f$  при данной точности измерений не имеют зависимости от перенапряжения.

## 6. Conclusions

В работе описан алгоритм измерения напряжения пробоя, темновых токов, вероятности кросстоков и послеимпульсов, времен послеимпульсов для трех типов SiPM : KETEK PM1125NS-SB0, Hamamatsu S10362-33-025C and Hamamatsu S13360-3050CS.

При достигнутой точности измерения в интервале температур от 0 до 20°C вероятность кросстока, вероятность послеимпульса и время послеимпульса не зависят от температуры. Была проведена проверка SiPM на соответствие модели 4-х соседей. Все три типа SiPM имеют отличие от модели менее, чем на 10%. Вероятность кросстока для Hamamatsu S10362-33-025C при рабочем перенапряжении (1 В) составляет около 12%, для Hamamatsu S13360-3050CS и KETEK PM1125NS-SB0 (рабочее перенапряжение 4 В) составляет около 6%. Вероятность послеимпульса для Hamamatsu S10362-33-025C при рабочем перенапряжении составляет около 10% (быстрая компонента) и 15% (медленная компонента). Для Hamamatsu S13360-3050CS и KETEK PM1125NS-SB0 из-за небольшой статистики была изу-

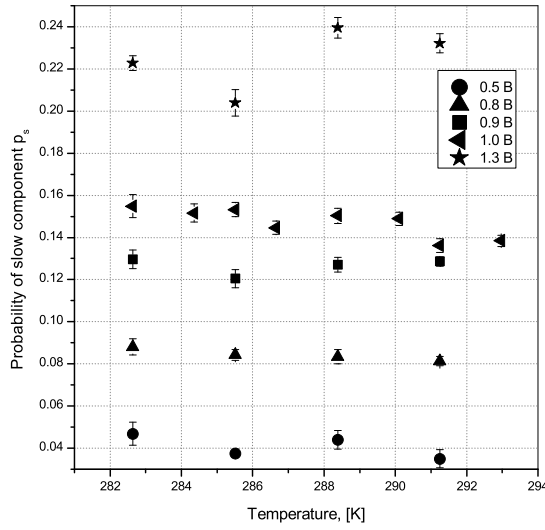


Рис. 23. Зависимость вероятности медленной компоненты послеимпульса  $p_s$  от температуры при фиксированном перенапряжении для Hamamatsu S10362-11-100C.

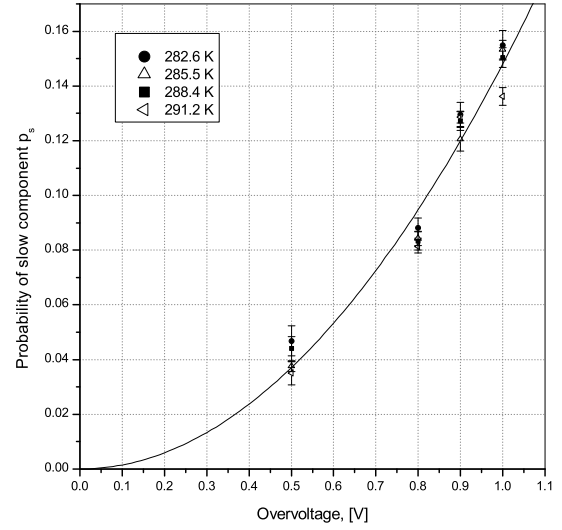


Рис. 24. Зависимость вероятности медленной компоненты послеимпульса  $p_s$  от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S10362-11-100C. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

чена только быстрая компонента, которая составляет около 10%. Время послеимпульса для Hamamatsu S10362-33-025C составляет около 35 нс (быстрая компонента) и 170 нс (медленная компонента), для Hamamatsu S13360-3050CS - 9 нс, для KETEK PM1125NS-SB0 - 28 нс. Частота темновых шумов для Hamamatsu S10362-33-025C при рабочем напряжении и температуре 20 °C составляет 300  $\kappa\Gamma\text{ц}/\text{мм}^2$ , для Hamamatsu S13360-3050CS - 30  $\kappa\Gamma\text{ц}/\text{мм}^2$ , для KETEK PM1125NS-SB0 - 80  $\kappa\Gamma\text{ц}/\text{мм}^2$ .

