

Содержание

1. Введение	2
2. Диагностика плазмы методом лазерного рассеяния	4
2.1. Рассеяние излучения в плазме.....	4
2.2. Рассеяние электромагнитных волн на свободных электронах.....	4
2.3. Шумы фотодетекторов	8
3. Экспериментальная установка и методика эксперимента	12
3.1. Установка ГОЛ-3 и диагностическая система томсоновского рассеяния	12
3.2. Диагностический лазер.....	13
3.3. Система сбора рассеянного излучения	15
3.4. Система регистрации рассеянного излучения.....	16
4. Экспериментальные результаты и их анализ	18
4.1. Измерение и анализ шумовой характеристики детекторного блока..	18
4.2. Измерение и сравнение лазерных сигналов	21
5. Заключение	28
6. Список использованной литературы	29

1. Введение

На сегодняшний день одним крупнейших международных научных проектов, в которых Россия принимает участие, является проект международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. Одним из вкладов России в его создание является разработка диагностики диверторной плазмы методом Томсоновского рассеяния. Ввиду того, что плазма в области дивертора может обладать достаточно низкой плотностью, возникает необходимость регистрации слабых сигналов. Критическим моментом для регистрации таких сигналов является снижение шумов.

В экспериментах по лазерному рассеянию на плазме существует несколько основных источников шумов такие как: дробовой шум, постоянный и нестационарный свет плазмы и паразитный сигнал рассеяния. Паразитный сигнал рассеяния можно учесть, измерив его во время калибровки. В случаях, когда основным источником шумов является постоянный свет плазмы, собственные шумы системы регистрации становятся незначительными, и не играют особой роли. Однако, когда шумы вызванные светом плазмы малы, величина собственных шумов детекторной системы становится важным фактором. Поэтому с целью снижения шумов и повышения точности измерений в последнем случае, был разработан новый малошумящий детекторный блок с пониженным значением собственных шумов.

Целью данной работы является определение, в каких условиях и насколько новая детекторная система работает лучше старой. Для этого производится её сравнение в реальном плазменном эксперименте с детектором, используемым в системе регистрации томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3.

В работе приводится подробное описание схемы экспериментов, наиболее важные компоненты системы диагностики томсоновского рассеяния, а также результаты проведенных экспериментов и выводы из них.

2. Диагностика плазмы методом лазерного рассеяния

2.1. Рассеяние излучения в плазме

Одним из основных методов получения данных о пространственном распределении параметров плазмы является метод лазерного рассеяния.

Рассеяние света заключается в изменении пространственного распределения, частоты и поляризации излучения при его взаимодействии с веществом. Также, рассеяние света может пониматься только как преобразование углового распределения светового потока. Рассеяние происходит тогда, когда в среде имеется неоднородность показателя преломления или при наличии в ней дискретных частиц. Для решения задач диагностики плазмы используются различные методы рассеяния: рассеяние на свободных электронах, на флуктуациях плотности зарядов, на пылевых частицах и вынужденное комбинационное рассеяние на атомах и молекулах.

Метод рассеяния на свободных электронах, иначе говоря, метод Томсоновского рассеяния, давно стал основным методом исследования электронной компоненты высокотемпературной плазмы.

Томсоновским рассеянием называется рассеяние на отдельном неподвижном электроны кванта с энергией, намного меньшей собственной энергии электрона

$$\hbar\omega \ll m_e c^2,$$

происходящее без изменения частоты излучения

2.2. Рассеяние электромагнитных волн на свободных электронах

Интенсивность рассеянного излучения вычисляется в классической электродинамике. Согласно ей, свободный электрон в поле

электромагнитной волны получает ускорение и впоследствии излучает, теряя энергию в виде рассеянного излучения.

Для свободного неподвижного электрона в поле плоской монохроматической волны с напряженностью $\vec{E}_w = \vec{E}_0 \cdot \exp(i\omega t)$ напряженность рассеянной волны на расстоянии \vec{r} будет равна $E_s = \frac{e^2}{mc^2 r} \cdot E_0 e^{i\omega t} \sin \theta$, где θ – угол между вектором поляризации падающей волны и направлением наблюдения.

В плоской волне интенсивность излучения dI_s в телесный угол $d\Omega$ равна

$$dI_s = S_s r^2 d\Omega.$$

Здесь S_s это вектор Умова–Пойнтинга, который равен $S_s = \frac{c}{4\pi} |E_s|^2$. Таким образом, в данном случае:

$$dI_s = \frac{c}{4\pi} |E_s|^2 r^2 d\Omega = \frac{c}{4\pi} |E_0|^2 \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \sin^2 \theta \cdot d\Omega = S_0 \cdot r_0^2 \sin^2 \theta \cdot d\Omega,$$

где $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ – классический радиус электрона. Тогда дифференциальное сечение рассеяния будет равно:

$$\frac{dI_s}{d\Omega S_0} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \sin^2 \theta.$$

Заметим, что эффективное значение сечения рассеяния не зависит от частоты падающей электромагнитной волны. Проинтегрировав дифференциальное сечение по телесному углу, получим полное эффективное сечение поляризованной волны

$$\sigma_T = 8\pi r_0^2 / 3 = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Параметр σ_T называют томсоновским сечением рассеяния.

Мы рассматривали случай свободного неподвижного электрона, однако он не неподвижен. Рассеяние плоской монохроматической волны на электроне, двигающемся со скоростью \vec{v}_e , приводит к доплеровскому сдвигу частоты рассеянного излучения. Оценим этот сдвиг в нерелятивистском приближении для малых доплеровских сдвигов (когда $\vec{k}_i \approx \vec{k}_s$). Расположение векторов \vec{k}_i , \vec{k}_s и \vec{v}_e приведено на рис.1.

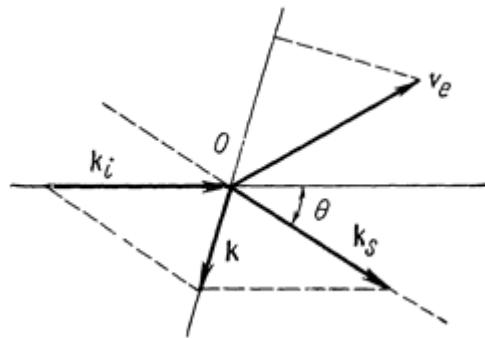


Рис.1.Схема рассеяния на электроне

В системе координат электрона частота падающей волны равна

$$\omega'_i = \omega_i \left(1 - \frac{(\vec{v}_e \cdot \vec{k}_i)}{c \cdot |\vec{k}_i|} \right).$$

Детектор по направлению \vec{k}_s воспринимает частоту

$$\omega_s = \omega'_i \left(1 + \frac{(\vec{v}_e \cdot \vec{k}_s)}{c \cdot |\vec{k}_s|} \right).$$

Тогда доплеровский сдвиг частоты $\Delta\omega$ составляет

$$\Delta\omega = \omega_s - \omega_i = (\vec{k} \cdot \vec{v}_e), \quad (1)$$

где $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$. Таким образом, получаемый сдвиг частоты $\Delta\omega$ определяется проекцией скорости движущегося электрона на направление вектора \vec{k} . Эффективное сечение рассеяние в данном случае не меняется.

