

**МИНОБРНАУКИ РОССИИ**

**Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего профессионального образования  
«Новосибирский национальный исследовательский государственный  
университет» (Новосибирский государственный университет, НГУ)**

**Физический факультет**

**Квалификационная работа на соискание  
степени бакалавра**

**Кафедра физики плазмы**

Аникеев Михаил Андреевич

---

**Название работы:**

**Полупроводниковые детекторы для прямой регистрации частиц.**

**Научный руководитель:**

**Пинженин Егор Игоревич**

**Новосибирск – 2014 год**

## Аннотация квалификационной работы

Аникеева Михаила Андреевича

**«Полупроводниковые детекторы для прямой регистрации частиц»**  
представляемой на соискание степени бакалавра.

Физический факультет

Регистрация продуктов термоядерных реакций и атомов перезарядки важна при экспериментальном изучении физики плазмы. Поставленной задачей являлось исследование полупроводниковых детекторов и возможности их использования для регистрации продуктов термоядерной реакции; создание стенда для регистрации низкоэнергетичных частиц, регистрация отдельных частиц с низкими энергиями и построение амплитудных спектров.

В ходе проделанной работы были получены следующие результаты: создан и протестирован одноканальный датчик на основе PIN фотодиода; зарегистрированы импульсы от «термоядерных» протонов; сконструирован двухканальный датчик для исследования и сравнения различных типов фотодиодов; создан стенд для регистрации отдельных низкоэнергетичных частиц на основе линейки лавинных фотодиодов, предусилителя Canberra 2003BT; зарегистрированы импульсы от гамма-квантов различных энергий; построены спектры  $^{241}\text{Am}$ ; зарегистрированы импульсы гамма-квантов с энергией 6 кэВ от  $^{55}\text{Fe}$  в режиме лавинного усиления.

## **Оглавление**

Оглавление .....	2
1. Регистрация продуктов реакции синтеза .....	8
2.1. Детектор на основе PIN фотодиода .....	9
2.2. Расчёты и эксперименты .....	11
3. Регистрация низкоэнергетичных частиц .....	16
3.1. Описание лавинного диода .....	16
3.2. Расчёты и эксперименты .....	19
4. Заключение .....	32
Список литературы: .....	33

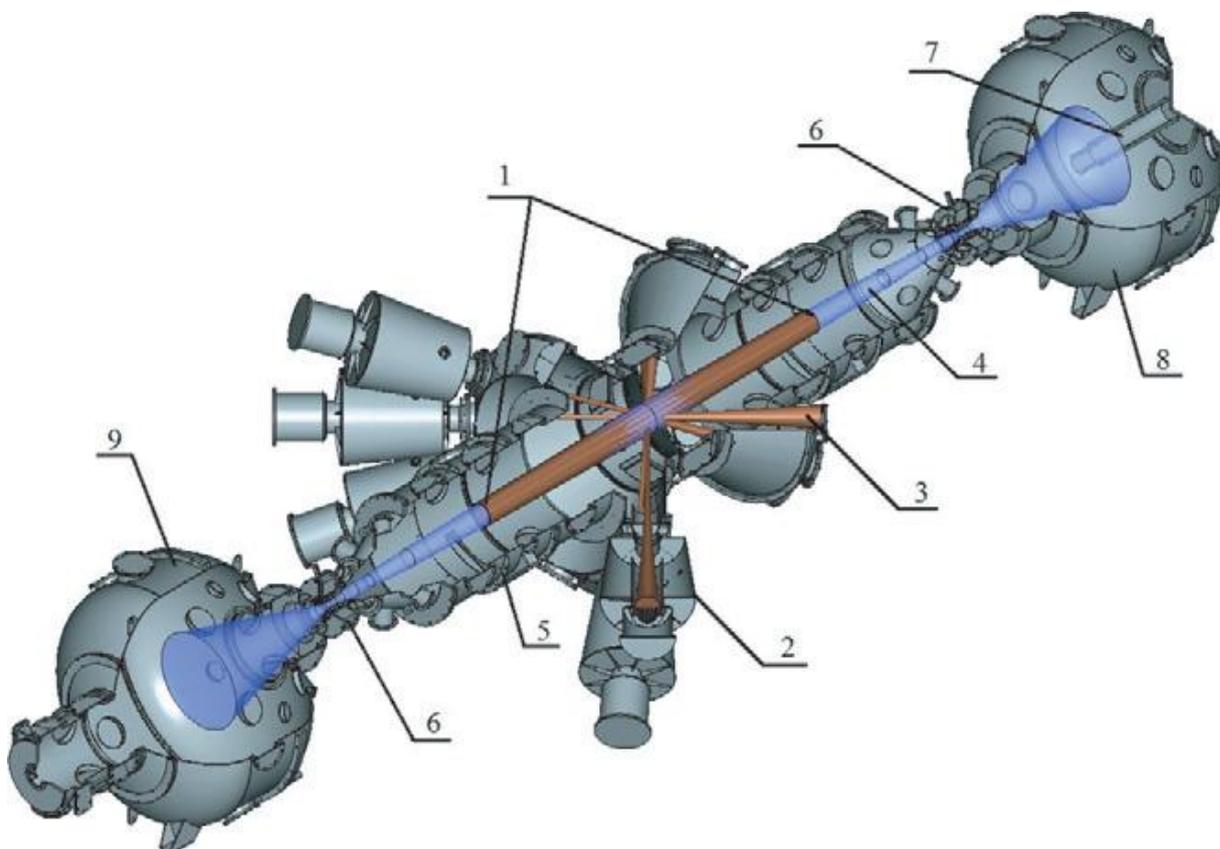
## 1. Введение

Данная квалификационная работа посвящена изучению возможности использования полупроводниковых детекторов на основе нескольких типов фотодиодов для прямой регистрации продуктов термоядерных реакций, а также быстрых атомов перезарядки в эксперименте на установке «Газодинамическая ловушка» (ГДЛ).

Актуальность выбранной темы напрямую связана с целями и задачами исследований, проводимых на установке ГДЛ в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, поэтому вначале кратко представим описание и принцип работы этой крупной плазменной установки, которая является экспериментальным прототипом термоядерного нейтронного генератора.

Установка ГДЛ это аксиально-симметричная линейная ловушка, представляющая собой вытянутую область магнитного поля с максимумами на краях, которые достигаются с помощью катушек сильного магнитного поля [1,2]. Такие области с сильным магнитным полем называются «пробками», а сами установки такого класса – ловушки с магнитными «пробками» или «пробкотроны» [3]. Отличительными особенностями газодинамической ловушки являются большое пробочное отношение (отношение напряженности магнитного поля в «пробке» к полю в центральном сечении) и превышение длины длинны установки над средней длиной пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь.

Схематический вид экспериментальной установки ГДЛ в разрезе приведен на рис. 1, фотография установки представлена на рис. 2.



**Рисунок 1.** Схематический вид установки ГДЛ в разрезе: 1 – точки останковки быстрых ионов, 2 – инжекторы нейтральных пучков, 3 – приемник пучка; 4 – теплая «мишенная» плазма, 5 – катушки центрального соленоида, 6 – пробочные катушки (сильное магнитное поле), 7 – дуговой генератор плазмы, 8,9 – баки расширителя.



**Рисунок 2.** Вид установки ГДЛ со стороны западного бака расширителя.

Основной частью установки ГДЛ является аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением, предназначенный для удержания плазмы, которая содержит две ионные составляющие с сильно различающимися энергиями. Одна из них - теплые ионы с изотропной в пространстве скоростей максвелловской функцией распределения имеют температуру около 250 эВ, плотность  $n_w \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и удерживаются в газодинамическом режиме (отсюда и название установки).

Другая составляющая представляет собой горячие ионы, которые образуются в результате наклонной инъекции пучков атомарного водорода или дейтерия в плазму. Энергия инжектируемых атомов лежит в диапазоне 20 - 25 кэВ, а быстрые ионы, образовавшиеся в результате ионизации атомов, удерживаются в адиабатическом режиме, совершая продольные баунс-колебания между точками останова. Энергетическое время жизни быстрых ионов в основном определяется их торможением за счет столкновений с электронами и оказывается много меньшим характерного времени их углового рассеяния.[2] Таким образом, горячие ионы имеют анизотропную в пространстве скоростей функцию распределения, относительно малый угловой разброс, а их плотность и давление оказываются пикированными вблизи области останова. Средняя энергия быстрых ионов составляет  $E_h \approx 10$  кэВ, а их плотность вблизи области останова достигает  $n_h \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Температура электронов при этом достигает  $T_e = 250$  эВ. Дополнительный нагрев электронов при помощи новой системы ЭЦР нагрева позволяет поднять электронную температуру в установке ГДЛ свыше 0,4 кэВ [4].

Основные инженерные параметры установки и достигнутые на сегодняшний день параметры плазмы приведены в таблице 1. Подробное техническое описание ГДЛ представлено в работе [5].

*Таблица. 1 Основные параметры установки ГДЛ*

Параметр	Значение
Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле в центральной плоскости	до 0,35 Тл
Пробочное отношение	33
Суммарная мощность атомарных пучков	до 8 МВт
Длительность работы атомарных инжекторов	5 мс
Угол наклона атомарных пучков к оси установки	45°
Мощность дополнительного ЭЦР нагрева	до 0,8 МВт
Плотность теплых ионов в центральной плоскости	$2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Плотность горячих ионов в областях остановки	до $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Температура электронов	до 250 эВ
Температура электронов при дополнительном нагреве	400 эВ

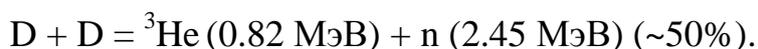
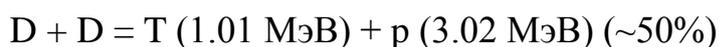
Базовая физика удержания плазмы в ГДЛ довольно проста, поэтому на основе газодинамической ловушки может быть построен относительно дешевый и компактный источник нейтронов. Такой источник может использоваться как для проведения материаловедческих исследований, так и для управления подкритическими ядерными реакторами деления [6]. Проект нейтронного источника на основе ГДЛ развивается в ИЯФ СО РАН совместно с рядом отечественных и зарубежных организаций [7,8]. В источнике нейтронов быстрые ионы дейтерия и трития, образованные в результате наклонной инжекции мощных атомарных пучков, в процессе удержания и релаксации, сохраняют относительно малую угловую расходимость. В этих условиях вблизи областей отражения частиц (точек остановок) продольный профиль плотности быстрых ионов, а, следовательно, и профиль плотности потока нейтронов, образующихся за счёт термоядерных реакций, значительно превышают, соответствующие параметры в центральной плоскости ловушки. Данный метод удержания плазмы может дать преимущества нейтронному источнику на основе ГДЛ, по сравнению с источниками нейтронов на основе токамаков или ускорителей.

Для экспериментального обоснования проекта нейтронного источника на основе ГДЛ интерес представляет прямое исследование пространственного распределения продуктов реакции синтеза в области точки остановки, а так же вероятность термоядерной реакции в любой точке пространства, в каждый момент времени. Такие исследования на экспериментальной модели источника нейтронов – установке ГДЛ, были проведены при инъекции атомарных пучков дейтерия и подробно описаны в предшествующих работах [9,10]. Однако, указанные исследования проводились при значительно меньших параметрах плазмы и при более короткой длительности эксперимента. Кроме того, диагностика для регистрации продуктов термоядерных реакций в эксперименте была, фактически, одноканальная и сканирование по пространству осуществлялось посредством перестановки датчиков. Данный метод не отвечает современным задачам эксперимента, так как теперь необходимо не только измерять пространственное распределение интенсивности термоядерной реакции, но и регистрировать достаточно быстрые флуктуации потока, которые могут быть связаны с эффектами самоорганизации плазмы, а так же с развитием микронеустойчивостей. Таким образом, для проведения локальных измерений, согласно ранее полученным результатам, могут подходить полупроводниковые детекторы [11]. Поставленная задача заключалась в дальнейшем изучении их свойств и исследовании возможности использования полупроводниковых детекторов на основе фотодиодов для прямой регистрации частиц, включая продукты реакции синтеза и быстрые атомы, образованные в результате перезарядки ионов на остаточном газе или атомарном пучке. В описываемой работе исследовалось несколько типов диодов: фотодиоды AXUV 100 производства IRD [12]; PIN фотодиоды [11] и линейка лавинных диодов с тонким мёртвым слоем [13], которые были разработаны в ходе совместных интеграционных проектов института ядерной физики

им. Г.И.Будкера СО РАН и института физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН (ИФП СО РАН).