Таким образом, на основании проделанных экспериментов, мы можем сделать вывод, что лучшим кандидатом для использования в счетных детекторах среди исследованных SiPM является Hamamatsu S13360-3050CS, который при прочих равных имеет меньшую частоту темновых токов и наименьшее время послеимпульса.

Помимо использованного алгоритма нахождения кросстоков, существует еще три метода. Первый - измерение частоты появления импульсов в зависимости от порога по амплитуде. Второй - интегрирование сигнала в определенном интервале времени и нахождение числа событий в пиках. Третий - обратная свертка сигнала и аппроксимация спектра временных интервалов. Первые два метода достаточно просты и могут использоваться в online анализе, однако они имеют серьезный недостаток - с их помощью нельзя найти вероятность и время послеимпульса. Третий метод и метод, использованный в данной работе требуют больших вычис-

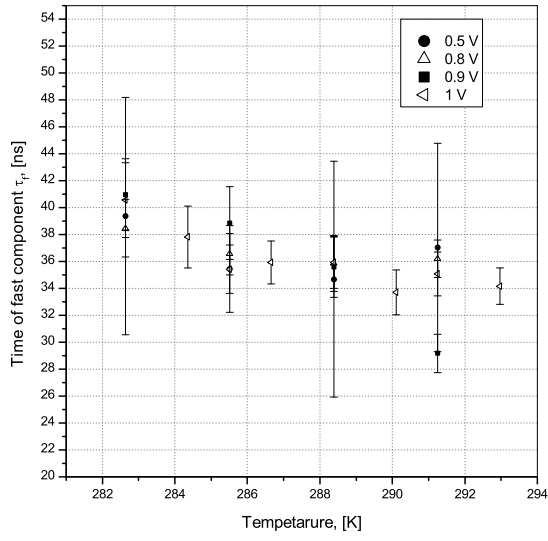


Рис. 25. Зависимость времени быстрой компоненты послеимпульса  $\tau_f$  от температуры при фиксированном перенапряжении для Hamamatsu S10362-11-100C.

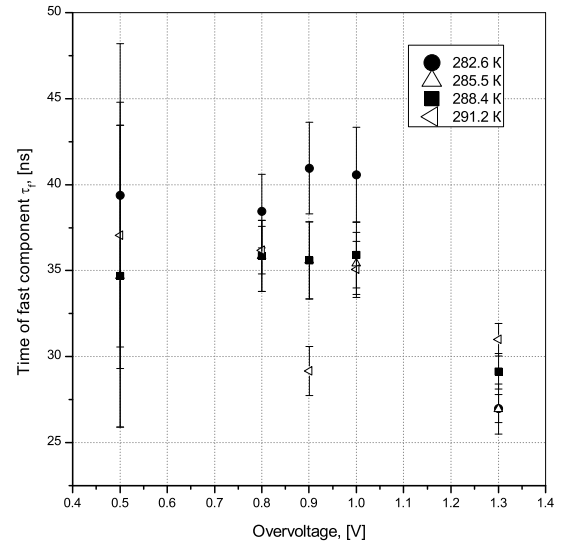


Рис. 26. Зависимость времени быстрой компоненты послеимпульса  $\tau_f$  от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S10362-11-100C.

лительных мощностей, однако позволяют найти параметры послеимпульсов.

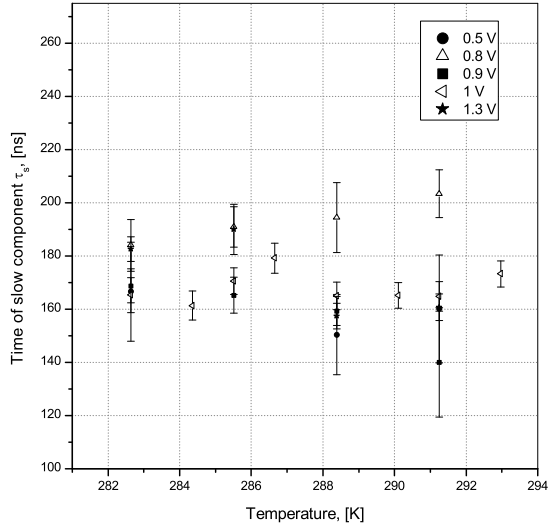


Рис. 27. Зависимость времени медленной компоненты послеимпульса  $\tau_s$  от температуры при фиксированном перенапряжении для Hamamatsu S10362-11-100C.