Рассмотрим случай максвелловского распределения, которое характеризуется электронной температурой T_e . Тогда, с учетом формулы (1), форма контура определяется соотношением

$$I(\omega) = I(\omega_0) \cdot \exp \left(- \frac{m \Delta\omega^2 / \left(\frac{2\omega_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2}{2kT} \right). \quad (2)$$

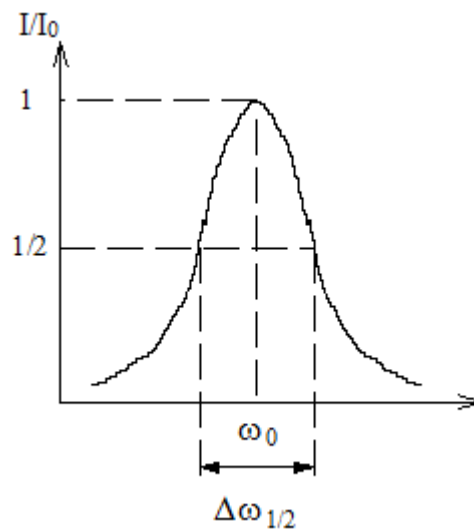


Рис.2. Форма контура

Используя соотношение (2) получим ширину линии рассеянного излучения:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{2\omega_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2 \ln 2 \cdot kT_e}{m_e}}.$$

Как можно заметить, она зависит только от температуры электронов T_e , и по ширине линии её можно определить экспериментально. Также отметим, что эти ширины много больше атомных доплеровских ширин, ввиду малости массы электрона[1].

Условие наблюдения рассеяния на отдельных электронах выражается через безразмерный параметр Солпитера $\alpha = \frac{1}{kr_d} \ll 1$. Так как

мы рассматриваем случай малых доплеровских сдвигов, то $\vec{k}_i \approx \vec{k}_s$. Тогда выражение $k = |\vec{k}_s - \vec{k}_i|$ можно преобразовать следующим образом:

$$k = \sqrt{k_i^2 + k_s^2 - 2k_i k_s \cos \theta} \approx \sqrt{2k_i^2 - 2k_i^2 \cos \theta} = 2k_i \sin \frac{\theta}{2}.$$

Используя полученное выражение, мы приводим условие к следующему

виду $\alpha = \frac{1}{2k_i r_d \sin \frac{\theta}{2}} = \frac{\lambda}{4\pi r_d \sin \frac{\theta}{2}} \ll 1$. Данное условие также является условием

некогерентного рассеяния света. Соответственно, случай, когда проявляются коллективные свойства плазмы и в котором $\alpha \gg 1$ называется случаем когерентного рассеяния света.

2.3. Шумы фотодетекторов

В экспериментах по лазерному рассеянию на плазме для регистрации сигналов рассеянного излучения, как правило, используются фотодетекторы на основе лавинных фотодиодов. Лавинные фотодиоды это высокочувствительные полупроводниковые приборы, преобразующие свет в электрический сигнал за счёт фотоэффекта. Их можно рассматривать как фотоприёмники, которые обеспечивают внутреннее усиление посредством эффекта лавинного умножения.

В интересующих нас фотодетекторах ЛФД используются в сборке с трансимпедансной схемой усилителя. Цель трансимпедансной схемы усилителя состоит в преобразовании тока, поступающего с ЛФД, в выходное напряжение. Такая схема, собранная на основе операционного усилителя с обратной связью называется трансимпедансным усилителем. Типовая схема такого усилителя приведена на Рис.3а. В этой схеме лавинный фотодиод является генератором тока. Затем ток, генерируемый ЛФД, преобразуется в напряжение с помощью резистора обратной связи R_F .

Так как этот усилитель не является идеальным, то у него имеется собственный шум. Эквивалентная схема, показывающая все источники шумов, представляющие интерес, представлена на Рис.3б (данная схема применима только для широкополосных усилителей).

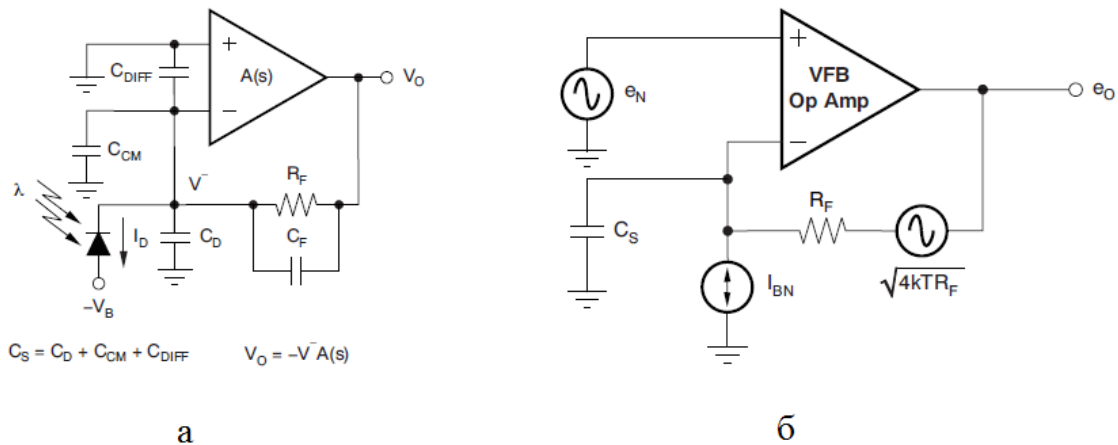


Рис.3.Обозначения: а – типовая схема трансимпедансного усилителя; б – анализ шума типовой схемы

Эквивалентный выходной шумовой ток представлен в следующей формуле:

$$i_{eq} = \sqrt{\left(i_{dark}^2 + i_B^2 + \frac{4kT}{R_F} + \frac{(e_N 2\pi F C_S)^2}{3} \right) \Delta f},$$

где i_B - спектральная плотность токового шума входов усилителя; i_{dark} - темновой ток ЛФД; Δf - частотная полоса усилителя; e_N - входное токовое напряжение; C_S - эквивалентная входная ёмкость; F - частота среза коэффициента передачи усилителя с замкнутой петлёй обратной связи. В данной формуле третье слагаемое отвечает спектральной плотности шумового тока, связанной с резистором обратной связи, а четвертое слагаемое отвечает шумовой компоненте тока, формируемой приведенной к входу усилителя спектральной плотностью напряжения шума усилителя на эквивалентной входной емкости. Следует также заметить, что, как

правило, первые три слагаемых малы по сравнению с четвертым, так что именно четвертое слагаемое является определяющим[3].

При регистрации сигнала в схеме усилителя возникает дополнительный шум называемый дробовым. Дробовым шумом называются беспорядочные флуктуации сигнала, обусловленные дискретностью носителей электрического заряда. Грубо говоря, прибытие каждого электрона сопровождается всплеском тока в цепи. В данном случае под дробовым шумом понимается шум, возникающий в детекторной системе при регистрации сигнала рассеянного излучения. Такой шум, с учетом специфики работы ЛФД, вычисляется по следующей формуле:

$$U_{др.} = R_F \sqrt{2eI_s \Delta f F_x (\overline{M})^2},$$

где e - заряд электрона, I_s - амплитуда регистрируемого сигнала, F_x - шум-фактор, показывающий во сколько раз мощность шума реальных ЛФД выше мощности шума гипотетического идеального умножителя с постоянным значением $M_i = \overline{M}$, \overline{M} - среднее значение коэффициента усиления[2].

Также основным источником шумов может являться свет плазмы, складывающийся из тормозного, рекомбинационного и линейчатого излучения. Тормозное излучение возникает при неупругом рассеянии заряженных частиц. Рекомбинационное излучение возникает в процессе фоторекомбинации, в результате которого при столкновении электрона с многозарядным ионом его зарядовое число понижается. А линейчатое излучение это излучение плазмы на определенных частотах, наблюдаемое в форме дискретных спектральных линий[4].

Как источник неточностей, свет плазмы можно разделить на два типа: постоянный и нестационарный. Постоянный свет плазмы вызывает

дробовой шум, который определяется средним значением регистрируемого тока I_0 .