## 1. Регистрация продуктов реакции синтеза

В настоящий момент на установке ГДЛ ведутся эксперименты с дейтериевой плазмой. Как известно DD-реакция синтеза протекает двумя равновероятными путями:



Для исследования пространственных распределений и интенсивности реакций, с точностью необходимой для наших экспериментов, достаточно наблюдать только за одним продуктом указанных реакций для того, что бы судить о всех реакциях в системе. В качестве регистрируемого продукта DD-реакции были выбраны протоны. Во-первых, протоны обладают электрическим зарядом, что позволяет эффективно использовать полупроводниковые диоды для их регистрации. Во-вторых, они обладают наибольшей энергией из всех продуктов реакции. И в-третьих, регистрация протонов позволяет получить улучшенное пространственное разрешение в отличие от экспериментов с регистрацией нейтронов[9].

Прямое наблюдение продуктов реакции синтеза в прототипе нейтронного источника - установке ГДЛ имеет следующие диагностические цели:

- 1) Поток «термоядерных» протонов в первом приближении пропорционален квадрату плотности быстрых ионов. Временной ход потока дает информацию о поведении популяции быстрых ионов в точке остановки.
- 2) Измерение продольного профиля - информация о продольном распределении источников реакций, а значит информация о свойствах функции распределения быстрых ионов по углам, её временной эволюции.

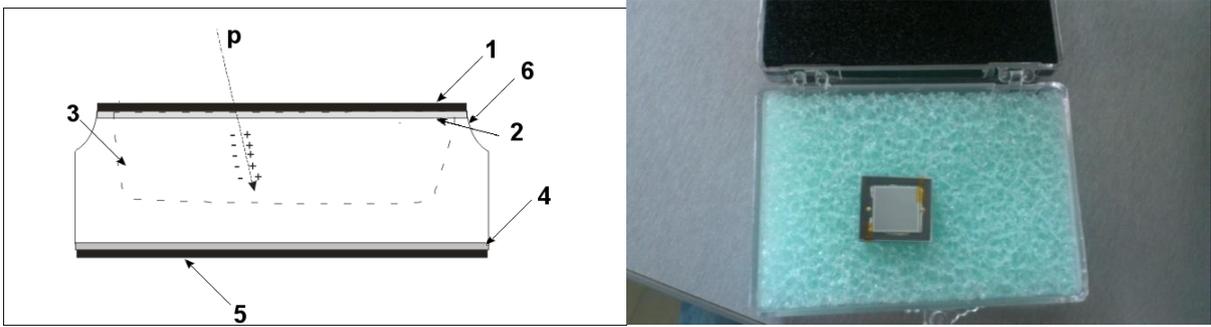
3) Мониторинг эффектов связанных с высоким бета (относительное давление плазмы) и развитием микронеустойчивостей. За счёт микронеустойчивостей может изменяться распределение быстрых ионов по углам. Так же может происходить быстрое изменение положения точки останова вдоль оси и «пинчевание» быстрых частиц к центру.

## 2.1. Детектор на основе PIN фотодиода

В качестве детектора термоядерных протонов на установке ГДЛ был предложен PIN фотодиод [11]. Преимущества использования данного типа диодов в следующем:

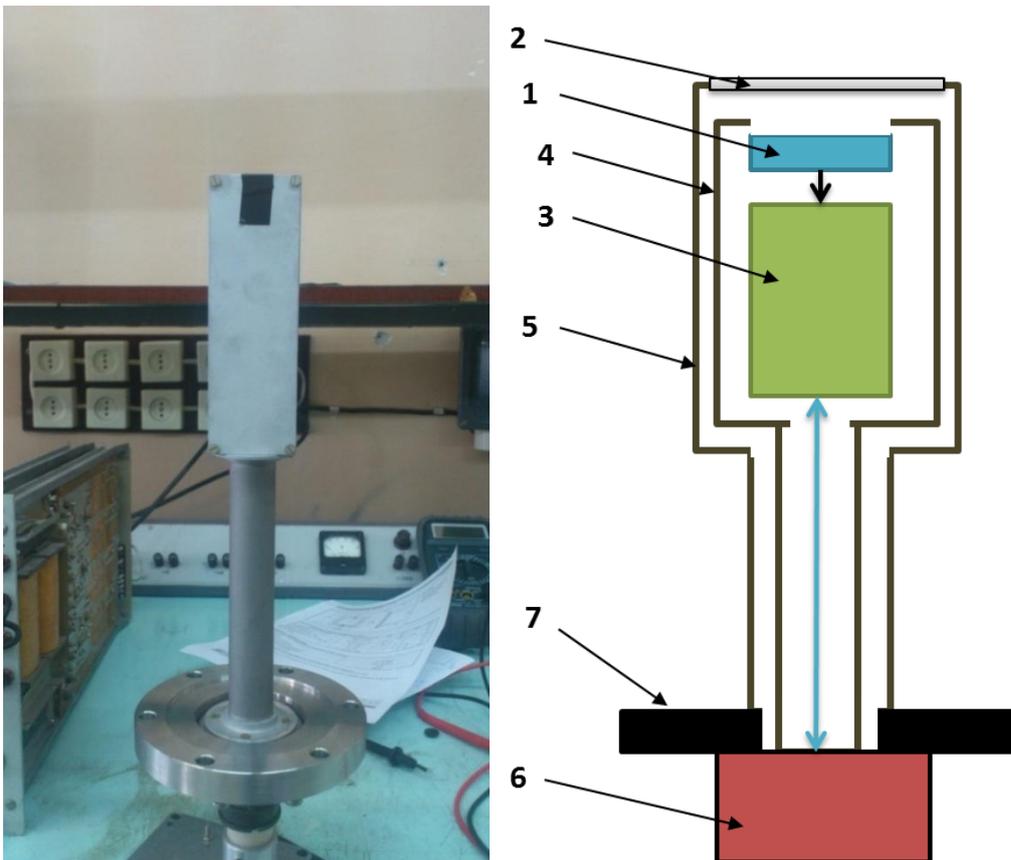
1. За счёт своего малого размера, позволяют получить большое пространственное разрешение
2. Не чувствительны к магнитным полям и нейтронным потокам в условиях установки ГДЛ
3. Позволяют работать в широком диапазоне энергий

Принцип работы фотодиода заключается в следующем: когда заряженная частица проходит *p*-легированный или *n*-легированный слой кремния, а так же обеднённую область, она образует электрон-дырочные пары. Под действием приложенного электрического поля идёт их разделение, собираются свободные носители заряда до того, как они рекомбинируют с дырками, в результате чего образуется ток в цепи. За счёт толстой обеднённой области и тонкого мёртвого слоя термоядерные протоны оставляют практически всю свою энергию в чувствительной области датчика [14].



**Рисунок 3:** Фотодиод (фото) и его схема: 1 — контакт из алюминия (на него подается смещение); 2 — слой р легированного кремния; 3- обедненная область; 4 — слой п легированного кремния; 5 — алюминиевый контакт; 6 — область в которой для уменьшения краевых дефектов был стравлен слой кремния; p — ионизирующая частица.

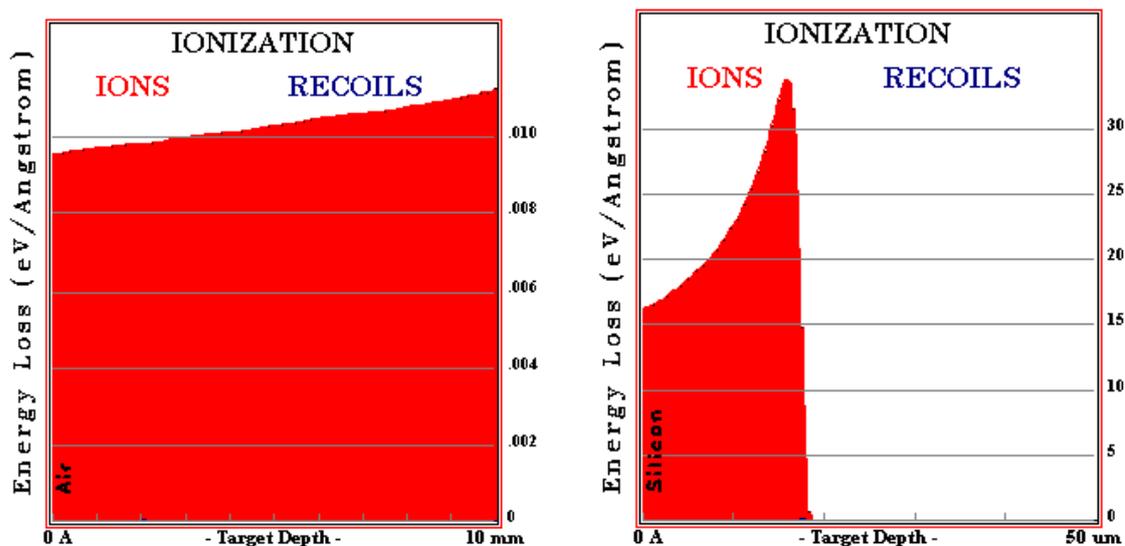
Для регистрации «термоядерных» протонов был сконструирован датчик на основе PIN фотодиода. На рисунке 4 представлена фотография и схема детектора «термоядерных» протонов. Под цифрой (1) обозначен сам фотодиод с площадью  $4 \times 4 \text{ мм}^2$ , защищённый алюминиевой фольгой (2) толщиной 10 мкм от других продуктов термоядерной реакции, излучения плазмы, а так же от напыления титана, который используется для поддержания необходимых вакуумных условий в ГДЛ. Под цифрой 3 обозначен токовый усилитель с коэффициентом усиления 55000 В/А. Под цифрой 4 - внутренний корпус соединён с землёй регистрирующей аппаратуры 5 - внешний корпус соединенный с землёй установки причём оба корпуса не соприкасаются друг с другом и соединены на входе АЦП 6- выход на осциллограф 7 - фланец предназначенный для установки внутрь вакуумной камеры ГДЛ. Сам диод (1) расположен на расстоянии 330 мм от оси плазмы. Конструкция датчика позволяет легко заменить PIN фотодиод на другой.



*Рисунок 4: Датчик на основе фотодиода (фото) и его схема: 1-PIN фотодиод 2-алюминиевая фольга 3-токовый усилитель 4- внутренний корпус 5- внешний корпус 6- выход к осциллографу 7- фланец для установки на ГДЛ.*

## 2.2. Расчёты и эксперименты

Перед началом эксперимента с термоядерными протонами были проведены калибровочные эксперименты с источником альфа-частиц. В качестве источника был выбран  $^{239}\text{Pu}$ , при распаде которого образуются альфа-частицы с энергией 5 МэВ. Моделирование для нахождения длины пробега альфа-частицы в кремнии было произведено программой «The Stopping and Range of Ions in Mater»(SRIM)[15].