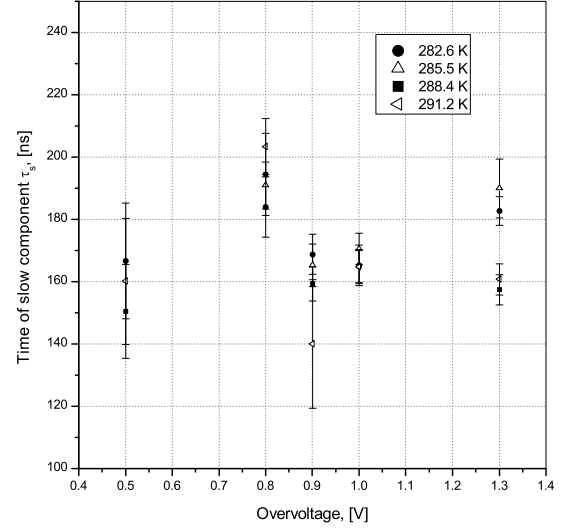


Рис. 28. Зависимость времени медленной компоненты послеимпульса  $\tau_s$  от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S10362-11-100C.

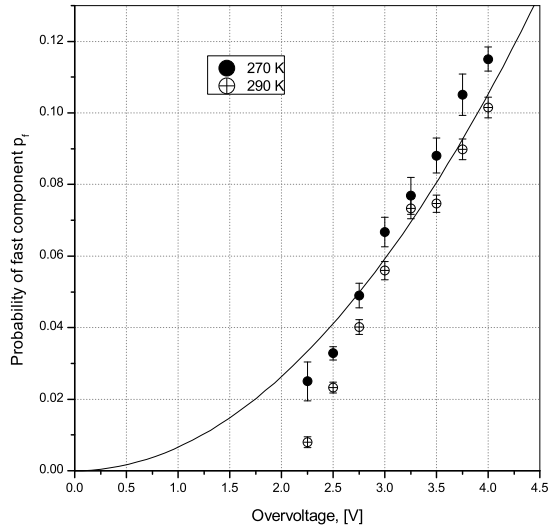


Рис. 29. Зависимость вероятности быстрой компоненты послеимпульса  $p_f$  от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S13360-3050CS. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

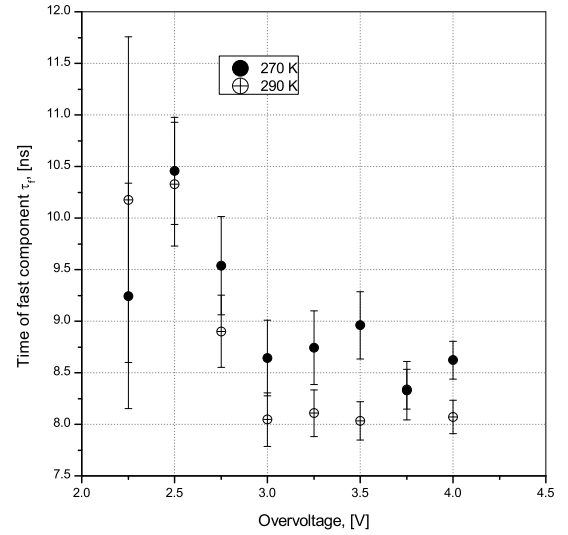


Рис. 30. Зависимость времени быстрой компоненты послеимпульса  $\tau_f$  от перенапряжения при фиксированной температуре для Hamamatsu S13360-3050CS.

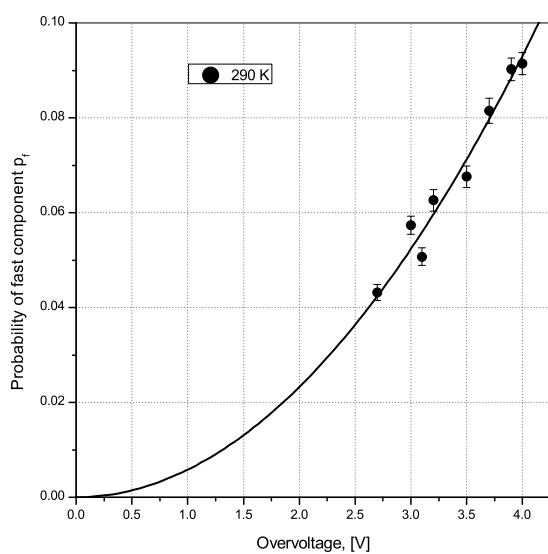


Рис. 31. Зависимость вероятности быстрой компоненты послеимпульса  $p_f$  от перенапряжения при фиксированной температуре для КЕТЕК PM1125NS-SB0. Данные аппроксимированы квадратичной функцией.

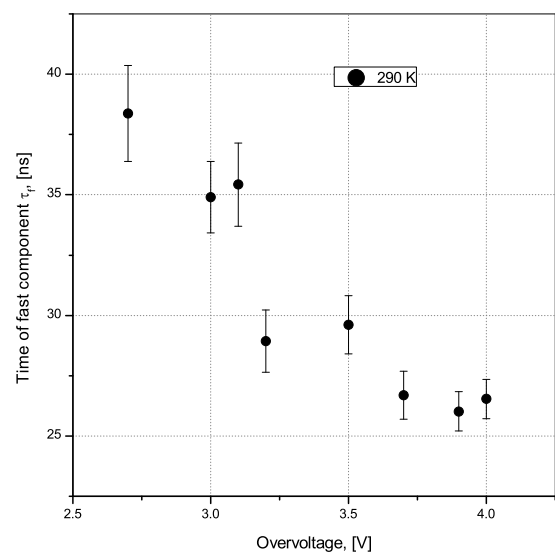


Рис. 32. Зависимость времени быстрой компоненты послеимпульса  $\tau_f$  от перенапряжения при фиксированной температуре для КЕТЕК PM1125NS-SB0.

## Список литературы

- [1] E.A. Babichev et al., SiPM based photon counting detector for scanning digital radiography, JINST 10 (2015) C03002
- [2] P. Dorosz et al., Silicon Photomultiplier's Gain Stabilization by Bias Correction for Compensation of the Temperature Fluctuations, , Nucl. Instrum. Meth. A 718 (2013) pp. 202–204
- [3] N. Dinu et al., Temperature and Bias Voltage Dependence of the MPPC Detectors, IEEE Oct. 30 2010–Nov. 6 2010 pp.215 - 219
- [4] Marco Ramilli, Characterization of SiPM: temperature dependencies, IEEE 19-25 Oct. 2008 pp. 2467 - 2470
- [5] P.K. Lightfoot et al., Characterisation of a silicon photomultiplier device for applications in liquid argon based neutrino physics and dark matter searches, JINST 3 (2008) P10001
- [6] Patrick Eckert et al., Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers, Nucl. Instrum. Meth. A 620 (2010) pp. 217–226
- [7] L. Gallego et al., Modeling crosstalk in silicon photomultipliers, Nucl. Instrum. Meth. A 787 (2015) pp. 153–156
- [8] A. Vacheretc et al., Characterization and Simulation of the Response of Multi Pixel Photon Counters to Low Light Levels, Nucl. Instrum. Meth. A 656 (2011) pp. 69-83
- [9] Y. Du et al., After-pulsing and cross-talk in multi-pixel photon counters, Nucl. Instr. and Meth. A 596 (2008) pp. 396-401
- [10] Fabrice Retiere, Using MPPCs for T2K Fine Grain Detector, PoS PD07 (2006) 017
- [11] J. Rosado et al., Modeling crosstalk and afterpulsing in silicon photomultipliers, Nucl. Instr. and Meth. A 787 (2015) pp. 153–156
- [12] Daniel Orme et al., Measurement of PDE of MPPC with different wavelengths of light, PoS PD09 (2009) 019