Нестационарный свет плазмы возникает спонтанно или в связи с процессами, запущенными специально, например, началом нагрева плазмы, поэтому можно рассмотреть три варианта его влияния на регистрацию сигнала. Он может возникнуть и помешать регистрации сигнала, деформировав регистрируемый сигнал или, при большой интенсивности, вывести детектор из линейного режима. Также нестационарный свет плазмы может возникнуть и не помешать регистрации или вообще не возникнуть.

Таким образом, существует три основных источника неточностей измерений в экспериментах по лазерному рассеянию на плазме: собственные шумы детекторов, дробовые шумы полезного сигнала и шумы, вызванные светом плазмы.

3. Экспериментальная установка и методика эксперимента

3.1. Установка ГОЛ-3 и диагностическая система томсоновского рассеяния

ГОЛ-3 представляет собой линейную осесимметричную магнитную систему для удержания высокотемпературной плазмы. Плазма находится внутри двенадцатиметровой вакуумной камеры диаметром 10 см, помещенной в соленоид с гофрированным магнитным полем. Соленоид состоит из 52 ячеек, поле в каждой из которых составляет 3.2 Т в центре и 4.8 Т в пробке. На концах установки располагаются две главные магнитные пробки с полем 8-9 Т.

При помощи нескольких импульсных клапанов в металлической вакуумной камере создается требуемое распределение плотности водорода или дейтерия по длине установки. Далее с помощью специального продольного разряда создается исходная плазма, с плотностью порядка 10^{14} см^{-3} и температурой 2 эВ.

Нагрев плазмы в установке осуществляется мощным электронным пучком, генерируемым ускорителем У-2, инжектируемым в предварительно созданную холодную плазму.

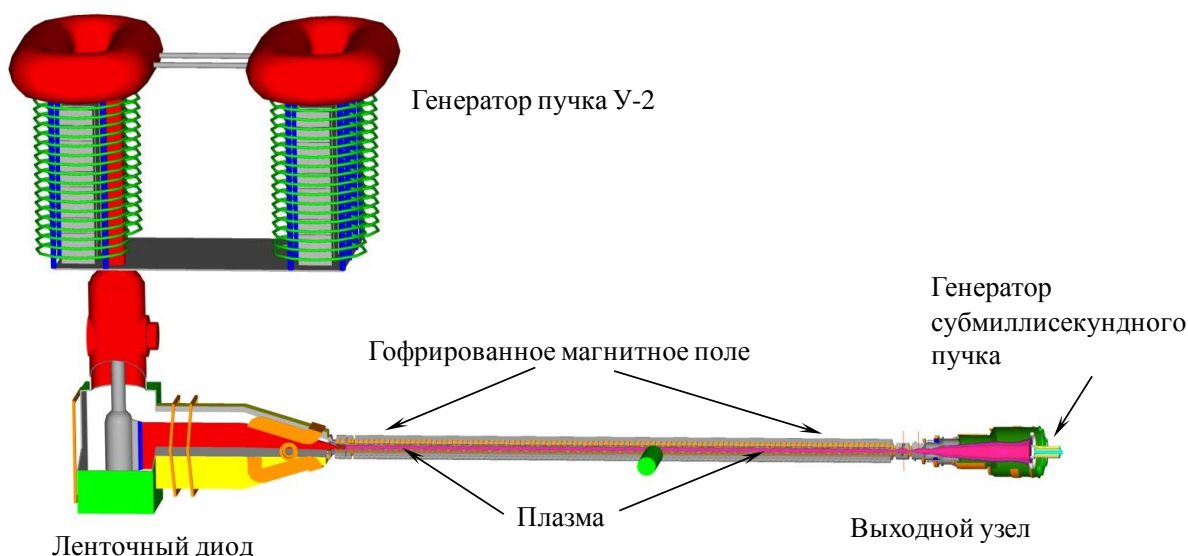


Рис.4.Схема многопробочной ловушки ГОЛ-3

Диагностическая система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3 можно разбить на три основных блока: мощный неодимовый лазер, систему сбора рассеянного излучения и систему регистрации. Схема размещения диагностики томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3 изображена на Рис.4.

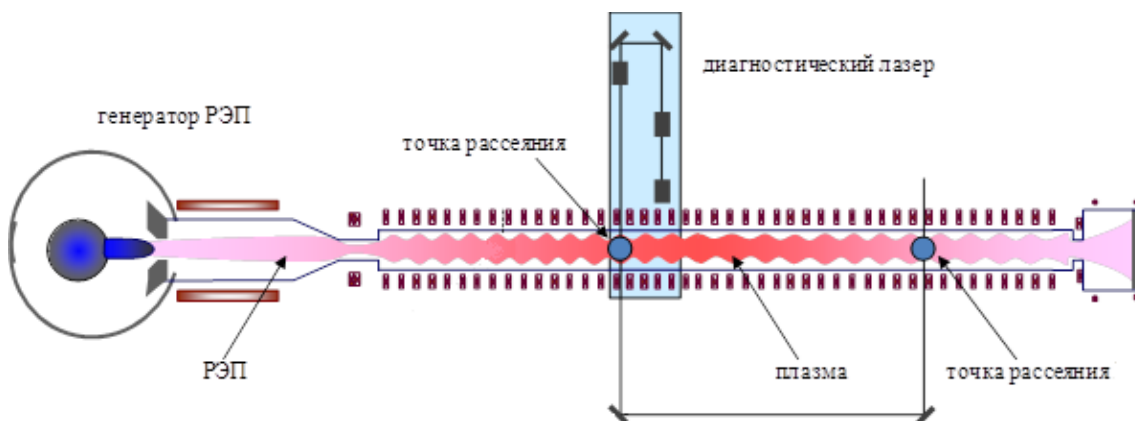


Рис.5.Размещение диагностики томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3

Существующая диагностическая система позволяет проводить измерения температуры и плотности плазмы в два момента времени (см. подробнее 3.2).

3.2. Диагностический лазер

Ввиду того, что томсоновское сечение рассеяния обладает малым абсолютным значением ($\sigma_T = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) диагностический лазер должен генерировать лазерные импульсы с энергией в несколько джоулей. Однако большинство систем, предназначенных для этого, не в состоянии работать с большой частотой следования лазерных импульсов. Поэтому для диагностики плазмы на установке ГОЛ-3 используется лазерная система производящая два импульса лазерного излучения с регулируемой задержкой между ними[5], схема которой представлена на Рис.6.

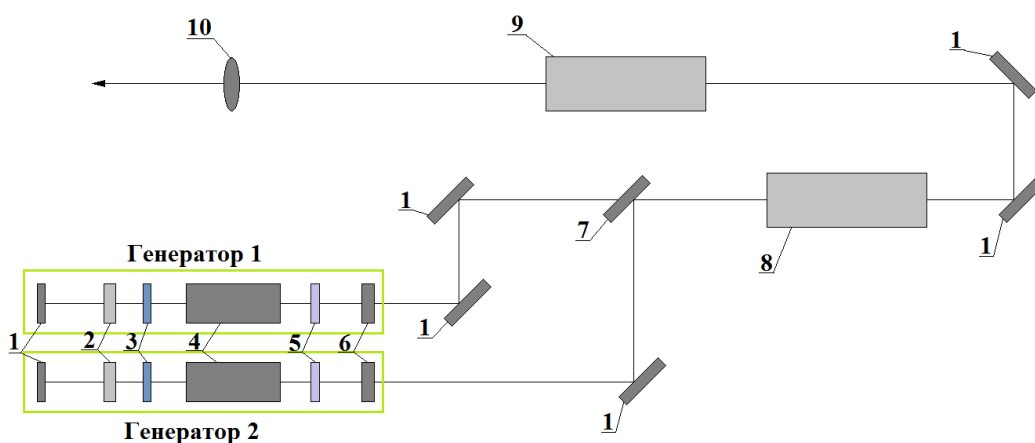


Рис.6.Схема двухимпульсного диагностического лазера: 1-зеркало; 2-Ячейка Поккельса; 3-поляризатор; 4-активная среда; 5-диафрагма; 6-полупрозрачное зеркало; 7-световой сумматор; 8-пятипроходный усилитель; 9-оконечный усилитель; 10-входная линза.

В схеме используется два генератора с кристаллами граната в качестве активной среды (длина волны генерации $\lambda = 1054\text{нм}$), добротность резонаторов модулируется оптическими затворами на основе ячейки Поккельса. Лазерные пучки, производимые генератором, совмещаются при помощи системы зеркал и светового сумматора. Далее излучение направляется в пятипроходный телескопический усилитель, выполненный на основе мощного импульсного неодимового лазера ГОС-1001. Основная часть заведенного в усилитель излучения пять раз проходит через стержень и образует на выходе параллельный пучок с кольцеобразным сечением. Активная среда этого усилителя выполнена из фосфатного неодимового стекла. Более подробно пятипроходный усилитель описан в [6].

После этого излучение с помощью зеркал вводится в оконечный усилитель, созданный также на основе ГОС-1001, с активным элементом из силикатного стекла (линия излучения $\lambda = 1058\text{нм}$). Этот тип стекла при меньшем коэффициенте усиления (при той же накачке) обладает большей

лучевой прочностью, что обеспечивает минимальные термические искажения волнового фронта, возникающие при накачке активного элемента. Накачка активных элементов усилителей производится при помощи импульсных ламп ИФП-20000 и их аналогами ИНП15Н.

Общее усиление составляет величину порядка 10^3 , с коэффициентом усиления в пятипроходном телескопическом усилителе около 200. Усиление на первой стадии является сильно нелинейным. Усиление второго импульса в несколько раз меньше, это компенсируется соответствующим увеличением энергии второго лазерного импульса. Кроме того, изменению коэффициента усиления между первым и вторым импульсом главным образом подвержен первый усилитель, тогда как усиления оконечного усилителя примерно постоянно.

Незначительные корректировки накачек усилителей во время экспериментальной кампании позволяет сохранить энергию лазерных импульсов примерно одинаковой. Энергосодержание лазерного пучка на выходе оконечного усилителя $E = 10 - 20 \text{ Дж}$, диаметр луча $D = 40 \text{ мм}$, длина волны излучения $\lambda = 1054 \text{ нм}$, длительность импульса $\tau = 20 - 40 \text{ нс}$, угловая расходимость $3 \cdot 10^{-4}$ рад.

3.3. Система сбора рассеянного излучения

Схема системы сбора рассеянного излучения показана на Рис.7. Лазерное излучение фокусируется линзой и вводится через окно в установку. Далее лазерное излучение, рассеявшееся на плазме под углом 90° , с помощью объектива и поворотного зеркала проецируется на торцы световодов с последующей передачей в спектральный прибор и далее в систему регистрации.

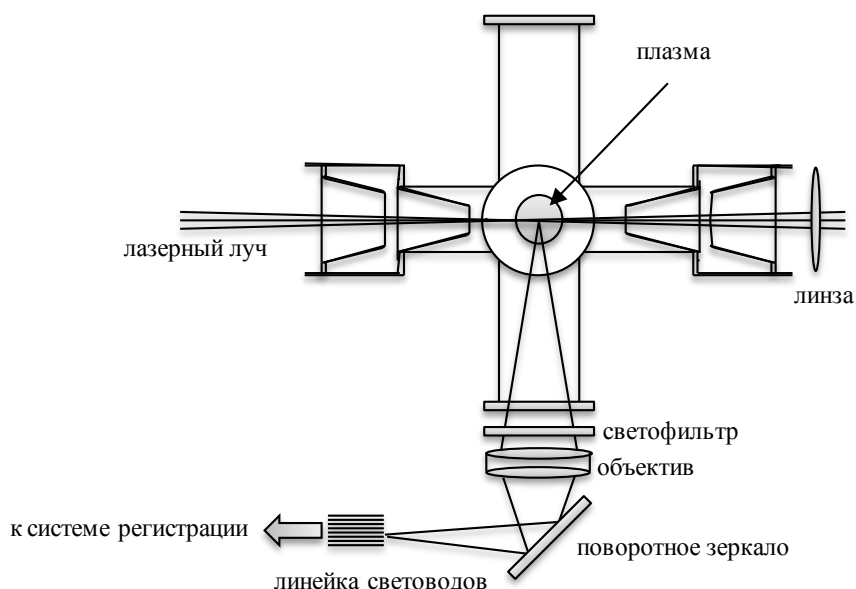


Рис.7. Система сбора рассеянного излучения

Юстировка системы сбора рассеянного излучения осуществлялась двумя методами. Первый метод заключался в том, что световоды со стороны системы регистрации освещались вспомогательным лазером видимого диапазона, а изображения входных торцов в этом свете совмещались с отпечатком лазерного импульса на флажке, вводимом в центр вакуумной камеры. Второй метод юстировки заключался в прямой настройке резкого изображения фокусного пятна на флажке в инфракрасном свете на торце световода. Наблюдение изображения фокусного пятна осуществлялось прибором ночного видения.

3.4. Система регистрации рассеянного излучения

Для определения температуры электронной компоненты плазмы необходимо производить измерение ширины линии рассеянного излучения. Рассеянное излучение поступает на вход полихроматора, на выходе из него излучение регистрируется фотодетекторами измерительной системы. Схема полихроматора приведена на Рис.8.

Контроль мощности лазерного импульса осуществлялся с помощью световодной линии задержки, через которую часть лазерного излучения

проводилась в полихроматор и равномерно освещала все каналы регистрации.

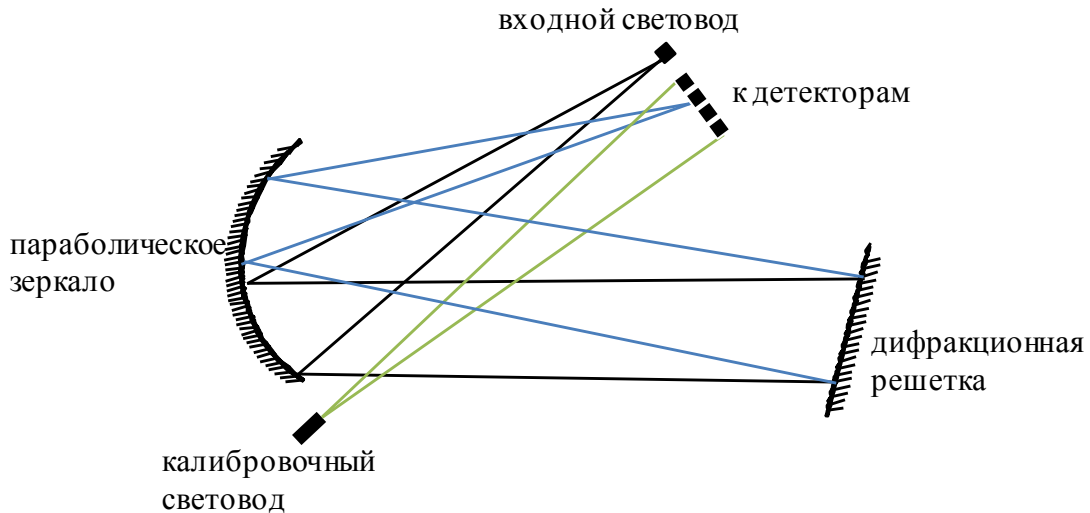


Рис.8.Схема полихроматора

Система регистрации рассеянного излучения базируется на фотодетекторах и массиве АЦП. У нас имеется два фотодетекторных блока.

В первом фотодетекторном блоке в качестве приемников излучения используются лавинные фотодиоды с внутренним усилением С30659-1060-3А производства Perkin Elmer в сборке с малощумящими усилителями. Данные фотодиоды обладает достаточным быстродействием и высокой чувствительностью, а также высоким динамическим диапазоном, который необходим для перекрытия широкого диапазона измеряемых концентраций и температур. Во втором фотодетекторном блоке, специально разработанном для диагностики диверторной плазмы ИТЭР, используются Si APD S8890 производства компании Hamamatsu Corporation.

Для разрешения сигнала длительностью 10-30 нс при осциллографической записи требуется регистратор с достаточно большой полосой пропускания и частотой дискретизации. Для этих целей в системе

применяется массив 12 битных двухканальных регистраторов ADC 12500 с частотой дискретизации 500 МГц. Более подробно регистратор описан в [7].

4. Экспериментальные результаты и их анализ

4.1. Измерение и анализ шумовой характеристики детекторного блока

С целью определения влияния шумовой характеристики фотодетекторов на чувствительность системы регистрации была измерена шумовая характеристика детектора, применяемого в детекторной системе, используемой на установке ГОЛ-3. Для этого мы собрали установку, состоящую из источника периодического сигнала, красного лазера, детекторного блока и осциллографа. Здесь источник периодического сигнала используется для того чтобы вызывать периодические импульсы красного лазера, которые регистрируются с помощью детекторного блока и осциллографа. Схема данной установки приведена на Рис.9.

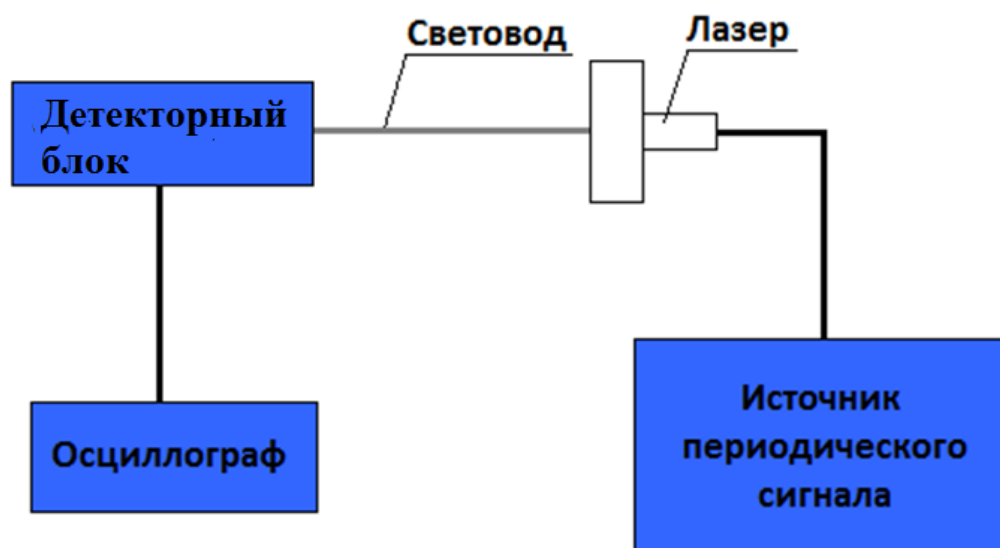


Рис.9.Схема эксперимента по измерению шумовой характеристики старого детекторного блока

На данной установке проводилось две серии измерений. В первой серии мы измеряли собственные шумы детекторного блока в зависимости от напряжения, подаваемого на фотодиод одного из детекторов, используемых в детекторной системе. Для этого производилась регистрация шумовых сигналов и расчет среднеквадратичного значения шумового напряжения $U_{шум}$ согласно известной формуле:

$$U_{шум} = \sqrt{\frac{\sum_{n} (U_n - \bar{U})^2}{n}},$$

где \bar{U} - среднее значение шумового напряжения, а U_n - мгновенное значение напряжения в n -ый момент времени.

Целью второй серии измерений было определение шумов во время регистрации лазерных импульсов. Для этого производилась регистрация лазерных импульсов в зависимости от напряжения, подаваемого на фотодиод. Пример зарегистрированного сигнала представлен на Рис.10.

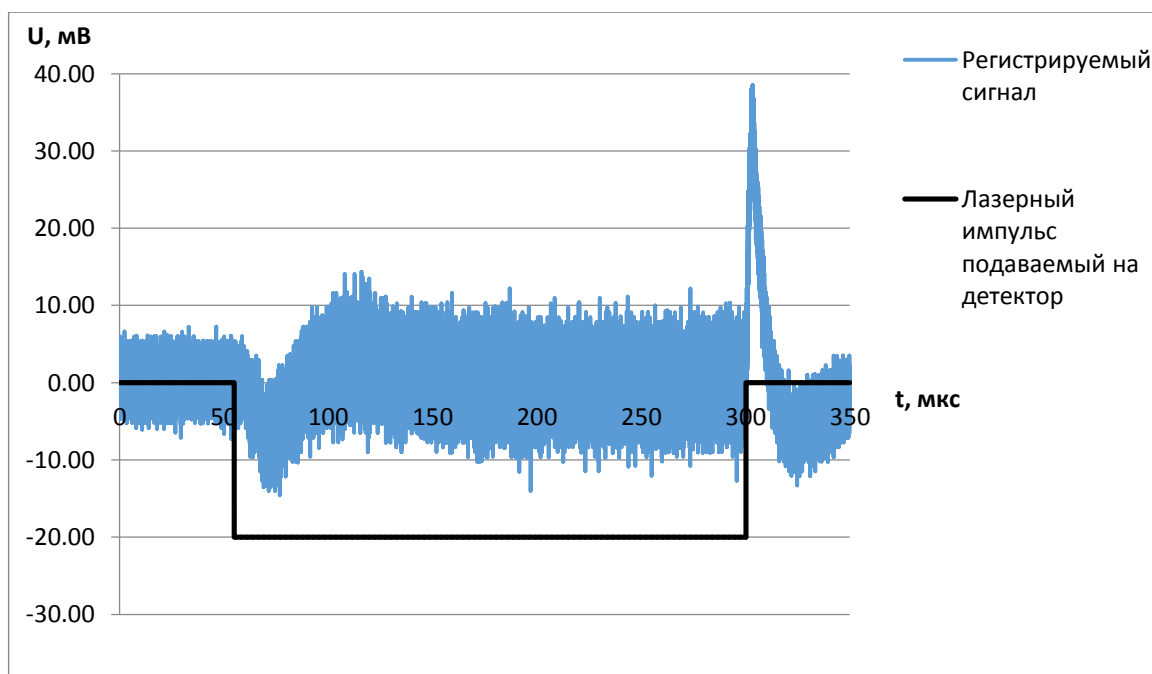


Рис.10.Пример регистрируемого сигнала

Как можно заметить регистрируемый сигнал имеет довольно специфическую форму. Данная форма сигнала объясняется тем, что детектор работал в режиме измерения переменного напряжения. Также можно заметить, что шумы, регистрируемые при наличии лазерного сигнала (шумы, расположенные между пиками напряжения) больше, чем шумы, регистрируемые при его отсутствии (собственные шумы). Данный факт объясняется тем, что наличие лазерного сигнала вызывает дробовые шумы.

На основе полученных сигналов, была построена шумовая характеристика детектора в зависимости от рабочего напряжения, поданного на детектор. График данной шумовой характеристики приведен на Рис.11.

