

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ИВАНЕНКО СВЕТЛАНА ВЛАДИМИРОВНА

**СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ ДАННЫХ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ
ДИАГНОСТИК ПЛАЗМЫ**

01.04.01 — приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель
Хильченко Александр Дмитриевич
доктор технических наук

Новосибирск — 2016

Введение	4
Глава 1. Интерферометрия плазмы. Методы измерения электронной плотности плазмы	11
Глава 2. Система регистрации линейной плотности плазмы на основе дисперсионного интерферометра с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения	33
2.1. Методика измерения плотности плазмы в дисперсионном интерферометре	33
2.2. Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра.....	37
2.3. Фазометр.....	41
2.3. Система регистрации плотности плазмы на основе многоканального дисперсионного интерферометра	60
2.4. Прикладное программное обеспечение	63
2.5. Результаты работы	64
Глава 3. Диагностика томсоновского рассеяния для измерения температуры и плотности плазмы	69
3.1. Физические основы диагностики плазмы методом томсоновского рассеяния	69
3.2. Методы регистрации сигнала томсоновского рассеяния.....	73
Глава 4. Прототип системы регистрации данных для диагностики томсоновского рассеяния в диверторной зоне ИТЭР	85
4.1. Фотоприемный тракт	89
4.2. Тракт регистрации данных диагностики томсоновского рассеяния.....	95
4.2.1. Входные формирователи	101

4.2.2. Узел цифровой обработки данных	103
4.2.2.1. <i>DDIO и определение порядка приема данных</i>	105
4.2.2.2. <i>Процедуры калибровки и коррекции</i>	111
4.2.2.3. <i>Узел управления и контроля</i>	119
4.4. Система синхронизации и запуска	121
4.5. Прикладное программное обеспечение	125
4.6. Результаты работы	127
Заключение	129
Литература	132

Введение

Методы лазерной диагностики активно используются в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы и управляемому термоядерному синтезу (УТС) для измерения электронной плотности и температуры плазмы с высоким временным и пространственным разрешением. Успех проводимых в данной области исследований во многом определяется, как технологическим потенциалом диагностического оборудования, так и техническими характеристиками средств регистрации экспериментальных данных. Последние традиционно базируются на основе методики прямой оцифровки входных сигналов быстродействующими аналого-цифровыми преобразователями (АЦП) повышенной разрядности, процедурах промежуточного накопления отсчетов АЦП в буферных запоминающих устройствах (ЗУ) и их последующей передачи вычислительной технике для математической обработки, архивирования и представления результатов в удобном для анализа виде.

Развитие микроэлектроники и появление на рынке электронных средств цифровой потоковой обработки данных, таких как программируемые пользователем вентильные матрицы (FPGA) и цифровые сигнальные процессоры (DSP), открыло принципиально новые возможности для развития аппаратуры и систем регистрации. Включение в состав таких систем цифрового ядра с указанным выше функциональным потенциалом позволяет не только значительно улучшить метрологические и эксплуатационные характеристики самих систем, но и дает возможность формировать результаты измерения параметров плазмы в режиме, близком к режиму реального времени. Последнее принципиально важно для управления плазменным разрядом в установке. Например, при решении задач, ориентированных на поддержание плотности и температуры термоядерной плазмы, подавление магнитогидродинамических (МГД) кинетических неустойчивостей

плазменного шнура. Как правило, в качестве исходных данных в таких приложениях используются пространственные распределения текущих параметров плазмы, формируемые многоканальными системами регистрации и сбора экспериментальных данных с малой временной дискретностью. Поэтому задача создания таких систем, особенно для широкополосных диагностик плазмы, к числу которых относятся и лазерные, является, несомненно, актуальной. Она сопряжена с разработкой аппаратуры регистрации с метрологическими характеристиками, адекватными требованиям диагностик, с созданием и отработкой процедур первичной цифровой обработки экспериментальных данных, ориентированных на стабилизацию метрологических характеристик измерительных трактов и формирование корректных результатов измерений, с созданием специализированных средств синхронизации и запуска, формирующих единую временную шкалу для всех измерительных трактов, поставляющих информацию о текущих параметрах плазмы в базу данных эксперимента и средствам управления разрядом.

Целью диссертационной работы является создание многоканальных систем регистрации экспериментальных данных для лазерных диагностик плазмы на базе измерительных средств со встроенными быстродействующими узлами А-Ц преобразования и цифровой потоковой обработки данных:

- одно и многоканального (до 16 каналов) измерительных комплексов для дисперсионных интерферометров на основе CO_2 лазера, позволяющего в режиме реального времени фиксировать текущие значения линейной плотности электронной компоненты плазмы с разрешением не хуже 10^{13} см^{-2} ;
- 48-канального прототипа системы регистрации данных для диагностики томсоновского рассеяния диверторной зоны токамака ИТЭР (г. Кадараш, Франция), позволяющего фиксировать на фоне интенсивного

паразитного излучения плазмы форму импульсов рассеянного лазерного излучения малой длительности (3-5 нс) с погрешностью менее 0.1% от амплитудной шкалы измерительных трактов.

Работы по созданию дисперсионного интерферометра (ДИ) на основе CO_2 лазера проводились в ИЯФ СО РАН с 2001 года [1-6]. Первый вариант (прототип) ДИ был предназначен для измерения линейной плотности электронов плазмы вдоль одной линии наблюдения. Модернизация его измерительного комплекса, позволяющая производить обработку экспериментальных данных в режиме реального времени, дала возможность управлять плотностью плазмы в установке при помощи сигналов обратной связи. Многоканальная версия ДИ разрабатывалась для восстановления временной и пространственной динамики плотности плазмы, а также для решения задач управления плотностью плазменного шнура и стабилизации его положения в современных магнитных ловушках. ДИ использует разделение зондирующих лучей по длине волны за счёт частичного преобразования исходного излучения первой гармоники во вторую; принцип измерения основан на анализе сдвига фаз между этими лучами в плазме. По сравнению с традиционно используемыми для этих целей интерферометрами с пространственным разделением зондирующего и опорного лучей, дисперсионный интерферометр, теоретически, нечувствителен к изменениям длины базы, вызываемым механическими вибрациями. Благодаря этому ДИ не требует применения массивных виброизолирующих станин. Выбор CO_2 лазера в качестве источника излучения для ДИ является оптимальным во многих отношениях. Современные газовые CO_2 лазеры являются надёжными приборами, обеспечивающими генерацию пучка с прецизионными угловыми характеристиками, обладают высокой стабильностью и большим временем наработки на отказ (десятки тысяч часов). Длина волны излучения, лежащая в области 10 мкм, оптимальна для диагностики плазмы в плазменных

установках различного масштаба, включая самые большие. Такая длина волны делает систему мало чувствительной к явлениям рефракции и вращения направления поляризации в магнитном поле. Это особенно важно для термоядерных установок будущего, таких как экспериментальный токамак-реактор ИТЭР, стелларатор W7-X (Германия), токамак T15 (Россия). Наряду с применением в качестве источника излучения CO₂ лазера с непрерывной генерацией, отличительной чертой ДИ является использование методики искусственной фазовой модуляции одного из зондирующих лучей [1-6]. Особенности описываемого в работе измерительного комплекса ДИ [5] являются его способность адаптировать амплитудную шкалу измерительных трактов к параметрам сигналов фотодетектора и модулятора, стабилизировать глубину искусственной фазовой модуляции зондирующего излучения и восстанавливать, с помощью процедур цифровой обработки данных, результаты измерений набегов фазы в режиме реального времени. Это позволило создать надёжный прибор, не требующий постоянного обслуживания, что важно для радиационно-опасных установок, подобных ИТЭР (г. Кадараш, Франция). Описание ДИ на основе CO₂ лазера, его одно- и многоканального измерительного комплекса, а также результаты их испытаний на установках ГДЛ (ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) и TEXTOR (г. Юлих, Германия) в режимах измерения линейной плотности плазмы и формирования характера ее изменения по заранее заданному закону с помощью управляемой интерферометром подсистемы импульсных клапанов для инъекции газа приводятся в первой части (главы 1, 2) диссертации.

Вторая часть диссертации (главы 3, 4) посвящена разработке 48-канального прототипа системы регистрации данных для диагностики параметров плазмы методом томсоновского рассеяния (ТР) в диверторной зоне ИТЭР. Метод ТР основан на анализе спектрального состава и абсолютной интенсивности излучения, рассеянного на свободных электронах [7-9]. В

отличие от непрерывного характера измерений в ДИ, измерения, проводимые методом ТР, носят импульсный характер. Одноимпульсное зондирование плазмы даёт возможность измерять её электронную плотность и температуру в одной или во многих пространственных точках, расположенных вдоль линии распространения излучения. Многоимпульсное зондирование добавляет возможность измерения динамики пространственных профилей температуры и плотности. Для реализации этого режима используются импульсно-частотные или «пакетные» (pulse-burst) лазерные системы, либо многоканальные одноимпульсные системы с заданной задержкой запуска друг относительно друга, определяемой временной шкалой эксперимента и физическими требованиями. Типичное время задержки составляет от нескольких микросекунд до сотен миллисекунд. Примеры построения диагностических комплексов ТР для установок LHD, SST – 1, ДШ-D, ГОЛ-3, Глобус-М, JT-60U, MST можно найти в работах [11-15, 79-80]. Основные технические трудности при построении систем регистрации данных для рассматриваемой диагностики связаны с ничтожно малой величиной рассеянного сигнала (мощность рассеянного излучения составляет всего $\sim 10^{-8}$ Вт при мощности зондирующего порядка 1 Вт), его малой длительностью ($\sim 1-20$ нс) и большим (на порядок и более превосходящим полезный сигнал) уровнем фонового излучения плазмы в целевом спектральном диапазоне [8-9]. Для детектирования и регистрации сигналов с такими параметрами в осциллографическом режиме требуются широкополосные (с полосой пропускания ≥ 100 МГц) фотоприёмники, элементы аналоговых трактов с малыми шумами, а также модули аналого-цифровых преобразователей (АЦП) с большим амплитудным динамическим диапазоном (≥ 10 разрядов) и высокой частотой дискретизации (\sim ГГц). При этом для многоканальных систем важно обеспечить синхронный режим работы измерительных трактов, построенных на основе этих элементов.

Организацией, ответственной за создание диагностического комплекса, предназначенного для измерения временной динамики пространственных профилей температуры и плотности электронной компоненты плазмы в диверторной зоне токамака ИТЭР (г. Кадараш, Франция), является ФТИ им. Иоффе РАН (г. Санкт-Петербург) [16]. Для увеличения мощности рассеянного излучения в данной диагностике используется зондирующий импульс Nd:YAG лазера длительностью 3-5 нс. Выбор малой длительности импульса обусловлен, в первую очередь, требованием временной задержки между импульсом рассеяния в плазме и импульсом паразитного рассеяния на оптической ловушке, расположенной в конце трассы длиной в несколько метров. Однако уменьшение длительности зондирующего импульса приводит к возрастанию требований к полосе пропускания фотоприемных трактов и к необходимости увеличения частоты дискретизации модулей АЦП, которая ограничивается параметрами кристаллов аналого-цифрового преобразования, представленных на рынке электронных компонентов. Описанные в работе принципы построения широкополосных трактов регистрации сигналов диагностики ТР, оригинальные решения и алгоритмы обработки данных, использованные при их разработке, позволили создать 48-канальный прототип системы регистрации и сбора данных способный в синхронном режиме фиксировать текущие значения амплитуды сигналов малой длительности (3-5 нс) с временной дискретностью 0.5 нс в амплитудном динамическом диапазоне более 10 двоичных разрядов.

Работы, положенные в основу диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН. Материалы диссертации были представлены на российских: 14-ой и 16-ой Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» (г. Звенигород, 2011, 2015); и международных конференциях: международной конференции по открытым системам для удержания плазмы (г. Новосибирск, 2010), международном

симпозиуме по ядерной физике (г. Анахайм, США, 2012; г Сан-Диего, США, 2015), международной конференции по системам, работающим в режиме реального времени (г. Нара, Япония, 2014).

По результатам диссертационного исследования опубликовано 17 работ, в том числе 4 статьи в периодических изданиях, входящих в рекомендуемый перечень ВАК [5, 17-19], 5 статей в трудах международных конференций [20,21,27,31,32], 8 статей в трудах Всероссийских конференций [22-26, 28-30].

На защиту выносятся следующие положения:

Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра на основе CO_2 лазера, обеспечивающий регистрацию линейной плотности плазмы с разрешением 10^{13} см^{-2} в режиме реального времени (4 мкс/отсчет) с возможностью управлять плотностью плазмы и положением плазменного столба в процессе разряда в камере современных и будущих плазменных установок с зажиганием термоядерной реакции.

Многоканальная синхронная система регистрации данных диагностики томсоновского рассеяния, соответствующая задаче исследования плазмы в диверторной зоне токамака ИТЭР и позволяющая регистрировать форму импульсов рассеянного излучения длительностью 3-5 нс с погрешностью менее 0.1% от амплитудной шкалы измерительных трактов.

Глава 1

Интерферометрия плазмы. Методы измерения электронной плотности плазмы

В физике плазмы и УТС интерферометрия широко используется как надежный инструмент измерения электронной плотности плазмы [9,34,35]. В основе данной методики лежит принцип измерения разности фаз при суперпозиции двух или более когерентных волн, проходящих через объект исследования. Существующие интерферометры относятся к двум типам: с разделением лучей в пространстве и разделением лучей по длине волны (частоте). Рисунок 1.1. иллюстрирует схему интерферометра с пространственным разделением лучей, где зондирующий луч проходит через плазму, а опорный огибает её.

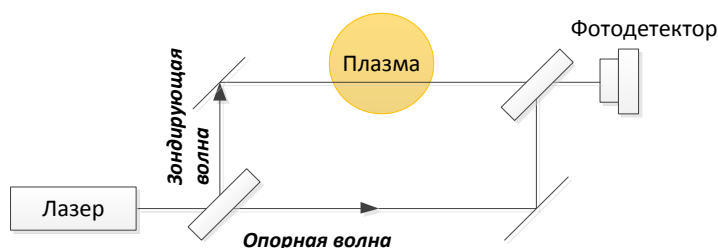


Рисунок 1.1. Схема интерферометра с пространственным разделением лучей.

Вследствие интерференции зондирующей и опорной волн, интенсивность суммарной волны, фиксируемой детектором, определяется функцией вида [35]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(\Delta\varphi), \quad (1.1)$$

где I_1, I_2 — интенсивности зондирующей и опорной волн, $\Delta\varphi$ — разность их фаз. Разность набега фаз $\Delta\varphi$ пропорциональна разности оптических путей зондирующего и опорного лучей интерферометра:

$$\Delta\varphi = k \int_1 N_1(l)dl - k \int_2 N_2(l)dl \quad (1.2)$$

где N – показатель преломления среды, через которую распространяется волна, k – волновое число. В плазме показатель преломления зависит от ее электронной плотности n_e . Разность фаз из-за различия геометрического пути опорной и зондирующей волн можно считать постоянной, если предположить неизменность показателя преломления воздуха и оптических окон экспериментальной установки, а также сохранения геометрической длины оптических плеч интерферометра. Тогда разность фаз, обусловленную наличием плазмы в зондирующем плече, $\Delta\varphi$ можно определить следующим образом [8]:

$$\Delta\varphi = \frac{e^2}{mc^2} \lambda \int_0^L n_e dl, \quad (1.3)$$

где $\int n_e dl$ – линейная плотность плазмы. Роль масштабных коэффициентов в данном соотношении выполняют мировые константы (заряд e и масса m электрона, скорость света c) и длина волны зондирующего излучения λ .

На начальном этапе в исследованиях по физике плазмы и УТС широкое распространение получили интерферометры Майкельсона и Маха-Цендера [36], реализующие две различные конструктивные схемы интерферометра с пространственным разделением лучей (рисунок 1.2). Это объясняется относительной простотой этих приборов, а также тем, что их конструктивные особенности, связанные с допустимыми геометрическими размерами плеч, позволяют проводить измерения плотности плазмы на установках с большим (до нескольких метров) поперечным сечением плазменного шнура. В плазменном эксперименте интерферометры Майкельсона и Маха-Цендера, как правило, используются в режиме измерения либо малых ($< \pi$), либо очень больших (кратных π) набегов фазы. Первый режим работы этих приборов обычно реализуется в ловушках с плазмой низкой плотности, в которых

изменение набега фазы во всем динамическом диапазоне составляет не более половины ширины аппаратной функции (рисунок 1.3).

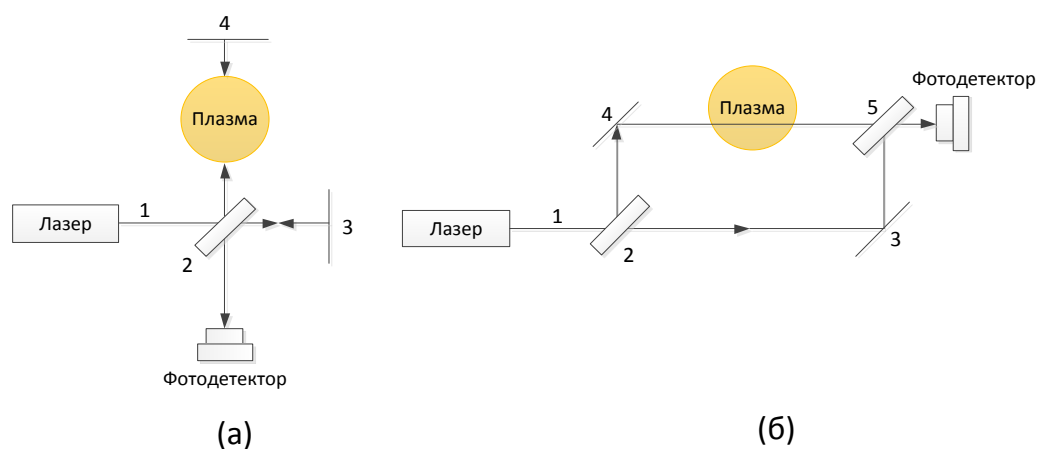


Рисунок 1.2. (а) – Интерферометр Майкельсона. Луч лазера 1 делится полупрозрачной пластиной 2 на два луча – опорный и рабочий. Далее они, отражаясь от зеркал 3 и 4, сводятся с помощью пластины 2, интерферируют и регистрируются фотодетектором. (б) – Интерферометр Маха-Цендера. Луч лазера 1 делится полупрозрачной пластиной 2 на два - опорный и рабочий. Далее эти лучи отражаются от зеркал 3 и 4, сводятся полупрозрачным зеркалом 5, интерферируют и фиксируются фотодетектором.

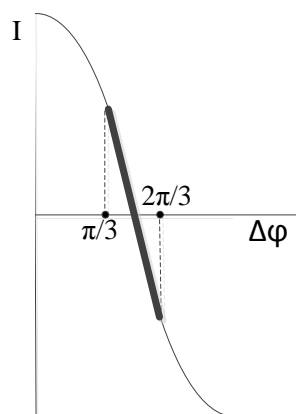


Рисунок 1.3. Аппаратная функция интерферометра. Жирной линией выделена рабочая зона для вычисления набега фазы.

Очевидно, что для проведения корректных измерений набега фазы или линейной плотности плазмы интерферометр необходимо предварительно откалибровать. То есть зафиксировать положение минимума и максимума

выходного сигнала фотодетектора в единицах измерения фазы (радианах) и задать оптимальное положение начальной рабочей точки. Процедура оптимизации положения начальной рабочей точки направлена на выполнение очевидного требования – реализации в рабочей области интерферометра максимальной чувствительности. При однополосной аппаратной функции это требование выполняется в точке максимума ее производной. Отсюда следует, что после вычитания паразитной фоновой компоненты оптимальное положение начальной рабочей точки интерферометра соответствует половине амплитуды переменной составляющей его выходного сигнала. В первом приближении изменение плотности плазмы в магнитной ловушке и текущее значение интенсивности выходного сигнала интерферометра оказываются связанными линейной зависимостью. Данный факт существенно упрощает интерпретацию результатов измерений и позволяет использовать для фиксации динамики изменения плотности плазмы традиционную осциллографическую методику регистрации данных. Систематическая ошибка, связанная с остаточной нелинейностью рабочего участка аппаратной функции интерферометра, обычно минимизируется за счет оптимального выбора длины волны зондирующего излучения λ . В большинстве случаев ее величину выбирают такой, чтобы изменения плотности плазмы в полном динамическом диапазоне не приводили к выходу $\Delta\varphi$ из диапазона $\frac{\pi}{3} < \Delta\varphi < \frac{2\pi}{3}$ радиан (при координате начальной рабочей точки $\pi/2$ радиан). Справочные данные, позволяющие произвести выбор длины волны зондирующего излучения интерферометра при характерном для той или иной магнитной ловушки диапазоне изменения плотности плазмы, приведены на рисунке 1.4 [9]. При этом необходимо понимать, что окончательный выбор длины волны для диагностики, естественно, ограничен существующими источниками излучения.

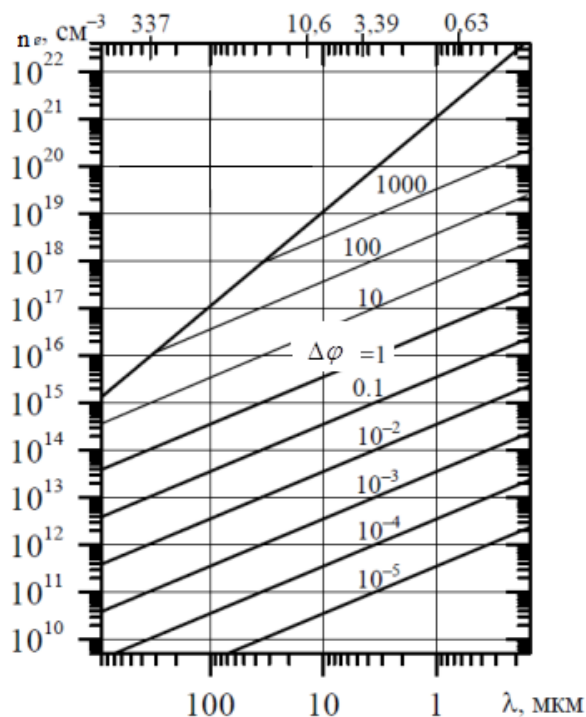


Рисунок 1.4. Зависимость электронной плотности n_e от длины волны зондирующего излучения λ для различных фазовых сдвигов $\Delta\varphi$ (линейные размеры плазмы 1 см).

При работе интерферометра в режиме фиксации больших набегов фазы, достигающих сотен и более полос интерференционной картины, регистрация текущих значений линейной плотности плазмы обычно производится в режиме подсчета количества этих полос [37-39] (рисунок 1.5).

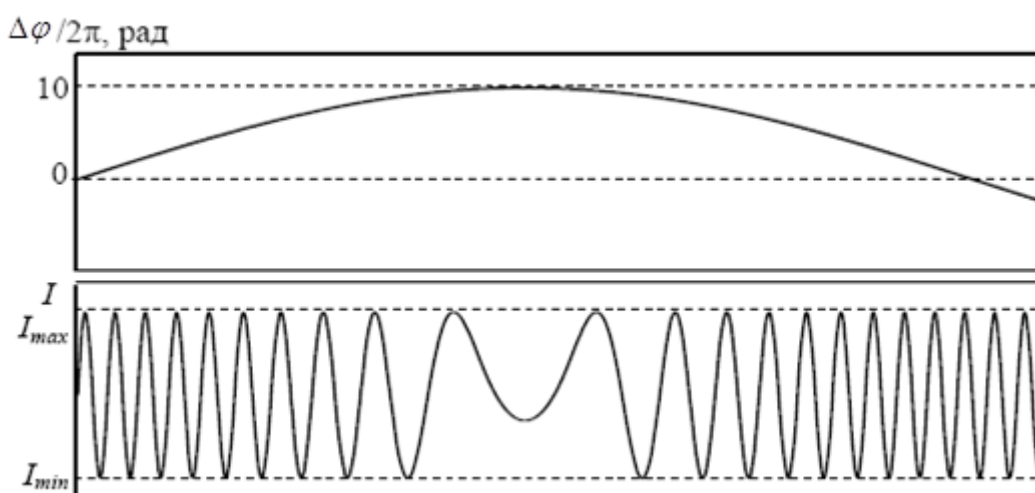


Рисунок 1.5. Разность фаз (вверху) и изменение интенсивности света в интерференционной картине (внизу) при параболическом изменении показателя преломления среды.

Поскольку каждая полоса интерференционной картины соответствует изменению набега фазы $\delta\varphi = 2\pi$ радиан и связанному с ним элементарному “кванту” изменения линейной плотности плазмы δn_e , величина которого определяется длиной волны зондирующего излучения, текущий набег фазы $\Delta\varphi = M\delta\varphi$, где M – количество полос интерференционной картины, однозначно определяет текущее значение линейной плотности как $n_e = M\delta n_e$. При этом, как это следует из соотношения (1.3), для повышения результирующей точности измерений текущих значений плотности плазмы, в интерферометре целесообразно использовать как можно большую длину волны зондирующего излучения. Лимитирующим фактором здесь служит рефракция зондирующего луча на градиентах плотности плазмы, также нарастающая с ростом его длины волны [40]. Явление рефракции приводит к изменению направления распространения зондирующего луча, что провоцирует появление различного рода ошибок в измерениях. В частности, при сильной рефракции луч может выйти за пределы апертуры фотодетектора. Как следствие, измерения плотности плазмы становятся невозможными.

«Ахиллесовой пятой» счетных схем регистрации текущих значений плотности плазмы, основанных на использовании интерферометров Майкельсона, Маха-Цендера и аналогичных, является то, что аппаратная функция этих интерферометров периодическая. Это обстоятельство приводит к потере их чувствительности в областях, близких к экстремумам аппаратной функции и к неоднозначности определения знака изменения набега фазы или направления изменения линейной плотности плазмы в точках экстремума (рисунок 1.6). Существенным недостатком счетных схем регистрации является также и то, что при высокой скорости изменения плотности плазмы к их электронным компонентам могут предъявляться предельно высокие требования по быстродействию.

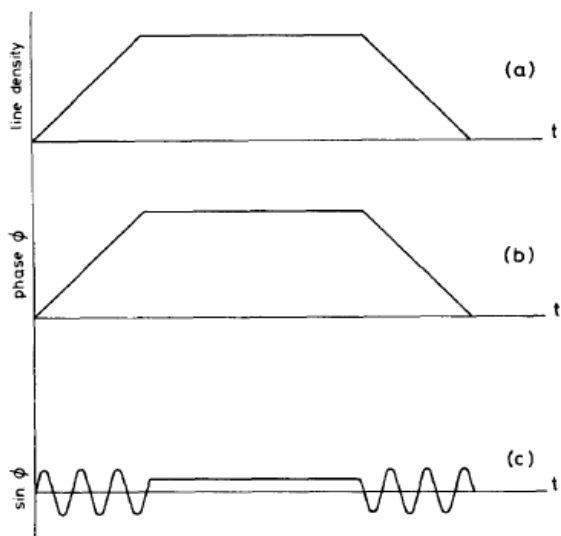


Рисунок 1.6. Зависимости линейной плотности плазмы и связанного с ней набега фазы от времени. На рисунке (а) и (б) изображены зависимости линейной плотности и фазы от времени, на рисунке (с) – сигнал, регистрируемый детектором. Видно, что левый и правый участки рисунка (с) идентичны, в то время как в левой части плотность плазмы возрастает, а в правой – уменьшается.

Вопросам устранения указанных недостатков в системах регистрации плотности плазмы, построенных на основе классических интерферометров, посвящено множество работ [41-43]. Большая часть из них для устранения неоднозначности в определении направления изменения плотности плазмы предусматривает фиксацию положения начальной рабочей точки интерферометра и учет влияния на текущие результаты измерений плотности плазмы предыдущих результатов. Тем не менее, описанные в указанных работах решения так и не устранили ключевой недостаток интерферометров, определяемый низкой чувствительностью в областях, прилегающих к точкам экстремума их аппаратной функции. Поиск устраняющих этот недостаток решений привел к разработке схем так называемых гетеродинных интерферометров [9] (рисунок 1.7).

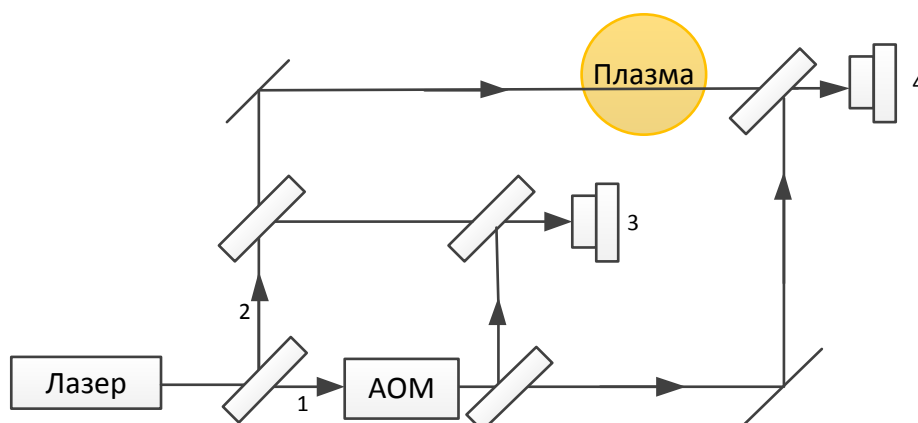


Рисунок 1.7. Схема гетеродинного интерферометра Маха-Цендера. АОМ – акустооптический модулятор.

В гетеродинном интерферометре один из лучей сдвигается по частоте на относительно небольшую величину. В оптических и ИК-интерферометрах, роль сдвигающего элемента обычно выполняет акустооптический кристалл, где происходит взаимодействие исходной электромагнитной волны и акустической волны колебаний кристаллической решётки. В результате, происходит сложение или вычитание волновых векторов. Детектор 3 фиксирует интерференционный сигнал, формируемый лучом 2 и сдвинутым по частоте лучом 1. Выходной сигнал этого детектора имеет вид:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(\Omega t), \quad (1.4)$$

где Ω – разность частот сдвинутого по частоте луча 1 и луча 2, а I_1 и I_2 - их интенсивности. Детектор 4 регистрирует интерференционный сигнал, сформированный лучом 1 и лучом 2, прошедшим через плазму. Сигнал этого детектора описывается выражением:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(\Omega t + \Delta\varphi), \quad (1.5)$$

Для удобства будем дальше называть сигнал детектора 3 – опорным, а сигнал детектора 4 – зондирующим. Результирующий набег фазы, обусловленный плазмой, определяется в виде разности текущих значений фаз переменных компонент опорного и зондирующего сигналов (рисунок 1.8).

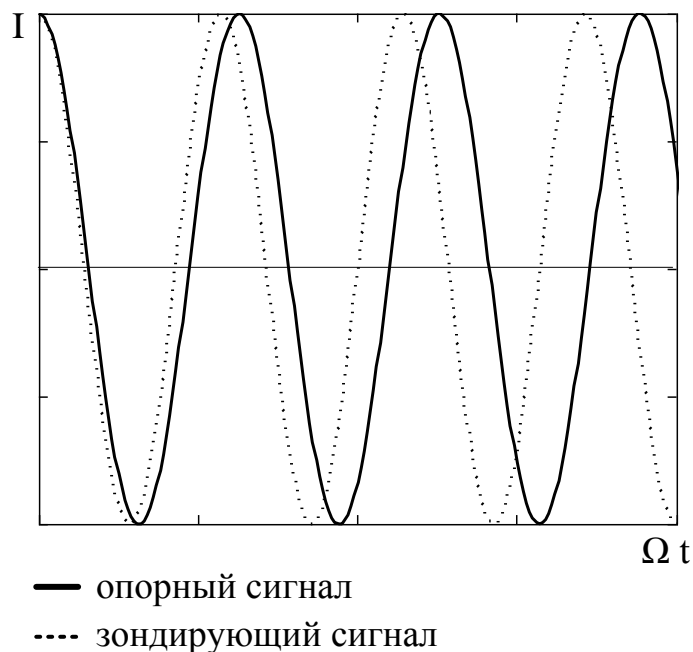


Рисунок 1.8. Выходные сигналы гетеродинного интерферометра.

Именно тот факт, что опорный и зондирующий сигналы гетеродинного интерферометра никогда не являются стационарными, а изменяются с характерной частотой Ω , период которой задает своеобразный временной масштаб измерений, предопределяет отсутствие в нем неоднозначности в определении знака изменения набега фазы и отсутствие ограничения на диапазон измерения этого набега. Основой трактов регистрации сигналов гетеродинного интерферометра обычно служат различные схемы фазового детектирования. Одна из первых таких схем была использована еще в 1974 году Медденсом и Тэйлором в гетеродинном СВЧ интерферометре с длиной волны зондирующего излучения 4 мм, применявшемся для измерения линейной плотности плазмы на токамаке Alcator (США) [37]. Принцип работы фазового детектора этого интерферометра был основан на прецизионном измерении длительности каждого полупериода опорного и зондирующего сигналов и в определении искомого результата в виде разности этих длительностей (рисунок 1.9).

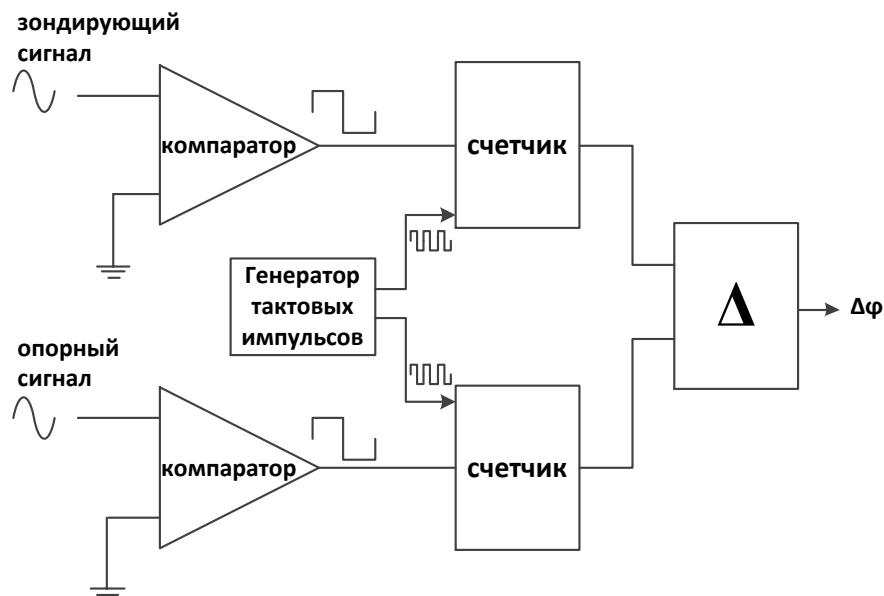


Рисунок 1.9. Схема фазового детектирования.

Компараторы в данном детекторе формируют из опорного и зондирующего сигналов синусоидальной формы логические сигналы длительностью в полупериод их несущей. С помощью счетчиков в виде количества периодов опорного синхросигнала, формируемого вспомогательным генератором, фиксируются длительности полупериодов опорного и зондирующего сигналов, а результирующий набег фаз определяется, как разность содержимого этих счетчиков. Детекторы подобного типа использовались также на токамаках TEXTOR [38] и JRPТ-III [44, 45]. Несмотря на распространенность, а также простоту и изящество подобных схем фазового детектирования, они не лишены и существенных недостатков. Определяющий среди них связан с тем, что компараторы рассматриваемого фазового детектора сравнивают текущие значения зондирующего и опорного сигналов с фиксированным уровнем напряжения, – с нулем. На практике же эти сигналы, помимо значимых переменных компонент, содержат паразитную фоновую составляющую, величина которой зависит от интенсивности источника излучения (лазера), а также текущих значений коэффициентов отражения и пропускания элементов оптических трактов интерферометра. Немаловажным фактом является также и то, что с помощью компараторов и пересчетных

схем, в силу свойственных им ограничений по быстродействию, практически невозможно реализовать не только широкополосные, но и прецизионные схемы фазового детектирования с приемлемым быстродействием необходимые, например, в исследованиях явлений переноса и турбулентности в плазме.

За прошедшие годы было найдено множество решений, направленных на повышение точности и быстродействия схем фазового детектирования для гетеродинных интерферометров [46-49]. В частности, в работе [50] был предложен способ выделения набегов фазы, основанный на оцифровке опорного и зондирующего сигналов интерферометра с помощью быстродействующих АЦП и использовании процедур вспомогательной математической обработки сформированных таким образом цифровых отсчетов. В частности, – процедур прямого и обратного преобразования Фурье. Суть предложенного подхода заключается в следующем. Зондирующий сигнал в дискретной форме представлен как:

$$x(n) = A(n) \cos[\omega'_0 n + \Delta\varphi(n)], n = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (1.6)$$

где N – длина массива данных, образованных отсчетами АЦП, $\omega'_0 = \omega_0 \Delta t$. С помощью прямого преобразования Фурье в частотной области он же представляется в виде:

$$X(\omega'_0) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \exp(-i\omega'_0 n) \quad (1.7)$$

Далее этот сигнал с помощью фильтра очищается от высокочастотных гармоник:

$$X^{(1)}(\omega'_0) = X(\omega'_0), \text{ при } 0 \leq n \leq \left(\frac{N}{2} - 1\right), \quad (1.8)$$

$$X^{(1)}(\omega'_0) = 0, \text{ при } \frac{N}{2} \leq n \leq (N-1), \quad (1.9)$$

и с помощью обратного преобразования Фурье представляется в виде:

$$x^{(1)}(n) \propto \exp\{i[\omega'_0 n + \Delta\varphi(n)]\}. \quad (1.10)$$

После применения аналогичных процедур опорный сигнал представляется как:

$$y^{(1)}(n) \propto \exp\{i[\omega'_0 n]\}. \quad (1.11)$$

После перемножения зондирующего сигнала на комплексно-сопряженный опорный сигнал, получаем:

$$xy^{(1)}(n) = x^{(1)}(n)y^{(1)*}(n) = C(n)\exp i[\Delta\varphi(n)], \quad (1.12)$$

откуда фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ определяется как:

$$\Delta\varphi = \tan^{-1}\{\text{Im}[xy^{(1)}(n)]/\text{Re}[xy^{(1)}(n)]\}. \quad (1.13)$$

Несмотря на то, что описанный метод фазового детектирования дает результаты достаточно высокого качества, ему присущи и очевидные недостатки. Основной из них связан с большими временными издержками на этапе обработки формируемых АЦП информационных массивов, исключающими возможность получения данных о характере поведения плотности плазмы в магнитной ловушке в режиме реального времени. А последнее важно для целого ряда приложений. Например, при построении систем поддержания плотности плазмы в магнитной ловушке на заданном уровне или систем стабилизации положения в этой ловушке плазменного шнура. Для приложений такого рода более привлекательным выглядит решение, предложенное в [51, 52], которое также основано на оцифровке выходных сигналов интерферометра с помощью быстродействующих АЦП. Однако процедуры выделения набега фазы здесь уже выполняются в режиме реального времени с помощью специализированного цифрового узла, построенного на основе элементов FPGA. В этом узле реализуется метод фиксации текущих набегов фазы, основанный на прецизионном измерении длительности периодов опорного и зондирующего сигналов. В качестве опорных точек для проведения измерений используются точки пересечения синусоидальным сигналом нулевой линии. Временная диаграмма, поясняющая принцип работы такого детектора, приведена на рисунок 1.10 [51]. Вертикальные пунктирные линии на диаграмме соответствуют моментам

времени, в которые производится измерение текущего значения амплитуды входного фазомодулированного сигнала быстродействующим АЦП, работающим с частотой дискретизации F_d в несколько десятков раз превышающей частоту входного сигнала. На каждом периоде входного сигнала информационными являются только два отсчета АЦП: h_{i+} и h_{i-} , содержащие результаты измерения мгновенных значений амплитуды в точках, предшествующей переходу сигнала через нулевую линию (A_i), и в следующей за ней (B_i).

