



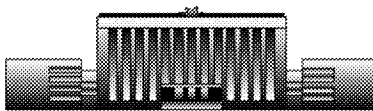
**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

**им. Г.И. Будкера СО РАН
(ИЯФ СО РАН)**

Скуратов Е.Н., Полосаткин С.В., Поступаев В.В.,
Бурдаков А.В., Сквородин Д.И., Баткин В.И., Иванов И.А.,
Куклин К.Н., Меклер К.И., Мельников Н.А., Никишин А.В.,
Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н., Холопов М.А., Мухин Е.Е.,
Толстяков С.Ю., Курские Г.С., Соловей В.А.,
Александров С.Е., Коваль А.Н.

**Система Томсоновского
рассеяния на установке ГОЛ-NB**

ИЯФ 2026-04



НОВОСИБИРСК

2026

СИСТЕМА ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB

Скуратов Е.Н.¹, Полосаткин С.В.^{1,3,4}, Поступаев В.В.¹, Бурдаков А.В.¹, Сковородин Д.И.¹, Баткин В.И.¹, Иванов И.А.¹, Куклин К.Н.¹, Меклер К.И.¹, Мельников Н.А.¹, Никишин А.В.¹, