

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

На правах рукописи

Полещук Роман Владимирович

**Разработка фотонных методов для экспериментального  
комплекса Центра подземной физики CUPP**

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

*Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук*

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Б.К.Лубсандоржиев

Москва 2015

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>	4
<b>Глава 1. Центр подземной физики CUPP</b>	14
1.1. Экспериментальный комплекс Центра подземной физики CUPP	14
1.2. Эксперимент по исследованию мюонов космических лучей EMMA	16
1.3. Низкофоновая лаборатория	23
<b>Глава 2. Фотонные методы для эксперимента EMMA.</b>	25
2.1. Кремниевые фотоумножители для сцинтилляционных счетчиков эксперимента EMMA.	25
2.1.1. Измерительные стенды для отбора, тестирования и исследования параметров кремниевых фотоумножителей эксперимента EMMA.	27
2.1.2. Исследование параметров кремниевых фотоумножителей.	32
2.2. Сцинтилляционные детекторы эксперимента EMMA.	58
2.2.1. Сцинтилляционный счетчик SC1.	58
2.2.2. Временное разрешение сцинтилляционного счетчика SC1.	60
2.2.3. Отклик сцинтилляционного счетчика SC1 на мюоны космических лучей.	61
<b>Глава 3. Фотонные методы для низкофоновой лаборатории Центра подземной физики CUPP.</b>	71
3.1. Методы измерения параметров кристаллических сцинтилляторов, разрабатываемых для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета-распада ядер и темной материи.	71
3.2. Широкодиапазонный времяцифровой преобразователь БПВ-15.	73
3.2.1. Послеимпульсы в фотоэлектронных умножителях с большими временами задержки от основного импульса.	82
3.3. Измерения кинетики свечения медленных сцинтилляторов с малым световыходом.	88
3.4. Измерения световыхода медленных сцинтилляторов с малым световыходом.	95
3.5. Модуль счета фотонов МСИ-1280	107

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

116

ЛИТЕРАТУРА

118

## **Введение**

### **Актуальность темы исследований**

Фотонные методы [1, 2] – одни из самых распространенных методов в экспериментах в физике нейтрино и астрофизике частиц. Рождение и последующая регистрация фотонов является основным детектирующим принципом для подавляющего большинства современных экспериментов в этих областях физики. Вообще говоря, если приглядеться пристально в современные эксперименты, то можно в них найти практически все элементы фотоники - бурно развивающейся области науки XXI века. Источники фотонов – сцинтилляторы и радиаторы черенковского и переходного излучений, калибровочные источники света (лазеры, лазерные диоды, светодиоды, газоразрядные источники). Среды, в которых распространяются фотоны (“фотонные” среды), - световоды, радиаторы излучений, оптоволоконные кабели. В черенковских и флуоресцентных детекторах космических лучей высоких и ультравысоких энергий атмосфера Земли используется как гигантский калориметр. В черенковских детекторах природных потоков нейтрино, нейтринных телескопах, рабочей средой служат гигантские естественные объемы морской воды (нейтринный телескоп ANTARES [3] в Средиземном море) или антарктического льда (нейтринный телескоп ICECUBE [4] на Южном Полюсе).

Количество детекторов фотонов в экспериментах исчисляется многими тысячами. В подземном черенковском детекторе Super-KAMIOKANDE [5], в котором были открыты осцилляции нейтрино [6], 11300 крупногабаритных фотоумножителей регистрируют фотоны черенковского излучения, рождающиеся от продуктов взаимодействия нейтрино в 50 килотоннах ультрачистой воды. В эксперименте Pierre Auger Observatory [7], зарегистрировавшем обрезание Зацепина-Кузьмина-Грейзена в

энергетическом спектре космических лучей ультравысоких энергий, более 10 тысяч фотоумножителей регистрируют черенковский свет от заряженных частиц широких атмосферных ливней в водных баках и флуоресцентный свет, порождаемый ливнями в атмосфере Земли. В проектирующихся экспериментах следующего поколения, например, Hyper-KAMIKANDE [8], планируется применять уже ~100 тысяч фотоумножителей большой чувствительной площади.

Во всех экспериментах с применением фотодетекторов и фотонных сред возникает необходимость тщательного исследования и контроля не только параметров фотодетекторов, но и свойств среды. В силу этого в экспериментах создаются калибровочные системы с различного рода источниками фотонов, калиброванных реперных фотодетекторов, оптоволоконных систем и т.д.

В последнее время стало весьма популярным использовать в экспериментах пластиковые сцинтилляторы, в которых сигнал считывается с помощью спектросмещающих оптоволоконных кабелей, сочлененных с кремниевыми фотоумножителями. Это связано с компактностью получающихся детекторов, относительно небольшими значениями рабочих напряжений в несколько десятков вольт, а также достаточно высокой надежностью.

Развитие экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета-распада ядер и частиц темной материи привели к появлению новых неорганических сцинтилляционных кристаллов со специфическими сцинтилляционными параметрами, для исследования которых необходимы новые методы и средства.

## **Цель работы и методы исследований**

Целью данной диссертационной работы была разработка фотонных методов для экспериментального комплекса Центра подземной физики CUPP

в Финляндии, работы по созданию которого активно ведутся в настоящее время. Необходимо было разработать методы и средства для исследования параметров кремниевых фотоумножителей для сцинтилляционных детекторов подземного эксперимента по исследованию мюонов космических лучей ЕММА, разработать также методы исследования параметров сцинтилляционных кристаллов для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета-распада ядер и частиц темной материи. Задача исследования кинетики свечения таких сцинтилляционных кристаллов методом измерения счета коррелированных во времени фотонов привела к разработке и созданию широкодиапазонного времяцифрового преобразователя. Исследование коррелированных во времени событий с большими временами задержек в фотодетекторах для проекта эксперимента LENA, который планировалось разместить в экспериментальном комплексе Центра CUPP, привели к наблюдению нового класса послеимпульсов в классических вакуумных фотоумножителях.

### **Научная новизна и практическая ценность работы**

Разработанные фотонные методы предназначены для использования в экспериментальном комплексе Центра подземной физики CUPP в шахте Пихасалми в Финляндии. Эти методы обеспечивают успешное осуществление эксперимента по исследованию мюонов космических лучей ЕММА, входящего в комплекс, и открывают новые возможности для низкофоновой лаборатории комплекса. Работы по созданию этой лаборатории активно ведутся в настоящее время. Впервые обнаружен новый класс послеимпульсов в классических вакуумных фотоэлектронных умножителях с аномально большими временами задержки, которые не могут быть объяснены существующими моделями образования послеимпульсов. Разработаны оригинальные методы измерения основных сцинтилляционных параметров кристаллов с большими временами высвечивания (~10-20 мкс) и

малым световыходом ( $\sim 2000-3000$  фотонов/МэВ), активно разрабатываемых в настоящее время для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета распада ядер и темной материи.

Разработанные соискателем фотонные методы активно используются в Центре подземной физики CUPP, как в действующем эксперименте по исследованию мюонов космических лучей EMMA, так и в проектах низкофоновых исследований и экспериментов следующего поколения в астрофизике частиц. Эти методы также могут быть использованы при проектировании и создании сцинтилляционных и черенковских детекторов для экспериментов не только в астрофизике частиц, но и в ускорительной физике. Полученные результаты могут быть использованы, например, в эксперименте по гамма-астрономии высоких энергий TAIGA в Тункинской долине, Россия, в эксперименте с реакторными антинейтрино JUNO в Китае и т.д.

Материал, представленный в диссертации, надеемся, будет представлять интерес для широкого круга физиков-экспериментаторов.

### **Личный вклад автора**

Приведенные результаты получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Автором лично разработаны и созданы измерительные стенды для отбора, тестирования и изучения параметров твердотельных кремниевых фотоумножителей международного подземного эксперимента по изучению мюонов космических лучей EMMA в Центре подземной физики CUPP в Пихасалми, Финляндия. Стенды успешно эксплуатируются на протяжении ряда лет в ИЯИ РАН и в экспериментальном комплексе CUPP, как в лаборатории на поверхности, так и в подземной лаборатории. Автором разработаны методы отбора и классификации фотодетекторов подземного эксперимента по изучению мюонов космических лучей EMMA. Вклад автора

был определяющим при проведении отбора, тестирования и исследования параметров кремниевых фотоумножителей сцинтилляционных детекторов эксперимента ЕММА. Автором исследованы параметры более 2000 кремниевых фотоумножителей сцинтилляционных детекторов эксперимента ЕММА. Автором лично разработан времяцифровой преобразователь БПВ-15, с помощью которого автором был обнаружен и исследован новый класс послеимпульсов с временами задержки  $\sim 120$  мкс, а также модуль счета фотонов МСИ-1280. Автором предложены и разработаны методы исследований основных сцинтилляционных параметров неорганических кристаллов с медленной кинетикой свечения и малым световыходом.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Разработка и создание измерительных стендов для отбора, тестирования и изучения параметров твердотельных кремниевых фотоумножителей международного подземного эксперимента по изучению мюонов космических лучей ЕММА в Центре подземной физики SUPP в Пихасалми, Финляндия.
2. Разработка методов отбора и классификации фотодетекторов подземного эксперимента по изучению мюонов космических лучей ЕММА в Центре подземной физики SUPP. Результаты исследований параметров более 2000 кремниевых фотоумножителей сцинтилляционных детекторов эксперимента ЕММА.
3. Разработка времяцифрового преобразователя БПВ-15 с максимальным диапазоном измеряемых интервалов времени 276 мкс с шагом 67 нс для исследования послеимпульсов в фотодетекторах и кинетики сцинтилляционного свечения некоторых неорганических кристаллов.
4. Обнаружение нового класса послеимпульсов в классических вакуумных фотоэлектронных умножителях с временами задержки от основного сигнала  $\sim 120$  мкс.



5. Разработка методов измерения основных сцинтилляционных параметров кристаллов с временами высвечивания 10-20 мкс и световыходом на уровне 2000-3000 фотонов/МэВ, разрабатываемых для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета распада ядер и темной материи. Разработка электронного модуля счета коррелированных во времени фотонов МСИ-1280 для исследования световыходов сцинтилляционных кристаллов с медленной кинетикой свечения и малым световыходом.

### **Апробация работы и публикации**

Результаты диссертации были представлены в виде докладов на:

- Международной конференции “New developments in Photon Detection” 2008 (France, Aix-les-Bains, 2008)
- Международной конференции “New developments in Photon Detection” 2011 (France, Lyon, 2011)
- 52-й Научной конференции МФТИ. Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук. Москва, МФТИ, 2009.
- Рабочих совещаниях коллаборации EMMA (2008 – 2015 гг.)

Основные положения диссертации опубликованы в 14 работах, в том числе в 10 статьях в реферируемых журналах, входящих в список изданий, рекомендованных ВАК.

1. E.V. Akhrameev, L.B. Bezrukov, I.M. Dzaparova, I.Sh. Davitashvili, T. Enqvist, H. Fynbo, Zh.Sh. Guliev, L.V. Inzhechik, A.O. Izmaylov, J. Joutsenvaara, M.M. Khabibullin, A.N. Khotjantsev, Yu.G. Kudenko, P. Kuusiniemi, B.K. Lubsandorzhev, O.V. Mineev, L. Olanterä, V.B. Petkov, R.V. Poleshuk, T. Rähkä, B.A.M. Shaibonov, J. Sarkamo, A.T. Shaykhiev, W. Trzaska, V.I. Volchenko, G.V. Volchenko, A.F. Yanin, N.V. Yershov. Multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiode and wavelength-shifting fibre-optics readout of plastic scintillator counters for the EMMA underground experiment // Nuclear Instruments and

Methods A. 2009. V.610. P.419.

2. А.В. Вересникова, И.Р. Барабанов, Б.К. Лубсандоржиев, Р.В. Полещук, Б.А.М. Шайбонов, Е.Э. Вятчин, В.Н. Корноухов. Исследование кинетики сцинтилляционного свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  // Приборы и техника эксперимента. 2009. N.1. С.41-45.

3. A.V. Veresnikova, B.K. Lubsandorzhev, I.R. Barabanov, P. Grabmayr, D. Greiner, J. Jochum, M. Knapp, C. Osswald, R.V. Poleshuk, F. Ritter, B.A.M. Shaibonov, Y.E. Vyatchin, G. Meierhofer. Fast Scintillation Light from  $\text{CaMoO}_4$  crystals // Nuclear Instruments and Methods A. 2009. Vol.603. P.529-531

4. V.I. Volchenko, E.V. Akhrameev, L.B. Bezrukov, I.M. Dzaparova, I.Sh. Davitashvili, T. Enqvist, H. Fynbo, Z.Sh. Guliev, L.V. Inzhechik, A.O. Izmaylov, J. Joutsenvaara, M.M. Khabibullin, A.N. Khotjantsev, Y.G. Kudenko, P. Kuusiniemi, B.K. Lubsandorzhev, N.B. Lubsandorzhev, O.V. Mineev, L. Olanterä, V.B. Petkov, R.V. Poleshuk, T. Rähkä, B.A.M. Shaibonov, J. Sarkamo, A.T. Shaykhiev, W. Trzaska, G.V. Volchenko, A.F. Yanin, N.V. Yershov. Background and muon counting rates in underground muon measurements with a plastic scintillator counter based on a wavelength shifting fibre and a multi-pixel avalanche photodiode readout // Central European Journal of Physics. 8(3). 2010. P.425.

5. Васильев Р.В., Лубсандоржиев С.Б., Лубсандоржиев Б.К., Р.В.Полещук, Б.А.М.Шайбонов, P.Grabmayr, J.Jochum, Ch.Sailer, И.Р.Барабанов, А.В.Вересникова. Измерение светового выхода сцинтилляционного кристалла  $\text{CaMoO}_4$  // Приборы и техника эксперимента. 2010. N.6. С.24.

6. Р.В. Полещук, Б.К. Лубсандоржиев. Широкодиапазонный времяцифровой преобразователь // Приборы и техника эксперимента. 2011. №4. С.53.

7. V. Volchenko, G. Volchenko, E. Akhrameev, L. Bezrukov, I. Dzaparova, T. Enqvist, L. Inzhechik, A. Izmaylov, J. Joutsenvaara, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, Yu. Kudenko, P. Kuusiniemi, B. Lubsandorzhev, O. Mineev, V. Petkov, R. Poleshuk, B. Shaibonov, J. Sarkamo, A. Shaykhiev, W. Trzaska, A. Yanin, N. Yershov. The features of electronics structure of the multichannel

- scintillation module for the EMMA experiment // *Astrophysics Space Science Transactions*. 2011. V.7. P.171.
8. R.V. Poleshchuk, B.K. Lubsandorzhev, R.V. Vasiliev. An observation of a new class of afterpulses with delay time in the range of 70-200  $\mu$ s in classical vacuum photomultipliers // *Nuclear Instruments and Methods A*. 2012. V.695. P.362-364.
9. B.K. Lubsandorzhev, R.V. Poleshuk, B.A.M. Shaibonov, Ye.E. Vyatchin. LED based powerful nanosecond light sources for calibration systems of deep underwater neutrino telescopes // *Nuclear Instruments and Methods A*. 2009. V. 602. P.220-223.
10. Р.В. Васильев, Е.Э. Вятчин, Б.К. Лубсандоржиев, Р.В. Полещук, Б.А.М. Шайбонов. Светодиодная калибровочная система Байкальского нейтринного телескопа НТ-200+ // *Приборы и техника эксперимента*. 2011. N.4. С.11-19.
11. L.B. Bezrukov, R. Falkenstein, V.M. Golovin, J. Jochum, B.K. Lubsandorzhev, N.B. Lubsandorzhev, R.V. Poleshuk, F. Ritter, Ch. Sailer, B.A. Shaibonov (Jr), K. von Sturm. Studies of Geiger-mode MRS APDs for muon veto scintillator detectors of cryogenic experiments // *Proceedings of the 32<sup>nd</sup> ICRC*. Beijing China. August 11-19, 2011. V.4. P.42. (ID-1054).
12. Б.К. Лубсандоржиев, Р.В. Полещук. Послеимпульсы в фотоэлектронных умножителях с временами задержки от основного импульса 100-120 мкс // *Труды 52-й Научной конференции МФТИ. Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук. Часть VIII. Проблемы современной физики*. – М.: МФТИ, 2009. С.125.
13. Р.В. Полещук, Б.К. Лубсандоржиев. Время-цифровой преобразователь БПВ-15 // *Препринт ИЯИ РАН* 2011. 17с.
14. Полещук Р.В., Лубсандоржиев Б.К., Лубсандоржиев С.Б. Электронный модуль счета коррелированных во времени фотонов // *Препринт ИЯИ РАН* 1390/2014.Сентябрь 2014. 11с.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка использованной литературы. Общее количество страниц составляет 127, рисунков – 72 и таблиц – 1. Список литературы включает 109 наименований.

**Во введении** обсуждается актуальность темы исследований, цели, научная новизна и практическая ценность диссертационной работы. Описаны основные положения, выносимые на защиту, где и как результаты работы были апробированы. Также представлен список статей, в которых основные результаты работы были опубликованы.

**В первой главе** описывается экспериментальный комплекс Центра подземной физики SUPP и задачи, стоящие перед входящими в этот комплекс подземным экспериментом по исследованию мюонов космических лучей EMMA и низкофоновой подземной лабораторией.

**Во второй главе** описывается подземный эксперимент по исследованию мюонов космических лучей EMMA, расположенный в шахте Пихасалми на глубине 200 метров водного эквивалента (м.в.э.). Даются описания измерительных стендов для проведения отбора, тестирования и исследования параметров кремниевых фотоумножителей для сцинтилляционных счетчиков эксперимента EMMA. Представлены методы отбора, результаты измерения свойств кремниевых фотоумножителей и способы установления рабочих параметров в установке. Описаны также сам сцинтилляционный счетчик и результаты измерений со счетчиком в лаборатории на поверхности и в подземной лаборатории.

**В третьей главе** представлены результаты разработок фотонных методов для низкофоновой лаборатории Центр подземной физики SUPP. Описаны методы исследования сцинтилляционных кристаллов с медленной кинетикой свечения и относительно малым световыходом, разрабатываемых для экспериментов по поиску двойного бета-распада ядер и частиц темной материи. Описан разработанный для этих целей широкодиапазонный

времяцифровой преобразователь.

**В заключении** приведены основные результаты диссертационной работы.

## Глава 1. Центр подземной физики CUPP.

### 1.1. Экспериментальный комплекс Центра подземной физики CUPP.

Центр подземной физики CUPP (Centre of Underground Physics in Ruhäsalmi) располагается в шахте Пихасалми на берегу озера Пихаярви в центральной части Финляндии. На рис. 1 показано географическое расположение Центра. Шахта Пихасалми была создана для добычи медно-цинкового концентрата и является одной из самых глубоких шахт в Европе. Фотография инфраструктуры шахты на поверхности представлена на рис. 2. Разработка шахты ведется с начала 1960-х годов и ее закрытие произойдет в 2018 году. Расположение шахты, развитая инфраструктура в самой шахте и ее ближайшей окрестности делают это место весьма привлекательным местом для подземных экспериментов в нейтринной физике и астрофизике частиц. Экспериментальный комплекс Центра состоит из двух лабораторий – умеренного (200 м.в.э.) и глубокого (~4300 м.в.э.) заложений.



Рис. 1. Географическое расположение Центра подземной физики CUPP.



Рис. 2. Фотография наземной инфраструктуры шахты Пихасалми.

Самая глубокая часть шахты (глубина  $\sim 4300$  м.в.э.) рассматривалась для размещения комплексных экспериментов в нейтринной физике и астрофизике частиц – LAGUNA [9], LAGUNA-LBNO [10], LENA [11]. Одной из целей эксперимента LAGUNA-LBNO является регистрация событий от пучка нейтрино от ускорителя в Европейском центре ядерной физики (CERN) в Женеве (Швейцария) или/и от ускорителя Института физики высоких энергий (ИФВЭ) в Протвино (Россия), направленного в шахту Пихасалми. Уникальное расположение Центра CUPP относительно обоих ускорителей,  $\sim 2300$  км от CERN и  $\sim 1100$  км от ИФВЭ, открывают прекрасную возможность для измерения иерархии масс нейтрино и CP-нарушающей фазы  $\delta_{CP}$ . В проекте эксперимента LAGUNA-LBNO предусматривается создание в шахте огромного 100 килотонного жидкоаргонового детектора GLACIER [12]. В этой же шахте планировалось разместить 50 килотонный жидкосцинтилляционный детектора LENA для проведения исследований в широчайшем диапазоне, включающем в себя распад протона, геонейтрино, нейтрино от взрывов сверхновых звезд и т.д.

Полости шахты, расположенные на относительно небольших “умеренных” глубинах (~ 200 м.в.э.), представляют хорошую возможность для проведения исследований мюонов космических лучей. На этой глубине электрон-фотонная и ядерно-активная компоненты космических лучей полностью подавлены, остается только мюонная компонента, при этом, поток мюонов остается еще достаточно высоким.

Существующая инфраструктура позволяет выводить данные по кабельным сетям, включающим в себя и оптоволоконные кабели, на поверхность, где в одном из зданий управления шахты оборудована наземная лаборатория Центра общей площадью ~ 200 м<sup>2</sup>.

## **1.2. Эксперимент по исследованию мюонов космических лучей ЕММА.**

Космические лучи были открыты в 1912 году австрийским физиком Виктором Гессом в ходе серии его знаменитых полетов на воздушном шаре. Космические лучи покрывают гигантский диапазон по энергиям. Наиболее энергичное событие, зарегистрированное в космических лучах на сегодняшний день, имеет  $\sim 3 \times 10^{20}$  эВ (~50 Дж). Это событие, известное как “Oh-My-God particle” [105], было зарегистрировано в 15 октября 1991 г. в эксперименте Fly’s Eye в штате Юта в США. На рис. 3 показан энергетический спектр космических лучей (цитируется из работы [13]).

Несмотря на более чем столетнюю историю, до сих пор до конца неизвестно происхождение космических лучей – где они рождаются, и какие механизмы позволяют им ускориться до таких гигантских энергий.

Энергетический спектр космических лучей выше  $10^{15}$  эВ имеет ряд интересных особенностей, которые хорошо видны на другой картинке, рис. 4. Здесь по оси ординат поток домножается на  $E^{2.5}$ . При энергии  $3 \times 10^{15}$  эВ наблюдается ставший теперь классическим излом или “колени” в спектре. Этот излом в энергетическом спектре космических лучей был открыт в конце 50-х годов группой советских физиков из НИИЯФ МГУ под руководством



Г.Б. Христиансена [14]. Показатель спектра в области излома меняется с  $\gamma \sim 1,7$  на  $\gamma \sim 2,1$ . И здесь такая же ситуация, до сегодняшнего дня неизвестна природа излома - как причина возникновения излома, так и какие изменения происходят, если они вообще происходят, с массовым составом первичного космического излучения в области излома. Тщательное изучение энергетического спектра и массового состава первичных космических лучей в области излома их спектра представляет большую важность для решения проблемы происхождения космических лучей.

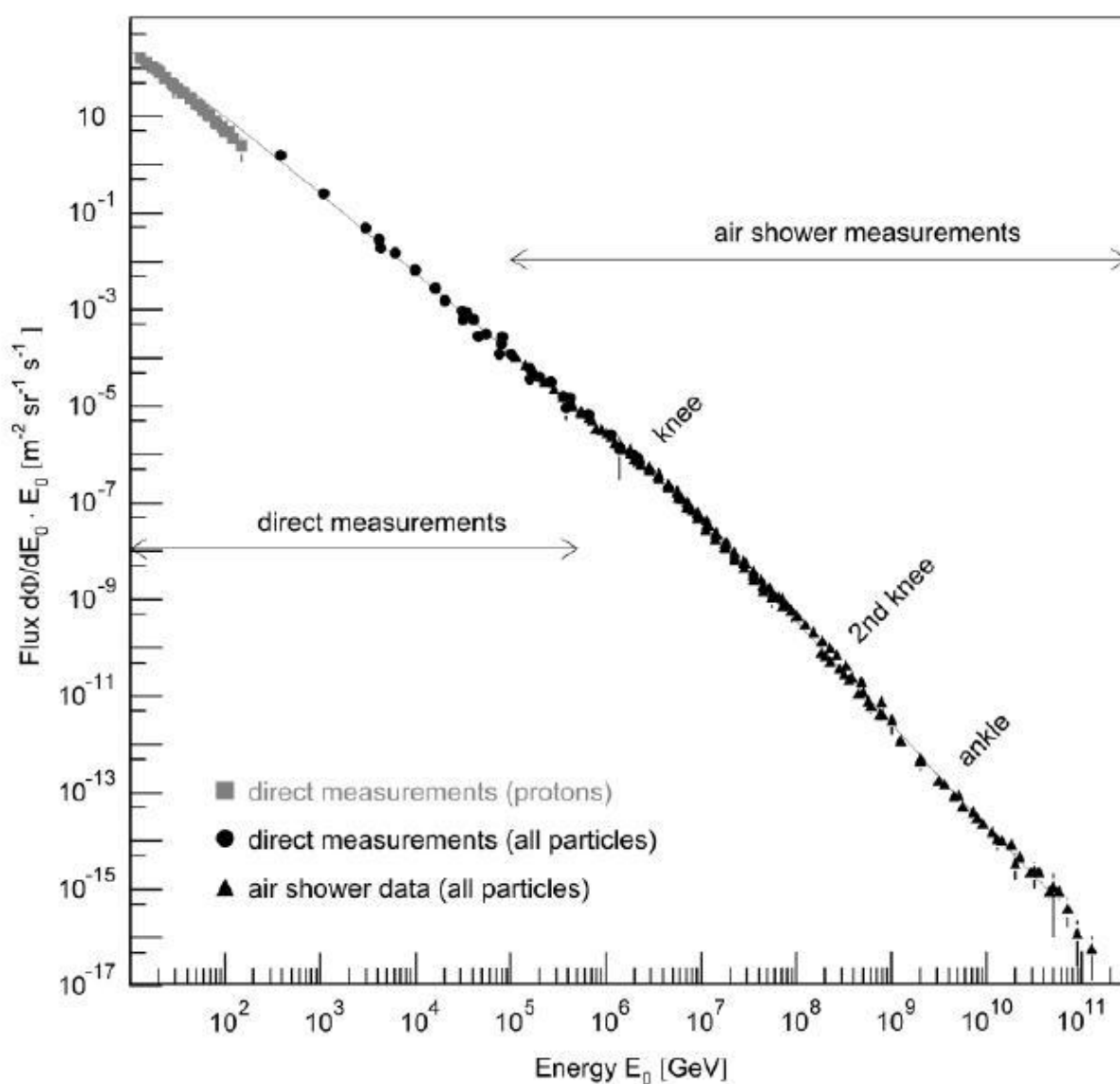


Рис. 3. Интегральный энергетический спектр космических лучей [13].

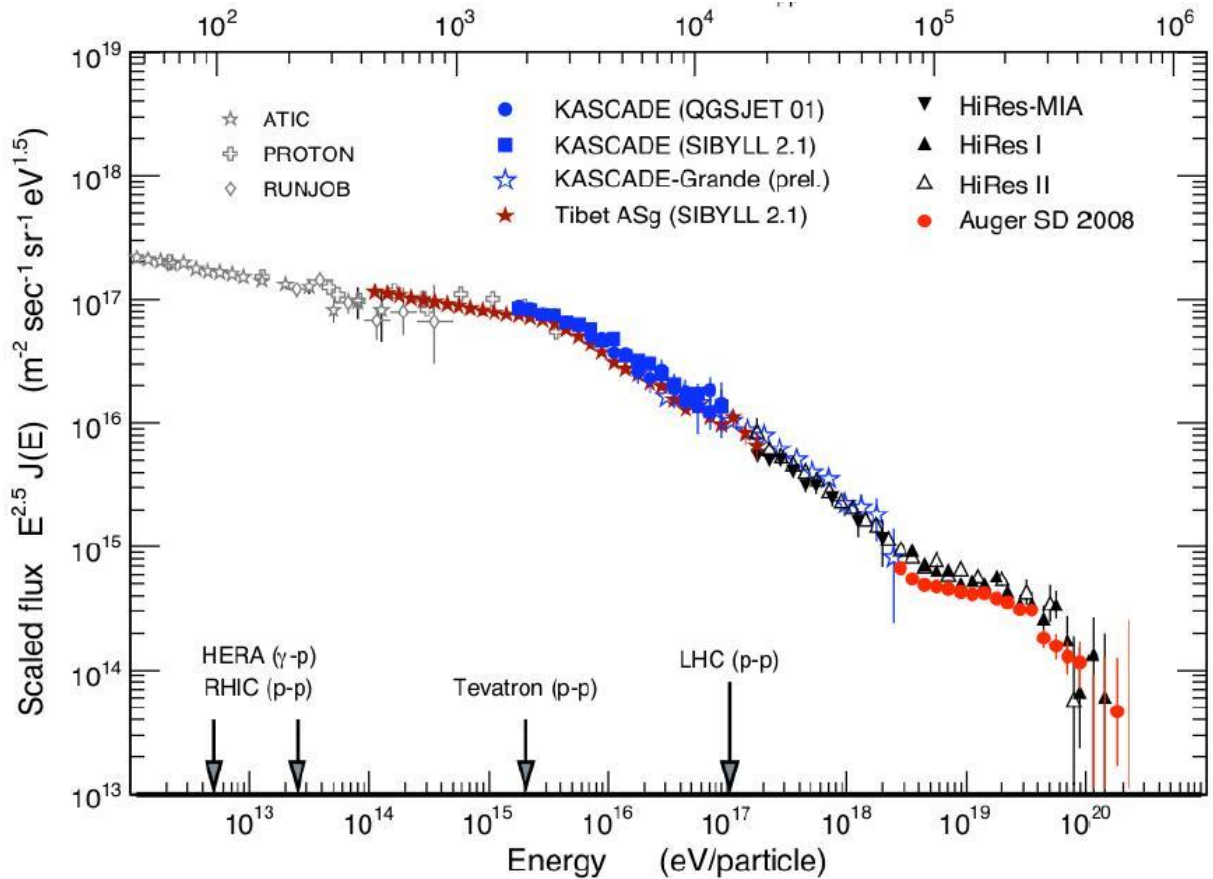


Рис. 4. Энергетический спектр космических лучей [13]

В силу круто падающего степенного характера спектра исследовать космические лучи с энергиями выше  $10^{15}$  эВ прямыми методами на спутниках или баллонах практически невозможно в силу малости потока ( $\sim 1$  частицы/ $m^2 \times$ год при энергии  $3 \times 10^{15}$  эВ), поэтому приходится регистрировать вторичные частицы, образующиеся в результате взаимодействия первичных космических лучей с ядрами воздуха, так называемые, широкие атмосферные ливни (ШАЛ), наземными экспериментами. При этом, в этих экспериментах регистрируется заряженная компонента ШАЛ (электроны/позитроны, мюоны и адроны), а также индуцированные заряженной компонентой черенковское и ионизационное (флуоресцентное) излучения.

В подземных детекторах регистрируется мюонная компонента ливней. Изучение множественности мюонов в ливнях и их пространственного

распределения наряду с определением направления прихода мюонов представляет особый интерес, поскольку эти параметры чувствительны к химическому составу первичного космического излучения. На рис. 5 показаны результаты численного моделирования [15] мюонной компоненты широких атмосферных ливней, порожденных протоном и ядрами железа для различных энергий в области излома спектра космических лучей, для глубины расположения эксперимента ЕММА [88-90]. Из этих данных видно, что имеются основания для возможности разделения ливней от протонов и ядер железа. Хотя, следует отметить, что существуют значительные сложности при интерпретации экспериментальных результатов при регистрации только одной компоненты широких атмосферных ливней.

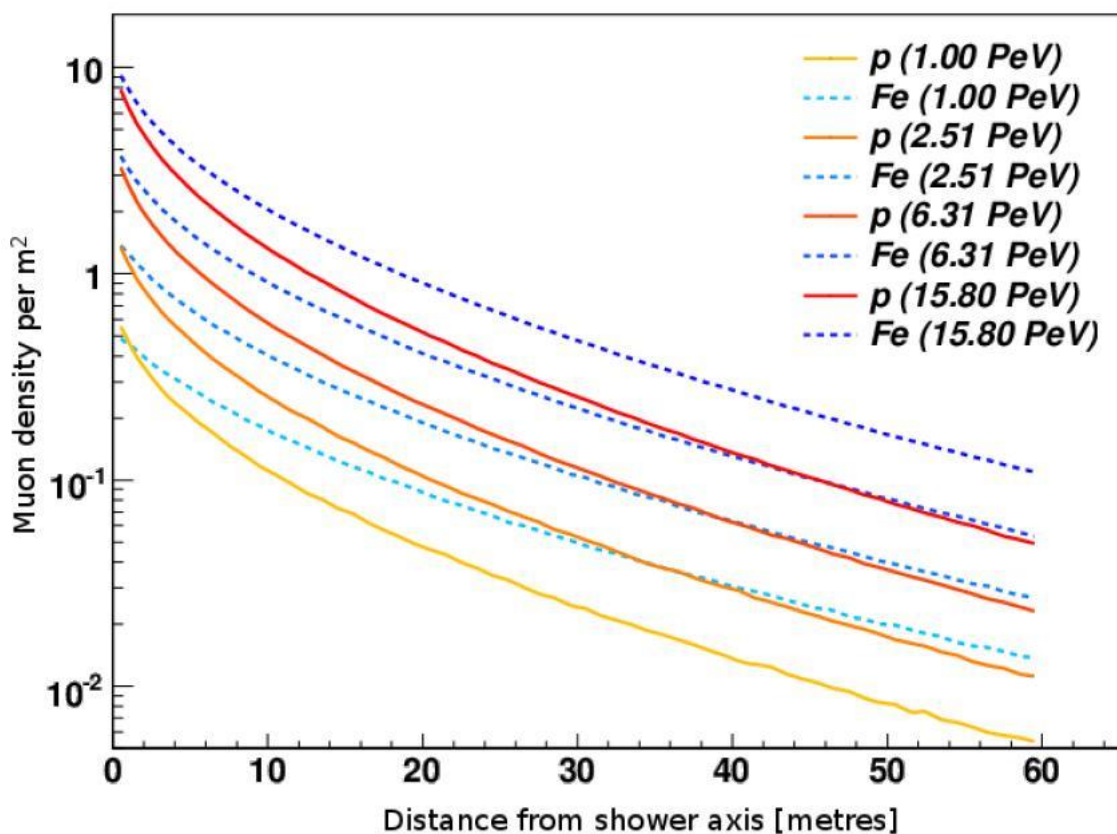


Рис. 5. Результаты численного моделирования мюонной компоненты широких атмосферных ливней, рожденных протонами и ядрами железа для различных энергий в области излома спектра космических лучей [15].

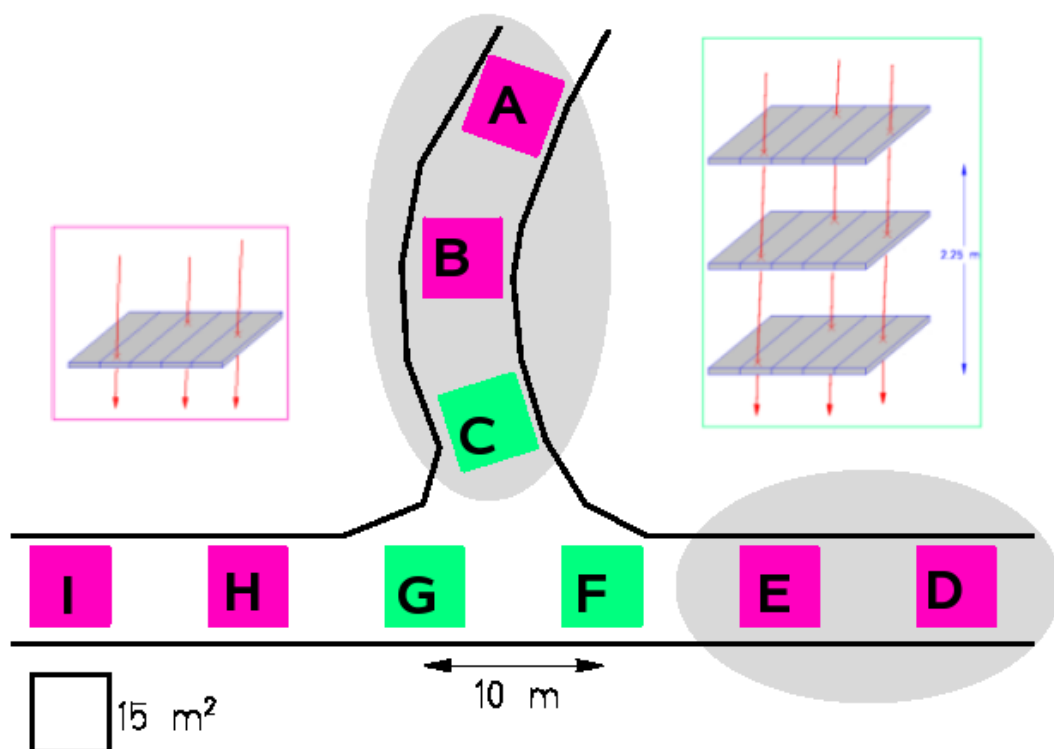


Рис. 6. Общая схема расположения эксперимента EMMA.

Подземный эксперимент по изучению мюонов космических лучей EMMA (Experiment with Multi-Muon Array) проводится в экспериментальном комплексе CUPP в шахте Пихасалми на глубине 85 м, что соответствует  $\sim 240$  м.в.э. Полная площадь детекторов в эксперименте равна  $\sim 150$  м<sup>2</sup>. Пороговая энергия для мюона на этой глубине составляет  $\sim 50$  ГэВ. Общая схема расположения установки показана на рис. 6. Установка состоит из 9 детекторов-домиков площадью  $\sim 15$  м<sup>2</sup> каждый. Каждый детектор состоит из дрейфовых камер, использовавшихся в эксперименте LEP-DELPHI [16] в Европейском центре ядерных исследований (CERN), и пластиковых сцинтилляционных счетчиков, разработанных в ИЯИ РАН специально для эксперимента EMMA. На рис. 7 представлены фотографии детекторов-домиков в шахте Пихасалми.



Рис. 7. Фотографии детекторов-домиков эксперимента ЕММА.

Одиночный сцинтилляционный счетчик обозначается, как SC1. Счетчики SC1 объединяются в модули по 16 счетчиков в каждом модуле. Такой модуль получил название SC16. Сцинтилляционный счетчик SC1 представляет собой пластиковый сцинтиллятор, сигналы которого считываются с помощью спектросмещающего оптического волокна и кремниевого фотоумножителя (микрорексельного лавинного фотодиода, работающего в режиме ограниченного гейгеровского разряда). Сцинтилляционные счетчики SC1 разработаны и производились в ИЯИ РАН. В работе используются кремниевые фотоумножители производства Центра Перспективных Технологий и Аппаратуры (ЦПТА г.Москва), о свойствах этих фотоумножителей будет описано подробнее в следующей главе.

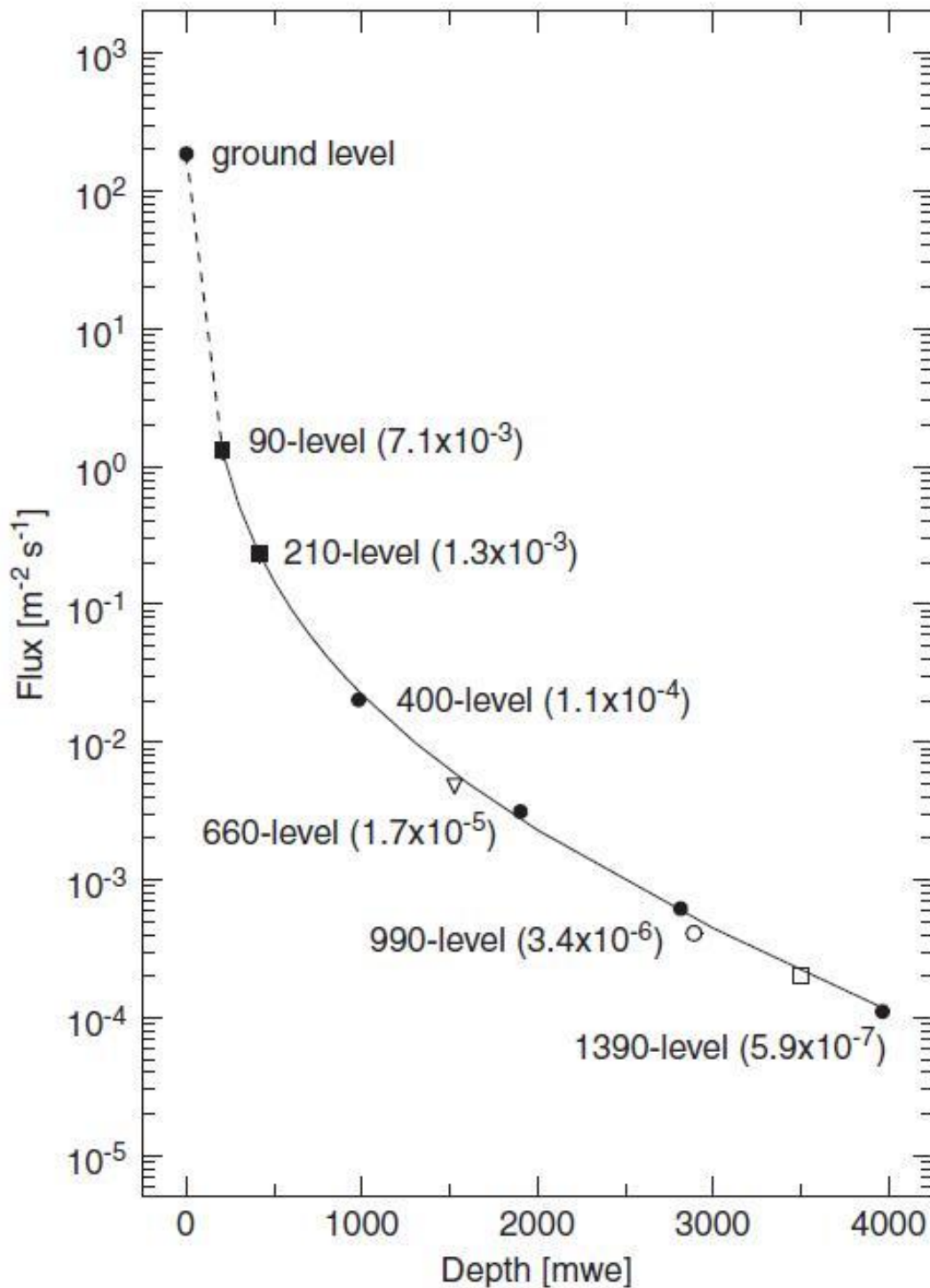


Рис. 8. Зависимость потока мюонов в шахте Пихасалми от глубины [17-20].

Зависимость потока мюонов от глубины в шахте Пихасалми, показанный на рис. 8, был измерен в работах [17-20]. Поток мюонов ослабляется по сравнению с поверхностью в  $\sim 100$  раз на глубине расположения эксперимента ЕММА и составляет  $I_{\mu} \sim 1 \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

### 1.3. Низкофоновая лаборатория

В самой глубокой части выработки шахты, в непосредственной близости от места, где планируется размещение крупномасштабных экспериментов следующего поколения, для экспериментального комплекса СУРР создается низкофоновая лаборатория глубокого заложения.



Рис. 9. Фотография выработки шахты в самом начале работ по созданию низкофоновой лаборатории Центра СУРР.

Глубина лаборатории составляет ~4300 м.в.э. (~1430 м). На рис. 9 показана фотография полости, в которой ведутся работы по созданию этой лаборатории. На следующем рисунке (рис. 10) схематично показана сама низкофоновая лаборатория. Полная площадь полости составляет ~250 м<sup>2</sup>, из них лаборатория занимает более 100 м<sup>2</sup>, при этом, площадь чистой комнаты будет превышать 60 м<sup>2</sup>. На рис. 9 показана фотография выработки-павильона

шахты в самом начале работ по созданию низкофоновой лаборатории.

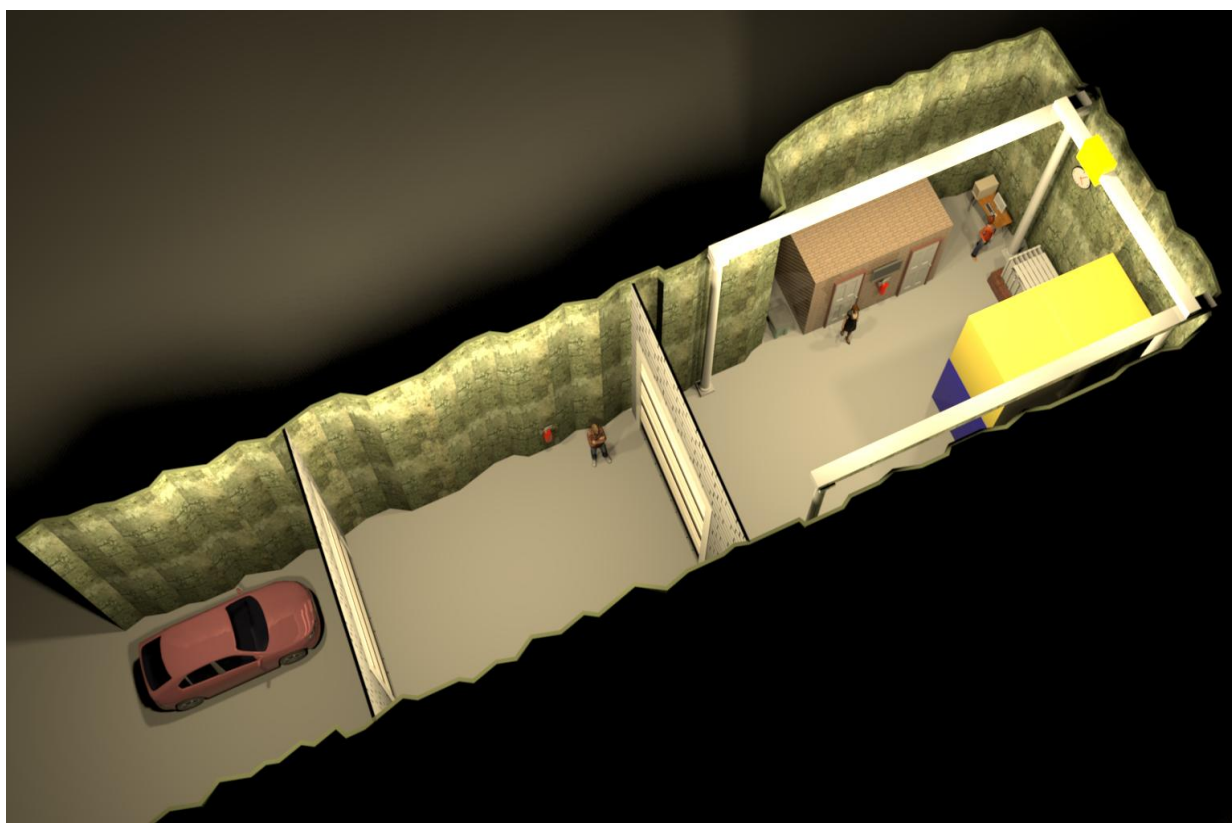


Рис. 10. Эскиз-схема низкофоновой лаборатории Центра CUPP.

Вся необходимая инфраструктура лаборатории уже создана: вентиляция ( $500 \text{ м}^3/\text{час}$ ), электричество ( $650 \text{ кВт}$ ), вода, связь с наземной лабораторией (1GBLan) и т.д. Физический же пуск лаборатории планируется в первой половине 2016 года. Планируется начать использование этой лаборатории пуском небольшого эксперимента по измерению концентрации радиоактивного изотопа углерода  $^{14}\text{C}$  в жидких сцинтилляторах на основе растворителей, произведенных как из нефти, так и из каменного угля. Также проектируется в настоящее время проведение эксперимента по измерению двойного бета-распада ядер с использованием жидкосцинтилляционного детектора. Поток мюонов на глубине низкофоновой лаборатории ослаблен почти в миллион раз по сравнению с потоком на поверхности (см. рис. 8) и составляет  $I_{\mu} \sim 1 \times 10^{-4} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ .



## Глава 2. Фотонные методы для эксперимента ЕММА.

### 2.1. Кремниевые фотоумножители для сцинтилляционных счетчиков эксперимента ЕММА.

Кремниевые фотоумножители, изобретенные в Советском Союзе в конце 80-х годов XX века [21, 22], в настоящее время находят широкое применение в разных областях экспериментальной физики. Особый интерес они представляют для регистрации сигналов с пластиковых сцинтилляторов с помощью спектросмещающих оптоволоконных кабелей. В таких приложениях получают компактные надежные сцинтилляционные детекторы. Для использования в сцинтилляционных счетчиках подземного эксперимента по исследованию мюонов космических лучей ЕММА выбраны кремниевые фотоумножители или микропиксельные лавинные фотодиоды со структурой металл-резистор-полупроводник, работающие в режиме ограниченного гейгеровского разряда производства Центра Перспективных Технологий и Аппаратуры (ЦПТА, Москва). На рис. 11 показан эскиз конструкции кремниевого фотоумножителя. Фотоумножитель состоит из 556 пикселей, размер каждого пикселя -  $45 \times 45$  мкм<sup>2</sup>. Одиночный пиксель представляет собой лавинный кремниевый фотодиод, изготовленный на подложке *p*-типа. Рабочая площадь фотоумножителя составляет 1,1 мм<sup>2</sup>. Пиксели разделены друг от друга металлизированными канавками небольшой ширины. Это сделано для того, чтобы эффективно подавить оптическую и электрическую связь между пикселями. Каждый пиксель соединяется с общим металлическим электродом с помощью отдельного высокоомного сопротивления из поликристаллического кремния. Также имеется общий электрический контакт для всех пикселей, на эскизе – самый нижний контакт. К фотоумножителю прикладывается обратное напряжение смещения. Если это напряжение начинает превышать напряжение пробоя *p-n* перехода, то свободные носители, электроны и дырки, образовавшиеся в

области пространственного заряда пикселя, порождают электронно-дырочную лавину - гейгеровский разряд в пикселе, рост которого при достижении больших токов начинает уменьшаться из-за падения напряжения на гасящем резисторе. Выходной сигнал фотоумножителя формируется при прохождении тока, обусловленного лавиной, через нагрузочное сопротивление.

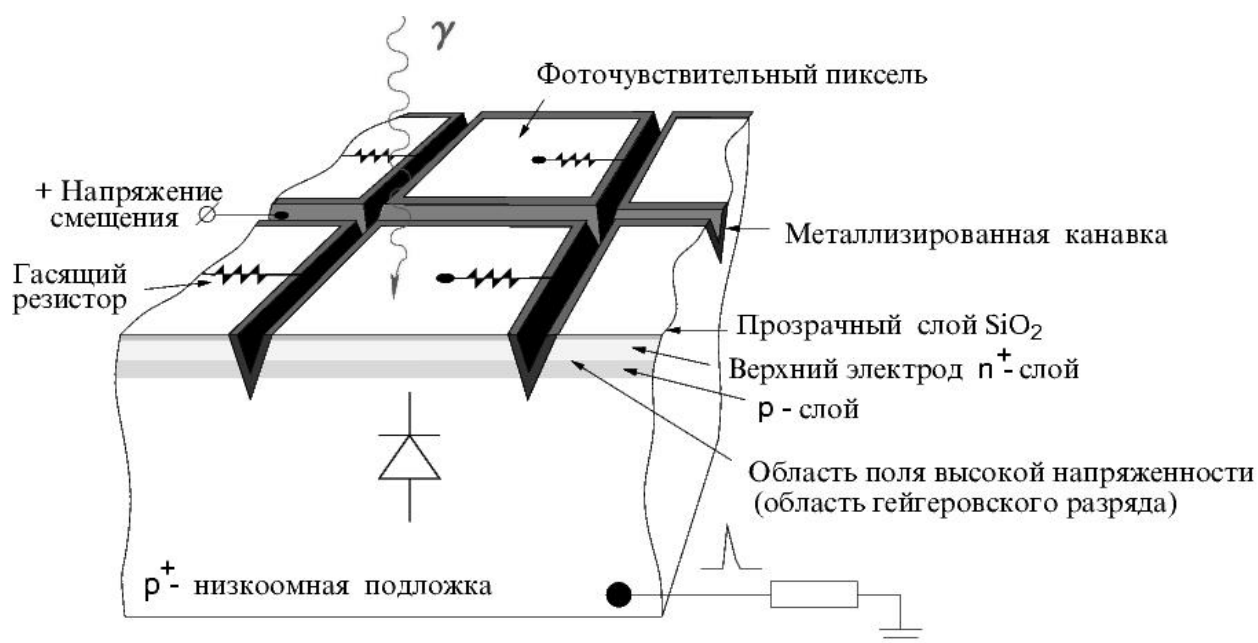


Рис. 11. Эскиз конструкции кремниевого фотоумножителя производства Центра Перспективных Технологий и Аппаратуры (ЦПТА, Москва) [23]

Как электроны, так и дырки могут инициировать возникновение лавины в пикселе. Эти носители могут образовываться в результате либо фотоэффекта в области пространственного заряда, либо в результате термоэмиссии носителей в этой области. Электрический ток, протекающий через высокоомное сопротивление, вызывает падение напряжения смещения на пикселе, в котором протекает лавина, что вызывает эффективное “гашение” гейгеровского разряда. Время восстановления напряжения смещения на пикселе характеризуется  $\tau \sim R_q \times C_p$ , где  $R_q$  и  $C_p$  – гасящее сопротивление и паразитная емкость пикселя соответственно. При таком

подходе каждый пиксель фотоумножителя является независимым микро-фотоумножителем. Одновременное срабатывание нескольких пикселей приводит к суммированию сигналов на выходных электродах фотоумножителя. Детальное описание конструкции и принципа работы кремниевых фотоумножителей можно найти в работах [24-36]. Что касается различных моделей кремниевых фотоумножителей, разработанных и изготовленных в ЦПТА, то их описания можно найти в работах [37-40].

### **2.1.1. Измерительные стенды для отбора, тестирования и исследования параметров кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА.**

Для исследования параметров, тестирования и отбора кремниевых фотоумножителей для сцинтилляционных счетчиков подземного эксперимента ЕММА разработаны и созданы специализированные измерительные стенды. Эти стенды также использовались и для тестирования самих сцинтилляционных счетчиков эксперимента, использующих такие фотоумножители и спектросмещающие оптоволоконные кабели. Разработанные стенды выполняют следующие основные задачи:

1. измерение напряжения лавинного пробоя фотоумножителей;
2. определение рабочего напряжения питания фотоумножителей;
3. измерение скорости счета импульсов темнового тока фотоумножителей;
4. оптимизация уровней дискриминации сигналов фотоумножителей и сцинтилляционного счетчика;
5. измерение эффективности регистрации фотонов кремниевыми фотоумножителями.

На рис. 12 показана функциональная схема измерительного стенда. Исследуемый кремниевый фотоумножитель фиксируется в светонепроницаемом контейнере DB, снабженном сигнальными высокочастотными, силовыми и одним оптическим разъемами для вывода

выходных сигналов счетчика и ввода напряжения питания фотоумножителя, предусилителя и для ввода импульсных световых сигналов от источника световых импульсов LS.

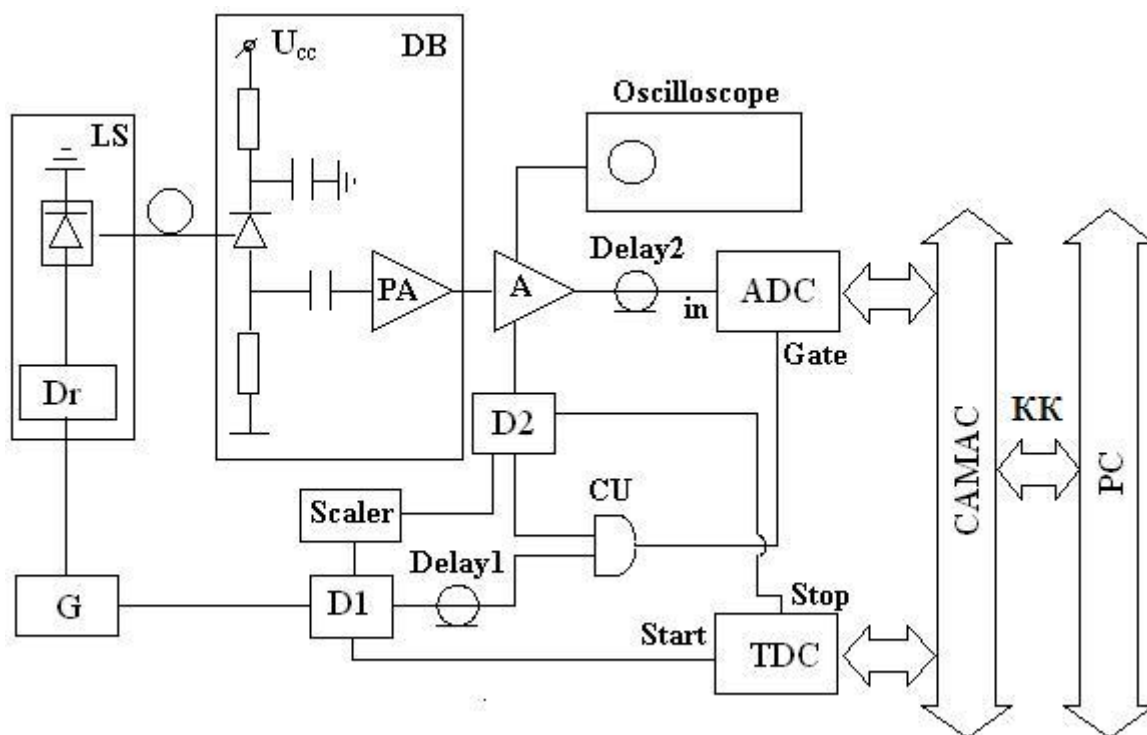


Рис. 12. Функциональная схема измерительного стенда по отбору, тестированию и исследованию параметров кремниевых фотоумножителей для сцинтилляционных счетчиков эксперимента EMMA.

LS – источник наносекундных световых импульсов на основе InGaN/GaN светодиода; Dr – формирователь импульсов запуска светодиода; G – генератор импульсов Г5-72; DB – светонепроницаемый контейнер; PA – предусилитель импульсов; A – быстродействующий усилитель LeCroy 612AL; D1 и D2 – дискриминаторы импульсов БСА-12; Scaler – частотомер ЧЗ-67; CU – схема совпадений LeCroy 465; Delay1 и Delay2 – линии задержки; ADC – зарядоцифровой преобразователь LeCroy 2249A; TDC – времяцифровой преобразователь БПТ-12А1; КК – крейт-контроллер КК-009; РС – персональный компьютер IBM-PC/AT 486i; Oscilloscope – аналоговый осциллограф Tektronix 2465В.



Рис. 13. Фотография стенда для тестирования отбора и исследования параметров кремниевых фотоумножителей эксперимента EMMA.

Световые импульсы от источника LS подаются в светонепроницаемый контейнер с помощью пластикового оптоволоконного кабеля на основе полиметилметакрилата (PMMA) длиной  $\sim 1,5$  м. Сердцевина оптоволоконного кабеля диаметром  $\sim 1$  мм. Длительность световых импульсов источника составляет 1-2 нс, а максимальный световыход источника света равен  $10^8$  фотонов в одном импульсе. Световыход источника регулируется простым изменением напряжения питания. Источник наносекундных импульсов света запускается от генератора импульсов G (Г5-72), синхронизирующий импульс которого поступает на вход дискриминатора D1 (БСА-12).

Выходные импульсы фотоумножителя после трансимпедансного предусилителя, зафиксированного в непосредственной близости от фотоумножителя, поступают на вход быстродействующего усилителя А (LeCroy 612AL) с коэффициентом усиления  $K_{yc}=10-20$ . С одного выхода усилителя сигнал подается на вход 4-х канального дискриминатора импульсов D1-D2 с программируемым порогом (БСА-12), а со второго выхода усилителя после линии задержки Delay2 на вход 10-разрядного зарядово-цифрового преобразователя ADC (LeCroy 2249A) с коэффициентом преобразования 0,25 пКл на канал. Импульсы с одного из выходов дискриминатора D1 через линию задержки Delay1 подаются на один из входов схемы совпадений CU (LeCroy 465), второй вход которого соединен с выходом дискриминатора D2. На вход дискриминатора D1 подаются синхронизирующие сигналы генератора импульсов G. Выход схемы совпадений соединен со стробирующим входом преобразователя ADC. Импульсы с другого (счетного) выхода дискриминатора D2 поступают на вход частотомера Scaler (ЧЗ-67). Еще один из выходов дискриминатора D2 соединен с входом Stop время-цифрового преобразователя TDC (БПТ-12А1 [78]) с шагом 75 пс и полным диапазоном измеряемых амплитуд 5 мкс, а его вход START соединен со вторым выходом дискриминатора D1.

Все электронные блоки измерительной системы стендов выполнены в стандарте КАМАК. Управление режимами работы системы осуществляется от персонального компьютера IBM/PC-AT 486i через интерфейсную плату и крейт-контроллер КК-009. На рис. 13 представлена фотография измерительного стенда.

Источник световых импульсов наносекундной длительности LS состоит из ультра яркого ультрафиолетового/фиолетового ( $\lambda=370/400$  нм) светоизлучающего диода (светодиода) на одиночных квантовых ямах на основе гетероструктур InGaN/GaN и формирователя импульсов запуска светодиода. Этот формирователь основан на быстром разряде конденсатора малой емкости через комплементарную пару быстрых транзисторов [41-43].

Принципиальная схема источника света представлена на рис. 14. Данный источник света может также служить хорошим имитатором прохождения мюона космических лучей при тестировании сцинтилляционных счетчиков.

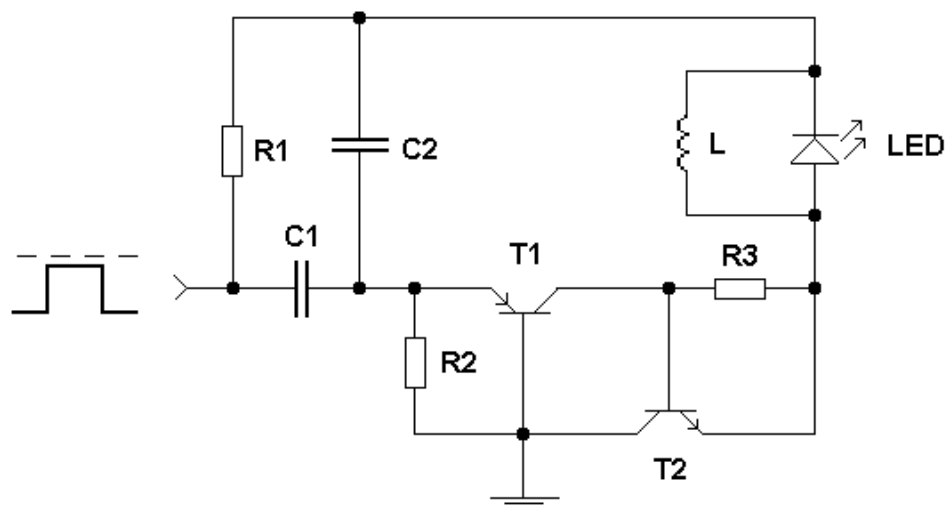


Рис. 14. Принципиальная схема наносекундного источника света [41-43].

T1 – BFT92; T2 – BFR92; LED – NSPB500S Nichia Chemical; R1 – 100 k $\Omega$ ; R2 – 1 k $\Omega$ ; R3 – 10 k $\Omega$ ; C1 – 100 нФ; C2 – 100 пФ; L – 100 нГн.

## 2.1.2. Исследование параметров кремниевых фотоумножителей.

Для исследования вольт-амперных характеристик был создан стенд на базе высокочувствительного электрометра Keithley 2400, который снабжен встроенным прецизионным источником питания. Фотография этого стенда представлена на рис. 15.

В левом верхнем углу рисунка показано устройство для регулирования температуры кремниевых фотоумножителей. Устройство основано на Пелтье элементе марки TEC-12706 и позволяет изменять температуру в диапазоне  $+5\div+32^{\circ}\text{C}$ . Измерение температуры производится с помощью датчика Pt100.

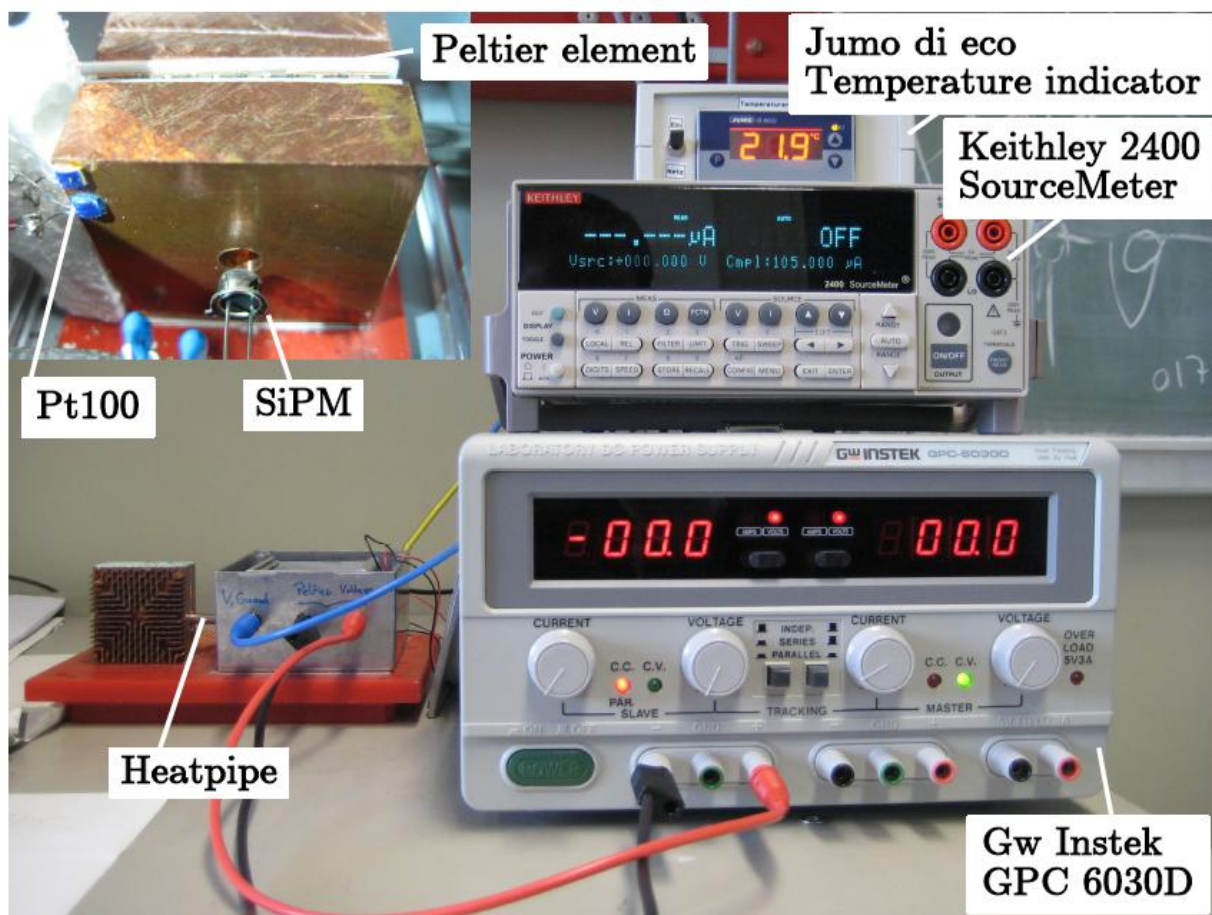


Рис. 15. Измерительный стенд для исследования вольт-амперных характеристик кремниевых фотоумножителей.



Вольт-амперные характеристики показывают наглядно работу кремниевых фотоумножителей. Из них легко определить напряжение пробоя, оценить коэффициент усиления и уровень шумов. На рис. 16 показаны типовые вольтамперные характеристики кремниевых фотоумножителей отобранных для использования в сцинтилляционных счетчиках эксперимента ЕММА.

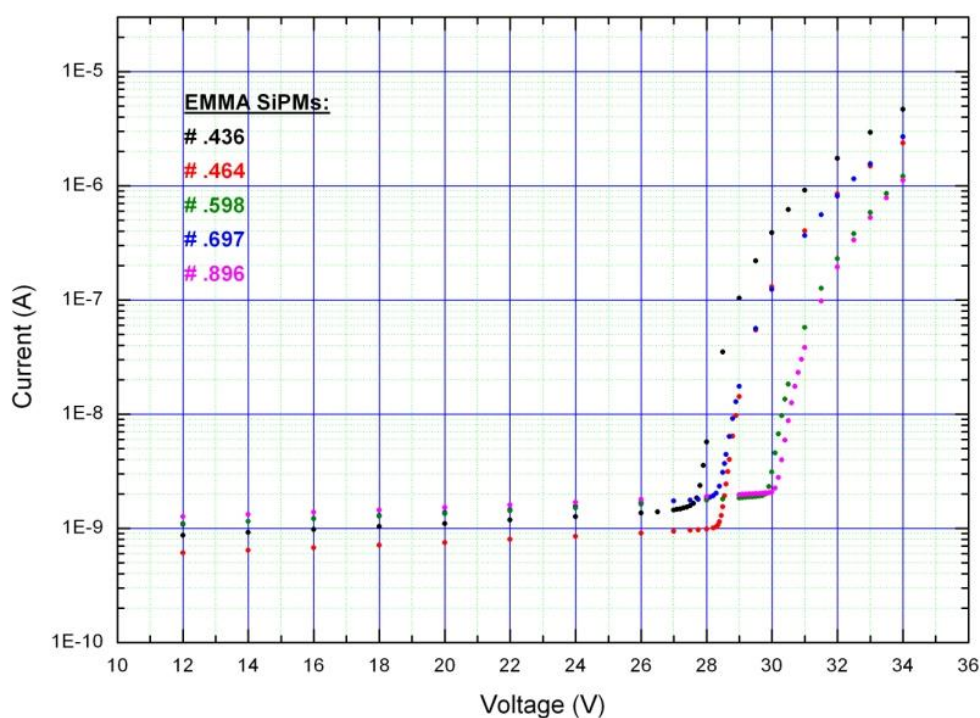


Рис. 16. Вольтамперные характеристики кремниевых фотоумножителей отобранных для использования в сцинтилляционных счетчиках эксперимента ЕММА.

Из вида вольт-амперной характеристики кремниевых фотоумножителей довольно ясно выделяются три области, как показано на рис. 17.

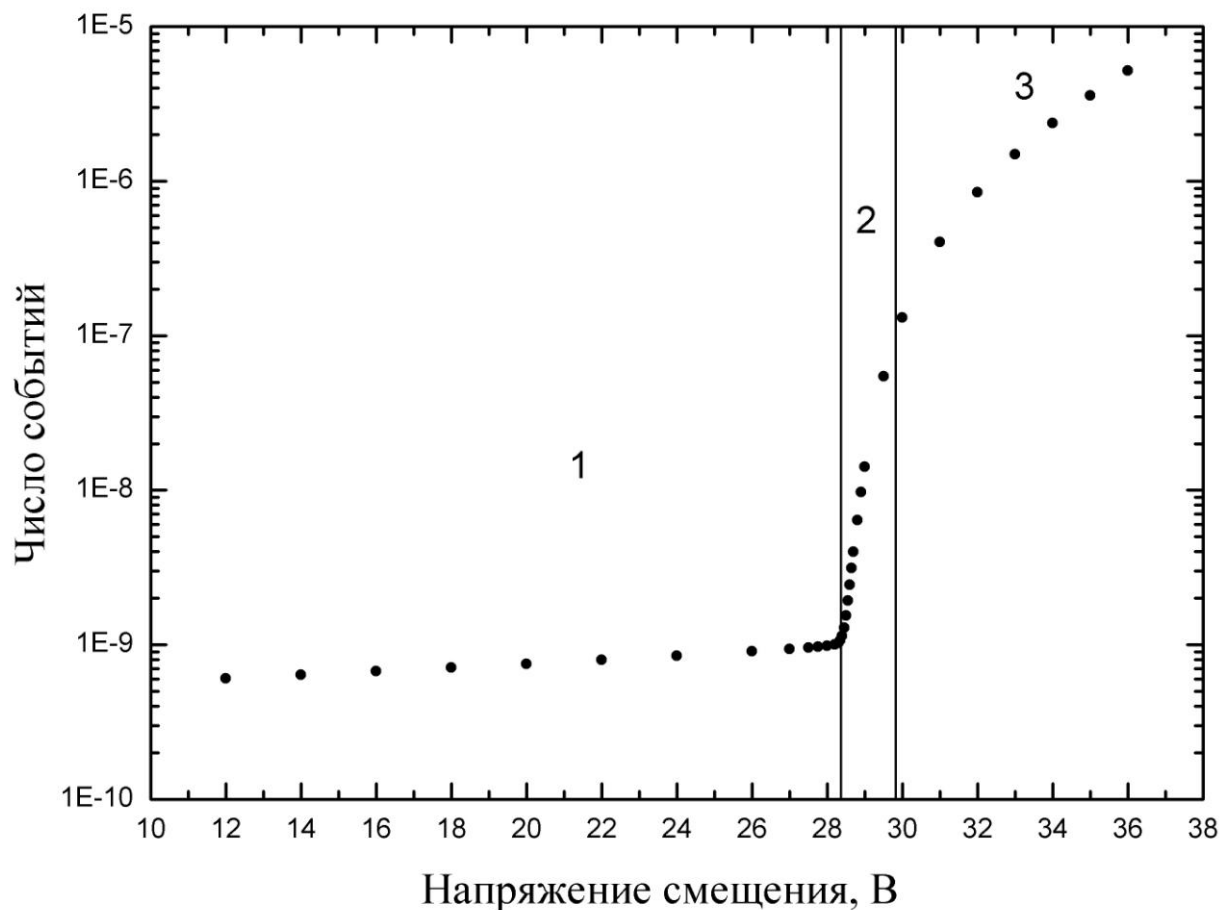


Рис. 17. Типовая вольт-амперная характеристика кремниевого фотоумножителя эксперимента ЕММА. 1 – область линейного или пропорционального лавинного фотодиода; 2 – область гейгеровского разряда; 3 – область гейгеровского разряда, где уже сказывается влияние гасящего резистора в пикселях кремниевого фотоумножителя (см. рис. 11). Точка резкого перегиба между областями 1 и 2 определяет напряжение лавинного пробоя кремниевого фотоумножителя.

Как видно из рис. 17, левая часть вольт-амперной кривой (область 1), почти горизонтальная в логарифмической кривой, соответствуют пропорциональному режиму кремниевых фотоумножителей, когда прибор работает как линейный лавинный фотодиод. Резкий рост тока в области напряжений 28-30 В (область 2) соответствует режиму гейгеровского разряда. Точка перегиба соответствует напряжению лавинного пробоя  $V_{bd}$ . Дальнейшее уположение кривых в области 3 демонстрируют влияние гасящих резисторов в пикселях кремниевого фотоумножителя. Величина перенапряжения  $\Delta V = V_{op} - V_{bd}$ , равная 4 В, соответствующая усилению  $G \sim 10^6$ , лежит именно уже в области 3. Здесь  $V_{op}$  – рабочее напряжение, а  $V_{bd}$  – напряжение пробоя.

Как видно из рис. 16, к сожалению, наблюдается большой разброс в напряжениях пробоя, а, следовательно, в значениях и рабочих напряжениях. Из этого следует необходимость группировки фотоумножителей по рабочим напряжениям для облегчения дальнейшей настройки электронных систем эксперимента. Хорошая повторяемость формы вольт-амперных кривых, т.е. их практически одинаковая крутизна, кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА существенно упрощает процедуру выбора рабочего напряжения фотоумножителей, соответствующего усилению  $G \sim 10^6$  – нужно просто к величине напряжения лавинного пробоя прибавить 4 В. Из опыта измерений величины напряжения лавинного пробоя данных фотоумножителей замечено, что с довольно хорошей точностью значение этой величины, оцененное по осциллографу, на ~300 мВ превышает значение этой величины, полученное из измерений вольт-амперной кривой. Этот факт также значительно облегчает работы по определению рабочего напряжения кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА.

В измерениях зарядовых распределений импульсов кремниевого фотоумножителя и сцинтилляционного счетчика используется 10-разрядный зарядово-цифровой преобразователь ADC БПА-30 с коэффициентом преобразования 0,25 пКл на канал. Однофотоэлектронное разрешение определяется из зарядового распределения однофотоэлектронных импульсов фотоумножителя. Уровень засветки фотоумножителя уменьшается до уровня однофотоэлектронного. Этот уровень определяется сравнением скоростей счета импульсов запуска генератора ( $N_g$ ) и выходных импульсов схемы совпадений ( $N_{CU}$ ). Когда отношение этих величин становится равным  $N_g/N_{CU}=0,1$ , то более 95% событий обусловлены однофотоэлектронными импульсами фотоумножителя. При этом необходимо убедиться, чтобы уровень дискриминации сигналов был значительно ниже средней амплитуды однофотоэлектронных импульсов. Параллельно этому следует контролировать уровень сигналов по осциллографу. Также по осциллографу определяются величины временных задержек в линиях задержки Delay1 и Delay2 так, чтобы совпадали выходные сигналы дискриминаторов D1 и D2, обусловленные синхросигналами генератора и светодиода соответственно. Временное окно совпадений выбирается равным ~30-50 нс. Длительность выходного импульса схемы совпадений устанавливается равной 150 нс. Величина временной задержки подбирается такой, чтобы передний фронт аналогового сигнала от фотодиода был задержан от переднего фронта стробирующего сигнала ADC на ~20 нс. Частота запуска светодиода устанавливается ~2-3 кГц. На рис. 18 показано типичное зарядовое распределение однофотоэлектронных импульсов кремниевого фотоумножителя.

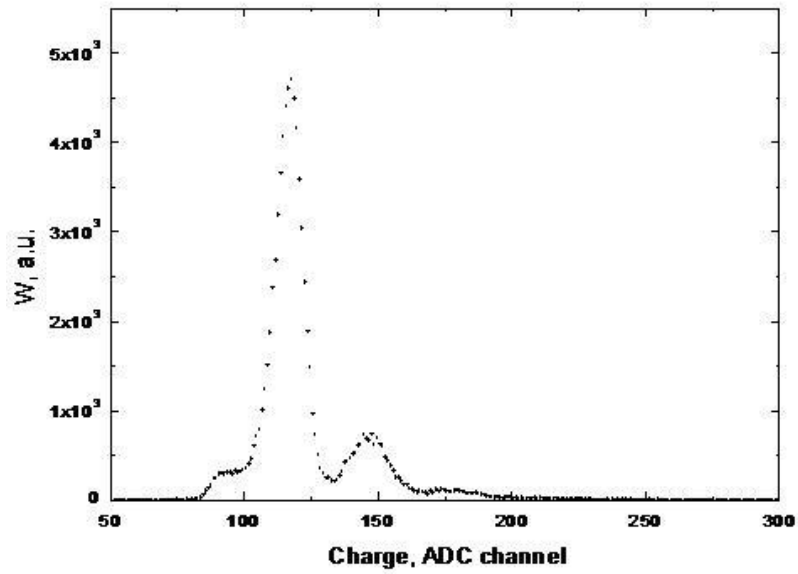


Рис. 18. Зарядовое распределение однофотозлектронных импульсов фотоумножителя.

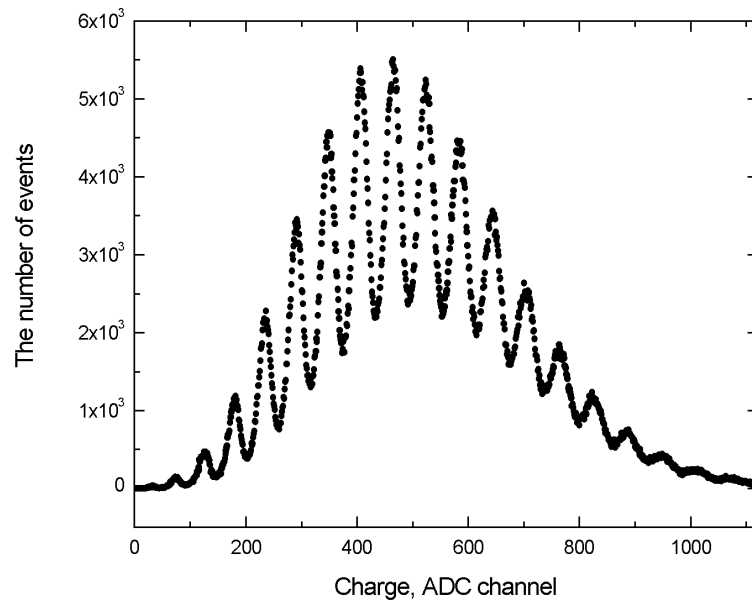


Рис. 19. Зарядовое распределение многофотозлектронных импульсов кремниевого фотоумножителя.

При измерениях зарядового распределения многофотоэлектронных импульсов фотоумножителя интенсивность излучения светодиода увеличивается. Уровень интенсивности контролируется по осциллографу и по набору зарядового спектра. Изменяя уровень дискриминации сигналов в дискриминаторе D2 можно прокалибровать этот уровень в числе фотоэлектронов. Зарядовое распределение многофотоэлектронных импульсов кремниевого фотоумножителя показано на рис. 18.

Значение усиления кремниевого фотоумножителя определяется по следующей формуле:

$$G = (N_{1pe} - N_{ped}) \times K_{adc} / (K_{amp} \times Q_e) \quad (1)$$

где  $N_{1pe}$  - средним значением заряда однофотоэлектронных импульсов в каналах АЦП;  $N_{ped}$  – среднее значение пьедестала, также в каналах АЦП;  $K_{adc}$  - коэффициент преобразования АЦП;  $K_{amp}$  – суммарный коэффициент усиления предусилителя усилителя;  $Q_e$  – заряд электрона. Также из анализа зарядового спектра однофотоэлектронных импульсов оценивается и уровень кросс-токов кремниевого фотоумножителя. Кросс-токи [101-104] образуются в результате рождения световых фотонов в ходе развития гейгеровского разряда в пикселе. Эти фотоны излучаются изотропно и могут проникать в соседние пиксели фотодиода, вызывая их срабатывание. Данный параметр необходим для корректного измерения эффективности регистрации фотонов кремниевого фотоумножителя. Уровень кросс-токов определяется с учетом того, что статистика числа фотоэлектронов подчиняется закону Пуассона:

$$P(N) = (n^N / N!) e^{-n} \quad (2)$$

где  $N$  – число фотоэлектронов;  $n$  – пуассоновское среднее. Так, при  $n=0.1$  вероятность однофотоэлектронных событий среди всех зарегистрированных

событий составляет  $P_{\text{рег}} \sim 95,3\%$ , соответственно вероятность срабатывания больше одного пикселя будет равна  $P_{\text{рег}}(>1) \sim 4,7\%$  от всех зарегистрированных событий. Сравнивая значения  $P_{\text{рег}}(>1)$ , зарегистрированную в эксперименте, с расчетной пуассоновской вероятностью при данном значении среднего  $n$ , можно оценить уровень кросс-токов в данном фотоумножителе. При этом, следует учитывать число случайных срабатываний системы, поскольку уровень скорости счета импульсов темнового тока в кремниевом фотоумножителе значительный и достигает величины  $\sim 1$  МГц и выше при комнатной температуре. Следует учитывать и уровень послеимпульсов, но в рассматриваемых фотоумножителях уровень послеимпульсов сильно подавлен в силу большого времени восстановления ( $\sim 1$  мкс) этих фотодиодов. При анализе зарядового распределения, показанного на рис. 18, получаем вероятность кросс-токов  $\sim 8\%$ , что является типичным для данных МРП ЛФД при значениях рабочего напряжения, превышающих пробойное напряжение на 3-4 В.

Вместе с тем, следует отметить, что более популярным методом оценки уровня кросс-токов в кремниевых фотоумножителях является метод, в котором измеряются скорости счета импульсов темнового тока кремниевых фотоумножителей при двух уровнях дискриминации сигналов –  $0,5A_1$  и  $1,5A_1$  и определяется отношение этих двух величин –  $0,5A_1/1,5A_1$ . Здесь  $A_1$  – средний заряд однофотозлектронных импульсов. Этот метод несколько проще для измерений, чем предложенный нами метод, но он дает всегда немного заниженные значения для величины кросс-токов.

Эффективность регистрации фотонов кремниевого фотоумножителя, которую принято обозначать PDE (photon detection efficiency), определяется формулой:

$$\mathbf{PDE = QE \times P_{trigger} \times \epsilon_{geom}} \quad (3)$$

где QE – квантовая эффективность кремния;  $P_{trigger}$  – вероятность для носителя инициировать гейгеровский разряд;  $\epsilon_{geom}$  – геометрический фактор, определяющий долю чувствительной площади фотоумножителя. Последний параметр для исследуемых кремниевых фотоумножителей достигает довольно высокой величины  $\geq 60\%$ .

PDE кремниевого фотоумножителя измеряется относительно PDE хорошо прокалиброванного фотодиода или фотоэлектронного умножителя с помощью спектрофотометра или набора интерференционных фильтров. На рис. 20 показана типовая зависимость PDE исследуемых кремниевых фотоумножителей от длины волны света [19]. Зависимости усиления и величины кросс-токов от напряжения питания показаны на рис. 21 и рис. 22 соответственно. Отметим, что при определении PDE делалась поправка на значения кросс-токов для каждого напряжения питания.



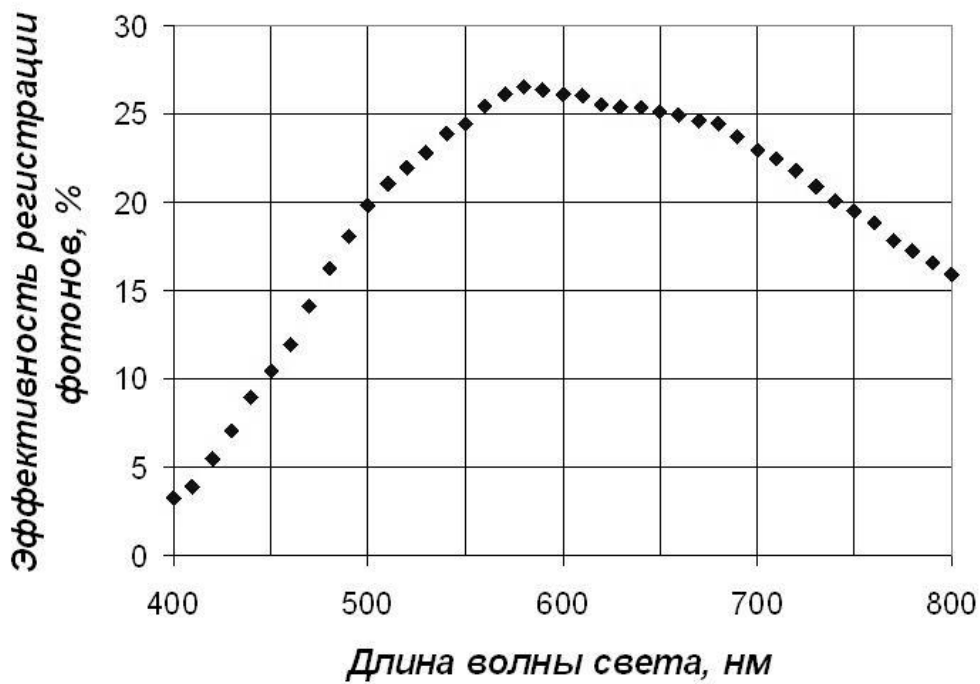


Рис. 20. Типовая зависимость PDE исследуемых кремниевых фотоумножителей от длины волны света [23].

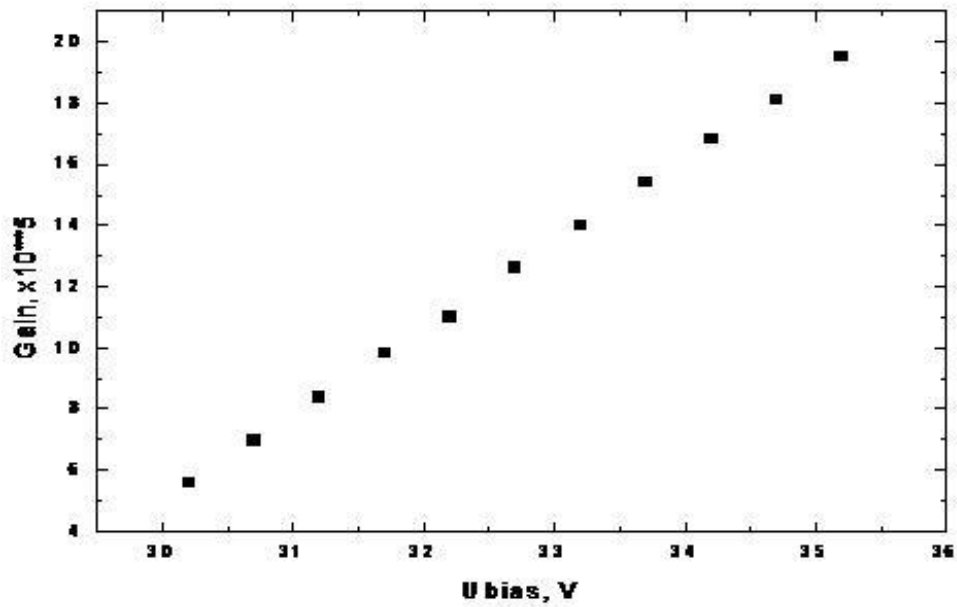


Рис. 21. Типовая зависимость усиления кремниевых фотоумножителей от напряжения питания.

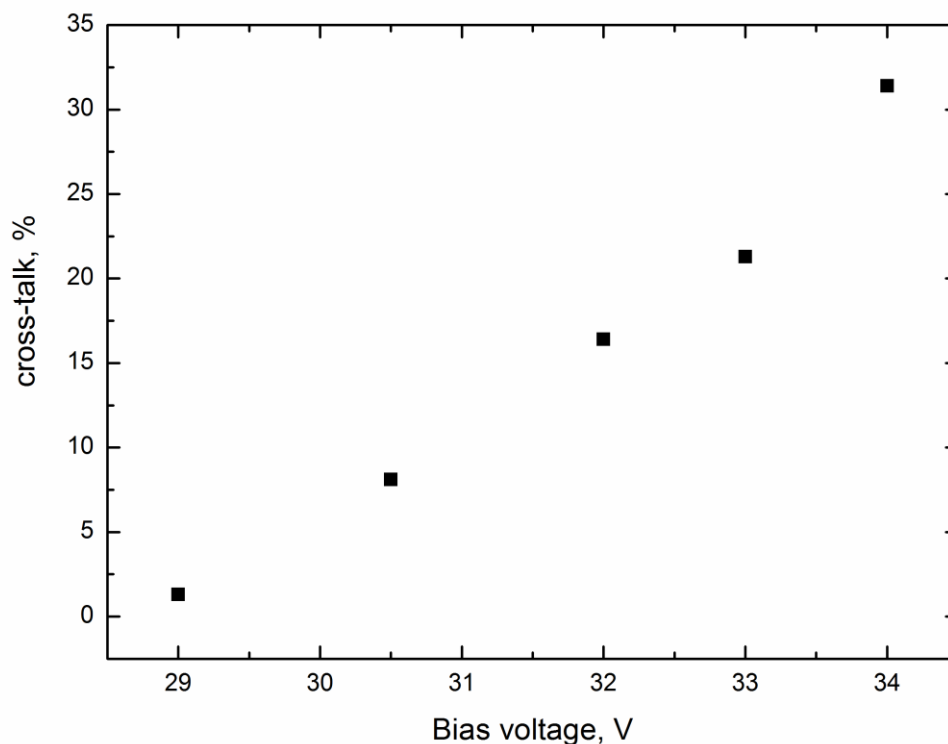


Рис. 22. Типовая зависимость уровня кросс-токов кремниевых фотоумножителей от напряжения питания.

При измерениях линейности отклика кремниевого фотоумножителя используются системы из двух практически идентичных источников наносекундных импульсов света, имеющих возможность срабатывать одновременно. Чередование измерений отклика исследуемого фотоумножителя с одним или двумя работающими светодиодами дает возможность просмотреть линейность отклика кремниевого фотоумножителя в большом диапазоне. В силу конечного числа пикселей (556 пикселей в используемых здесь кремниевых фотоумножителях) такие фотоумножители характеризуются ограниченной линейностью отклика. Действительно, число сработавших пикселей подчиняется закону Пуассона и может быть записано, как [27-30]:

$$N_{\text{fired}} = N_{\text{total}} (1 - e^{-(N_{\text{photon}} \times \text{PDE})/N_{\text{total}}}) \quad (4)$$

где  $N_{\text{fired}}$  – число сработавших пикселей;  $N_{\text{total}}$  – полное число пикселей;  $N_{\text{photon}}$  – число фотонов, попавших на поверхность фотоумножителя; PDE – эффективность регистрации фотонов. На рис. 23 показана кривая линейности исследуемых кремниевых фотоумножителей, которая хорошо согласуется с выражением (4).

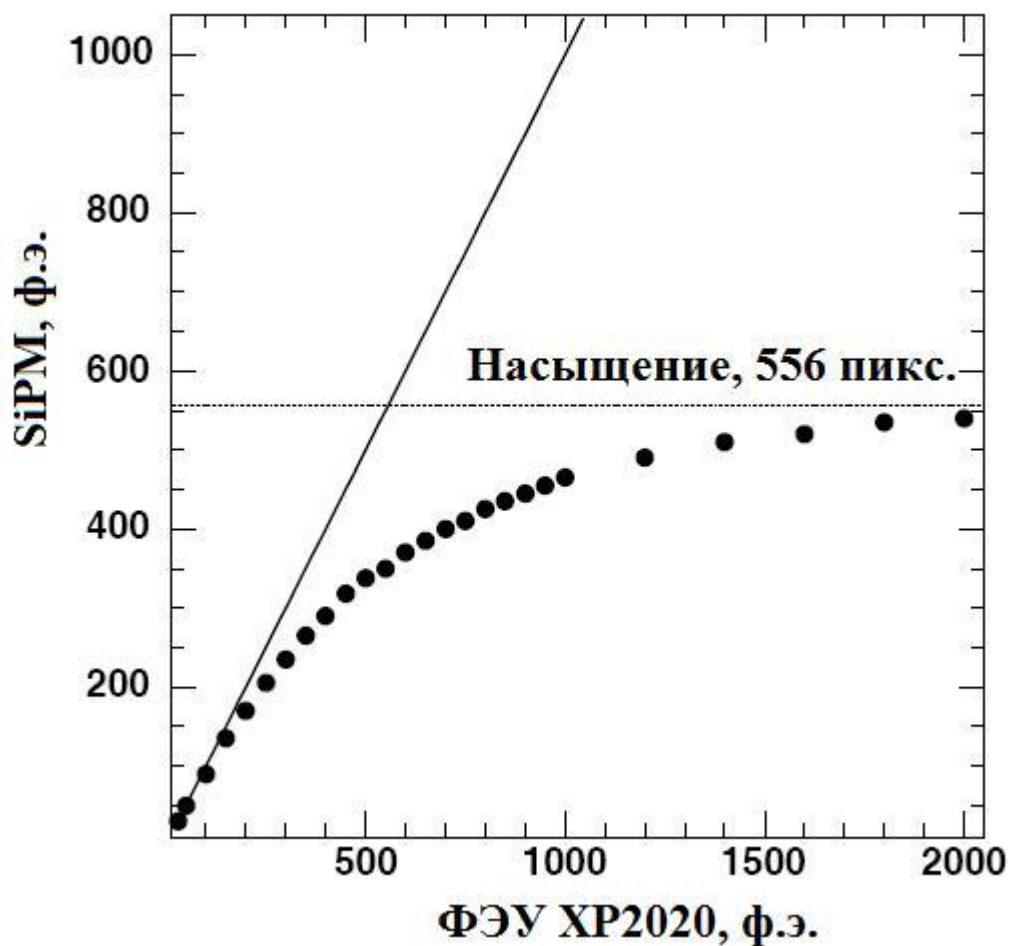


Рис. 23. Кривая линейности исследуемых кремниевых фотоумножителей.

Во временном отклике кремниевых фотоумножителей есть одна особенность – это некоторая инерционность отклика на повторные импульсы, связанная с наличием гасящего сопротивления  $R_q$ . Время восстановления определяется как время, за которое амплитуда второго импульса, следующего за основным, восстанавливается до 90% своего истинного значения. При этом амплитуда основного импульса должна соответствовать полному насыщению кремниевого фотоумножителя, т.е. необходимо срабатывание всех пикселей фотоумножителя.

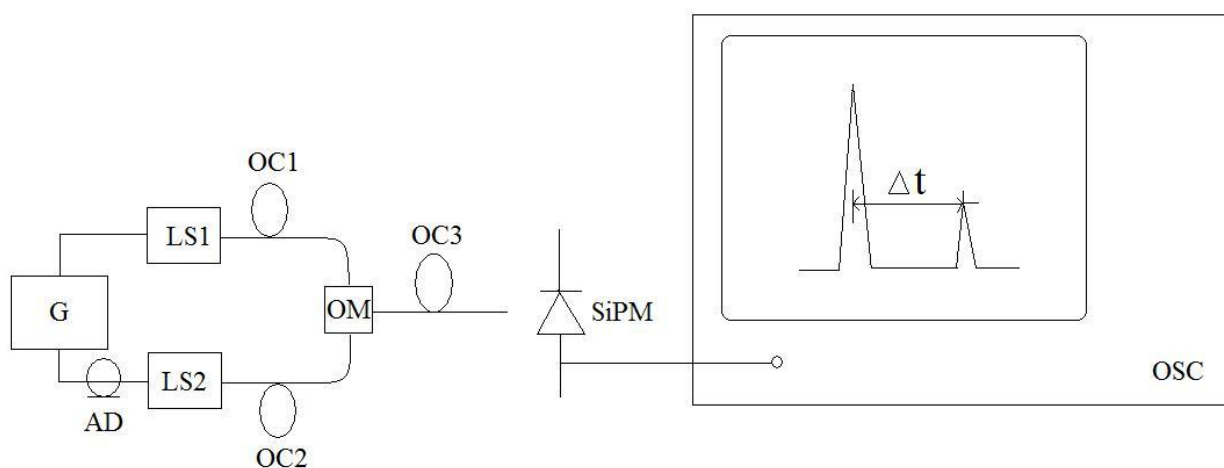


Рис. 24. Измерительный стенд для исследования времени восстановления кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА. G – генератор импульсов Г5-72; AD – управляемая линия задержки; LS1 и LS2 – источники световых импульсов наносекундной длительности; OC1, OC2 и OC3 – оптоволоконные кабели; OM – оптический смеситель; SiPM – кремниевый фотоумножитель; OSC – широкополосный аналоговый осциллограф Tektronix 2465B; A1 и A2 – амплитуды первого и второго световых импульсов соответственно;  $\Delta t$  – время задержки второго импульса от первого импульса.

Для измерения времени восстановления кремниевых фотоумножителей был создан стенд, функциональная схема которого показана на рис. 24. В измерениях используются два наносекундных источника света. Первый мощный световой импульс вырабатывается в источнике света LS1. В источнике LS1 применяется InGaAlP лазерный диод SLD65018371, максимум излучения которого приходится на  $\lambda_m = 650$  нм. Формирователь запуска лазерного диода [44-47] выполнен на базе последовательно включенных лавинных транзисторов FMMT 415. Длительность светового импульса  $< 300$  пс (FWHM). Количество фотонов в одном световом импульсе превышает  $10^9$  фотонов. Второй световой импульс приходит от источника света LS2. Конструкция этого источника света аналогична конструкции источника, описанного в первом параграфе этой главы. В источнике используется светодиод NSPG 510S фирмы Nichia Chemical с максимумом излучения на длине волны  $\lambda_m = 525$  нм. Длительность светового импульса составляет  $\sim 1$  нс (FWHM). Амплитуда светового импульса регулируется.

Оба источника света запускаются от одного генератора импульсов G. Временная задержка между первым и вторым световыми импульсами изменяется с помощью регулируемой линии задержки AD. Оба световых импульса через оптоволоконные кабели OC1 и OC2 попадают в оптический смеситель OM. После смесителя с помощью еще одного оптоволоконного OC3 световые импульсы попадают на кремниевый фотоумножитель, выходной импульс которого поступает на вход широкополосного аналогового осциллографа Tektronix 2465B. Измерение амплитуды и времени задержки импульсов производится с помощью встроенных измерителей осциллографа. На рис. 25 показана зависимость отношения амплитуды второго сигнала A1 к амплитуде этого же сигнала A2 при отсутствии первого сигнала от времени задержки второго импульса от первого импульса. На рисунке представлена типичная картинка времени восстановления для кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА. Как видно из рисунка

величина времени восстановления не превышает 1 мкс. Это вполне удовлетворяет требованиям эксперимента ЕММА, поскольку, как указывалось выше, общая нагрузка индивидуального сцинтилляционного составляет приблизительно  $\sim 5 \text{ с}^{-1}$ .

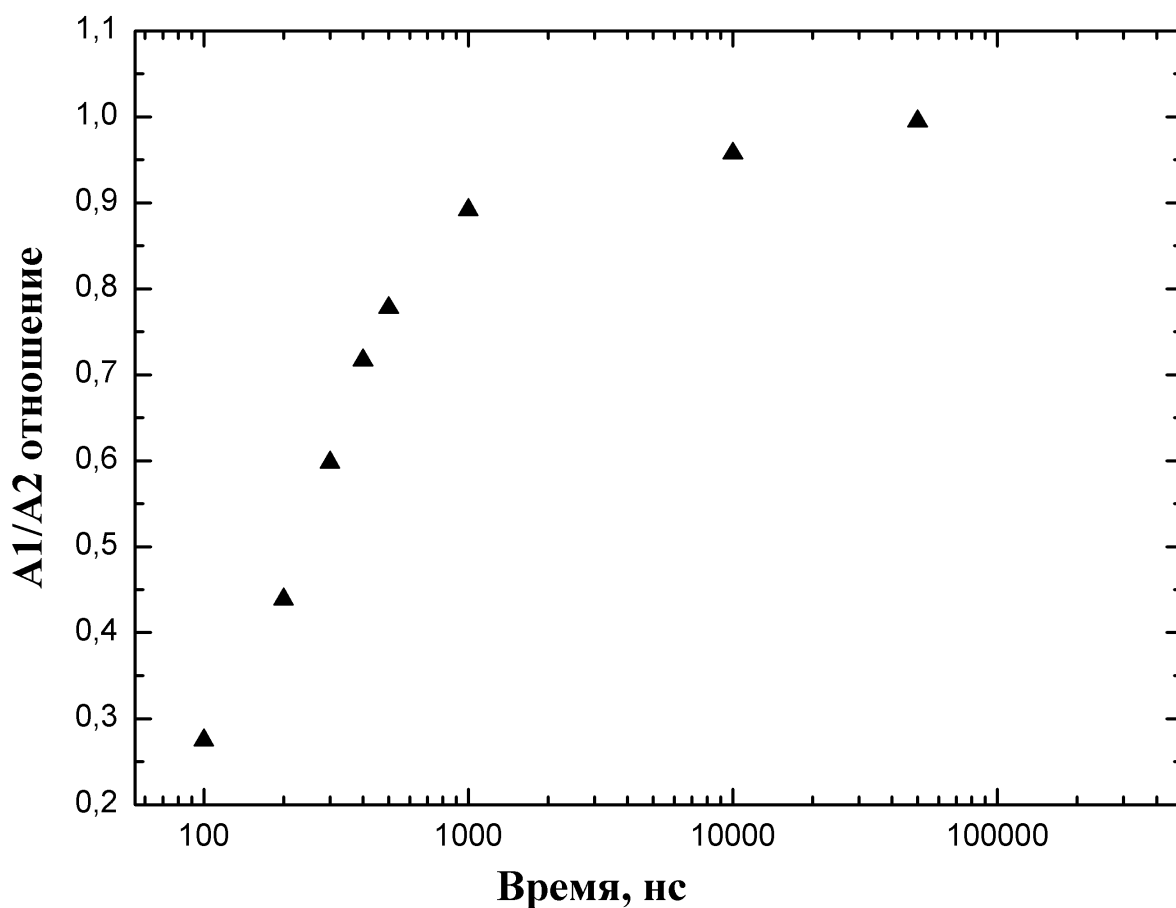


Рис. 25. Зависимость отношения амплитуды второго импульса к амплитуде первого импульса ( $A1/A2$ ) от времени задержки между импульсами.

Скорость счета импульсов темнового тока кремниевого фотоумножителя измеряется при различных уровнях дискриминации сигнала и напряжения питания при заданной температуре. Для данных измерений выходные импульсы дискриминатора D2 подаются на вход частотомера Scaler - ЧЗ-67. В этих измерениях источник световых импульсов выключается или чувствительная поверхность кремниевого фотоумножителя

закрывается светонепроницаемой шторкой. На рис. 26 представлена зависимость скорости счета импульсов темного тока кремниевого фотоумножителя от уровня дискриминации сигналов при фиксированном напряжении питания и комнатной температуре.

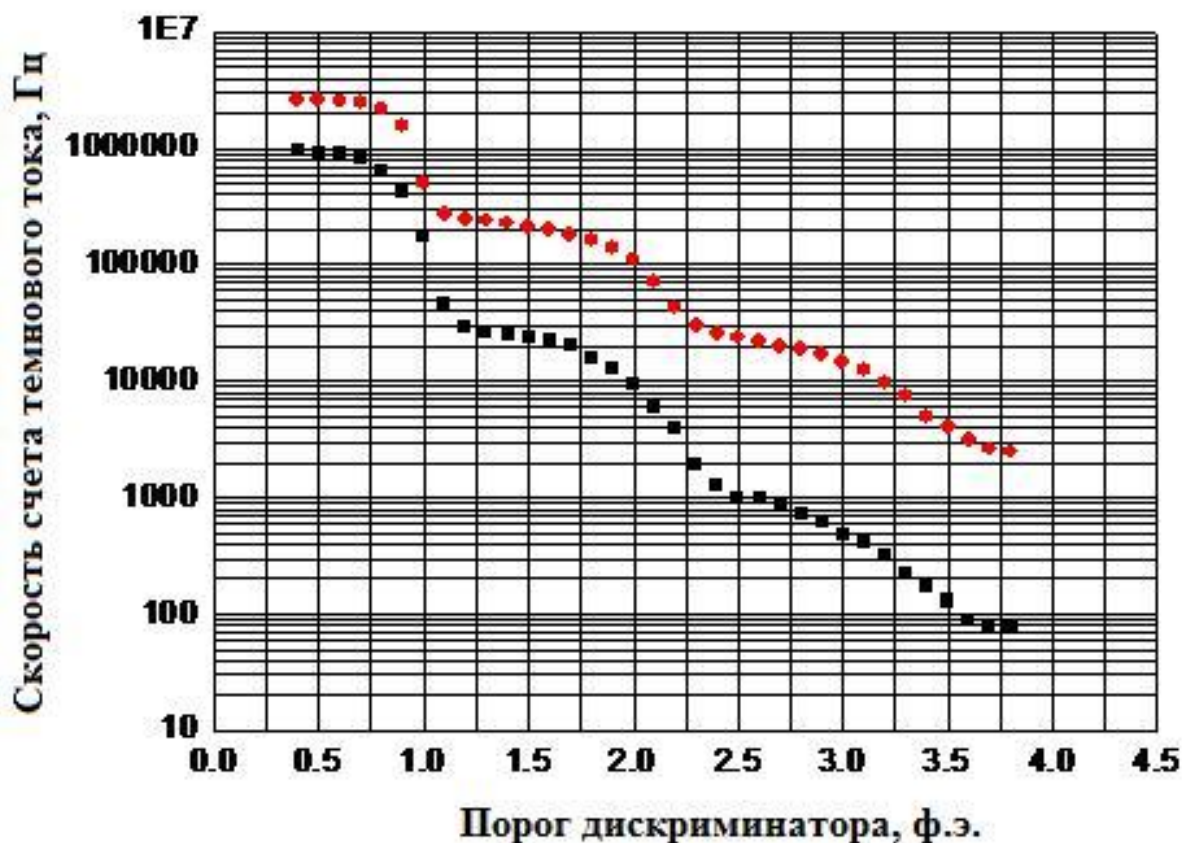


Рис. 26. Зависимость скорости счета импульсов темного тока кремниевого фотоумножителя от уровня дискриминации сигналов при фиксированном напряжении питания и комнатной температуре.

Рабочее напряжение кремниевого фотоумножителя определяется из измерений зарядового распределения однофотоэлектронных импульсов (усиления фотодиода), скорости счета импульсов темного тока, уровня кросс-токов и эффективности регистрации фотонов. Все эти параметры зависят от напряжения питания. Значение рабочего напряжения выбирается из условия обеспечения достаточно высокого усиления ( $>3 \cdot 10^5$ ), приемлемого

уровня скорости счета импульсов темнового тока ( $\leq 10^6 \text{ c}^{-1}$ ), уровня кросс-токов ( $\leq 10\%$ ) и высокого уровня эффективности регистрации фотонов ( $>15\%$ ).

Измерения температурной зависимости параметров кремниевых фотоумножителей показывают, что усиление и PDE фотоумножителей увеличиваются, а скорость счета импульсов темнового тока уменьшается с уменьшением температуры. Измерения были проведены в температурном диапазоне  $+10 - +28 \text{ }^\circ\text{C}$ . Температурный коэффициент PDE для исследуемых кремниевых фотоумножителей составляют  $\sim -0,8\%/^\circ\text{C}$ , а их усиление меняется с температурой с коэффициентом  $\sim -0,5\%/^\circ\text{C}$ . Температурный коэффициент для скорости счета импульсов темнового тока кремниевых фотоумножителей равен  $\sim 60 \text{ кГц}/^\circ\text{C}$ . Пробойное напряжение изменяется при изменении температуры с коэффициентом  $\sim 17 \text{ мВ}/^\circ\text{C}$ .

На рис. 27 представлены типичные температурные зависимости пробойного напряжения и скорости счета темнового тока кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА. Типовые температурные зависимости величины вероятности детектирования фотонов и усиления этих кремниевых фотоумножителей показаны на рис. 28. В качестве типичных зависимостей выбраны данные образца №527 из группы фотоумножителей “Fast-Slow”.

Отметим, что величины кросс-токов и времени восстановления исследуемых кремниевых фотоумножителей практически не зависят от температуры.



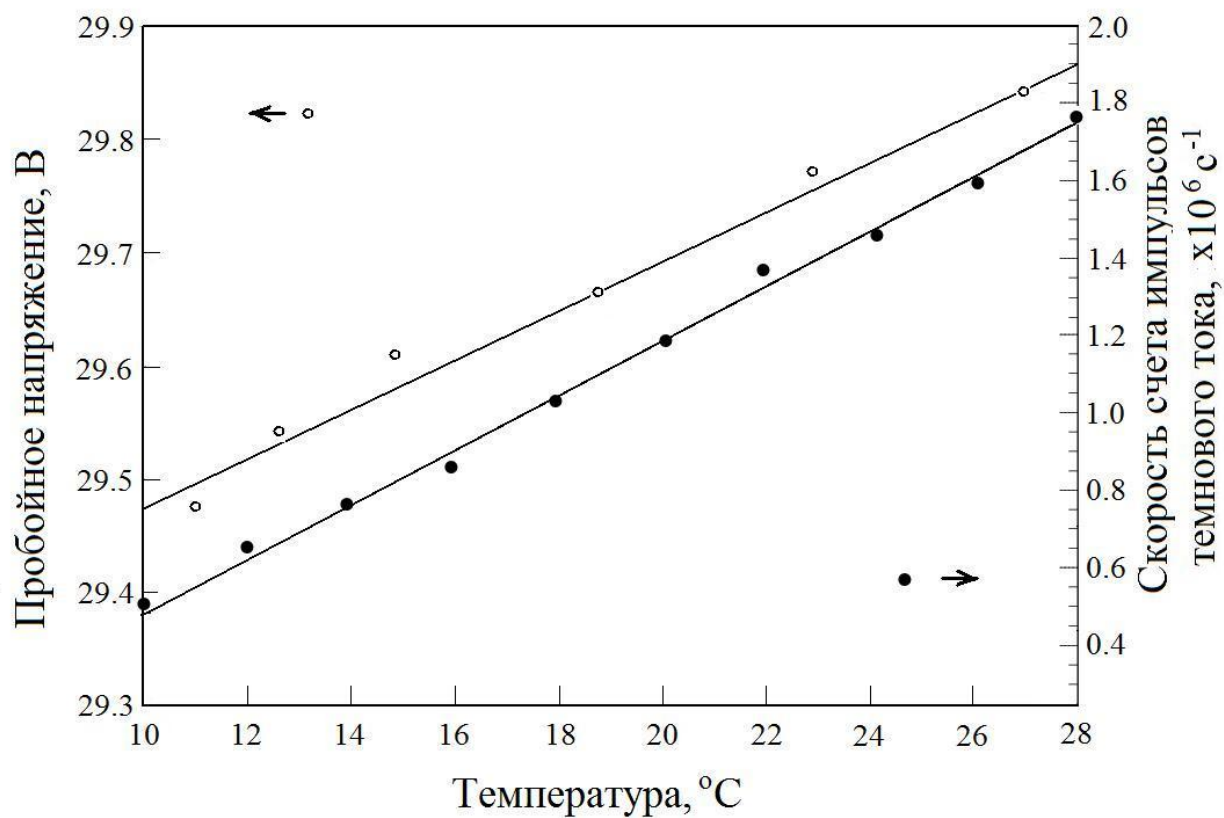


Рис. 27. Температурные зависимости пробойного напряжения (○) и скорости счета импульсов темнового тока (●) кремниевых фотоумножителей эксперимента EMMA. Образец №527 из группы “Fast-Slow”.

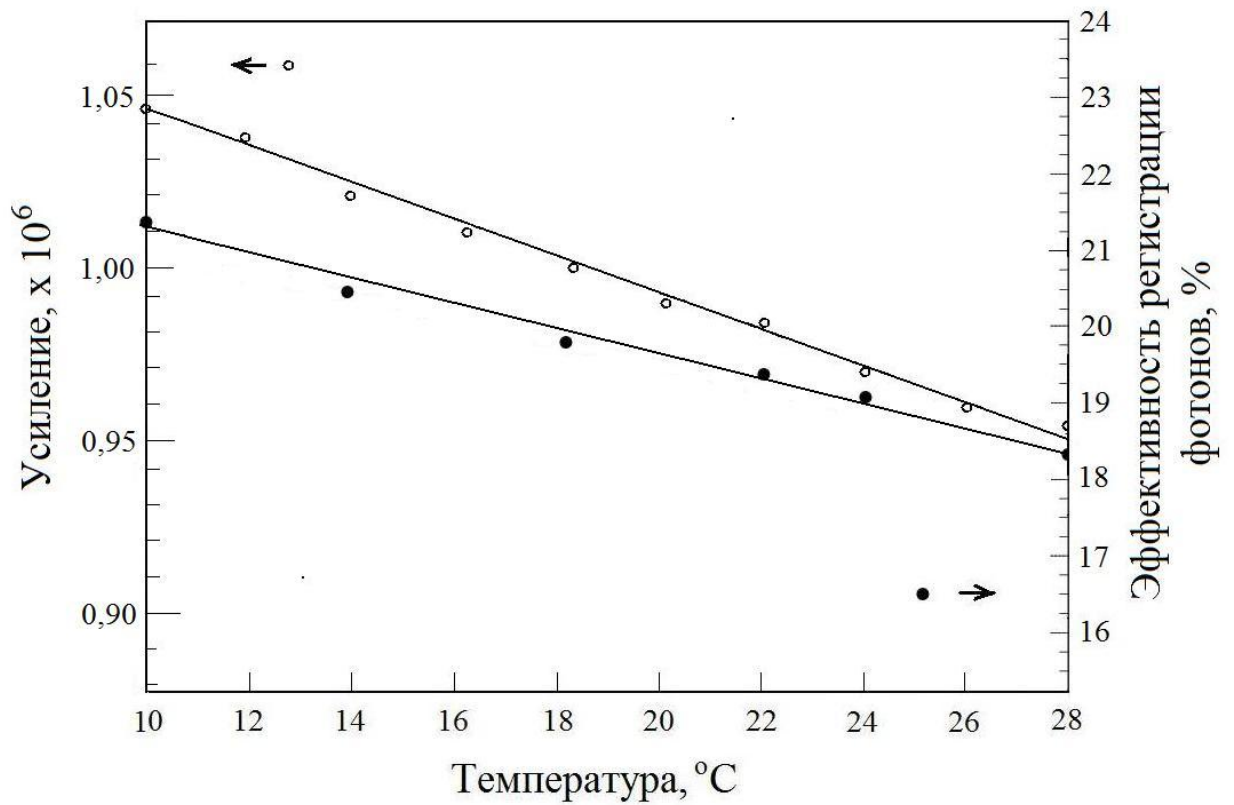


Рис. 28. Температурные зависимости усиления (o) и вероятности детектирования фотонов PDE (•) кремниевых фотоумножителей эксперимента EMMA. Образец №527 из группы “Fast-slow”.

Тестирование и отбор кремниевых фотоумножителей для сцинтилляционных детекторов эксперимента ЕММА проводились на измерительном стенде, описанном выше в этой главе. Была изучена партия из ~2000 кремниевых фотоумножителей, полученная из ЦПГА. Тестирование кремниевых фотоумножителей велось с учетом следующих требований к фотодиодам для сцинтилляционного счетчика эксперимента ЕММА:

1. Эффективность детектирования фотонов с длиной волны 515 нм -  $\geq 15\%$ ;
2. Скорость счета импульсов темнового тока при комнатной температуре ( $20^{\circ}\text{C}$ ) – 2,5 МГц
3. Уровень кросс-токов при рабочем напряжении -  $\leq 12\%$
4. Усиление -  $\geq 3 \times 10^5$ ;
5. Время восстановления -  $\leq 10$  мкс.

Результаты тестирования показывают, что все просмотренные кремниевые фотоумножители можно подразделить на 5 групп. Разделение осуществляется, в основном, по форме импульса кремниевых фотоумножителей. Эти группы обозначаются как “F” (fast), “F-S-F” (fast-slow-fast), “F-S” (fast-slow), “S” (slow) и “V-S” (very-slow).

В группе “F” собраны фотоумножители с самым быстрым выходным импульсом, который характеризуется наличием только одной быстрой компоненты. На рис. 29 показана фотография осциллограммы выходных импульсов кремниевых фотоумножителей, принадлежащих данной группе, образец №460. Типовое значение усиления для данной группы фотоумножителей при рабочем напряжении составляет  $\sim 1-1.5 \times 10^6$ , при этом, скорость счета импульсов темнового тока не превышают 2 МГц при комнатной температуре.

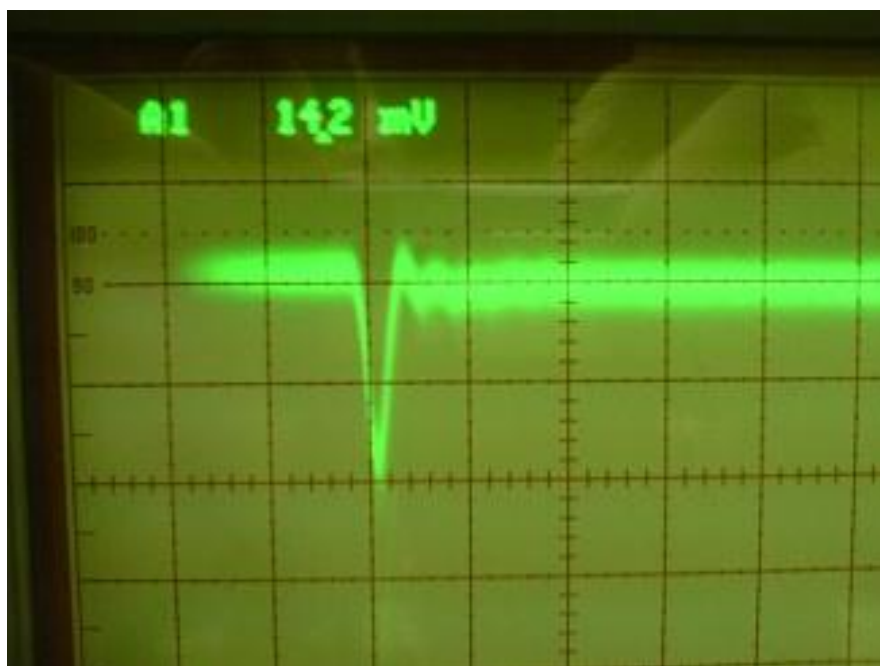


Рис. 29. Осциллограмма формы выходного импульса образца кремниевых фотоумножителей из группы “F”. Цена деления 20 нс.

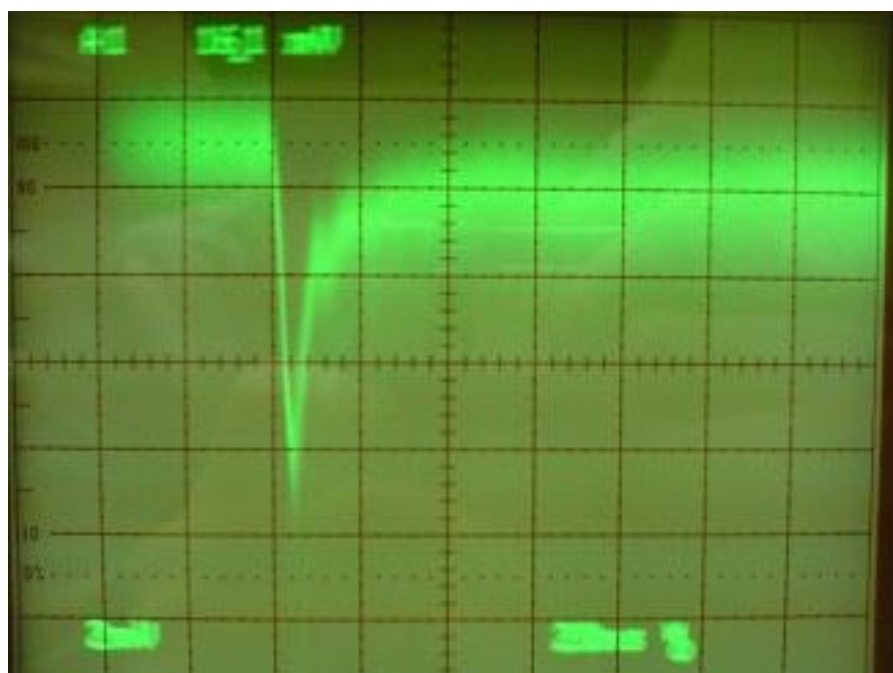


Рис. 30. Осциллограмма формы выходного импульса образца кремниевых фотоумножителей из группы “F-S-F”. Цена деления 20 нс.

В группах “F-S-F” и “F-S” собраны фотоумножители, выходные импульсы которых характеризуются наличием быстрой и медленной компонент. У фотоумножителей группы “F-S-F” быстрая компонента вносит больший вклад в выходной импульс, чем у фотоумножителей группы “F-S”. Типовая осциллограмма формы выходных импульсов фотоумножителей групп “F-S-F” и “F-S” показаны на рис. 30 и 31 соответственно, образцы №444 и №287. Фотоумножители этих групп характеризуются максимальными усилениями для данного типа фотумножителей. Типовое значение усиления для данных групп фотоумножителей при рабочем напряжении составляет  $\sim(1.5-2)\times 10^6$ . при этом скорость счета импульсов темнового тока также не превышают 2 МГц при комнатной температуре.

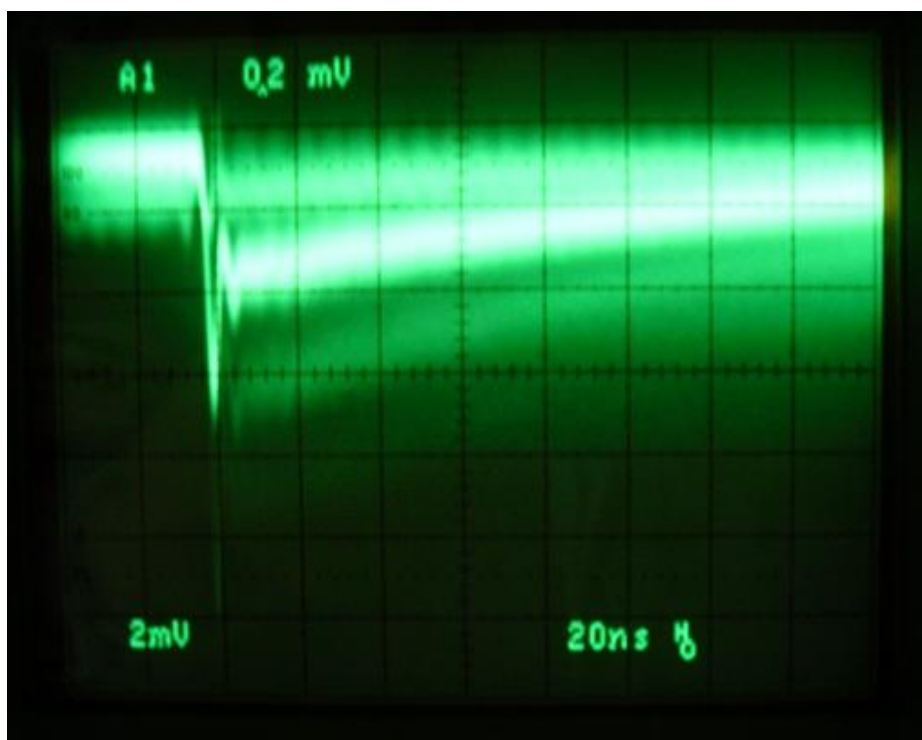


Рис. 31. Осциллограмма формы выходного импульса образца кремниевых фотоумножителей из группы “F-S”. Цена деления 20 нс.

Группа “S” объединяет фотоумножители, у которых медленная компонента доминирует, рис. 32. При этом, быстрая компонента существует,

но вносит очень незначительный вклад в выходной импульс фотоумножителя. Эти приборы характеризуются малыми значениями усиления ( $\sim 5 \times 10^5$ ) и повышенными скоростями счета темнового тока (2,5-3,0 МГц при комнатной температуре). Хотя некоторые приборы этой группы не удовлетворяют требованиям или находятся на грани этого, было принято решение не отбраковывать их для того, чтобы посмотреть на характеристики сцинтилляционных счетчиков с такими фотоумножителями, поскольку данные приборы имеют удовлетворительные значения PDE.

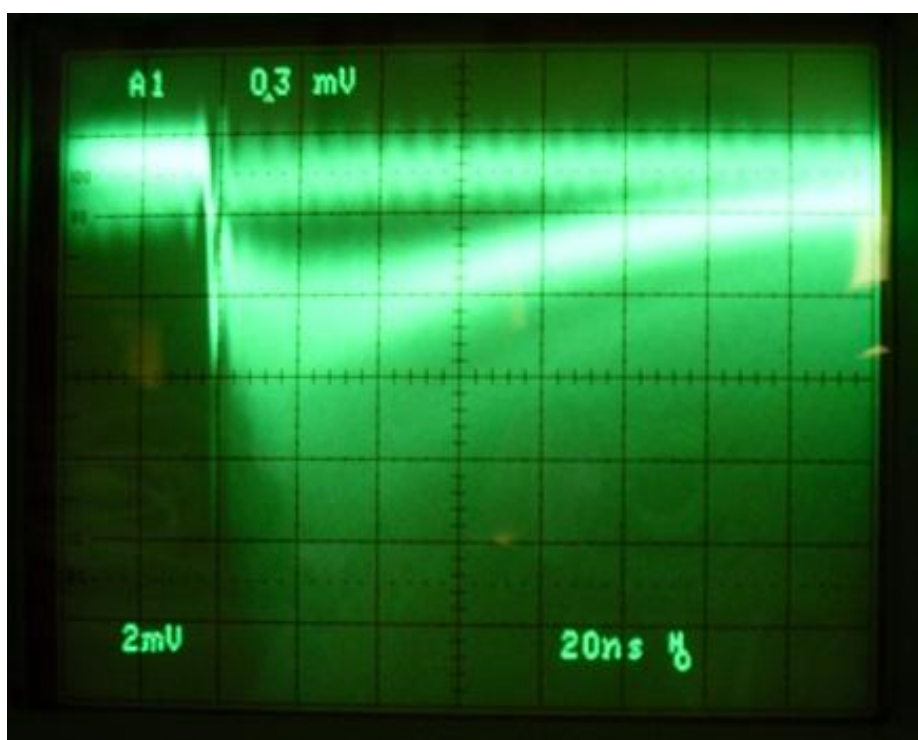


Рис. 32. Осциллограмма формы выходного импульса образца кремниевых фотоумножителей из группы “S”. Цена деления 20 нс.

В группу “V-S” объединены фотоумножители, у которых полностью отсутствует быстрая компонента. Длительность импульсов фотоумножителей данной группы превышает 400 нс. Скорости счета импульсов темнового тока превышают 3-4 МГц. Приборы данной группы имеют малые значения усиления ( $< 3 \times 10^5$ ). Все фотоумножители этой группы были отбракованы и

возвращены обратно производителю для их последующей замены. Общий процент отбраковки приборов составил ~8%.

Возможность такого разбиения на группы существенно облегчает работы, как по проектированию самого эксперимента, так и работы по монтажу и отладке установки [48]. Сцинтилляционные модули по 16 сцинтилляционных счетчиков комплектовались кремниевыми фотоумножителями из одной группы с близкими значениями рабочего напряжения, усиления и со схожими формами выходных импульсов [49].

На рис. 33-36 представлены диаграммы эффективности детектирования фотонов, усиления и скоростей счета темного тока протестированных кремниевых фотоумножителей эксперимента ЕММА соответственно.

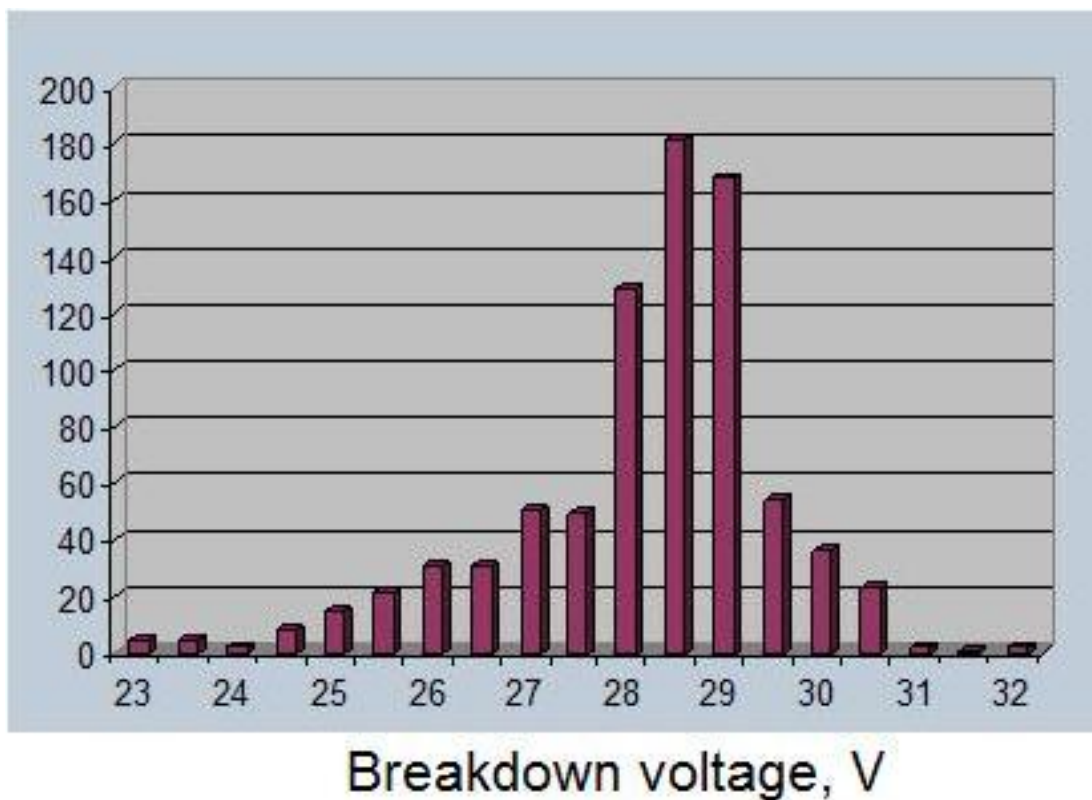


Рис. 33. Диаграмма кремниевых фотоумножителей по величине напряжения пробоя.

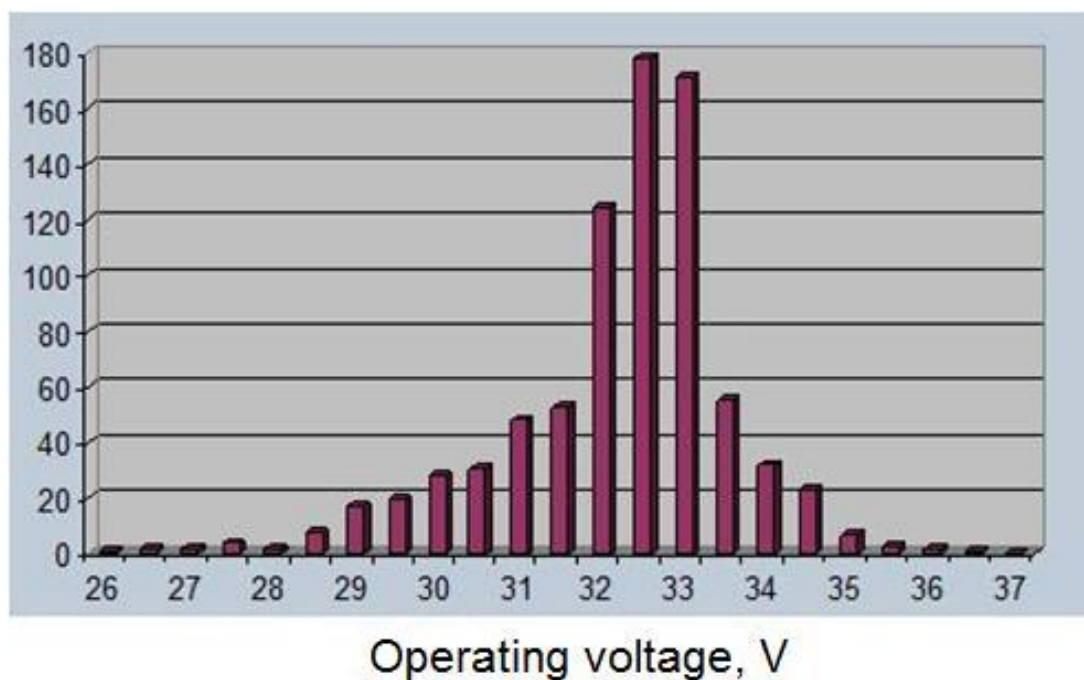


Рис. 34. Диаграмма кремниевых фотоумножителей по величине рабочего напряжения.



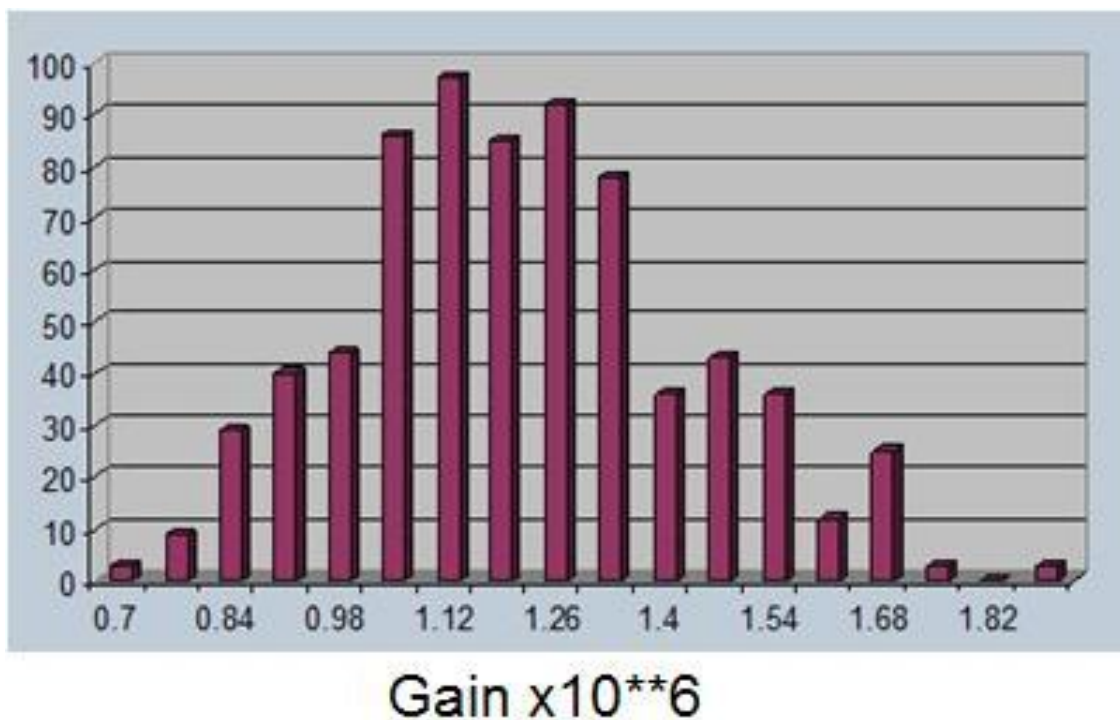


Рис. 35. Диаграмма кремниевых фотоумножителей по величине усиления.

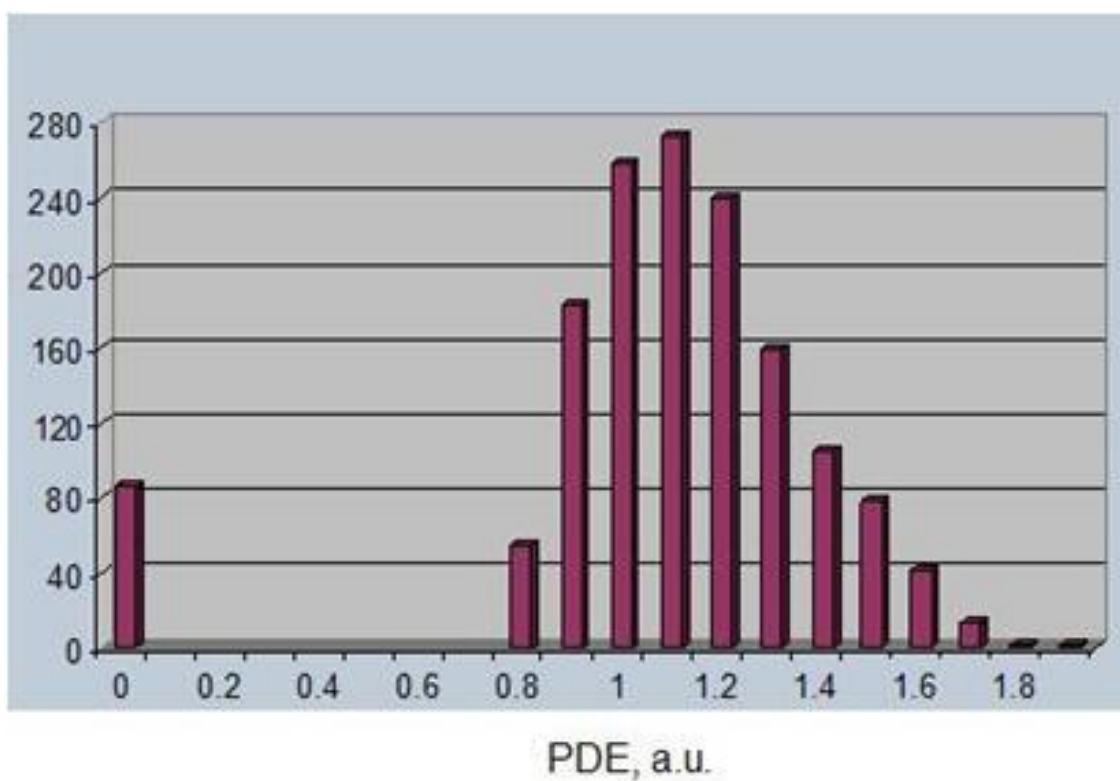


Рис. 36. Диаграмма кремниевых фотоумножителей по величине эффективности детектирования фотонов.

## **2.2 Сцинтилляционные детекторы эксперимента ЕММА.**

### **2.2.1. Сцинтилляционный счетчик SC1**

Сцинтилляционный счетчик, получивший название SC1, состоит из пластикового сцинтиллятора, спектросмещающего оптоволоконного кабеля и кремниевого фотоумножителя. Как уже упоминалось, этот сцинтилляционный счетчик был разработан и производился в ИЯИ РАН на основе полистирольного сцинтиллятора, полученного литьевым способом, с размерами  $12.5 \times 12.5 \times 3$  см<sup>3</sup>. В счетчике используется метод собирания сцинтилляционного света при помощи вклеенных в материал сцинтиллятора спектросмещающего оптического волокна, которое захватывает и поглощает фотоны сцинтилляционного света, а затем происходит переизлучение этих фотонов, но уже в зеленую область спектра. Таким образом переизлученные фотоны распространяются по оптическому волокну и транспортируются к регистрирующим фотоприемникам с повышенной чувствительностью в этой области спектра. Спектральная чувствительность используемого кремниевого фотоумножителя довольно хорошо согласуется со спектром излучения спектросмещающих оптоволоконных кабелей, который находится в основном в зеленой области длин волн 510-520 нм. Как уже отмечалось выше, размер чувствительной области кремниевого фотоумножителя, равный  $1,1$  мм<sup>2</sup>, также хорошо подходит для оптоволоконных кабелей с диаметром сердцевины 1 мм.



Рис. 37. Фотография сцинтилляционного счетчика SC1 эксперимента ЕММА.

Пластиковые сцинтилляторы покрыты диффузным отражателем. Диффузный отражатель формируется на поверхности после обработки сцинтилляционных пластин химическим травлением и представляет собой микропористую структуру на основе самого полистирола. Толщина слоя отражателя составляет 50-100 мкм в зависимости от времени травления. На одной плоскости сцинтиллятора прорезана спиралеобразная канавка глубиной 3 мм, в которую укладывается и клеится спектросмещающий оптоволоконный кабель Y11(200)S производства фирмы Kuraray с помощью двухкомпонентного оптического клея Bicon 600. Полная длина оптоволоконного кабеля в сцинтилляционном счетчике составляет ~0,5 м. Оба торца оптоволоконного кабеля полируются, при этом один торец покрывается зеркальным покрытием, а другой торец заводится и фиксируется в специальный разъем, в котором осуществляется “сухой” (без использования оптического клея или смазки) контакт с чувствительной

поверхностью кремниевого фотоумножителя. Оптический разъем помещается в нишу, сделанную в самом сцинтилляторе, что позволяет достичь высокой степени компактности счетчика. Фотоумножитель фиксируется в разьеме механически и поджимается к торцу оптоволоконного кабеля с помощью резинки. Фотография сцинтилляционного счетчика SC1 показана на рис. 37.

### **2.2.2. Временное разрешение сцинтилляционного счетчика SC1.**

Для измерений временного разрешения лавинного фотодиода и сцинтилляционного счетчика используется широкодиапазонный времяцифровой преобразователь БПТ-12А1 с шагом 75 пс и максимальным диапазоном 5 мкс [78] и субнаносекундный источник света на базе ультрафиолетового светодиода с  $\lambda_m = 255$  нм с длительностью импульса менее 500 пс (FWHM). Временное разрешение измеряется при разных уровнях дискриминации сигналов и различных интенсивностях источника света. Собственное временное разрешение всей электронной системы, так называемый электронный “джиттер”, не превышает 50 пс. Временные задержки в системе контролируются по осциллографу.

На рис. 38 показана зависимость временного разрешения сцинтилляционного счетчика с кремниевым фотоумножителем от уровня дискриминации сигналов. Интенсивность засветки от источника света соответствует прохождению через счетчик одной релятивистской частицы (~50 фотоэлектронов).

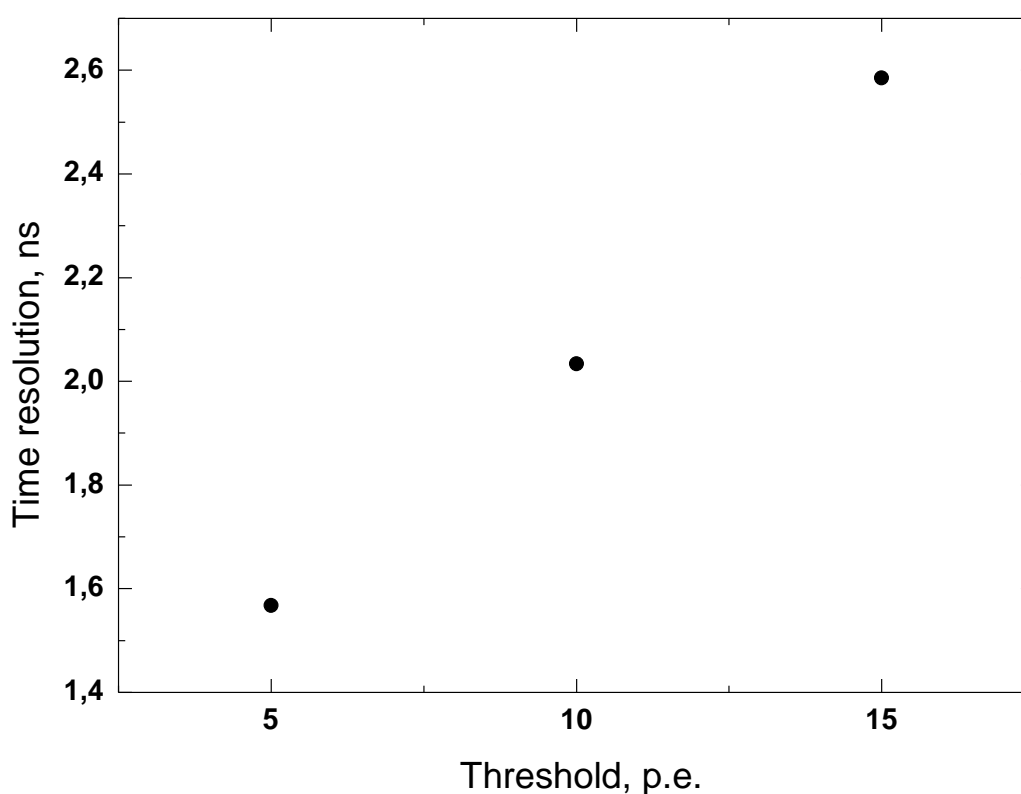


Рис. 38. Зависимость временного разрешения сцинтилляционного счетчика SC1 с кремниевым фотоумножителем от уровня дискриминации сигналов.

### 2.2.3. Отклик сцинтилляционного счетчика SC1 на мюоны космических лучей.

Отклик сцинтилляционного счетчика на мюоны космических лучей был изучен в лаборатории на поверхности и в подземной лаборатории на одной и той же глубине 85 м (200 м.в.э.) в Баксанской нейтринной обсерватории

(БНО ИЯИ РАН) и в шахте Пихасалми. Измерения в БНО ИЯИ РАН были выполнены В.И. Волченко. Исследования в шахте Пихасалми проводились на установке, созданной нами в ИЯИ РАН на базе измерительного стенда, описанного выше в данной главе. Эта установка была поставлена в Финляндию и в настоящее время успешно используется для тестирования всех элементов сцинтилляционной части эксперимента ЕММА. Температура в наземной и подземной лабораториях поддерживалась на уровне  $+18\text{ }^{\circ}\text{C}$  в течение всего времени измерений. Рабочее напряжение кремниевого фотоумножителя составляло  $27,3\text{ В}$ , что обеспечивало эффективность регистрации фотонов  $\sim 20\%$  на длине волны  $51\text{-}520\text{ нм}$ .

Зарядовые распределения событий, измеренные на поверхности и под землей в БНО ИЯИ РАН, показаны на рис. 39 и 40 соответственно. Результаты измерений в шахте Пихасалми представлены на рис. 41 и 42, также измеренные на поверхности и под землей соответственно. В этих измерениях регистрировались заряды всех событий, превышающих установленный порог дискриминатора, т.е. система работала в режиме “self-triggered mode”. Уровень дискриминации сигналов соответствовал  $\sim 15$  фотоэлектронам. Пик, обусловленный мюонами космических лучей, достаточно четко виден в обоих спектрах, измеренных на поверхности, и соответствует  $\sim 70$  фотоэлектронам. Как видно из приведенных рисунков, эффективность регистрации мюонов данным сцинтилляционным счетчиком близка к  $100\%$ . Полная скорость счета импульсов сцинтилляционного счетчика выше данного порога составляет  $\sim 7\text{ Гц}$ . Отметим, что уровень дискриминации сигналов ( $\sim 15$  фотоэлектронов) соответствует  $\sim 0,21\text{ МIP}$ , где МIP – средняя величина сигнала, обусловленного прохождением релятивистского мюона.

Большая часть событий в спектрах, измеренных в подземных лабораториях в БНО и в шахте Пихасалми, обусловлена радиоактивным фоном от окружающей породы. Однако мюонные пики также отчетливо видны и остаются в тех же каналах, что и в спектрах, измеренных в

лабораториях на поверхности в БНО и Пихасалми. Как видно из рис. 40 и 42, вклады мюонов в полные спектры на глубине 85 м малы. Полная скорость счета импульсов сцинтилляционного счетчика на этой глубине в шахте Пихасалми составляет  $\sim 5$  Гц, что говорит о довольно высоком уровне радиоактивного фона в месте эксперимента. Этот уровень остается постоянным во времени, что позволило создать автоматическую систему подстройки усиления кремниевых фотоумножителей в сцинтилляционных счетчиках эксперимента ЕММА [48, 49]. Принцип работы этой системы, разработанной В.И. Волченко и Г.В. Волченко, основан на отслеживании скорости счета сцинтилляционного счетчика выше установленного порога. То есть, репером этой системы является скорость счета сцинтилляционного счетчика  $N_r$ . При отклонении скорости счета от  $N_r$  автоматически изменяется напряжение питания кремниевого фотоумножителя сцинтилляционного счетчика – увеличивается при уменьшении скорости счета и уменьшается при увеличении скорости счета.

Скорость счета мюонов, которая получается из измеренных спектров, находится в хорошем согласии с результатами измерений [17-20] и мировыми данными по кривой поглощения мюонов, см. обзоры [99-100].

В целом, как видно из представленных спектров, мюонный пик хорошо выделяется над экспоненциальным хвостом спектра, обусловленном радиоактивным фоном среды, окружающей сцинтилляционные счетчики.

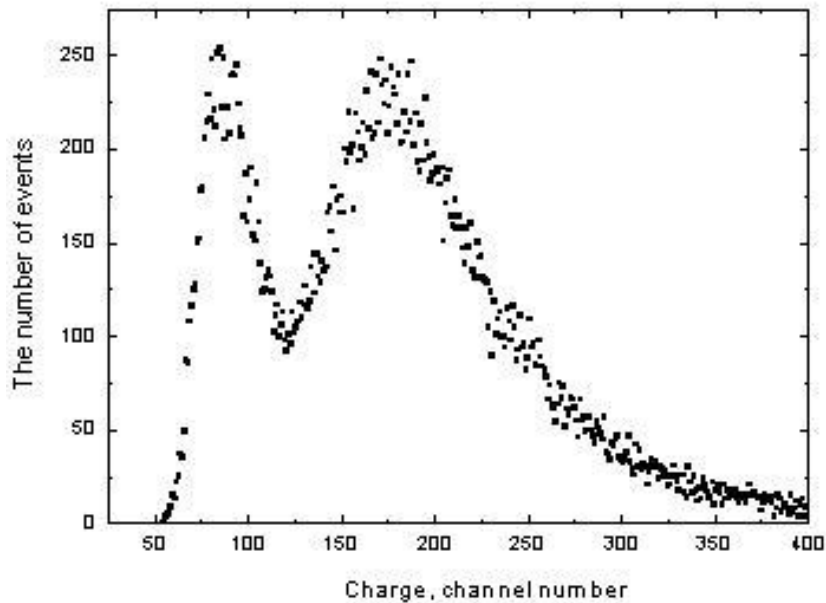


Рис. 39. Зарядовое распределение событий, измеренное в лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории на поверхности.

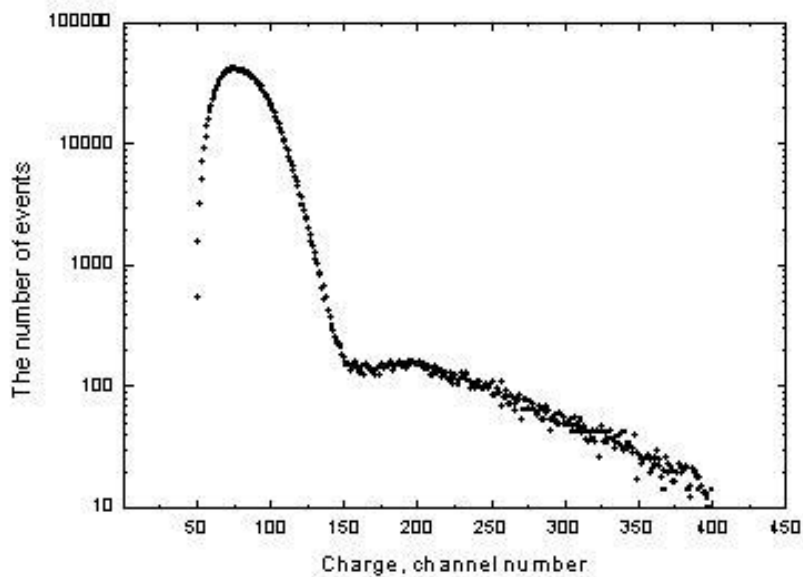


Рис. 40. Зарядовое распределение событий, измеренное в штольне Баксанской нейтринной обсерватории на глубине, эквивалентной ~ 200 м.в.э.



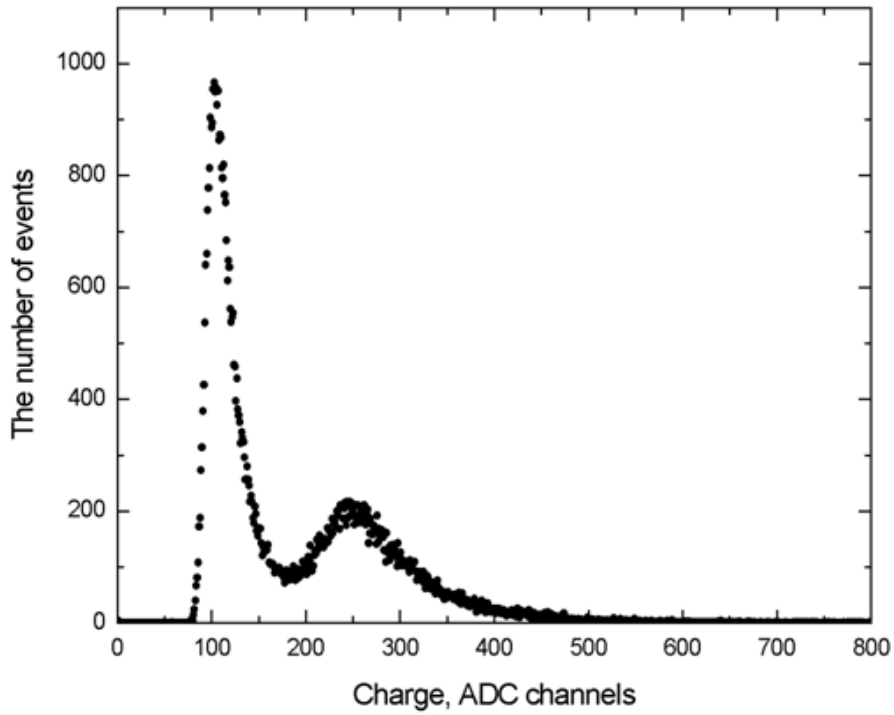


Рис. 41. Зарядовое распределение событий, измеренное в лаборатории на поверхности Центра подземной физики CUAPP университета г. Оулу.

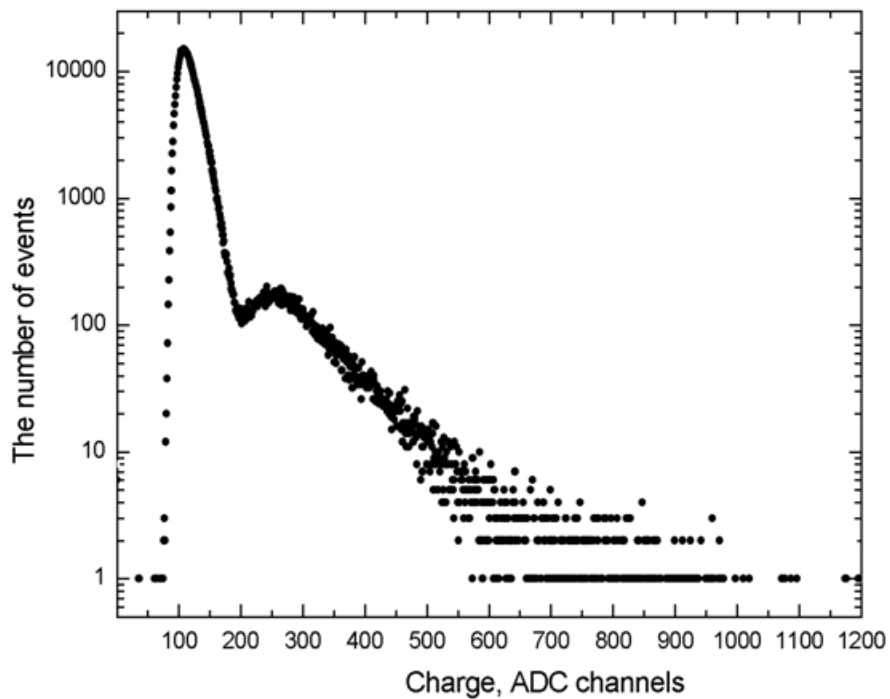


Рис. 42. Зарядовое распределение событий, измеренное в лаборатории Центра подземной физики CUAPP в шахте Пихасалми на глубине 200 м.в.э.



Рис. 43. Фотография измерительной установки с сцинтилляционным счетчиком SC1 в подземной лаборатории Центра подземной физики CUPP в шахте Пихасалми.

На рис. 43 показана фотография установки по измерению зарядового распределения импульсов сцинтилляционного счетчика SC1. Установка размещалась в домике эксперимента ЕММА (глубина  $\sim 200$  м.в.э.). Сам сцинтилляционный счетчик SC1 виден в левом нижнем углу фотографии под черной материей. Установка полностью соответствовала установке, представленной на рис. 12, только без той части, которая связана с временными измерениями (времяцифровым преобразователем (ВЦП)).

Для измерения эффективности регистрации мюонов космических лучей данными сцинтилляционными счетчиками был разработан специализированный стенд, схема которого показана на рис. 44. Данный стенд был разработан и внедрен для измерений в лаборатории CUPP на поверхности шахты Пихасалми.

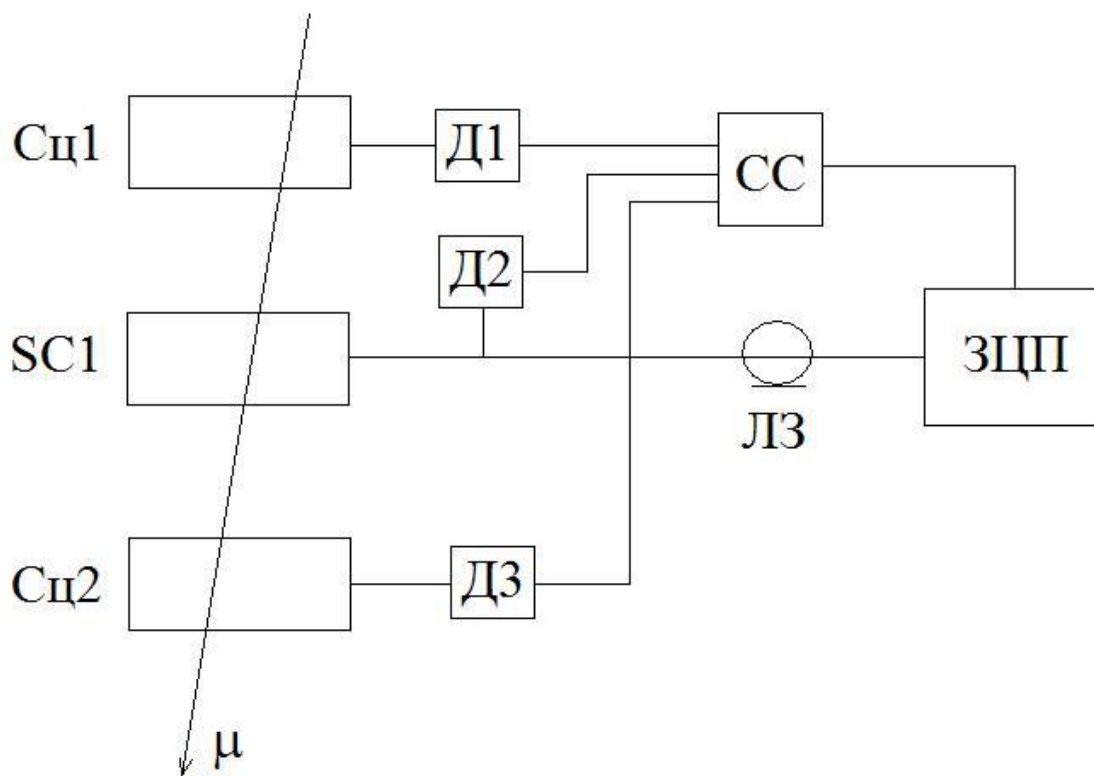


Рис. 44. Функциональная схема стенда для измерения эффективности регистрации мюонов космических лучей сцинтилляционными счетчиками SC1 эксперимента ЕММА.

Стенд состоит из мюонного телескопа, сформированного сцинтилляционными счетчиками Сц1 и Сц2, и исследуемого сцинтилляционного счетчика SC1. Счетчик SC1 фиксируется между счетчиками мюонного телескопа. Выходные импульсы всех счетчиков после прохождения дискриминаторов (Д1, Д2 и Д3 – LeCroy 621L) включаются в тройные совпадения в блоке СС (LeCroy 465), выходные сигналы которого являются сигналами “ворот” для зарядовоцифрового преобразователя ЗЦП (LeCroy 2249A). Выходной сигнал исследуемого счетчика SC1 после кабельной линии задержки поступает на вход преобразователя ЗЦП. На рисунке не показаны предусилители выходных импульсов кремниевых фотоумножителей сцинтилляционных счетчиков, которые закреплялись непосредственно на самих сцинтилляторах.

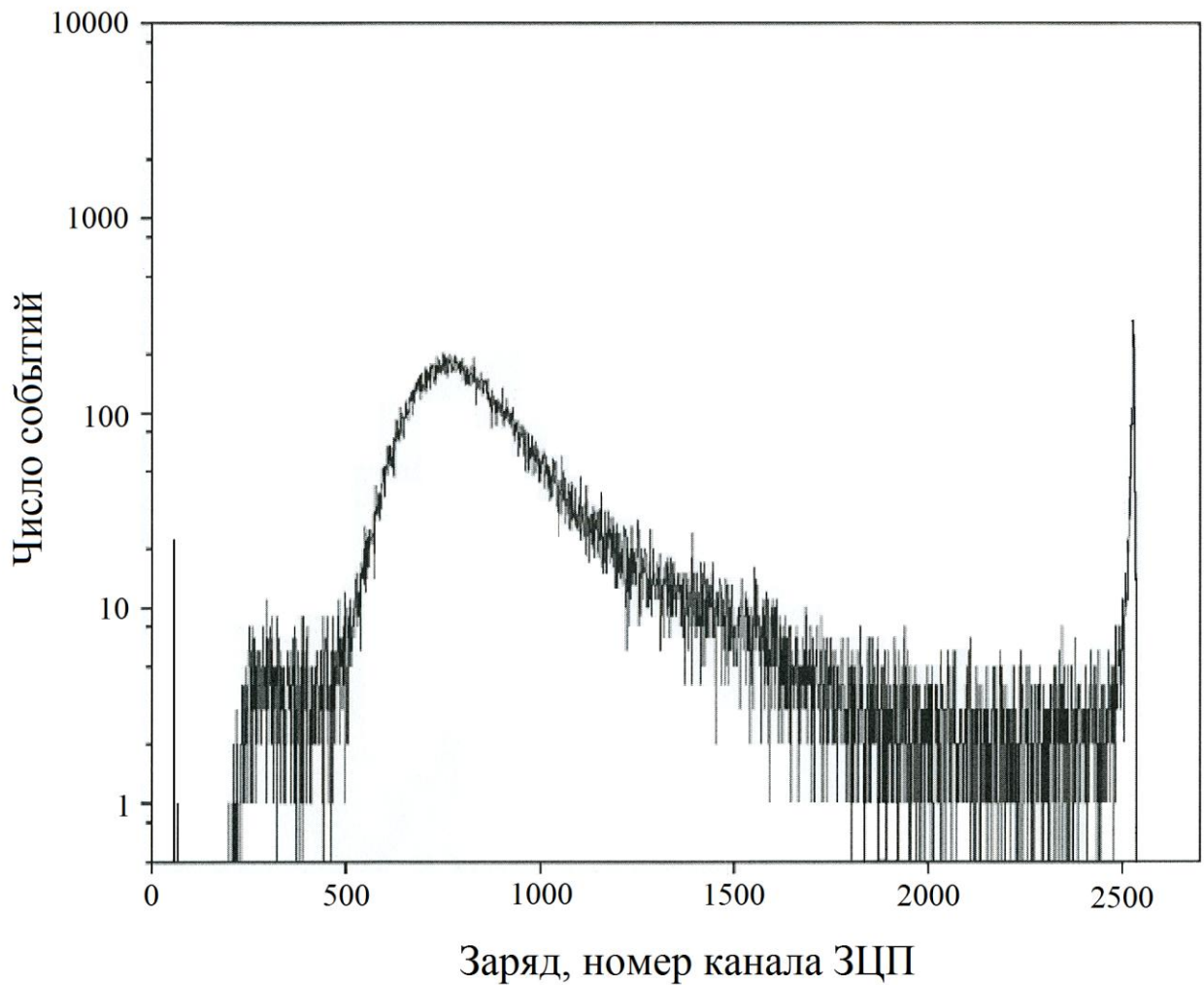


Рис. 45. Оклик сцинтилляционного счетчика SC1 на прохождение мюона космических лучей.

На рис. 45 представлен измеренный зарядовый спектр событий, обусловленных прохождением мюонов космических лучей через исследуемый сцинтилляционный счетчик SC1. Линия в крайне левой части спектра в районе 10 канала ЗЦП – это пьедестальные события, измеренные при отключенном исследуемом счетчике SC1. Из результатов измерений можно сделать вывод, что эффективность регистрации мюонов космических лучей сцинтилляционным счетчиком SC1 очень высока и близка к 100%.

Как уже упоминалось выше, сцинтилляционные счетчики SC1 собираются в матрицы 4x4 (16 счетчиков SC1), образуя сцинтилляционный детектор SC16 эксперимента ЕММА. Описание сцинтилляционного детектора SC16 и его исследование его параметров выходит за рамки данной работы, поэтому ограничимся общим эскизом и фотографией этого детектора. На рис. 46 и 47 можно видеть эскиз и фотографии сцинтилляционных детекторов SC16 соответственно.

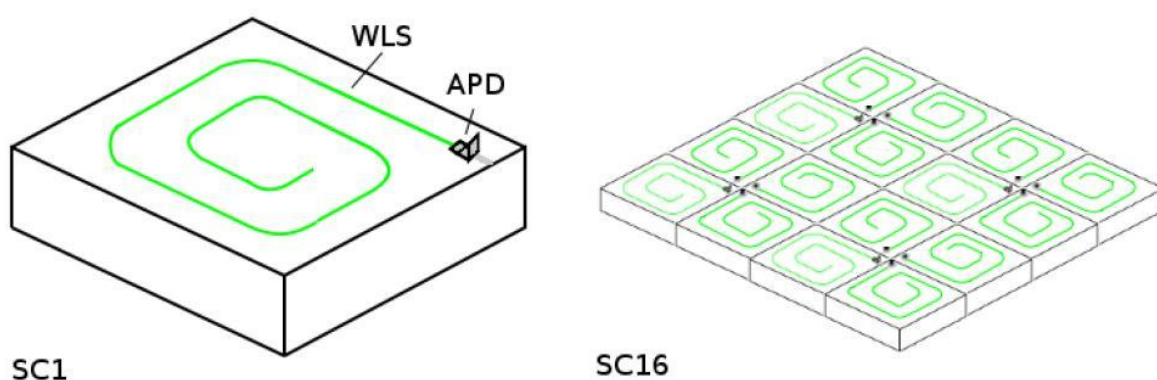


Рис. 46. Эскизы сцинтилляционного счетчика SC1 (левая часть рисунка) и сцинтилляционного детектора SC16 (правая часть).



Рис. 47. Фотография сцинтилляционных детекторов SC16 при их тестировании в лаборатории центра СУРР на поверхности шахты Пихасалми.

## **Глава 3. Фотонные методы для низкофоновой лаборатории Центра подземной физики CURP.**

### **3.1. Методы измерения параметров кристаллических сцинтилляторов, разрабатываемых для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета-распада ядер и темной материи**

Нейтринная физика низких энергий и поиск частиц темной материи получили за последние 10-20 лет огромное развитие. Открытие осцилляций нейтрино доказало, по существу, наличие у нейтрино массы покоя отличной от нуля. Остается открытым вопрос о природе этой массы – майорановская или дираковская масса нейтрино, т.е. тождественно нейтрино своей античастице или нет. Другие не менее важные вопросы касаются иерархии масс нейтрино и абсолютной шкалы масс нейтрино. На эти вопросы могут ответить эксперименты по поиску двойного безнейтринного  $\beta$ -распада ядер. Эти процессы настолько редки, что эксперименты по поиску таких процессов требуют экстремально низкого уровня фона. В экспериментах по прямому поиску частиц темной материи также требуется чрезвычайно низкий уровень фона. В силу этих обстоятельств, для проведения таких экспериментов необходимо создание низкофоновых лабораторий глубокого заложения, для того, чтобы минимизировать вклад от фона космогенного происхождения.

В последнее время для такого класса экспериментов разрабатываются относительно тяжелые неорганические сцинтилляционные кристаллы, такие, как  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{ZrMoO}_4$  и т.д. Эти кристаллы наряду с характеристиками привлекательными для таких экспериментов, обладают и некоторыми недостатками, ставящими определенные экспериментальные сложности для измерения их параметров. А именно, такие сцинтилляторы характеризуются медленной кинетикой сцинтилляционного свечения и относительно малым уровнем световыходов.

При измерении световыходов сцинтилляторов с характерными

временами высвечивания в десятки микросекунд появляется сложность для проведения измерений классическим способом – интегрированием сигналов детектора с последующим амплитудным анализом, так как доступные стандартные спектрометрические усилители имеют наибольшие времена интегрирования в 10-12 мкс. Возможно, конечно, измерить световыход таких сцинтилляторов оцифровкой формы каждого сцинтилляционного импульса с последующим интегрированием всех импульсов, составляющих сцинтилляционный импульс, off-line. Но такой подход довольно дорогостоящий и достаточно сложен для внедрения его, например, на заводе-изготовителе кристаллов для быстрой и оперативной оценки параметров кристаллов.

Нами предложен довольно простой выход из этой ситуации применением sdвоенных измерений – сначала тщательное исследование кинетики свечения сцинтилляционных кристаллов методом счета коррелированных во времени фотонов с применением классических широкодиапазонных времяцифровых преобразователей, выявление различных компонент с разными временами высвечивания и определение вклада каждой компоненты в полный световыход. Затем измеряется зарядовое распределение сцинтилляционных импульсов при облучении стандартными радиоактивными источниками с интегрированием сигнала в стандартных коммерчески доступных спектрометрических усилителях с постоянной интегрирования в 10-12 мкс. Затем, зная вклад компонент с разными временами высвечивания, восстанавливается полный световыход кристалла.

Другой метод, также довольно простой, заключается в прямом счете фотонов или, говоря точнее, фотоэлектронов. Дело в том, что сцинтилляционный импульс медленных сцинтилляторов с малым световыходом представляет собой набор однофотоэлектронных импульсов фотоумножителя, регистрирующего импульсы сцинтиллятора.

Эти предложенные методы и средства для измерения параметров



сцинтилляционных кристаллов будут описаны ниже, в последующих параграфах данной главы.

### **3.2. Широкодиапазонный времяцифровой преобразователь БПВ-15.**

Во многих физических экспериментах возникает необходимость измерения интервалов времени длительностью до сотен микросекунд и более. В качестве примера можно привести эксперименты, где планируется использовать уже упоминавшиеся, так называемые, “медленные” сцинтилляционные кристаллы, времена высвечивания которых составляют десятки или даже сотни микросекунд. Кроме того, отдельный интерес представляют явления, имеющие место в самих детекторах. Например, послеимпульсы в классических вакуумных фотоэлектронных умножителях (ФЭУ).

Для измерения длительности интервалов времени в ядерно-физических экспериментах в настоящее время широко используются времяцифровые преобразователи. Основная масса времяцифровых преобразователей специализирована для измерения малых интервалов времени от десятков пикосекунд до сотен наносекунд. Кроме этого, такие преобразователи не всегда доступны и их стоимость остается довольно высокой. Для изучения кинетики свечения “медленных” сцинтилляционных кристаллов и временных распределений послеимпульсов в вакуумных фотоумножителях нами был разработан и создан 12-ти разрядный времяцифровой преобразователь БПВ-15. Одними из требований к времяцифровым преобразователям были простота использования, изготовления и доступность элементной базы.

Времяцифровой преобразователь БПВ-15 предназначен для измерения интервалов времени длительностью до 276 мкс с шириной канала преобразования 67 нс. По методу измерения временного интервала БПВ-15 является преобразователем прямого счета [50, 51], т.е. в преобразователе сначала формируется интервал времени, длительность которого напрямую

равна времени между передними фронтами измеряемых импульсов. Этот интервал времени затем оцифровывается с помощью генератора импульсов тактовой частоты.

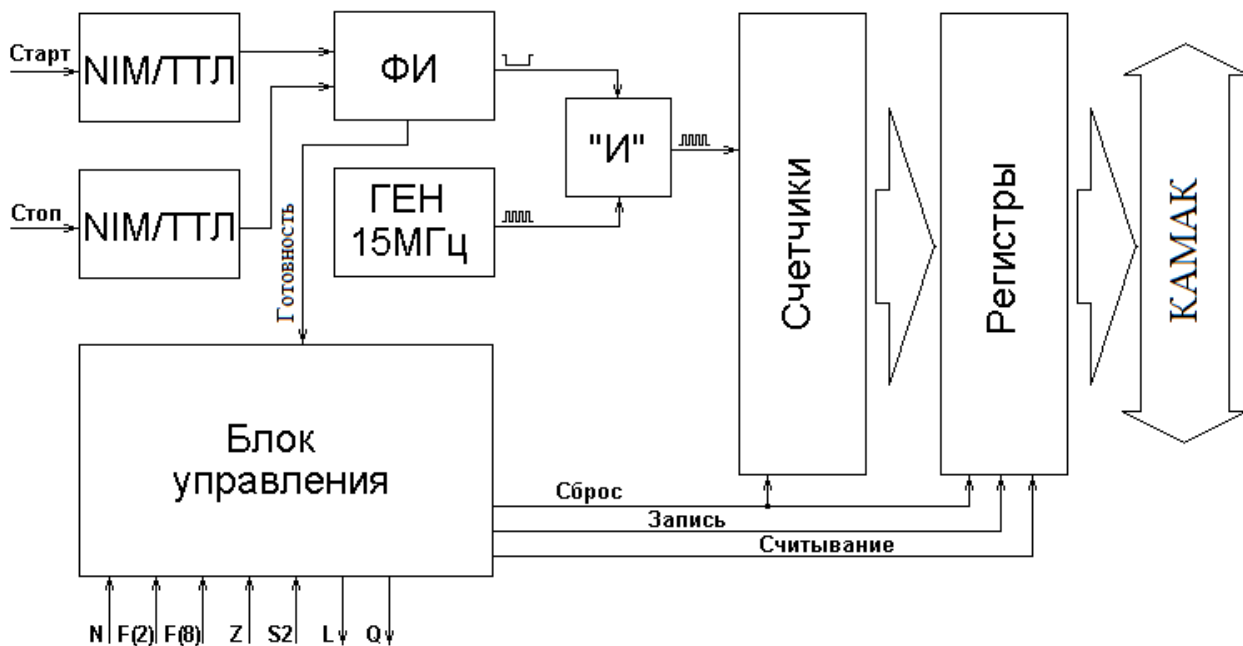


Рис. 48. Функциональная схема времяцифрового преобразователя БПВ-15.

Преобразователь выполнен на базе микросхем ТТЛ/ТТЛШ. Для корректной работы счетчиков ТТЛШ частота импульсов тактового генератора выбрана равной 15 МГц. Функциональная схема времяцифрового преобразователя БПВ-15 приведена на рис. 48. Преобразователь состоит из следующих блоков: двух преобразователей уровней (NIM-ТТЛ), формирователя импульса (ФИ), тактового генератора (ГЕН), блоков управления, счетчиков и регистров. После преобразования уровней от NIM в ТТЛ сигналы “Старт” и “Стоп” поступают в формирователь импульса ФИ. Длительность выходного импульса формирователя ФИ пропорциональна измеряемому интервалу времени. Максимальная длительность измеряемого интервала времени ограничена до значения 276 мкс. По заднему фронту

измеряемого импульса формируется сигнал “Готовность” в блок управления для выработки LAM-запроса, выставления его на магистраль КАМАК и записи накопленных данных счетчиков в выходные регистры. С помощью логического элемента “И” измеряемый интервал времени заполняется импульсами тактового генератора. Выходные сигналы элемента “И” считываются счетчиками и через регистры поступают на шину КАМАК.

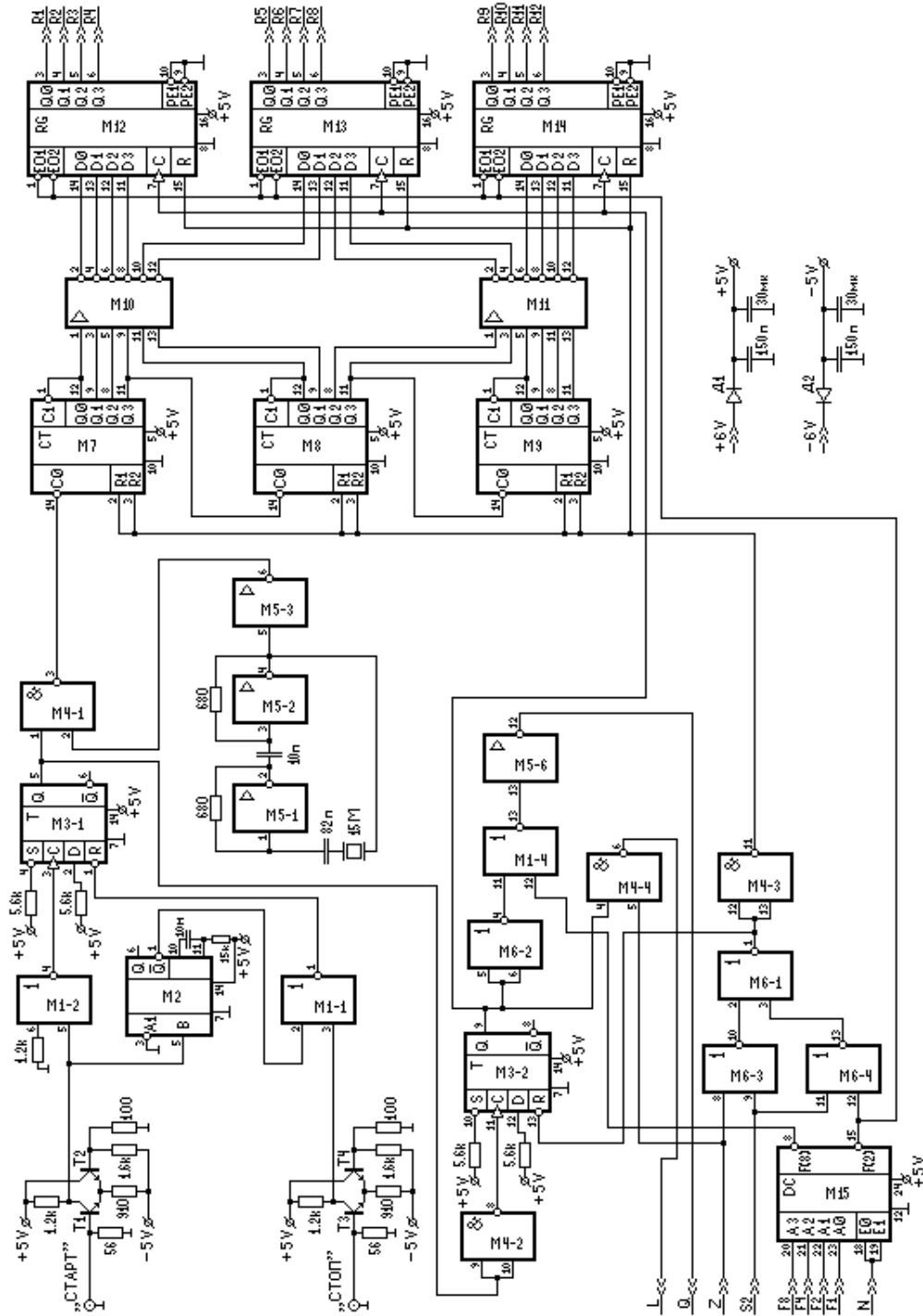


Рис. 49. Принципиальная электрическая схема времяцифрового преобразователя БПВ-15: М1, М6 – К155ЛЕ1; М2 – К155АГ1; М3 – К155ТМ2; М4 – К155ЛА12; М5 – К155ЛН1; М7-М9 – К555ИЕ5; М10, М11 – К155ЛН2; М12-М14 – К155ИР15; М15 – К155ИД3; Т1-Т4 – 2Т368А; Д1, Д2 – КД106А.

Принципиальная электрическая схема времяцифрового преобразователя БПВ-15 приведена на рис. 49. Преобразователи уровней НИМ-ТТЛ выполнены на транзисторах Т1-Т4 (2Т368А). Формирователь импульса ФИ, представляет собой D-триггер М3-1 (К155ТМ2). Максимальная длительность измеряемого временного интервала определяется длительностью выходного импульса одновибратора М2 (К155АГ1). Генератор выполнен на кварцевом резонаторе 15 МГц и трех инверторах М5 (К155ЛН1). Выходные импульсы логического элемента “И” М4 (К155ЛА12) подаются на три последовательно соединенных четырехразрядных двоичных счетчика М7-М9 (К555ИЕ5). Состояния счетчиков М7-М9 по сигналу “Готовность” от блока управления через элементы М10-М11 (К155ЛН2) записываются в три четырехразрядных регистра М12-М14 (К155ИР15). Блок управления состоит из элементов М15, М6, М4-2, М4-3, М4-4, М3-2, М1-4 и М5-6. В этом блоке дешифрируются команды КАМАК и формируются управляющие сигналы для остальных блоков преобразователя БПВ-15.

Калибровочные измерения по определению ширины канала преобразователя БПВ-15 проводились с помощью измерительного стенда, функциональная схема которого показана на рис. 50 а и б. Для определения ширины канала импульсы от генератора импульсов Г1 (Г5-72) с частотой повторения импульсов  $\sim 1$  кГц подаются через дискриминатор Д1 (LeCroy 623AL) на вход “Старт” времяцифрового преобразователя. Импульсы второго генератора Г2 (Г5-72), синхронизованные и задержанные по времени относительно импульсов генератора Г1 (переключатель *K* в положении “1”), после дискриминатора Д2 (LeCroy 623AL) поступают на вход “Стоп” преобразователя. Время задержки сигнала “Стоп” от сигнала “Старт” регулируется генератором Г2. Значения временных интервалов, измеренные преобразователем, считываются в персональный компьютер IBM-PC/AT-486 через крейт-контроллер КК-009. При калибровочных измерениях интервалы времени между сигналами “Старт” и “Стоп” выставляются с шагом 5 мкс с точностью  $< 1$  нс с помощью аналогового быстродействующего осциллографа

ТЕКТРОНИХ 2465В. Затем, сформированные таким образом временные интервалы измеряются в каналах времяцифрового преобразователя.

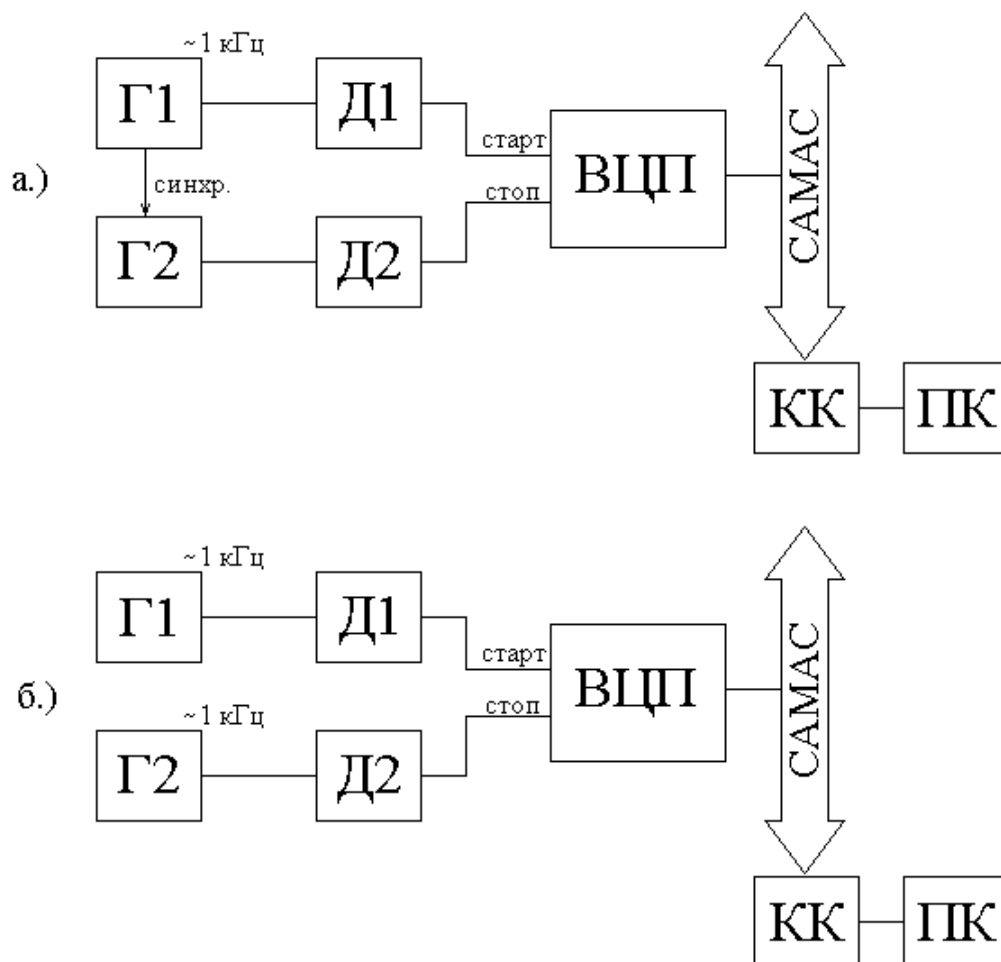


Рис. 50. Испытательный стенд для калибровочных измерений (а) и исследований дифференциальной и интегральной нелинейности (б) времяцифрового преобразователя БВП-15: Г1 и Г2 – генераторы импульсов Г5-54; Д1 и Д2 – дискриминаторы LeCroy 623; ВЦП – времяцифровой преобразователь БВП-15; КК – крест-контроллер КК-009; ПК – персональный компьютер IBM-PC/AT-486.

На рис. 51 представлена измеренная зависимость результатов оцифровки в каналах преобразователя от длительности временного интервала в микросекундах. Из наклона данной кривой определяется значение ширины канала преобразователя, равное 67 нс.

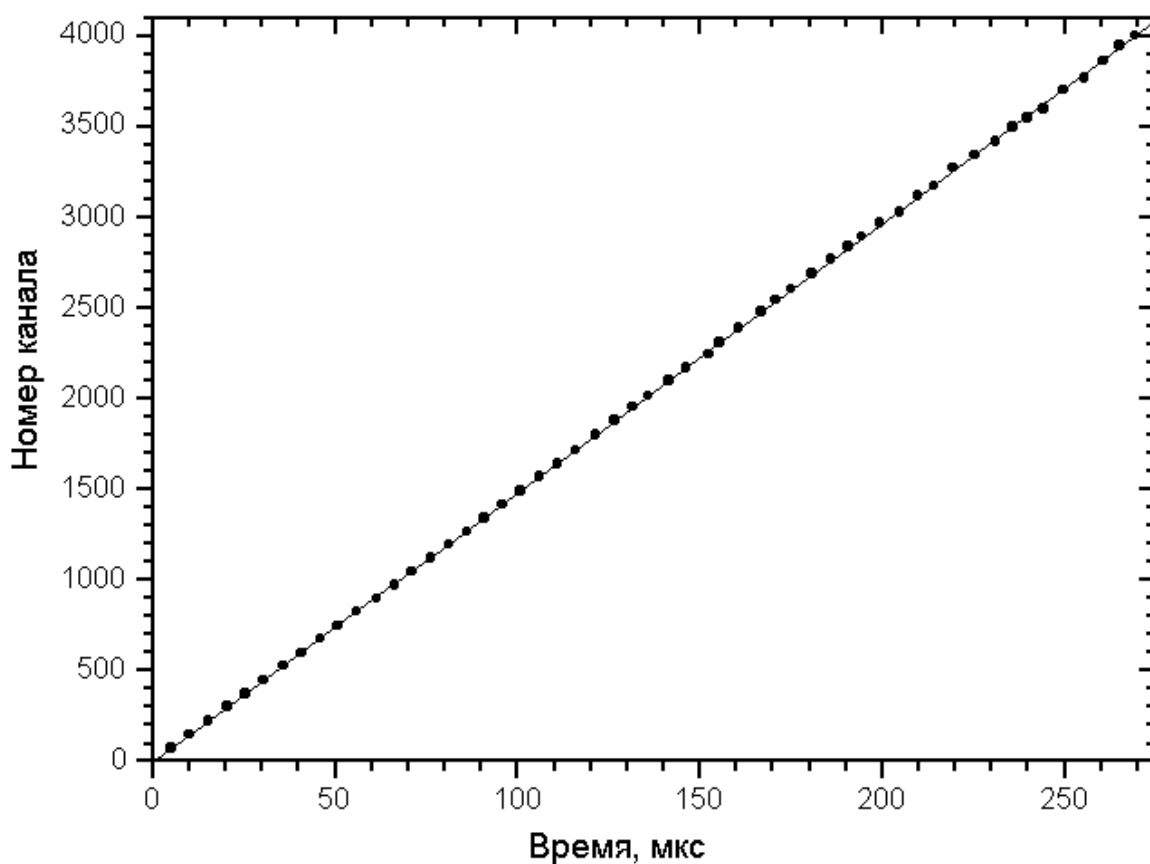


Рис. 51. Калибровочная кривая времяцифрового преобразователя БПВ-15.

Измерения интегральной и дифференциальной нелинейности преобразователя проводятся на том же стенде (рис. 50б), но в этом случае генераторы Г1 и Г2 работают независимо друг от друга, т.е. взаимно не синхронизованы (переключатель К в положении “2”). Частоты повторения импульсов обоих генераторов устанавливаются равными  $\sim 1$  кГц. Таким образом, обеспечивается случайный некоррелированный характер появления сигналов “Старт” и “Стоп”. Измерения продолжаются до накопления более чем  $10^3$  событий в каждом канале преобразователя. Результаты измерений

приведены на рис. 52. Дифференциальная нелинейность не превышает 4%, а интегральная нелинейность составляет  $\leq 1\%$ .

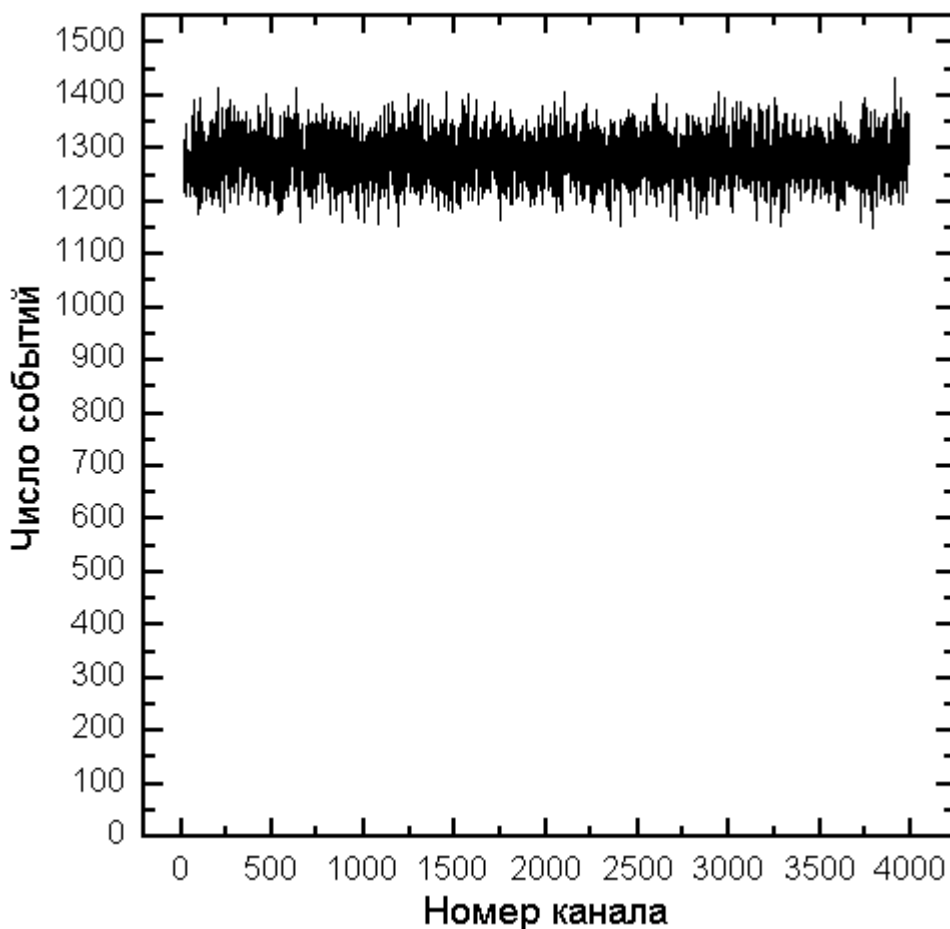


Рис. 52. Исследование интегральной и дифференциальной нелинейности БПВ-15.

Преобразователи БПВ-15 активно используются в настоящее время в лабораторных исследованиях как послеимпульсов ФЭУ, так и кинетики сцинтилляционного свечения ряда кристаллов, см. параграф 3.3 данной главы.

Успешная эксплуатация на протяжении ряда лет времяцифрового преобразователя БПВ-15 показывает его высокую надежность, простоту и удобство использования. Максимальный диапазон измеряемых интервалов времени БПВ-15 составляет 276 мкс, а ширина канала преобразователя - 67



нс. Интегральная и дифференциальная нелинейности не превышают 1% и 4% соответственно. Времяцифровой преобразователь БПВ-15 выполнен в механическом стандарте КАМАК и занимает одну станцию крейта. На рис. 53 представлены фотографии времяцифрового преобразователя БПВ-15.

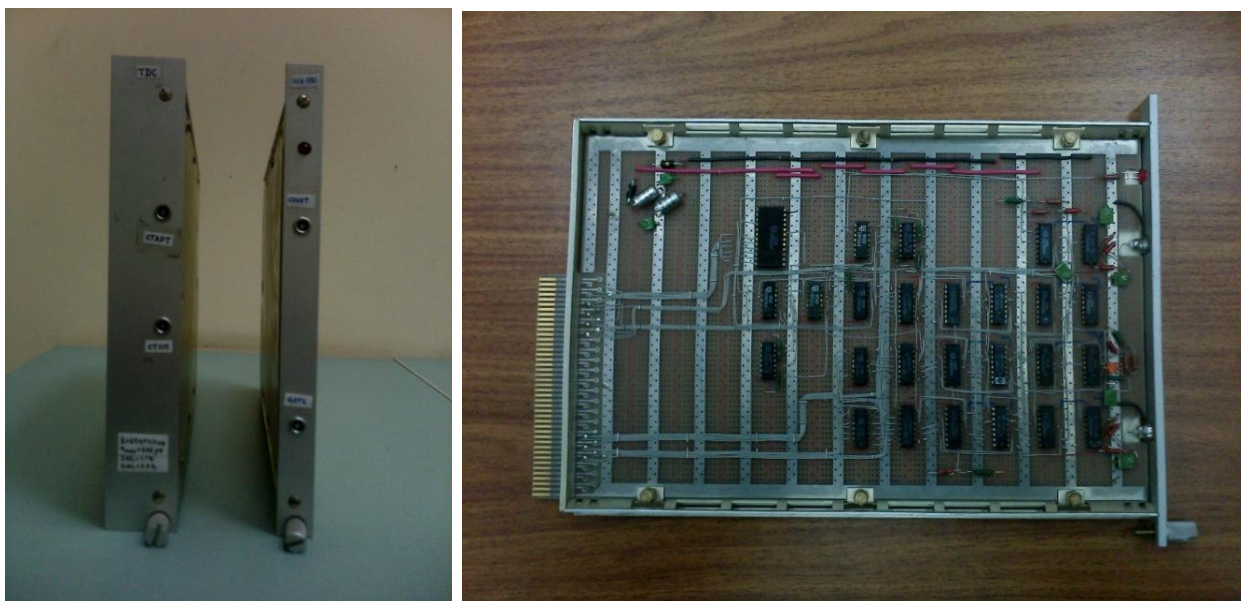


Рис. 53. Фотографии времяцифрового преобразователя БПВ-15.

### **3.2.1. Послеимпульсы в фотоэлектронных умножителях с большими временами задержки от основного импульса.**

Послеимпульсы в ФЭУ – это импульсы, строго коррелированные с основным импульсом и отстающие от него на время от десятков наносекунд до десятков микросекунд. Это явление, по-видимому, было открыто в 40-х годах XX века Г.А. Мортонем с сотрудниками, по крайней мере, на это указывал Джеймс С. Аллен в своих работах [52, 53], в которых впервые было произнесено слово “послеимпульсы” (“Afterpulses”). К сожалению, эта работа Г.А. Мортонна не была опубликована в свое время. Первыми же опубликованными работами, в которых описывается это явление, нужно считать работы Т.Н.К. Годфрея и др. [54], К.П. Мёллера и др. [55], Р.Дж. Лантера и Р.В. Корвина [56], Ф.Х. Уэллса [57] и уже упоминавшегося Дж.С. Аллена. Правда во всех этих работах, кроме работ Дж.С. Аллена, послеимпульсы еще упоминаются как “импульсы-сателлиты” (“Satellite-Pulses”), фальш-импульсы (“Spurious pulses”) и т.д.

На сегодняшний день общепринято, что основным источником послеимпульсов является как ионизация атомов остаточного газа в вакуумном объеме фотодетекторов, так и поверхностная ионизация атомов и молекул, адсорбированных на поверхностях эмиттеров фотодетекторов [58-63]. В основном, послеимпульсы распределены во временном интервале от  $\sim 100$  нс до  $\sim 15$ -20 мкс после основного импульса [58-63, 106]. На рис. 54 и 55 показаны типичные распределения времен задержки послеимпульсов для крупногабаритных 8-дюймовых фотоумножителей с полусферическим фотокатодом диаметром 20 см, измеренные для фотоумножителя XR1806 производства фирмы PHOTONIS [109] и фотоумножителя EMI9350KB фирмы Thorn-EMI соответственно.

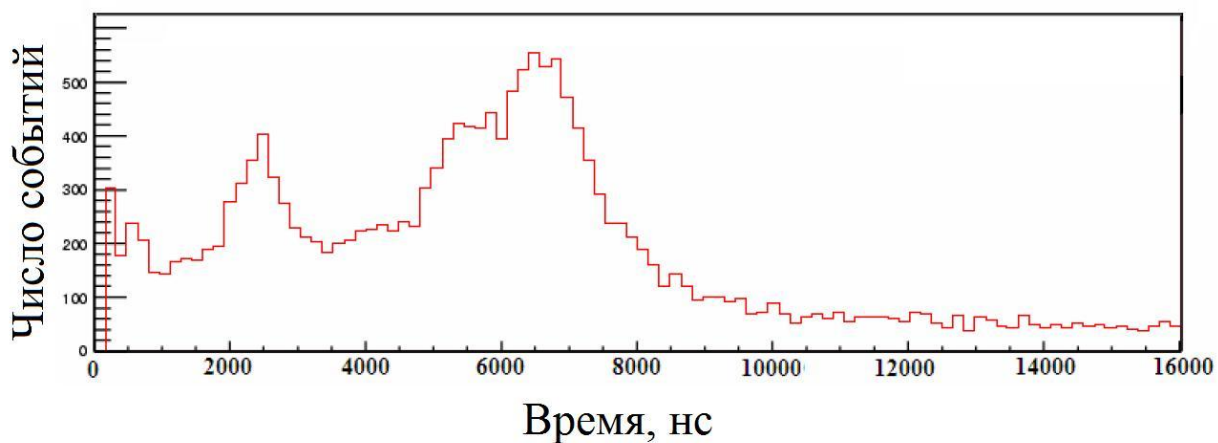


Рис. 54. Распределение времен задержек послеимпульсов для фотоумножителя XP1806 с фотокатодом размером 20 см в диаметре [109].

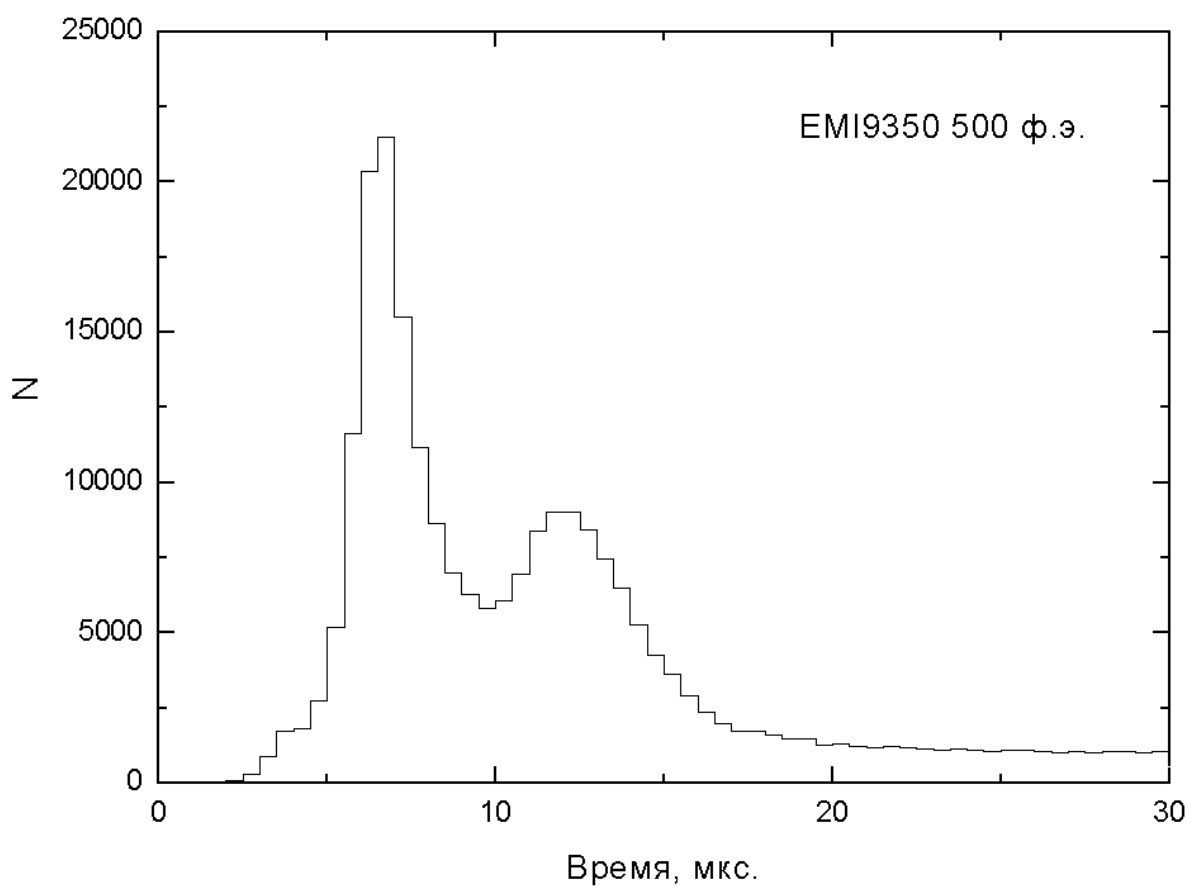


Рис. 55. Распределение времен задержек послеимпульсов для фотоумножителя EM19350KB с фотокатодом размером 20 см в диаметре.

Наблюдаемые пики в распределении обусловлены группами ионов различных масс. При временах задержки более 15-20 мкс распределение выходит на подложку случайных срабатываний от импульсов темнового тока фотоумножителя.

В работе японских авторов М.Ямашита и др. [64] сообщалось о наблюдении послеимпульсов с временами задержки до 40 мкс, при этом распределение времен задержек этих послеимпульсов было экспоненциальным без каких-либо пиков. Авторы этой работы пытались объяснить наблюдаемые результаты флуоресцентным свечением материалов динодов фотоумножителя. Я.Жао [65] также наблюдал послеимпульсы до 40 мкс в фотоумножителях, работающих в системах ЛИДАР, и попытался объяснить их появление флуоресценцией стеклооболочки фотоумножителя при попадании на нее ионов остаточного газа. Надо сказать, что внутреннее свечение в вакуумных фотоумножителях исследовалось ранее в работах [107, 63] и совсем недавно в работе [108]. Б.М. Глуховских и И.Ф.Ярошенко [66] выдвигали модель экзоэлектронной эмиссии для объяснения послеимпульсов с большими временами задержки. В этой модели электроны, бомбардируя диноды, проникают вглубь материала эмиттеров и образуют там вакансии, которые медленно диффундируют к поверхности эмиттера, где рекомбинируют и дают вторичные электроны. Однако этот механизм работает, как указывали авторы, только для времен задержки послеимпульсов до 20-30 мкс.

При исследовании послеимпульсов в вакуумных ФЭУ различного типа для использования в эксперименте LENA [11] (здесь следует напомнить, что этот эксперимент планировалось разместить именно в экспериментальном комплексе CUPP в шахте Пихасалми) с помощью преобразователя БПВ-15 нами был обнаружен новый класс послеимпульсов с временами задержки от основного импульса в диапазоне ~70-200 мкс [67, 68]. На рис. 56 показано распределение времен задержек таких послеимпульсов, зарегистрированных в ФЭУ ЕМІ9350. Зарядовое распределение этих послеимпульсов носит

сугубо однофотозлектронный характер и их вероятность образования не превышает 0,1% на фотозлектрон.

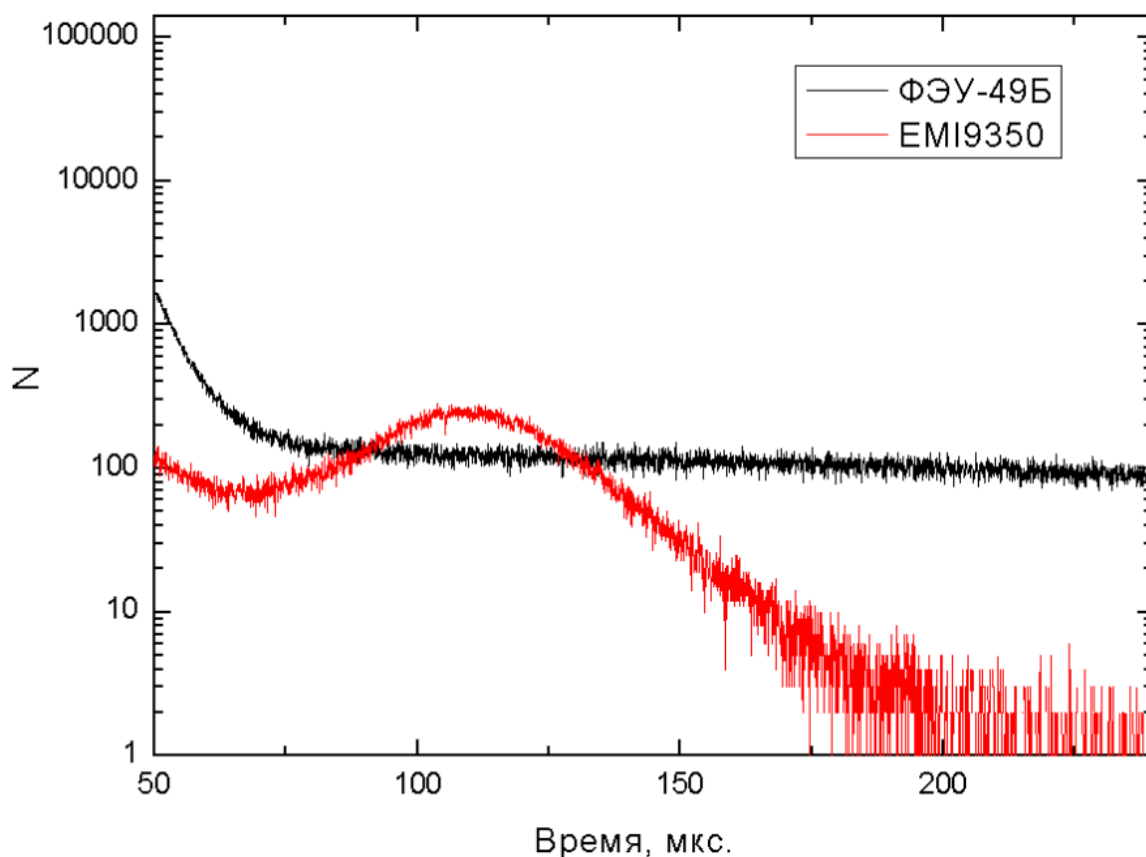


Рис. 56. Распределение времен задержек послеимпульсов с большим временем задержки, зарегистрированных в ФЭУ ЕМІ9350 с помощью времяцифрового преобразователя БПВ-15.

Амплитуда светового сигнала в основном импульсе составляла ~500 фотозлектронов. Более темным цветом, черным в цветном варианте, представлен спектр задержек послеимпульсов в фотоумножителе ФЭУ-49Б. На обоих спектрах видно влияние пуассоновского распределения временных интервалов в виде экспоненциальной подложки [69, 70], что характерно для работы с классическими “старт-стопными” времяцифровыми преобразователями, каковым является блок БПВ-15. Для того чтобы избежать этого влияния были проведены измерения с этим же ФЭУ, но уже с FADC L-783. Результат измерений показан на рис. 57. Верхняя кривая

измерена с амплитудой основного сигнала в 500 фотоэлектронов, а нижняя кривая для 20 фотоэлектронов.

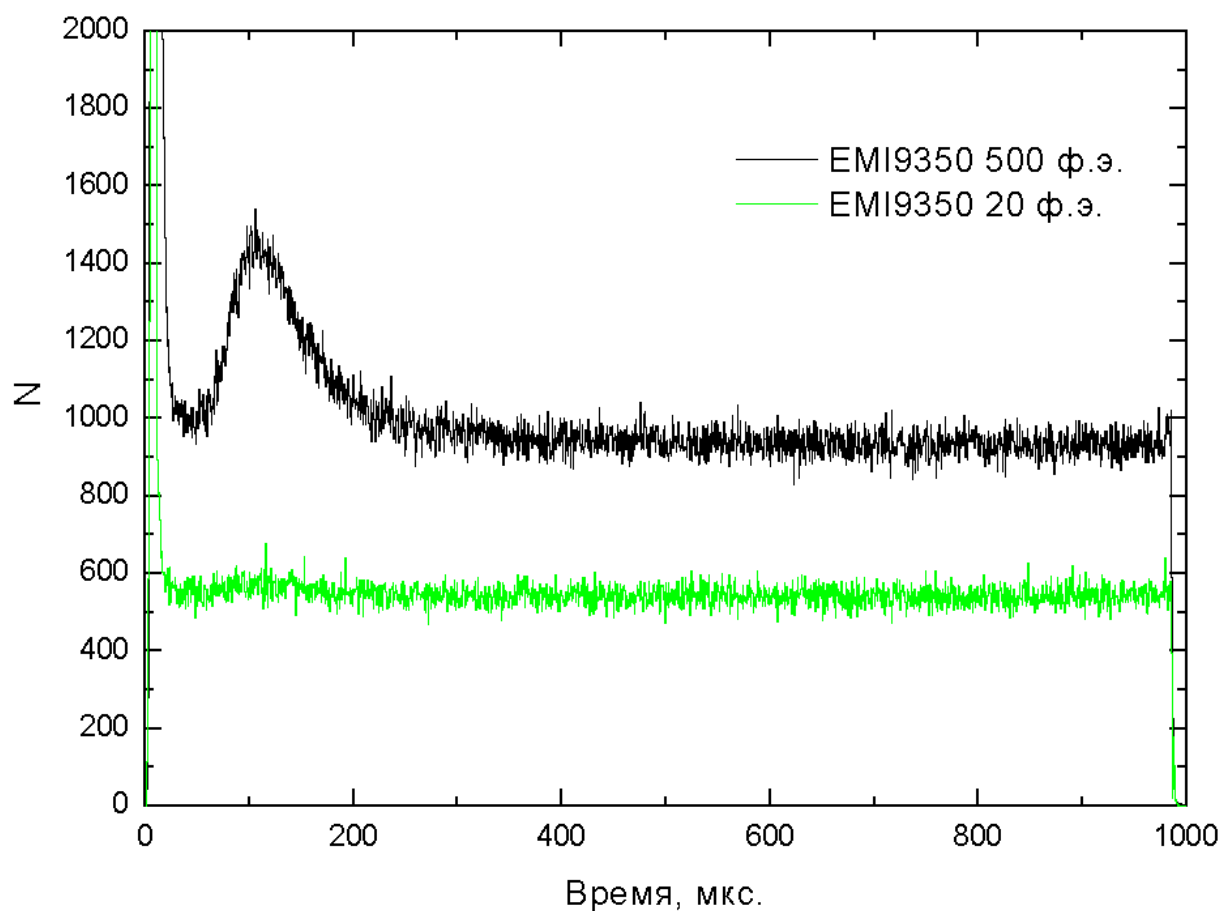


Рис. 57. Распределение времен задержек послеимпульсов с большими временами задержек, зарегистрированных в ФЭУ ЕМІ9350 с помощью FADC L-783.

На рис. 58 показано это же распределение времен задержек послеимпульсов фотоумножителя ЕМІ3950, но только в другом масштабе, в более узком диапазоне, включающем и события с меньшими временами задержек, т.е. “классические” “ионные” послеимпульсы – они хорошо видны в крайней левой части спектра, особенно пик с максимумом на 6-7 мкс, как на рис. 55. Широкий пик послеимпульсов с аномально большими временами задержек виден также в области времен задержек 70-170 мкс.

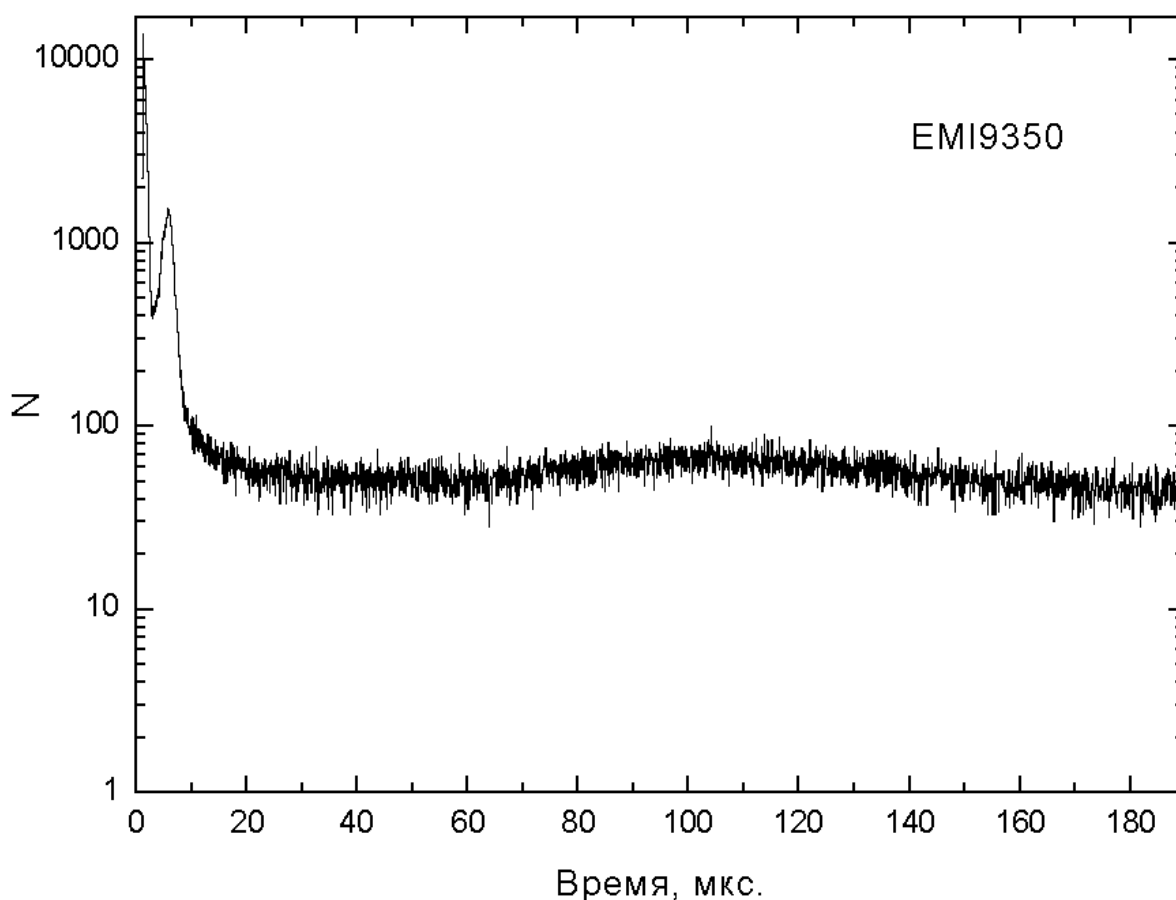


Рис. 58. Распределение времен задержек послеимпульсов с большими временами задержек, зарегистрированных в ФЭУ EMI9350 с помощью FADC L-783. Другой масштаб по сравнению с рис. 57.

Следует отметить, что в настоящее время такие послеимпульсы обнаружены нами только в двух типах крупногабаритных ФЭУ (EMI9350 и XP1806) из большого числа исследованных ФЭУ различного типа. Существование такого класса послеимпульсов не объясняется общепринятыми на сегодняшний день моделями образования послеимпульсов в вакуумных ФЭУ. Поэтому необходимо дальнейшее тщательное изучение этого явления, поскольку, несмотря на малую вероятность образования, такие послеимпульсы могут накладывать ограничения на эксперименты по поиску редких событий, использующих временную информацию.

### **3.3. Измерение кинетики свечения медленных сцинтилляторов с малым световыходом.**

Световой выход и кинетика свечения сцинтилляционных кристаллов являются очень важными параметрами. Они играют практически определяющую роль, наряду с радиационной чистотой, при проектировании, создании и проведении экспериментов по поиску редких событий. Сцинтилляционный кристалл  $\text{CaMoO}_4$  представляет большой интерес для физиков-экспериментаторов на протяжении ряда последних лет. Следует отметить, что в ряде работ [71–74] сообщалось о кинетике свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , но при этом утверждалось, что свечение кристалла имеет простой одноэкспоненциальный характер с одной постоянной времени высвечивания  $\sim 15\text{--}17$  мкс. Следует отметить, что только в одной работе [75] сообщалось о существовании быстрой компоненты с постоянной времени высвечивания  $\tau \sim 10$  нс наряду с основной компонентой с постоянной времени в несколько десятков микросекунд, но это наблюдалось лишь при криогенных температурах  $\sim 10$  К.

Кристалл  $\text{CaMoO}_4$  для исследований был выращен методом Чохральского в ростовой установке с высокочастотным нагревом из шихты стехиометрического состава [94, 95]. Материал шихты предварительно был очищен до высокой чистоты. Кристалл имеет размеры  $24,7 \times 24,7 \times 26,7$  мм<sup>3</sup>. Все грани кристалла отполированы.



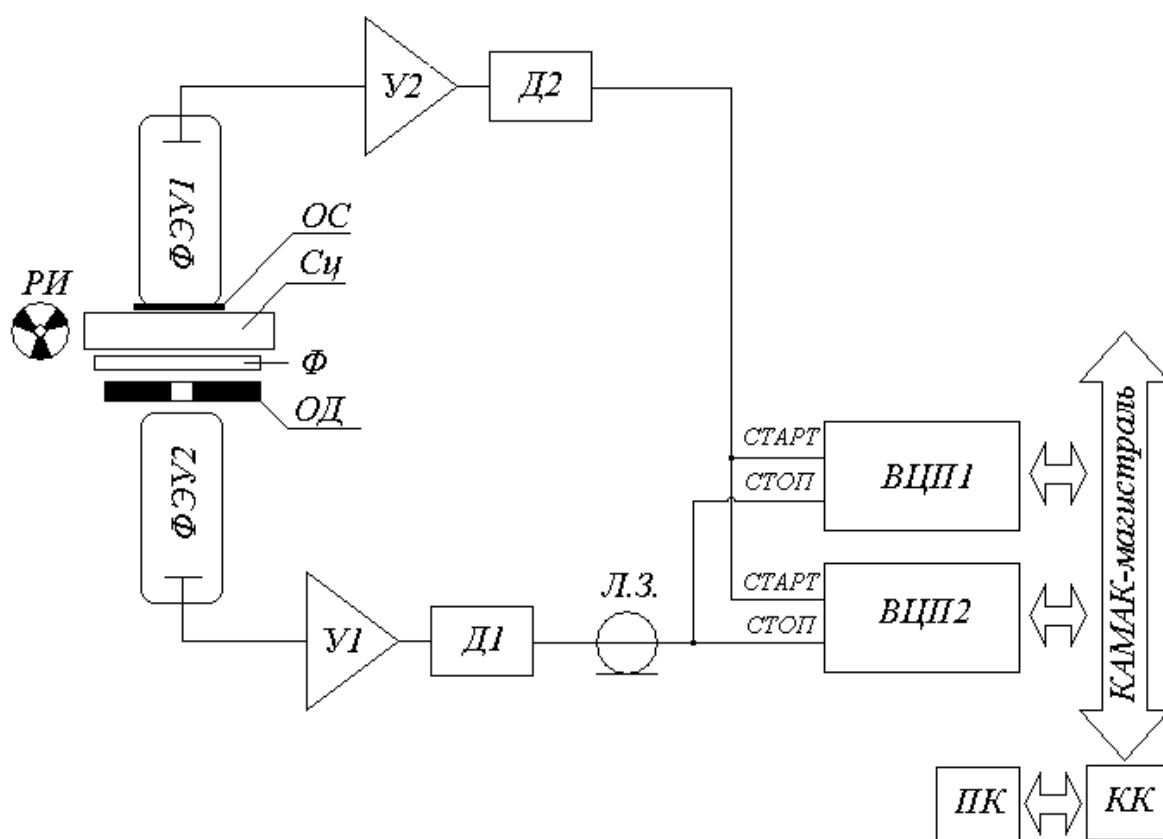


Рис. 59 Функциональная схема измерительного стенда для исследования кинетики свечения медленных кристаллов. *РИ* – радиоактивный источник ( $\alpha$ -источник -  $^{238}\text{Pu}$ ;  $\gamma$ -источник -  $^{37}\text{Cs}$ ); *ФЭУ<sub>1</sub>* – Hamamatsu R1398; *ФЭУ<sub>2</sub>* – Hamamatsu R1450; *Сц* – сцинтилляционный кристалл  $\text{CaMoO}_4$ ; *Ф* – набор оптических фильтров нейтральной плотности; *ОД* – оптическая диафрагма; *ОС* – оптическая смазка ВС-630 (Vicron); *У1* и *У2* – быстродействующие усилители LeCroy 612AM; *Д1* и *Д2* – дискриминаторы импульсов LeCroy 621LB; *ЛЗ* – линия задержки; *ВЦП1* – времяцифровой преобразователь БПТ12А1; *ВЦП2* – широкодиапазонный времяцифровой преобразователь БПВ-15; *КК* – крейт-контроллер КК-009; *ПК* – персональный компьютер IBM-PC/AT 486i.

Для изучения кинетики свечения кристаллов  $\text{CaMoO}_4$  был разработан и создан измерительный стенд, функциональная схема которого показана на рис. 59. В измерениях используется метод счета коррелированных во времени фотонов [76, 77]. Кристалл просматривается двумя фотоумножителями  $\PhiЭУ_1$  (Hamamatsu R1398) и  $\PhiЭУ_2$  (Hamamatsu R1450), боковые грани кристалла обмотаны пленкой VM2000 с высокой отражающей способностью в широком диапазоне длин волн, покрывающем полностью спектр излучения кристалла. Исследуемый сцинтилляционный кристалл  $\text{Ca}$  притирается к фотокатоду фотоумножителя  $\PhiЭУ_1$  с помощью оптической смазки BC-630 (Vicron) производства фирмы Saint-Gobain. Анодные сигналы фотоумножителей усиливаются быстродействующими усилителями LeCroy 612AM и поступают на входы дискриминаторов импульсов LeCroy 621BL. Выходные импульсы дискриминаторов подаются на входы времяцифровых преобразователей  $ВЦП_1$  и  $ВЦП_2$ .

Кристалл облучался  $\alpha$ -частицами с энергиями  $\sim 5.5$  МэВ ( $^{238}\text{Pu}$ ) и  $\gamma$ -квантами с энергиями  $\sim 662$  кэВ ( $^{137}\text{Cs}$ ). В измерениях применялись времяцифровые преобразователи двух типов (быстродействующий  $ВЦП_1$  и медленный  $ВЦП_2$ ) для измерений быстрых и медленных составляющих сцинтилляционного свечения кристалла. В качестве быстродействующего преобразователя  $ВЦП_1$  использовался блок БПТ-12А1 [78] – широкодиапазонный  $ВЦП$  с шагом 75 пс и полным диапазоном измеряемых временных интервалов 5 мкс. Для измерения медленных компонент сцинтилляций использовался медленный преобразователь  $ВЦП_2$  – блок БПВ-15 [91, 92], описанный выше (шаг 67 нс, диапазон 276 мкс).

Однофотоэлектронный уровень засветки фотокатода  $\PhiЭУ_2$  достигается ослаблением светового потока с помощью набора оптических фильтров нейтральной плотности и диафрагмы. Это необходимо при использовании метода счета коррелированных во времени фотонов. Уровни дискриминации сигналов  $\PhiЭУ_1$  и  $\PhiЭУ_2$  устанавливаются равными  $\sim 3a_1$  и  $0.25a_1$  соответственно, где  $a_1$  – средний заряд однофотоэлектронного импульса

каждого ф.э.у. При этом скорости счета импульсов темнового тока при таком уровне дискриминации сигналов не превышают  $\sim 10 \text{ с}^{-1}$  и  $\sim 200 \text{ с}^{-1}$  для  $\Phi Э У_1$  и  $\Phi Э У_2$  соответственно. Влияние шумов ФЭУ на измерения кинетики сцинтилляционного свечения кристалла пренебрежимо мало.

Результаты измерений приведены в таблице №1. Кинетика свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  при облучении  $\alpha$ -частицами и  $\gamma$ -квантами имеет сложный многокомпонентный характер. На рис. 60 показана кинетика сцинтилляционного свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  при облучении  $\alpha$ -частицами и  $\gamma$ -квантами в диапазоне  $0 \div 120$  мкс. Как видно из этого рисунка, в световыход кристалла основной вклад вносят компоненты с  $\tau \sim 1.4$  мкс ( $A = 5,5\%$ ),  $\sim 5.0$  мкс ( $29\%$ ) и  $\sim 15.8$  мкс ( $65\%$ ) для  $\gamma$ -квантов и  $\sim 1.0$  мкс ( $6\%$ ),  $4.6$  мкс ( $35\%$ ) и  $15.2$  мкс ( $58\%$ ) для  $\alpha$ -частиц. В скобках приведены вклады соответствующих компонент в полный световыход кристалла. Как уже отмечалось выше, вклад от фоновых событий, обусловленный темновым током фотоумножителя, в данных измерениях мал и не превышает 1-2%, однако, корректировка вклада фоновых событий все равно производилась.

Таблица №1.

$\tau$ , мкс; $A$ , %	$\alpha$ -частицы	$\gamma$ -кванты
$\tau_1$	$12 \cdot 10^{-3}$	$15 \cdot 10^{-3}$
$\tau_2$	$36 \cdot 10^{-3}$	$46 \cdot 10^{-3}$
$A_1 + A_2$	1	0.5
$\tau_3$	1.0	1.4
$A_3$	6	5.5
$\tau_4$	4.6	5.0
$A_4$	35	29
$\tau_5$	15.2	15.8
$A_5$	58	65

Примечание:  $\tau$  – постоянная времени высвечивания,  $A_i$  – вклад разных компонент в общий световыход;  $A_1 + A_2$  – суммарный вклад быстрых компонент.

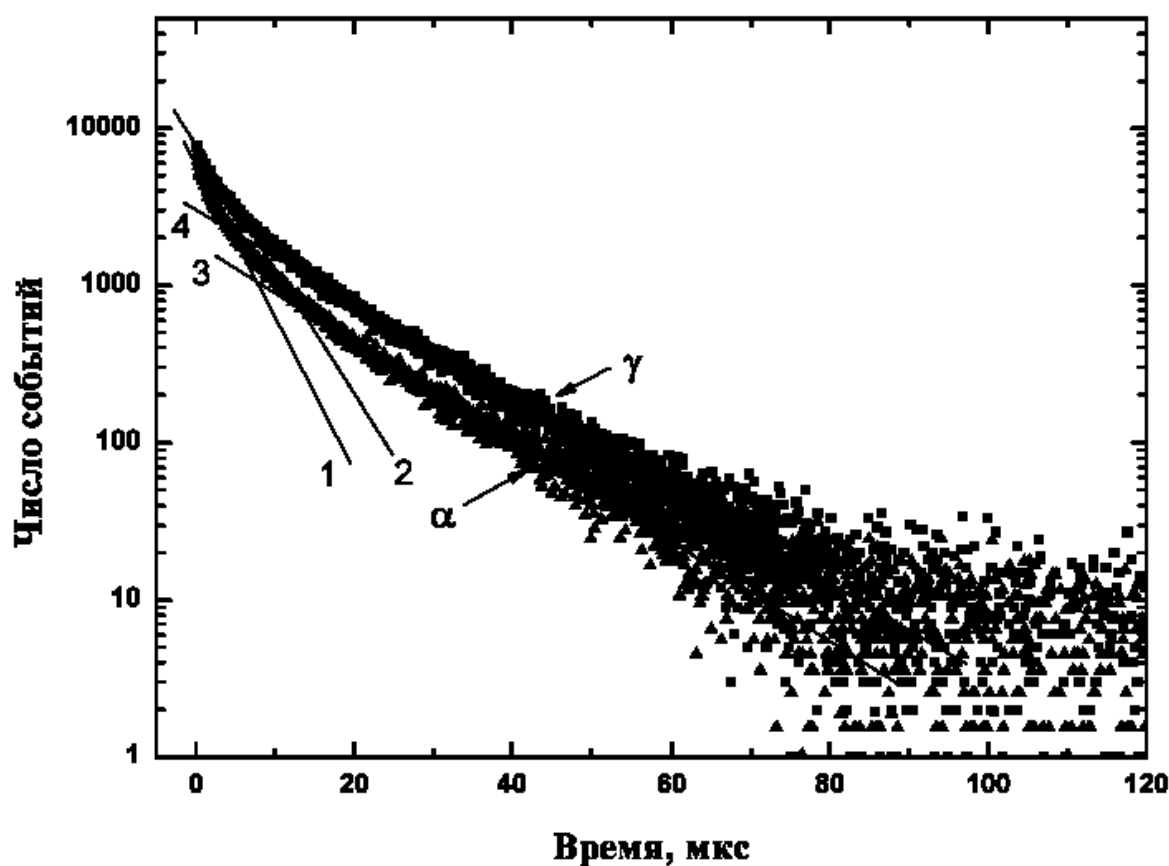


Рис. 60 Кинетика сцинтилляционного свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  при облучении  $\alpha$ -частицами и  $\gamma$ -квантами в диапазоне  $0 \div 120$  мкс. Фиттирующие кривые 1 и 3 соответствуют медленным компонентам с  $\tau_4 = 4,6$  мкс и  $\tau_5 = 15,2$  мкс соответственно при облучении кристалла  $\alpha$ -частицами с энергией  $\sim 5,5$  МэВ от источника  $^{238}\text{Pu}$ , а кривые 2 и 4 соответствуют медленным компонентам с  $\tau_4 = 5,0$  мкс и  $\tau_5 = 15,8$  мкс соответственно при облучении кристалла  $\gamma$ -частицами с энергией  $\sim 662$  кэВ от источника  $^{137}\text{Cs}$ .

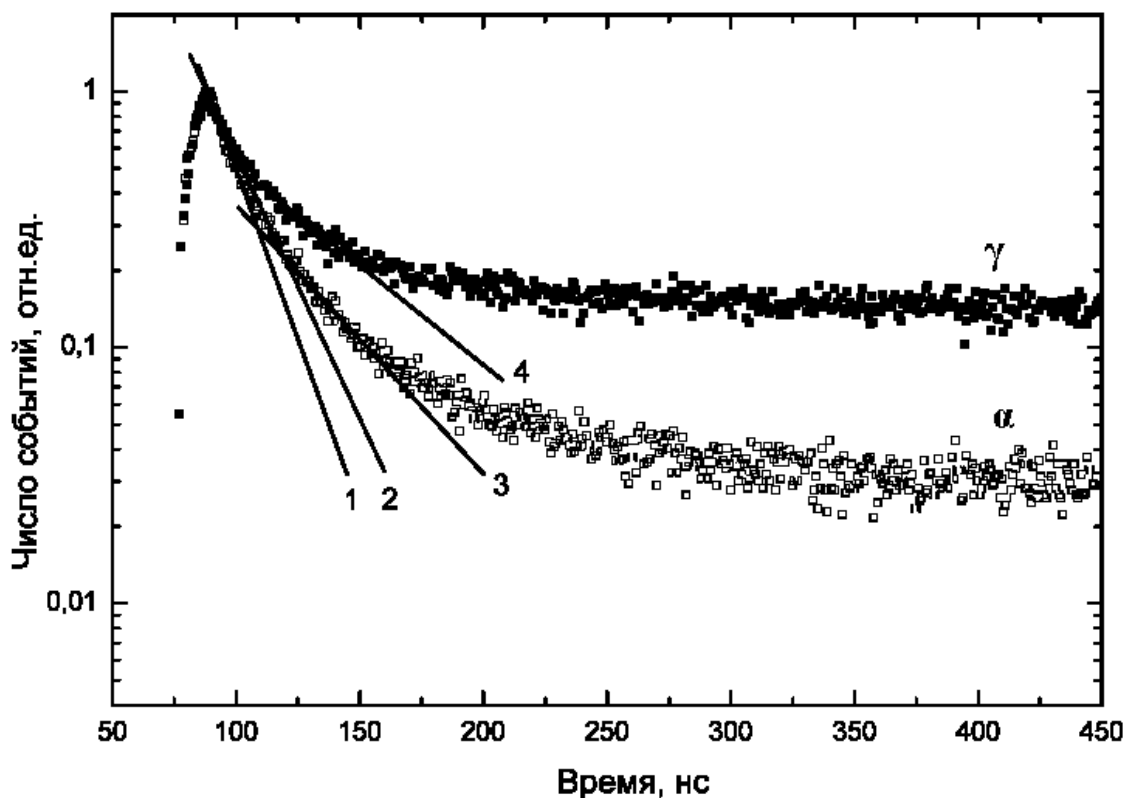


Рис. 61 Кинетика сцинтилляционного свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  при облучении  $\alpha$ -частицами и  $\gamma$ -квантами в диапазоне  $0 \div 450$  нс. Фиттирующие кривые 1 и 3 соответствуют быстрым компонентам с  $\tau_1 = 12$  нс и  $\tau_2 = 36$  нс соответственно при облучении кристалла  $\alpha$ -частицами с энергией  $\sim 5,5$  МэВ от источника  $^{238}\text{Pu}$ , а кривые 2 и 4 соответствуют быстрым компонентам с  $\tau_4 = 15$  нс и  $\tau_5 = 46$  нс соответственно при облучении кристалла  $\gamma$ -частицами с энергией  $\sim 662$  кэВ от источника  $^{137}\text{Cs}$ .

Хотелось бы еще раз обратить внимание на обнаруженное нами существование быстрых компонент сцинтилляционного свечения кристаллов  $\text{CaMoO}_4$  при комнатной температуре. Кинетика высвечивания быстрых компонент сцинтилляций представлена на рис. 61. Выделяются две компоненты с  $\tau \sim 15$  нс и  $\tau \sim 46$  нс для  $\gamma$ -квантов и  $\tau \sim 12$  нс и  $\tau \sim 36$  нс для  $\alpha$ -частиц. По световыходу вклад этих компонент незначителен и не превышает  $\sim 1\%$  от полного световыхода [81].

### **3.4. Измерения световыхода медленных сцинтилляторов с малым световыходом.**

Как отмечалось выше, измерение световыхода медленных кристаллов с малым световыходом представляет некоторые экспериментальные сложности, так как постоянная времени высвечивания превышает ~10 мкс. Сцинтилляционный импульс таких кристаллов представляет собой набор преимущественно однофотонных импульсов фотоумножителя, регистрирующих сцинтилляционный импульс кристалла. На рис. 62 показаны осциллограммы сцинтилляционных импульсов кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , зарегистрированные при облучении кристалла  $\gamma$ -квантами с энергией 662 кэВ от источника  $^{137}\text{Cs}$ . На верхней и нижней частях этого рисунка осциллограммы сцинтилляционных импульсов кристалла показаны в широкой (200 мкс/20 мкс на деление) и узкой (1,75 мкс/200 нс на деление) временных развертках соответственно. На рисунках хорошо видна быстрая компонента сцинтилляционного импульса кристалла. При этом видно, что амплитуда импульсов быстрой компоненты составляет ~10 фотоэлектронов. Это позволяет облегчить существенно организацию триггерного сигнала для измерений сцинтилляционного световыхода данных кристаллов. На рис. 63 представлены также формы сцинтилляционных импульсов кристалла при облучении  $\alpha$ -частицами с энергиями ~5,5 МэВ от источника  $^{238}\text{Pu}$  тоже в широком (верхняя часть) и узком (нижняя часть) временных масштабах.

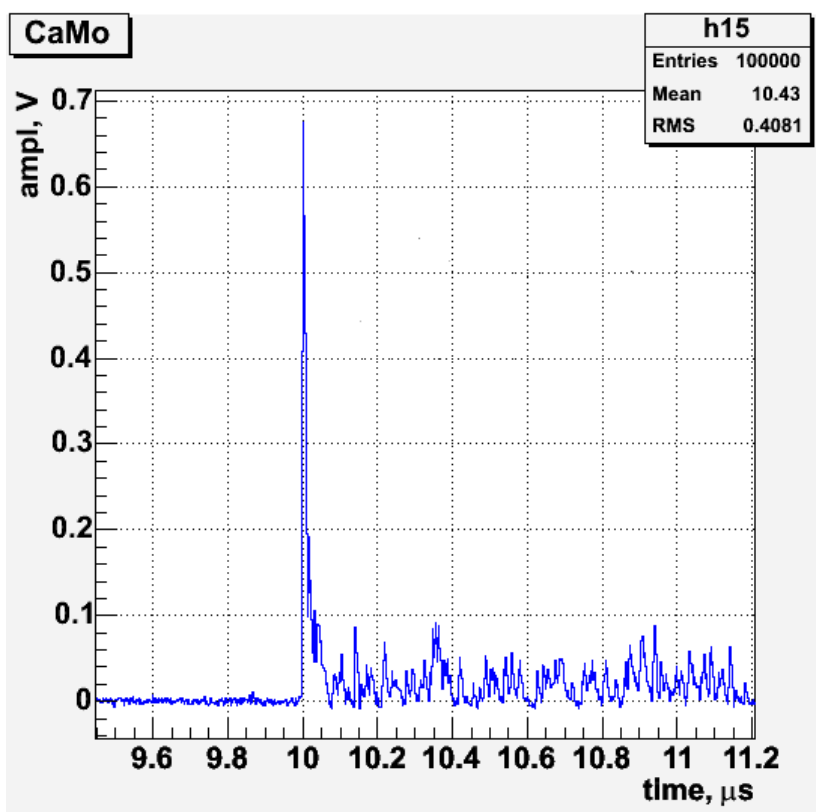
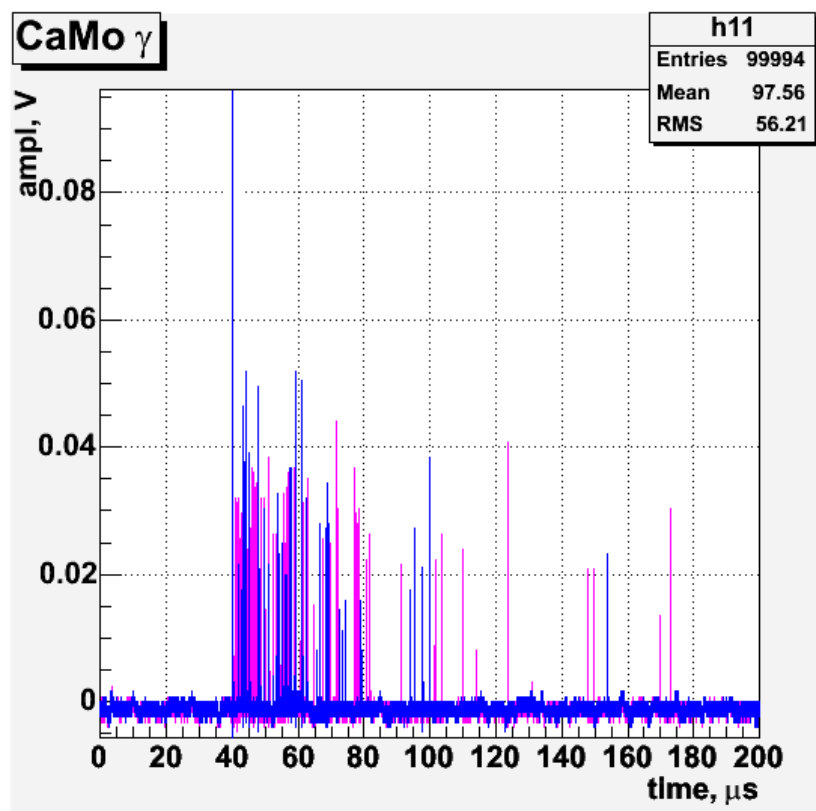


Рис. 62. Осциллограммы сцинтиляционных импульсов кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , зарегистрированная при облучении кристалла  $\gamma$ -квантами от источника  $^{137}\text{Cs}$ .



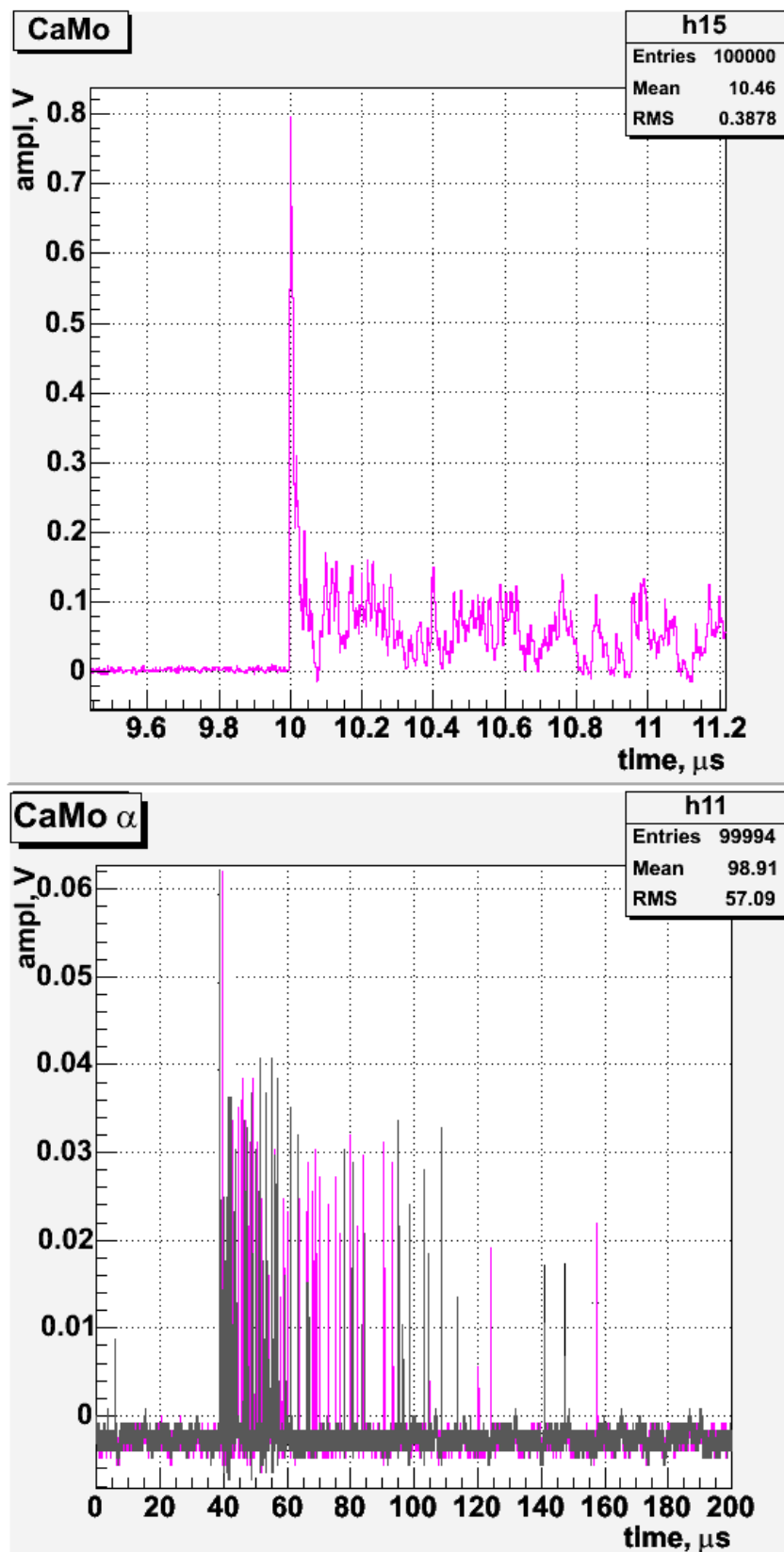


Рис. 63. Осциллограммы сцинтилляционных импульсов кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , зарегистрированная при облучении кристалла  $\alpha$ -частицами с энергиями  $\sim 5,5$  МэВ от источника  $^{238}\text{Pu}$ .

Другой сложностью при работе с кристаллом  $\text{CaMoO}_4$  является то, что спектр излучения этого кристалла имеет максимум при  $\lambda_{\text{max}} = 540\text{-}560$  нм, причем значительная часть излучения кристалла лежит в оранжево-красной области спектра. На рис. 64 представлен измеренный нами спектр излучения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  при фотовозбуждении. В этих измерениях кристалл облучался ультрафиолетовым светодиодом UVTOP255-FW-TO39, спектр излучения которого имеет максимум на длине волны  $\lambda_{\text{max}} = 255$  нм и ширину  $\Delta\lambda = 8$  нм. Спектр излучения измерялся с помощью интерференционных фильтров и кремниевого фотоумножителя со структурой N-on-P производства ЦПТА, обеспечивающей хорошую чувствительность в зелено-красной области спектра. Используемый в измерениях кремниевый фотоумножитель был предварительно тщательно прокалиброван. Точки на рисунке представляют результаты наших измерений, а сплошная кривая взята из работы [93]. Эта кривая была получена при облучении кристалла  $\text{CaMoO}_4$  рентгеновскими лучами с энергиями  $\sim 6$  кэВ. Как видно из рисунка длинноволновый край спектра излучения кристалла простирается даже за 700 нм. Поэтому корректное измерение абсолютного световыхода кристалла  $\text{CaMoO}_4$  представляет весьма непростую задачу. Особенно, если принять во внимание медленную кинетику сцинтилляционного свечения и небольшое значение световыхода.

Таким образом, важной задачей является выбор фотодетектора для проведения измерения световыхода данного кристалла. Для этой цели хорошо бы подходил фотоумножитель с мультищелочным фотокатодом, поскольку такие фотокатоды характеризуются широкими спектральными характеристиками, покрывающими большую часть спектра излучения данного кристалла. Однако, нами был выбран фотоумножитель с высокой квантовой эффективностью (HQE PMT), так как чувствительность таких фотоумножителей в максимуме излучения кристаллов  $\text{CaMoO}_4$  значительно превышает чувствительности фотоумножителей с мультищелочным фотокатодом. Конечно, хорошую чувствительность в нужной области

спектра имеют кремниевые фотоумножители и pin-фотодиоды. К сожалению, в первом случае высокий уровень темнового тока ограничивает их применение, а во втором случае отсутствие внутреннего усиления становится препятствием для использования в измерениях с такими кристаллами.

Следует отметить, что весьма перспективными для данной задачи представляются фотодетекторы с монокристаллическими фотокатодами AsGaP. Такие фотодетекторы имеют высокую чувствительность в диапазоне длин волн 450-700 нм, причем, в этой области квантовая эффективность составляет 30-50% [97, 98]. Однако высокая стоимость ставит, пока, для нас значительные сложности для их использования.

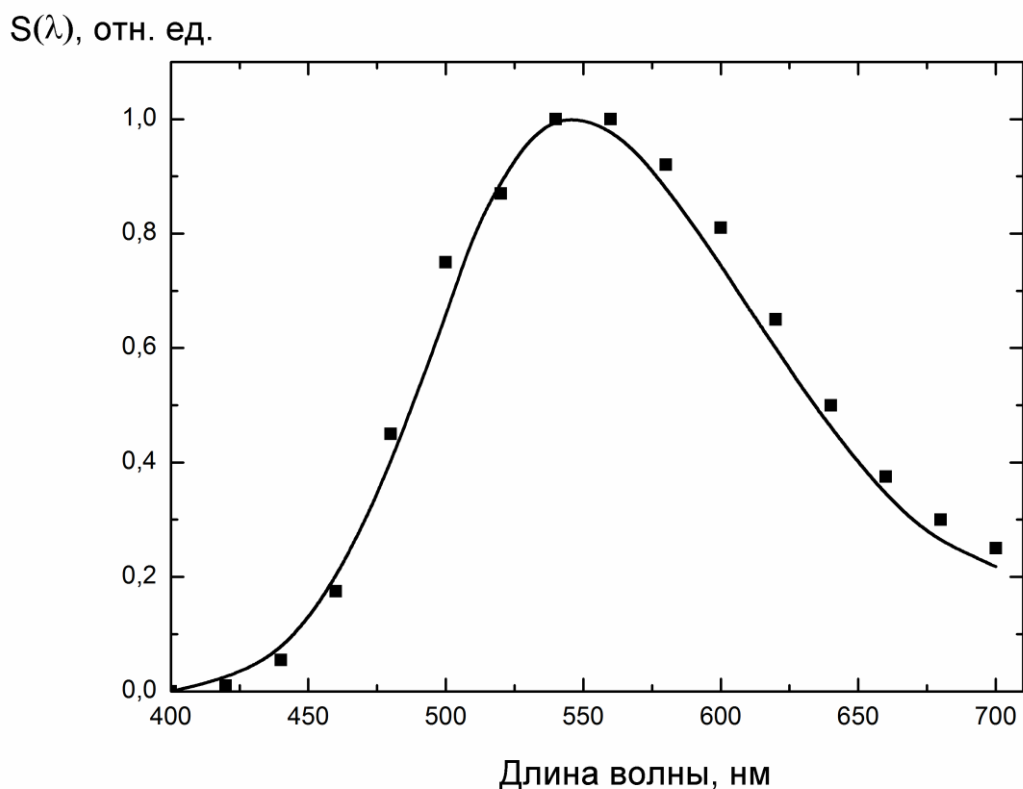
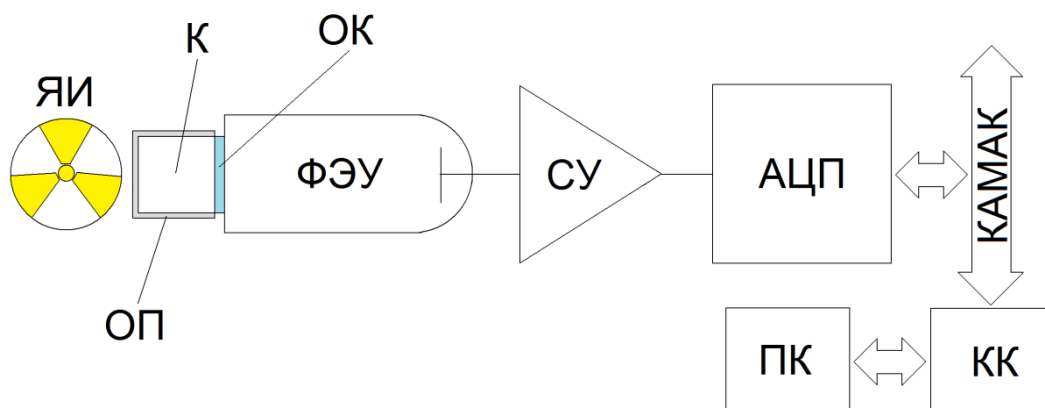


Рис. 64. Спектр излучения кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , полученные при фотовозбуждении от ультрафиолетового светодиода (экспериментальные точки – заполненные квадраты) [96] и при облучении рентгеновскими лучами с энергией  $\sim 6$  кэВ [93].

В соответствии с методами, предложенными в первом параграфе данной главы, и с учетом характера кинетики сцинтилляционного свечения нами разработаны и созданы два варианта измерительных стендов, функциональные схемы которых показаны на рис. 65а и б, для измерения сцинтилляционного световыхода данных кристаллов.

Задача состояла в создании эффективных, надежных и, в тоже время, недорогих и простых в эксплуатации измерительных стендов, которые можно было бы быстро внедрить для отбора тестирования и отбора кристаллов в условиях заводской лаборатории на заводе изготовителе. Последнее обстоятельство представляет огромную важность при массовом производстве кристаллов, например, для экспериментов AMORE [79] по поиску двойного безнейтринного бета-распада ядер изотопа  $^{100}\text{Mo}$  и в расширении этого эксперимента - AMORE+Dark [80] по поиску частиц темной материи. В обоих вариантах стендов используется фотоумножитель с фотокатодом с высоким квантовым выходом XP5301B или XP5302B производства фирмы Photonis SAS. Максимальная квантовая эффективность этих фотоумножителей достигается на длинах волн  $\sim 360\text{-}380$  нм и превышает 40%. Выходные импульсы фотоумножителя поступают на вход спектрометрического усилителя-формирователя ORTEC Research Amplifier Model 450 с постоянной времени интегрирования  $\sim 10$  мкс производства фирмы ORTEC. Выходные импульсы усилителя подаются на вход либо многоканального анализатора амплитуды импульсов (например, отечественного анализатора АИ-1024 либо CANERRA 3100 или NOKIA LP4900), либо на вход 10-разрядного АЦП (POLON 712) в стандарте КАМАК. Данные АЦП считываются в компьютер IBM/AT-486i с помощью крейт-контроллера КК-009. Контроль, набор данных и визуализация результатов измерений ведется с помощью специально созданной программы ADC\_712, написанной на языке Турбо-Паскаль в среде операционной системы DOS.

а)



б)

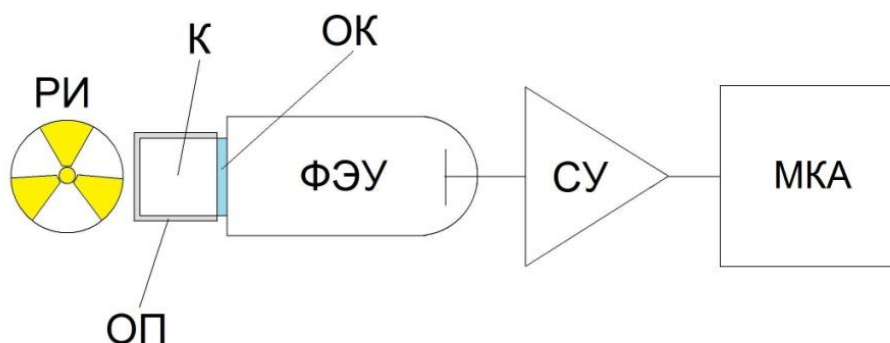


Рис. 65а и б. Функциональные схемы стан­дов для измерения световых выходов медленных сцинтилляторов с малым световым выходом. РИ – источник радиационного излучения (источник  $\alpha$ -частиц -  $^{238}\text{Pu}$ ; источник  $\gamma$ -квантов -  $^{137}\text{Cs}$ ); К – сцинтилляционный кристалл; ОП – отражающее покрытие; ОК – оптическая смазка BC-630; ФЭУ – фотоумножитель (XP5301B или XP5302B); СУ – спектрометрический усилитель (ORTEC Research Amplifier Model 450); АЦП – амплитудоцифровой преобразователь (POLON 712); КК – крейт-контроллер КК009; ПК – персональный компьютер IBM-PC/AT-486i; МКА – многоканальный анализатор импульсов (CANBERRA 3100 или NOKIA L4900).

Оценка световыхода данного кристалла в единицах фотон/МэВ производится по следующей простой формуле:

$$Y = N_{\text{фэ}} / (\xi \times \nu \times \kappa_{\beta} \times E_{\gamma}), \quad (5)$$

Здесь  $Y$  – световыход сцинтилляционного кристалла;  $N_{\text{фэ}}$  – число зарегистрированных фотоэлектронов от сцинтилляционной вспышки кристалла;  $\xi$  – эффективность регистрации фотонов фотоумножителем или, так называемая, эффективная квантовая эффективность данного фотоумножителя (в последнее время эту величину стало принято называть PDE - “эффективность регистрации фотонов” от английского “photon detection efficiency”). Эта величина ( $\xi$ ) определяется двумя факторами  $\eta$  и  $CE$ , которые связаны между собой следующим простым соотношением:

$$\xi = \eta \times CE, \quad (6)$$

где  $CE$  – эффективный коэффициент сбора фотоэлектронов на диодную систему фотоумножителя, который учитывает не только сбор фотоэлектронов на диодную систему, но и вероятность их регистрации диодной системой;  $\eta$  – квантовая эффективность фотокатода фотоумножителя, усредненная по спектру излучения сцинтиллятора в диапазоне длин волн 400-720 нм.

$\nu$  – коэффициент сбора сцинтилляционных фотонов на фотокатод фотоумножителя;

$\kappa_{\beta}$  – параметр, показывающий долю сцинтилляционных фотонов, собирающихся за время интегрирования усилителя  $\tau = 12$  мкс при облучении исследуемого кристалла  $\gamma$ -квантами;

$E_{\gamma}$  – энергия  $\gamma$ -квантов в МэВ.

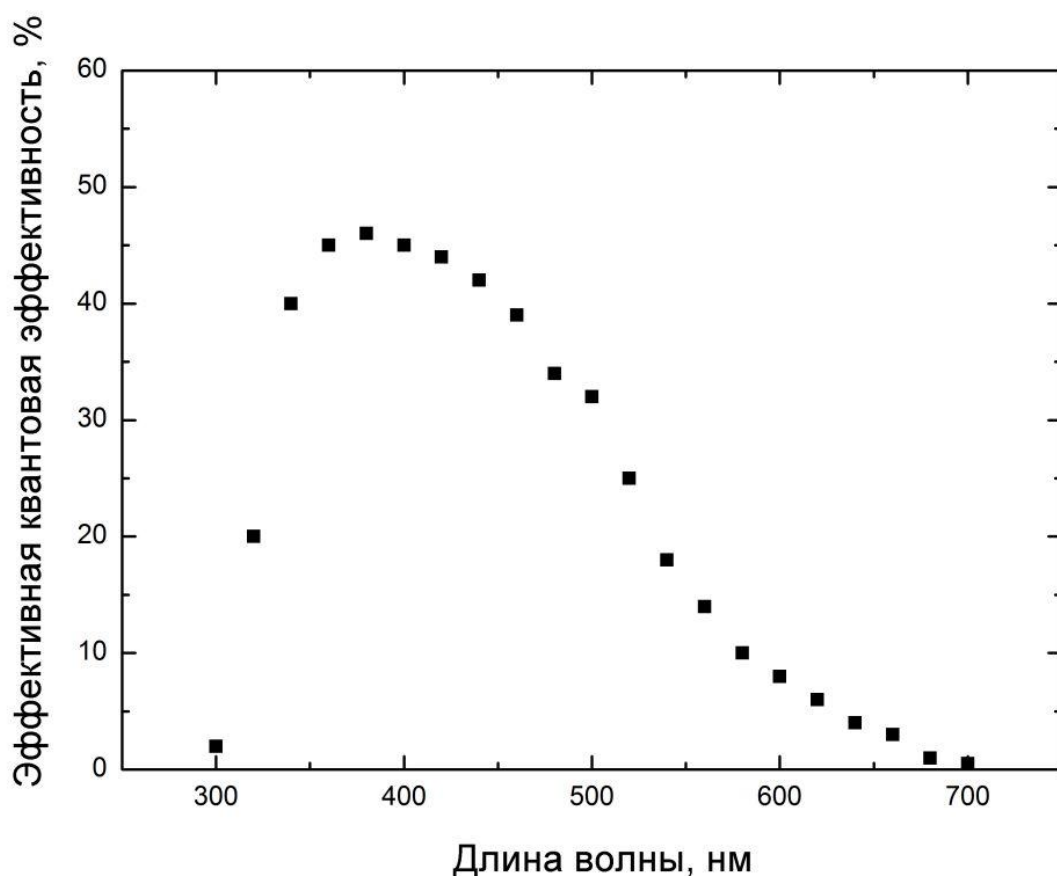


Рис. 66. Спектральная зависимость квантовой эффективности ФЭУ XP5302В

На рис. 66 показана спектральная зависимость квантовой эффективности ФЭУ XP5302В. Усредненная по спектру излучения кристалла квантовая эффективность ФЭУ составляет  $\eta = 16,3\%$ . Данный фотоумножитель имеет высокую эффективность сбора фотоэлектронов на первый диод –  $CE \approx 100\%$ . Эффективность детектирования фотонов ФЭУ в формулах (5) и (6) -  $\xi = 16,3\%$ . Прямые измерения дисперсии коэффициента усиления этого ФЭУ дают величину  $(\sigma_G/G)^2 \sim 0,3$ . Эта величина определяет, так называемый, параметр “шум-фактор” ФЭУ [1, 82-84], который оказывает существенное влияние на спектрометрические измерения. “Шум-фактор” ФЭУ определяется следующей формулой:

$$F=1+(\sigma_G/G)^2 \quad (7)$$

Этот параметр для ФЭУ, который использовался в измерениях, равен  $F \sim 1,3$ . Величина коэффициента сбора фотонов  $\nu$  равна  $\sim 0,88$ . Прямые измерения этой величины проводились с использованием зелено-желтого светодиода GNL3014UYC с максимумом спектра излучения  $\lambda_{max} = 560$  нм, что близко к максимуму излучения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  [77].

Из измерений кинетики сцинтилляционного свечения кристалла  $\text{CaMoO}_4$  мы знаем, см. предыдущие параграфы этой главы, что при постоянной времени интегрирования  $\tau = 12$  мкс мы регистрируем только  $\kappa_\beta \approx 66\%$  сцинтилляционного света кристалла для  $\gamma$ -квантов, а для  $\alpha$ -частиц –  $\kappa_\alpha \approx 71\%$ .

На рис. 67 представлен зарядовый спектр импульсов при облучении  $\gamma$ -квантами с энергиями 662 кэВ ( $^{137}\text{Cs}$ ). Фитирование проведено для того, чтобы выделить фотопик (пик полного поглощения) на фоне хвоста от вклада Комптоновского рассеяния. Число фотоэлектронов, соответствующее фотопику, вычисляется из известной формулы [82-84]:

$$\Delta A/A = (2.36F^{1/2})/(N_{\text{фэ}})^{1/2} \quad (8)$$

Где отношение  $(\Delta A/A)$  – разрешение пика;  $F$  – параметр “шум-фактор”, отображающий дисперсию коэффициента фотоумножителя. Разрешение фотопика равно  $\sim 21\%$ , а это с учетом величины  $F = 1,3$  приводит нас к числу фотоэлектронов  $N_{\text{pe}} = 164,2$  ф.э. Оценка величины световыхода кристалла  $\text{CaMoO}_4$  по формуле (5) -  $\sim 3000$  фотонов/МэВ для  $\gamma$ -квантов при температуре  $\sim 22^\circ\text{C}$ .



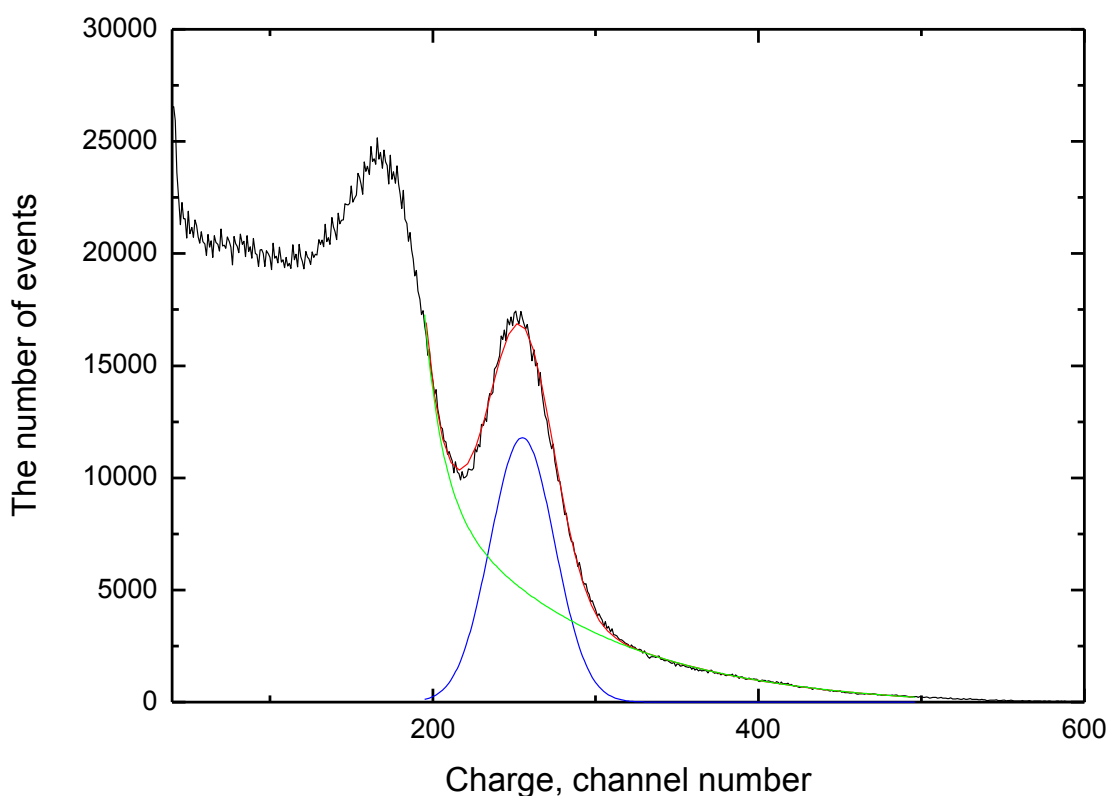


Рис. 67. Зарядовый спектр импульсов при облучении сцинтиллятора  $\text{CaMoO}_4$   $\gamma$ -квантами с энергиями 662 кэВ ( $\text{Cs}^{137}$ ).

Измерения отклика кристалла на  $\gamma$ -кванты и  $\alpha$ -частицы позволяют определить параметр “ $\alpha/\beta$ -отношение”. Этот параметр равен  $\alpha/\beta \sim 0,25$  (это значение получено с учетом различий в кинетике сцинтилляционного свечения для  $\gamma$ -квантов и  $\alpha$ -частиц). На рис. 68 показаны зарядовые спектры, измеренные при облучении  $\gamma$ -квантами с энергией 662 кэВ и  $\alpha$ -частицами с энергиями 5,5 МэВ.

Таким образом, световыход кристалла  $\text{CaMoO}_4$  при комнатной температуре ( $+22^\circ\text{C}$ ) в диапазоне длин волн 400-700 нм, составляет  $\sim 3000$  фотонов/МэВ, а  $\alpha/\beta$ -отношении равно  $\sim 0,25$ . Предложенные методы позволяют быстро и оперативно измерять основные параметры кристаллов (световыход и время высвечивания) даже в заводских условиях.

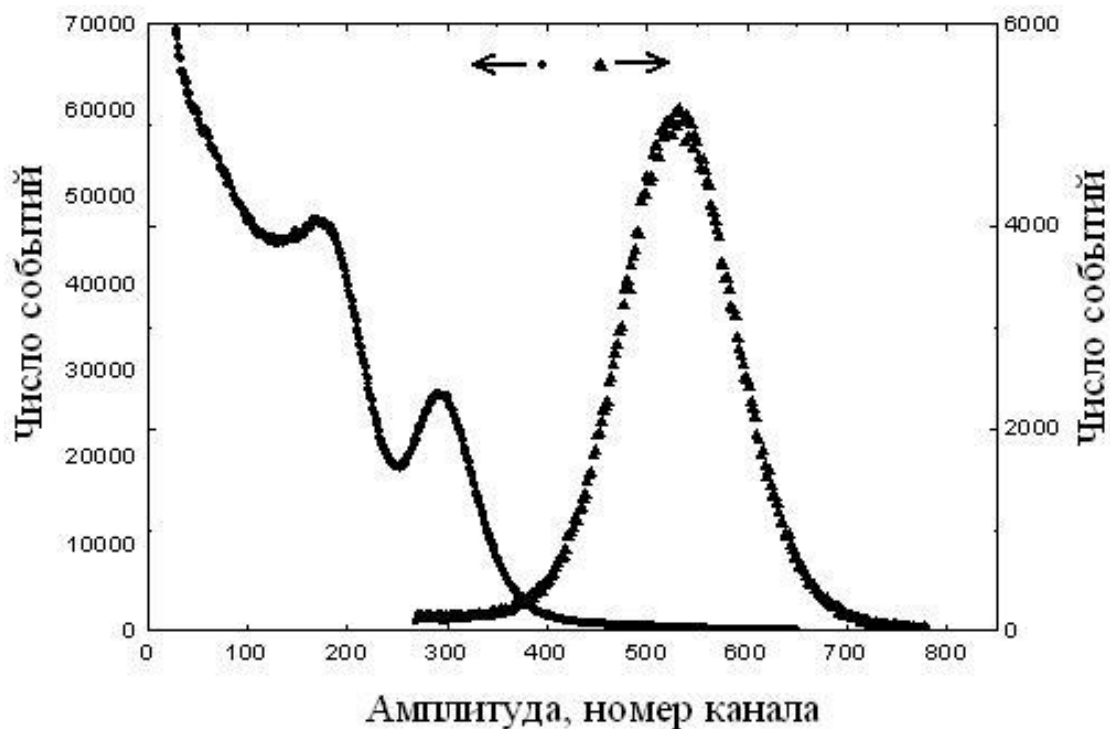


Рис. 68. Зарядовые спектры, измеренные при облучении сцинтилляционного кристалла  $\text{CaMoO}_4$   $\gamma$ -квантами с энергиями 662 кэВ от радиоактивного источника  $^{137}\text{Cs}$  и  $\alpha$ -частицами с энергиями от источника  $^{238}\text{Pu}$ .

### 3.5. Модуль счета фотонов МСИ-1280

Модуль счета коррелированных во времени фотонов МСИ-1280 был разработан именно для измерения световыхода неорганических сцинтилляторов, подобных  $\text{CaMoO}_4$ , т.е. кристаллов с медленной кинетикой свечения и малым световыходом. Учитывая характер сцинтилляционного импульса таких сцинтилляторов, когда сцинтилляционный импульс представляет последовательность преимущественно однофотоэлектронных импульсов в ФЭУ, регистрирующего сцинтилляционный импульс, вместо интегрирования сцинтилляционного импульса можно просто подсчитать количество зарегистрированных однофотоэлектронных импульсов ФЭУ. Такой подход существенно облегчит измерения световыхода такого рода сцинтилляционных кристаллов.

Модуль обладает большим быстродействием и предназначен для счета импульсов в течение промежутка времени до 80 мкс. МСИ-1280 имеет 12 разрядов, что позволяет ему регистрировать до 4096 импульсов за одно измерение.

Так как счетчики, выполненные на микросхемах ТТЛ, обычно используемых в устройствах КАМАК, имеют невысокую скорость счета до 10 МГц [85], в МСИ-1280 используются счетчики ЭСЛ, работающие на частотах до 100 МГц и более [86, 87]. В связи с этим, в МСИ-1280 используются два различных типа микросхем, ТТЛ и ЭСЛ.

МСИ-1280 выполнен в стандарте КАМАК и имеет два входа *Затвор* и *Счет*, а также светодиодный индикатор работы. Функциональная схема блока счета фотонов МСИ-1280 приведена на рис. 69. МСИ-1280 состоит из следующих блоков: двух преобразователей НИМ-ЭСЛ, формирователя импульса *ФИ*, преобразователей ЭСЛ-ТТЛ и ТТЛ-ЭСЛ, блока запроса, блока сброса, командного блока, блока управления счетчиками, счетчиков, регистров, инверторов и блока индикации.

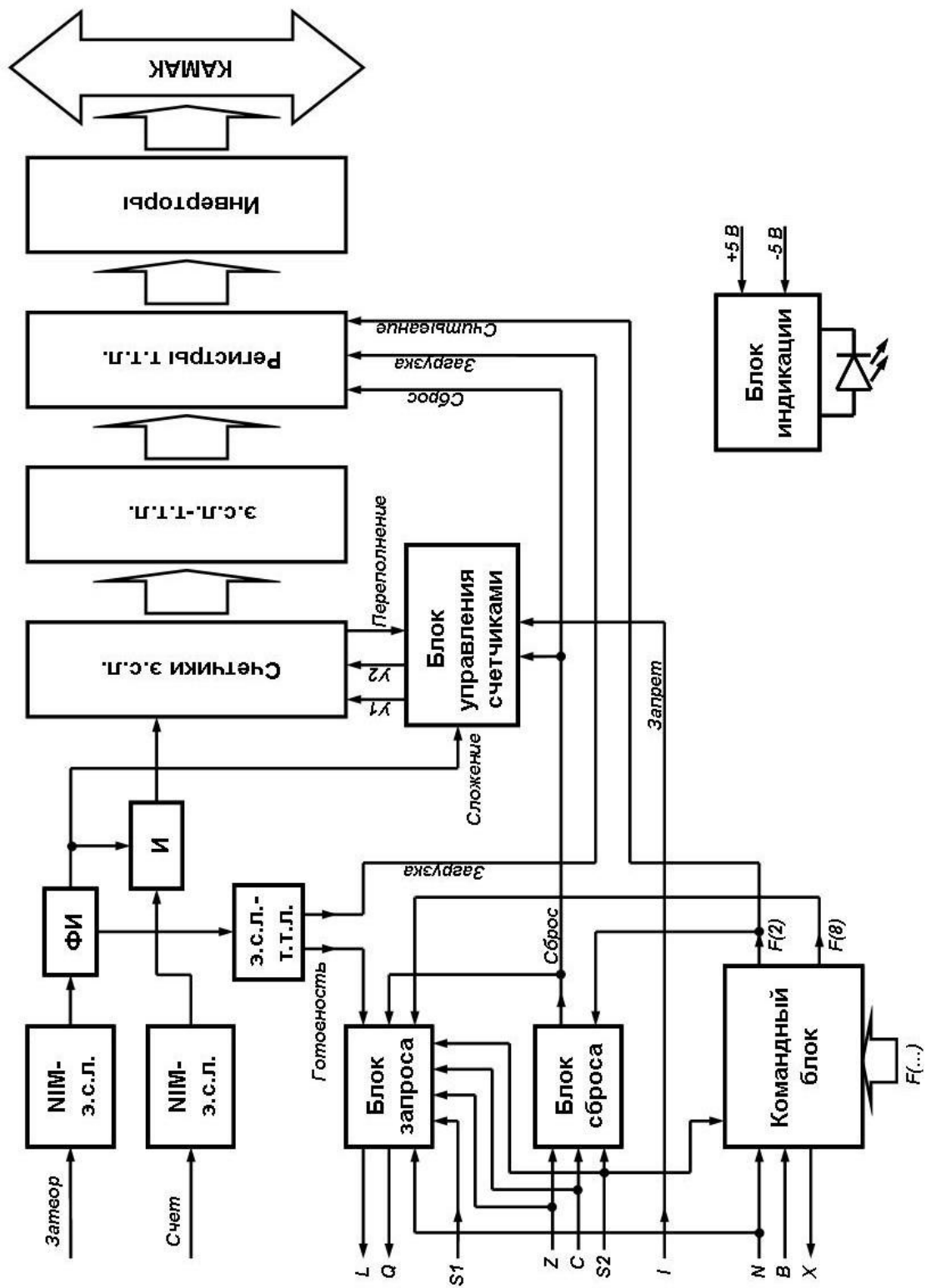


Рис. 69. Функциональная схема модуля счета фотонов МСИ-1280

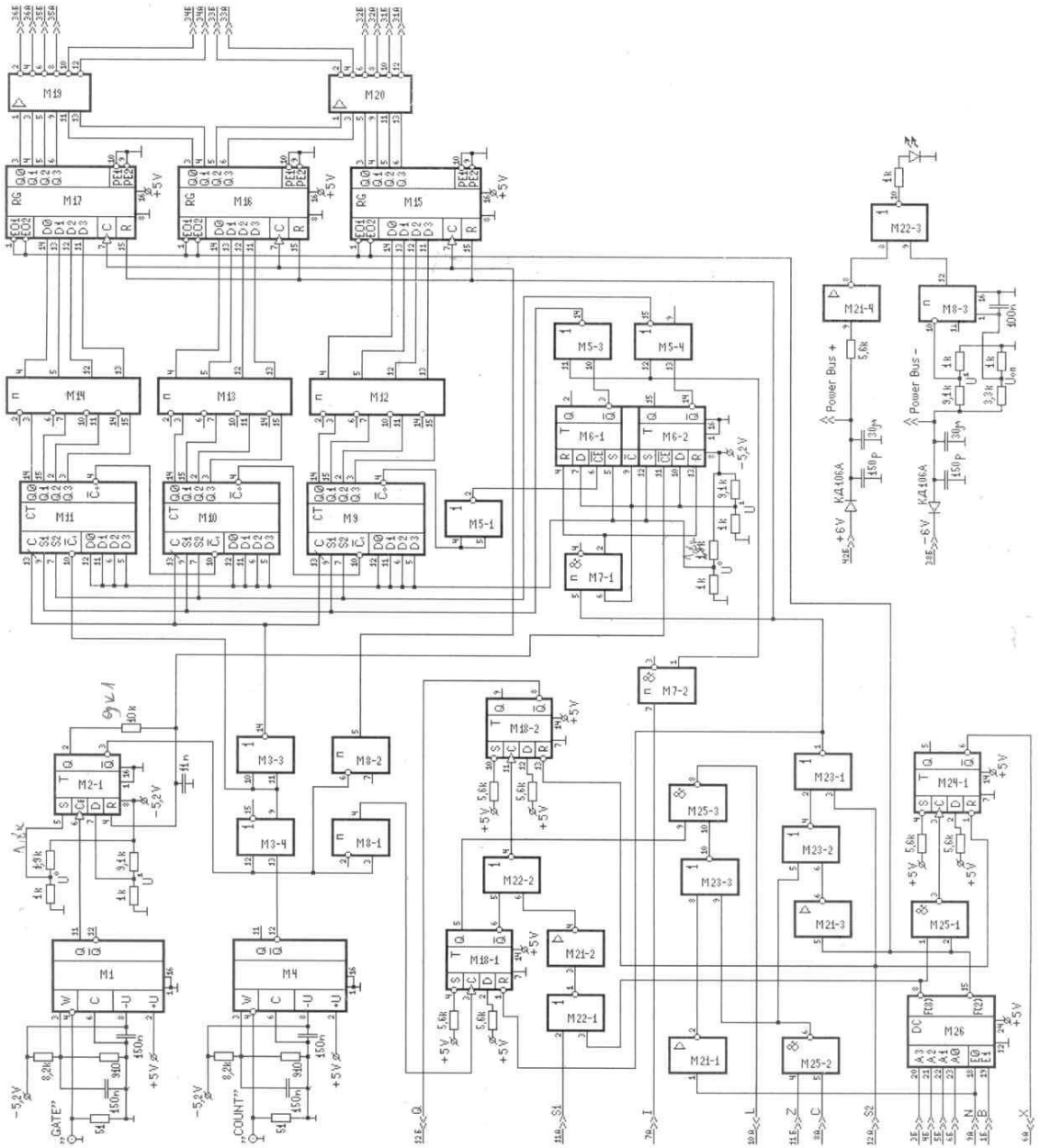


Рис. 70. Принципиальная электрическая схема модуля счета фотонов МСИ-1280.

Принципиальная схема МСИ-1280 представлена на рис. 70. Сигналы *Затвор* и *Счет* с входов МСИ-1280 поступают в преобразователи NIM-ЭСЛ на инверсные входы *W* компараторов КР597СА1. Через делитель напряжения на прямой вход компаратора поступает эталонное (пороговое) напряжение около -0,5 В. После преобразования в логические уровни ЭСЛ сигнал *Затвор* поступает в формирователь импульса *ФИ*, формирующий интервал, в течение которого будет производиться счет. Формирователь импульса представляет собой моностабильный мультивибратор, выполненный на D-триггере ЭСЛ (К500ТМ130). Для этого прямой выход *Q* соединен с входом сброса *R* триггера через RC-цепочку, определяющую длительность формируемого импульса. Сформированный импульс с инверсивного выхода моностабильного мультивибратора поступает на элемент ИЛИ-НЕ (К500ЛМ102), где складывается с сигналом *Счет*, преобразованным во втором преобразователе NIM-ЭСЛ (КР597СА1). Таким образом, на счетчики поступают только импульсы, пришедшие на вход *Счет* в течение заданного формирователем *ФИ* времени. Эти импульсы поступают на инверсивный вход действия  $C_{\text{вх}}$  первого из трех 4-разрядных счетчиков (К500ИЕ136), соединенных каскадом. При  $C_{\text{вх}}=0$  в счетчиках выполняется действие, поэтому для счета используются инвертированные импульсы. Параллельно через инвертор, выполненный на элементе ИЛИ-НЕ (К500ЛМ102), эти импульсы поступают на входы синхронизации *C* счетчиков, производящие действия в счетчиках по фронту поступающих на них импульсов.

Также сигнал с инверсивного выхода *ФИ* (сигнал *Готовность*) поступает через преобразователь ЭСЛ-ТТЛ (К500ПУ124) в блок запроса на вход синхронизации *C* D-триггера (К155ТМ2). По заднему фронту этого сигнала триггер своим выходом *Q* выставляет на шину КАМАК L-запрос при отсутствии запрета, вызванного наличием на шине сигналов *Z*, *C* или любой из функций *F*, предназначенной данному модулю (фактически сигнал *N*). Запрет L-запроса выполнен на одном инверторе (К155ЛН1) сигнала *N*, одном элементе ИЛИ-НЕ (К155ЛЕ1), который суммирует инвертированный сигнал

$N$  с суммой сигналов  $Z$  и  $C$ , и элементе И-НЕ (К155ЛА12), объединяющий полученный запрещающий сигнал с L-запросом. Блок запроса также осуществляет ответ сигналом  $Q$  шины КАМАК на функцию контроля L-запроса  $F(8)$  по стробирующему сигналу  $S1$ . Сигналы  $S1$  и  $F(8)$  суммируются элементом ИЛИ-НЕ (К155ЛЕ1) и затем после инвертора (К155ЛН1) поступают на другой элемент ИЛИ-НЕ (К155ЛЕ1), где суммируясь с инвертированным L-запросом от инверсного выхода D-триггера (К155ТМ2), поступают на вход синхронизации другого D-триггера (К155ТМ2). Инверсный выход этого D-триггера выставляет на шину КАМАК сигнал  $Q$ .

Для обеспечения работы счетчиков используется блок управления счетчиками. Блок управляет режимами работы счетчиков, устанавливая соответствующие значения входов  $S1$  и  $S2$  счетчиков. При  $S1=0$  и  $S2=0$  счетчики находятся в режиме установки числа. Так как входы  $D_n$  счетчиков подключены к логическому нулю, то в этом режиме счетчики, по сути, сбрасываются. При  $S1=0$  и  $S2=1$  счетчики переходят в режим сложения и по каждому импульсу сигнала *Счет* прибавляют к своему текущему значению единицу. При переполнении счетчиков на выходе  $C_{\text{вых}}$  последнего счетчика устанавливается сигнал логического нуля (сигнал *Переполнение*), который через инвертор э.с.л., выполненный на элементе ИЛИ-НЕ (К500ЛМ102), поступает на инверсный вход  $CE$  D-триггера (К500ТМ130), по выходу которого устанавливается  $S1=1$ . Таким образом, при  $S1=1$  и  $S2=1$  счетчики переходят в режим остановки счета. Комбинация  $S1=1$  и  $S2=0$  (режим вычитания) не может установиться, т.к.  $S2=0$  только по сигналу *Сброс*, также устанавливающий  $S1=0$ .  $S2$  принимает значение 1 по переднему фронту сигнала *Затвор*, поступающему на инверсный вход  $CE$  другого D-триггера (К500ТМ130). По сигналу  $I$  (*Запрет*) шины КАМАК блок управления счетчиками устанавливает  $S1=1$  и  $S2=1$ , переводящий счетчики в режим остановки счета. Для этого сигнал  $I$  суммируется с выходными сигналами D-триггеров (К500ТМ130) с помощью элементов ИЛИ-НЕ (К500ЛМ102).

Через преобразователи ЭСЛ-ТТЛ, выполненные на микросхемах К500ПУ124, данные с выходов счетчиков параллельно по заднему фронту импульса сигнала *Затвор* от формирователя *ФИ* (сигналу *Загрузка*) загружаются в регистры. Для этого с инверсного выхода D-триггера К500ТМ130 через преобразователь ЭСЛ-ТТЛ К5000ПУ124 сигнал *Затвор* поступает на входы С регистров ТТЛ К155ИР15. Считывание данных из регистров осуществляется крейт-контроллером шины КАМАК по команде  $F(2)$  от командного блока (сигнал *Считывание*), поступающей на входы ЕО1 и ЕО2 регистров. Так как шина КАМАК работает с инвертированными сигналами ТТЛ, данные с регистров поступают на шину через инверторы К155ЛН1.

Командный блок осуществляет выработку функций *Контроль L-запроса*  $F(8)$  и *Чтение регистров и сброс по стробирующему сигналу*  $F(2)$ , а также сигнала  $X$  (*Команда принята*), выставляемого на шину КАМАК в ответ на получение любой команды. Сигнал  $X$  (команда принята) сбрасывается по стробирующему сигналу  $S2$ , который поступает с шины КАМАК на вход сброса R D-триггера К155ТМ2. Он принимает команды от крейт-контроллера шины КАМАК, представляющие собой сигналы  $N$  и  $F(\dots)$ , которые поступают на входы Е0 и А0...А3 соответственно дешифратора К155ИД3. На вход Е1 дешифратора с шины КАМАК поступает сигнал *Занято В*, вырабатываемый крейт-контроллером. При его наличии дешифратор не устанавливает на своих выходах сигналы  $F(2)$  и  $F(8)$ .

Сброс блока запроса, счетчиков (через блок управления счетчиками) и регистров осуществляется по сигналу *Сброс* от блока сброса по стробирующему сигналу  $S2$  при наличии сигналов  $Z$ ,  $C$  или  $F(2)$ . Для этого в блоке используется два элемента ИЛИ-НЕ (К155ЛЕ1) и два элемента И-НЕ (К155ЛА12), один из которых инвертирует сигнал  $F(2)$ .

Для отображения наличия напряжения на шинах питания +6 В и -6 В используется блок индикации, светодиод которого выведен на фронтальную сторону МСИ-1280. Это осуществляется элементом ТТЛ ИЛИ-НЕ



(К155ЛЕ1), который складывает логические единицы от каждой шины, отображающие наличие в них питания. Сигнал о наличии питания в шине +6 В образуется инвертором К155ЛН1, на вход которого через ограничивающее сопротивление поступает напряжение с шины. Сигнал о наличии питания в шине -6 В образуется преобразователем ЭСЛ-ТТЛ К500ПУ124, на вход которого с шины питания через делитель напряжения подается логическая единица ЭСЛ. Для фильтрации помех и понижения напряжения на шинах питания установлены фильтрующие емкости и диоды КД106А соответственно.

На рис. 71 представлен спектр сцинтилляционных импульсов кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , измеренный при комнатной температуре с помощью модуля МСИ-1280, при облучении кристалла  $\gamma$ -квантами с энергиями 662 кэВ от радиоактивного источника  $^{137}\text{Cs}$ . Сцинтилляционный свет регистрировался с помощью фотоумножителя с высокой квантовой эффективностью XP5302В. Наблюдается пик полного поглощения с максимумом при  $\sim 118$  импульсов. К сожалению, разрешение пика несколько хуже, чем при использовании традиционного метода измерений с помощью зарядочувствительных усилителей и амплитудно-цифровых преобразователей, см. параграф 3.3 данной главы, рис. 67. Это может объясняться просчетами системы, например, импульс с амплитудой, соответствующей нескольким фотоэлектронам, регистрируются данной системой как одиночный импульс. Просчеты можно было бы эффективно подавить добавлением в блок еще нескольких дискриминаторов для регистрации 2-х, 3-х и т.д. фотоэлектронных событий со своими счетчиками импульсов. При окончательном анализе данные со всех счетчиков будут соответствующим образом суммироваться. В последующих модификациях модуля счета импульсов следует добавить систему выделения коррелированной последовательности (пачек) импульсов, т.е. автономной системы, регистрирующей сцинтилляционные импульсы кристаллов, подобных по своим параметрам кристаллу  $\text{CaMoO}_4$ .

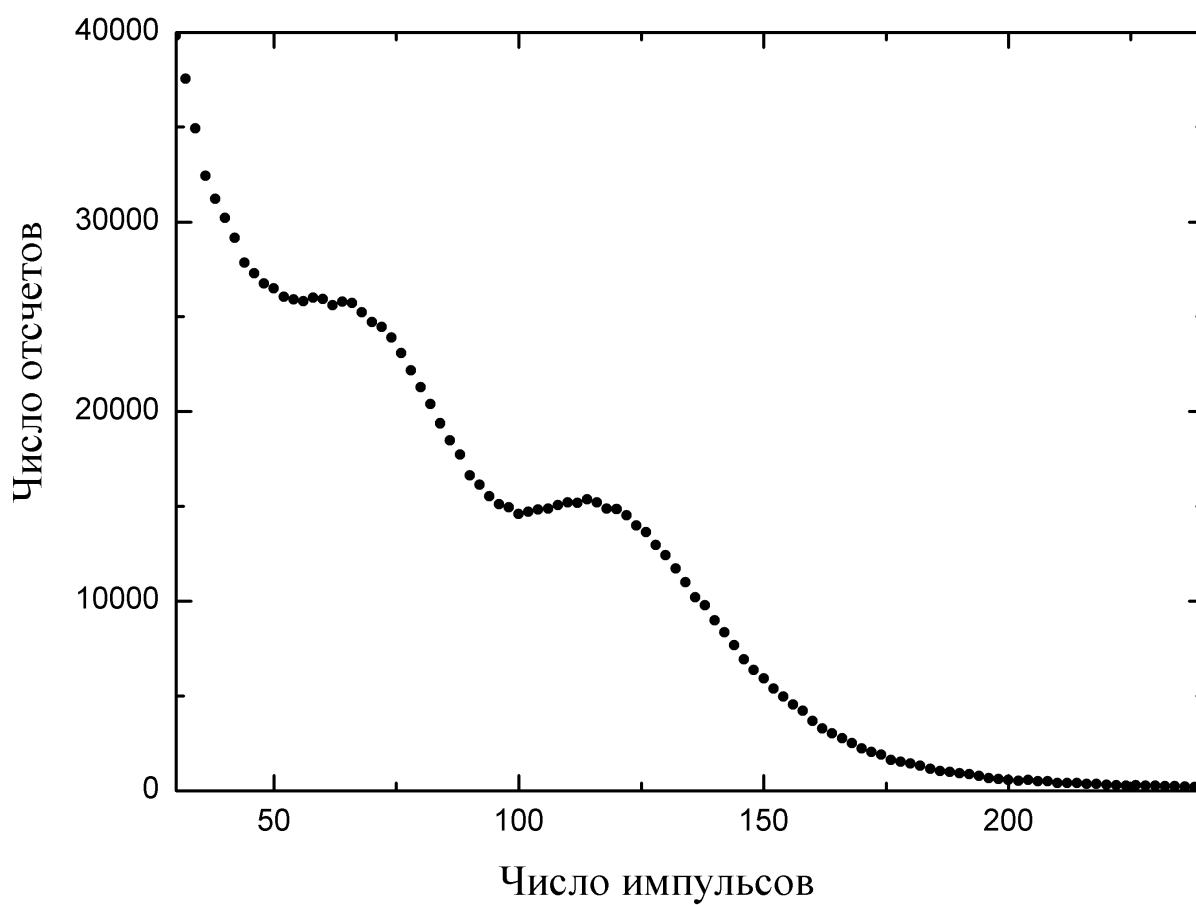


Рис. 71. Спектр отсчетов блока МСИ-120, полученный при облучении кристалла  $\text{CaMoO}_4$ , измеренный при облучении кристалла  $\gamma$ -квантами с энергиями 662 кэВ от радиоактивного источника  $^{137}\text{Cs}$ .

Модуль МСИ-1280 выполнен в стандарте КАМАК в блоке одиночной ширины. На рис. 72 показаны фотографии модуля МСИ-1280 в собранном виде и без крышки блока соответственно.

Разработанный модуль позволяет существенно облегчить и ускорить исследования параметров, отбор и тестирование сцинтилляционных кристаллов с относительно малыми световыходами и большими временами высвечивания, что весьма важно при разработке и создании детекторов для низкофоновых экспериментов, использующих такие сцинтилляторы. Следует отметить, что дальнейшие разработки модификаций данного модуля позволят значительно улучшить разрешение при гамма-спектрометрических измерениях с медленными сцинтилляторами с малым световыходом.

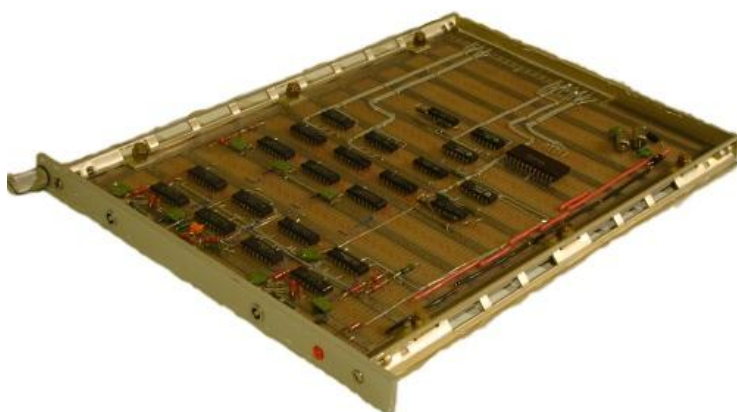


Рис. 72. Фотографии модуля МСИ-1280 в собранном виде и без крышки блока.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработаны и созданы измерительные стенды для отбора, тестирования и изучения параметров твердотельных кремниевых фотоумножителей международного подземного эксперимента по изучению мюонов космических лучей ЕММА в Центре подземной физики CUPP в Пихасалми, Финляндия. Стенды успешно эксплуатируются на протяжении ряда лет в ИЯИ РАН и в экспериментальном комплексе CUPP, как в лаборатории на поверхности, так и в подземной лаборатории.
2. Разработаны методы отбора и классификации фотодетекторов подземного эксперимента по изучению мюонов космических лучей ЕММА в Центре подземной физики CUPP. Исследованы более 2000 кремниевых фотоумножителей сцинтилляционных детекторов эксперимента ЕММА.
3. Разработан времяцифровой преобразователь БПВ-15 с максимальным диапазоном измеряемых интервалов времени 276 мкс с шагом 67 нс для исследования послеимпульсов в фотодетекторах и кинетики сцинтилляционного свечения некоторых неорганических кристаллов.
4. Обнаружен новый класс послеимпульсов в классических вакуумных фотоэлектронных умножителях с временами задержки от основного сигнала  $\sim 120$  мкс.
5. Разработаны методы измерения основных сцинтилляционных параметров кристаллов с временами высвечивания 10-20 мкс и световыходом на уровне 2000-3000 фотонов на МэВ, разрабатываемых для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета распада ядер и темной материи. Разработан электронный модуль счета коррелированных во времени фотонов МСИ-1280 для исследования световыходов сцинтилляционных кристаллов с медленной кинетикой свечения и малым световыходом.

В заключении хочу выразить свою искреннюю благодарность моему Учителю Баярто Константиновичу Лубсандоржиеву за постановку задачи, внимание и заботу, исключительно полезные обсуждения, советы и помощь на всех этапах работы. Я очень признателен Безрукову Л.Б. за постоянную заботу и помощь. Огромное спасибо моим коллегам и товарищам, поддерживавшим меня и помогавшим мне на всех этапах диссертационной работы, – Васильеву Р.В., Вятчину Е.Э., Похилу П.Г., Шайбонову Б.А. Хочу выразить свою благодарность за помощь и поддержку моим финским коллегам из Центра подземной физики SUPP - – Т. Энквисту, П. Куусиниеми и Я.Йоутсенваара, а также моим немецким друзьям из Университета г. Тюбинген – Й. Йохуму, Д. Грайнеру и Р. Фалькенштейну.

## Литература

1. Ю.К. Акимов. Фотонные методы регистрации излучений. Издательство ОИЯИ. Дубна. 2014. 323с.
2. Б.К. Лубсандоржиев. Фотоника в микрокосмофизических экспериментах. Диссертация д.ф.-м.н. Москва. ИЯИ РАН. 2009.
3. J.A. Aguilar, I. Al Samarai, A. Albert et al. Search for a diffuse flux of high energy  $\nu_\mu$  with the ANTARES neutrino telescope // Physics Letters. B. 2011. V.696. P.16, M. Circella for ANTARES Collaboration. The construction of ANTARES, the first undersea neutrino telescope // Nuclear Instruments and Methods. A. 2009. V.602. P.1.
4. R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann et al. IceCube – A New Window on the Universe // AIP Conference Proceedings. 2009 V.1123. P.177.
5. Fukuda S., Fukuda Y., Hayakawa T. et al. The Super-Kamiokande detector // Nuclear Instruments and Methods. A. 2003. V.501. P.418.
6. Fukuda S., Fukuda Y., Ichihara E. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos // Physical Review Letters. 1998. V.81. P.1562.
7. AUGER Collaboration: J. Abraham, M. Aglietta, I.C. Aguirre et al. Properties and performance of the prototype instrument of the Pierre Auger Observatory // Nucl. Instrum. and Methods. A. 2004. V.523. P.50.
8. Nakamura K. Hyper-Kamiokande – a next generation water Cherenkov detector // Proceedings of International Conference, Neutrinos and implications for physics beyond the standard model. Stony Brook USA. 11-13 October 2002. P.307.
9. LAGUNA Collaboration: D. Angus, A. Ariga, D. Auttiero et al. The LAGUNA design study – towards giant liquid based underground detectors for neutrino physics and astrophysics and proton decay searches // Electronic preprint archive. arXiv:1001.0077.
10. LAGUNO-LBNO Collaboration: S.K. Agarwalla, L.A. Agostino, M. Aittola et al. The LBNO long-baseline oscillation sensitivities with two conventional neutrino beams at different baselines // Electronic preprint archive.

arXiv:1412.0804.

11. M.Wurm, J.F.Beacom, L.B.Bezrukov et al. The next-generation liquid-scintillator observatory LENA // *Astroparticle Physics*. 2012. V.35. Issue 11. P.685-732 / Electronic preprint archive. arXiv:1104.5620.
12. A. Rubbia. Towards GLACIER, an underground giant liquid argon neutrino detector // *Journal of Physics: Conference Series*. 2012. V.375. P.042058.
13. J. Blumer, R. Engel, J.R. Horandel. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. 2009. V.63. P.293. / Electronic preprint archive. arXiv: astro-ph/0904.0725v1.
14. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1958. Т.35. С.635.
15. J. Sarkamo. Design construction and commissioning of the EMMA experiment // *PhD Thesis*. University of Oulu. 2014. P.27.
16. DELPHI Collaboration: P. Aarnio, H. Abie, P. Abreu et al. The DELPHI detector at LEP // *Nuclear Instruments and Methods*. A. 1991. V.303. P.233.
17. M. Robinson, V.A. Kudryavtsev, R. Lusher et al. Measurement of muon flux at 1070 m of vertical depth in the Boulby underground laboratory // *Nuclear Instruments and Methods*. A. 2003. V.511. P.347.
18. C. Arnaboldi, F.T. Avignone, J. Beeman et al. Physics potential and prospects for the CUORICINO and CUORE experiments // *Astroparticle Physics*. 2003. V.20. P.91.
19. E.-I. Esch, T.J. Bowles, A. Hime et al. The cosmic ray muon flux at WIPP // *Nuclear Instruments and Methods*. A. 2005. V.538. P.516.
20. T. Enqvist, A. Mattila, V. Fohr et al. Measurements of muon flux in the Pyhasalmi underground laboratory // *Nuclear Instruments and Methods*. A. 2005. V.554. P.286.
21. Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов Н.Ю. Лавинный фотоприемник на основе структур металл-резистивный слой-полупроводник // *Письма в Журнал технической физики*. 1988. Т.14. С.706.

22. Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов Ю.Н. Влияние локальных неоднородностей в полупроводниковой подложке на характеристики лавинных фотоприемников // Письма в Журнал технической физики. 1990. Т.16. Вып.1. С.14.
23. Ю.В.Мусяенко, Е.В.Ахрамеев, А.Ю.Афанасьев, и др. Высокочувствительные микропиксельные лавинные фотодиоды для сцинтилляционных счетчиков нейтринного эксперимента T2K // Приборы и техника эксперимента. 2008. №1, С.111.
24. P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov et al. Silicon photomultiplier and its possible applications // Nuclear Instruments and Methods. A. 2003. V.504. P.48.
25. A. Akindinov, G. Bondarenko, V. Golovin et al. Scintillation counter with MRS APD light readout // Nuclear Instruments and Methods. A. 2005. V.539. P.172.
26. A. Akindinov, A. Alici, P. Antonioli et al. Prototype of a cosmic muon detection system based on scintillation counters with MRA APD light readout // Nuclear Instruments and Methods. A. 2005. V.555. P.65.
27. B. Dolgoshein, V. Balagura, P. Buzhan et al. Status report on silicon photomultiplier development and its applications // Nuclear Instruments and Methods. A. 2006. V.563. P.368.
28. E. Guschin, M. Khabibullin, Y. Kudenko et al. Multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiodes with high quantum efficiency and low excess noise factor // Nuclear Instruments and Methods. A. 2006. V.567. P.250.
29. A. Akindinov, G. Bondarenko, V. Golovin et al. START as the detector of choice for large-scale muon triggering systems // Nuclear Instruments and Methods. A. 2006. V.567. P.74.
30. P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov et al. Large area silicon photomultipliers: Performance and applications // Nuclear Instruments and Methods. A. 2006. V.567. P.78.
31. Y. Musieenko, S. Reucroft, J. Swain. The gain, photon detection efficiency and excess noise factor of multi-pixel Geiger-mode avalanche photodiodes // Nuclear



- Instruments and Methods. A. 2006. V.567. P.57.
32. С. Клемин, Ю. Кузнецов, Л. Филатов и др. Кремниевый фотоумножитель. Новые возможности // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2007. Т.8. С.80.
33. O. Mineev, A. Afanasjev, G. Bondarenko et al. Scintillator counters with multi-pixel avalanche photodiode readout for the ND280 detector of the T2K experiment // Nuclear Instruments and Methods. A. 2007. V.577. P.540.
34. Y. Musienko, E. Auffray, P. Lecoq et al. Geiger-mode avalanche photodiodes as a readout for PET // Nuclear Instruments and Methods. A. 2007. V.571. P.362.
35. D. Renker. E. Lorenz. Advances in solid state photon detectors // Journal of Instrumentation. 2009. V.4. P.P04004.
36. Y. Musienko. Advances in multipixel Geiger-mode avalanche photodiodes (silicon photomultipliers) // Nuclear Instruments and Methods. A. 2009. V.598. P.213.
37. A.V. Akindinov, A.N. Martemianov, P.A. Polozov et al. New results on MRS APD // Nuclear Instruments and Methods. A. 1997. V.387. P.231.
38. G. Bondarenko, B. Dolgoshein, V. Golovin et al. Limited Geiger-mode silicon photodiode with very high gain // Nuclear Physics. B (Proceedings Supplements). 1998. V.61. P.347.
39. G. Bondarenko, P. Buzhan, B. Dolgoshein et al. Limited Geiger-mode microcell silicon photodiode: new results // Nuclear Instruments and Methods. A. 2000. V.442. P.187.
40. R. Renker. Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems // Nuclear Instruments and Methods. A. 2006. V.567. P.48.
41. J.S. Kapustinsky, R.M. DeVries, N.J. DiGiacomo et al. A fast timing light pulser for scintillation detectors // Nuclear Instruments and Methods. A. 1985. P.612.
42. B. Lubsandorzhiev, Y. Vyatchin. Studies of “Kapustinsky’s” light pulser timing characteristics // Journal of instrumentations. 2006. 1. T06001.
43. B.K. Lubsandorzhiev, P.G. Pokhil, R.V. Vasiliev, Y.E. Vyatchin.

Measurements of group velocity of light in the lake Baikal water // Nuclear Instruments and Methods. 2003. VA502. P.168.

44. Р.В. Васильев, Б.К. Лубсандоржиев, П.Г. Похил Наносекундный источник света для калибровочных измерений в сцинтилляционных и черенковских детекторах // Приборы и техника эксперимента. 2000. Т.4. С.148.

45. Р.В. Васильев, Е.Э. Вятчин, Б.К. Лубсандоржиев, П.Г. Похил, Б.М.А. Шайбонов, Р.В. Полещук. Многоцелевая экспериментальная глубоководная гирлянда для нейтринных экспериментов на оз. Байкал // Приборы и техника эксперимента. 2008. №2. С.21-25.

46. В.К. Lubsandorzhev, R.V. Poleshuk, В.А.М. Shaibonov, Ye.E. Vyatchin LED based powerful nanosecond light sources for calibration systems of deep underwater neutrino telescopes // Nuclear Instruments and Methods. A. 2009. V. 602. P.220-223.

47. Р.В. Васильев, Е.Э. Вятчин, Б.К. Лубсандоржиев, Р.В. Полещук, Б.А. Шайбонов. Светодиодная калибровочная система Байкальского нейтринного телескопа НТ-200+ // Приборы и техника эксперимента. 2011. N.4. С.11-19.

48. A.F. Yanin, V.I. Volchenko, L.V.Bezrukov et al. Multichannel Data Acquisition System for Scintillation Detectors of the EMMA Experiment // arXiv:1101.4489.

49. V.I. Volchenko, G.I. Volchenko, E.V. Akhrameev et al. The features of electronics structure of the multichannel scintillation module for the EMMA experiment // Astrophysics and Space Sciences Transactions. 2011. V.7. P.171-174.

50. Акимов Ю.К., Дражев М.Н., Колпаков И.Ф., Рыкалин В.И. Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц / М.: Атомиздат, 1970. 416 с.

51. Е.А. Мелешко. Наносекундная электроника в экспериментальной физике. / М.: Энергоатомиздат, 1987. 216 с.

52. James S. Allen. After-pulses in photomultiplier tubes // Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. Report. October 13. 1952. LA-1459

53. James S. Allen. Characteristics of photomultiplier tubes // Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California. Report. 1953. LA-1613.
54. T.N.K. Godfrey, F.B. Harrison, J.W. Keuffel. Satellite pulses from photomultipliers // Physical Review. 1951. V.84. P.1248.
55. K.P. Meuller, G. Best, J. Jackson, J. Singletary. After-Pulsing in Photomultipliers // Nucleonics. 1952. V.10. No.6. PP.53-56.
56. R.J. Lanter, R.W. Corwin. Spurious pulses from the type 5819 photomultiplier tube // Review of Scientific Instruments. 1952. V.23. No9. P.507.
57. F.H. Wells. Fast pulse circuit techniques for scintillation counters // Nucleonics. 1952. V.10. No.4. P.28.
58. G.A. Morton, H.M. Smith, R. Wasserman. Afterpulses in photomultipliers // IEEE Transactions on Nuclear Science, 1967, NS-14, P. 443-448.
59. R. Staubert, E. Böhm, K. Hein et al. Possible effects of photomultiplier-afterpulses on scintillation counter measurements // Nuclear Instruments and Methods, 1970, Vol. 84, P. 297-300.
60. P.B. Coates. The origins of afterpulses in photomultipliers// Journal of Physics D: Applied Physics, 1973, Vol. 6, No. 10, P. 1159-1166.
61. P.B. Coates. A theory of afterpulses formation in photomultipliers and the prepulse height distribution. // Journal of Physics. D: Applied Physics. 1973. V.6. P.1862-1869.
62. S. Torre. T. Antony. P. Benetti. Study of afterpulse effects in photomultipliers. // Review of Scientific Instruments. Vol. 54. No. 12. December 1983. P. 1777-1780.
63. P.B. Васильев. Точность временных измерений в экспериментах с вакуумными фотодетекторами в нейтринной астрофизике высоких энергий и физике космических лучей / Диссертация к.ф.-м.н. Москва. ИЯИ РАН. 2005.
64. M. Yamashita, O. Yura, Y. Kawada. Probability and time distribution of afterpulses in GaP first dynode photomultiplier tubes // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1982. V.196. 199.
65. Y. Zhao. Signal induced fluorescence in photomultipliers in differential

- absorption LIDAR systems // *Applied Optics*. 1999. V.3. N.21. P.4639.
66. Б.М. Глуховской, И.Ф. Ярошенко. Механизм экзоэлектронной эмиссии с динодов в фотоэлектронном умножителе // *Радиотехника и электроника*. 1980. Т.7. N.25. С.1495.
67. Б.К. Лубсандоржиев, Р.В. Полещук. Послеимпульсы в фотоэлектронных умножителях с временами задержки от основного импульса 100-120 мкс // *Труды 52-й Научной конференции МФТИ. Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук. Часть VIII. Проблемы современной физики.* – М.: МФТИ, 2009. С.125.
68. R.V. Poleshchuk, B.K. Lubsandorzhiiev, R.V. Vasiliev. An observation of a new class of afterpulses with delay time in the range of 70-200  $\mu$ s in classical vacuum photomultipliers // *Nuclear Instruments and Methods. A*. 2012. V.695. P.362-364.
69. В.И. Гольданский, А.В. Куценко, М.И. Подгорецкий. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц // М.: Физматгиз. 1959. С.14-64.
70. G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement* // New York: Wiley. 2000. P.65-102.
71. Mikhrin S.B., Mishin A.N., Potopov A.S. et al. X-ray excited luminescence of some molybdates // *Nuclear Instruments and Methods A*. 2002. V. 486. P. 295.
72. Belogurov S., Kornoukhov V., Annenkov A. et al.  $\text{CaMoO}_4$  scintillation crystal for the search of  $^{100}\text{Mo}$  double beta decay // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2005. V. 52. № 4. P. 1131.
73. Mikhailik V.B., Henry S., Kraus H., Solskii I. Temperature dependence of  $\text{CaMoO}_4$  scintillation properties // *Nuclear Instruments and Methods A*. 2007. V. 583. P. 350.
74. Annenkov A.N., Bazunov O.A., Danevitch F.A. et al. Development of  $\text{CaMoO}_4$  crystal scintillators for a double beta decay experiments with  $^{100}\text{Mo}$  // *Nuclear Instruments and Methods A*. 2008. V. 584. P. 334.
75. Mikhailik V.B., Kraus H., Itoh M. et al. Radiative decay of self-trapped excitons in  $\text{CaMoO}_4$  and  $\text{MgMoO}_4$  crystals // *Journal of Physics: Condensed*

Matter. 2005. V.17. P.7209.

76. O'Connor D.V., Philips D. Time-correlated Single Photon Counting. London: Academic Press, 1984.

77. Becker W. Advanced Time-Correlated Single Photon Counting Techniques. Dortmund: Springer, 2006.

78. Бессонова Н.А., Морозов А.Г. Широкодиапазонный преобразователь время-код // Препринт ИАЭ-4366/16. М., 1986.

79. H. Bhang, R.S. Boiko, D.M. Chernyak et al. AMoRE experiment: a search for neutrinoless double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  isotope with  $^{40}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  cryogenic scintillation detector // Journal of Physics: Conference Series. 2012. V.375. P.042023.

80. Hyun Su Lee. Status of KIMS experiments // Talk at IBS-Multidark Symposium. 10-21 October 2014. Daejeon Korea.

81. А.В. Вересникова, И.Р. Барабанов, Б.К. Лубсандоржиев, Р.В. Полещук, и др. // Приборы и техника эксперимента. 2009. N.1. С.41-45.

82. Ковальски Е. Ядерная электроника. Москва: Атомиздат. 1972.

83. Калашников В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. Москва: Наука. 1970.

84. Photomultiplier Handbook. BURLE INDUSTRIES INC. Tube Products Division. Lancaster USA. 2000.

85. В.Л. Шило. Популярные цифровые микросхемы / Москва: Металлургия. 1988. 352с.

86. Е.А. Мелешко. Интегральные микросхемы в наносекундной ядерной электронике / Москва: Атомиздат. 1977.

87. Е.А. Мелешко. Наносекундная электроника в экспериментальной физике / Москва: Энергоатомиздат. 1987.

88. T. Raiha, T. Enqvist, J. Joutsenvaara et al. Cosmic-Ray experiment EMMA: Tracking analysis of the first events // Proceedings of the 31<sup>st</sup> International Cosmic Rays Conference. Lodz Poland. 2009.

89. T. Enqvist, L. Bezrukov, H. Fynbo et al. EMMA – an underground cosmic-ray

- experiment // Nuclear Physics. B. (Proceedings Supplement). 2009. V.196. P.255.
90. T. Kaliokoski, L. Bezrukov, T. Enqvist et al. Can EMMA solve the puzzle of the knee? // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2011. V.66. Issue 2. P.468-472.
91. Р.В. Полещук, Б.К. Лубсандоржиев. Время-цифровой преобразователь БПВ-15 // Препринт ИЯИ РАН 2011. 17с.
92. Р.В. Полещук, Б.К. Лубсандоржиев. Широкодиапазонный времяцифровой преобразователь // ПТЭ. 2011. №4. С.53.
93. H. Kraus H., M. Bauer, I. Vavykina, et al. EURECA – the European future of the dark matter searches with cryogenic detectors // Nuclear Physics. B. (Proceedings Supplement) 2007. Vol.173. P.168.
94. Ю.М. Шашков. Выращивание монокристаллов методом вытягивания. Москва: Металлургия, 1982.
95. Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов. Москва: Высш. шк., 1983. С. 152–161.
96. Васильев Р.В., Лубсандоржиев С.Б., Лубсандоржиев Б.К., ....., Р.В. Полещук и др. Измерение светового выхода сцинтилляционного кристалла  $\text{CaMoO}_4$  // Приборы и техника эксперимента. 2010. N.6. С.24.
97. [www.hamamatsu.com](http://www.hamamatsu.com)
98. M. Hayashida, R. Mirzoyan, M. Teshima. Development of HPDs with an 18-mm-diameter GaAsP photocathode for the MAGIC-II // Nuclear Instruments and Methods A. 2006. V.567. P.180.
99. E.V. Bugaev, A. Misaki, V.A. Naumov et al. Atmospheric muon flux at sea level, underground, and undetwater // Physical Review. D. 1998. V.58. P.054001.
100. D.-M. Mei, A. Hime. Muon-induced background study for underground laboratories // Physical Review. D. 2006. V.73. P.053004.
101. A. L. Lacaita, F. Zappa, S. Bigliardi, M. Manfredi. On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices // IEEE Transactions on Electronic Devices. 1993. V.40. P.577.
102. I. Rech, A. Ingargiola, R. Spinelli et al. Optical crosstalk in single photon

- avalanche diode arrays: a new complete model // OPTICS EXPRESS. 2008. V.16. N.12. P.8381.
103. P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin et al. The cross-talk problem in SiPMs and their use as light sensors for imaging atmospheric Cherenkov telescopes. // Nuclear Instruments and Methods A. 2009. V.610. P.181.
104. D.A. Kalashnikov, S.-H. Tan, L.A. Krivitsky. Cross calibration of multi-pixel photon counters using coherent states // OPTICAL EXPRESS. 2012. V.20. P.5044. / Electronic preprint archive. arXiv:1202.0334.
105. D.J. Bird, S.C. Corbató, H.Y. Dai, et al. Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies // Physical Review Letters. 1993. V.71. P.3401.
106. О.Г. Ряжская, Л.Н. Степанец, «Исследование послеимпульсов, сопровождающих основной сигнал в фотоумножителях» // Приборы и техника эксперимента. 1975. N.5. С. 174.
107. H.R.Krall.Extraneous light emission from photomultipliers. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1967. February. P. 455-459.
108. L. Ahnen, J. Hose, U. Menzel. R. Mirzoyan. Light induced afterpulses in photomultipliers // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2015. V.62. Issue 3. P.1313-1317.
109. D. Dornic. Développement et caractérisation de photomultiplicateurs hémisphériques pour les expériences d'astroparticules / PhD thesis. 2006. Université Paris Sud 11. Orsay, France.