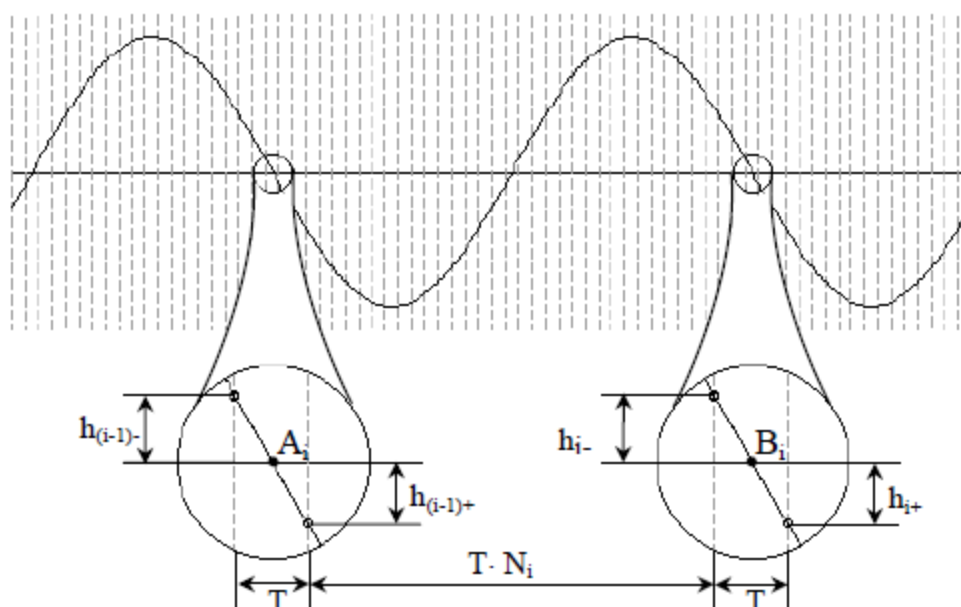


Рисунок 1.10. Временная диаграмма, поясняющая принцип работы фазового детектора для гетеродинной интерферометрической методики измерения плотности плазмы.

Длительность текущего периода входного сигнала, опираясь на диаграмму, можно определить как:

$$t_i = N_i T + \left(\frac{h_{(i-1)-}}{h_{(i-1)-} + h_{(i-1)+}} + \frac{h_{i-}}{h_{i-} + h_{i+}} \right) T, \quad (1.14)$$

где N_i – целое число периодов частоты дискретизации АЦП между точками B_{i-1} и A_i , $T = 1/F_d$ – период частоты дискретизации АЦП. Нетрудно заметить, что

погрешность в определении длительности периода t_i сигнала прямо зависит от интерполяционной погрешности, определяемой заменой синусоидальной функции на линейную в области ее значений, близких к нулю.

Развитие электроники и цифровых методов обработки данных обеспечило дальнейший прогресс в разработке различных схем фазового детектирования сигналов гетеродинных интерферометров и способствовало улучшению их базовых характеристик. В частности, в работе [53] описан фазовый детектор, в котором за счет применения квадратурной демодуляции, процедур усреднения и эффективных с точки зрения их аппаратной реализации цифровыми алгоритмами CORDIC (COordinate Rotation DIgital Computer) интерполяционных процедур вычисления набега фазы, удалось достичь результирующей точности измерений фазы в 10^{-7} рад.

Идея квадратурных схем фазовой демодуляции сводится к использованию двух синусоидальных сигналов, сдвинутых друг относительно друга по фазе на четверть периода:

$$U_1(t) = U_0(t) \sin(\Delta\varphi(t)), \quad (1.15)$$

$$U_2(t) = U_0(t) \cos(\Delta\varphi(t)), \quad (1.16)$$

где $U_0(t)$ – содержит мультипликативную составляющую, связанную с флуктуациями интерферирующих полей. При этом текущий сдвиг фаз между сигналами вычисляется как:

$$\Delta\varphi(t) = \operatorname{arctg} \frac{U_1(t)}{U_2(t)}. \quad (1.17)$$

Следует заметить, что поскольку набег фазы при квадратурной демодуляции вычисляется в виде арктангенса от отношения $U_1(t)$ к $U_2(t)$, результирующие его значения оказываются не зависящими от медленно меняющейся по сравнению с функциями $\sin(\Delta\varphi(t))$ и $\cos(\Delta\varphi(t))$ мультипликативной помехи $U_0(t)$, связанной с флуктуациями интенсивности лазерного излучения, эффектами старения оптических элементов и так далее.

С прикладной точки зрения интересны использованные в [53] метод формирования квадратурных составляющих сигнала детектора и процедуры выделения текущих набегов фазы на основе CORDIC алгоритма, использующие вместо процедур прямого вычисления текущих значений арктангенса итерационные процедуры вычисления на основе табличных значений этой функции. Остановимся на них подробнее. Метод формирования квадратурных составляющих выходного сигнала детектора “использует” в качестве сигнальной компоненты, подаваемой на аналоговый вход быстродействующего АЦП, выходной сигнал зондирующего тракта. Выходной сигнал опорного тракта умножается по частоте в 4 раза и используется в качестве стробирующего сигнала, задающего частоту дискретизации АЦП. Таким образом, в процессе оцифровки на каждом периоде зондирующего сигнала АЦП формирует четыре последовательных отсчета, сдвинутых по фазе друг относительно друга строго на 90 градусов: $A(0^\circ)$, $A(90^\circ)$, $A(180^\circ)$ и $A(270^\circ)$ (рисунок 1.11).

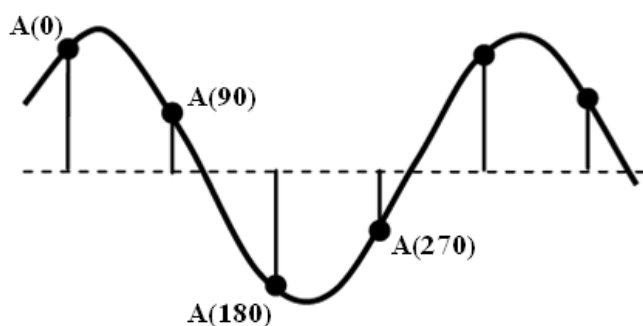


Рисунок 1.11. Временная диаграмма формирования квадратурных компонент сигнала детектора.

Полусуммы первого и третьего, а также второго и четвертого отсчетов АЦП, взятые с соответствующим знаком, формируют квадратурные составляющие входных сигналов цифрового фазового детектора:

$$X_0 = A(0^\circ) + A(180^\circ) \quad (1.18)$$

$$Y_0 = A(90^\circ) + A(270^\circ) \quad (1.19)$$

Следует отметить, что постоянная составляющая зондирующего сигнала в этих компонентах уже исключена. То есть ее текущее значение уже не влияет на результаты вычисления набега фазы. Далее по отсчетам X_0 и Y_0 , формируемым на каждом периоде отклика детектора, можно вычислить текущее значение набега фазы, используя следующие итерационные соотношения:

$$X_{i+1} = X_i + s_i Y_i 2^{-i} \quad (1.20)$$

$$Y_{i+1} = Y_i - s_i X_i 2^{-i} \quad (1.21)$$

$$\Delta\varphi_{i+1} = \Delta\varphi_i + s_i \arctg(2^{-i}), \quad (1.22)$$

где $s = 1$ при $Y > 0$ и $s = -1$ при $Y < 0$, соответственно.

К достоинствам данного CORDIC алгоритма можно отнести то, что он позволяет реализовать конвейерный режим работы узла вычисления фазы, построенного на элементах, реализующих очень простой набор базовых операций: деление операнда на 2, выборку табличных значений функции $\arctg(2^{-i})$ и сложение чисел с фиксированной запятой. Существенным является то, что уже при значениях $i \geq 7$ погрешность восстановления фазы с помощью этого алгоритма не превышает 0.012 рад.

Несмотря на многообразие методов выделения набега фазы с приемлемой для плазменного эксперимента точностью, ключевым недостатком всех рассмотренных ранее типов интерферометров является их высокая чувствительность к колебаниям температуры окружающей среды, вибрациям и акустическим возмущениям. Связано это с прямым влиянием этих факторов на длины оптических плеч интерферометров. С одной стороны, использование более длинноволнового излучения пропорционально уменьшает шумовые колебания фазы, вызванные вибрациями. С другой, при увеличении длины волны, лимитирующими факторами являются рефракция пучка в плазме и его дифракционная расходимость, как уже отмечалось во введении [40]. В качестве компромиссного решения на установках с

относительно высокой линейной плотностью плазмы ($n_e l \sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и большими градиентами плотности предпочтение отдается источникам зондирующего излучения видимого и инфракрасного диапазонов, для которого влияние рефракции еще мало, а набег фаз при относительно небольших изменениях плотности плазмы уже достаточно велик [54]. Тем не менее, уменьшить до предельно малых значений влияние температуры, вибраций и акустических возмущений на результаты измерений плотности плазмы удастся лишь при использовании в интерферометрах массивных виброизолирующих станин, схем стабилизации их температуры, а также хорошо защищенных от воздействия акустических и тепловых возмущений оптических элементов. Перечисленные меры приводят к значительному усложнению и удорожанию системы в конструировании и эксплуатации. Более того, в некоторых случаях указанные меры принципиально не могут быть реализованы. Примером может являться невозможность окольцевать плазму вместе с вакуумной камерой установки массивной станиной интерферометра. Что и предопределяет необходимость дальнейшего развития методов лазерной интерферометрии плазмы.

В начале 80-х годов прошлого века двумя независимыми группами ученых (Хопф, Томита, Джумайли [55] и Островская, Алум, Ковальчук[56]) был сформулирован очень важный и широко востребованный в последующие годы в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы и УТС принцип так называемого “частотного разделения плеч” интерферометров. Его суть заключается в следующем (рисунок 1.12). Через исследуемое вещество пропускают не один, а два пространственно совмещенных луча с разными частотами излучения. Каждый из этих лучей «набирает» в веществе соответствующий своей длине волны сдвиг фазы. Фиксируя разность указанных набегов фаз можно судить о плотности просвечиваемого зондирующими лучами диспергирующего объекта.

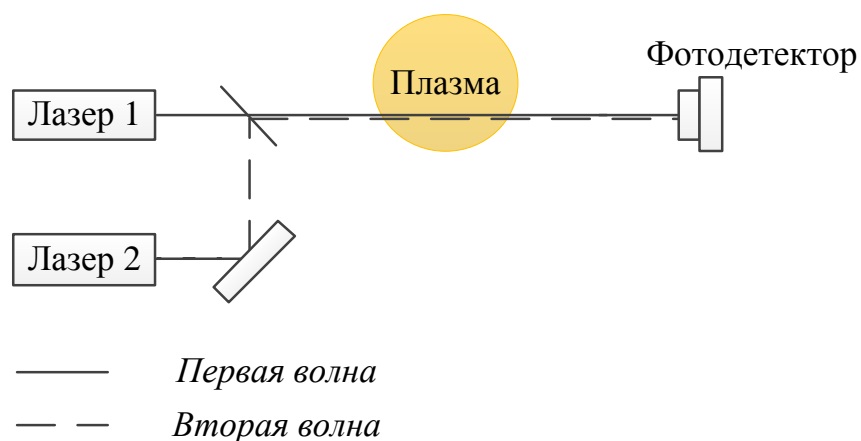


Рисунок 1.12. Двухцветный интерферометр.

Интерферометр с пространственно-совмещёнными лучами является принципиально менее чувствительным к возмущениям, влияющим на длину оптического пути. В литературе интерферометры такого типа получили название «двухцветные». Однако «двухцветный» интерферометр является, по сути, комбинацией двух «традиционных» интерферометров. Если для генерации лучей используются два различных лазера, то оптические пути этих интерферометров неизбежно отличаются (возможно, относительно незначительно). Поэтому влияние вибраций не может быть исключено полностью. Но в данной схеме для вычисления двух аддитивных неизвестных слагаемых в набеге фазы – «плазменный» вклад и влияние вибраций – имеется два уравнения. Поэтому остаточные колебания фазы вследствие вибраций могут быть отделены. Двухцветные интерферометры применялись, применяются и планируются к использованию для измерения линейной плотности плазмы на многих плазменных установках: JET [57], DIII-D [58], ИТЭР [59]. Опыт использования «двухцветных» и «трёхцветных» интерферометров подтвердил их более высокую эффективность в условиях современного эксперимента по удержанию плазмы с термоядерными параметрами в крупных магнитных ловушках. Погрешность совмещения двух гауссовых лазерных пучков должна быть существенно меньше радиуса

каждого из них, который типично составляет 0.5-5 мм. Эта задача вполне реализуема на уровне современных оптомеханических технологий. Размещение элементов интерферометра менее требовательно к инфраструктуре плазменной установки и экспериментальной площадке в целом. В частности, не требуется массивной станины для крепления зеркал. Основным недостатком «двухцветного» интерферометра является более чем удвоенная сложность (и стоимость) оптической схемы, механических конструкций и электронных систем, обеспечивающих функционирование узлов диагностики, управление и регистрацию сигналов.

Устранить этот недостаток удастся в дисперсионном интерферометре [55, 56], появившемся в результате развития методики двухцветной интерферометрии. По сравнению со своим предшественником ДИ обладает следующими преимуществами:

- в нем используется один источник и один приемник излучения;
- он имеет более простую оптическую схему;
- паразитные составляющие сигнала детектора, обусловленные воздействием внешних факторов (температуры, механических и акустических вибраций) в ДИ подавляются самой его оптической схемой.

Простейший дисперсионный интерферометр представляет собой два оптических удвоителя частоты, между которыми помещен исследуемый объект (рисунок 1.13) [4].

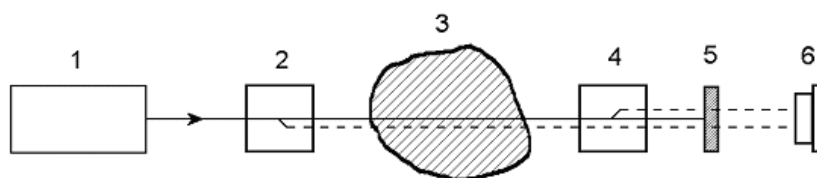


Рисунок 1.13. Простейшая схема дисперсионного интерферометра.

Зондирующее излучение с частотой ω источника (1) частично преобразуется в излучение второй гармоники в первом удвоителе частоты (2).

Далее через исследуемый объект (3) по одному и тому же пути распространяются уже две электромагнитные волны: с частотой ω и 2ω . Во втором удвоителе частоты (4) компонента излучения с частотой ω вновь преобразуется в излучение второй гармоники. Оставшаяся часть излучения с частотой ω поглощается фильтром (5). Таким образом, сигнал, фиксируемый детектором (6) является результатом интерференции двух волн с частотой 2ω . Одна из этих волн генерируется в кристалле (2), а другая в кристалле (4), но уже после прохождения волны через исследуемый объект (в нашем случае – плазму). Важнейшей особенностью ДИ является то, что излучение лазера и излучение второй гармоники, полученное с помощью нелинейных кристаллов (2 и 4), пространственно совмещены на всей длине оптического пути (от лазерного генератора до детектора) и распространяются строго в одном и том же направлении. Именно поэтому этот интерферометр чувствителен только к дисперсии среды между удвоителями частоты и не требует специальных виброизолирующих станин. Это преимущество может быть реализовано в виде привлекательной и эффективной оптической схемы, в которой все элементы ДИ компактно расположены на оптической плите вдали от установки, за исключением вакуумного окна для ввода и вывода излучения и зеркала либо уголкового отражателя внутри камеры. Дисперсионные интерферометры применялись для измерения линейной плотности плазмы на нескольких установках: ГДЛ [60], C-mod [61], Kalif [62]. Во всех перечисленных случаях в качестве источника зондирующего излучения использовался Nd:YAG лазер с длиной волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм, что было обусловлено относительно высоким уровнем развития техники генерации излучения второй гармоники в ближнем ИК диапазоне. С точки зрения современного термоядерного эксперимента в дисперсионных интерферометрах с целью оптимизации их разрешающей способности целесообразно использовать источник излучения с большей длиной волны, например, CO₂ лазер. В этом случае результирующее

разрешение по $n_e l$ может быть улучшено практически на порядок, а явления рефракции и вращения плоскости поляризации зондирующего излучения в магнитном поле большинства ловушек все еще не будут оказывать существенного влияния на результаты измерений [54]. С точки зрения математической обработки данных, сигнал ДИ является результатом интерференции двух волн, аналогично рассмотренным выше интерферометрам с пространственным разделением лучей. Интенсивность сигнала, регистрируемая детектором, описывается соотношением (1.1). Следовательно, процедуре анализа этого сигнала свойственны все недостатки, указанные выше для «традиционных» интерферометров. Основные из них – низкая чувствительность в областях, прилегающих к экстремумам аппаратной функции, и неоднозначность связи знака изменения набега фазы с направлением изменения плотности плазмы, обусловленная периодичностью этой функции. Помимо этого, на результаты измерений ДИ с детектированием интенсивности существенное влияние оказывают: корректность выбора начальной рабочей точки, флуктуации интенсивности источника зондирующего излучения, зависимость коэффициентов преобразования нелинейными кристаллами зондирующего излучения во вторую гармонику от температуры, деградация коэффициентов отражения и прозрачности элементов оптических трактов под воздействием бомбардировки частицами из плазмы, эффекты старения. Очевидно, что в интерферометре, ориентированном на термоядерные приложения, отмеченные недостатки должны быть устранены. Первый шаг в этом направлении был связан с оптимизацией длины волны используемого в ДИ источника зондирующего излучения. В ИЯФ СО РАН с 2001 по 2006 г. были проведены экспериментальные исследования, направленные на выбор оптимального нелинейного кристалла для генерации второй гармоники в ДИ на основе CO_2 лазера с длиной волны 9.6 мкм с непрерывной генерацией, а также разработке

эффективного устройства-удвоителя частоты с этим кристаллом для применения в реальных диагностиках [4]. Результаты этой работы образовали задел для последующих разработок ДИ с улучшенными метрологическими характеристиками для плазменных установок ИЯФ СО РАН (ГДЛ и ГОЛ-3) и других мировых систем с магнитным удержанием термоядерной плазмы. Основные усилия при этом были сосредоточены на модернизации оптической схемы ДИ и формировании методики детектирования его выходного сигнала, позволяющих:

- реализовать высокое амплитудное (10^{13} см^{-2}) и временное (< 5 микросекунд) разрешение интерферометра;
- упростить процедуру выделения набега фазы в широком диапазоне ее изменения (десятки радиан, что соответствует верхней границе диапазона изменения линейной плотности плазмы в $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$);
- обеспечить корректное формирование результатов измерений линейной плотности плазмы в режиме реального времени на длинных временных интервалах (десятки – сотни секунд).

Глава 2

Система регистрации линейной плотности плазмы на основе дисперсионного интерферометра с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения

2.1. Методика измерения плотности плазмы в дисперсионном интерферометре

Поставленные в первой главе задачи не могут быть решены без модернизации оптической схемы ДИ и формирования качественно нового подхода к построению его узла детектирования набегов фазы. Потребность в модернизации оптической схемы обусловлена, как это уже отмечалось ранее, потерей разрешающей способности ДИ в областях максимумов и минимумов аппаратной функции. Для устранения этого недостатка необходимо, чтобы при фиксированных значениях плотности плазмы выходной сигнал ДИ был не статическим, а динамическим. В идеальном случае, на интервале, соответствующем временному разрешению интерферометра, он должен изменяться от минимума до максимума. Добиться этого можно за счет искусственной фазовой модуляции зондирующего излучения одного из лучей. При правильном выборе амплитуды и формы модулирующего сигнала можно обеспечить плавные изменения фазы сигнала детектора относительно нуля аппаратной функции в диапазоне от $-\pi/2$ до $\pi/2$ радиан на интервале, соответствующем временному разрешению ДИ. По своей сути, метод искусственной фазовой модуляции зондирующего излучения, использованный в модифицированной схеме ДИ, показанной на рисунке 2.1 [5], является модификацией метода «Зебра» (zebra striping), применявшегося около 40 лет назад для регистрации характера изменения линейной плотности плазмы с помощью СВЧ интерферометра [34].

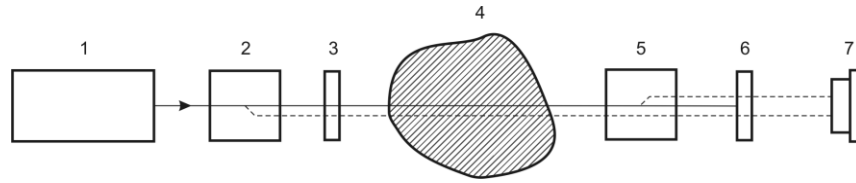


Рисунок 2.1. Схема ДИ с входящей в его состав электрооптической ячейкой: 1 – CO₂ лазер, 2 и 5 – удвоители частоты, 3 – электрооптическая ячейка, 4 – плазма, 6 – фильтр, 7 – фотоприемник.

В предложенной схеме ДИ процедура искусственной фазовой модуляции зондирующего излучения выполняется в специальном устройстве – электрооптической (ЭО) ячейке, на которую подается напряжение синусоидальной формы. Как следствие, в выражении для выходного сигнала (1.1) появляется осциллирующая компонента [5]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(k \sin(\omega_m t) + \Delta\varphi), \quad (2.1)$$

где k – коэффициент, пропорциональный амплитуде напряжения на ЭО, ω_m – частота модулирующего сигнала. При амплитуде этой компоненты в π радиан, переменная составляющая выходного сигнала ДИ, как это и определено сформулированными ранее требованиями, будет изменяться от максимума до минимума независимо от набега фазы $\Delta\varphi$, обусловленного плазмой. В предположении, что интенсивности зондирующей и опорной волн I_1 и I_2 фиксированы (что должно выполняться лишь на периоде модуляции), из сигнала фотоприемника можно исключить постоянную составляющую и выполнить нормировку его переменной компоненты на единицу. В этом случае величина текущего набега фазы в точках равенства нулю аргумента синусоидальной функции, соответствующим точкам максимальной чувствительности интерферометра, оказывается прямо пропорциональной текущему значению амплитуды модулирующего сигнала (рисунок 2.2):

$$\Delta\varphi = |k \sin(\omega_m t)| \quad (2.2).$$

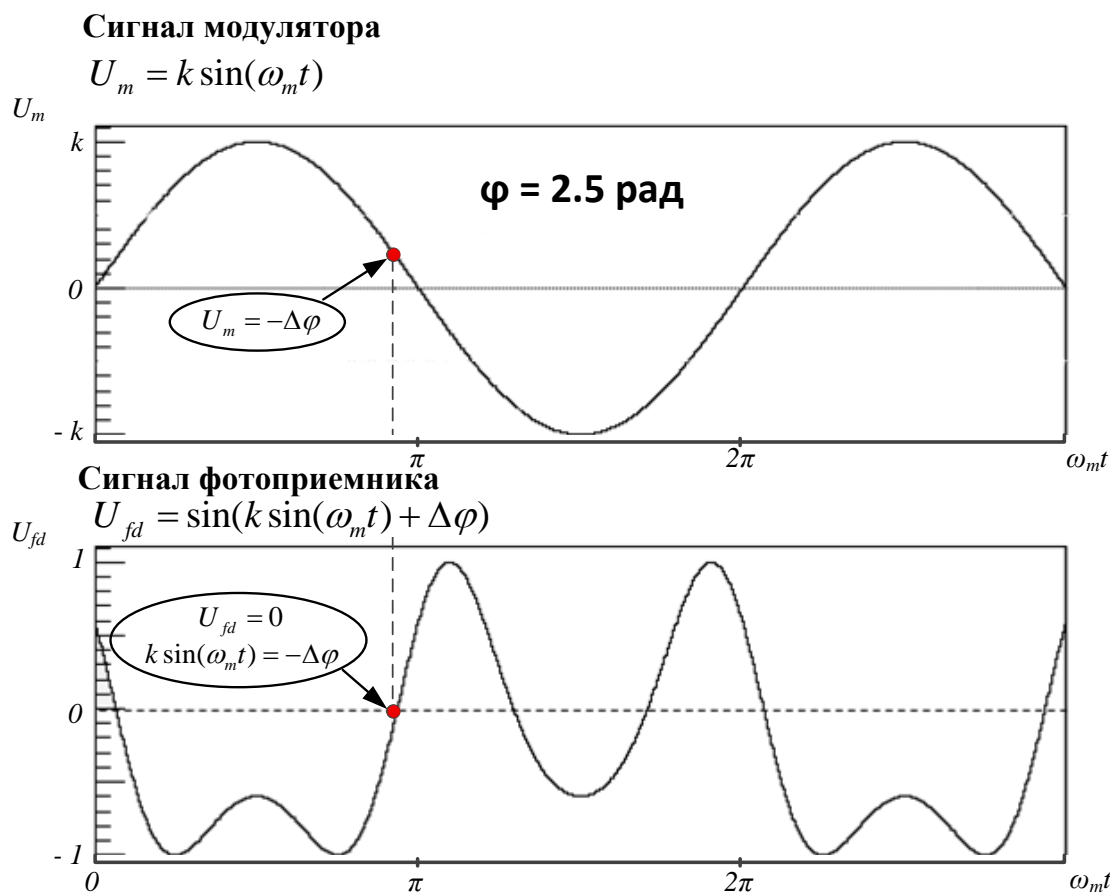


Рисунок 2.2. Методика восстановления электронной плотности плазмы.

Информация о линейной плотности плазмы закодирована фазами сигналов фотодетектора и модулятора. Поэтому амплитудные колебания сигнала фотодетектора напрямую не вносят погрешности в конечный результат. Требуется лишь, чтобы соотношение сигнал/шум было достаточным для определения точки пересечения с нулевой линией с заданной точностью. Перечислим факторы, влияющие на амплитуду сигнала фотоприёмника:

- стабильность выходной мощности лазера;
- стабильность температуры и ориентации нелинейного кристалла;
- стабильность суммарного пропускания оптической трассы с учётом запыления поверхности зеркал, обращённых к плазме, и других эффектов;

- крупномасштабные поперечные смещения лучей, сравнимые с апертурами детектора и других лимитирующих оптических элементов.

Подобные явления могут происходить вследствие рефракции на резких градиентах плотности (например, при срывах плазмы в токамаке) либо при вибрациях большой амплитуды (так же возникающих при срывах).

Непосредственно воздействующими на результаты измерений являются факторы, приводящие к изменению формы сигнала фотоприёмника:

- недостаточная или избыточная глубина модуляции зондирующего излучения;
- дополнительный набег фазы в ЭО ячейке, возникающий вследствие температурной нестабильности, акустических резонансов или иных причин;
- наличие паразитной обратной связи между лазером и оптической системой интерферометра. (Подобный эффект возникает из-за попадания отражённого от различных оптических элементов излучения в лазер, его усиления в лазере и последующей интерференции с основным излучением);
- скачок фазы при перестройке лазера на соседнюю линию генерации в группе.

Очевидно, что уменьшить влияние всех этих факторов на результаты измерений набегов фазы можно только в том случае, если узел их детектирования включает в свой состав не только тракты обработки сигналов фотодетектора и модулятора, но и элементы коррекции аппаратных составляющих погрешности измерений. Применение таких элементов позволяет:

- получить необходимое для плазменного эксперимента амплитудное и временное разрешение ДИ при широком диапазоне изменения текущих

значений плотности плазмы на сколь угодно длинных временных интервалах;

- формировать результаты измерений плотности плазмы в режиме реального времени;
- использовать эти результаты для формирования сигналов управления в контурах стабилизации плотности плазмы, формы или положения плазменного шнура в магнитной ловушке.

Необходимо заметить, что нестабильность амплитуды модулирующего сигнала непосредственно входит в ошибку измерения. Поэтому к генератору модулирующего напряжения предъявляются высокие требования по отсутствию гармоник и стабильности выходной амплитуды.

2.2. Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра

Исследования, направленные на разработку ДИ с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения на основе CO_2 -лазера были начаты в ИЯФ СО РАН в 2001 году [1-6]. В этом интерферометре используется оригинальный по методике детектирования набегов фазы измерительный комплекс. Его функциональная схема приведена на рисунок 2.3. В состав комплекса входят:

- **модулятор**, формирующий сигнал синусоидальной формы, поступающий на электрооптическую ячейку;
- **фотоприемник**, преобразующий излучение на выходе интерферометра в напряжение, пропорционально интенсивности, и обеспечивающий усиление сигнала;
- **фазометр**, выполняющий процедуры фиксации текущих амплитудных значений сигналов модулятора и фотоприемника, их оцифровки, а также коррелированной обработки результирующих цифровых отсчетов с

целью восстановления характера поведения во времени набега фазы $\Delta\varphi$, обусловленного изменениями плотности плазмы.

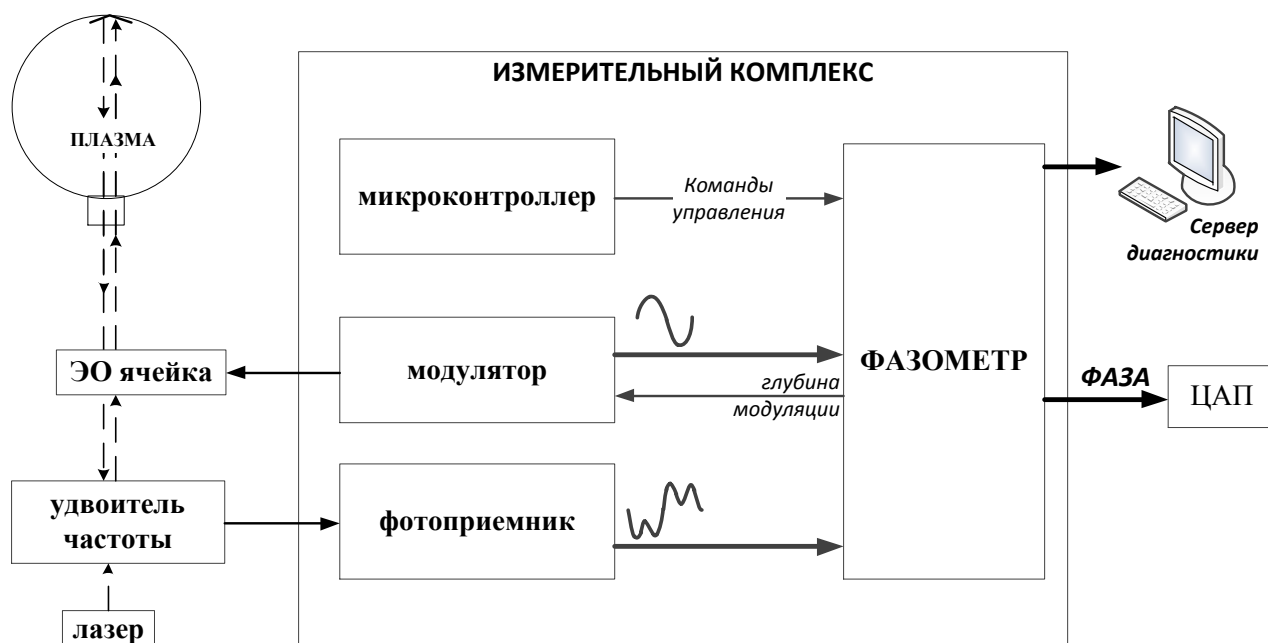


Рисунок 2.3. Схема одноканального ДИ с системой регистрации данных.

Функции модулятора в комплексе выполняет высоковольтный генератор синусоидального напряжения, построенный на основе ударно возбуждаемого LC-контура с большой добротностью. Амплитуда колебаний и резонансная частота контура – регулируемые параметры.

В качестве фотоприемника в интерферометре используется охлаждаемый элементом Пельтье до -60°C ИК-фотодетектор PVI-2TE-5 фирмы VIGO System. Сенсором является фотогальванический элемент на основе соединения CdPbTe. Как уже отмечалось ранее, из-за флуктуаций интенсивностей зондирующих волн I_1 и I_2 , постоянная составляющая выходного сигнала этого фотоприемника испытывает медленные колебания, амплитуда которых может быть соизмерима с амплитудой полезного сигнала, порожденного изменениями плотности плазмы. Как следствие, без использования вспомогательных решений, направленных на подавление этих колебаний, сигнал детектора может выйти за пределы амплитудной шкалы

измерительного тракта. Устраняются эти колебания усилителем сигнала фотоприемника (рисунок 2.4), в состав которого включен каскад коррекции положения нулевой линии сигнала с интегратором в цепи обратной связи (U2).

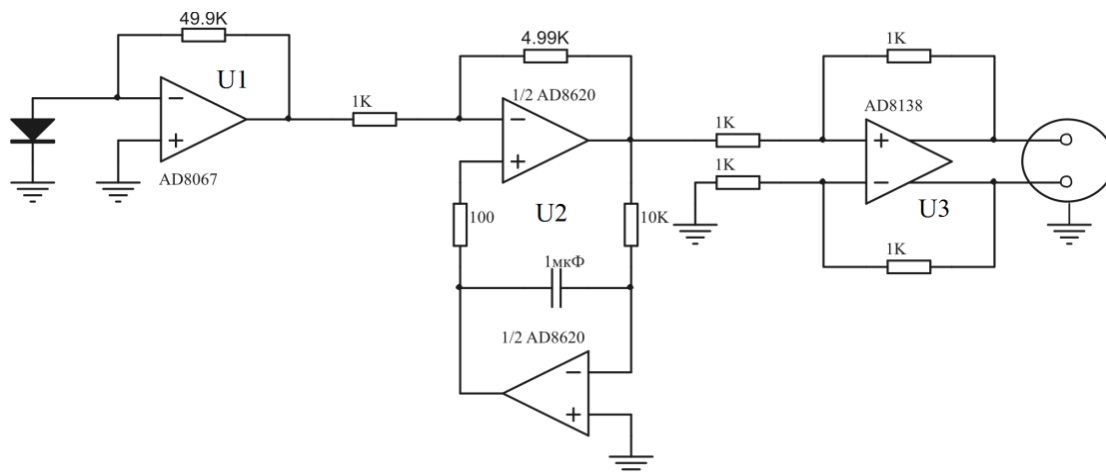


Рисунок 2.4. Усилитель сигнала фотоприемника.

Интегратор «привязывает» среднее значение переменной компоненты выходного сигнала приемника тока (U1) к потенциалу сигнальной «земли» усилителя, подавляя флуктуации темнового тока фотодиода, низкочастотные шумы первого каскада усиления, а также флуктуации интенсивности лазерного излучения и внешние наводки с временным масштабом, большим постоянной времени интегрирования. Каскад U3 этого усилителя согласующий. Он формирует дифференциальный выходной сигнал, что позволяет применить линию связи на основе экранированной витой пары в качестве средства его передачи на один из измерительных входов фазометра. Такая линия наименее чувствительна к синфазным электромагнитным наводкам, создаваемым источниками питания лазера и модулятора ДИ, а также внешних устройств физической установки. Возвращаясь к усилителю, следует заметить, что его каскад U2 сам может быть источником весьма специфической для нашего случая ошибки, проявляющейся при асимметрии выходного сигнала фотоприемника. Иллюстрируют данный факт показанные на рисунке 2.5 графики этого сигнала, полученные при различных величинах

набега фазы $\Delta\varphi$. На этих осциллограммах, кроме случая, когда $\Delta\varphi = 0$, вольт-секундные площади отрицательной и положительной полуволн сигнала фотоприемника не равны друг другу. Из-за этого выходной сигнал усилителя смещается по уровню, что эквивалентно смещению в ту или иную сторону положения его нулевой линии. Для того чтобы устранить влияние данного эффекта на результаты измерений набега фазы, текущее положение нулевой линии выходного сигнала усилителя необходимо определять в виде среднего арифметического от его пиковых амплитудных значений. Очевидно, что выполнить такую операцию можно лишь после оцифровки этого сигнала, накопления отсчетов на интервале длительностью в период сигнала модулятора и их последующей обработки. Выполняют эти процедуры узел аналого-цифрового преобразования и цифровой узел фазометра.

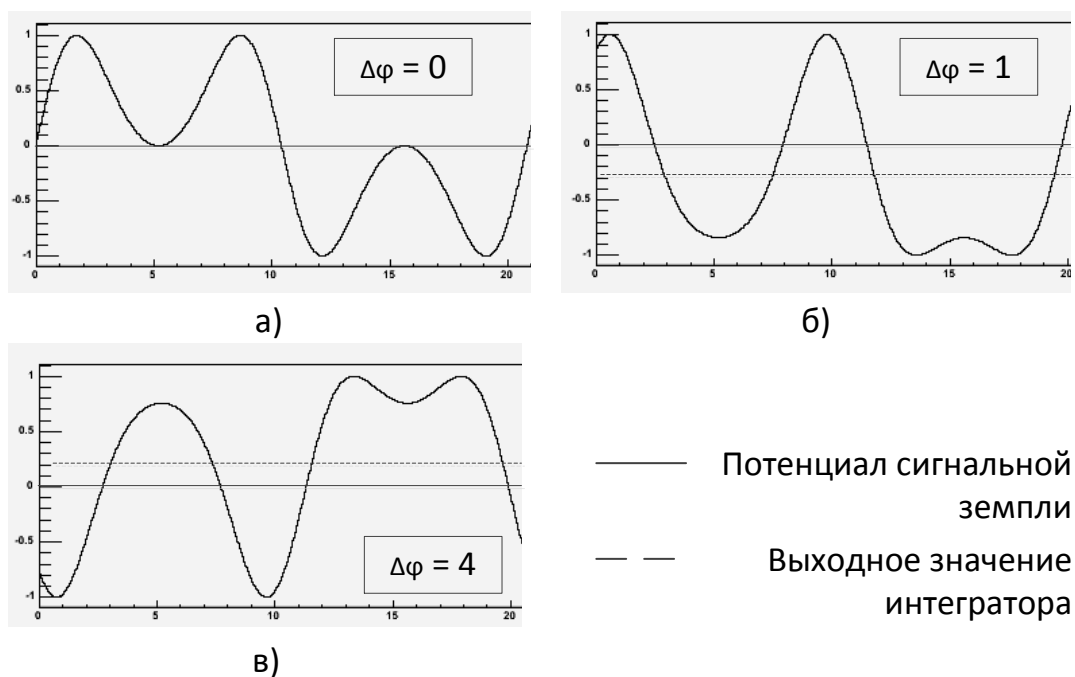


Рисунок 2.5. Выходной сигнала фотоприемника для (а) набега фазы $\Delta\varphi = 0$, (б) $\Delta\varphi = 1$, (с) $\Delta\varphi = 4$.

2.3. Фазометр

В фазометре, функциональная схема которого приведена на рисунке 2.6 [5], для формирования текущих значений набега фазы $\Delta\varphi$ сигналы фотоприемника и модулятора сначала оцифровываются АЦП, а затем обрабатываются цифровым узлом.



Рисунок 2.6. Схема построения фазометра. PGA – усилитель с программно-изменяемым коэффициентом передачи, f – фильтр.

При выборе параметров АЦП ключевыми стали следующие соображения. Для большинства современных плазменных установок допустимым при измерении линейной плотности плазмы $n_e l$ является разрешение на уровне 10^{13} см^{-2} , что соответствует набегу фазы на длине волны CO_2 лазера в несколько миллирадиан. В ДИ при амплитуде модуляции зондирующего излучения в π радиан, изменениям набега фазы в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ радиан должны соответствовать изменения амплитуды модулирующего сигнала от $-A/2$ до $A/2$ (рисунок 2.7). Считая эту зону линейной, можно произвести грубую оценку и найти, какому изменению амплитуды (ΔU_m) соответствует изменение набега фазы в 1 миллирадиан:

$$\Delta U_m = \frac{10^{-3} \cdot A}{\pi} \approx 3.18 \cdot 10^{-4} \cdot A$$

Если принять эту величину равной единице

младшего разряда АЦП, получим, что его разрядность должна быть не менее двенадцати. Для корректной фиксации текущих значений амплитуды

выходного сигнала усилительного тракта при наличии паразитных смещений положения его нулевой линии, обусловленных асимметрией формы сигнала фотоприемника и рефракцией зондирующего излучения, необходимо, чтобы амплитуда сигнала фотоприемника не превышала половины амплитудной шкалы АЦП.

Сигнал модулятора

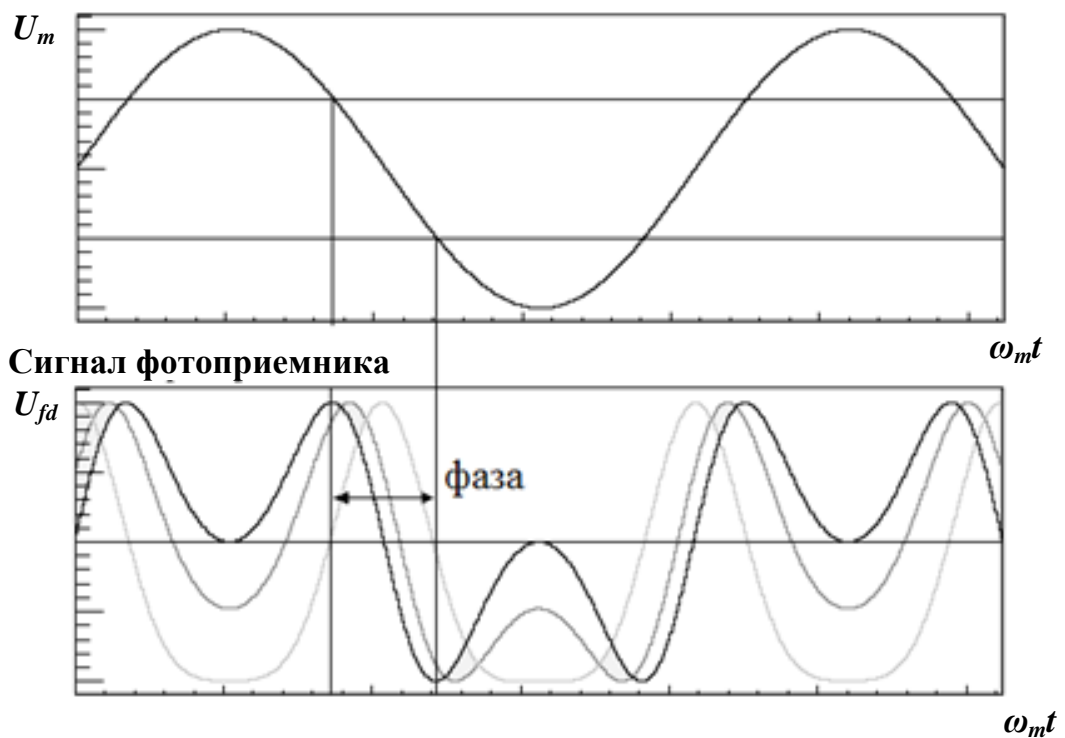


Рисунок 2.7. Изменениям набега фазы в пределах от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ соответствуют изменения амплитуды модулирующего сигнала от $-A/2$ до $A/2$.

По этой причине разрядность АЦП узлов «оцифровки» сигналов усилительного тракта и модулятора была принята одинаковой и равной четырнадцати. Для фиксации пиковых амплитудных значений синусоидального сигнала модулятора с точностью ΔU_m , необходимой для получения результирующего фазового разрешения интерферометра в единицы миллирадиан, длительность интервала между выборками можно оценить как $\Delta t = t_{\max+1} - t_{\max-1}$, где $t_{\max+1}$ и $t_{\max-1}$ – временные координаты точек, предшествующей и последующей за максимумом сигнала модулятора

(рисунок 2.8). При частоте $f_m = 250$ кГц сигнал модулятора достигнет своего максимума в точке $t_{max} = 1$ мкс. Оценим значение t_{max-1} и t_{max+1} из соотношения:

$$A \sin \omega t_{max \pm 1} = A - \Delta U_m \quad (2.3)$$

где $\omega = 2\pi f_m$ – угловая частота, A – амплитуда сигнала модулятора. Откуда

$$t_{max-1} = \frac{\arcsin(1 - \Delta U_m / A)}{2\pi f_m} = 0.984 \text{ мкс}, \quad t_{max+1} = 1.016 \text{ мкс}, \quad \text{а } \Delta t = 0.032 \text{ мкс}.$$

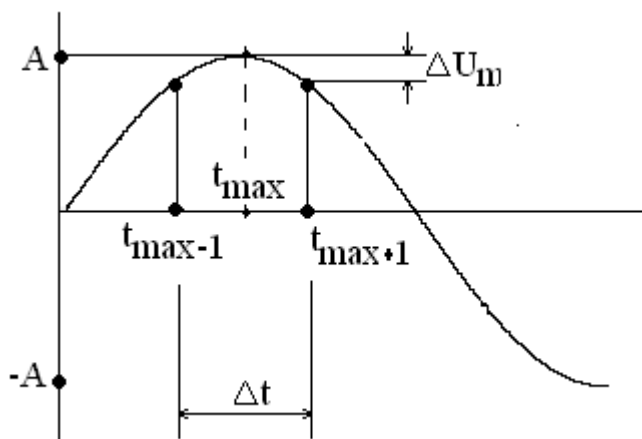


Рисунок 2.8. Оценка интервала между выборками в тракте регистрации сигнала модулятора.

Таким образом, получаем, что искомая частота дискретизации АЦП, равная $1/\Delta t$, должна быть больше 31.25 МГц. Опираясь на эти оценки, а также на тот факт, что для корректного выполнения цифровым узлом процедур по восстановлению текущих набегов фазы отсчеты в измерительных трактах должны формироваться одновременно, для оцифровки сигналов модулятора и фотоприемника были выбраны АЦП AD9245, работающие с частотой дискретизации 64 МГц.

Цифровой узел фазометра построен на основе программируемой пользователем вентильной матрицы FPGA EP2C8 фирмы Altera. Он включает в свой состав как элементы, ответственные за формирование в режиме реального времени текущих значений набег фазы, так и узлы, отвечающие за

калибровку измерительного тракта, накопление и передачу результатов измерений серверу диагностики и периферийным контроллерам.

Узел калибровки включает в свой состав элементы подстройки коэффициента передачи измерительного тракта по амплитуде, вычисления истинного положения нулевой линии сигналов фотоприемника и модулятора, а также подстройки глубины фазовой модуляции одного из зондирующих лучей. Он исключает влияние на результаты измерений медленных изменений амплитуды и паразитной постоянной составляющей сигнала фотодетектора, вызываемых:

- флуктуациями интенсивности лазерного излучения;
- деградацией со временем коэффициентов передачи и отражения линз, зеркал и уголковых отражателей, как лазера, так и интерферометра;
- зависимостью амплитуды выходного сигнала модулятора от температуры окружающей среды;
- флуктуациями положения нулевой линии в тракте усиления сигнала фотоприемника.

В узле **формирования текущих значений набега фазы** реализуется алгоритм восстановления динамики поведения плотности плазмы в магнитной ловушке. При выполнении этого алгоритма из последовательности отсчетов, формируемых трактами оцифровки сигналов фотоприемника и модулятора, сначала выделяются т.н. «информативные» отсчеты: текущие значения амплитуды модулирующего сигнала в точках, близких к точкам пересечения нулевой линии сигналом фотоприемника. Далее на основе этих отсчетов вычисляются текущие значения набега фазы.

Основой узла **накопления данных** служат соответствующий контроллер и ЗУ, в котором фиксируются осциллограммы сигналов фотоприемника и модулятора. Эти элементы используются при проверке корректности функционирования измерительных трактов интерферометра.

Генератор тестовых сигналов формирует модельные сигналы и фотоприемника при линейном изменении набега фазы в интерферометре. Он используется при настройке цифрового узла фазометра и проверке корректности работы эго элементов.

Интерфейсный узел отвечает за передачу текущих измерений набега фазы в режиме реального времени:

- по каналу связи Ethernet-100 – серверу диагностики;
- по последовательной оптоволоконной линии периферийным контроллерам, ответственным за стабилизацию плотности плазмы, формы или положения плазменного шнура в магнитной ловушке.

Рабочий цикл фазометра состоит из двух следующих друг за другом временных интервалов. На первом из них, предшествующем интервалу измерений текущих значений набега фазы, выполняются процедуры калибровки измерительных трактов: определяется оптимальное значение коэффициента передачи по амплитуде тракта оцифровки сигнала фотоприемника и производится подстройка глубины модуляции зондирующего излучения ДИ под оптимальное значение. На этой фазе рабочего цикла фазометра оптимизируются метрологические характеристики эго измерительных трактов. На следующем временном интервале, соответствующем измерению текущих набегов фазы, формируемые АЦП последовательности отсчетов сначала подвергаются предварительной обработке с помощью процедур:

- фильтрации высокочастотных шумовых компонент входных сигналов;
- коррекции положения нулевой линии сигналов фотоприемника и модулятора;
- нормировки сигнала модулятора по амплитуде.

Затем из последовательности прошедших предварительную обработку отсчетов выделяются так называемые «информативные» отсчеты, на основе

которых восстанавливаются текущие значения набега фазы. Далее полученные результаты в режиме реального времени передаются серверу диагностики и периферийным контроллерам.

Рассмотрим подробнее процедуры, выполняемые цифровым узлом фазометра.

Процедура фильтрации (F) паразитных высокочастотных шумовых компонент сигналов фотоприемника и модулятора производится рекурсивными цифровыми фильтрами с программно-модифицируемой частотой среза [63, 64]. Эти фильтры, как и остальные цифровые узлы фазометра, построены на основе элементов FPGA. Преобразование рекурсивного фильтра описывается выражением:

$$y_k = \sum_{n=0}^N b_n x_{k-n} - \sum_{m=1}^M a_m y_{k-m}, \quad (2.4)$$

где x_k – дискретные значения входного сигнала, y_k – выходного, а a_m и b_n – коэффициенты рекурсии, определяющие вид амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик фильтра. К несомненным достоинствам рекурсивных фильтров следует отнести простоту их аппаратной реализации и способность формирования отклика на входной сигнал в режиме реального времени. Схема, отражающая логику построения рекурсивных фильтров фазометра на элементах FPGA, приведена на рисунке 2.9.

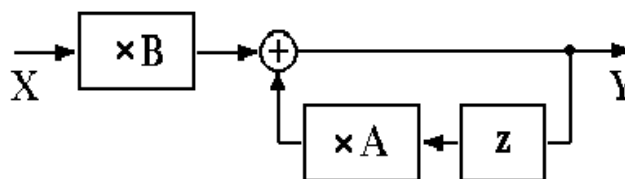


Рисунок 2.9. Схема построения рекурсивного фильтра фазометра. B и A – умножители, Z – регистр.

«Очищенные» от паразитных высокочастотных шумовых компонент выходные цифровые последовательности y_k этих фильтров поступают далее на узлы коррекции положения нулевой линии сигналов фотоприемника и

модулятора. Эти узлы устраняют паразитные смещения этих сигналов по уровню, обусловленные их асимметрией, флуктуациями интенсивности зондирующего излучения, напряжениями сдвига нуля усилителей и их температурными дрейфами, смещением шкал преобразования АЦП по амплитуде и т.д. Процедура коррекции положения нулевой линии в трактах обработки сигналов фотоприемника и модулятора выполняется на каждом периоде модулирующего сигнала. Она основана на:

- вычислении среднего от пиковых значений сигналов фотоприемника и модулятора (U_{cp});
- определении отклонений (Δ) этих средних значений от значения, соответствующего середине амплитудной шкалы 14-разрядного АЦП;
- вычитании отклонений (Δ) из задержанных на период сигнала модулятора отсчетов АЦП (U_i), прошедших через цифровые фильтры

Поясняет последовательность и характер выполнения этих операций функциональная схема узла коррекции положения нулевой линии, показанная на рисунке 2.10. В качестве элемента задержки отсчетов в этом узле используется встроенный в FPGA модуль двухпортового RAM, объем которого соответствует количеству отсчетов АЦП на интервале, равном периоду модулирующего сигнала (256 отсчетов).

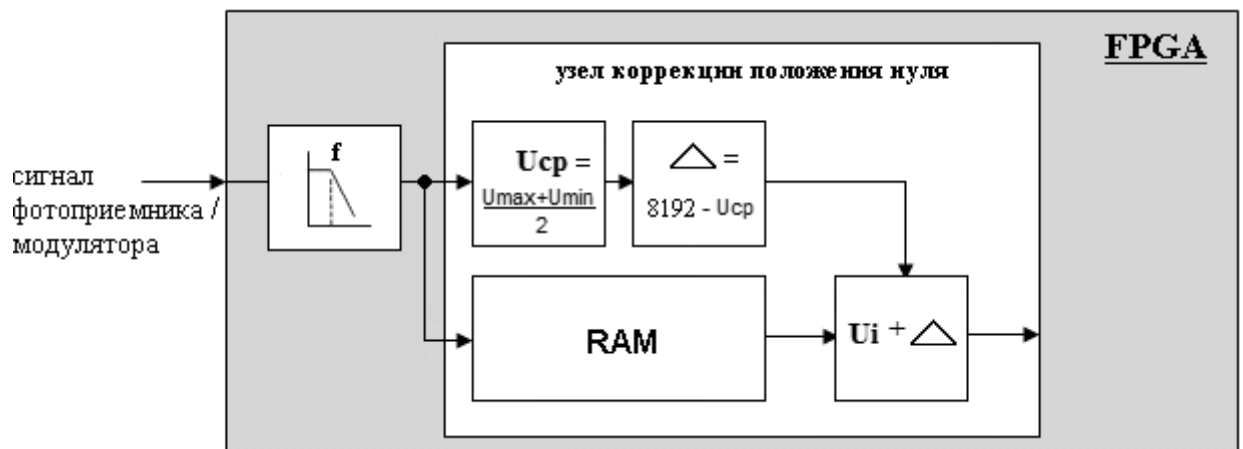


Рисунок 2.10. Узел коррекции положения нулевой линии

Параллельно с исполнением процедуры коррекции положения нулевой линии сигналов модулятора и фотоприемника цифровым узлом выполняется еще одна очень важная для многоканального интерферометра процедура: **нормировки амплитуды модулирующего сигнала** (рисунок 2.11).

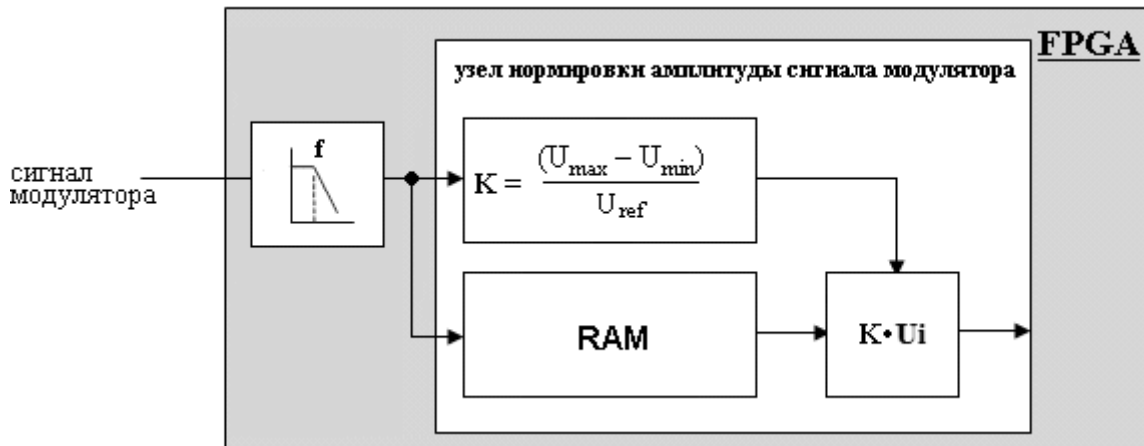


Рисунок 2.11. Узел нормировки амплитуды сигнала модулятора.

Она выполняется на каждом его периоде и включает в себя операции сравнения перепада между пиковыми значениями сигнала модулятора (U_{max} и U_{min}) с опорным значением (U_{ref}), вычисления поправочного коэффициента (K) и умножения на этот коэффициент задержанных с помощью RAM отсчетов АЦП (U_i). В результате выполнения этих операций амплитуда модулирующего сигнала в тракте обработки фиксируется. Она становится независимой от амплитуды этого сигнала на электрооптической ячейке.

В многоканальном интерферометре это действие позволяет исключить влияние на результаты измерений набега фазы различий в характеристиках этих ячеек.

На этапе предварительной обработки сигналов фотоприемника и модулятора, одновременно с описанными выше процедурами коррекции положения нулевой линии сигналов фотоприемника и модулятора, а также нормировки амплитуды последнего, производится формирование

вспомогательных флагов-индикаторов, используемых далее при выделении текущих значений набега фазы. К их числу относятся индикаторы фронтов сигналов фотоприемника и модулятора, а также индикаторы точек пересечения этими сигналами нулевой линии.

Две следующих процедуры – **оптимизации коэффициента передачи тракта усиления сигнала фотоприемника и стабилизации глубины искусственной фазовой модуляции** зондирующего излучения ДИ выполняются на этапе калибровки измерительных трактов.

Суть первой из них заключается в приведении в соответствие диапазона изменения амплитудных значений сигнала фотоприемника к шкале преобразования АЦП по амплитуде. Это действие позволяет сделать результаты измерений набегов фазы не зависящими от текущего состояния элементов оптического тракта ДИ. В частности, от коэффициентов передачи зеркал и уголкового отражателя, как лазера, так и самого интерферометра. Флуктуации этих коэффициентов обычно обусловлены образованием поверхностных пленок, распылением поверхности и иными факторами, приводящими к значительным изменениям амплитуды сигнала фотоприемника (в некоторых случаях – на порядок и более, но за относительно большой период времени, соизмеримый с регламентируемым производителем сроком эксплуатации лазера и элементов оптического тракта). Поскольку «старение» этих элементов – медленный процесс, его влияние на разрешающую способность интерферометра можно уменьшить за счет включения перед трактом оцифровки сигнала фотоприемника усилителя с программно-изменяемым коэффициентом передачи (PGA), а в состав цифрового узла фазометра – узла управления коэффициентом передачи этого усилителя. В качестве PGA в фазометре используется операционный усилитель (ОУ) с умножающим цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП) в цепи обратной связи, задающим текущее значение его коэффициента передачи. Принцип

работы узла управления этим коэффициентом заключается в следующем (рисунок 2.12).

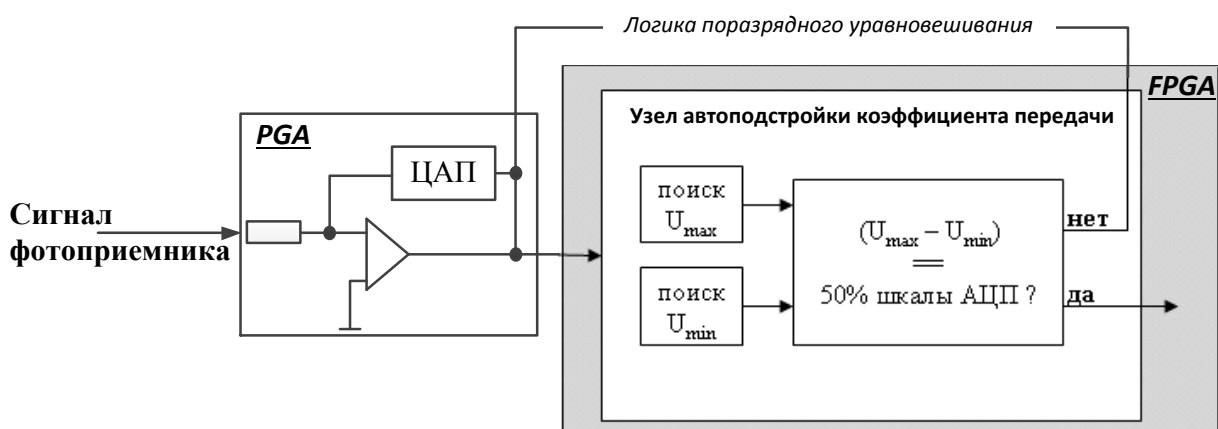


Рисунок 2.12. Узел автоподстройки коэффициента передачи сигнала фотоприемника.

На каждом периоде сигнала фотоприемника цифровой узел фазометра выделяет его максимальное и минимальные амплитудные значения, по которым определяется текущий размах данного сигнала. Эта величина сравнивается с опорной, равной половине шкалы АЦП по амплитуде. В зависимости от того, больше или меньше текущее значение размаха сигнала по сравнению с величиной опоры, на каждом шаге процедуры подстройки изменяется и коэффициент передачи PGA в меньшую или большую сторону. В итоге, используя логику «поразрядного уравнивания», рассматриваемая процедура обеспечивает подгонку диапазона изменения сигнала фотоприемника на входе тракта оцифровки к половине амплитудной шкалы последнего.

Процедура стабилизации глубины искусственной фазовой модуляции направлена на фиксацию величины масштабного коэффициента, связывающего между собой текущие значения набега фазы и амплитуду сигнала модулятора в точках пересечения сигналом фотоприемника нулевой линии. Процедура стабилизации глубины модуляции выполняется на этапе калибровки измерительных трактов ДИ специальным цифровым узлом

фазометра. Логику работы этого узла поясняет графический материал, представленный на рисунке 2.13.

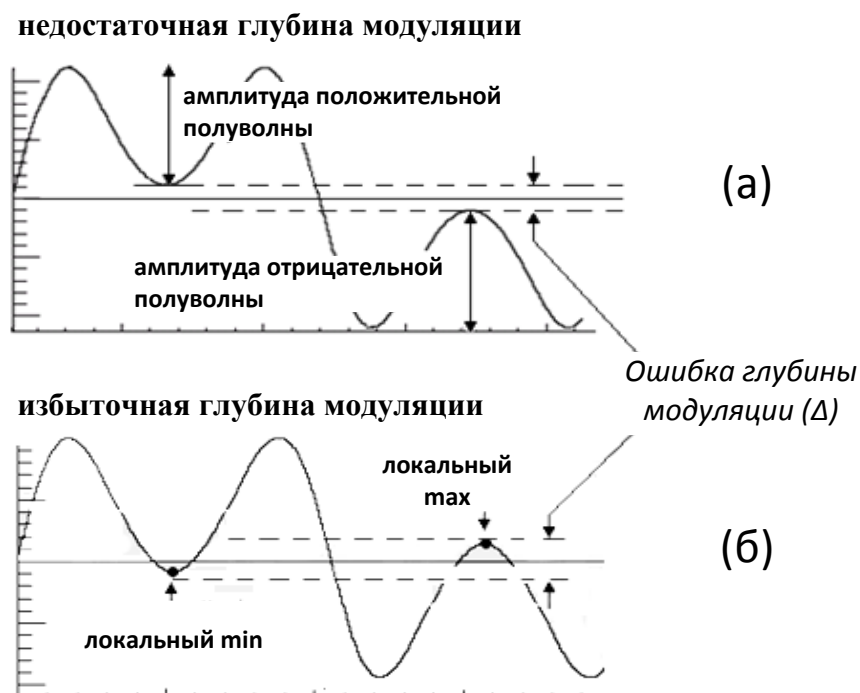


Рисунок 2.13. Форма сигнала фотоприемника при недостаточной (а) и избыточной (б) глубине модуляции.

Первый из приведенных на рисунке графиков соответствует сигналу фотоприемника при недостаточной, а второй – при избыточной глубине модуляции. Нетрудно заметить, что при отклонении амплитуды модуляции зондирующего излучения от оптимального значения (π радиан) в ту или иную сторону, разность между амплитудами локального минимума и максимума сигнала фотоприемника оказывается прямо связанной с величиной и знаком этого отклонения. Это позволяет использовать ее в качестве сигнала ошибки, замыкающего контур обратной связи в подсистеме автоподстройки глубины модуляции. В состав этой подсистемы, согласно рисунку 2.14, входят:

- узел формирования сигнала ошибки;
- передатчик сигнала ошибки;
- последовательная линия связи между фазометром и модулятором;
- встраиваемый в модулятор ЦАП,

- узел управления амплитудой вынужденных колебаний LC-контура модулятора.

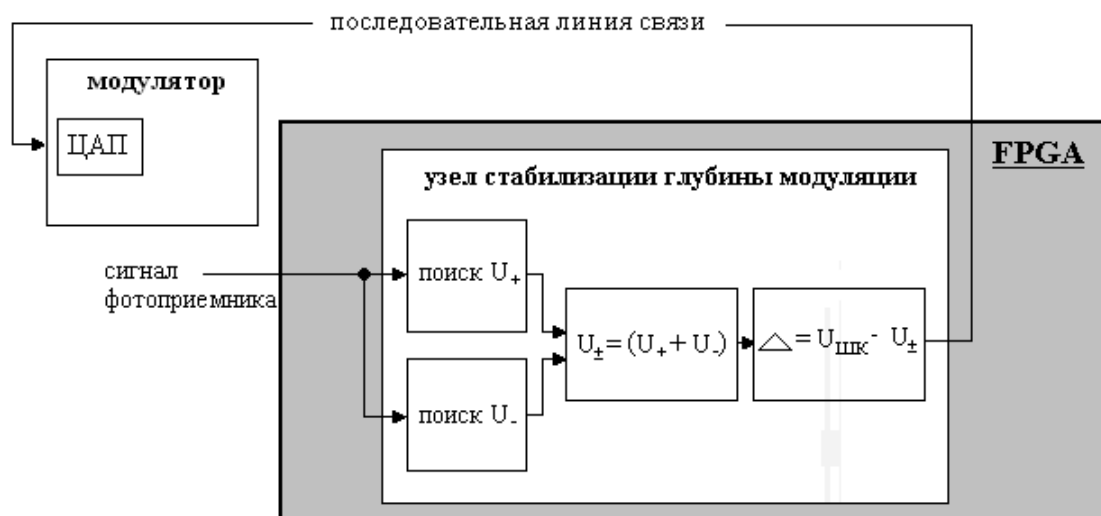


Рисунок 2.14. Узел стабилизации глубины модуляции.

Логика работы узла стабилизации глубины модуляции фазометра базируется на выполнении операций:

- выделения локальных значений минимума и максимума сигнала фотоприемника U_+ , U_- ;
- вычисление суммы этих значений U_{\pm} ;
- формирования сигнала ошибки Δ в виде разности размаха амплитуд сигнала фотоприемника $U_{шк}$ и полученного значения U_{\pm} ;
- усреднения полученной разности на интервале, соответствующем четырем периодам модулирующего сигнала;
- пересылки величины ошибки от фазометра к ЦАП модулятора по цифровой линии связи.

На уровне модулятора сигнал ошибки с помощью ЦАП преобразуется в аналоговую форму. В контуре стабилизации глубины фазовой модуляции зондирующего излучения величина этого сигнала, в зависимости от знака, пропорционально увеличивает или уменьшает напряжение питания LC

контура, изменяя тем самым в нужную сторону амплитуду формируемого с его помощью модулирующего сигнала.

Описанные выше процедуры, как это уже отмечалось ранее, позволяют не только упростить логику работы узла **детектирования набегов фазы**, но и существенно улучшают его метрологические характеристики. Коротко остановимся на операциях, выполняемых этим узлом.

Первая из них – **операция выделения информативных отсчетов** из потоков данных, прошедших процедуры предварительной обработки. Как следует из выражения (2.2), величина текущего набега фазы прямо пропорциональна текущему значению амплитуды модулирующего сигнала в моменты времени, когда амплитуда сигнала фотоприемника равна нулю (рисунок 2.15). Поскольку моменты пересечения сигналом фотоприемника нулевой линии и моменты выборки этого сигнала и сигнала модулятора не коррелированы друг с другом, для вычисления временной координаты истинной точки пересечения «нуля» сигналом фотоприемника (t) и определения в этой точке амплитуды модулирующего сигнала необходимо использовать отсчеты АЦП, взятые в предшествующий и последующий относительно этой точки моменты времени (t_k и t_{k+1} на рисунке 2.15). Эти отсчеты будем называть «информативными». При амплитуде модуляции в π радиан каждому периоду модулирующего сигнала соответствует несколько таких отсчетов. Для устранения неоднозначности из их числа выбираются только те, которые относятся к так называемой «рабочей зоне». Ей соответствует изменение аргумента модулирующего сигнала в диапазоне от $-\frac{\pi}{6} \pm \pi n$ до $\frac{\pi}{6} \pm \pi n, n \in Z$. Выполнение этого условия позволяет выделить необходимые для последующего вычисления набегов фазы отсчеты в области максимальной чувствительности интерферометра.

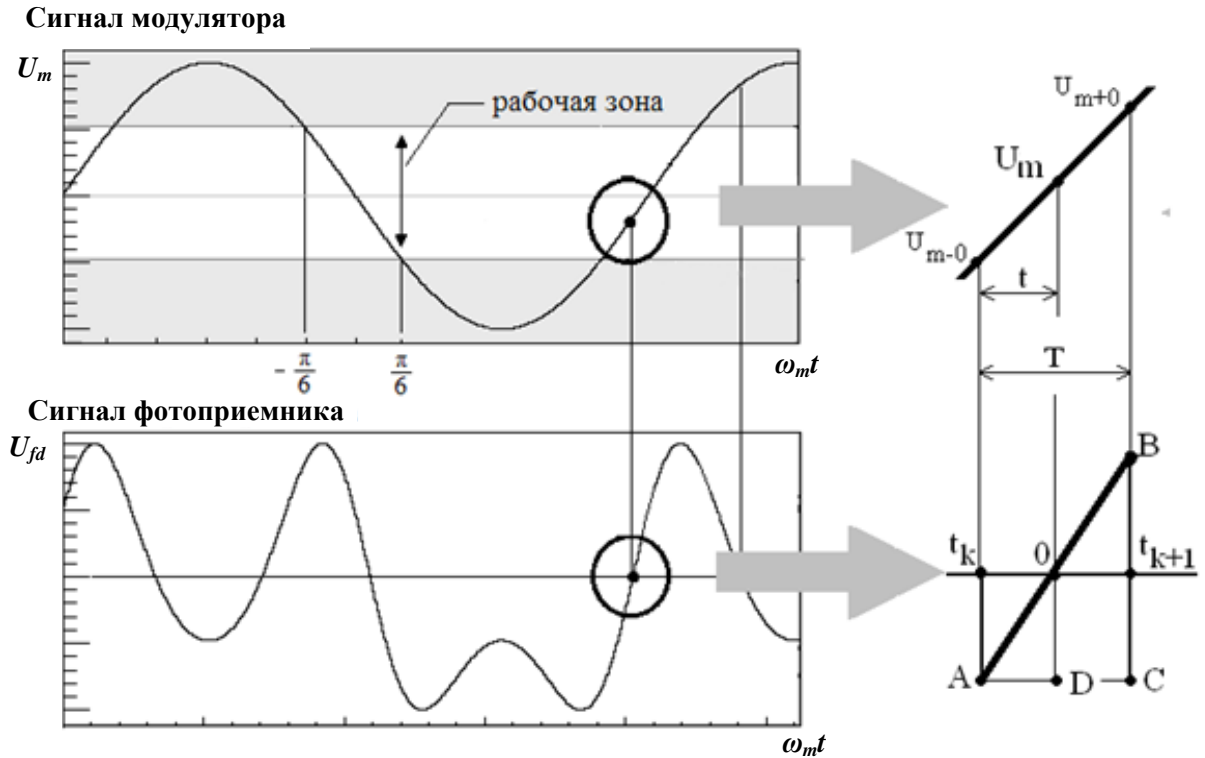


Рисунок 2.15. Вычисление информативных отсчетов.

Интервал времени t , на который отстоит от предшествующего отсчета точка пересечения сигналом фотоприемника нулевой линии, вычисляется на основании подобия треугольников ABC и AOD (рисунок 2.15):

$$t = \frac{OD \cdot AC}{BC} \quad (2.5)$$

Далее можно вычислить соответствующее этому моменту времени значение амплитуды модулирующего сигнала U_m :

$$U_m = U_{m-0} + \frac{U_{m+0} - U_{m-0}}{T} \cdot t, \quad (2.6)$$

где U_{m-0} , U_{m+0} – «информативные» отсчеты сигнала модулятора, T – период дискретизации.

Таким образом, алгоритм выделения «информативных» отсчетов и вычисления U_m , блок-схема которого приведена на рисунке 2.16, основан на:

- определении «рабочей зоны»;

- выделении информативных отсчетов фотоприемника ($U_{Fd -0}$, $U_{Fd +0}$) и модулятора (U_{m-0} , U_{m+0});
- вычислении временной координаты точки пересечения нулевой линии сигналом фотоприемника;
- определении текущего значения амплитуды сигнала модулятора U_m в момент «истинного» пересечения сигналом фотоприемника нулевой линии.

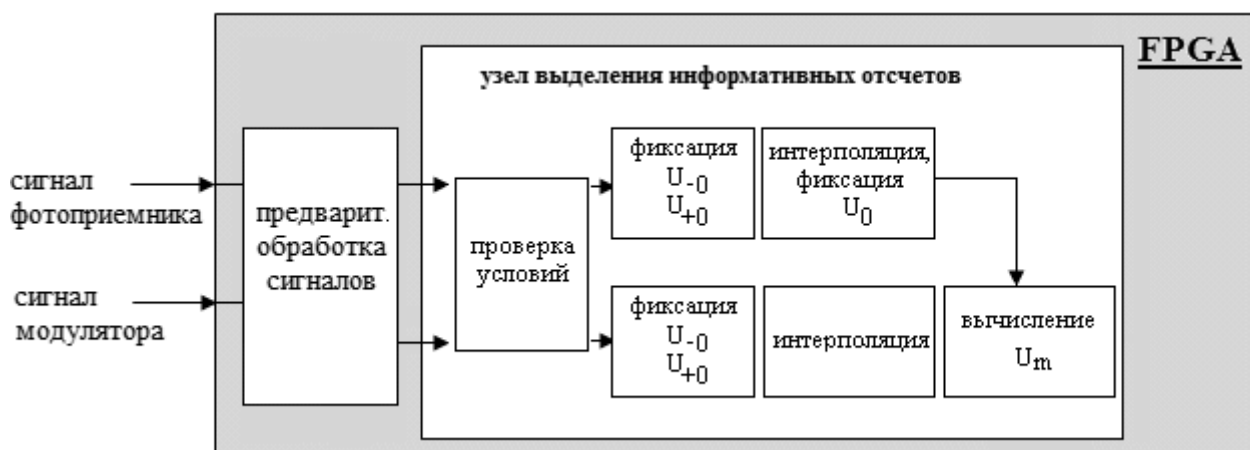


Рисунок 2.16. Узел выделения информативных отсчетов.

На следующем этапе из последовательности текущих значений U_m формируется выходной сигнал, отражающий характер эволюции набега фазы или плотности плазмы во времени. В рамках этой процедуры необходимо **устранить** т.н. «скачки» фазы, обусловленные периодичностью аппаратной функции интерферометра. В нашем случае – скачки U_m , появляющиеся при перескоках точек взятия отсчетов от одной границы зоны отбора информативных событий к другой при больших изменениях набега фазы. Для наглядности рассмотрим случай линейного нарастания плотности плазмы при нулевом начальном значении (рисунок 2.17). Текущие значения сигнала модулятора U_m , пропорциональные текущему набегу фазы, будут располагаться на промежутке от 0 до $\pi/6$ (точки A_0 , A_1 , A_2 на рисунке 2.17 а). В идеальном случае, одновременно с отсчетом A_2 в точке $+\pi/6$ должен появиться

равный ему по абсолютному значению амплитуды отсчет A'_2 в точке $-\pi/6$. Эти отсчеты соответствуют одному и тому же значению плотности плазмы.

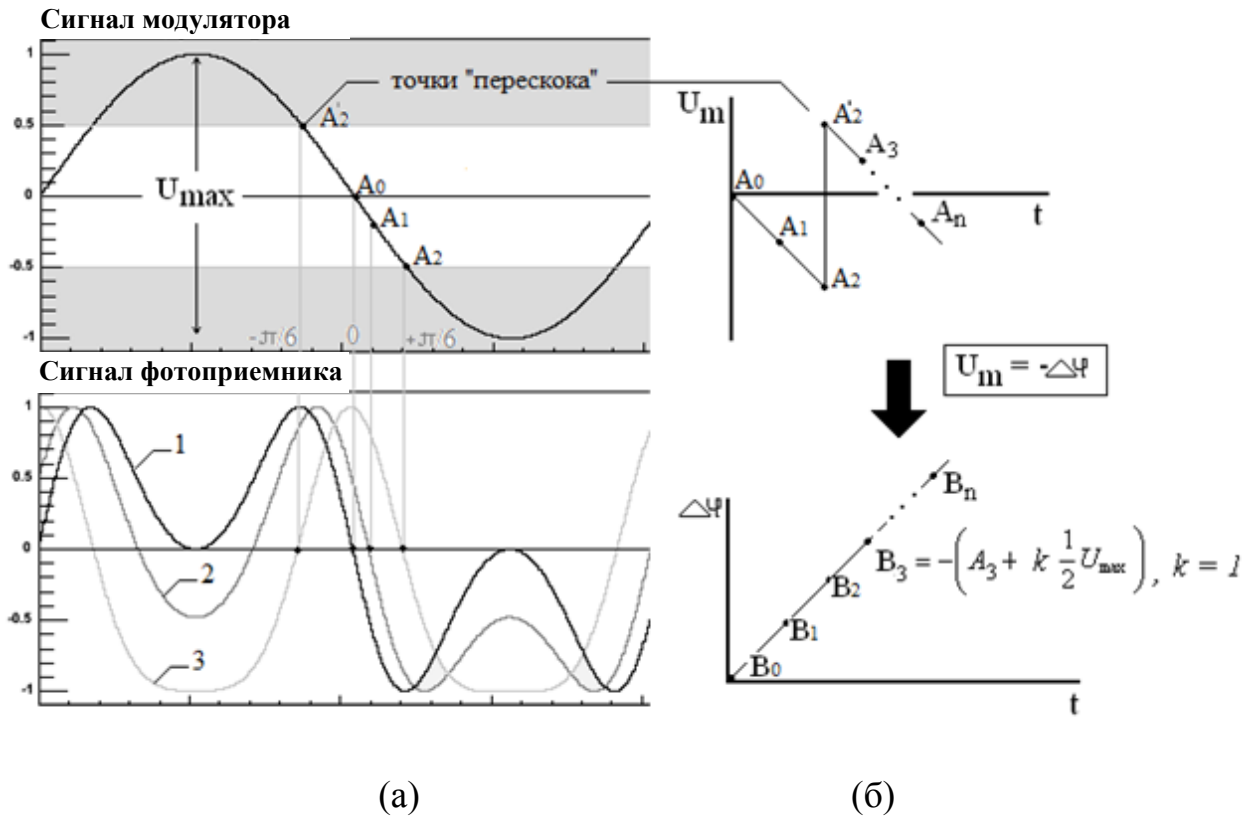


Рисунок 2.17. Процесс восстановления характера поведения плотности плазмы во времени. (а) – Расположение точек пересечения нуля сигналом фотоприемника и соответствующих им амплитуд сигнала модулятора при разном набеге фаз. Кривая 1 соответствует нулевому набегу фазы (случай отсутствия плазмы), кривая 2 соответствует набегу фазы в 0.5 радиан, кривая 3 соответствует набегу фазы в 1.5 радиана. (б) – Формирование выходного сигнала из последовательности информативных отсчетов.

Будем называть точки $+\pi/6$ и $-\pi/6$ точками «перескока» или «сшивки» текущих значений набега фазы. При дальнейшем нарастании плотности плазмы, следующие точки отсчета опять будут располагаться в зоне от $+\pi/6$ до $-\pi/6$. На рисунке 2.17 (б) вверху изображена последовательность отсчетов при линейном нарастании плотности плазмы. В этой последовательности наблюдаются «скачки» по амплитуде, которые необходимо скорректировать. С этой целью значения отсчетов, следующих за k -ой точкой «скачка», изменяются на величину корректирующей добавки, численно равной

произведению амплитуды сигнала модулятора на величину «k» (порядковый номер точки скачка набега фазы). При этом текущее значение амплитуды результирующего сигнала определяется как:

$$B_n = - \left(A_n + k \cdot \frac{1}{2} U_{\max} \right), \quad (2.7)$$

где U_{\max} – размах амплитуд модулирующего сигнала.

На нижнем рисунке 2.17(б) изображен характер изменения B_n во времени. В случае уменьшения плотности плазмы при каждом перескоке фазы текущее значение индекса k в выражении (2.6) уменьшается на единицу.

Полученные в результате описанных выше действий результаты, пропорциональные текущим значениям набега фазы, поступают далее на **интерфейсные узлы**, обеспечивающие их передачу:

- модулю удаленного ЦАП, встраиваемому в технологические подсистемы стабилизации плотности плазмы или положения плазменного шнура в магнитной ловушке;

- серверу диагностики плотности плазмы.

В качестве интерфейсных узлов в регистраторе используются встроенные в FPGA контроллер последовательного оптоволоконного канала связи и контроллер канала связи Ethernet-10/100. Первый из них в режиме реального времени преобразует формат каждого результата измерений плотности плазмы из параллельного в последовательный, дополняет информационную посылку стартовым и стоповым полями, кодирует сообщение кодом Манчестер-2 [65] и с помощью передатчика HFBR1502 посылает его по оптической линии связи длиной до 100 м со скоростью 5 Мбит/с модулю удаленного ЦАП. В этом модуле сообщения декодируются и их информационная составляющая преобразуется 16-разрядным ЦАП из цифровой формы в аналоговую – выходной сигнал с амплитудным динамическим диапазоном от 0 до 10 В, который далее подается в качестве

сигнала обратной связи на исполнительный модуль, ответственный за стабилизацию плотности плазмы или/и положение плазменного шнура в магнитной ловушке (рисунок 2.18). Оптоволоконная линия связи в этом тракте передачи данных выполняет функции элемента гальванической развязки, электрически изолирующего измерительный и исполнительный модули друг от друга.

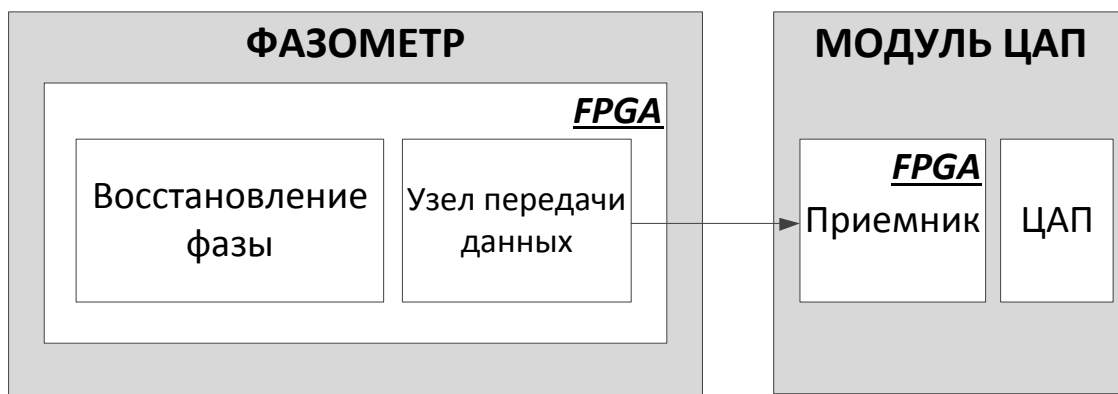


Рисунок 2.18. Передача данных удаленному модулю ЦАП.

Контроллер канала связи Ethernet-10/100 выполняет функции унифицированного средства сопряжения модуля регистрации и обработки данных ДИ с сервером диагностики. При работе фазометра результаты измерений набега фазы, с целью согласования скорости их формирования со скоростью передачи, предварительно накапливаются в буферном двухпортовом ЗУ. Они передаются серверу диагностики блоками, длиной в половину объема этого ЗУ (рисунок 2.19).

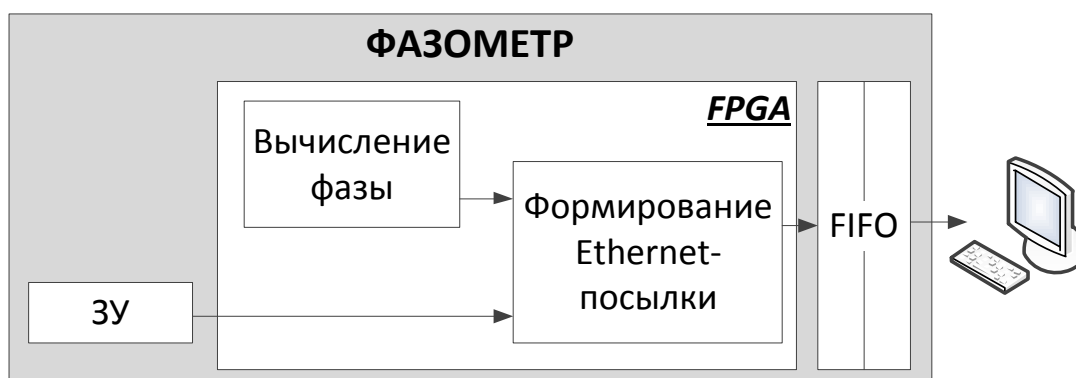


Рисунок 2.19. Передача данных в PC по каналу Ethernet.

Запись формируемых фазометром результатов измерений текущих значений набега фазы в это ЗУ производится непрерывно в циклическом режиме, а процедуры их блочной передачи серверу инициализируются каждый раз, как только объем накопленных в буферном ЗУ и еще не отосланных данных превысит половину его объема. Помимо передачи результатов измерений серверу контроллер канала связи Ethernet-10/100 ответственен за:

- загрузку в регистры управления фазометра опорных констант, определяющих режим его работы;
- пересылку серверу диагностики данных от встроенного в фазометр «цифрового осциллографа», фиксирующего на заданном оператором временном интервале форму сигналов в контрольных точках.

Цифровой осциллограф фазометра – синхронный двухканальный. Для накопления на заданном оператором временном интервале последовательности цифровых отчетов, поступающих из контрольных точек трактов обработки сигналов фотоприемника и модулятора, в состав цифрового узла фазометра включены вспомогательные буферные ЗУ. Они могут фиксировать:

- отсчеты АЦП, поступающие с трактов аналого-цифрового преобразования;
- отсчеты, формируемые на выходе любого узла предварительной обработки сигналов фотоприемника и модулятора (фильтра, узла нормировки или коррекции положения нулевой линии и т. д.);
- результаты измерений набега фазы (динамику поведения плотности плазмы на интервале регистрации данных).

Фазометры с описанной выше архитектурой и логикой работы были апробированы в реальных экспериментах. Они стали основой измерительного комплекса, состоящего из двух одноканальных ДИ, фиксирующего характер

поведения во времени линейной плотности плазмы в двух сечениях плазменного шнура установки ГДЛ (ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) [6]. Этот комплекс был введен в эксплуатацию в 2002 году. Он используется на данной установке до сих пор в качестве одного из штатных средств измерения плотности плазмы. Положительный опыт эксплуатации одноканальных ДИ с искусственной модуляцией зондирующего излучения и описанными выше фазометрами на установках ГДЛ (ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) и TEXTOR (г. Юлих, Германия) [6], дал основания для разработки многоканального ДИ, позволяющего по результатам многохордовых измерений восстанавливать пространственные распределения плотности плазмы и их временную динамику.

2.3. Система регистрации плотности плазмы на основе многоканального дисперсионного интерферометра

Многоканальный вариант ДИ был разработан в ИЯФ СО РАН в 2007-2008 гг. [6]. Этот интерферометр строится на основе описанных в предыдущем разделе модулей одноканальных ДИ. Его упрощенная схема построения приведена на рисунке 2.20 [5].

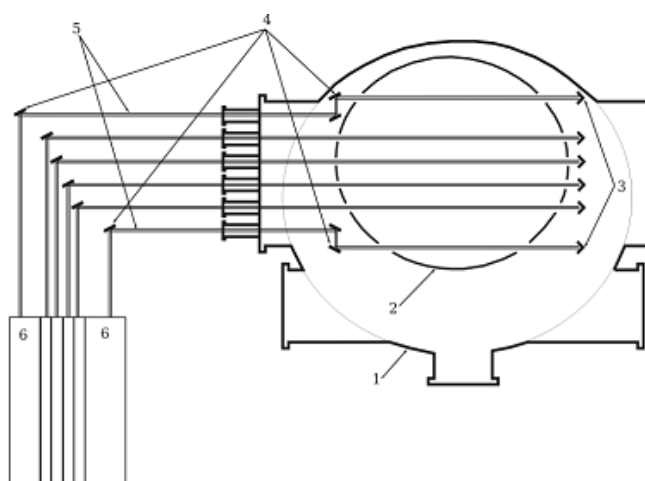


Рисунок 2.20. Схема построения многоканального ДИ. 1 - вакуумная камера установки, 2 - лайнер, 3 - уголковые отражатели, 4 - зеркала, 5 – зондирующие лучи интерферометров, 6 - модули интерферометров.

Функциональная схема системы регистрации текущих значений линейной плотности плазмы многоканального ДИ показана на рисунке 2.21 [5]. Ее ключевыми элементами являются локальные подсистемы регистрации – фазометры одноканальных модулей ДИ. Они объединяются в единый комплекс с помощью модуля синхронизации и запуска, а также стандартного 16-ти канального коммутатора, например, DGS-1216T, поддерживающего взаимодействие с сервером диагностики по 10/100/1000 Мб/с каналу связи Ethernet.

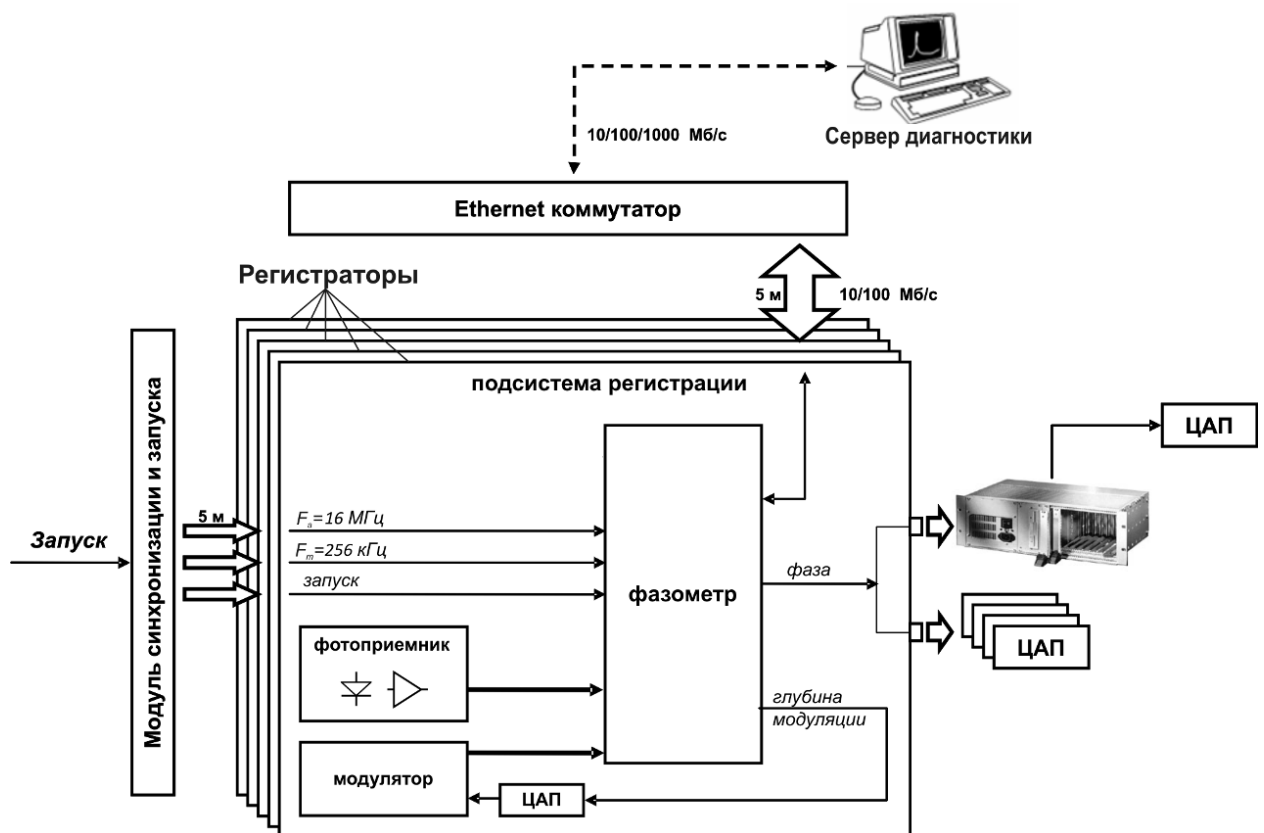


Рисунок 2.21. Схема измерительного комплекса многоканального ДИ.

Модуль синхронизации и запуска в этом комплексе выполняет очень важную функцию. Он обеспечивает синхронный режим работы всех модулей ДИ и их одновременный запуск по внешнему синхроимпульсу. Таким образом, он формирует единую временную шкалу для всех подсистем регистрации, упрощая тем самым последующие процедуры математической обработки

формируемых ими данных, направленные на восстановление пространственных распределений плотности плазмы и их временной динамики.

В состав модуля синхронизации и запуска входят:

- общий для всей системы генератор опорных синхроимпульсов с частотами следования $F_a = 16$ МГц и $F_m = 250$ кГц;
- узел «привязки» внешнего импульса запуска к опорным синхроимпульсам с частотой следования F_a ;
- 16-канальный разветвитель импульсов запуска и опорных синхроимпульсов;
- дифференциальные передатчики синхросигналов с трансформаторной гальванической изоляцией входных и выходных каскадов.

В модулях регистрации или фазометрах из синхроимпульсов F_a с помощью встроенного в FPGA генератора синхроимпульсов с контуром фазовой автоподстройки частоты (PLL) формируются синхроимпульсы с частотой следования 64 МГц, задающие частоту дискретизации АЦП и скорость исполнения процедур обработки формируемых ими отсчетов. Синхроимпульсы же с частотой следования F_m , принятые регистраторами, задают одно и то же значение частоты и фазы вынужденных синусоидальных колебаний в LC-контурах модуляторов.

Таким образом, в многоканальном ДИ с помощью синхронизатора формируется жесткая временная шкала, как для трактов А-Ц преобразования, так и для трактов формирования результатов измерений всех фазометров, что существенно упрощает последующие процедуры обработки экспериментальных данных. Например, при восстановлении по результатам хордовых измерений динамики поведения плотности плазмы в поперечном сечении плазменного шнура. Математически, эта задача заключается в решении системы интегральных уравнений и, при вычислении локальных

значений плотности плазмы, оперирует с производными результатов хордовых измерений, относящихся к одним и тем же моментам времени. Свойственный рассматриваемому комплексу синхронный режим формирования результатов измерений позволяет при решении этой задачи отказаться от выполнения промежуточных интерполяционных процедур, с которыми связана не только значительная задержка в получении искомым распределений, но и дополнительная погрешность вычислений.

2.4. Прикладное программное обеспечение

Для проверки текущего состояния интерферометра и его ключевых элементов в среде LabView была создана программа, позволяющая просматривать осциллограммы, отражающие характер поведения входных сигналов фазометра во времени. Внешний вид консоли управления этой программы показан на рисунке 2.22 [10]. Основная часть консоли представляет собой графическое окно отображения данных. Верхняя правая часть консоли является т. н. управляющей панелью, с помощью которой можно устанавливать режимы работы, длительность цикла регистрации, процедуры обработки данных, выполняемые фазометром и пр. Кнопки, расположенные в правой нижней части консоли служат для:

- загрузки FPGA фазометра (Load FPGA);
- чтения данных из буферных ЗУ фазометра (Read RAM);
- вывода на экран осциллограмм сигналов, записанных в ЗУ (Start);
- записи полученных осциллограмм в файл (Save Data);
- загрузки осциллограмм из файла (Load Data).

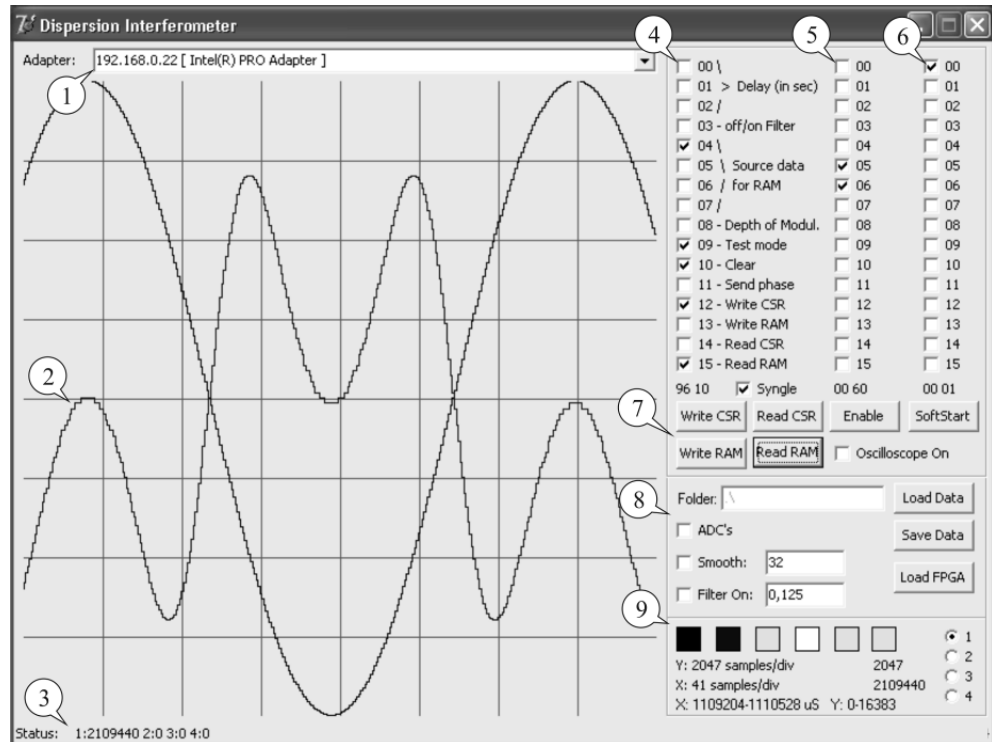


Рисунок 2.22. Графическая консоль оператора и её компоненты: 1 - поле выбора сетевого адаптера, к которому подключается модуль регистрации; 2 - графическое окно отображения данных; 3 - строка, отображающая состояния сервера; 4 - флаги регистра управления; 5 - поле управления длительностью цикла регистрации; 6 - поле задержки запуска встроенного цифрового осциллографа; 7 - панель вызова базовых процедур; 8 - панель работы с результатами измерений; 9 - панель управления отображением данных.

2.5. Результаты работы

На рисунке 2.23 [5] приведена осциллограмма, отражающая характер поведения выходного сигнала фазометра одноканального ДИ в тестовом режиме его работы: при линейном изменении набега фазы $\Delta\varphi$ с шагом $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ в диапазоне $32\pi \text{ рад}$, соответствующему диапазону изменения линейной плотности плазмы $n_e l \sim 0.68 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и 1/8 полного динамического диапазона измерительного тракта.

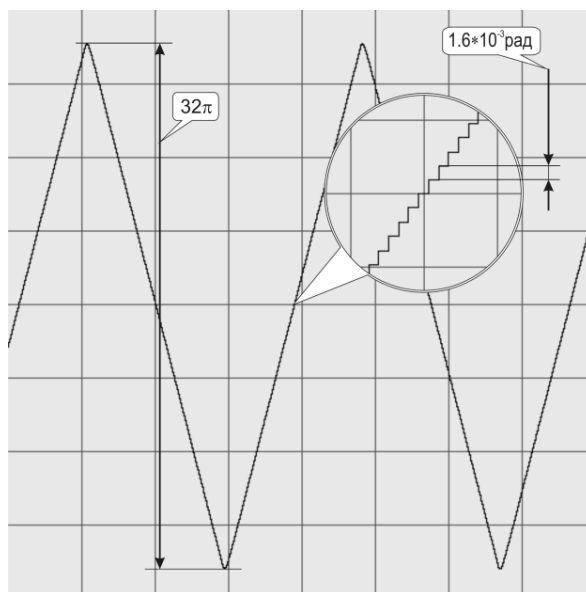


Рисунок 2.23. Выходной сигнал модуля регистрации ДИ при фиксации линейных изменений набега фазы в большом динамическом диапазоне в тестовом режиме.

На рисунке 2.24 (а) [5] показана осциллограмма, отражающая характер поведения выходного сигнала фазометра при нулевом значении набега фазы ДИ, а на рисунке 2.24 (б) [5] – соответствующая этому сигналу гистограмма амплитудного распределения шумовой компоненты, характеризующая разрешающую способность ДИ.

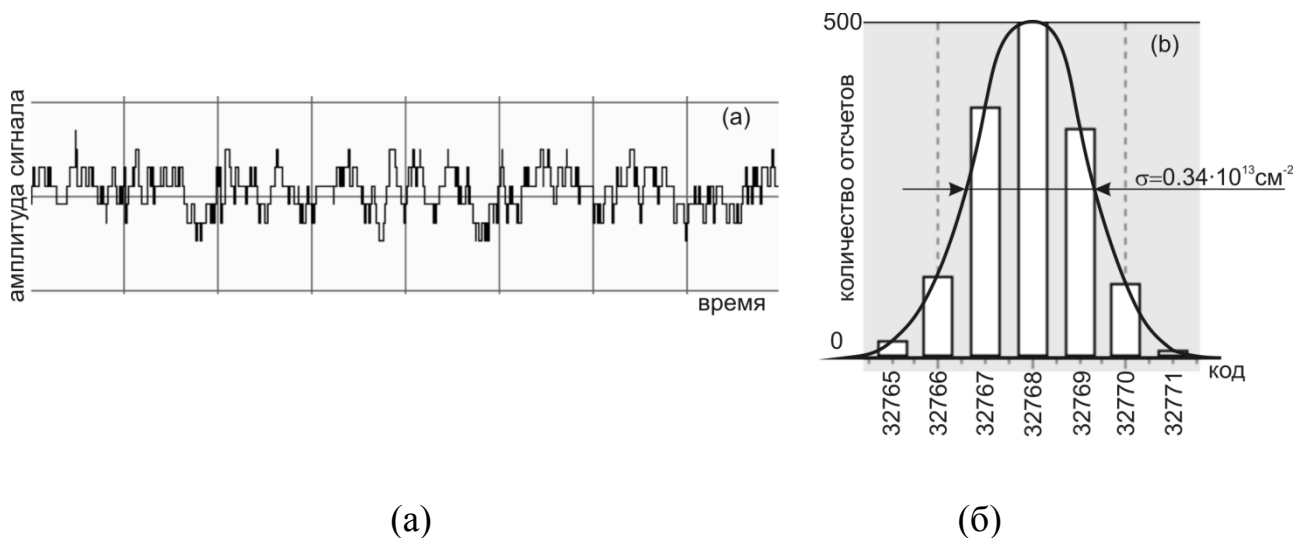


Рисунок 2.24. Разрешающая способность ДИ: (а)–осциллограмма выходного сигнала регистратора при нулевом значении набега фазы; (б) – амплитудное распределение шумовой компоненты.

На рисунке 2.25 [5] приведены осциллограммы, отражающие характер поведения линейной плотности плазмы в близких сечениях плазменного шнура токамака TEXTOR при длительности импульса в 4.5 секунды, полученные с помощью ДИ (а) и интерферометра на основе HCN лазера, построенного по классической схеме Маха-Цендера [82] (б). Эти осциллограммы хорошо соответствуют друг другу. Повышенная амплитуда высокочастотной компоненты на осциллограмме ДИ является следствием его более чем на три порядка лучшего по сравнению с HCN интерферометром временного разрешения.

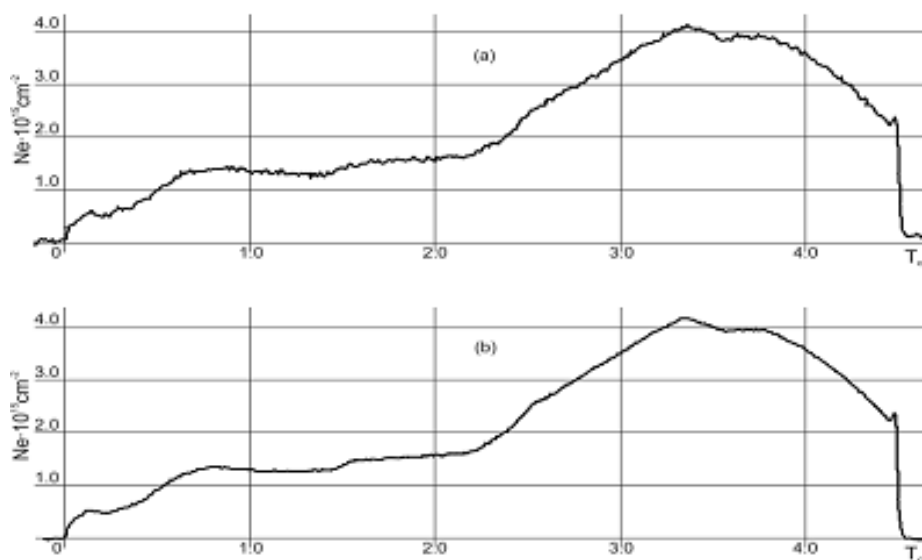


Рисунок 2.25. Характер поведения линейной плотности плазмы в токамаке TEXTOR при измерениях: (а) – дисперсионным интерферометром, (б) – HCN-интерферометром.

На рисунке 2.26 [5] приведена динамика линейной плотности плазмы в токамаке TEXTOR при использовании выходного сигнала фазометра одноканального ДИ в качестве сигнала обратной связи для контура, обеспечивающего формирование заданного заранее закона ее изменения с помощью подсистемы инъекции газа. На заключительной стадии импульса, из-за развития МГД неустойчивости плазмы, на осциллограмме HCN интерферометра (рисунок 2.26 б) [5] наблюдается сбой, обусловленный

ложным перескоком фазы. На осциллограмме ДИ (рисунок 2.26 а) сбой такого рода отсутствует.

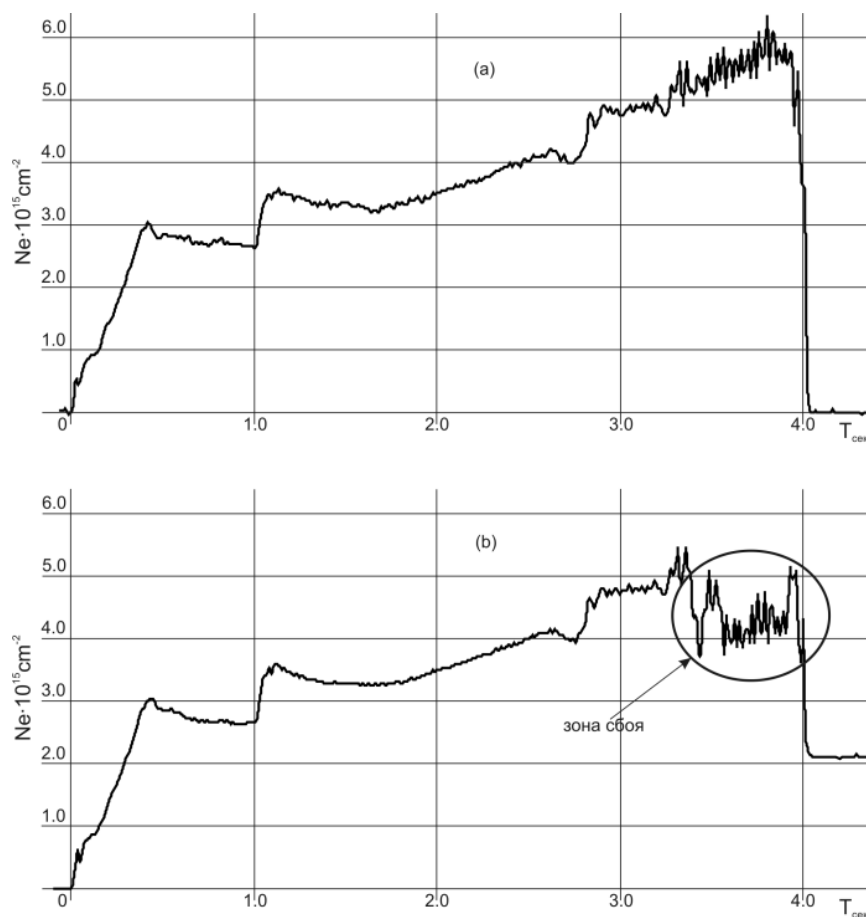


Рисунок 2.26. Осциллограммы выходных сигналов дисперсионного (а) и HCN-интерферометра (б) при замкнутом контуре стабилизации плотности плазмы.

На рисунке 2.27 [83] приведены осциллограммы, отражающие характер поведения линейной плотности плазмы в центральном пробкотроне установки ГДЛ в двух разных режимах ее работы: (а) – без инъекции пучков нейтральных атомов в компактный пробкотрон, (б) – с их инъекцией. Оба режима характеризуются малой длительностью рабочего импульса (~ 10 мс) и относительно большой скоростью изменения линейной плотности плазмы ($10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-2}/\text{с}$).

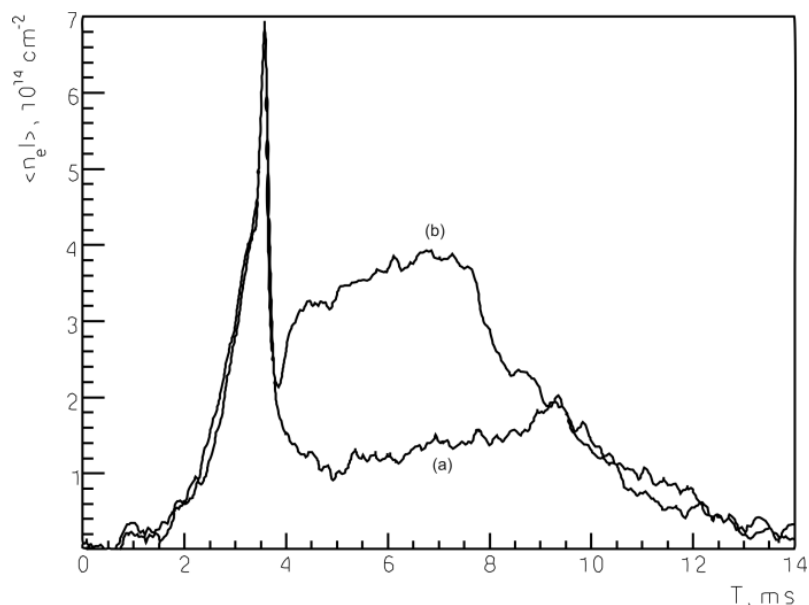


Рисунок 2.27. Характер поведения линейной плотности плазмы в газодинамической ловушке: а – без инъекции пучков нейтральных атомов в компактный пробкотрон, б – с их инъекцией в него.

Приведенные выше результаты показывают, что ДИ на основе CO_2 лазера с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения и его система регистрации обеспечивают корректные измерения характера поведения плотности плазмы с разрешением по $n_e l$ 10^{13} cm^{-2} , формируют результаты измерений в режиме реального времени (4 мкс/отсчет) и не имеют ограничений на длительность цикла регистрации.

Глава 3

Диагностика плазмы методом томсоновского рассеяния для измерения температуры и плотности электронов

3.1. Физические основы диагностики плазмы методом томсоновского рассеяния

Интерферометрия позволяет измерять интегральные значения электронной плотности плазмы вдоль линии наблюдения. При организации измерений по достаточно большому количеству линий наблюдения и задания корректных граничных условий, математическая процедура позволяет решить обратную задачу и предоставить пространственный профиль локальной плотности электронов в плазме. В некоторых случаях, требуется дополнительно использование предположений о форме профиля, либо данных, полученных с других диагностик. В отличие от интерферометрии, регистрация рассеянного лазерного излучения, наблюдаемого под углом θ к направлению зондирования (рисунок 3.1) [9], дает информацию о локальных значениях, как плотности, так и температуры электронной компоненты плазмы. Что намного упрощает, в случае организации многоканальных измерений, процедуры формирования пространственных распределений искомых параметров.

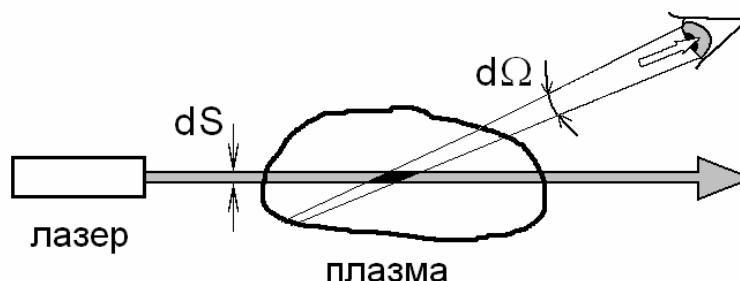


Рисунок 3.1. Наблюдение рассеяния света.

При длине волны излучения, много меньшей дебаевского радиуса [7-10], рассеяние происходит на отдельных электронах. Этот процесс известен как томсоновское рассеяние на свободном электроне. Анализ спектра и интенсивности рассеянного излучения позволяет вычислить концентрацию n_e и температуру T_e плазмы. Физический принцип измерений заключается в следующем. Под действием переменного электрического поля зондирующей волны E_i электроны начинают осциллировать с частотой ω_i , испытывая переменное ускорение. Излучаемая ими при этом энергия черпается из падающей волны и переизлучается на той же частоте $\omega_s = \omega_i$, в собственной системе отсчёта электрона. Если электроны участвуют в тепловом движении, то в лабораторной системе отсчёта (связанной с неподвижным объёмом плазмы), в соответствии с эффектом Доплера, спектр излучаемой коллективом электронов электромагнитной волны уширяется. Таким образом, при томсоновском рассеянии и интенсивность сигнала рассеяния, и ширина его спектрального контура являются информативными. Они содержат данные о текущих локальных значениях концентрации и температуры электронной компоненты плазмы.

При рассеянии линейно поляризованной электромагнитной волны на свободных электронах с относительно небольшой температурой ($T_e \ll 0.5$ МэВ), при которой скорости их теплового движения намного меньше релятивистских, спектр рассеянного излучения имеет форму гауссовой кривой с полушириной [8]:

$$\Delta\lambda_0 = 4 \cdot \lambda_0 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2 \cdot \frac{k \cdot T_e}{m_e \cdot c^2}} \cong \lambda_0 \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \cdot \sqrt{\frac{T_e \text{ эВ}}{0,23 \cdot 10^5}}, \quad (3.1)$$

где λ_0 – длина волны излучения, ϑ – угол наблюдения, T_e – электронная температура, выраженная в Кельвинах, k – постоянная Больцмана, m_e – масса электрона, c – скорость света. Характерный спектр рассеяния при электронной температуре плазмы 1 эВ имеет вид, показанный на рисунке 3.2. С ростом

электронной температуры этот контур, сохраняя свою форму, уширяется (пунктирная кривая). Проводя измерения интенсивности рассеянного электронами плазмы сигнала в смещенных относительно частоты зондирующего излучения вверх или вниз спектральных окнах, можно определять полуширину этого контура и вычислить, используя приведенное выше соотношение, искомое значение электронной температуры.

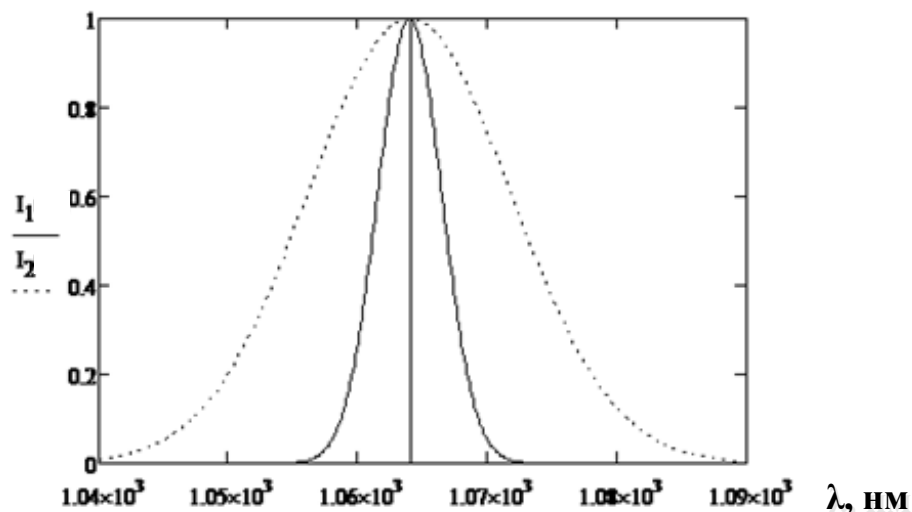


Рисунок 3.2. Спектры томсоновского рассеяния для различных температур.

При этом величина текущего значения плотности электронной компоненты плазмы N_e вычисляется как [7]:

$$I_e = \gamma \frac{\sigma_T \cdot N_e \cdot dV \cdot I_0 \cdot d\Omega}{dS}, \quad (3.2)$$

где I_0 – интенсивность зондирующего излучения, I_e – регистрируемая интенсивность γ – коэффициент пропускания света оптической системой регистрации, dV – наблюдаемый элемент объема плазмы, $d\Omega$ – телесный угол наблюдения, dS – величина поперечного сечения зондирующего луча.

Температура электронов может быть определена при помощи спектрального анализа рассеянного излучения на основании относительных измерений. Однако, как следует из формулы (3.2), для вычисления концентрации необходимо знание коэффициента пропускания γ . Их можно

определить, используя процедуры калибровки с помощью рамановского или релеевского рассеяния [66]. При выполнении этих процедур в рабочий объем напускают газ с известной концентрацией и фиксируют амплитуду сигнала рассеяния. Поскольку сечения рамановского и релеевского рассеяния для широкого набора газов хорошо известны, по абсолютной величине сигналов детекторов с приемлемой точностью можно определить и коэффициенты передачи оптических трактов.

Рассеяние лазерного излучения может иметь место не только на свободных электронах, но и на периодических флуктуациях плотности плазмы, которые могут иметь различную природу. Для того чтобы сигнал рассеяния был связан с крупномасштабными колебаниями плотности плазмы необходимо, чтобы длина волны зондирующего излучения была порядка или больше дебаевской длины ($\lambda \geq r_D$), а его фиксация велась под небольшими углами θ . При этих условиях реализуется так называемое коллективное рассеяние или рассеяние на флуктуациях плотности электронов, осциллирующих с плазменной частотой [8]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e^2}{m_e}}. \quad (3.3)$$

При данном виде рассеяния в спектре излучения, фиксируемого детекторами, помимо лазерной линии с частотой ω_0 наблюдаются сателлиты с частотами $\omega_0 - \omega_p$ и $\omega_0 + \omega_p$ (рисунок 3.3).

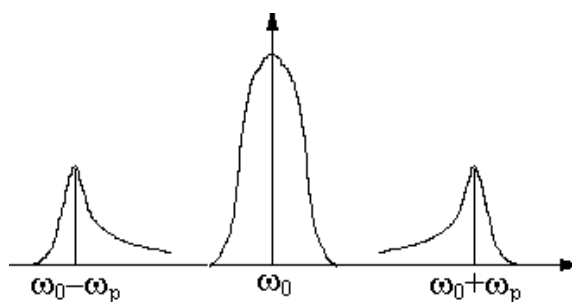


Рисунок 3.3. Спектры коллективного рассеяния.

Измеряя смещение частоты ω_p спутника относительно частоты зондирующего излучения, можно определить величину плотности электронной компоненты плазмы как [8]:

$$N_e = \sqrt{\frac{\omega_p^2 m_e}{4\pi}} \quad (3.4).$$

3.2. Методы регистрации сигнала томсоновского рассеяния

Основные технические трудности при регистрации сигнала томсоновского рассеяния связаны с его малой величиной, оценить которую в количестве фотонов, попадающих в апертуру спектрального прибора, можно с помощью выражения [8]:

$$N_{Th} = (E/h\nu) \cdot \sigma \cdot n_e \cdot \Omega \cdot L \cdot \gamma, \quad (3.5)$$

в котором наряду с энергией лазера E , сечением томсоновского рассеяния σ ($\sigma_{Томс} \sim 8 \cdot 10^{-30} \text{ м}^2/\text{стер}$) и концентрацией электронов n_e присутствуют параметры оптической системы: телесный угол сбора фотонов Ω , длина интервала наблюдения L вдоль направления зондирования и коэффициент пропускания оптического тракта γ . При характерной для многих плазменных установок концентрации электронов $n_e = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, длине интервала наблюдения $L = 0,05 \text{ м}$, значении телесного угла $\Omega = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ стер}$, энергии фотона $h\nu = 1,865 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, соответствующей длине волны зондирующего излучения $\lambda = 1064 \text{ нм}$, коэффициенте пропускания оптического тракта $\gamma = 0,1$ и энергии зондирующего лазерного импульса $E = 1 \text{ Дж}$, энергия сигнала рассеяния не превышает $1,4 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}$. То есть сигнал рассеяния содержит около $7,5 \cdot 10^3$ фотонов, что является интегралом по длине волны от спектральной плотности излучения. При длительности импульса лазерного излучения $\tau = 10 \text{ нс}$ интенсивность этого потока составит:

$$N_{Ph} = N_{Th} / \tau = 0,75 \cdot 10^{12} \text{ 1/c} \quad (3.6)$$

Крайне малая величина этого сигнала ограничивает метрологический потенциал диагностики и предопределяет необходимость использования оптики с максимальной светосилой и детекторов излучения с максимальной квантовой эффективностью, а также необходимость оптимизации характеристик всех элементов, входящих в состав ее оптических и измерительных трактов. На рисунке 3.4 представлена упрощенная схема измерительного комплекса диагностики. Рассеянное плазмой излучение при помощи оптической системы фокусируется на входном окне дифракционного спектрометра (полихроматора), где оно «раскладывается» на спектральные компоненты. Интенсивность этого излучения регистрируется в нескольких спектральных окнах фотоприемниками, преобразующими световые импульсы каждого окна в электрические, поступающие далее на аппаратуру регистрации.

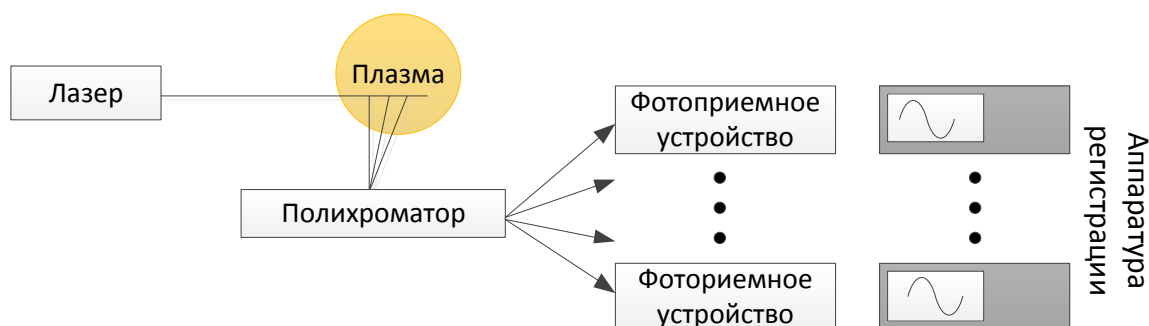


Рисунок 3.4. Простейшая схема регистрации сигнала томсоновского рассеяния.

Применение томсоновского рассеяния как метода диагностики требует использования импульсных лазеров с энергией в несколько Дж и фотоприёмников, обладающих высокой чувствительностью в соответствующем спектральном диапазоне. Исторически, единственной эффективной комбинацией оказались импульсные лазеры на кристалле рубина [67, 68] и фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Рубиновый лазер генерирует излучение с длиной волны 694.3 нм в красной области видимого спектра. Несмотря на все недостатки, присущие ФЭУ, в том числе относительно малую

квантовую эффективность порядка 10%, именно эти приборы долгое время являлись безальтернативными детекторами рассеянного излучения в системах томсоновского рассеяния благодаря большому усилению тока (до 10^6) и малым собственным шумам. С развитием эффективных полупроводниковых детекторов, эта ситуация изменилась. Спектральный диапазон в области длины волны рубинового лазера является неблагоприятным для регистрации рассеянных электронных спектров. Помимо мощных линий излучения Бальмер-альфа водородной или дейтериевой плазмы (656.3 нм и 656.1 нм), в плазме присутствуют примеси, также имеющие яркие линии излучения в интересующем диапазоне. В первую очередь, это углеродные атомы и ионы, существование которых в плазме неизбежно для всех установок со стальными вакуумными камерами и элементами внутренних конструкций. Помимо этого, в высокотемпературной плазме заметный вклад могут давать ионы металлов (Fe, W и пр.), также имеющие линии излучения в красной области видимого спектра. Излучение линий плазмы создаёт фон для импульсов рассеяния, который уменьшает динамический диапазон и отношение полезного сигнала к шуму. Существенно более свободной от линий излучения типичных плазменных примесей является ближняя ИК-область 800-1100 нм. В этот диапазон попадают линии генерации неодимовых лазеров (1050-1064 нм), которые в настоящее время являются одними из самых мощных импульсных источников когерентного излучения. В диагностиках томсоновского рассеяния нового поколения наибольшее распространение получили лазеры на алюмоиттриевом гранате (Nd:YAG, $\lambda = 1064$ нм). Развитие диагностических комплексов на основе этого лазера долгое время сдерживалось отсутствием фотоприемников с приемлемой квантовой эффективностью. Ситуация изменилась в лучшую сторону с развитием технологий выращивания сверхчистого монокристаллического кремния и его имплантации wybranными элементами, благодаря чему оказалось возможным производить фотодиоды и

лавинные фотодиоды (ЛФД) с квантовой эффективностью в ближнем ИК-спектре до 1000 нм, достигающей 80%. ЛФД обладают внутренним коэффициентом усиления, величина которого зависит от напряжения обратного смещения, и обычно изменяется в диапазоне от 10 до 100. Практически в диагностиках лазерного рассеяния оказывается, что коэффициента лавинного усиления ~ 100 недостаточно для формирования удобных для регистрации сигналов с амплитудой порядка 1 В. Поэтому в схемах регистрации сигналов ЛФД всегда применяются трансимпедансные усилители. При большом коэффициенте преобразования ток-напряжение, такой усилитель должен обладать предельно малыми шумами, чтобы эта дополнительная шумовая компонента не вносила вклад, существенный по сравнению с дробовым шумом собственно ЛФД. При соблюдении этого условия, соотношение сигнала к шуму после усиления уменьшается незначительно.

Упрощенная схема фотодетектора на основе ЛФД и трансимпедансного усилителя приведена на рисунок 3.5 (а).

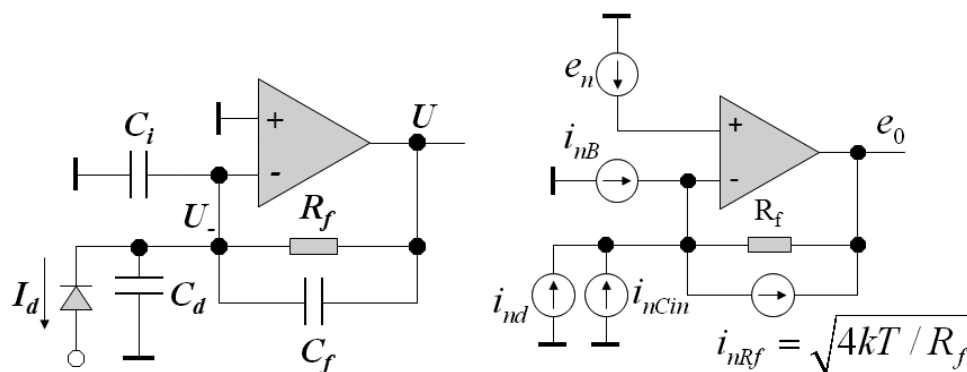


Рисунок 3.5.(а) - базовая схема фотодетектора на основе ЛФД и трансимпедансного усилителя. (б) - эквивалентная схема детекторного узла при анализе его шумовых характеристик.

Сигнальную компоненту тока фотодиода I_{phS} , генерируемую потоком рассеянных плазмой фотонов, можно оценить с помощью выражения:

$$I_{phS} = \eta \cdot q \cdot N_{phW}, \quad (3.7)$$

где η – квантовая эффективность детектора, q – заряд электрона, N_{phW} – количество фотонов, попадающих в спектральное окно ($\sim 0.1 \cdot N_{ph}$). Приняв η равной ~ 0.25 , получим:

$$I_{phS} = 0.3 \cdot 10^{-8} \text{ A.} \quad (3.8)$$

С учетом коэффициента усиления M выходной ток фотодиода можно выразить как:

$$I_{ph} = I_{phS} \cdot M. \quad (3.9)$$

При $M = 50$ его величина будет равна:

$$I_{ph} = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ A.} \quad (3.10)$$

В силу малости выходного тока фотодиода фотодетектор должен обладать предельно малым значением приведенной к входу трансимпедансного усилителя среднеквадратичной компоненты шумового тока i_{ne} . Оценим ее величину.

На инвертирующем входе усилителя (рисунок 3.5 б) складываются два независимых источника шума – шумовой ток фотодиода i_{nd} и приведенный ко входу шумовой ток самого усилителя i_{na} :

$$i_{ne} = \sqrt{(i_{nd})^2 + (i_{na})^2}. \quad (3.11)$$

Величина шумовой компоненты тока фотодиода определяется как:

$$i_{nd} = \sqrt{2qI_{phS}KBV^2}, \quad (3.12)$$

где K – коэффициент шума фотодиода, $B \sim 1/\tau$ – полоса рабочих частот измерительного тракта. При $K = 5$ и длительности зондирующего лазерного импульса $\tau = 10$ нс, получаем:

$$i_{nd} = 6.9 \cdot 10^{-8} \text{ A.} \quad (3.13)$$

Из выражений (3.10) и (3.13) видно, что шумовая i_{nd} и сигнальная I_{ph} компоненты тока на выходе фотодиода слабо отличаются друг от друга (менее чем на порядок). И это без учета паразитной фоновой засветки фотодиода. При ее наличии выражение для отношения сигнал/шум можно записать в виде:

$$SNR = \frac{I_{phS}}{\sqrt{2q(I_{phS} + I_{dd})K \cdot B \cdot M^2}}, \quad (3.14)$$

где I_{dd} – ток, обусловленный фоновой засветкой фотодиода. Согласно этому выражению улучшить SNR можно:

- снижая до предельно малых значений уровень паразитной засветки фотодиода;
- увеличивая амплитуду сигнальной компоненты тока I_{FS} , что равносильно:
 - увеличению мощности источника зондирующего излучения;
 - увеличению квантовой эффективности фотодетектора;
 - увеличению коэффициента передачи элементов оптических трактов;
- увеличивая длительность зондирующего лазерного импульса.

Величина приведенной к входу трансимпедансного усилителя спектральной плотности шумового тока i_{nA} определяется в виде:

$$i_{nA} = \sqrt{i_{nB}^2 + \left(\frac{4kT}{R_f}\right)^2 + (2\pi F_{3dB} e_n C_s)^2}, \quad (3.15)$$

где i_{nB} – спектральная плотность шума входного тока усилителя, $i_{nRf} = \sqrt{4kT/R_f}$

– шум теплового тока резистора обратной связи, $2\pi F_{3dB} e_n C_s$ – шумовая компонента тока, формируемая приведенной к входу усилителя спектральной плотностью напряжения шума усилителя на эквивалентной входной емкости $C_s = C_i + C_d$ (C_i - паразитная емкость, связанная с входами усилителя, C_d - емкость фотодиода). Здесь F_{3dB} соответствует частоте среза коэффициента передачи усилителя с замкнутой петлей обратной связи ($F_{3dB} \approx \sqrt{\frac{GBWP}{2\pi R_f C_i}}$, где

$GBWP$ – площадь усиления ОУ без ОС). В качестве примера для оценок возьмем малошумящий широкополосный трансимпедансный усилитель с

входным каскадом на основе биполярных транзисторов ОРА847, для которого $GBWP = 3.6 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, $C_i = 2 \text{ нФ}$, $e_n = 0.95 \cdot 10^{-9} \text{ В} / \sqrt{\text{Гц}}$, а $i_{nB} = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ А} / \sqrt{\text{Гц}}$. Для обеспечения высокого значения частоты среза $F_{3dB} (\geq 100 \text{ МГц})$ трансимпедансного усилителя величину сопротивления обратной связи R_f примем равной 10 КОм. В этом случае оказывается, что:

$$i_{nB}^2 = 6.25 \cdot 10^{-24} \text{ А}^2 / \text{Гц}, \quad (3.16)$$

$$4kT/R_f = 1.6 \cdot 10^{-24} \text{ А}^2 / \text{Гц} \quad (3.17)$$

$$(2\pi F_{3dB} e_n C_s)^2 = 1.02 \cdot 10^{-22} \text{ А}^2 / \text{Гц}, \quad (3.18)$$

при $C_s = 10 \text{ нФ}$.

Эти численные оценки позволяют сделать вывод о том, что основной вклад в спектральную плотность приведенной ко входу трансимпедансного усилителя спектральной плотности шумового тока вносит составляющая, связанная с входной емкостью C_i . Остальные компоненты по сравнению с ней пренебрежимо малы. Приведенный ко входу усилителя шумовой ток (i_{na}) при этом имеет величину:

$$i_{na} = 2\pi F_{3dB}^{3/2} e_n C_s = 1.3 \cdot 10^{-7} \text{ А}. \quad (3.19)$$

Видно, что он почти в два раза больше шумового тока фотодиода i_{nd} . Его величина пропорциональна спектральной плотности напряжения шума на входе усилителя, а также величине входной емкости, включающей в себя паразитные емкости входного каскада усилителя и емкость лавинного фотодиода. Уменьшить шумовую компоненту входного тока и увеличить тем самым амплитудный динамический диапазон усилителя можно за счет изменения любого из указанных выше параметров. Так как входная емкость и полоса пропускания – фиксированы (их величины зависят только от типа фотодиода и длительности лазерного импульса), добиться уменьшения шумовой компоненты входного тока можно только за счет снижения величины приведенной ко входу усилителя спектральной плотности напряжения шума.

Сделать это можно, например, с помощью усилителя фототока, входной каскад которого построен на основе GaAs полевого транзистора с ультранизким значением приведенной ко входу спектральной плотности напряжения шума [19].

Подводя итог, можно сделать следующие выводы:

- для классической схемы фотодетектора на основе ЛФД и широкополосного трансимпедансного усилителя сигнальная и шумовая компонента выходного сигнала при характерных для диагностики томсоновского рассеяния параметрах плазмы, параметрах источника зондирующего излучения и коэффициентах передачи оптических трактов соизмеримы.
- определяющий вклад в шумовую компоненту выходного сигнала фотодетектора, строящегося на основе лавинного фотодетектора и классического широкополосного трансимпедансного усилителя вносит величина спектральной плотности напряжения шума на входе последнего.

Улучшить разрешающую способность измерительных трактов рассматриваемой диагностики можно за счет:

1. увеличения регистрируемого интеграла интенсивности света за время измерения за счёт применения более мощных лазеров и оптических систем с большей светосилой и меньшими потерями;
2. применения процедур усреднения результатов измерений, полученных в последовательности, по крайней мере, из нескольких десятков рабочих импульсов источника зондирующего излучения.

Однако эти задачи связаны с модернизацией оптического тракта диагностики и выходят за рамки рассмотрения данной диссертации.

Таким образом, основные проблемы, связанные с построением трактов регистрации сигналов фотодетектора в рассматриваемой диагностике определяются:

- малой длительностью сигнала рассеяния;
- большой амплитудой фоновой составляющей сигнала (в наиболее неблагоприятной ситуации она может в несколько раз превышать амплитуду сигнальной компоненты);
- соизмеримыми величинами сигнальной и шумовой компонент выходного сигнала фотодетектора при значениях плотности плазмы, близких к минимальным. Следует заметить, что присутствие фоновой засветки также создаёт флюктуирующую компоненту сигнала, пропорциональную $\sqrt{I_b}$, где I_b – ток соответствующий фоновой засветке.

Для фиксации импульсов рассеянного излучения с характерной для диагностики томсоновского рассеяния длительностью ($\tau = 10$ нс) их оцифровку в рамках осциллографического метода регистрации необходимо вести с частотой дискретизации в сотни мегагерц – единицы гигагерц. При этом для уверенного отделения полезного сигнала от фона и получения требуемой точности в измерении температуры электронной компоненты плазмы разрядность используемых АЦП должна быть на уровне 10-12 бит. Приборы с такими метрологическими характеристиками уникальны. Они не так давно появляются на мировом рынке, ориентированы, в основном, на радиотехнические приложения и имеют высокую цену, порядка 5,000 EUR за канал регистрации. Экономический фактор может оказаться решающим ограничением при построении системы с десятками каналов. Поэтому сегодня осциллографические методы регистрации используется только в тех случаях, когда сигнал рассеяния сопровождается мощной фоновой компонентой, интенсивность которой заметно изменяется на временном интервале,

длительность которого соизмерима с длительностью зондирующего импульса. Такая фоновая компонента может быть обусловлена лишь собственным излучением сильно турбулентной плазмы. В качестве примера можно рассмотреть осциллограммы сигналов томсоновского рассеяния, полученные на установке ГОЛ - 3 (ИЯФ СО РАН) (рисунок 3.6) [14]. Для этой установки характерен высокий уровень собственного излучения плазмы.

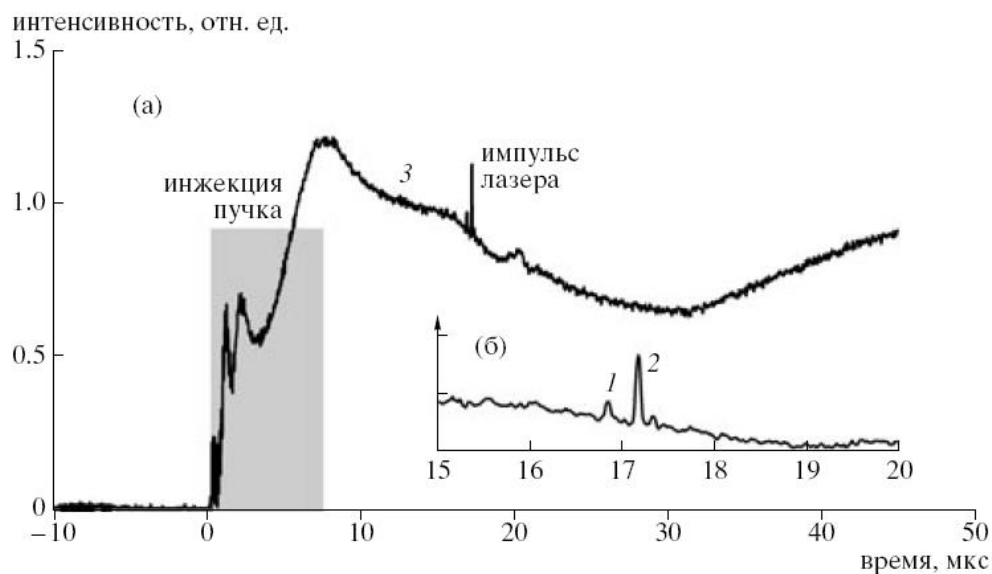


Рисунок 3.6. Выходной сигнал детектора системы томсоновского рассеяния ГОЛ-3. 1 – полезный сигнал, 2 – калибровочный сигнал, 3 – фоновая компонента

В силу высокой стоимости осциллографических методов регистрации данных на действующих экспериментальных установках широко используются измерительные тракты, реализующие т.н. методику «двойной коррелированной выборки». В основе такой методики лежит принцип интегрирования за равные промежутки времени (t) сигнала рассеяния с фоном (S_{ts+n}), обусловленным собственным свечением плазмы, и отдельно фоновой составляющей этого сигнала (S_n). Искомый результат при этом вычисляется в виде разности вольт-секундных площадей под обоими сигналами после их оцифровки (рисунок 3.7). Построенные таким образом измерительные тракты ориентированы на использование относительно медленных АЦП для

оцифровки сигналов, формируемых интегратором, и относительно простых математических процедур для формирования результатов измерений. Примеры использования метода двойной коррелированной выборки можно найти в [69-71].

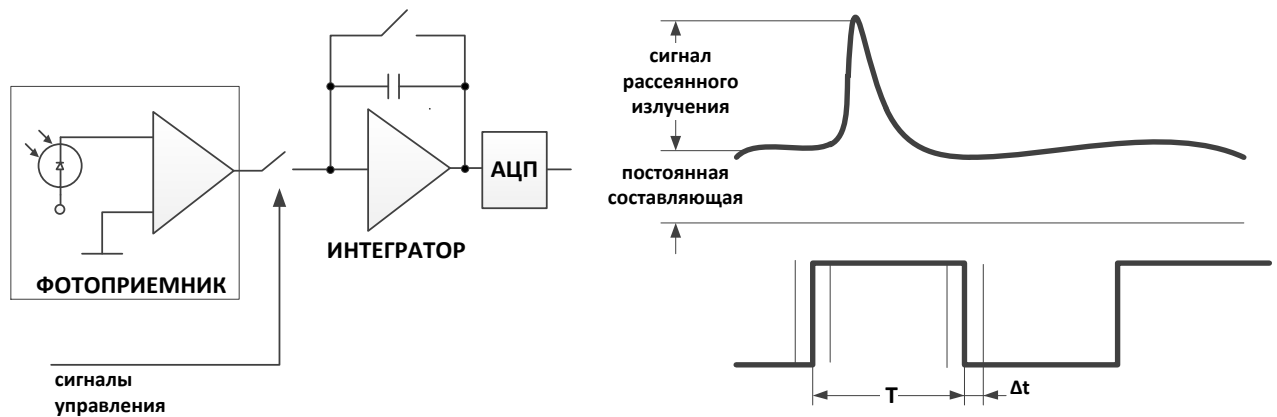


Рисунок 3.7. Метод двойной коррелированной выборки.

Несмотря на кажущуюся простоту, реализация этой методики сопряжена с решением достаточно сложных с технической точки зрения задач. Центральная из них связана с формированием двух последовательных и строго равных друг другу по длительности интервалов интегрирования, поскольку в противном случае при вычитании интегралов, даже при постоянстве паразитной фоновой компоненты, будет получена пропорциональная ошибка. Предположим, что фоновая компонента в 5 раз больше сигнальной, а интервалы интегрирования отличаются друг от друга всего лишь на 2% (на 200 пс при длительности интервала интегрирования 10 нс). При этих условиях результирующая ошибка, возникающая при вычислении интегрального значения сигнала рассеяния, составит не менее 10%.

Подводя итог, можно сделать следующее заключение. Каждая методика регистрации сигналов рассеянного излучения, как осциллографическая, так и двойной коррелированной выборки, имеет свои области применимости и обладает рядом достоинств и недостатков. Несмотря на то, что

осциллографический метод является более универсальным и позволяет фиксировать форму импульсов рассеяния с приемлемой погрешностью, он требует применения новейшей элементной базы и сверхскоростных АЦП, что существенно увеличивает стоимость трактов регистрации. Данный факт ограничивает область применения этого метода приложениями, в которых сигнал рассеяния сопровождается мощной фоновой компонентой, обусловленной собственным излучением сильно турбулентной плазмы. Во всех остальных случаях, в силу своей относительной простоты и низкой удельной стоимости, предпочтительным оказывается метод двойной коррелированной выборки.

Глава 4

Прототип системы регистрации данных для диагностики томсоновского рассеяния в диверторной зоне ИТЭР

Организацией, ответственной за создание диагностического комплекса, предназначенного для измерения температуры и плотности электронной компоненты плазмы в диверторной зоне токамака ИТЭР, а также их временной динамики, является ФТИ им. Иоффе РАН [16]. Для исследования плазмы в полости дивертора на наружном обходе камеры используется классическая схема диагностики томсоновского рассеяния с большим количеством линий наблюдения. Локализация измерений определяется набором пространственных точек на пересечении линии зондирования, совпадающей с направлением распространения лазерного излучения, и хорд наблюдения, расположенных под углом к линии зондирования (рисунок 4.1.) [72].

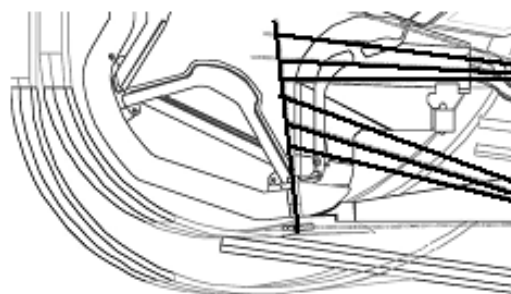


Рисунок 4.1. Схема расположения оси зондирования (вертикальная прямая) и набора осей регистрации рассеянного излучения со стороны диверторного порта токамака ИТЭР.

Высокий уровень фона собственного излучения диверторной плазмы в видимой области спектра, представленного мультиплетами низко-ионизированных тяжёлых примесей и молекулярными полосами, налагает ограничение на выбор длины волны зондирующего излучения. Из возможных

вариантов лазера с генерацией в далеком красном и ближнем ИК-диапазоне, относительно свободном от паразитного излучения плазмы, предпочтение было отдано неодимовому лазеру на аллюмо-иттриевом гранате (Nd:YAG, $\lambda = 1064$ нм) с энергией зондирующего импульса $E = 1,5$ Дж, длительностью $t = 3-5$ нс и частотой следования таких импульсов до 100 Гц. В качестве приборов, формирующих необходимый набор спектральных окон для каждой пространственной точки диагностики, были разработаны оригинальные полихроматоры на основе интерференционных фильтров [73]. Они позволяют проводить измерения электронной температуры плазмы в диапазоне 1-200 эВ в присутствии сильной паразитной засветки на длине волны зондирующего излучения. На рисунке 4.2. приведены характерные контуры спектральных окон этих приборов [74].

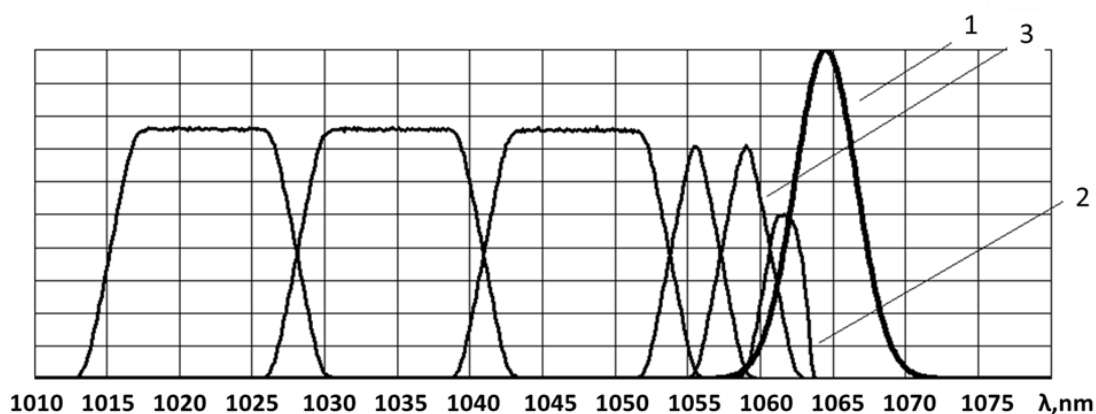


Рисунок 4.2. Контуры спектральных окон полихроматора.

Первая кривая описывает спектральный контур сигнала томсоновского рассеяния, соответствующий температуре электронной компоненты плазмы в 1 эВ. Вторая, третья и т. д. - соответствуют первому, второму и т. д. спектральным окнам полихроматора, рассчитанным на фиксацию излучения, рассеянного более энергичными электронами плазмы. Полихроматор формирует шесть спектральных окон для каждой пространственной точки. Общее количество полихроматоров для рассматриваемой диагностики - двадцать пять [75]. Что соответствует ста пятидесяти каналам регистрации, не

считая служебных и вспомогательных. В прототипе диагностического комплекса диагностики ТР, рассматриваемом в данной работе, используется шесть полихроматоров. С учетом вспомогательных каналов измерения интенсивности зондирующих импульсов и одного резервного спектрального окна в составе каждого полихроматора, общее количество каналов регистрации данных – сорок восемь.

Таким образом, в рамках работ по созданию прототипа системы регистрации разрабатывался измерительный комплекс, состоящий из:

- 48 модулей фотоприемников, преобразующих сигналы рассеянного плазмой излучения, попадающие в спектральные окна полихроматоров, в электрические;
- 48 модулей регистрации, осуществляющих оцифровку, фиксацию и предварительную обработку сигналов фотоприемников.

Как отмечалось в главе 3, фотоприемные и регистрирующие тракты являются наиболее ответственными звеньями рассматриваемой диагностики. Ключевая проблема здесь связана с тем, что величины сигналов рассеяния и шума соизмеримы при значениях плотности плазмы, близких к минимальным. Дополнительные трудности создает и то, что в апертуру фотоприемников, помимо фонового излучения плазмы и сигнала рассеяния, с задержкой попадает зондирующий импульс лазера, отраженный стенками внутренней камеры ИТЭР. В таких условиях применять метод двойной коррелированной выборки для фиксации сигналов рассеяния нельзя. Единственным приемлемым вариантом их фиксации остается осциллографическая методика. При этом, в виду высокого уровня фонового излучения плазмы, желательно разделить и оцифровывать независимо друг от друга высокочастотные и низкочастотные компоненты выходных сигналов модулей фотоприемников.

Особого внимания заслуживает так же задача синхронизации работы измерительных трактов. Как было показано в главе 3, электронную

температуру плазмы можно вычислить через полуширину спектрального контура рассеянного излучения. Для восстановления этого контура и определения температуры плазмы в каждой пространственной точке предполагается использовать текущие значения интенсивности сигналов рассеяния, зафиксированные в один и тот же момент времени во всех шести спектральных каналах полихроматора. В противном случае спектральный профиль рассеянного излучения будет восстановлен с большой погрешностью, что соответствующим образом скажется на результатах вычисления температуры электронной компоненты плазмы.

Для решения поставленных выше задач, предложена следующая блок-схема 48-канального прототипа системы регистрации данных (рисунок 4.3).

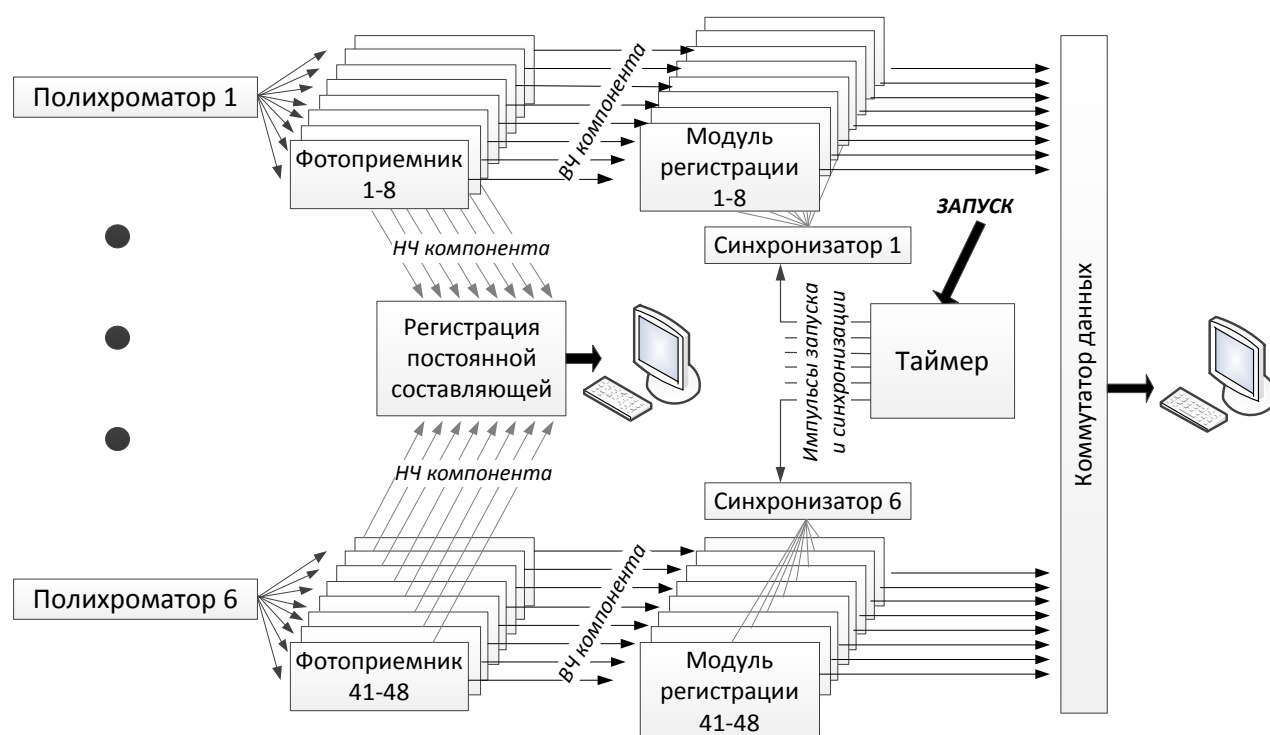


Рисунок 4.3. Общая структурная схема прототипа системы регистрации данных для диагностики ТР в диверторе ИТЭР.

Основными элементами этой схемы являются:

- широкополосные модули фотоприемников со сверхнизким уровнем шума;

- модули А-Ц преобразования низкочастотной (фоновой) компоненты сигнала фотоприемника;
- модули А-Ц преобразования высокочастотной компоненты сигнала фотоприемника (модули АЦП), включающие в свой состав элементы обработки и накопления полученных данных;
- система синхронизации, обеспечивающая синхронный режим работы всех модулей системы, состоящая из общесистемного таймера и 6-ти модулей синхронизации.

Рассмотрим каждый из этих элементов.

4.1. Фотоприемный тракт

Вследствие крайне малой длительности импульса зондирующего излучения и низкой интенсивности сигнала рассеяния, попадающего в апертуру фотодетекторов, к последним предъявляются повышенные требования, как по быстродействию, так и по уровню собственного шума. В широкополосных фотодетекторах на основе лавинных фотодиодов, имеющих среди аналогичных приборов наибольшую квантовую эффективность в ИК области (1064-1100 нм), - до 40% и более, доминируют:

- дробовой шум тока фотодиода $I_{fn} = (2 \cdot q \cdot i_f \cdot K \cdot B \cdot M^2)^{1/2}$, где q – заряд электрона, i_f – первичный фототок, порождаемый фотонами, K – коэффициент шума, определяемый особенностями механизма рождения свободных носителей в переходе, B – полоса рабочих частот детекторного тракта, M – коэффициент лавинного усиления;

- шумовая компонента входного тока трансимпедансного усилителя, определяемая величиной приведенной к его входу спектральной плотности напряжения шума e_n , а также величинами собственной входной емкости и паразитной емкости фотодиода: $I_{nA} = 2\pi B^{3/2} e_n (C_s + C_{in})$.

При заданных параметрах зондирующего импульса в полосе рабочих частот детекторного тракта (0-200 МГц), характерных для используемых лавинных фотодиодов величин паразитных емкостей (5-10 пФ), решить задачу построения усилительного тракта с ультранизким значением приведенного ко входу напряжения шума удалось за счет применения в его первом каскаде малошумящего полевого HEMT GaAs транзистора с большой крутизной вольт-амперной характеристики (рисунок 4.4) [19].

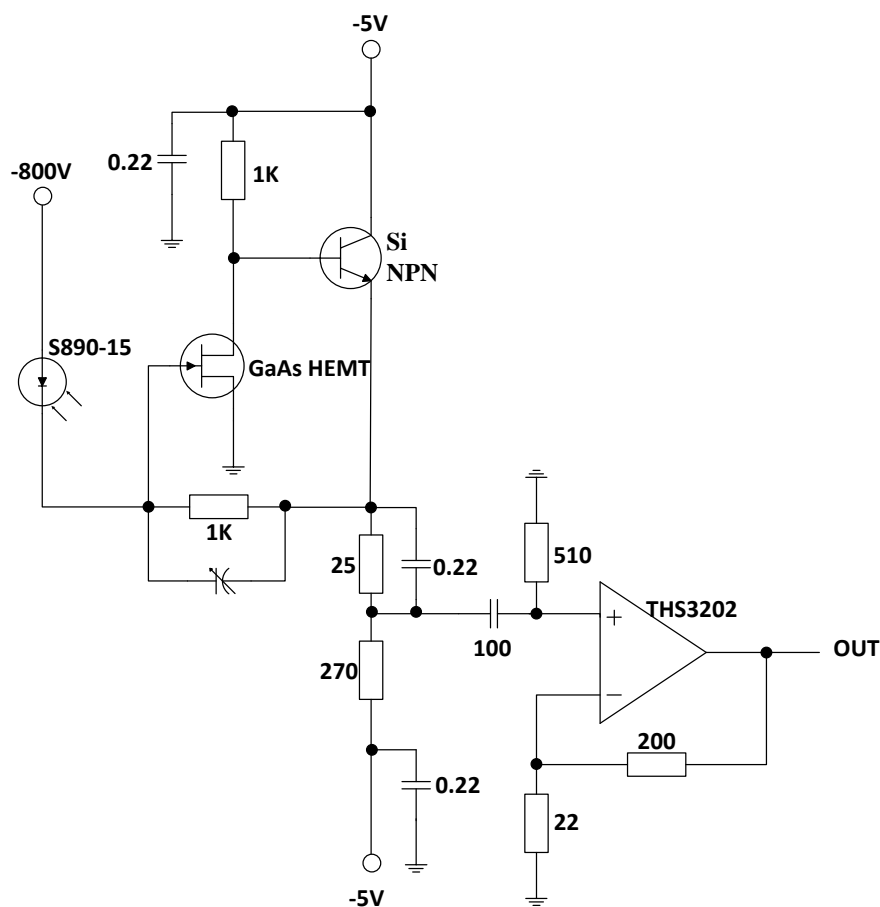


Рисунок 4.4. Входной каскад схемы фотодетектора на основе GaAs транзистора с ультранизким значением шума и кремниевого NPN-транзистора.

Как уже указывалось, в каждом измерительном тракте диагностики ТР импульс рассеянного плазмой излучения “расщепляется” полихроматором на блоки спектральных компонент, поступающие далее на лавинные фотодиоды S8890-15 (Hamamatsu), преобразующие их в фототок. Импульсы фототока

трансформируются первыми каскадами усиления фотодетекторов в импульсы напряжения, усиливаются по амплитуде в 10 раз с помощью ОУ THS3202 и передаются регистраторам системы.

Осциллограмма выходного сигнала фотодетектора, полученная при подаче на его вход светового импульса с тестового источника излучения представлена на рисунке 4.9.

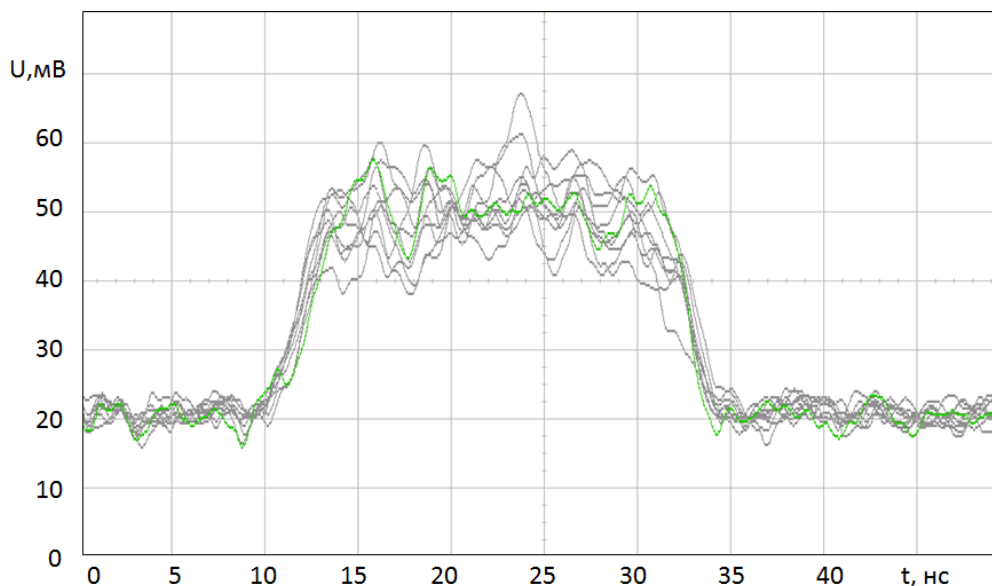


Рисунок 4.9. Осциллограмма выходного сигнала фотодетектора.

Амплитуда этого сигнала соответствует уровню выходного тока фотодиода $18 \cdot 10^{-7} \text{ А}$. Амплитуда шума на вершине сигнала (I_{pp}) близка к трети его амплитуды. С помощью этой осциллограммы можно оценить величину шумовой компоненты выходного сигнала, связанную с усилителем. Для этого соотнесем ширину шумовой дорожки на интервале времени, предшествующем импульсу, с величиной I_{pp} . Она почти в 5 раз меньше I_{pp} , что позволяет сделать вывод о том, что приведенное ко входу среднеквадратичное значение шумового тока усилителя имеет величину порядка 10^{-7} А . Оно практически в два раза меньше дробового тока лавинного фотодиода I_{fn} , формируемого под воздействием сигнала рассеяния при указанных ранее параметрах плазмы и мощности источника зондирующего излучения. Это означает, что шумовые

характеристики усилителя фототока практически не влияют на разрешающую способность фотодетектора.

Описанный выше усилительный тракт стал основой модулей фотодетекторов прототипа системы регистрации данных диагностики ТР. Функциональная схема такого модуля представлена на рисунке 4.10.

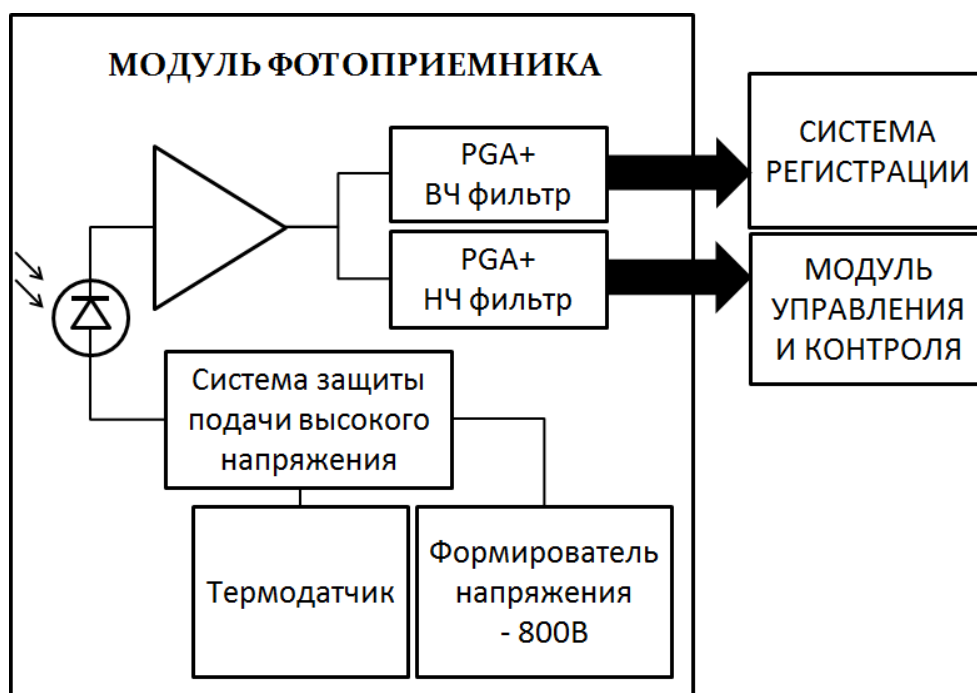


Рисунок 4.10. Функциональная схема модуля фотоприемника.

В фотодетекторе выходной сигнал трансимпедансного усилителя с помощью фильтров разделяется на низкочастотную НЧ ($< 1\text{МГц}$) и высокочастотную ВЧ ($> 1\text{МГц}$) компоненты, которые далее усиливаются вспомогательными каскадами до необходимого уровня, преобразуются ими в дифференциальную форму и передаются по кабельным линиям связи на аппаратуру регистрации. Помимо усилительных элементов в состав детекторного модуля включены стабилизаторы напряжений питания всех его элементов и схема формирования напряжения смещения ЛФД с контуром термокомпенсации, стабилизирующим коэффициент лавинного усиления последнего на заданном на этапе настройки уровне.

Выходные сигналы низкочастотных трактов детекторных модулей несут

информацию об уровне фоновой засветки фотоприемников паразитным излучением плазмы и тепловым излучением самого дивертора. Они поступают на измерительные входы модуля управления и контроля, функциональная схема построения которого представлена на рисунке 4.11.

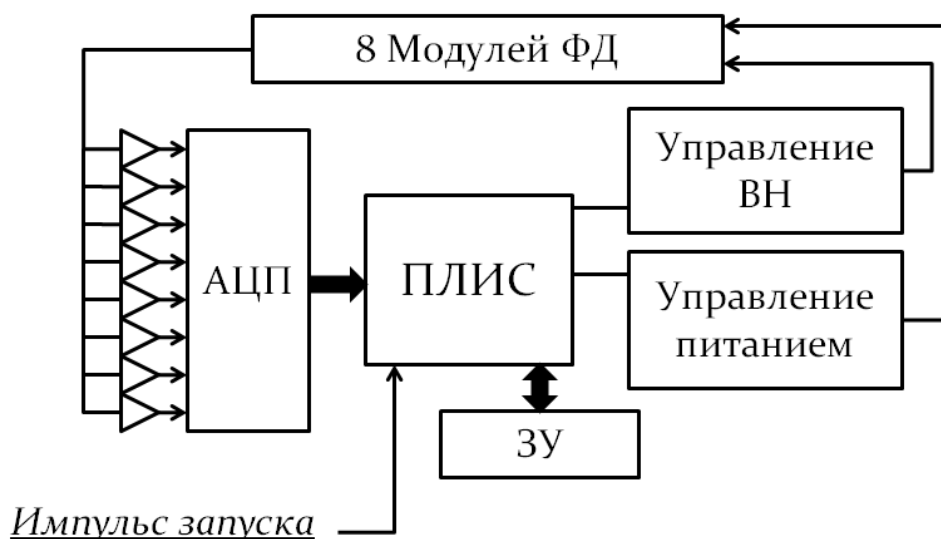


Рисунок 4.11. Функциональная схема платы контроля и управления модулями фотоприемников.

Этот модуль обслуживает до 8-ми фотодетекторов. Он формирует сигналы разрешения, позволяющие включать/выключать в каждом из них основные источники питания и источники-формирователи напряжений смещения ЛФД, а с помощью встроенного узла регистрации данных он обеспечивает фиксацию формы сигналов, формируемых низкочастотными трактами фотодетекторов. С этой целью в состав этого узла включены:

- дифференциальные приемники сигналов фотодетекторов;
- 8-ми канальный 12-ти разрядный АЦП, преобразующий в синхронном режиме с частотой дискретизации 10МГц текущие значения этих сигналов в цифровой эквивалент;
- приемник импульсов запуска;

- цифровой узел, состоящий из построенного на элементах FPGA контроллера цикла регистрации данных и внешнего по отношению к FPGA блока памяти объемом в 512 Кбайт.

Блок памяти указанной выше емкости позволяет организовать страничный режим работы узла регистрации данных, поддержку процедур калибровки измерительных трактов и многоимпульсной моды работы диагностики. Функции управляющего ядра модуля управления и контроля выполняет тандем элементов: микроконтроллер и FPGA. Микроконтроллер является своеобразным элементом сопряжения, связывающим с помощью встроенных контроллеров канала связи Ethernet-10/100 и шины SPI узлы на элементах FPGA с консолью оператора, строящейся на базе персонального компьютера (ПК).

На рисунке 4.12. приведена фотография полихроматора в сборе с модулями фотодетекторов, управления и контроля, а также с модулем источников питания.

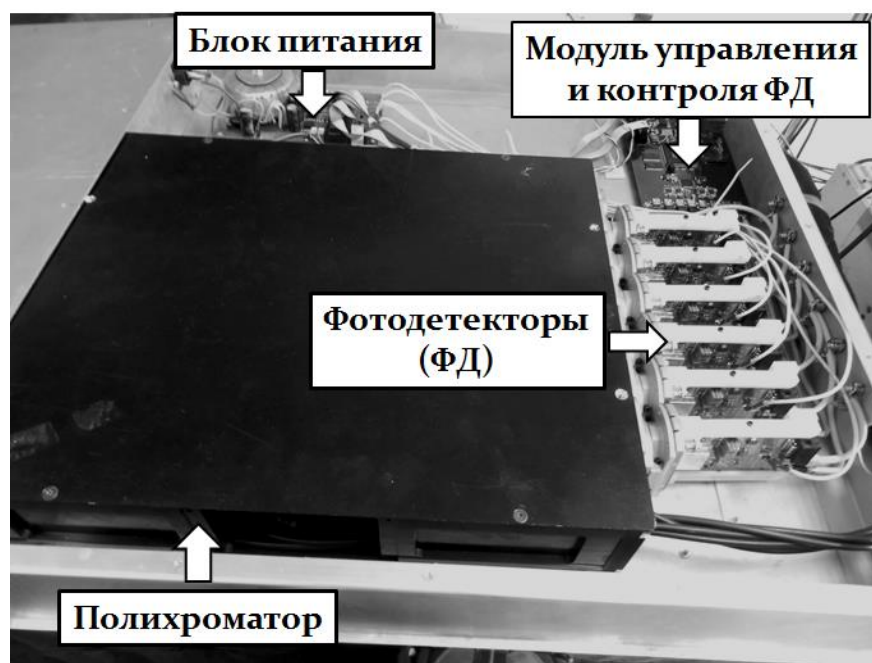


Рисунок 4.12. Полихроматор в сборе с модулями фотоприемников, платой управления и контроля и модулем источников питания.

4.2. Тракт регистрации данных диагностики томсоновского рассеяния

Существует два основных подхода к построению высокоскоростных трактов оцифровки широкополосных сигналов. Первый из них, базирующийся на технологии прямого преобразования, предполагает использование сверхбыстродействующих АЦП. Второй, основанный на трансформации временного масштаба импульсных сигналов, предполагает применение микросхем на основе массивов переключаемых конденсаторов SCA (switching capacitor array) для фиксации текущих амплитудных значений этих сигналов в аналоговой форме и относительно медленных АЦП для их последующей оцифровки. Эквивалентная частота формирования выборочных значений в таких микросхемах достигает десятков ГГц, что позволяет применять их для фиксации формы импульсных сигналов длительностью в доли/единицы наносекунд. Однако, подход, основанный на технологии SCA, имеет ряд существенных недостатков, определяемых:

- большой апертурной неопределенностью схем фиксации выборочных значений сигналов в элементарных емкостных ячейках;
- относительно большим разбросом напряжений смещений нуля и коэффициентов передачи этих ячеек по амплитуде;
- значительной дифференциальной и интегральной нелинейностью временной шкалы;
- большим мертвым временем.

Указанные проблемы могут быть решены введением дополнительных процедур калибровки. Это значительно усложняет систему и требует существенных ресурсов FPGA, учитывая большое количество ячеек в каждом SCA-массиве (более 1000).

Основываясь на многолетнем опыте коллектива и успешных решениях в разработке регистраторов на основе быстродействующих АЦП, в том числе

регистраторов для диагностики томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3 [18], было принято решение выбрать именно этот подход для реализации устройств оцифровки сигналов диагностики томсоновского рассеяния диверторной зоны ИТЭР (г. Кадараш, Франция). Параллельно, предполагается развивать перспективное направление с использованием SCA для построения следующих поколений сверхбыстрых многоканальных систем регистрации [81].

Критическим параметром при выборе кристаллов сверхбыстродействующих АЦП с приемлемыми для данной диагностики метрологическими характеристиками (динамическом диапазоне 10-12 бит, динамической погрешности преобразования не более 1.5 единиц младшего разряда, полосе частот входных сигналов АЦП 0 - 200 МГц) является частота дискретизации. При длительности сигнала рассеяния в 3-5 нс она должна быть не менее 1.5-2 ГГц. В таблице 4.1. приведены характеристики сверхбыстродействующих кристаллов АЦП, доступных на рынке электронных комплектующих на момент начала работ по разработке системы сбора данных для рассматриваемой диагностики.

Таблица 4.1. Характеристики быстродействующих АЦП на начало 2010 года.

Название кристалла	Разрядность, бит	ENOB ¹ , бит	Частота дискретизаций, МГц	SNR ² , Дб	SFDR ³ , Дб	Полоса пропускания аналогового тракта, ГГц
ADS5463	12	10.5	500	64.6	75	2
ADS5474	14	11.2	400	69.8	80	1.4
AD12401	12	10.2	400	63	70	0.5
ADS5400	12	9.3	1000	59.1	75	2.1
ADC12D1000	12	9.5	2000	59.1	70.5	2.8
TS83102G0B	10	6.5	2000	41	54	3.3

¹ ENOB – эффективная разрядность (англ. effective number of bits)

² SNR – соотношение сигнал/шум (англ. signal-to-noise ratio)

³ SFDR - динамический диапазон, свободный от паразитных составляющих (англ. Spurious-Free Dynamic Range)

Видно, что совокупности предъявляемых требований, как по быстродействию, так и по погрешности преобразования, не удовлетворяет ни один из приведенных в таблице кристаллов. Построить измерительный тракт с приемлемыми характеристиками можно лишь используя их параллельную схему включения по отношению к входному сигналу со сдвинутыми по фазе синхроимпульсами, задающими моменты выборки. В частности, получить необходимую для нас частоту дискретизации в 2 ГГц можно при использовании четырех 12-ти разрядных АЦП ADS5463. Функциональная схема измерительного тракта, иллюстрирующая эту возможность, представлена на рисунке 4.13 (а). Временная диаграмма (рисунок 4.13 (б)) поясняет работу формирователя синхроимпульсов, задающего частоту дискретизации АЦП в таком тракте.

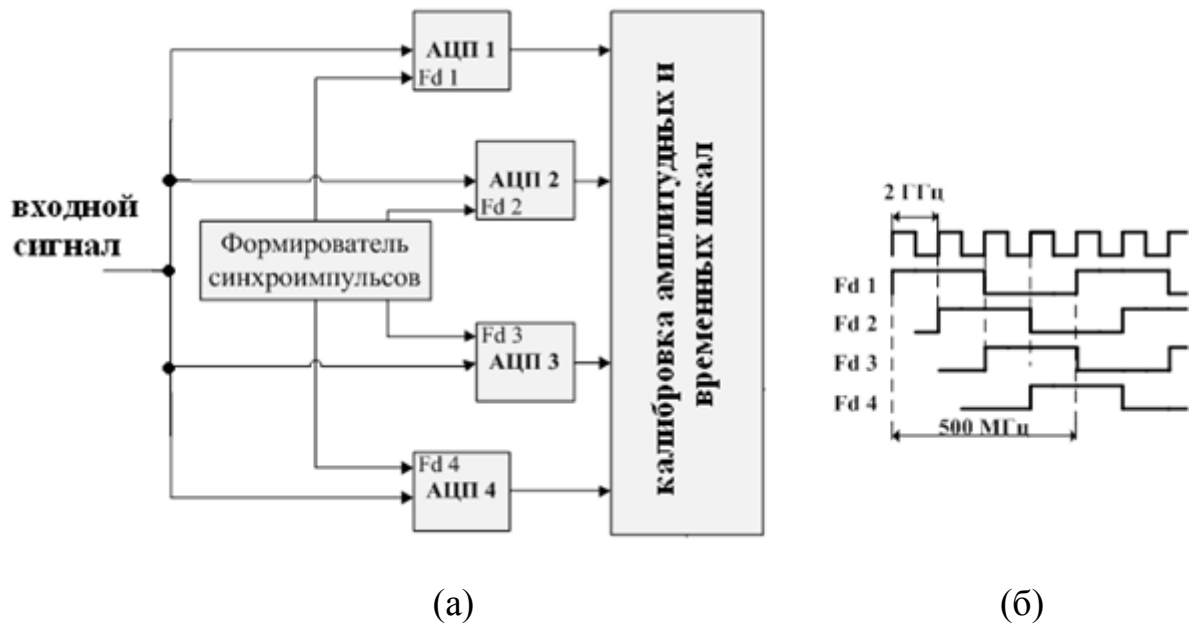


Рисунок 4.13. (а) – Функциональная схема параллельного включения АЦП, управляемых сдвинутыми по фазе синхроимпульсами. (б) – Временная диаграмма выходных сигналов формирователя синхроимпульсов.

Центральной проблемой рассматриваемого варианта построения тракта оцифровки является технологический разброс параметров отдельных кристаллов АЦП: масштаба преобразования по амплитуде, смещения нулевой линии, дифференциальной и интегральной нелинейности характеристик

преобразования по амплитуде, апертурного времени. И хотя величины разброса этих параметров для большого количества кристаллов АЦП относительно малы, тем не менее, для получения результирующей динамической погрешности измерительных трактов на заданном уровне ($<10^{-3}$) они являются критическими. Что обуславливает, как и в случае SCA технологии, необходимость использования вспомогательных калибровочных процедур, ориентированных на стабилизацию масштабов преобразования по амплитуде и положения нулевой линии, а также на минимизацию динамической погрешности, обусловленную интегральной нелинейностью характеристик преобразования АЦП и апертурным временем. Затраты на проведение таких процедур в рассматриваемой схеме построения измерительного тракта по сравнению с трактами на основе технологии SCA существенно меньше, что позволяет реализовать их используя ресурсы широко распространённых FPGA обычной ёмкости.

Основной вклад в результирующую погрешность измерений “составного” измерительного тракта вносят, как уже отмечалось ранее, интегральная нелинейность характеристик преобразования АЦП и величина апертурной неопределенности их узлов синхронизации и таймирования. Для 12-ти разрядных АЦП типа ADS5463 интегральная нелинейность характеристик преобразования по паспортным данным в полосе частот сигналов диагностики томсоновского рассеяния (0 – 200 МГц), не превышает 1.5 единиц младшего разряда, что позволяет строить на их основе тракты регистрации с амплитудным динамическим диапазоном $>10^3$. Естественно, при условии, что результирующая динамическая погрешность, определяемая разбросом задержек распространения опорных синхросигналов в узлах их формирования и передачи, разбросом апертурного времени кристаллов АЦП и апертурной неопределенностью моментов выборки не будет превышать единицы младшего разряда. Различия в величинах задержек, обусловленные

первыми двумя факторами, приводят к формированию неравномерной временной шкалы «составного» измерительного тракта и, как следствие, к возрастанию SNR. Устранить ее весьма проблематично, особенно в многоканальных системах регистрации. Однако отклонения временных координат реальных точек отсчета от идеальных можно зафиксировать с помощью процедур временной калибровки и использовать эти значения при последующей обработке данных. Более сложной является проблема, связанная с апертурной неопределенностью, обусловленной случайным отклонением момента взятия отсчета от его предполагаемой временной координаты. Рисунок 4.14 иллюстрирует причину появления связанной с ней динамической погрешности. Очевидно, что минимизировать последнюю можно лишь за счет улучшения характеристик тракта формирования опорных синхросигналов.

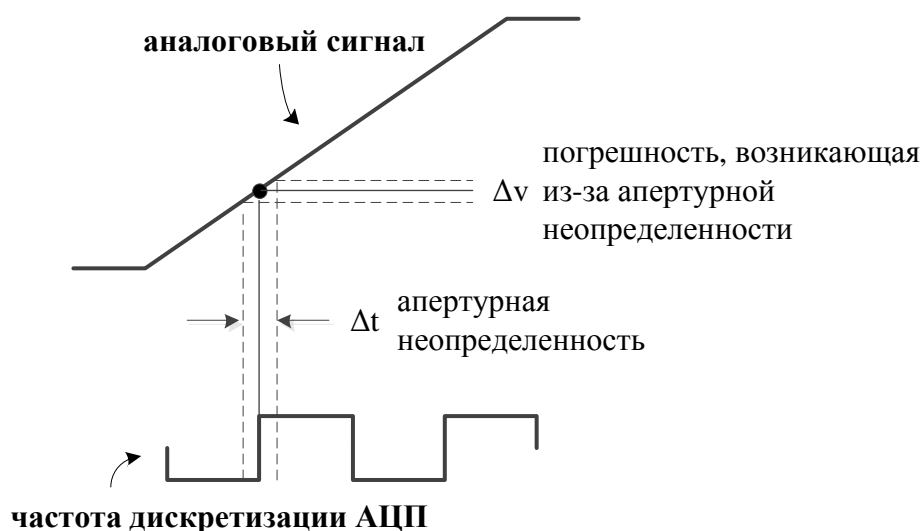


Рисунок 4.14. Возникновение динамической погрешности, обусловленной апертурной неопределенностью взятия отсчетов АЦП.

Для решения этой задачи обычно используется управляемый напряжением генератор (ГУН) синхроимпульсов с контуром фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) (рисунок 4.15) [76]. Фазовый детектор сравнивает частоты входного опорного сигнала $f_{вх}$ и синхросигнала $f_{гун}$, формируемого ГУН, и генерирует выходной сигнал, который является мерой

их фазового рассогласования. Если частоты $f_{вх}$ и $f_{гун}$ не равны друг другу, то сигнал фазового рассогласования после фильтрации и усиления будет воздействовать на управляемый напряжением генератор, приближая частоту $f_{гун}$ к $f_{вх}$.

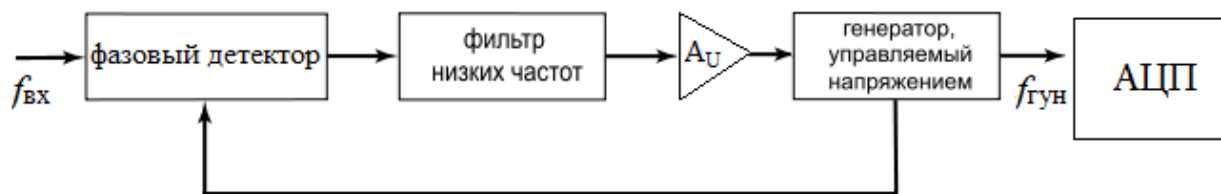


Рисунок 4.15. Схема фазовой автоподстройки частоты.

В процессе работы петля ФАПЧ быстро производит «захват» частоты $f_{вх}$. Поскольку высокочастотные компоненты сигнала рассогласования эффективно подавляются фильтром, получается, что стабильность частоты выходного сигнала рассматриваемого узла и, соответственно, частоты дискретизации АЦП, определяются стабильностью выходного сигнала ГУН. Микроэлектронная промышленность производит специальные микросхемы «очистки» опорных синхроимпульсов от избыточного фазового шума, строящиеся по описанной выше схеме. В частности, к их числу относится шестиканальный формирователь синхроимпульсов AD9524 производства фирмы «Analog Devices», характеризующийся возможностью программного выбора частоты и задержки по фазе выходных синхросигналов друг относительно друга. С помощью специально разработанного для этих кристаллов программного обеспечения можно подобрать параметры фильтра низких частот и управляющие опорные константы, обеспечивающие получение величины апертурной неопределённости выходных синхроимпульсов, поступающих далее на АЦП, на уровне не более пикосекунды.

Описанные выше решения были положены в основу построения измерительных трактов модулей АЦП системы регистрации сигналов

диагностики томсоновского рассеяния. Базовыми элементами этих трактов стали входные формирователи-размножители сигналов фотоприемников, кристаллы АЦП ADS5463, формирователи синхроимпульсов на основе микросхем AD9524 и узлы цифровой обработки данных, совмещенные с блоками ЗУ (рисунок 4.16).

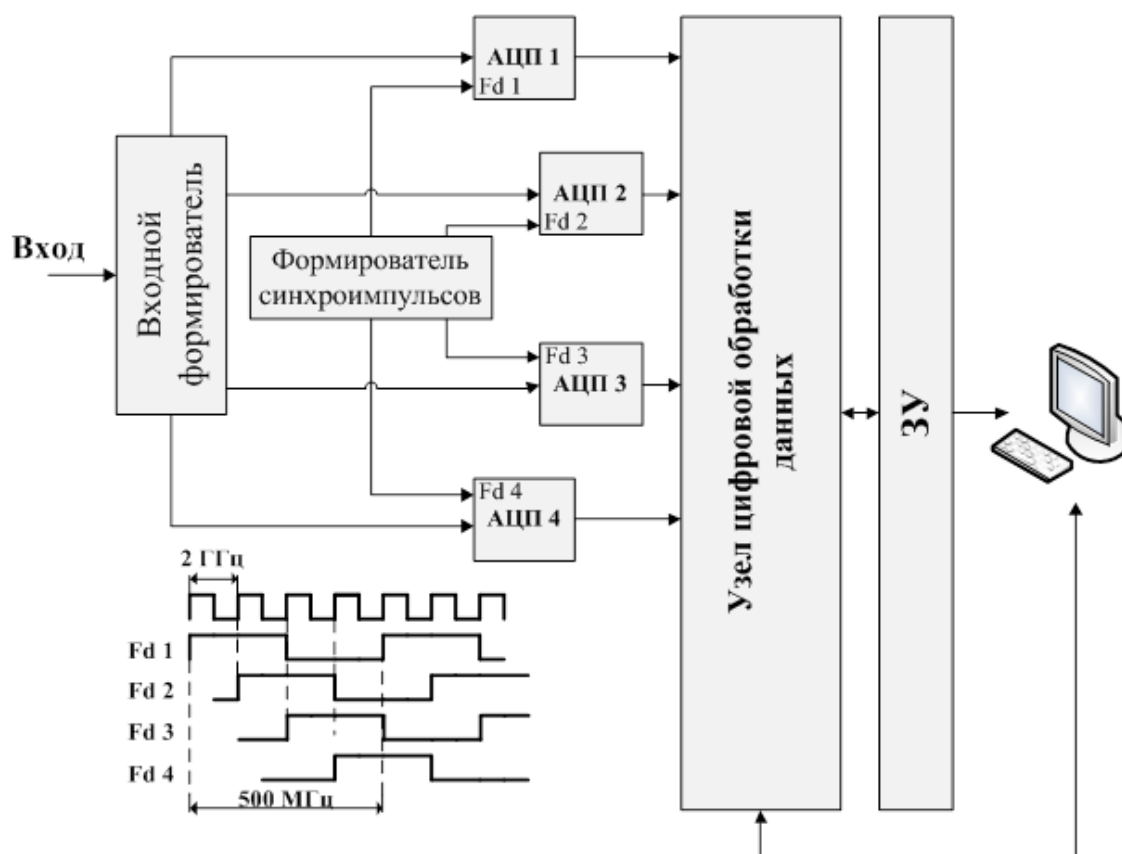


Рисунок 4.16. Функциональная схема модуля АЦП.

4.2.1. Входные формирователи

Функциональная схема входного формирователя приведена на рисунке 4.17. В его состав входят:

- приемник выходного сигнала модуля фотоприемника (А1), построенный на основе широкополосного дифференциального усилителя с отключаемыми выходами;

- формирователь тестового сигнала трапецеидальной формы, построенный на усилителе-интеграторе А3 и широкополосном дифференциальном усилителе А4 с отключаемыми выходами;
- буфер-размножитель А2, решающий задачу передачи входного или тестового сигнала по дифференциальным полосковым линиям связи на входы буферных согласующих усилителей А5, А6, А7 и А8.

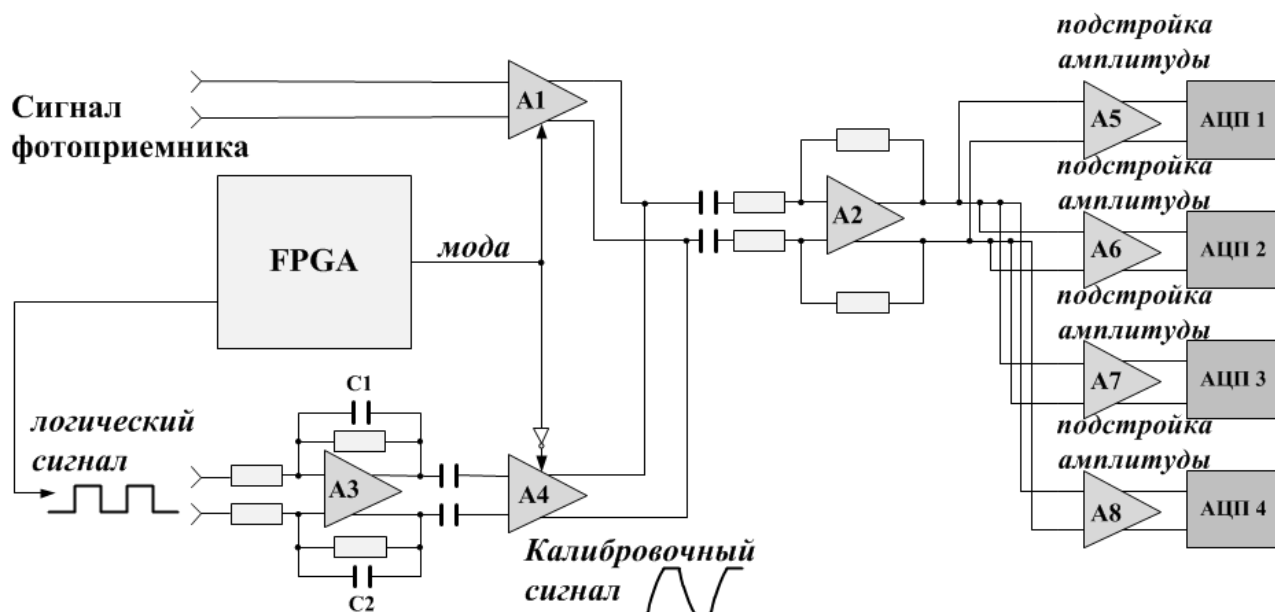


Рисунок 4.17. Функциональная схема входного формирователя.

С помощью входного формирователя реализуется два режима работы модуля АЦП – режим калибровки, в рамках которого определяются значения нормирующих коэффициентов для согласования масштабов преобразования АЦП по амплитуде и формирования корректной временной шкалы измерительного тракта, и режим фиксации формы сигнала фотоприемника. При проведении калибровочных процедур используется тестовый сигнал трапецеидальной формы. В виде разности максимальных и минимальных значений этого сигнала фиксируются различия амплитудных шкал АЦП, а его наклонные участки используются для вычисления, с помощью линейной интерполяции, истинной длительности временных интервалов между

отсчетами этих АЦП. Детально процедуры калибровки будут рассматриваться при описании функциональных блоков цифрового узла модуля АЦП.

Для формирования тестового сигнала на вход усилителя АЗ подается логический сигнал, генерируемый FPGA (период сигнала $T=240\text{нс}$). Благодаря емкостям (С1, С2) в цепи обратной связи данного усилителя, этот сигнал интегрируется и приобретает форму, близкую к трапецеидальной. При помощи управляющего сигнала «мода», так же формируемого внутри FPGA, на вход буфера-размножителя А2 можно подключать либо тестовый сигнал, либо сигнал с фотоприемника, изменяя тем самым режим работы измерительного тракта.

4.2.2. Узел цифровой обработки данных

Узел цифровой обработки данных, построенный на основе элементов FPGA Cyclone III фирмы Altera (рисунке 4.18):

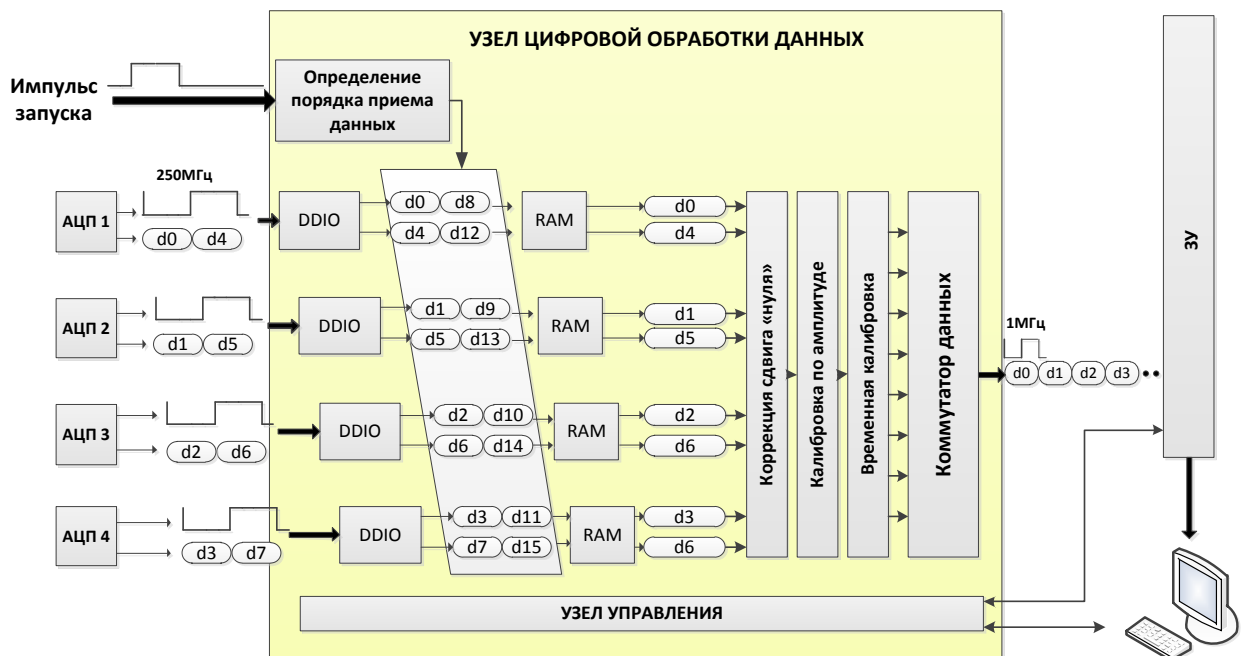


Рисунок 4.18. Функциональная схема узла цифровой обработки данных.

- в параллельном режиме принимает данные, поступающие в DDR-режиме (Double data rate) от 4-х кристаллов АЦП с эквивалентной частотой 500 МГц;
- обеспечивает привязку интервала регистрации данных к внешнему импульсу запуска с погрешностью не более 0.5 нс;
- согласует масштабы преобразования всех АЦП, входящих в состав измерительного тракта, по амплитуде;
- формирует выходную последовательность 12-разрядных данных из отсчетов, полученных от четырех кристаллов АЦП;
- предоставляет информацию об относительном временном сдвиге отсчетов, формируемых кристаллами АЦП;
- реализует базовые режимы работы модулей АЦП: калибровки или регистрации сигнала рассеяния в страничном или непрерывном режимах с внешним или программным запуском;
- управляет записью данных во внешнее запоминающее устройство (ЗУ);
- передает результаты измерений консольному компьютеру.

Как уже отмечалось, модуль АЦП может работать в режиме калибровки или в режиме фиксации формы сигнала фотоприемника. Режим калибровки обычно запускается при включении питания модулей АЦП или перед началом проведения цикла экспериментов.

В любом из указанных режимов работы с поступлением импульса запуска узел цифровой обработки данных начинает фиксацию поступающих от АЦП отсчетов с помощью входных приемников DDIO (Double data input/output) по обоим фронтам сопровождающего их опорного синхросигнала с частотой 250МГц. Далее принятые от АЦП данные записываются в модули двухпортовой памяти RAM (Random Access Memory) объемом по 1024 слова. В режиме калибровки цифровой узел модуля регистрации, используя накопленные в RAM данные, вычисляет амплитудные и временные

нормировочные коэффициенты и фиксирует их в соответствующих регистрах. В режиме фиксации формы сигнала фотоприемника накопленные в RAM данные умножаются на калибровочные коэффициенты и “выстраиваются” с помощью многоканального коммутатора в выходную последовательность следующих друг за другом отсчетов, записываемых далее во внешнее буферное запоминающее устройство (ЗУ).

Рассмотрим особенности построения отдельных блоков цифрового узла.

4.2.2.1. DDIO и определение порядка приема данных

Ключевая проблема параллельной схемы включения кристаллов АЦП ADS5463 связана с тем, что их синхросигналы, сопровождающие выходные данные, формируется с помощью внутреннего триггера, начальное состояние которого не определено. Из-за этого выходные синхросигналы соседних кристаллов АЦП могут находиться как в фазе, так и в противофазе друг по отношению к другу [77]. Эта неоднозначность начальной фазы синхросигналов приводит к неоднозначности порядка следования отсчетов АЦП на выходах DDIO-приемников. На рисунке 4.19 приведена временная диаграмма, иллюстрирующая механизм ее образования. Левый рисунок отображает идеальный случай приема данных, когда выходные синхросигналы АЦП (clkADC1, clkADC2, clkADC3, clkADC4) фазированы и сдвинуты на 0.5 нс друг относительно друга. На правом рисунке выходной синхросигнал второго АЦП сдвинут на 180 градусов относительно идеального случая. При этом изменяется порядок следования данных (DDIO2_L и DDIO2_H) на выходах DDIO приемника АЦП2.

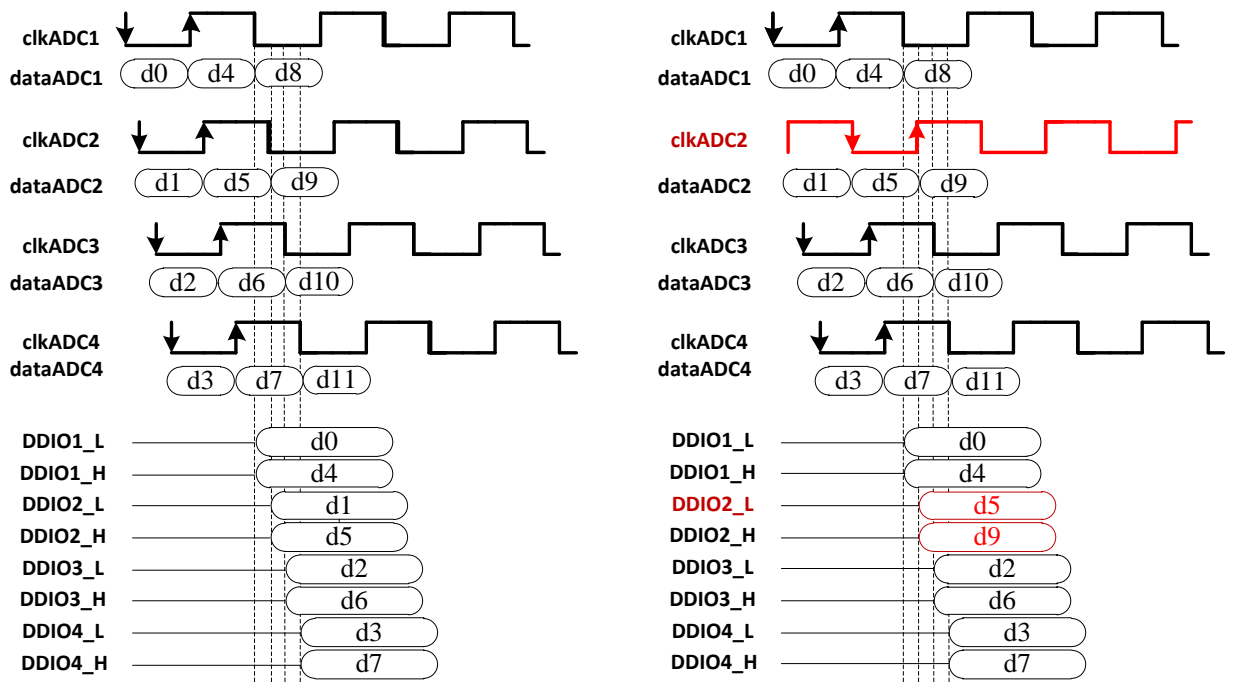


Рисунок 4.19. Временная диаграмма приема данных от четырех кристаллов АЦП: (а) – идеальный случай; (б) - выходной синхросигнал второго АЦП сдвинут на 180 градусов относительно идеального случая.

Для того чтобы исключить указанное явление, в качестве выходных синхросигналов АЦП нами используются синхроимпульсы, формируемые встроенными в FPGA ГУН с петлей ФАПЧ. В качестве опорного синхросигнала используется выходной синхросигнал первого АЦП (на рисунке 4.20 clkADC1). В дальнейшем будем называть его «базовым». Остальные синхросигналы (clk2, clk3, clk4) привязываются ГУН с петлей ФАПЧ к «базовому» и имеют относительно него нарастающий фазовый сдвиг (рисунок 4.20).

Описанное решение позволило решить проблему рассогласования порядка следования данных внутри каждого модуля АЦП. Однако реализовать синхронный режим работы большого количества таких модулей в составе многоканальной системы регистрации оно не позволяет.

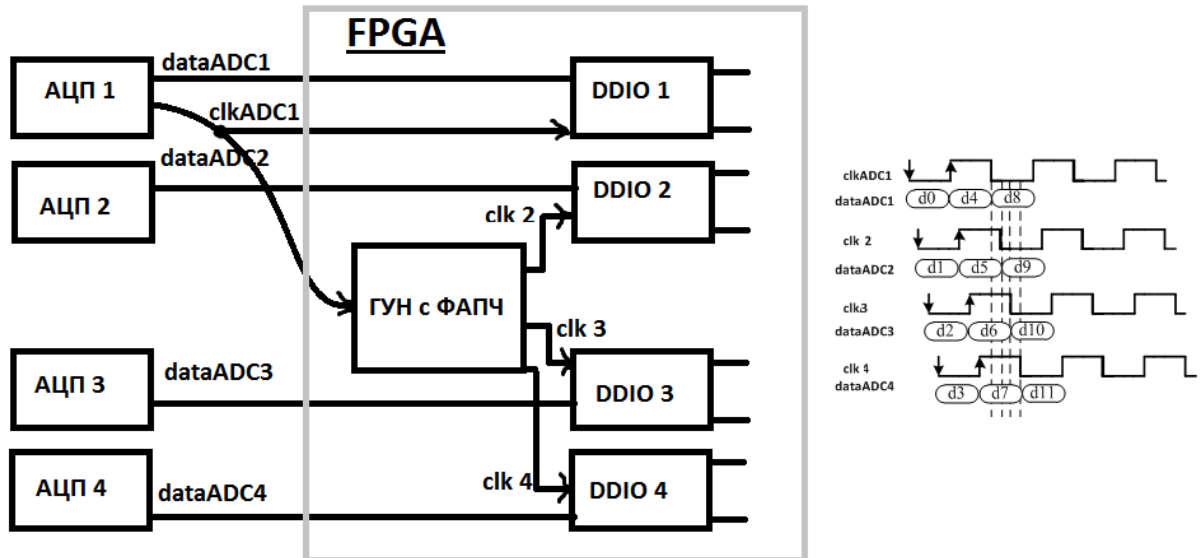


Рисунок 4.20. Формирование опорных синхросигналов.

Даже при условии, что опорные синхросигналы АЦП, определяющие текущее значение их частот дискретизации, в указанных модулях идентичны, “базовые” выходные синхросигналы сборки кристаллов АЦП этих модулей могут находиться как в фазе, так и в противофазе по отношению друг к другу. Помимо этого, существует еще одна проблема, являющаяся побочным следствием использования параллельной схемы включения АЦП. Ее суть заключается в следующем. Для корректного приема данных в многоканальной системе импульс запуска каждого модуля должен быть жестко привязан к его «базовому» синхросигналу. При частоте этого сигнала в 250 МГц и использовании для фиксации импульса запуска DDIO приемника результирующий сигнал разрешения процедуры записи данных в RAM формируется с временной неопределенностью в 2 нс (рисунок 4.21). При длительности сигнала фотоприемника в 3-5 нс, такое ее значение явно недопустимо!

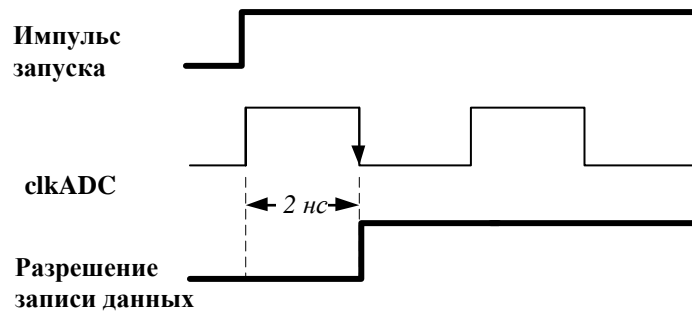


Рисунок 4.21. Формирование сигнала разрешения для записи данных в RAM.

Для устранения отмеченных выше недостатков достаточно понять, что случайным в многоканальной системе является лишь фазовый сдвиг “базовых” синхроимпульсов, порядок следования отсчетов АЦП при этом остается неизменным. В зависимости от начальной фазы этих синхроимпульсов изменяется только порядок следования данных на выходах DDIO-приемников модулей АЦП (рисунок 4.22).

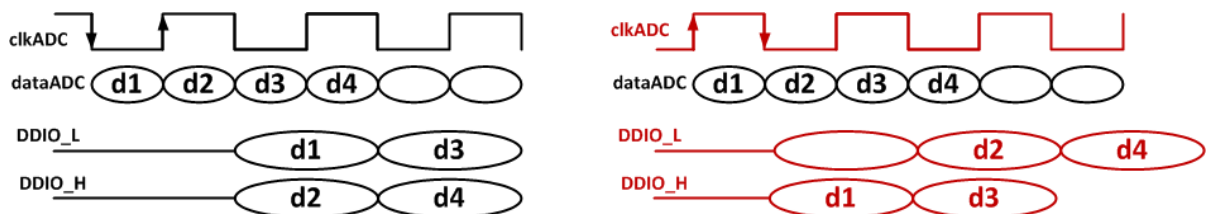


Рисунок 4.22. Варианты порядка следования данных на выходах DDIO-приемников в зависимости от фазы опорных синхроимпульсов.

Поэтому добиться синхронной работы модулей в многоканальной системе можно за счет организации порядка записи данных с выходов DDIO-приемников в RAM, зависящего от начальной фазы «базового» синхросигнала в момент поступления внешнего импульса запуска (рисунок 4.23).



Рисунок 4.23. Организации порядка записи данных с выходов DDIO-приемников в RAM, зависящего от начальной фазы «базового» синхросигнала.

Решается эта задача при подаче этого импульса на вход дополнительного DDIO-приемника, работающего под управлением «базового» синхросигнала каждого модуля. На выходах такого DDIO-приемника формируются две возможные комбинации сигналов (рисунок 4.24), каждая из которых может служить своеобразным маркером текущей фазы «базового» синхросигнала в момент поступления импульса запуска. Что, собственно, и позволяет сформировать корректный порядок следования данных при их записи в двухпортовые RAM.

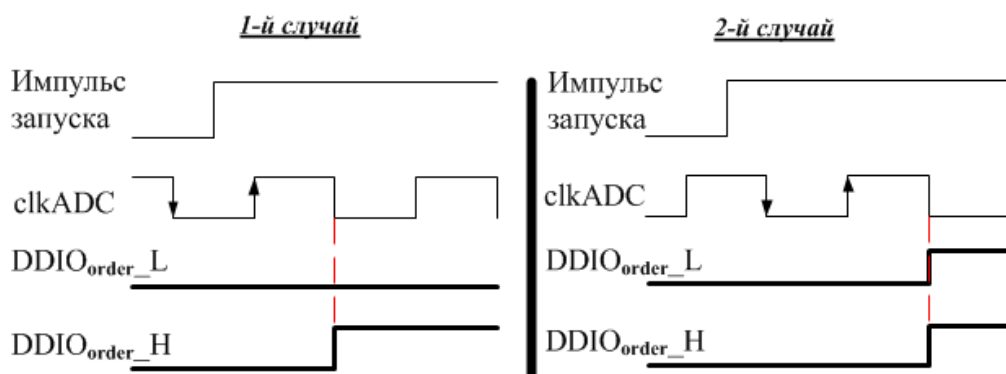


Рисунок 4.24. Формирование маркеров текущей фазы «базового синхросигнала».

Задача, связанная с обеспечением точности временной привязки интервалов регистрации на уровне 0.5 нс к импульсу запуска, решается аналогичным образом, – за счет использования в каждом модуле АЦП четырех DDIO приемников этого импульса, работающих под управлением синхросигналов clkADC1 , clk2 , clk3 и clk4 (рисунок 4.25).

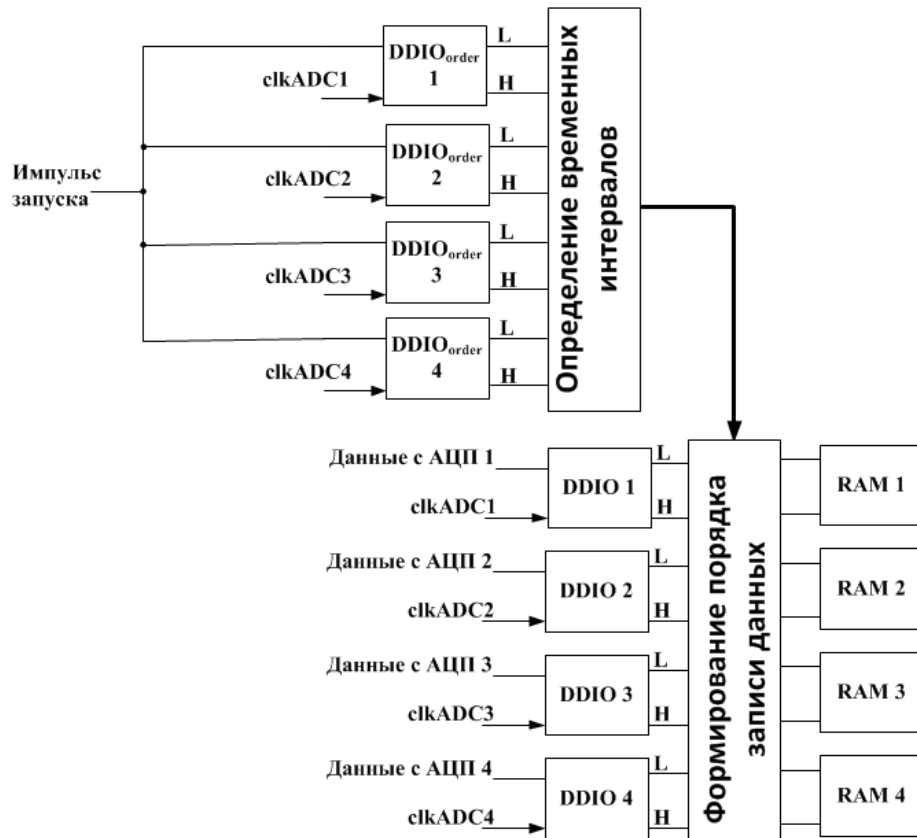


Рисунок 4.25. Формирование 0.5 нс временной привязки интервалов регистрации к импульсу запуска.

Приемниками импульс запуска будет “привязываться” к ближайшей смене фронта любого из этих синхросигналов. В общем случае существует восемь вариантов такой привязки (рисунок 4.26). Соответственно, в зависимости от того, в какой именно временной интервал в каждом модуле АЦП попал импульс запуска, формируется тот или иной порядок записи данных с выходов его DDIO-приемников в буферные RAM.

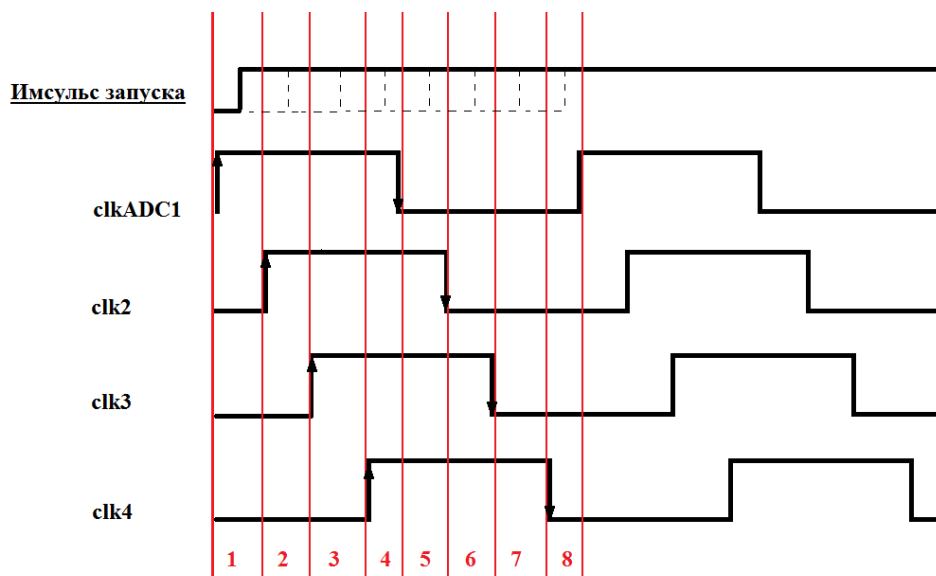


Рисунок 4.26 Варианты прихода импульса запуска относительно опорных синхроимпульсов.

4.2.2.2. Процедуры калибровки и коррекции

В процессе считывания данных из RAM (рисунок 4.27) в режиме калибровки измерительного тракта происходит вычисление амплитудных (k_i) и временных (t_i) нормировочных коэффициентов, а также определение уровня смещения (Δ_i) «нулевой» линии относительно середины шкалы преобразования для каждого кристалла АЦП. В режиме регистрации сигнала фотоприемника значения Δ_i и k_i используются для приведения амплитудных шкал модуля АЦП к единому масштабу. Значения временных коэффициентов t_i передаются ПК для восстановления и отображения корректной временной шкалы во время дальнейшего анализа и обработки результатов измерений.

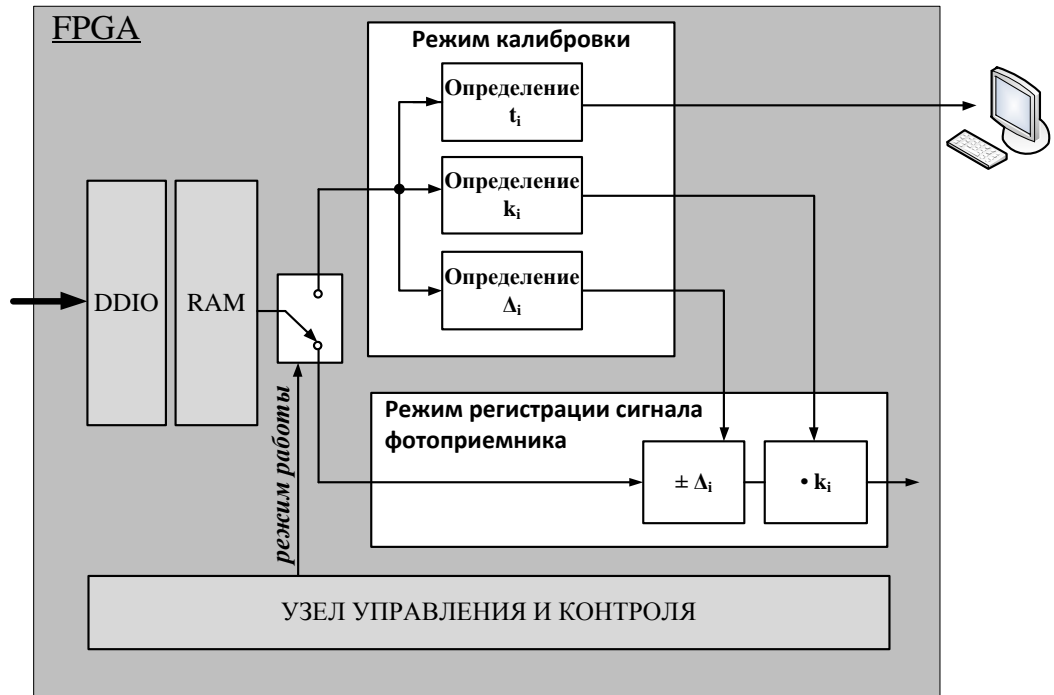


Рисунок 4.27. Процедуры калибровки и коррекции.

Процедура определения величин **амплитудных калибровочных коэффициентов** (k_i) выполняется следующим образом. На входы АЦП подается один и тот же трапецеидальный тестовый сигнал (рисунок 4.28), амплитуда которого составляет 85-90% от их паспортного амплитудного динамического диапазона.

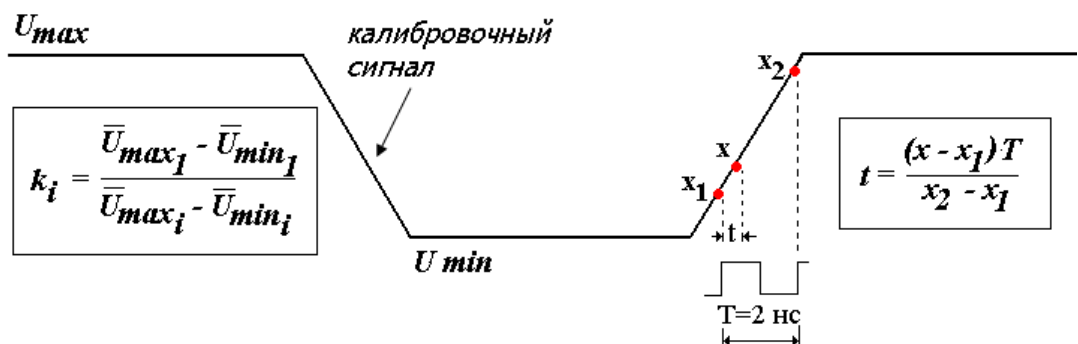


Рисунок 4.28. Метод определения нормировочных коэффициентов и вычисления интервалов между отсчетами разных АЦП.

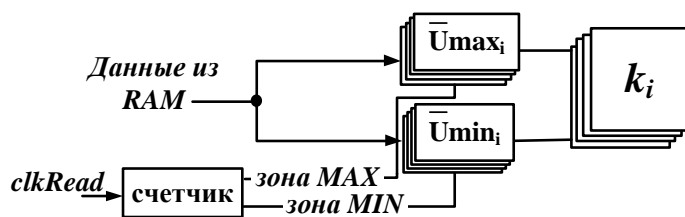
По средним значениям максимума и минимума, вычисленным элементами цифрового узла по отсчетам каждого кристалла АЦП, полученным

на полках тестового сигнала, находятся коэффициенты k_i , $i=2,3,4$. Они определяются в виде отношения разницы между средними значениями максимума и минимума выходного кода первого АЦП к аналогичной разнице средних значений максимума и минимума выходного кода остальных:

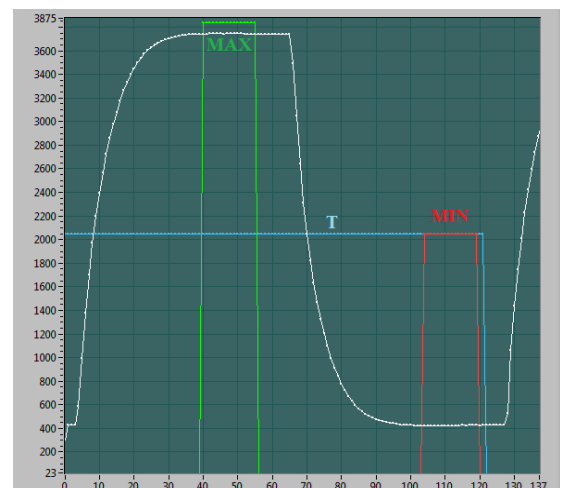
$$k_i = \frac{U_{\max 1} - U_{\min 1}}{U_{\max i} - U_{\min i}}. \quad (4.9)$$

Процедура калибровки по амплитуде проводится за один период тестового сигнала, равный 240 нс. Реализация ее алгоритма на элементах FPGA осуществляется следующим образом (рисунок 4.29 а).

С помощью счетчика, фиксирующего количество отсчетов тестового сигнала за период, на пологих участках сигнала калибровки формируются т. н. зоны выборки максимума (MAX) и минимума (MIN) (рисунок 4.29 б). Значения $\bar{U}_{\max i}$ и $\bar{U}_{\min i}$ определяются, как среднее арифметическое между отсчетами, попавшими в соответствующие зоны выборки. Для выполнения этой операции, как и для дальнейшего вычисления коэффициентов k_i , используются сумматоры и делители.



$clkRead$ – частота, чтения данных из RAM



(а)

(б)

Рисунок 4.29. (а) – Процедура определения калибровочных коэффициентов по амплитуде. (б) – Зоны выборки для вычисления средних значений максимума и минимума тестового сигнала (усреднение в каждой зоне происходит по 16-и отсчетам).

В связи с тем, что внутри каждого модуля АЦП подстройка амплитудных шкал трактов преобразования производится под амплитудную шкалу первого АЦП, масштаб которой может иметь технологический разброс на уровне процента, в системе из 48-и таких модулей различия в амплитудных шкалах просто неизбежны. Так как отдельные модули системы не могут «общаться» друг с другом, их амплитудные шкалы приводятся к единому масштабу в рамках процедуры глобальной калибровки, предусматривающей совместную обработку данных всех измерительных трактов, полученных при идентичных входных сигналах, на уровне сервера диагностики.

Определение **уровня смещения (Δ_i) «нулевой» линии** входного сигнала производится путем вычисления среднего от пиковых значений отсчетов каждого АЦП и сравнения полученного значения со значением, соответствующим середине амплитудной шкалы 12-разрядного АЦП (2048). На рисунке 4.30 представлен зарегистрированный 4-мя кристаллами АЦП одноименного модуля пологий участок тестового сигнала с наложенным шумом до (слева) и после (справа) выполнения процедур калибровки по амплитуде и коррекции сдвига «нуля».

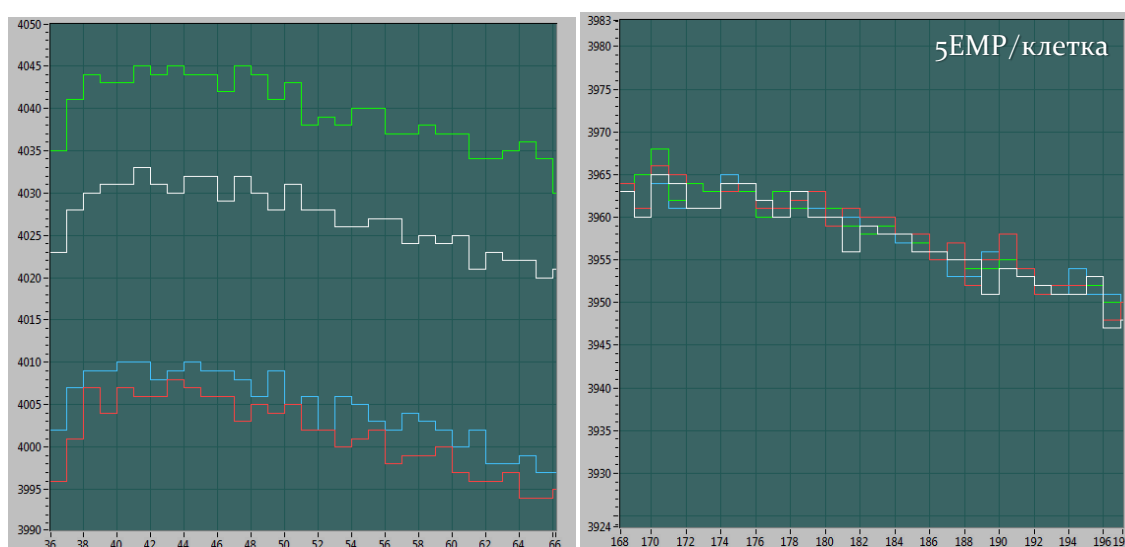


Рисунок 4.30. Пологий участок тестового сигнала «до» и «после» проведения процедур калибровки по амплитуде и коррекции сдвига «нуля».

На рисунке 4.31 (а) представлена осциллограмма шума, полученная в отсутствии сигнала на входе модуля АЦП сигнала, а на рисунке 4.31 (б) соответствующая этому сигналу гистограмма амплитудного распределения шумовой компоненты, характеризующая разрешающую способность модуля АЦП.

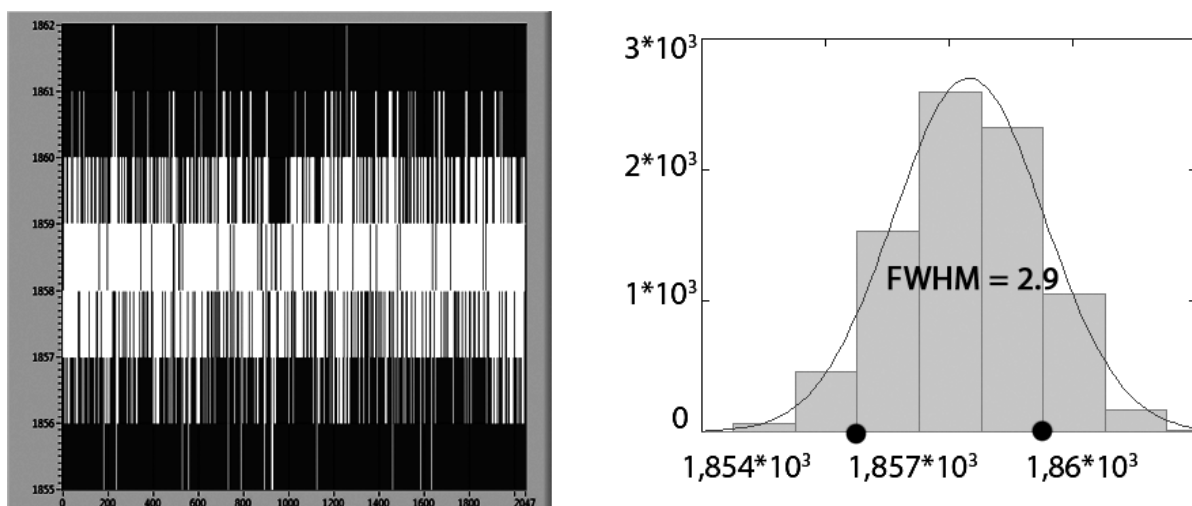


Рисунок 4.31. Разрешающая способность модуля АЦП: а – осциллограмма выходного сигнала модуля АЦП в отсутствии сигнала на входе (по горизонтальной оси – количество отсчетов АЦП, по вертикальной – код АЦП); б – распределение шумовой компоненты (по горизонтальной оси – код АЦП, по вертикальной оси – количество проявлений кода АЦП, FWHM – полуширина).

Для сравнения на рисунке 4.32 представлены аналогичные зависимости для одного 500 МГц канала модуля АЦП. Видно, что параллельное включение четырех таких каналов в рамках модуля регистрации с итоговой частотой 2 ГГц не привело к заметному снижению его итоговой разрешающей способности. При полуширине шумового распределения менее 3 единиц младшего разряда (EMР), можно сделать вывод, что реальный амплитудный динамический диапазон “составного” модуля с четырьмя кристаллами АЦП составляет 10 двоичных разрядов.

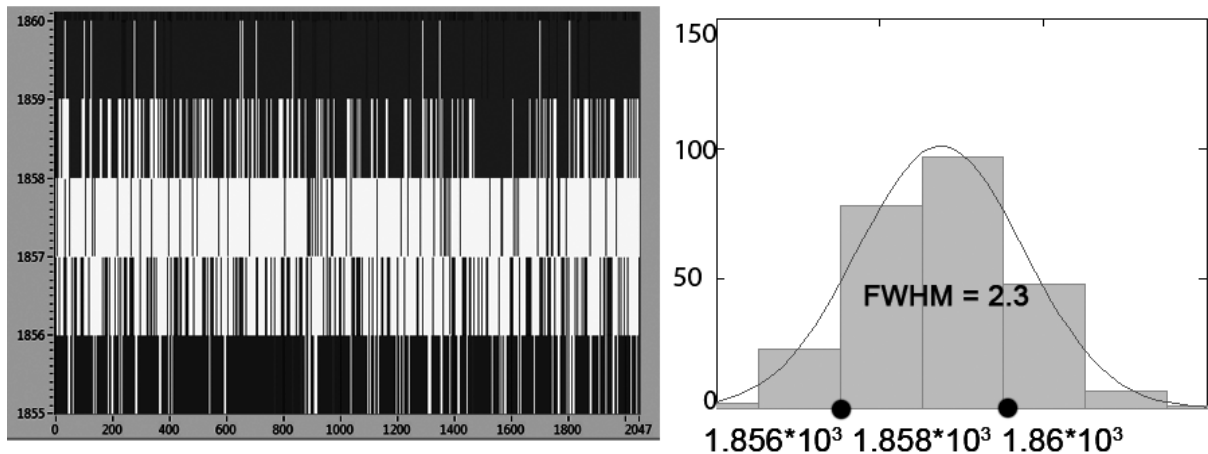


Рисунок 4.32. Разрешающая способность одного канала модуля АЦП: а – осциллограмма выходного сигнала модуля АЦП в отсутствии сигнала на входе (по горизонтальной оси – количество отсчетов АЦП, по вертикальной – код АЦП); б – распределение шумовой компоненты (по горизонтальной оси – код АЦП, по вертикальной оси – количество проявлений кода АЦП, FWHM – полуширина) .

На рисунке 4.33 представлена осциллограмма зафиксированного модулем АЦП короткого импульсного сигнала, поданного с генератора, с полушириной 5 нс и амплитудой 500 мВ.

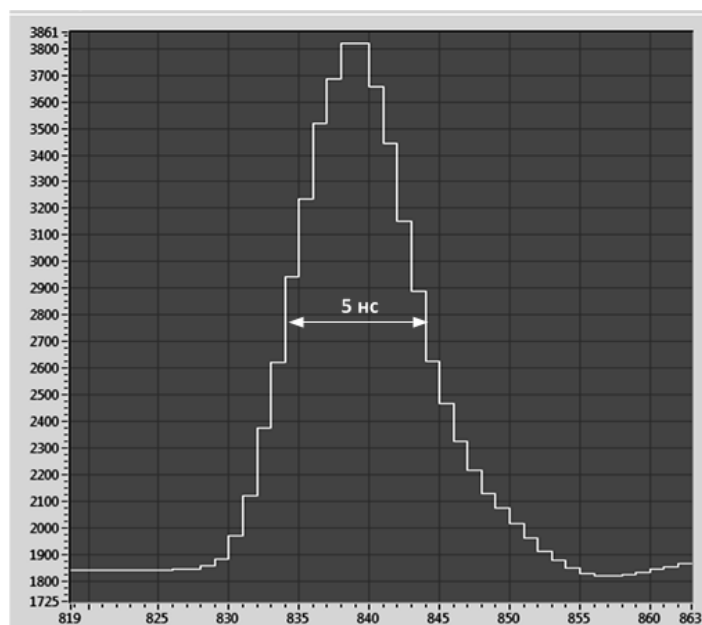


Рисунок 4.33. Осциллограмма короткого импульса зарегистрированного модулем АЦП. Масштабы по вертикали – количество квантов АЦП, по горизонтали – номер отсчета АЦП. Отсчеты следуют друг за другом с временной дискретностью 0.5 нс.

В основе процедуры **вычисления временных координат** (t_i) лежит линейная интерполяция. Если считать, что x_1 и x_2 на рисунке 4.28 – это амплитуды двух соседних отсчетов, зафиксированные первым АЦП, T – расстояние между этими отсчетами, соответствующее периоду частоты дискретизации этого АЦП, а x – амплитуда отсчета, взятого любым другим АЦП, то временная координата последнего может быть определена в виде:

$$t_i = \frac{(x - x_1) \cdot T}{x_2 - x_1} \quad (4.10)$$

В каждом модуле регистрации процедура вычисления истинного момента взятия отсчета выполняется для кристаллов АЦП со второго по четвертый, что позволяет сформировать его реальную временную шкалу. С целью уменьшения результирующей погрешности измерений временные координаты отсчетов АЦП, определяемые в области линейного нарастания/спада входного тестового сигнала трапецеидальной формы, сначала накапливаются, а затем усредняются. Процедура калибровки по времени проводится за два периода тестового сигнала. При реализации алгоритма указанной процедуры на элементах FPGA используются «рабочие» зоны, в которых наклонные участки тестового сигнала в первом приближении можно считать линейными (рисунке 4.34). Вычисление временных коэффициентов производится только для отсчетов, попавших в эти зоны. Учитывая, что наклонные участки тестового сигнала в реальности имеют экспоненциальную зависимость $f(t) = e^{-t/RC}$, где RC – это постоянная времени, равная 18 нс, а t – временная координата амплитудных отсчетов, определим погрешность вычисления временных координат t_i . Используя аппарат математического анализа можно доказать [78], что для любого t из интервала $[t_1; t_2]$ оценка погрешности линейной интерполяции $R(t)$ будет иметь следующий вид:

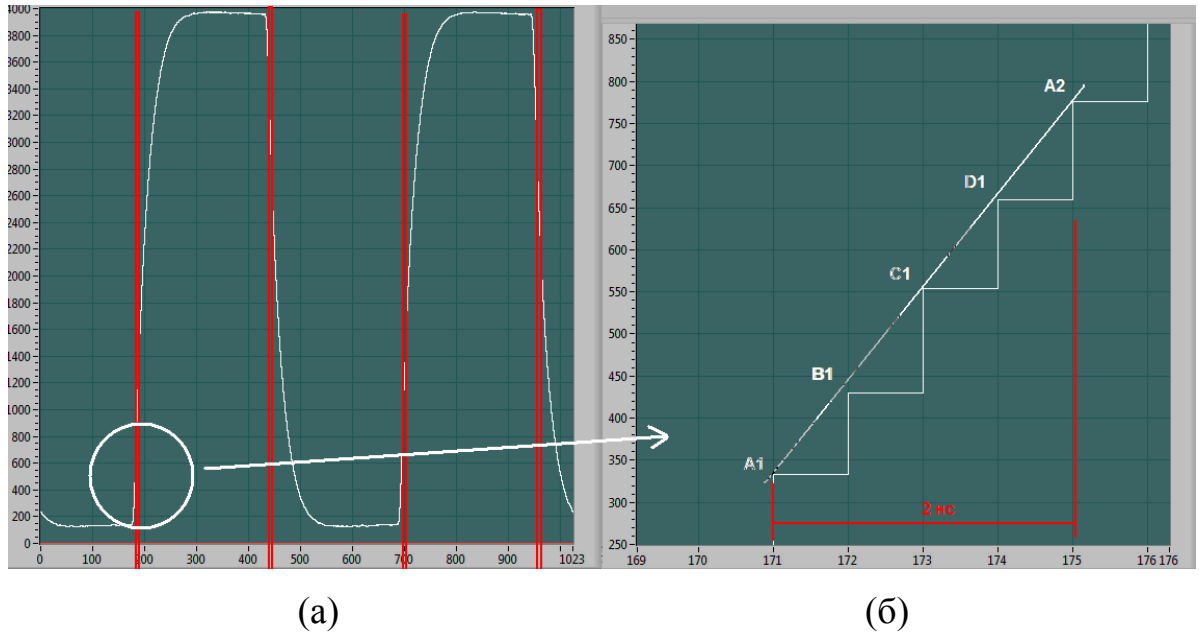


Рисунок 4.34. (а) – Выделение «рабочих» зон для проведения процедур временной калибровки. (б) –Интервал временной калибровки. А1, А2 – отсчеты первого АЦП, В1, С1, D1 – отсчеты второго, третьего и четвертого АЦП соответственно.

$$R(t) \leq \frac{M_2 h^2}{8}, M_2 = \max |f''(t)|, h = t_2 - t_1, \quad (4.11)$$

где t_1, t_2 – точки, ограничивающие интервал интерполяции ($t_1 = 0, t_2 = 2$ нс), а $\max |f''(t)|$ - максимальное значения второй производной на рассматриваемом

участке. Тогда $\frac{M_2 h^2}{8} = 0.0015$. То есть максимальное отклонение от линейной

зависимости для выбранного участка составляет 0.15%, а максимальная погрешность измерений соответствует 3 пс.

Для оценки неравномерности временной шкалы проводилось усреднение величин сдвига моментов взятия отсчетов по 10 измерениям относительно их предполагаемых временных координат. На рисунке 4.35 представлены полученные результаты.

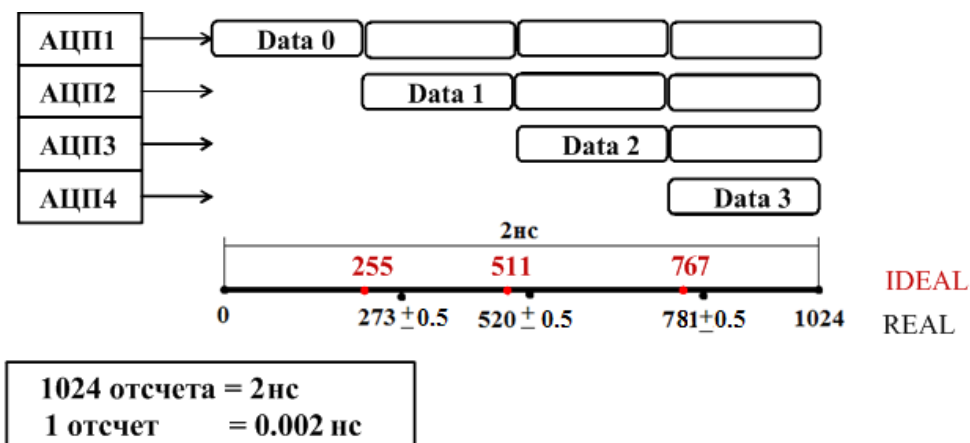


Рисунок 4.35. Оценка неравномерности временной шкалы.

Из них следует, что максимальный сдвиг, обусловленный разбросом задержек распространения опорных синхросигналов в узлах их формирования и разбросом апертурного времени кристаллов АЦП, в рассматриваемом приборе составил 36 пс. При этом результирующая погрешность в определении реальных временных координат точек взятия отсчетов, связанная с апертурной неопределенностью, не превышает ± 1 пс.

4.2.2.3. Узел управления и контроля

Узел управления и контроля позволяет осуществлять следующие функции:

- обеспечивать связь регистров управления с микроконтроллером (МК) через SPI-интерфейс для загрузки заданных пользователем команд;
- обеспечивать загрузку управляющих регистров микросхемы формирователя опорных синхроимпульсов AD9524;
- формировать сигналы управления циклом регистрации данных.

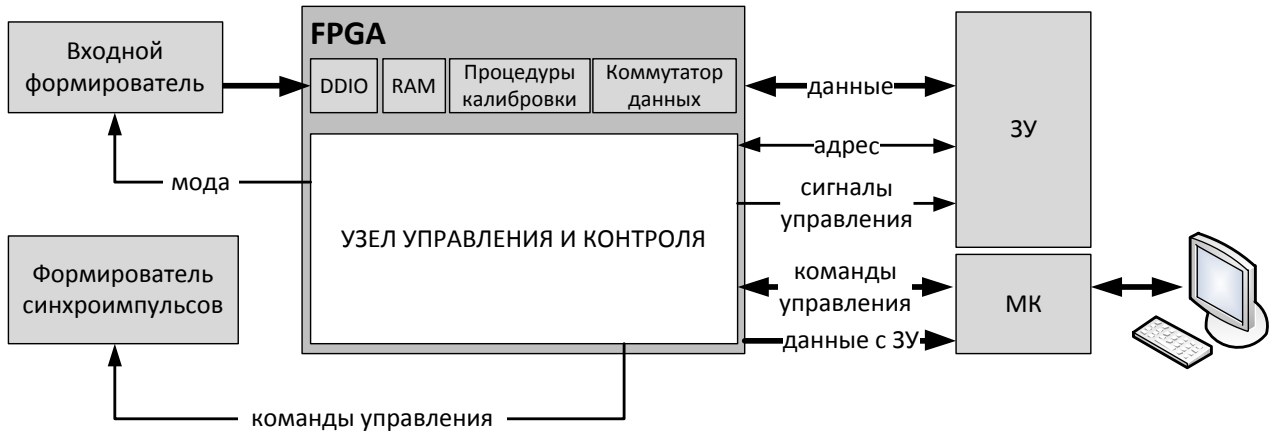


Рисунок 4.36. Задачи узла управления и контроля.

Перед началом полного цикла регистрации пользователем осуществляется запись управляющих кодов в соответствующие регистры узла управления. К данным кодам относятся:

- код режима работы (калибровки или регистрации);
- код количества страниц (элементарных циклов) регистрации;
- код сигнала разрешения работы;

С появлением сигнала «разрешение работы» система переходит в режим ожидания импульса запуска. Временная диаграмма сигналов управления, ответственных за формирование элементарного цикла регистрации данных приведена на рисунке 4.37.

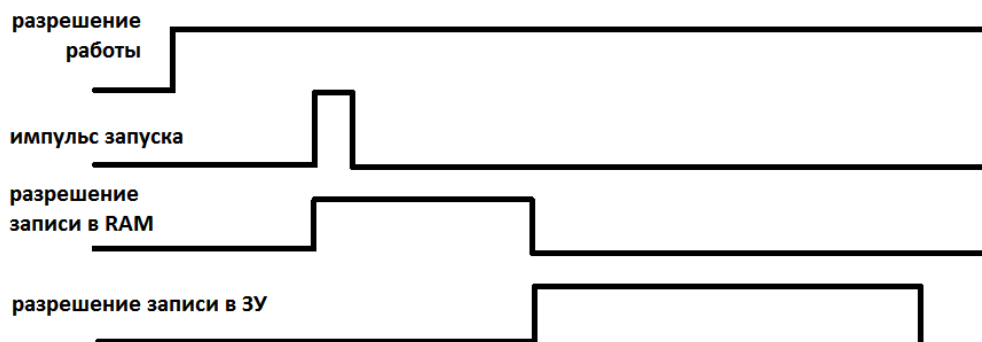


Рисунок 4.37. Временная диаграмма управляющих сигналов элементарного цикла регистрации.

После каждого импульса запуска формируется сигнал «разрешение записи данных во внутреннюю память RAM». По окончании этой операции формируется сигнал «разрешение записи во внешнее ЗУ» и начинается процесс перезаписи данных из RAM в ЗУ, сопровождающийся процедурами их коррекции с использованием полученных при калибровке поправочных коэффициентов. Данные, соответствующие каждому элементарному циклу регистрации, хранятся в отдельной странице ЗУ. Страница содержит 1024 12-разрядных слова, что соответствует длительности элементарного интервала регистрации данных в 512 нс. Количество страниц, равное количеству импульсов запуска, определяется пользователем перед началом полного цикла регистрации. При заполнении последней страницы, сигнал «разрешение работы» устанавливается в неактивное состояние, а узел управления и контроля переходит в режим ожидания запроса сервера диагностики на чтение накопленных в ЗУ данных. С приходом такого запроса данные из ЗУ через SPI интерфейс передаются 32-разрядному микроконтроллеру AT91SAM7X512, который отправляет их серверу диагностики по каналу связи Ethernet-100, используя протокол обмена TCP/IP.

4.4. Система синхронизации и запуска

Для формирования единой временной шкалы всех измерительных трактов 48-ми канальной системы сбора данных диагностики томсоновского рассеяния была разработана подсистема синхронизации и запуска, схема построения которой представлена на рисунке 4.38. Она имеет иерархическую структуру и содержит два базовых элемента: модуль таймера и подчиненные ему модули синхронизации.

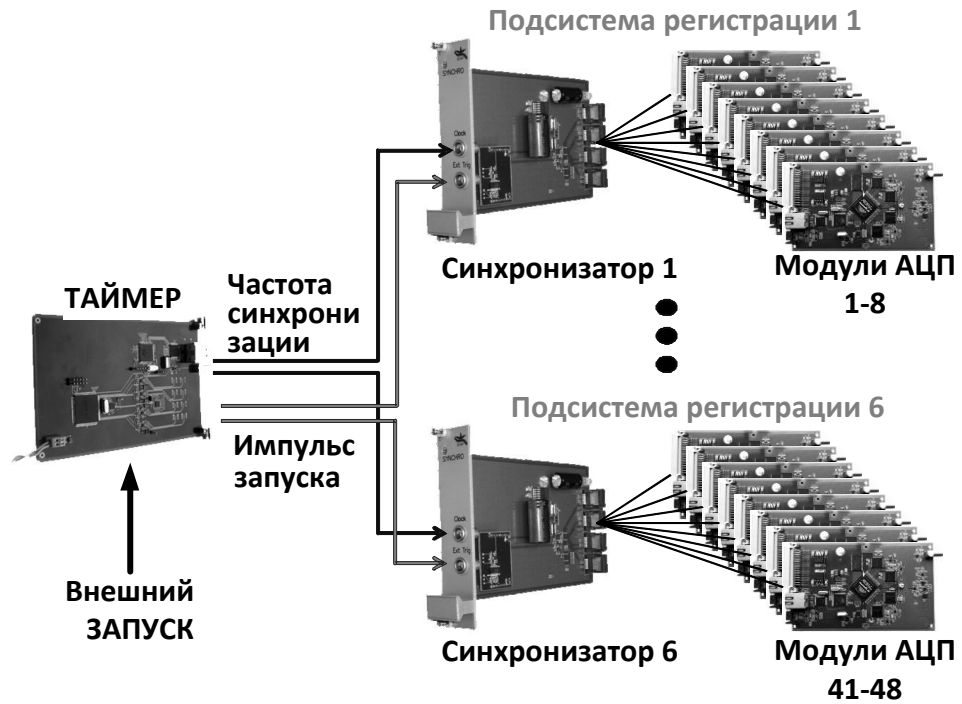


Рисунок 4.38. Структурная схема подсистемы синхронизации.

Модуль таймера является ведущим модулем подсистемы. Он формирует опорные синхроимпульсы, задающие текущее значение частоты дискретизации модулей АЦП в шести восьмиканальных подсистемах регистрации (рисунок 4.39).

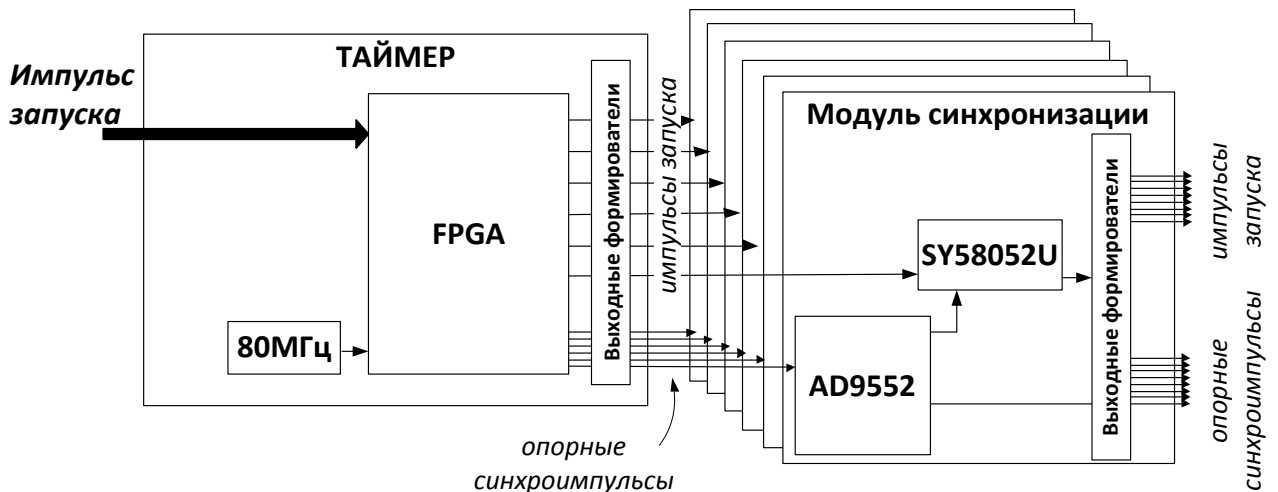


Рисунок 4.39. Структурная схема модулей таймера и синхронизации.

Внешний импульс запуска поступает на входы FPGA MAXII, которая формирует восемь выходных одноименных импульсов, привязанных по фазе к опорным синхроимпульсам. Учитывая, что частота следования последних в рассматриваемой подсистеме равна 80 МГц, результирующая временная погрешность процедуры привязки импульса запуска не превышает 13 нс. С данной погрешностью внутренняя шкала времени измерительной системы диагностики томсоновского рассеяния будет «привязана» к внешней шкале времени физического эксперимента, формируемой подсистемой синхронизации установки. Один или несколько сигналов синхронизации, генерируемых той же внешней подсистемой, будут использоваться для запуска лазера. Временная «привязка» зондирующего лазерного импульса (либо начала последовательности таких импульсов) будет выполнена с точностью, определяемой требованиями эксперимента и инженерными возможностями. В случае системы синхронизации ИТЭР (г. Кадараш, Франция), минимальная погрешность задержки синхроимпульса, будет составлять 10 нс. Поэтому можно считать, что параметры внутренней синхронизации измерительной системы томсоновского рассеяния находятся в соответствии с максимальными требованиями, существующими на установке в целом. Очевидно также, что обсуждаемая точность синхронизации заведомо удовлетворяет любым физически обоснованным вариантам временной диаграммы эксперимента на токамаке.

Импульсы запуска с FPGA и синхроимпульсы с кристалла AD9552 поступают на выходные формирователи, которые далее передают их модулям синхронизации по оптоволоконным или дифференциальным электрическим линиям связи.

Модули синхронизации являются неотъемлемой частью каждой подсистемы регистрации. Входящий в их состав кристалл AD9552 обеспечивает «очистку» принимаемых от таймера синхроимпульсов от

избыточного фазового шума. В свою очередь кристалл SY58052U привязывает по фазе поступающие от таймера импульсы запуска к «очищенным» опорным синхроимпульсам. Выходные буферные формирователи ADCLK948 «размножают» эти синхроимпульсы и импульс запуска и передают их модулям АЦП в дифференциальной форме по кабельным линиям связи типа SATA [] одинаковой длины.

На рисунке 4.40 представлена временная диаграмма, иллюстрирующая процесс накопления задержек распространения импульса запуска в элементах подсистемы синхронизации.

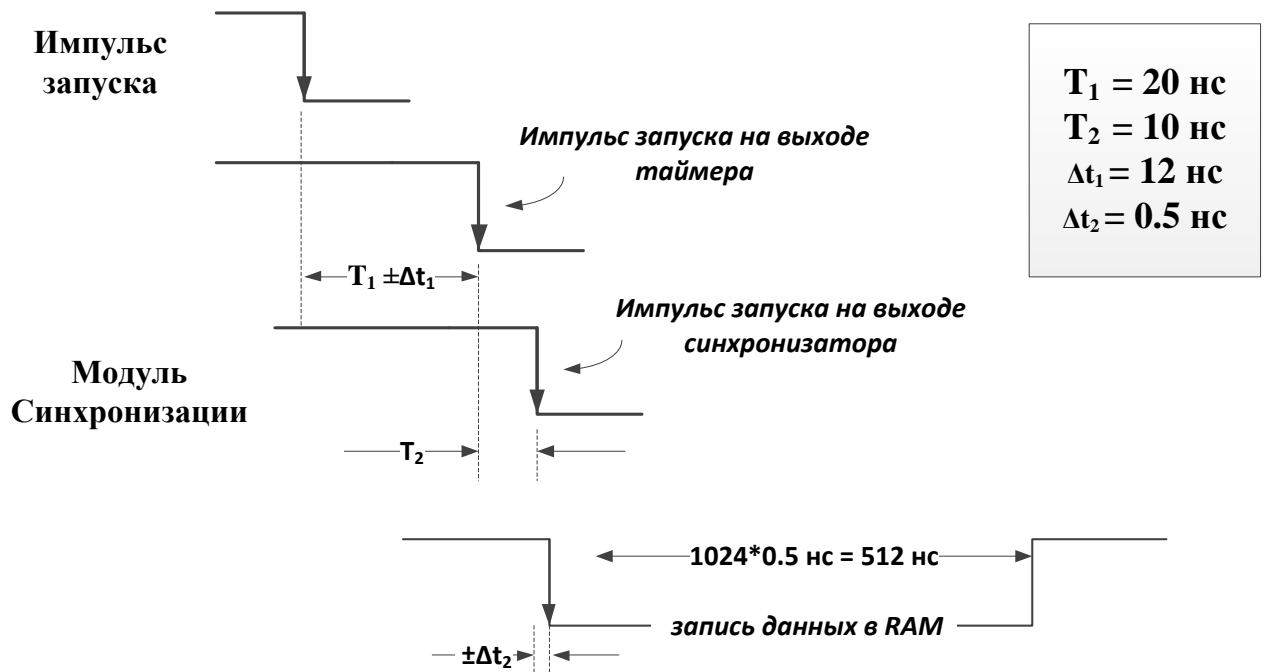


Рисунок 4.40. Временная диаграмма задержек распространения импульса запуска. T_1 – время задержки импульса запуска на таймере; T_2 – время задержки импульса запуска на синхронизаторе.

Несмотря на то, что общее время задержки этого импульса может достигать величины в 40 нс, в нашем случае важно, что для всех модулей АЦП она одинакова, и поэтому никак не сказывается на синхронности работы

модулей АЦП как в составе отдельных подсистем, так и в составе системы регистрации в целом.

На рисунке 4.41 представлена фотография подсистемы регистрации, состоящая из восьми модулей АЦП и одного модуля синхронизации.



Рисунок 4.41. Подсистема регистрации данных.

4.5. Прикладное программное обеспечение

Прикладное программное обеспечение (ПО) системы регистрации имеет иерархическую структуру и содержит три уровня (рисунок 4.42). К первому уровню относится управляющий код, реализованный на элементах FPGA, который отвечает за прием данных от кристаллов АЦП, их первичную обработку, организацию различных режимов работы модулей АЦП. К ПО следующего уровня относятся коды, исполняемые 32-разрядным микроконтроллером AT91SAM7X512, входящим в состав каждого из этих модулей. Этот слой ПО работает под операционной системой реального времени FreeRTOS и использует для связи с ПК стек TCP/IP “uIP”, а для сопряжения с FPGA специальный код, ориентированный на обслуживание

порта связи SPI. К последнему, верхнему, уровню ПО относится управляющая графическая консоль оператора, работающая в ПК под ОС Windows.



Рисунок 4.42. Структура программного обеспечения системы

Внешний вид графической консоли показан на рисунке 4.43. Она позволяет:

- просматривать осциллограммы сигналов, зарегистрированные каждой из шести подсистем регистрации, с возможностью отдельного отображения данных, полученных от конкретного модуля АЦП в рамках выбранной подсистемы;
- выбирать из архива необходимый конфигурационный файл для FPGA модуля АЦП и выполнять процедуру его загрузки;
- осуществлять процедуру регистрации данных по внешнему запуску;
- формировать программный запуск в тестовом режиме работы системы;
- задавать количество элементарных циклов регистрации (страниц, используемых для накопления данных);

- считывать данные из буферного ЗУ модуля АЦП;
- записывать полученные при выполнении процедуры чтения данных информационные массивы в файл.

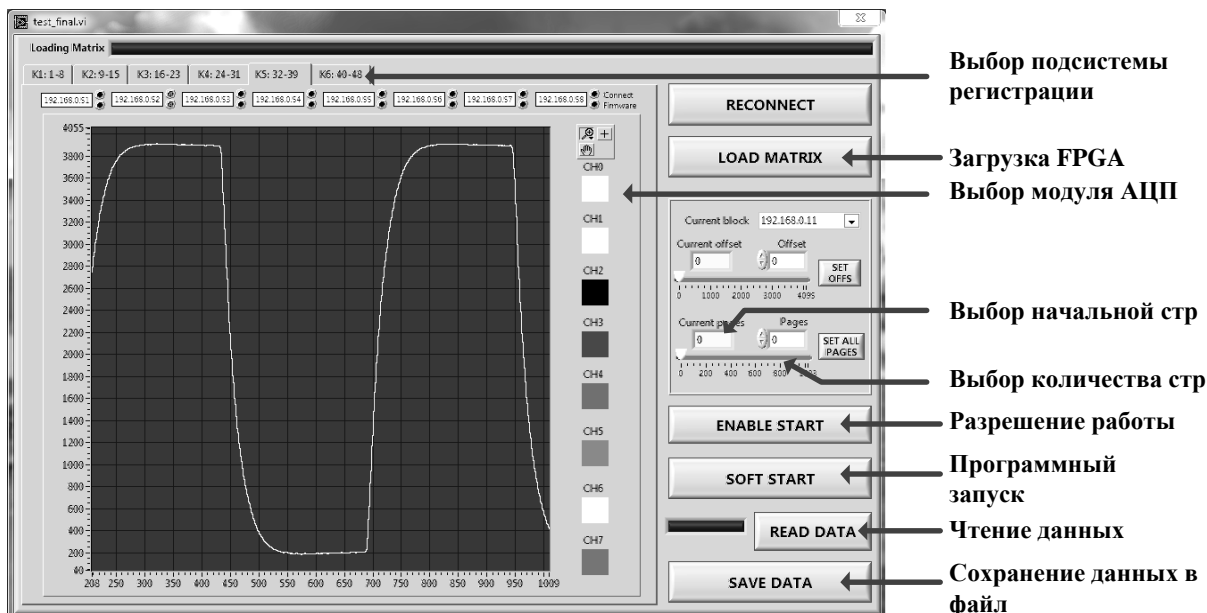


Рисунок 4.43. Графическая консоль и отображения данных прикладного программного обеспечения системы. В графическом окне отображен тестовый сигнал одного из модулей АЦП.

4.6. Результаты работы

1. Разработана структура и основные элементы прототипа 48-канальной системы регистрации диагностики томсоновского рассеяния в диверторной зоне ИТЭР (г. Кадараш, Франция).
2. На основе параллельной схемы построения тракта оцифровки созданы модули сверхбыстродействующих АЦП (12 бит, 2 ГГц), а также разработаны исполняемые аппаратно в режиме реального времени алгоритмы приема, калибровки и коррекции результатов измерений, позволившие получить в полосе частот сигналов томсоновского рассеяния (0–200 МГц) результирующую погрешность менее 0.1% от шкалы преобразования по амплитуде.

3. Разработаны структура и основные элементы подсистемы синхронизации, а так же алгоритмы “привязки” циклов регистрации измерительных трактов к внешним импульсам запуска с точностью ≤ 0.5 нс.
4. Описанный в работе 48-канальный прототип в настоящее время вводится в эксплуатацию на установке Глобус-М (ФТИ им. Йоффе РАН, г. Санкт-Петербург).

Фотография базовых составляющих 48-и канального прототипа системы регистрации данных диагностики томсоновского рассеяния диверторной зоны ИТЭР (г. Кадараш, Франция) представлена на рисунке 4.44.

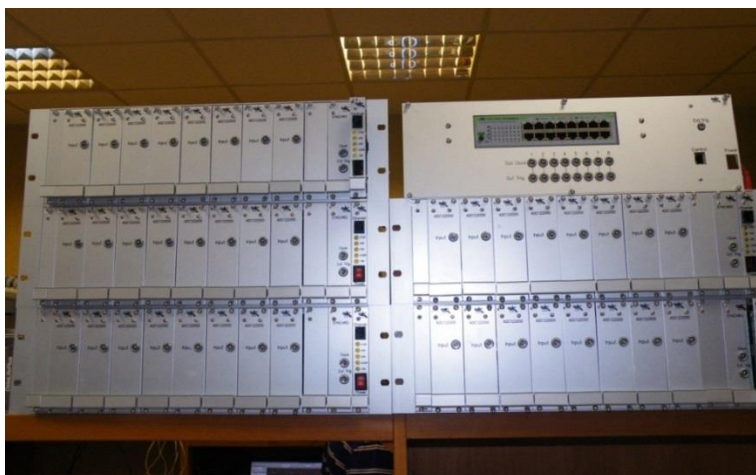


Рисунок 4.44. Система регистрации данных для диагностики ТР в диверторной зоне ИТЭР.

Заключение

1. Предложена методика измерения электронной плотности плазмы с помощью дисперсионного интерферометра на основе CO_2 лазера, основанная на процедурах искусственной фазовой модуляции зондирующего излучения, оцифровки сигналов датчиков и цифровой обработки отсчетов АЦП в режиме реального времени. В рамках реализации этой методики:

- разработаны структура и базовые электронные модули измерительных комплексов для одно- и многоканального (до 16 каналов) дисперсионных интерферометров;
- созданы реализуемые в режиме реального времени на элементах FPGA алгоритмы восстановления по отсчетам АЦП текущих значений линейной плотности плазмы (4 мкс/отсчет), исключающие влияние на результирующее разрешение по $N_e L$ в 10^{13} см^{-2} флуктуаций интенсивности лазерного излучения и долговременной нестабильности характеристик оптических трактов;
- созданы одно- и многоканальные измерительные комплексы дисперсионных интерферометров на основе CO_2 лазера, работа которых апробирована в реальных экспериментах на установках ГДЛ (ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) и TEXTOR (г. Юлих, Германия), в том числе впервые - в качестве источника сигнала обратной связи в контуре управления плотностью плазмы магнитной ловушки (токамак TEXTOR, г. Юлих, Германия).

2. Предложен метод регистрации сигналов диагностики томсоновского рассеяния, основанный на частотном разделении полезных и фоновых компонент и процедурах оцифровки их текущих амплитудных значений сверхбыстродействующими АЦП повышенной разрядности. В процессе реализации этого метода:

- разработаны структура и базовые элементы 48-канального прототипа системы регистрации данных диагностики томсоновского рассеяния в диверторной зоне ИТЭР (г. Кадараш, Франция);
- на основе параллельной схемы построения тракта оцифровки созданы модули сверхбыстродействующих АЦП (12 бит, 2 ГГц), а также разработаны исполняемые аппаратно в режиме реального времени алгоритмы приема, калибровки и коррекции результатов измерений, позволившие получить в полосе частот сигналов томсоновского рассеяния (0–200 МГц) результирующую погрешность менее 0.1% от шкалы преобразования по амплитуде;
- разработаны структура и основные элементы подсистемы синхронизации, а также алгоритмы «привязки» циклов регистрации модулей АЦП к внешним импульсам запуска с погрешностью ≤ 0.5 нс;
- Создан 48-канальный прототип системы регистрации данных диагностики томсоновского рассеяния в диверторной зоне ИТЭР, работа которого апробирована на тестовых стендах и на установке Глобус-М (ФТИ им. Йоффе РАН, г. Санкт-Петербург) в режиме калибровки измерительных трактов.

В заключение автор выражает глубокую признательность всем тем, кто помогал в выполнении данной работы.

В первую очередь хочется поблагодарить научного руководителя А.Д. Хильченко за ценные указания, руководство и помощь в написании диссертации.

Отдельные слова благодарности хочется сказать А.Н. Квашнину за ценные советы и помощь в работе, а так же П.В. Зубареву за помощь в реализации программного обеспечения.

Неоценимую помощь в настройке экспериментальных стендов оказали Д.В. Моисеев и Г.И. Вьюгов.

Особую благодарность хотелось бы выразить А.А. Ивановой и Е.А. Пурьга за поддержку, плодотворное сотрудничество и дискуссии по проводимым работам.

Автор выражает глубокую признательность А.В. Бурдакову, П.А. Багрянскому, А.М. Батракову, С.А. Соломахину, А.А. Лизунову, С.С. Попову и А.А. Касатову за интерес к работе и ряд критически важных замечаний.

Отдельно хотелось бы поблагодарить Л.Л. Константинову за помощь в подготовке диссертационных документов и текста диссертации.

Литература

1. P.A. Bagryansky, A.D. Khilchenko, A.A. Lizunov, V.V. Maximov, A.L. Solomakhin, R.V. Voskoboynikov. Dispersion interferometer based on CO₂ laser. // Transactions of Fusion Science and Technology. - 2004. - Vol.47. - N1T. - P.327-329.
2. А.Л. Соломахин, П.А. Багрянский, Р.В. Воскобойников, П.В. Зубарев, А.Н. Квашнин, А.А. Лизунов, В.В. Максимов, А.Д. Хильченко. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂ лазера. // Приборы и техника эксперимента. - 2005. - N5. - С.96-106.
3. P.A. Bagryansky, A.D. Khilchenko, A.N., Kвашnin, A.A. Lizunov, R.V. Voskoboynikov, A.L. Solomakhin, H.R., Koslowski. A dispersion interferometer based on CO₂ laser for TEXTOR and burning plasma experiments. // Rev. Sci. Instrum. - 2006. - Vol. 77, N 5, p. 053501-1-053501-7
4. Соломахин А. Л. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂ лазера: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.08
5. А.Д. Хильченко, А.Н. Квашнин, С.В. Иваненко, П.В. Зубарев, Д.В. Моисеев, Ю.В. Коваленко. Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра на основе CO₂ лазера. // Приборы и техника эксперимента 2009, No 3, с. 78-90.
6. P.A. Bagryansky, W. Biel, H.Dreier, S.V. Ivanenko, A.D. Khilchenko, Yu.V. Kovalenko, A.N. Kвашnin, H.T. Lambertz, A.A. Lizunov, A.V. Lvovskiy, V.Ya. Savkon, A.L. Solomakhin. Measurement of Plasma Density in Modern Fusion Devices by Dispersion Interferometer. // Fusion Science and Technology, V.59, No 1T, 2011, p.120-123.
7. Кузнецов, Щеглов. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. Москва, Атомиздат, 1974.

8. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме. // Москва, Атомиздат, 1978
9. Е.Д. Вовченко, А.П. Кузнецов, А.С. Савелов. Лазерные методы диагностики плазмы. МИФИ, Москва 2008
10. А.Д. Хильченко. Аппаратная инфраструктура измерительных и управляющих систем плазменных установок ИЯФ СО РАН: диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук: 01.04.01
11. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, R. Yasuhara, T. Kohmoto, H. Hayashi. Current status of the LHD Thomson scattering system. // JINST 7 C05007, Volume 7, May, 2012
12. Ajai Kumar, Chhaya Chavda, Y. C. Saxena, Ranjeet Singh, Aruna Thakar, Jinto Thomas, Kiran Patel, Kaushal Pandya, and Vijay Bedakihalem. Design of multipulse Thomson scattering diagnostic for SST-1 tokamak // Rev. Sci. Instruments 78, 043507 (2007)
13. T. N. Carlstrom, G. L. Campbell, J. C. DeBoo, R. Evanko, J. Evans, C. M. Greenfield, J. Haskovec, C. L. Hsieh, E. McKee, R. T. Snider, R. Stockdale, P. K. Trost, M. P. Thomas. Design and operation of the multipulse Thomson scattering diagnostic on DIII-D. // Rev. Sci. Instrum. Vol. 63, No 10, October 1992
14. Полосаткин С.В., Бурдаков А.В., Иванцовский М.В., Койдан В.С., Овчар В.К., Ровенских А.Ф., Семионов В.В., Федотов М. Г. Многоканальная система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3 // Физика плазмы, 2006, том 32, N2, с. 128-133
15. Г.С. Курскиев, С.Ю. Толстяков, А.А. Березуцкий, В.К. Гусев, М.М. Кочергин, В.Б. Минаев, Е.Е. Мухин, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, В.В. Семёнов¹, П.В. Чернаков. Модернизация диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2

16. Е.Е. Мухин, С.Ю. Толстяков, М.М. Кочергин, В.В. Семёнов, Г.С. Курскиев, А.Г. Раздобарин, К.А. Подушникова, С.В. Масюкевич, В.С. Лисица, А.Б. Кукушкин, А.С. Кукушкин. Диагностический комплекс томсоновского рассеяния для мониторинга электронного компонента плазмы в диверторной зоне токамака. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 59—68.
17. P.A. Bagryansky, W. Biel, H. Dreier, S.V. Ivanenko, A.D. Khilchenko, Yu.V. Kovalenko, A.N. Kvashnin, H.T. Lambertz, A.A. Lizunov, A.V. Lvovskiy, V.Ya. Savkon, A.L. Solomakhin. Measurement of Plasma Density in Modern Fusion Devices by Dispersion Interferometer. // Fusion science and technology, V.59, No 1T, 2011, p.120-123.
18. Е. А. Пурьга, А. Д. Хильченко, А. Н. Квашнин, П. В. Зубарев, С.В. Иваненко, А. А. Иванова. Многофункциональный быстродействующий регистратор ADC12500. // Приборы и техника эксперимента, 2012, No 2, с. 75-83.
19. S. V. Ivanenko, A. D. Khilchenko, E. A. Puryga, V. K. Ovchar, P. V. Zubarev, A. N. Kvashnin, A. A. Ivanova, A. I. Kotelnikov. Prototype of Data Acquisition Systems for ITER Divertor Thomson Scattering Diagnostic. // IEEE Transaction on Nuclear Science, V. 62, Issue 3, p. 1181-1186
20. S. Ivanenko, P. Zubarev, A. Kvashnin, E. Puryga, A. Ivanova, A. Khilchenko. Data acquisition system prototype for Thomson scattering diagnostic of ITER divertor. 2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC), p 1056-1059.
21. E.A. Puryga, A.A. Ivanova, S.V. Ivanenko, A.D. Khilchenko, A.N. Kvashnin, P.V. Zubarev. Multifunction Fast Recorder ADC12500 for Plasma Diagnostics. 2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC), p 1052-1055.

22. Хильченко, П.В. Зубарев, С.В. Иваненко, А.Н. Квашнин, Д.В. Моисеев, Ю.В. Коваленко, Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра на основе СО₂ лазера. А.Д. Тезисы 13-й всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». – Троицк, 8-13 июня 2009г. с 58-60.
23. А.Д. Хильченко, П.В. Зубарев, А.Н. Квашнин, Д.В. Моисеев, В.А. Хильченко, А.А. Иванова, С.В. Иваненко. Многоканальные синхронные системы регистрации экспериментальных данных и измерительные кластеры. Тезисы 13-й всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». – Троицк, 8-13 июня 2009г, стр. 30-32.
24. А.Д. Хильченко, А.Н. Квашнин, П.В. Зубарев, Е.А. Пурыга, А.А. Иванова, С.В. Иваненко, В.И. Алейник, Измерительный комплекс системы томсоновского рассеяния установки ГОЛ-3. Тезисы 13-й всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». – Троицк, 8-13 июня 2009г, стр. 123-125
25. С.В. Иваненко, Е.А. Пурыга, А.Д. Хильченко, А.А. Иванова, Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра на основе СО₂ лазера. Материалы шестнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-16, г. Волгоград, 22-29 апреля 2010г., стр. 661-662.
26. Е.А. Пурыга, А.Д. Хильченко, А.А. Иванова, С.В. Иваненко. Система регистрации данных диагностики параметров плазмы методом томсоновского рассеяния на установках ГОЛ-3 и ГДЛ. Материалы шестнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-16, г. Волгоград, 22-29 апреля 2010г., стр. 673-674
27. P.A. Bagryansky, W. Biel, H.Dreier, S.V.Ivanenko, A.D. Khilchenko, Yu.V. Kovalenko, A.N. Kvashnin, H.T. Lambertz, A.A. Lizunov, A.V. Lvovskiy,

- V.Ya. Savkon, A.L. Solomakhin. Measurement of Plasma Density in Modern Fusion Devices by Dispersion Interferometer. 8-th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Novosibirsk, Russia, 5-9 July 2010, p 41.
28. А.Д. Хильченко, А.Н. Квашнин, П.В. Зубарев, В.А. Хильченко, Д.В. Моисеев, С.В. Иваненко, Е.А. Пурыга, А.А. Иванова. Система регистрации со встроенными элементами предварительной обработки экспериментальных данных. Сборник тезисов 14-ой Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-14, стр. 153-155
29. С.В. Иваненко, Е. А. Пурыга, А.Д. Хильченко, В.К. Овчар, А.Н. Квашнин, А.И. Котельников, Е.А. Пурыга, А.А. Иванова. Прототип измерительного тракта для системы лазерного рассеяния диверторной зоны ИТЭР. Сборник тезисов 14-ой Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-14, стр. 139-141
30. Е.А. Пурыга, С.В. Иваненко, А.А. Иванова, А.Н. Квашнин, А.Д. Хильченко, Л.Н. Вячеславов. Система регистрации данных для диагностики лазерного рассеяния. Сборник тезисов 14-ой Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-14, стр. 54-56
31. S. V. Ivanenko, A. D. Khilchenko, E. A. Puryga, V. K. Ovchar, P. V. Zubarev, A. N. Kvashnin, A. A. Ivanova, A. I. Kotelnikov, Prototype of Fast Data acquisition systems for ITER divertor Thomson scattering diagnostic, Proceedings of 19th Real Time Conference, May 26-30, 2014, Nara Prefectural New Public Hall, Nara, Japan.
32. Е.А. Пурыга, С.В. Иваненко, А.Н. Квашнин, А.А. Иванова, А.И. Котельников, П.В. Зубарев, А.Д. Хильченко. The Data Acquisition System for Thomson Scattering Diagnostic on the GOL-3 and GDT. Proceedings of 19th Real Time

Conference, May 26-30, 2014, Nara Prefectural New Public Hall, Nara, Japan.

33. С.В. Иваненко, А.Д. Хильченко, В.К. Овчар, А.Н. Квашнин, П.В. Зубарев, А.И. Котельников, Е.А. Пурыга, А.А. Иванова. Прототип системы регистрации данных для диагностики томсоновского рассеяния в диверторной зоне ИТЭР. Сборник тезисов 16-ой Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы» ДВП-16, стр. 110-112.
34. Диагностика термоядерной плазмы. Под ред. С.Ю. Лукьянова. // – М.: Энергоатомиздат, 1985
35. I.H. Hutchinson Principles of Plasma Diagnostics. // Cambridge University Press, Cambridge, 1987
36. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. – М.: высшая школа, 1995
37. B.J..H. Meddens, R.J. Taylor A multiradian mm interferometer using a digital phase comparator. // MIT report 7411, 1974
38. Tietze U. and Schenk Ch. Halbleiterschaltungstechnik (Berlin: Springer) p. 712, 1980
39. Hutchinson I. H. A heterodyne plasma interferometer based on polarization modulation of HCN laser // J. Phys. E: Sci. Instrum. 15903-5, 1982
40. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. // М.: Физматгиз, 1960
41. С.В. Wharton. Microwave diagnostics for controlled fusion research. // UCRL 4836, 1957
42. W.P. Ernst A direct readout, Self-calibrating, Multi-radian microwave phase measuring system. // in Proceeding of the 5th symposium on engineering problems of fusion research (IEEE, New York, 1974), p. 654

43. J.B. Lister, R.W. Means, P. Oberson, Microprocessor-controlled phase analysis for a 2-mm microwave interferometer on the TCA tokamak. // *Rev. Sci. Instrum.* 53(5), May 1982
44. M. Takai, M. Shimobayashi, A digital phase comparator for a beat-modulated far-infrared laser interferometer and its application to the electron density measurement. // *Trans. IEE Jpn.* Feb. 102-A (1982) 9–16.
45. K. Kawahata, K. Haba, Multichannel HCN laser interferometer for electron density measurements of the JIPP TIIU tokamak. // *Rev. Sci. Instrum.* 60–12 (1989) 3734–3738.
46. Y. Ito, K. Haba, T. Tokuzawa, K. Kawahata, Improved resolution for a multi-fringe phase detection circuit of a far infrared laser interferometer on LHD. // *Fusion Engineering and Design* 56–57 (2001) 965–968
47. Y. Ito, K. Tanaka, T. Tokuzawa, T. Akiyama, S. Okajima, K. Kawahata, Development of a phase counter with real-time fringe jump corrector for heterodyne interferometer on LHD. // *Fusion Engineering and Design* 74 (2005) 847–851
48. H. R. Koslowski, A real-time multiradian phase detector for interferometry based on a digital phase locked loop circuit. // *Meas. Sci. Technol.* 5 (1994) 307–309
49. Mlynek, G. Schramm, H. Eixenberger, G. Sips, K. McCormick, M. Zilker, K. Behler, J. Eheberg, Design of a digital multiradian phase detector and its application in fusion plasma interferometry. // *Rev. Sci. Instrum.* 81, 033507 (2010)
50. Y. Jiang, D. L. Brower, L. Zeng, Application of a digital phase comparator technique to interferometer data. // *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, No. 1, January 1997

51. П.В. Зубарев, А.Д. Хильченко Прецизионный фазовый детектор для гетеродинной интерферометрической методики измерения плотности плазмы. // ПТЭ, 2003, N2, с.1-7.
52. M. Sanchez, J. Sanchez, T. Estrada, E. Sanchez, P. Acedo, H. Lamela, High resolution CO₂ interferometry on the TJ-II stellarator by using an ADC-based phase meter. // Rev. Sci. Instrum., Vol. 75, No. 10, October 2004
53. Кузнецов А. П. Лазерная интерферометрия в диагностике импульсной плазмы: диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук 01.04.21 01.04.08, с 143 - 148
54. Кругляков Э.П. Методы оптической интерферометрии в системах с магнитным удержанием плазмы. – Новосибирск, 1986. – (Препринт/Ин-т ядер.Физики СО АН СССР; 86-156).
55. F.A. Hopf, A. Tomita, G. Al-Jumaily // Opt.Lett., 5, 386 (1980)
56. Х.П.Алум, Ю.В. Ковальчук, Г.В. Островская // Письма в ЖТФ, 7, 1359 (1981)
57. Braithwaite G., Gottardi N., Magyar G., O'Rourke J., Ryan J., Veron D. Jet polari-interferometer. // Review of Scientific Instruments 60(9): 2825–2834. (1989).
58. Zeeland M.A.V., Boivin, R.L., Carlstrom T.N., Deterly T., Finkenthal D.K. Fiber optic two-color vibration compensated interferometer for plasma density measurements. // Review of Scientific Instruments 77(10): 10F325 (2006)
59. Brower D. L., Deng B. H. & Ding W. X. Divertor interferometer diagnostic for ITER // Review of Scientific Instruments 77(10): 10E911. (2006).
60. Drachev V.P., Krasnikov Yu.I., Bagryansky P.A. Dispersion interferometer for controlled fusion devices. // Rev.Sci. Instrum. 64, 1010 (1993)
61. Bretz N., Jobes F., Irby. The design of a second harmonic tangential array interferometer for C-mod. // Rev. Sci. Instrum. – 1997. – Vol.68, N 1. – P.713-716.

62. Bretz N., Jobes F. A prototype imaging second harmonic interferometer. // Rev. Sci. Instrum. – 1997. – Vol.68, N 1. – P.709-712.
63. Белоделов. Методы проектирования цифровых фильтров. Учебное пособие. – Волгоград: Издательство Волгоградского государственного университета, 2004.
64. Хемминг Р.В. Цифровые фильтры. – М.: Недра, 1987
65. Основы сетевых технологий Учебное пособие. МТУСИ, 2008.
66. Л.Н. Вячеславов. Методика исследования по лазерному рассеянию неравновесной электронной функции распределения в экспериментах по нагреву плазмы с помощью РЭП. – Новосибирск, 1985. – (Препринт/ Ин-т ядер. физики СО АН СССР).
67. М. Ю. Кантор. Развитие метода томсоновского рассеяния и его применение к исследованию динамики электронного циклотронного нагрева на токамаке ФТ-1, диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Санкт-Петербург, 1994
68. М. Ю. Кантор, Д. В. Куприенко. Лазерное многохордовое зондирование в томсоновской диагностике плазмы. // Письма в ЖТК, 1997, том 23 №8
69. С. Ю. Толстяков, В. К. Гусев, М. М. Кочергин, Г.С. Курскиев, Е. Е. Мухин, Ю. В. Петров, Г. Т. Раздобарин, В. В. Семенов, Ю. Э. Камач, Е. Н. Козловский, Ю. Б. Пирожков, Л. Л. Шапиро. Разработка диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М. // Журнал технической физики, 2006, том 26, вып. 7
70. Kiran Patel and Ajai Kumar. Fast integrator based data acquisition system for the SST-1 Thomson scattering system // Review of scientific instruments 81, 043501 (2010)
71. K.R. Middaugh, B.D. Bray, C.L. Hsieh, B.B. McHarg, Jr., B.G. Penaflo General Atomics. DIII-D Thomson Scattering Diagnostic Data Acquisition,

- Processing and Analysis Software // IEEE Transaction on nuclear science, Vol. 47, No. 2, April 2000
- 72.Мухин Е.Е. Разработка диагностики диверторной плазмы токамака ИТЭР методом томсоновского рассеяния. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.08
- 73.Е.Е. Mukhin, Physical aspects of divertor Thomson scattering implementation on ITER. // Nucl. Fusion, vol. 54, p.13
- 74.Mukhin E.E., Razdobarin G.T., Semenov V.V., et al. Double-grating polychromator for laser-aided plasma diagnostics. // Rev.Sci.Instrum. 2004, V.75. - Issue 5. - P. 1261-1263
- 75.Mukhin E.E., et al. The ITER divertor Thomson scattering system: engineering and advanced hardware solutions // 2012 JINST 7C02063
- 76.Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники в 2-х томах. Перевод с английского под редакцией М.В. Гальперина. Москва: Издательство «Мир». Редакция литературы по информатике и электронике, 1986
- 77.Slas515E-November 2006-Revised July 2009, p. 36
- 78.Норкин С.Б., Берри Р.Я., Жабин И.А. и др. Элементы вычислительной математики. М.: Высшая школа, 1963
- 79.H. Yoshida, O. Naito, O. Yamashita, S. Kitamura, T. Sakuma, Y. Onose, H. Nemoto, T. Hamano, T. Hatae, A. Nagashima, and T. Matoba. Multilaser and high spatially resolved multipoint Thomson scattering system for the JT-60U tokamak. // Rev. Sci. Instrum. Vol. 70, 751~754 (1999).
- 80.D. J. Den Hartog, J. R. Ambuel, M. T. Borchardt, A. F. Falkowski, W. S. Harris et al. Pulse-burst laser systems for fast Thomson scattering (invited). // Rev. Sci. Instrum. 81, 10D513 (2010)
- 81.Е.А. Пурыга, А.А. Иванова, С.В. Иваненко, А.Н. Квашнин, А.Д. Хильченко, П.В. Зубарев, А.И. Котельников, Д.В. Моисеев. Быстродействующий регистратор формы импульсных сигналов на

основе SCA технологии для широкополосных диагностик плазмы»
Диагностика высокотемпературной плазмы : прогр. конф., тез. докл., 16
Всерос. конф., Звенигород, 7–11 июня 2015. – С. 117-118

82. H.R. Koslowski and H. Soltwisch. *Fusion Eng. Des.* 34-35, 143 (1997)

83. А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.С. Донин, К.В. Зайцев, М.С. Коржавина, А.А. Лизунов, А.Н. Ложкина, В.В. Максимов, В.В. Приходько, Е.И. Солдаткина, А.Л. Соломахин Эксперименты по амбиполярному удержанию плазмы в установке ГДЛ, *Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез*, 2012, вып. 4 стр. 3-13