*Рисунок 5: Потери альфа-частицы с энергией 5 МэВ на ионизацию в воздухе(слева), потери альфа-частицы с энергией 4 МэВ на ионизацию, проходя в кремниевый диод(справа).*

На левом графике рисунка 5 видны потери альфа-частицы при пролёте в воздухе расстояния 10 мм от источника диода. Вследствие этого она теряет ~1 МэВ энергии. На рисунке справа наглядно показано, что альфа-частица полностью застревает в диоде. Потерями, при прохождении мёртвого слоя толщиной несколько десятков нанометров, можно пренебречь.

На осциллограмме (рисунок 6) представлена форма импульса характерная для альфа-частицы. Пик, который следует за основным сигналом, соответствует особой работе усилителя. Такой эффект вызван тем, что усилитель работает в режиме близком к возбуждению. Как видно из осциллограммы, амплитуда сигнала альфа-частицы с энергией 4 МэВ значительно превышает амплитуду шумов.

На рисунке 7 представлена зависимость ионизационных потерь от длины пробега для «термоядерных» протонов.

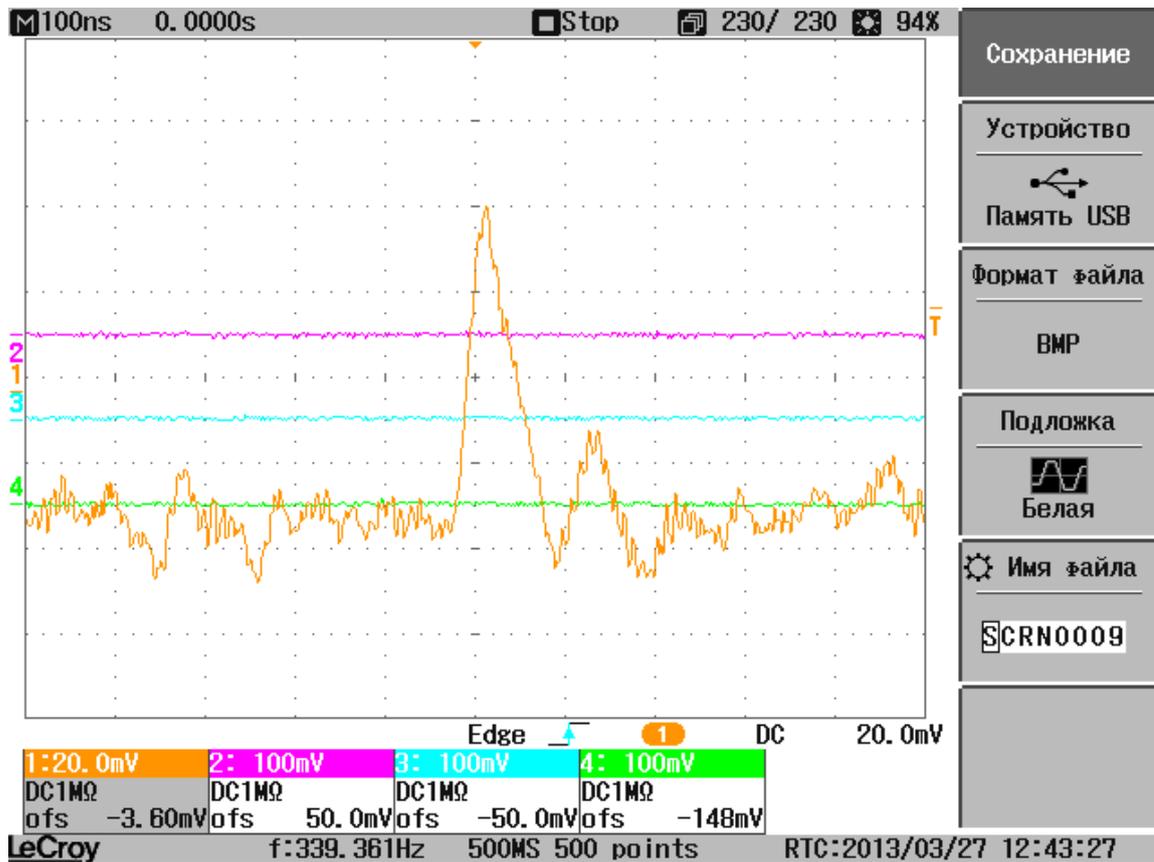


Рисунок 6: Осциллограмма сигнала от альфа-частицы.

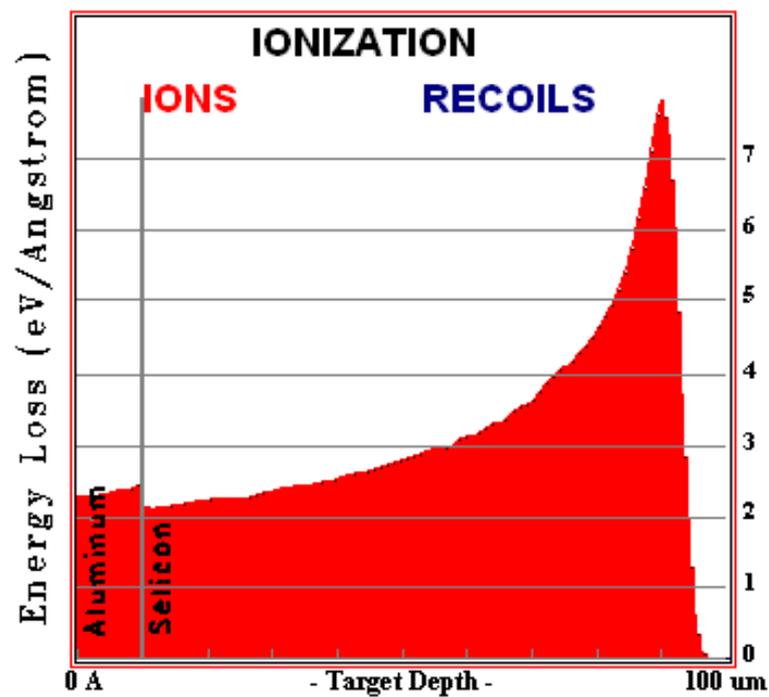
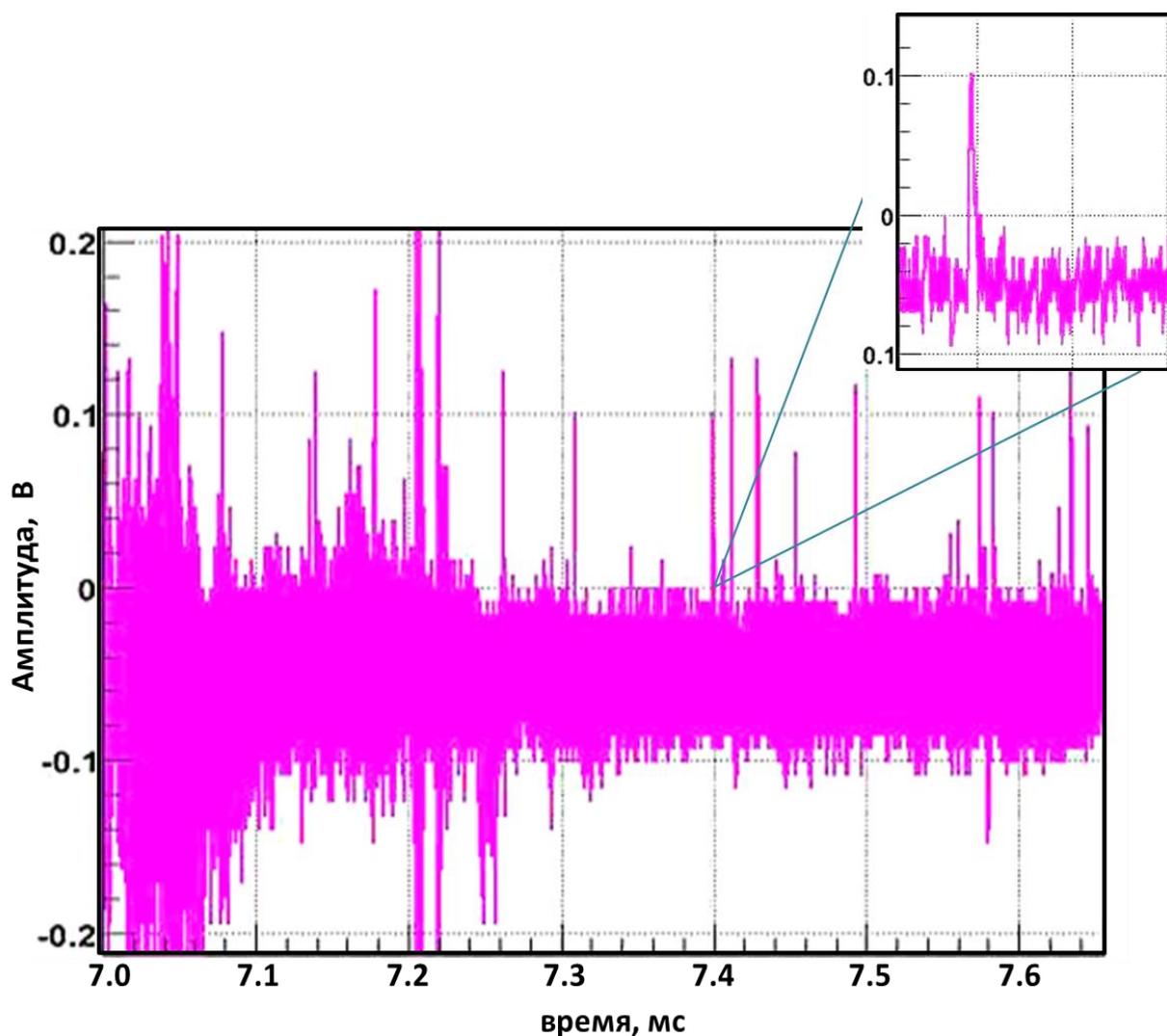


Рисунок 7: Потери протона с энергией 3 МэВ на ионизацию при прохождении через алюминиевую фольгу и кремний.

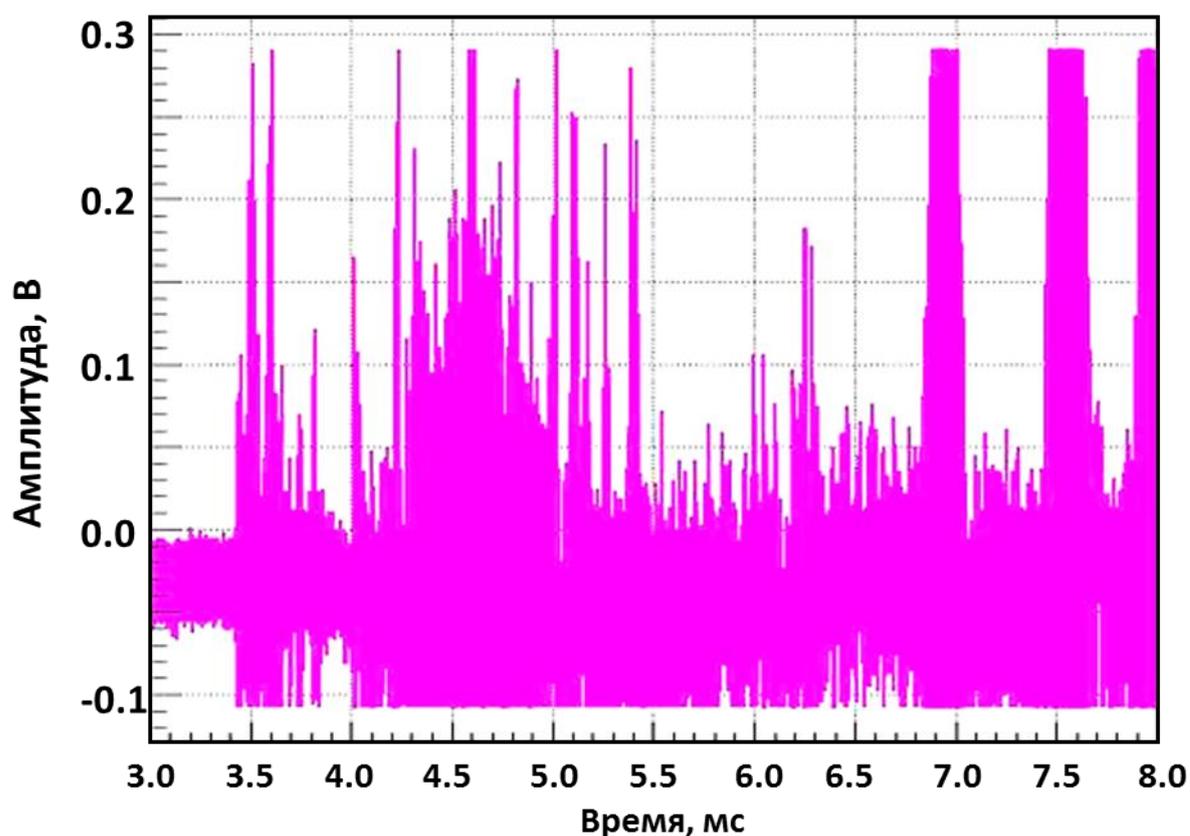
После проведения тестовых экспериментов и моделирования, одноканальный датчик с PIN фотодиодом был установлен в вакуумную камеру ГДЛ. С учётом того, что ширина обеднённой области 150 мкм, можно с уверенностью говорить, что протоны оставляют практически всю свою энергию в диоде. Данные, полученные в ходе эксперимента, приведены на рисунке 8.

Основываясь на предыдущих экспериментах [9] «термоядерные» протоны следует ожидать в этом промежутке времени. Характерные пики после 7240 мкс и есть «термоядерные» протоны.



*Рисунок 8: Сигнал, полученный экспериментальным диодом.*

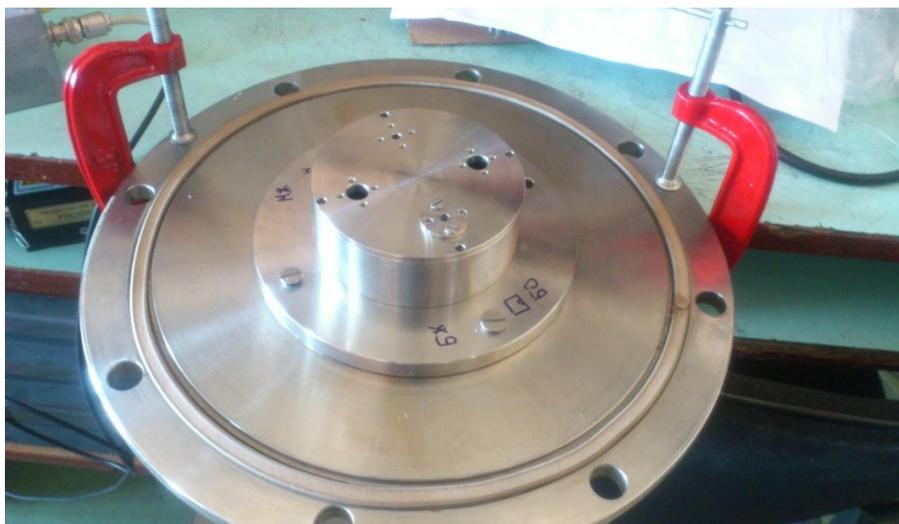
После проведения экспериментов, и успешной регистрации «термоядерных» протонов было предложено заменить PIN фотодиод на диод IRD AXUV 100 [12]. Это обусловлено тем, что диод IRD AXUV 100 имеет площадь  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>, а значит, способен регистрировать больше частиц. При проведении экспериментов на установке ГДЛ было выявлено увеличение шумов в 2-3 раза, что не позволило зарегистрировать сигнал от «термоядерных» протонов. Характерной особенностью было то, что усиление шумов происходило после включения инжекторов на установке. Данный эффект может быть вызван отсутствием согласованности усилителя и фотодиода, или же протяжённость обеднённой области не достаточно велика для регистрации протонов.



*Рисунок 9: Сигнал от диода AXUV100.*

В качестве дополнительного эксперимента было предложено сконструировать двухканальный датчик, в котором будут располагаться два фотодиода, работающие в одинаковых условиях. Фотография датчика представлена ниже (рисунок 10). Планируется использовать данный

датчик для сравнения различных диодов. Это позволит отобрать те экспериментальные диоды, которые подходят нам под ту или иную поставленную задачу. Диоды будут сравниваться в одинаковых условиях, и подключаться к одному источнику питания. Как видно из фотографии можно менять коллимационные отверстия простым поворотом крышки корпуса на  $90^{\circ}$ . Это позволит менять поток падающих протонов.



*Рисунок 10: Двухканальный датчик, расположенный на фланце.*

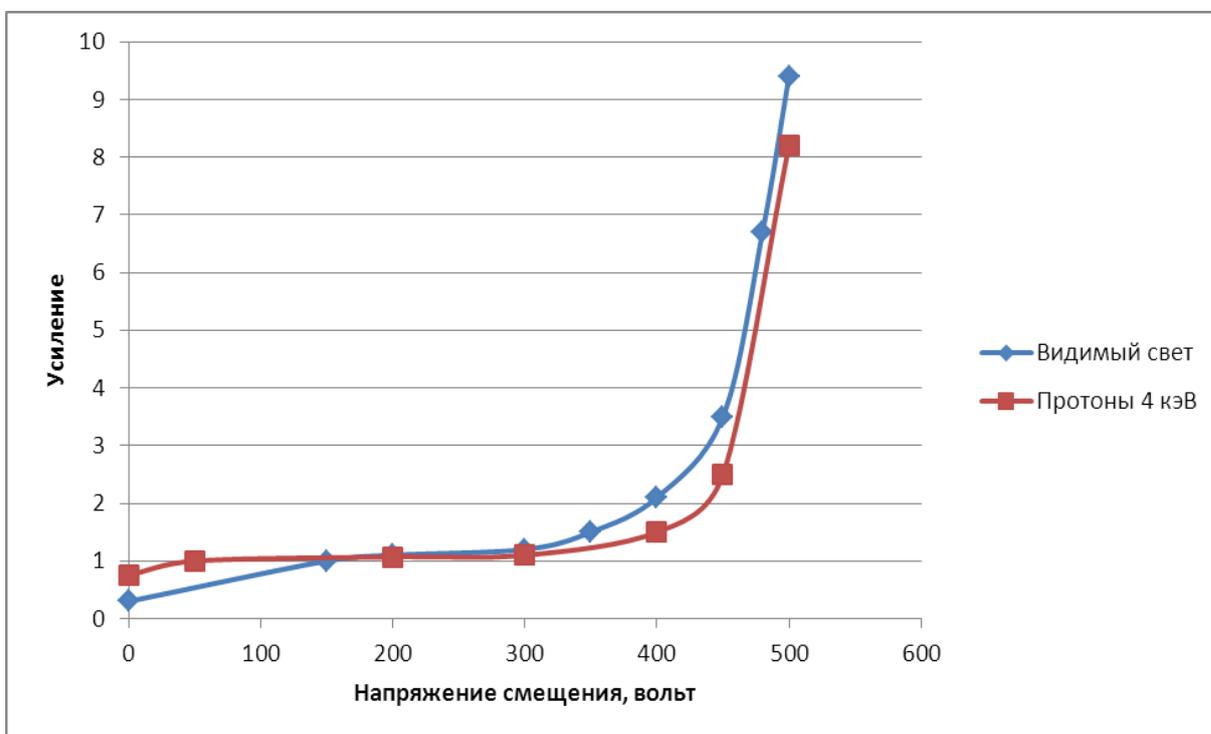
### **3. Регистрация низкоэнергетичных частиц**

Помимо регистрации продуктов термоядерной реакции, не менее важно регистрировать атомы перезарядки. Их прямая регистрация даёт информацию о функции распределения быстрых ионов плазмы. В отличие от продуктов термоядерных реакций синтеза, атомы перезарядки обладают энергией несколько килоэлектронвольт. Существуют различные способы регистрации частиц с такими энергиями, и один из них - прямая регистрация частиц с помощью лавинных диодов.

#### **3.1. Описание лавинного диода**

Задачей являлась исследование диодов с лавинным усилением и их возможность регистрировать низкоэнергетичные частицы. Характерной особенностью такого диода является наличие лавинного усиления сигнала

в определённых режимах работы. Механизм лавинного усиления заключается в следующем: при прохождении частицы через слой, обладающий р либо n проводимостью, или через обеднённую область она выбивает электрон из кристаллической решётки и остаётся дырка как и с обычным фотодиодом. Потом под действием приложенного запирающего напряжения в кристалле полупроводника образуется сильное электрическое поле, в котором электроны ускоряются. Если в электрическом поле они наберут достаточную энергию, чтобы перенести еще один электрон из валентной зоны в зону проводимости, то они выбивают следующий электрон, который тоже ускоряется и т.д. Таким образом, образуется лавина носителей заряда. Дырки так же вносят вклад в лавинное усиление, но коэффициент вторичной эмиссии другой. В итоге в цепь течёт усиленный ток, и зависимость коэффициента усиления от поданного на диод напряжения показана на рисунке 11. Данная зависимость получена экспериментальным путём, описанным в работе [16].

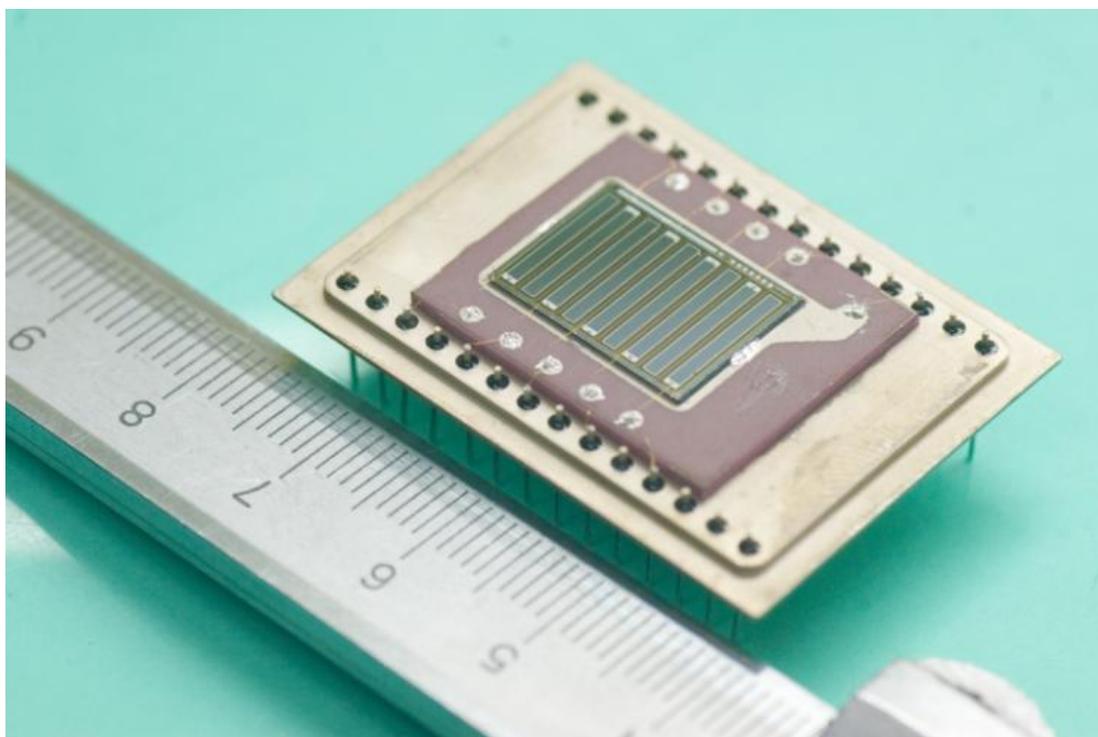


*Рисунок 11: Зависимость коэффициента усиления от поданного напряжения.*

Как видно из графика диод работает в режиме лавинного усиления при подаче напряжения от 300. При напряжении больше 510 В наступает пробой, а при напряжении меньше 300 В лавинный диод работает как обычный диод.

Важнейшей особенностью и уникальностью данного диода является наличие тонкого мёртвого слоя (порядка 80 нм) и большой чувствительной области. Данный диод специально предназначен для прямой регистрации частиц. За счёт тонкого мёртвого слоя частицы теряют малое количество энергии, а в протяженной чувствительной области они оставляют практически всю свою энергию. Таким образом, данный детектор можно использовать как спектрометр в широком диапазоне энергий.

Так же немало важным свойством является компактность датчика, что позволяет в перспективе установить данный тип датчика на установку ГДЛ в непосредственной близости от плазмы. Датчик исполнен в девятиканальном варианте (рисунок 12), что подразумевает создание на его основе многоканальной диагностики[17].



*Рисунок 12: Фотография линейки лавинных диодов, используемых в эксперименте.*

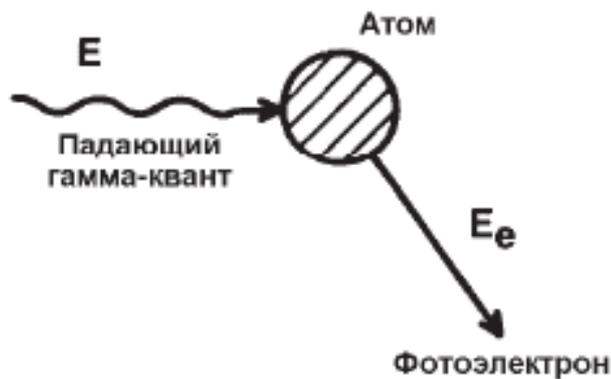
## 3.2. Расчёты и эксперименты

На начальном этапе в качестве низкоэнергетичных частиц для регистрации были выбраны гамма-кванты (порядка сотен килоэлектронвольт) так как: 1) при работе с гамма-квантами не требуется вакуумная техника 2) в отличие от протонов с энергией несколько сотен килоэлектронвольт, источники гамма-квантов тех же энергий менее громоздки.

Как известно, существуют три механизма взаимодействия гамма-квантов с веществом: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электрон-позитронных пар.

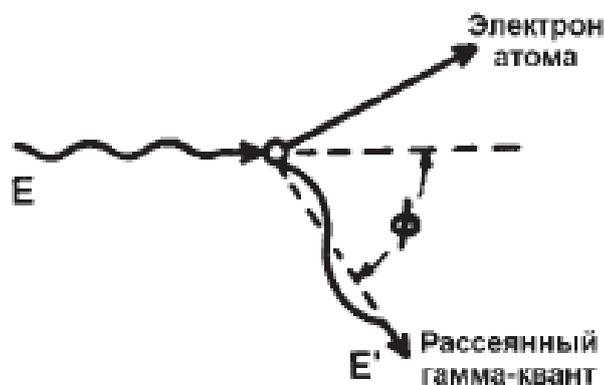
Механизм образования электрон-позитронных пар происходит при энергиях выше 1,022 МэВ, что соответствует энергии покоя электрона и позитрона. Под влиянием сильного электромагнитного поля вблизи ядра гамма-квант исчезает, образуя электрон-позитронную пару, ядро при этом приобретает небольшую энергию отдачи для сохранения импульса. Если гамма-квант обладает энергией больше чем 1,022 МэВ, то она делится между кинетической энергией электрона и позитрона. Потому в диапазоне энергий от 10 до 1000 кэВ работают только механизмы комптоновского рассеяния и фотоэффекта[18].

Механизм фотоэлектронного поглощения заключается в следующем: при взаимодействии гамма-кванта со связным электроном атома он теряет всю свою энергию и перестаёт существовать как гамма-квант. Малая часть энергии идёт на преодоление энергии связи электрона, а большая часть передаётся электрону в качестве кинетической энергии. Фотоэлектрическое поглощение является важным процессом для регистрации гамма-излучения, потому что гамма-квант отдаёт всю свою энергию, и результирующий импульс попадает в пик полного поглощения[18].



*Рисунок 13: Иллюстрация механизма фотоэффекта.*

Комптоновское рассеяние представляет собой процесс упругого столкновения, в котором гамма-квант взаимодействует со свободным или слабо связным электроном и передаёт часть своей энергии электрону. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса слабо связный с атомом электрон может получить только часть энергии гамма-кванта. После взаимодействия гамма-квант не исчезает, а продолжает свой путь пока не покинет среду или пока не взаимодействует с другим атомом. Слабо связный электрон выбивается с внешней оболочки с кинетической энергией, равной разности энергии, потерянной гамма-квантом, и энергии связи электрона. После взаимодействия вылетают две частицы: свободный электрон и рассеянный гамма-квант [18].



*Рисунок 14: Иллюстрация механизма Комптоновского рассеяния.*

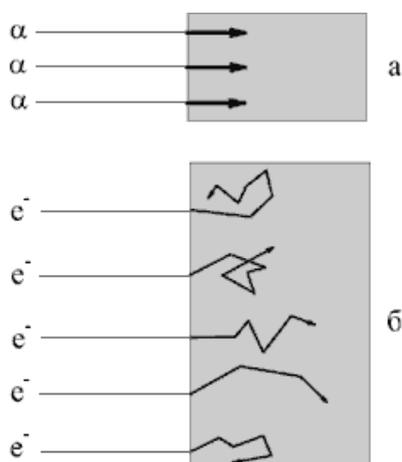


*Рисунок 15: Спектр высокого разрешения  $^{137}\text{Cs}$ .*

Вследствие вышеперечисленных механизмов спектр излучения должен иметь форму, представленную на рисунке 15 [18].

Как сказано выше, при взаимодействии гамма-квантов с веществом образуются электроны. Электроны в веществе ведут себя иначе по сравнению с альфа-частицами. За счёт своей малой массы электроны, при соударениями с атомами вещества, сильно меняют импульс и направление, что в свою очередь вызывает сильное радиационное излучение. Удельные потери электрона можно разделить на два типа: ионизационные и радиационные. Ионизационные потери, вызванные соударениями свободного электрона с атомными электронами, преобладают в области энергий  $< 1$  МэВ и включают в себя потери на ионизацию атомных электронов. Потери на ионизацию в среднем малы, но при суммировании по всем столкновениям дают существенный вклад в потери при низких энергиях. Радиационные потери вызваны радиационным излучением, так как при столкновении электрона с ядром, первый меняет траекторию и приобретает ускорение. Данные потери преобладают в областях больших энергий ( $> 1$  МэВ).

При столкновении с атомными электронами и ядрами свободный электрон сильно меняет свою траекторию за счёт своей малой массы. Это сильно сказывается на длину пробега электрона в веществе. (рисунок 16) [19]



**Рисунок 16:** Схематическое представление поведения траекторий первоначально параллельного пучка нерелятивистских частиц в веществе. а - альфа-частицы, б - электроны.

Движение электронов в веществе носит вероятностный характер, что даёт большой разброс значений пробегов отдельных частиц. Поэтому в качестве средней величины пробегов принято вычислять экстраполированный пробег электронов [19]. Он вычисляется по формуле относительно пробега в алюминии:

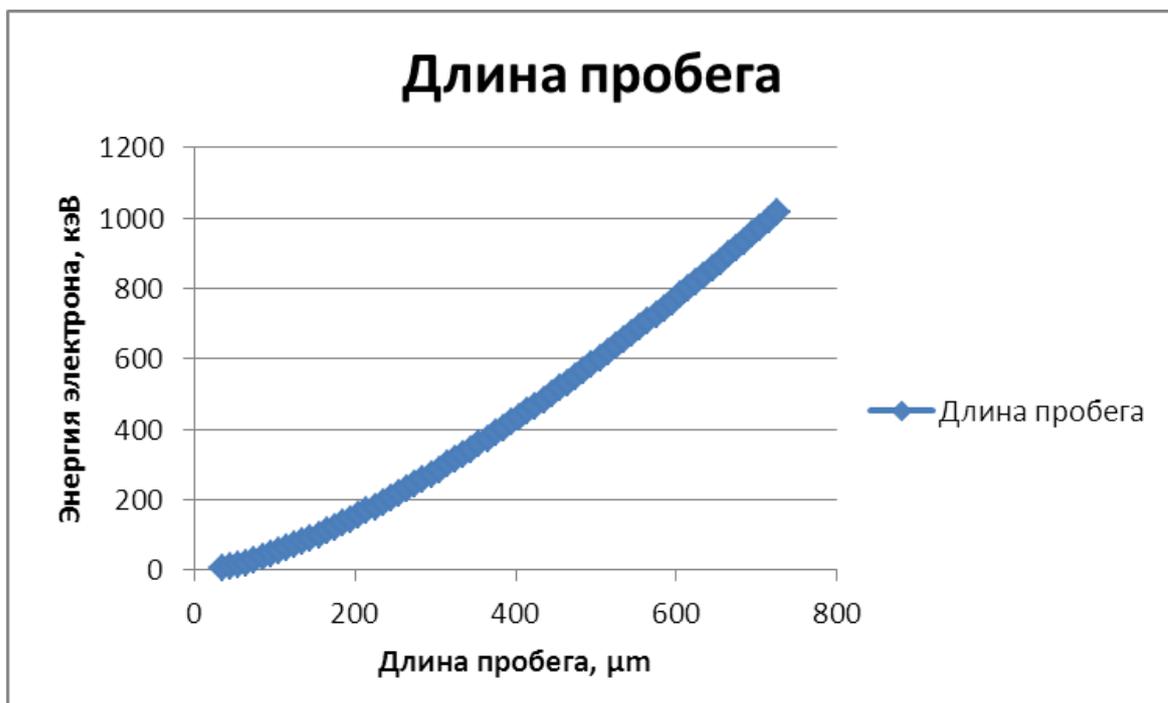
$$R_3(\text{Al}) = 0.4E^{1.4} \text{ при } E < 0.8 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

$$R_3(\text{Al}) = 0.54E - 0.133 \text{ при } E > 0.8 \text{ МэВ}, \quad (2)$$

$$R_3(A, Z) = R_3(\text{Al}) \times (Z/A)_{\text{Al}} / (Z/A), \quad (3)$$

где  $Z$ -зарядовое число,  $A$ - массовое число,  $R_3$ - экстраполированный пробег(г/см<sup>2</sup>).

Для подсчёта экстраполированного пробега электронов в кремниевом диоде использовалась формула (3), а для расчёта пробега в алюминии была выбрана формула (1) так как регистрировались гамма-кванты низких энергий. Зная плотность кремния можно посчитать длину пробега электрона в лавинный диод. Зависимость длины пробега от энергии представлена на рисунке 17.



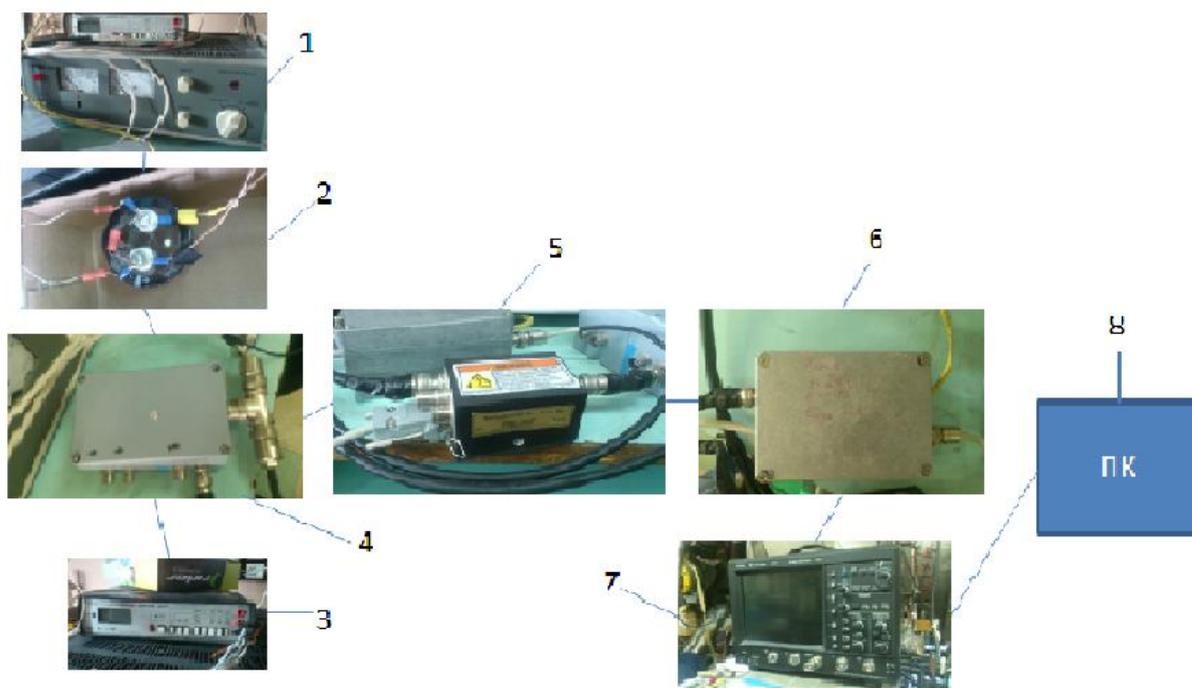
*Рисунок 17: Зависимость длины пробега электрона от его энергии.*

С учётом того, что толщина чувствительной области лавинного диода не превышает 150 мкм, можно сделать вывод, что для гамма-квантов с энергией не более 180 кэВ чувствительная область будет «массивной», и электроны, родившиеся внутри, будут тратить всю свою кинетическую энергию на образование электрон-дырочных пар.

При работе с лавинными диодами требуются дополнительные технологические устройства:

- малошумящий усилитель,
- короткие коаксиальные кабели,
- дополнительный фильтр.

С учётом этих особенностей был создан стенд для тестовых экспериментов с линейкой лавинных диодов. Схема стендовой установки представлена на рисунке 18. Под цифрой 1 – источник питания ТВ-2, 2 – фильтр, 3 – вольтметр, 4 – линейка лавинных диодов, 5 – предусилитель Canberra 2003 ВТ, 6 – токовый усилитель, 7 – осциллограф LeCroy 334А, 8 – персональный компьютер для обработки данных.



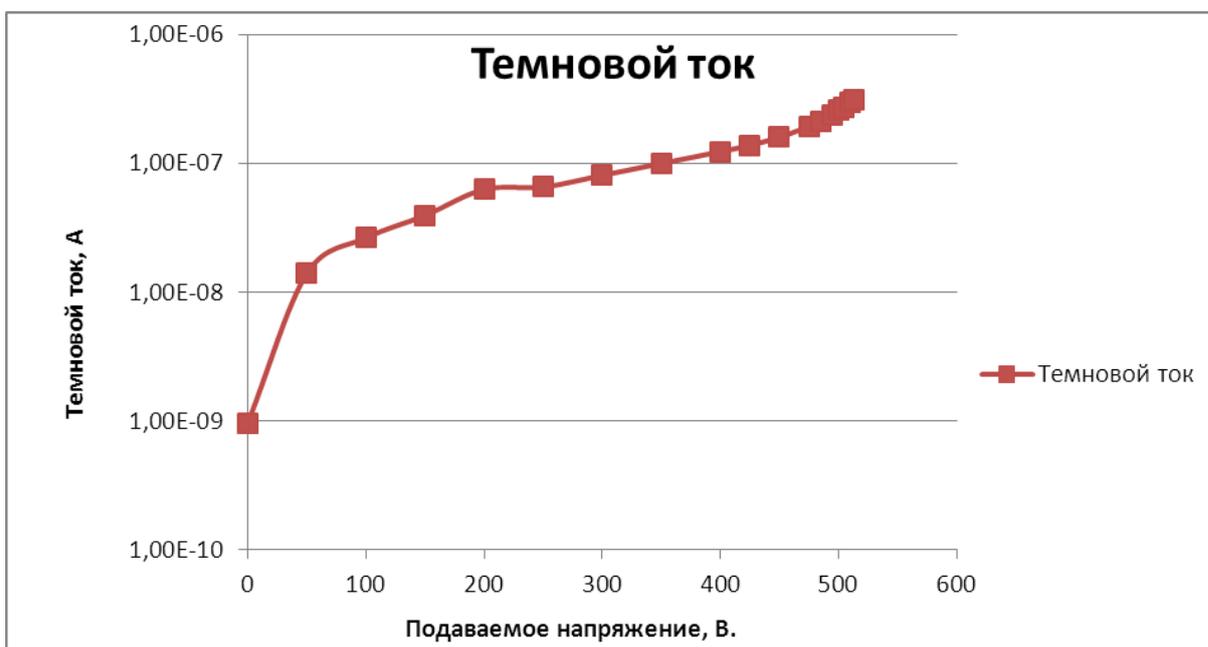
*Рисунок 18: Схема стендовой установки для регистрации гамма-квантов.*

Фильтр под цифрой 2 представляет собой RC цепочку: конденсатор с ёмкостью 2200 мкф и сопротивлением 22 кОм. Предусилитель Canberra 2003 ВТ обладает чувствительностью 20 мВ/МэВ [20]. Токовый усилитель имеет следующие характеристики: входное сопротивление 1 кОм, частот- 2МГц, коэффициент усиления 1000 В/А.

Вся регистрирующая аппаратура имеет довольно узкую полосу. За фильтрацию по высоким частотам отвечает токовый усилитель с частотой 2 МГц, а по низким, ёмкость между каскадами усилителя равная 5,1 нФ и входное сопротивление равное 1 кОм. Как раз эти параметры дают короткий передний фронт (порядка 0,5 мкс) и длинный задний фронт (10 мкс).

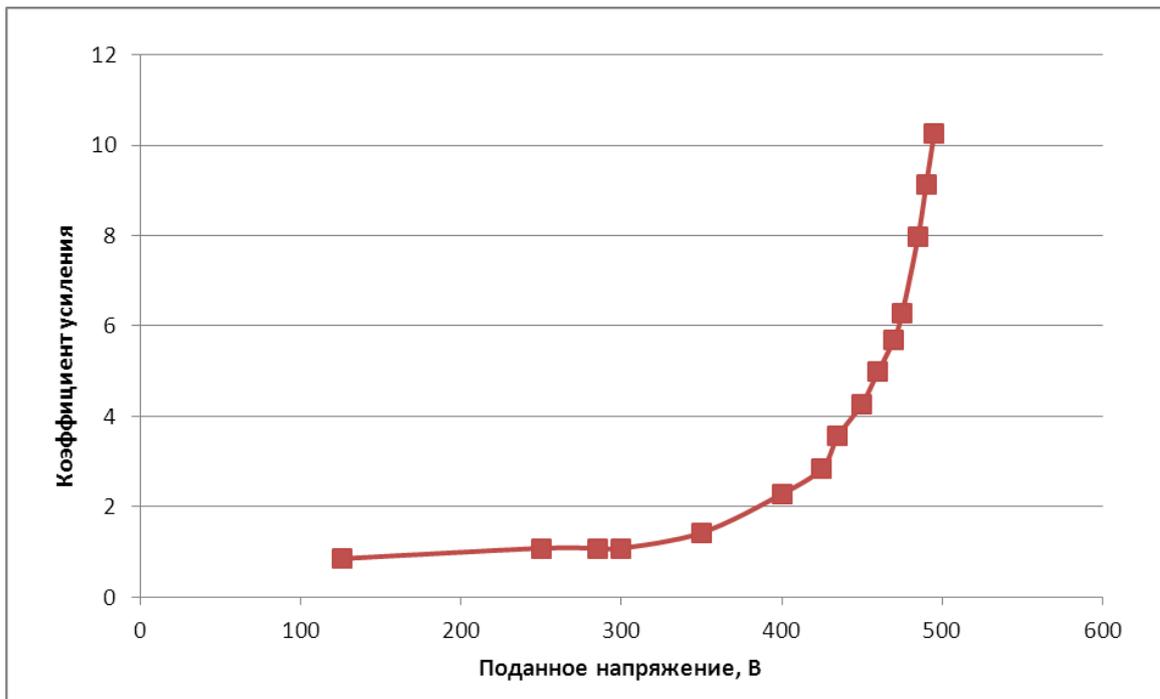
Характерным параметром для лавинного диода, или другого фотоприёмника, является темновой ток. Так как диод обладает неким конечным сопротивлением, то при подаче напряжения смещения (или напряжения питания) от внешнего источника, в нём протекает малый ток, который называется темновым. Величина темновго тока зависит от

внутреннего сопротивления и приложенного напряжения. Было предложено построить зависимость темнового тока от приложенного напряжения. В ходе эксперимента подавалось различное напряжение, образовавшийся ток в цепи, за счёт своей малости, пропускали через специальный усилитель с коэффициентом усиления  $3 \times 10^6$  В/А, а напряжение снималось вольтметром. Результаты представлены на рисунке 19. Для диода значение предельного тока, после которого диод перестаёт работать, является 1 мкА.



*Рисунок 19: Зависимость значения темнового тока от поданного напряжения.*

Для построения зависимости коэффициента лавинного усиления от поданного на диод напряжения были повторно проведены эксперименты по измерению коэффициента лавинного усиления в диоде при регистрации видимого света для различных напряжений смещения. В ходе эксперимента подавались короткие импульсы от светодиода с длиной волны  $\sim 650$  нм и регистрировались датчиком. В зависимости от поданного на диод напряжения менялась амплитуда сигнала. Основываясь на работе [16] зависимость лавинного усиления для видимого света и для отдельных частиц одинакова. Далее в моей работе коэффициенты лавинного усиления будут указываться, основываясь на зависимости на рисунке 20.



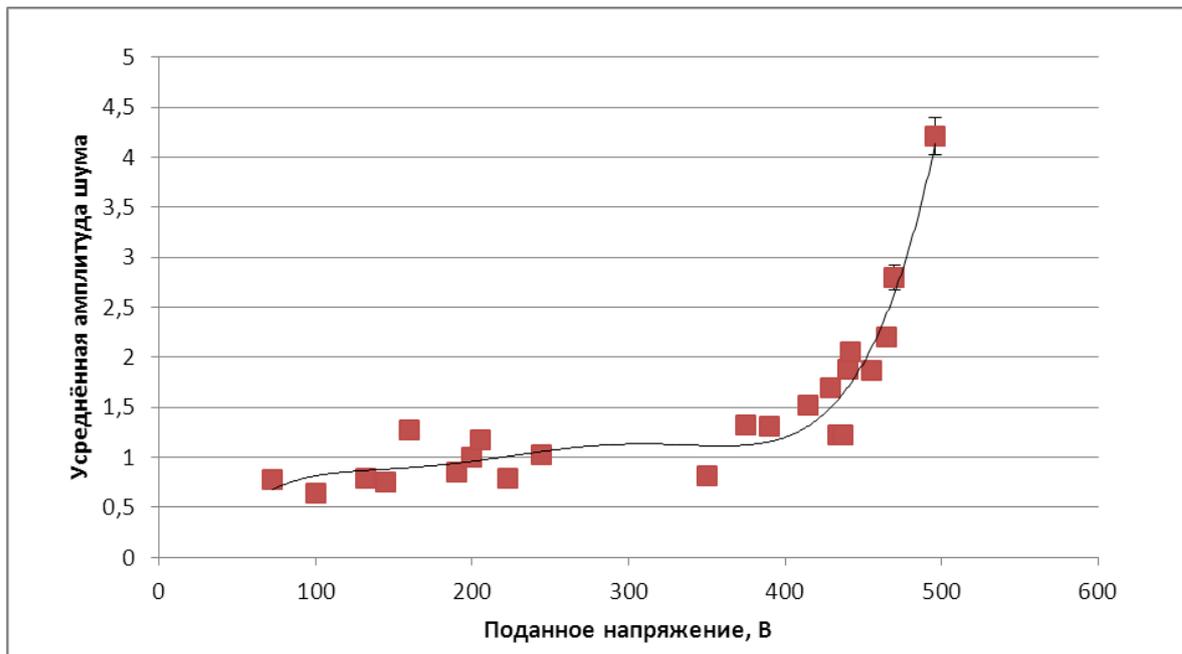
*Рисунок 20: Зависимость коэффициента усиления от поданного напряжения.*

Так же были произведены измерения уровня шумов в зависимости от поданного напряжения. Регистрация уровня шумов проводилась в двух режимах: с фильтром низких частот и без него. Фильтром является RC-цепочка с сопротивлением 1 кОм и ёмкостью 10 нФ, что даёт время интегрирования 5 мкс. В качестве величины, характеризующей уровень шумов, было предложено использовать параметр  $G$ , который задаётся формулой (4):

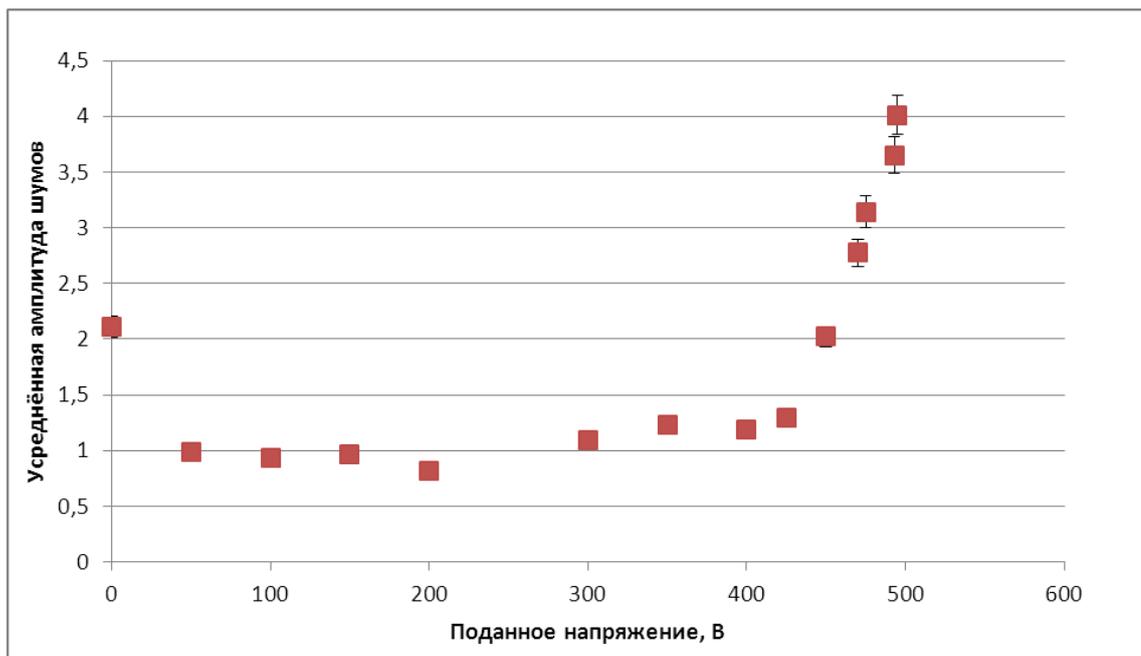
$$G = \frac{\sqrt{\sum(x-\bar{x})^2}}{\sqrt{n-1}} \quad (4)$$

Где  $x$ - значение шума, а  $n$ - количество точек на осциллограмме.

Значения шумов, записанные в осциллограммах, подставляли в эту формулу, производилась нормировка по значению параметра  $G$  при 200 В. Таким образом получалась зависимость коэффициента усиления шумов  $K_{шумов}$  от поданного напряжения. Для построения доверительного интервала на графике использовалось значение  $K_{шумов}/\sqrt{n}$ .



*Рисунок 21: Зависимость коэффициента усиления шумов от поданного напряжения.*



*Рисунок 22: Зависимость коэффициента усиления шумов от поданного напряжения с использованием фильтра низких частот.*

На рисунке 19 можно обратить внимание на рост параметра  $K_{шумов}$  при уменьшении поданного напряжения. Это связано с тем, что при подаче напряжения на полупроводник происходит разделение заряда, тем самым резко уменьшается его ёмкость, а значит и амплитуда шумов. Сравнивая

эти графики с зависимостью коэффициента лавинного усиления от напряжения можно сделать вывод, что увеличение  $K_{шумов}$  с увеличением поданного напряжения меньше чем усиление сигнала от светодиода. Значит, использование данного датчика позволяет получить осциллограммы с приемлемым соотношением сигнал-шум.

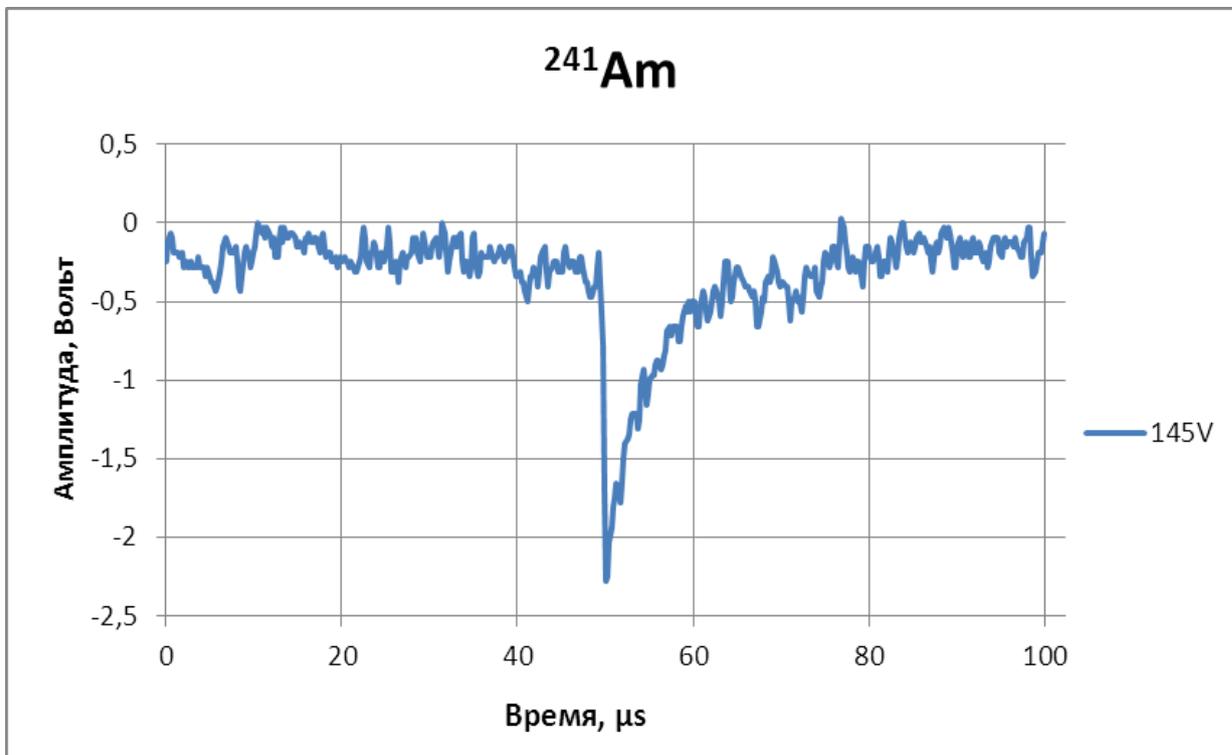
В качестве источников гамма-квантов были выбраны следующие изотопы:  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ . (таблица 2)

*Таблица 2: Список использованных в работе источников и их характеристики.*

Основной радионуклид	Период полураспада	Еγ, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Активность (распад/сек)
Am-241	432,6 лет	26,3 (2,4%)	$10^5$
		33,2 (0,13%)	
		59,5 (35,8%)	
Na-22	2,6027 лет	511,0 (1,8%)	$10^5$
		1274,54 (99,94%)	
Ba-133	10,54 лет	81,0 (32,9%)	$10^5$
		276,4 (7,2%)	
		302,9 (18,3%)	
		356,0 (62,0%)	
		383,85 (8,9%)	
Fe-55	2.741 лет	5,19(60%)	$10^5$
		5,9(28%)	

В ходе эксперимента было записано более 1000 осциллограмм, для набора статистики и построения амплитудного спектра. На рисунке 20 приведена осциллограмма типичного импульса от гамма-кванта. Как видно, длительность импульса составляет 10 мкс, амплитуда 1,8 В. Время

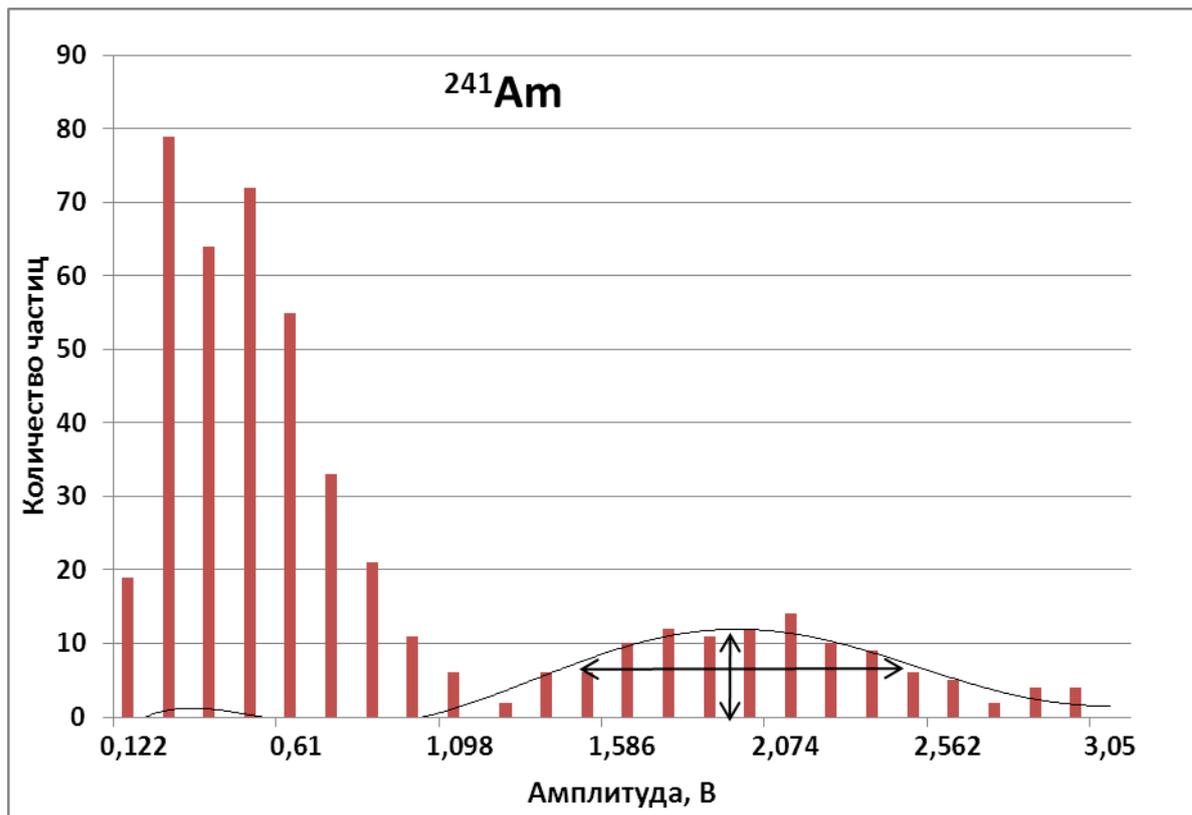
нарастания переднего фронта сигнала менее 0,5 мкс, что обеспечивается полосой пропускания усилителя 2 МГц. Данный сигнал был получен от  $^{241}\text{Am}$  при напряжении смещения 145 В в режиме «без лавинного усиления».



*Рисунок 23: Осциллограмма сигнала полученного от гамма-кванта. Длительность импульса 10 мкс, амплитуда 1,8 В.*

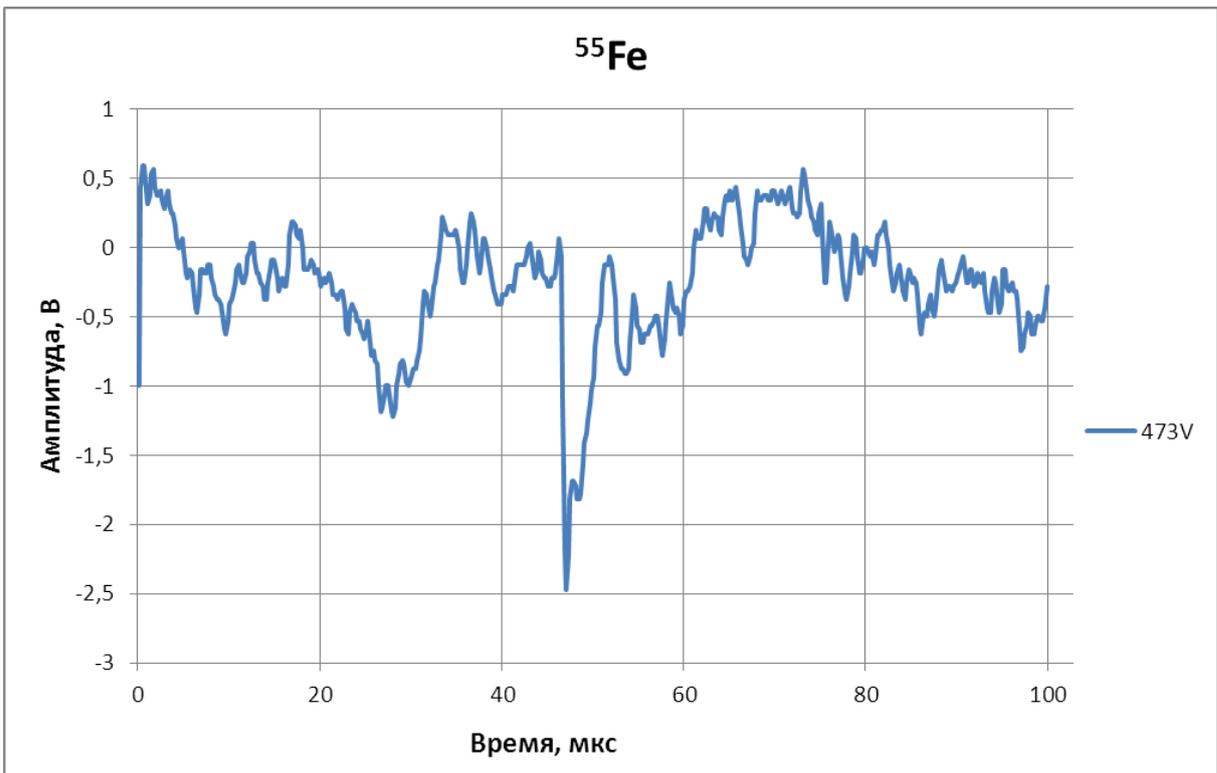
После проведения достаточного количества запусков для различных источников гамма-квантов и различных напряжений смещения были построены амплитудные спектры. Например, амплитудный спектр  $^{241}\text{Am}$  при напряжении смещения 420 В (рисунок 24). Данное напряжения даёт усиление сигнала в 3,2 раза, а уровень шумов увеличивается в 1,6 раза.

По нашим предположениям в промежутке от 1,464 до 2,806 В находится фотоэлектронный пик, с центром в точке со значением амплитуды 2,074 В, соответствующий линии излучения с энергией 59 кэВ. Ширина этого пика на полувысоте составляет 1 В, что соответствует энергии 30 кэВ. В промежутке до 1,22 В расположен спад полочки отвечающей за комптоновское рассеяние.



*Рисунок 24: Спектр излучения от  $^{241}\text{Am}$  при напряжении 420 В усиление сигнала в 2,8 раза, уровень шумов увеличен в 1,6 раза.*

В ходе эксперимента были успешно зарегистрированы импульсы гамма квантов от  $^{55}\text{Fe}$  с энергией меньше 6 кэВ, при напряжении смещения 473 В. При данном напряжении амплитуда сигнала увеличивается в 6,2 раза, а уровень шумов усиливается в 3,8 раза. Зарегистрировать сигнал от гамма-кванта с такой энергией в режиме работы «без лавинного усиления» было невозможно, так как он тонул в шумах. Осциллограмма одного из импульсов представлена на рисунке 25. Длительность импульса 5 мкс обусловлена дополнительным фильтром, амплитуда сигнала  $\sim 2$  В и превышает уровень шума. Таким образом, данную систему можно использовать для регистрации атомов перезарядки на установке ГДЛ.



*Рисунок 25: Осциллограмма сигнала полученного от гамма-кванта в режиме лавинного усиления: амплитуда сигнала увеличивается в 6,2 раза, уровень шумов усиливается в 3,8 раза.*

*Длительность импульса 5 мкс, амплитуда ~2 В.*

## 4. Заключение

В заключении приведу основные результаты и выводы, полученные при выполнении настоящей квалификационной работы:

- Разработан и установлен на ГДЛ одноканальный датчик для регистрации «термоядерных» протонов на основе PIN фотодиода  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup>. Проверена работоспособность датчика и были зарегистрированы отдельные протоны. Сконструирован двухканальный датчик для изучения свойств различных диодов путём регистрации протонов в одинаковых условиях.
- Подготовлен стенд для исследования свойств линейки лавинных диодов с тонким мёртвым слоем, который позволяет регистрировать отдельные частицы с энергией от нескольких килоэлектронвольт.
- Зарегистрированы импульсы от различных источников гамма квантов. Построены амплитудные спектры <sup>241</sup>Am.
- Зарегистрированы отдельные импульсы гамма-квантов с энергией 6 кэВ от <sup>55</sup>Fe. Это позволит использовать данную систему для регистрации атомов перезарядки на установке ГДЛ.

Предстоящие задачи и будущие исследования:

- Работа по исследованию и сравнению различных типов полупроводниковых детекторов с помощью двухканального датчика.
- Эксперименты с линейкой лавинных диодов по регистрации отдельных протонов с энергиями от 150 кэВ и меньше.

## **Список литературы:**

---

- 1 Мирнов В.В., Рютов Д.Д., Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы // Письма в ФТФ – 1979 – т.5 – с. 678.
- 2 Мирнов В.В., Рютов Д.Д., Газодинамическая ловушка. В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез. // 1980. Вып.1(5), С.57 - 66.
- 3 Будкер Г.И. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. // М.: Изд. АН СССР. 1958. – Т.3, С.3.
- 4 Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Коваленко Ю.В., Савкин В.Я., Яковлев Д.В., Электронный циклотронный резонансный нагрев плазмы в газодинамической ловушке // Тезисы докладов 41 МЕЖДУНАРОДНОЙ (ЗВЕНИГОРОДСКОЙ) КОНФЕРЕНЦИИ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ И УПРАВЛЯЕМОМУ ТЕРМОЯДЕРНОМУ СИНТЕЗУ 10 — 14 февраля 2014 года, г. Звенигород Московской обл. – 2014.
- 5 Давыденко В.И., Иванов А.А., и др. Экспериментальная модель газодинамической ловушки. // Препринт ИЯФ 86-104. Новосибирск: ИЯФ, 1986.
- 6 A.V.Anikeev, P.A. Bagryansky, U.Fisher, K.Noack, Yu.A. Tsidulko. “The GDT based neutron source as a driver in a sub-critical burner of radioactive wastes”, Fusion Science and Technology, v.59, Issue 1T (2011) p.220
- 7 Ivanov A.A., Ryutov D.D., Mirror-based neutron sources for fusion technology studies. // Nucl. Science and Engineering – 1990 – Vol.106 – P.235.
- 8 P.Bagryansky, Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., et. al. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source. // Fusion Engineering and Design -2004 –vol.70- p.13.
- 9 V.V.Maximov, A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, A.A.Ivanov, A.A.Lizunov, S.V.Murakhtin, K.Noack, V.V.Prikhodko Spatial profiles of fusion product flux

---

in the gas dynamic trap with deuterium neutral beam injection // Nuclear Fusion – 2004 – vol. 44 – p. 542.

10 P. A. Bagryansky, V. V. Maximov, E. I. Pinzhenin, V. V. Prikhodko DD Product Yield in the GDT Central Cell // Fusion Science and Technology – 2011 – Vol. 59 – No. 1T – P.256.

11 Пинженин Е.И. Квалификационная работа на соискание степени бакалавра. «Измерение выхода DD реакции на установке Газодинамическая ловушка» // НГУ 2008г.

12 <http://www.photonicsonline.com/doc/absolute-x-ray-photodiode-ird-axuv-100gx-0001>

13 Chistokhin, I. B.; Pchelyakov, O. P.; Tishkovsky, E. G. Silicon Avalanche Diodes for Direct Detection of Nuclear Particles et al. Edited by: Yakovlev, AS Conference: 10th International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices // Location: Novosibirsk, RUSSIA // Date: JUL 01-06, 2009 // EDM: 2009 10TH INTERNATIONAL CONFERENCE AND SEMINAR ON MICRO/NANOTECHNOLOGIES AND ELECTRON DEVICES // Pages: 359-362 // Published: 2009

14 Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. // Энергия 1973.

15 James F. Ziegler, Jochen P. Biersack, Matthias D. Ziegler // SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter // <http://www.srim.org>

16 Пинженин Е.И. Магистерская диссертация на тему «Стенд для тестирования и калибровки полупроводниковых детекторов и анализаторов потоков частиц» // Новосибирск 2010г.

17 Максимов В.В., Иванов А.А., Пинженин Е.И., Пчеляков О.П., Тишковский Е.Г., Чистохин И.Б. Регистрация профилей потоков частиц камерой обскурой с линейкой диодов на установке ГДЛ. //Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. // Февраль 2012 г

---

18 D.Reilly, N.Ensslin, H.Smith, Jr. and S.Kreiner; Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. // Перевод с английского, ВНИИА, 2007// Pages 29-35.

19 Ядерная физика в интернете. Проект кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ. Взаимодействие электронов с веществом // <http://nuclphys.sinp.msu.ru/partmat/pm02.htm>

20 [http://www.canberra.com/products/radiochemistry\\_lab/pdf/Model-2003BT-SS-M2251.pdf](http://www.canberra.com/products/radiochemistry_lab/pdf/Model-2003BT-SS-M2251.pdf)