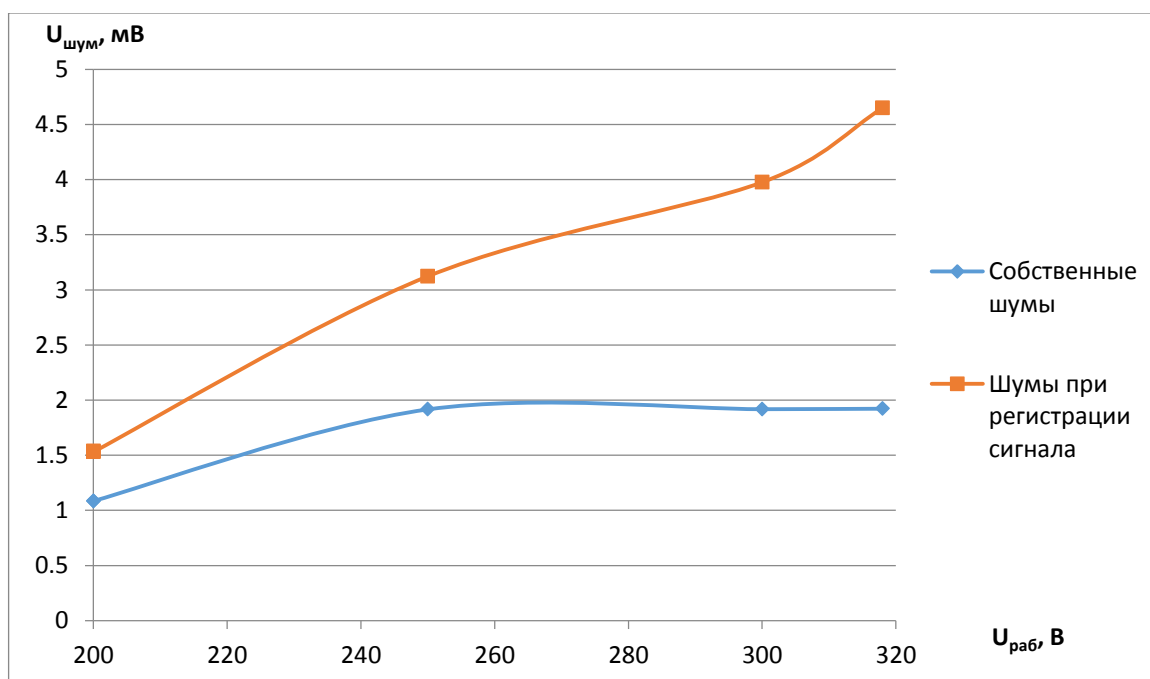


Рис.11. Шумовая характеристика детекторного блока

Как можно заметить значение собственных шумов детекторного блока при рабочем напряжении (250-320 В) практически не меняется. Это объясняется тем, что собственные шумы не зависят от напряжения питания, а зависят только от собственных параметров усилителя. Рост

шумовой характеристики, измеренной при регистрации сигнала, объясняется ростом коэффициента усиления.

Также, на основе шумовой характеристики, полученной во второй серии измерений можно предположить, что основной составляющей шумов являются дробовые шумы ЛФД. Это предположение можно проверить, рассчитав их теоретическое значение. Расчет теоретического значения шума производился для сигнала, измеренного при рабочем напряжении $U_{\text{раб}} = 300\text{В}$. Расчет производился с использованием формул для дробового шума, представленных в пункте 2.3. В результате теоретическое значение дробовых шумов ЛФД равно $U_{\text{теор.др.ш}} = 3,5\text{мВ}$. Просуммировав теоретическое значение дробовых шумов ЛФД с собственными шумами детектора, мы получили теоретическое значение полного шума $U_{\text{теор.пол.}} = 3,97\text{мВ}$, что соответствует практически измеренному значению шума $U_{\text{изм}} = 3,98\text{мВ}$.

В данном случае значение собственных шумов пропорционально значению дробовых шумов ЛФД, а амплитуда полного шума в 4 раза меньше амплитуды зарегистрированного сигнала. В таком случае, для повышения чувствительности системы регистрации, актуальным становится уменьшение собственных шумов детекторного блока. Поэтому, для регистрации сигналов в подобных случаях, был разработан новый малошумящий детектор.

Далее мы проведём сравнение шумовых характеристик нового и старого детекторов, и проверим насколько новый детектор лучше старого.

4.2. Измерение и сравнение лазерных сигналов

Для того чтобы сравнить шумовые характеристики нового и старого детекторов мы проведём несколько измерений. Во-первых, мы измерим и сравним их собственные шумы. Во-вторых, проведём измерения коротких

лазерных импульсов и на основе полученных сигналов проведём сравнение величины дробовых шумов и отношения сигнал-шум для обоих детекторов. Для решения указанных выше задач мы соберем установку, состоящую из лазера с длиной волны $\lambda = 0.85\text{мкм}$ и длительностью импульса $\tau \sim 2\text{мкс}$, детекторного блока и осциллографа. Схема установки представлена на Рис.12. Данная установка собиралась для обоих детекторных блоков.

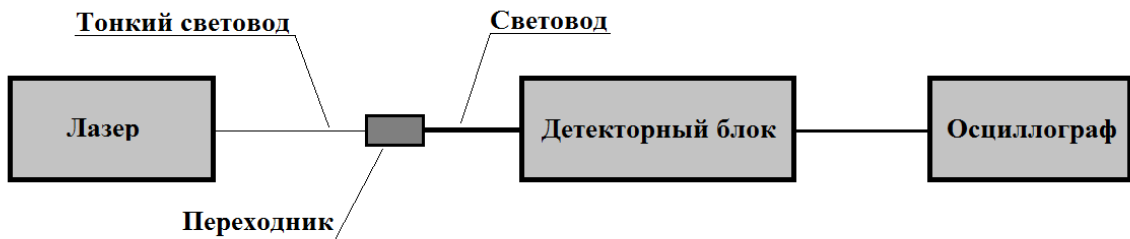


Рис.13.Схема установки

Сначала проведем измерение собственных шумов детекторов. Для этого подадим питание на детекторный блок и произведём измерения при выключенном лазере. В результате получим следующие шумовые сигналы (см. Рис.14).

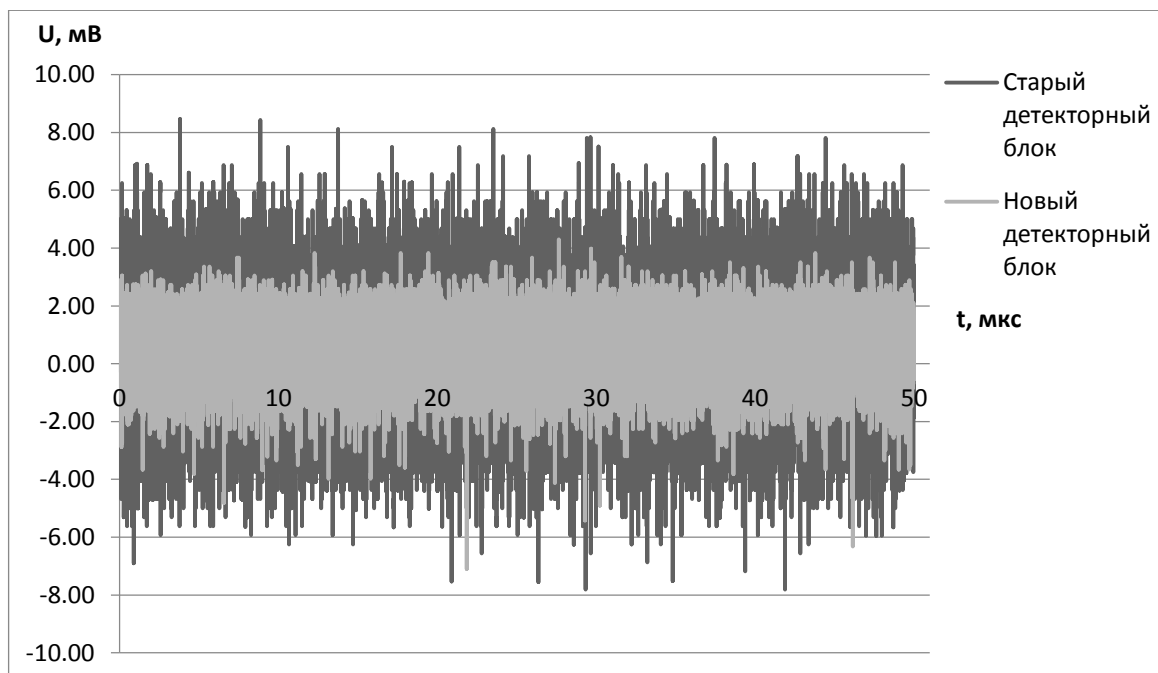


Рис.14.Пример измеренных собственных шумов для двух произвольных детекторов старого и нового детекторных блоков

Как видно на Рис.14 собственные шумы нового детектора меньше чем шумы старого.

Однако, для того чтобы объективно сравнивать шумы и отношение сигнал-шум у обоих детекторов, сначала, мы должны проверить одинаковые ли у обоих детекторных блоков частотные полосы пропускания. Для решения этой задачи мы построили графики амплитуды спектра для обоих детекторов. Эти графики приведены на Рис.15.

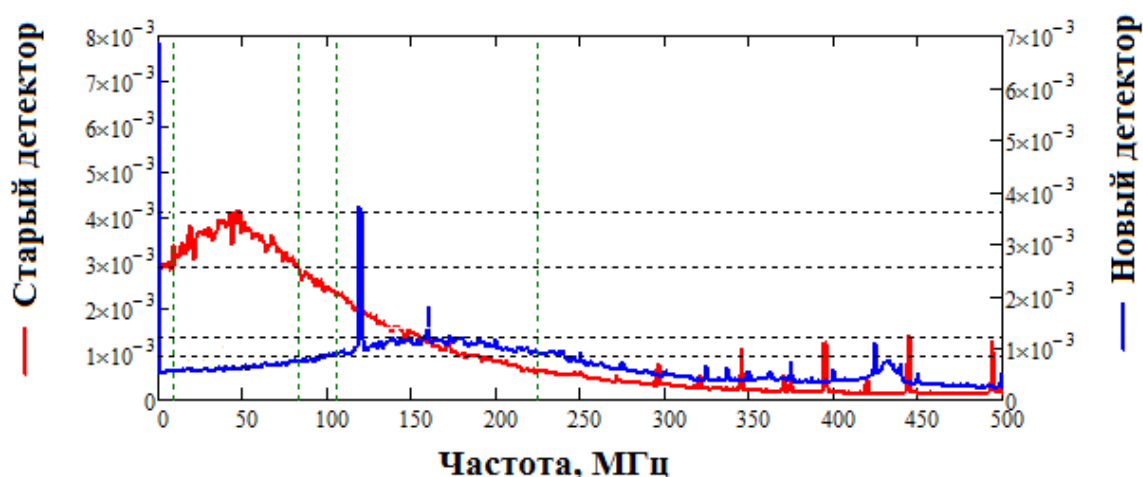


Рис.15.График амплитуды спектра для старого и нового детектора без сигнала

Таким образом, частотная полоса, которая, согласно определению, вычисляется как разность верхней и нижней границы частот на уровне 0,7 от амплитуды, на основе полученного спектра мы получили, что полоса старого детектора примерно равна $\Delta f_{old} \approx 74,4 МГц$, а полоса нового детектора $\Delta f_{new} \approx 119,4 МГц$. Также обратим внимание на то, что в спектре присутствуют пики линий генерации.

Так как частотные полосы разные, для того чтобы учесть эту разницу и произвести сравнение дробовых шумов и отношений сигнал-шум, мы проведём оконное преобразование Фурье:

$$F_m(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n W(n-m) e^{-i\omega n},$$

где оконная функция:

$$W(n) = \frac{1 + \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right)}{2} \text{ при } n = 0, 1, \dots, N-1,$$

где N - ширина окна. Далее производится обратное преобразование Фурье, и в результате получаются фильтрованные сигналы

После фильтрации мы вычисляем среднеквадратичного значения собственного шума для обоих детекторов и в результате получаем:

$$U_{\text{соб.нов.}} = 0,11 \text{ мВ}, \quad U_{\text{соб.стар.}} = 0,65 \text{ мВ}.$$

Теперь произведем измерения лазерных импульсов старым и новым детекторами. Теперь мы включаем лазер и с помощью осциллографа производим измерения сигналов. Также отметим, что световод, используемый в лазере, имеет диаметр отличный от диаметра световодов, используемых в системе регистрации ТР, и не может быть подключен к детекторным блокам напрямую. Поэтому в схеме установки на Рис.13 также имеется переходник между световодом лазера и стандартным световодом, который подключается к детекторному блоку. Пример сигналов регистрируемых осциллографом с использованием обоих детекторов представлен на Рис.16.

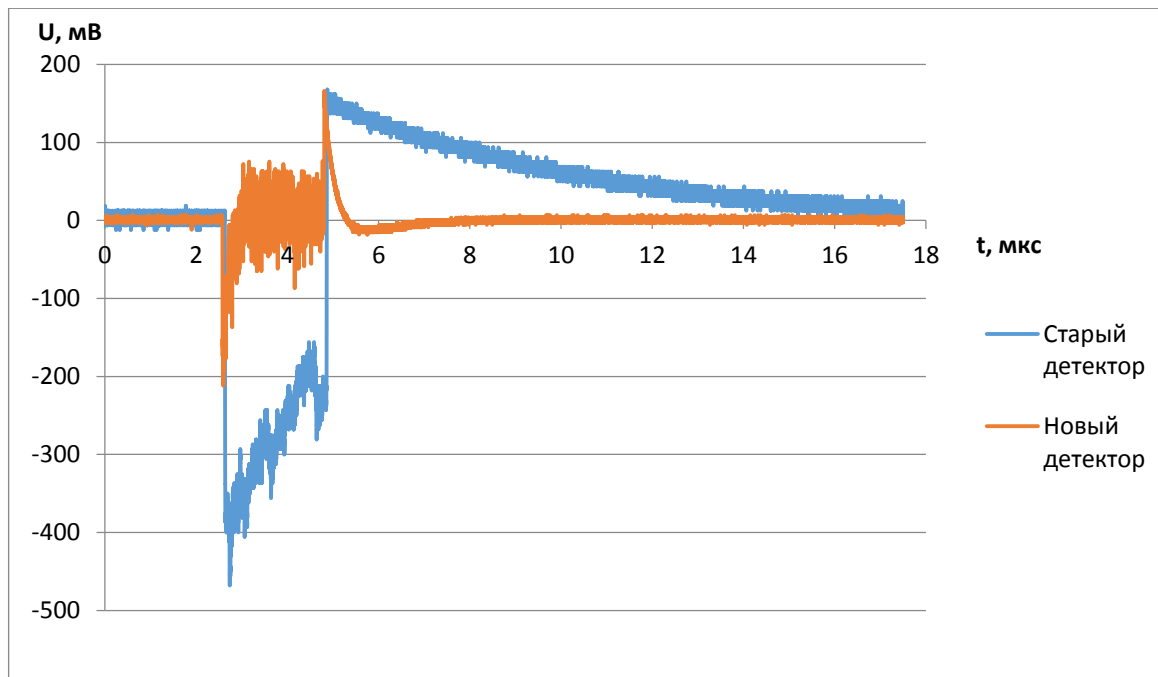


Рис.16.Пример сигналов, регистрируемых старым и новым детекторами

Как можно заметить на Рис.16 формы сигналов, получаемые новым и старым детекторами, сильно отличаются. Такое различие объясняется тем, что новый детектор предназначен для регистрации коротких сигналов и у него более высокая скорость обрезания постоянной составляющей, чем у старого детектора, который предназначен для регистрации более длинных сигналов. Поэтому, в отличие от нового детектора, старый детектор не успевает полностью обрезать постоянную составляющую, что и объясняет такую разницу в форме сигналов.

Проведем фильтрацию с помощью оконного преобразование Фурье для полученных сигналов. Результат приведен на Рис.17.

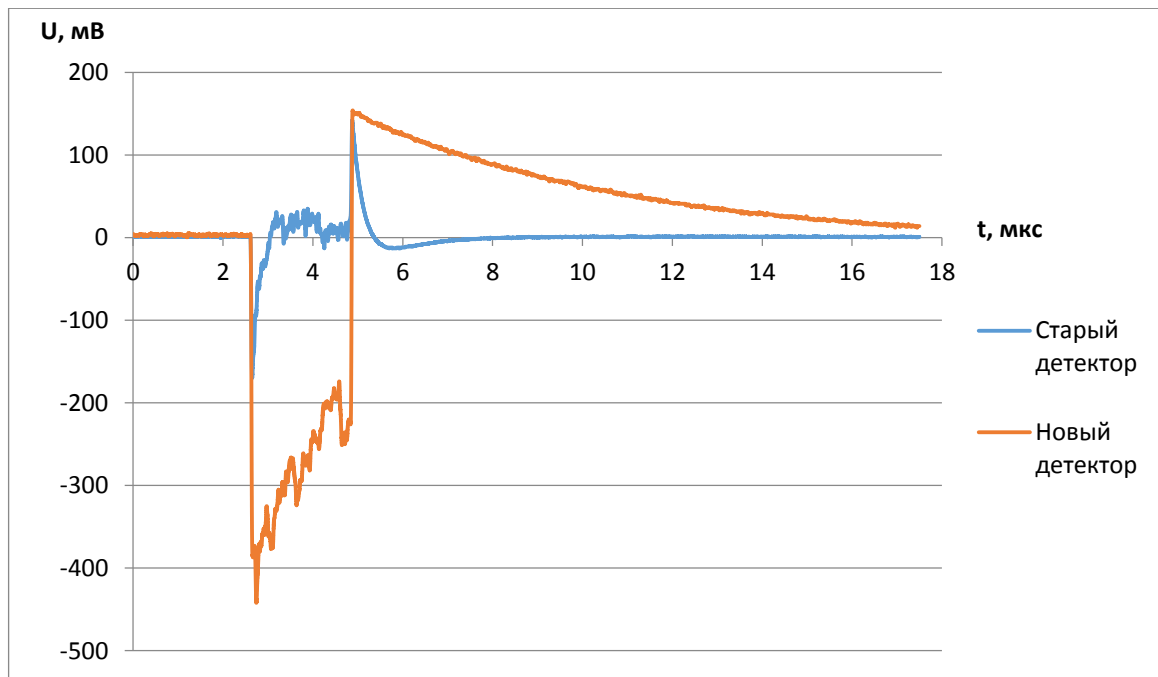


Рис.17.График фильтрованных лазерных сигналов со старого и нового детекторов

Как можно заметить после фильтрации уменьшились шумы и амплитуда сигналов. Теперь после проведенных преобразований мы можем сравнить величины дробовых шумов и отношения сигнал шум.

Сначала рассчитаем дробовые шумы. Как можно заметить среднеквадратичное значение шума для нового детектора рассчитывается легко. Однако для того чтобы рассчитать его для старого детектора прежде необходимо устранить линейную тенденцию сигнала, что легко делается с помощью математической программы РТС Mathcad. Далее для получения величины дробовых шумов мы вычитаем собственные шумы детекторов. Таким образом, в результате мы получаем следующие величины дробовых шумов для нового и старого детекторов:

$$U_{др.нов.} = 8,48 мВ, U_{др.стар.} = 21,99 мВ .$$

Как можно заметить дробовые шумы нового детектора в 2,5 раз меньше дробовых шумов старого детектора.

Теперь сравним отношения сигнал-шум для нового и старого детекторов. Для этого амплитуды фильтрованных сигналов поделим на величины собственных шумов, полученных при расчете дробовых шумов, и в результате получим следующие величины:

$$\left(\frac{A}{U_{ш\text{дм}}} \right)_{old} = 19,84 ; \left(\frac{A}{U_{ш\text{дм}}} \right)_{new} = 19,98.$$

Таким образом, получается, что отношение сигнал-шум у обоих детекторов примерно одинаково. Данный факт объясняется тем, что значение полного шума определяется дробовыми шумами. Данные результаты подтверждают, что при большой разнице между амплитудой сигнала и величиной шумов новый детектор не имеет преимуществ над старым. Для того чтобы уменьшенный собственный шум нового детектора сказывался на чувствительности системы регистрации полного шума не должна превышать величину собственных шумов более чем в 4-5 раз. А амплитуда сигнала не должна превышать величину полного шума более чем 4-5 раз.

5. Заключение

В представленном эксперименте по измерению шумовой характеристики детектора, используемого в системе регистрации ТР на установке ГОЛ-3, мы измеряли собственные шумы детектора и регистрировали периодические лазерные сигналы в зависимости от рабочего напряжения подаваемого на фотодетектор. В результате данных измерений мы убедились, что собственные шумы детектора не зависят от напряжения, подаваемого на него. Также мы получили шумовую характеристику детектора, и на основании рассчитанных значений шумов пришли к выводу, что в условиях, когда величина полного шума сравнима с амплитудой сигнала, а собственные шумы составляют существенную часть от полного шума, имеет смысл уменьшить величину собственных шумов детектора для увеличения чувствительности системы регистрации. Такой детектор был разработан в ИЯФ СО РАН по заказу Петербургских коллег для диагностики диверторной плазмы методом Томсоновского рассеяния на международном экспериментальном термоядерном реакторе ИТЭР.

Далее, путём измерения коротких лазерных импульсов, было проведено сравнение шумовых характеристик нового детектора и старого. В результате мы получили, что для используемого нами лазера дробовые шумы детекторов были существенно больше, чем их собственные шумы. Это привело к тому, что отношения сигнал-шум для обоих детекторов оказались практически одинаковыми. Таким образом, мы убедились, что в условиях, когда собственные шумы малы по сравнению с дробовыми, новый детектор не дает преимуществ над старым по шумам.

6. Список использованной литературы

1. Кузнецов Э.И. Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. – М.: Атомиздат, 1974. – 160 с.
2. Тришенков М.А. Фотоприёмные устройства и ПЗС. – М.: Радио и связь, 1992. – 400 с.
3. Ramus X. Transimpedance Considerations for High-Speed Amplifiers. – Texas Instruments, 2009 – 9p.
4. Котельников И.А. Лекции по физике плазмы. – Н.:Бином. Лаборатория знаний, 2012 – 391 с.
5. Burdakov A.V., Ivantsivskiy M.V., Kasatov A.A. et al. Upgrading of thomson scattering system for measurements of spatial dynamics of plasma heating in GOL-3 // Fusion Science and Technology. – 2011. – V.59. – № 1Т. – P. 292-294.
6. Попов С.С. Прямое наблюдение ленгмюровских каверн лазерными методами в экспериментах по нагреву плазмы пучком электронов: дис. ... канд. физ. - мат. наук. – Новосибирск, 2009. – 83 с.
7. Пурьга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н. и др. Многофункциональный быстродействующий регистратор ADC12500 // Приборы и техника эксперимента. – 2012. – № 3. – С. 75-83.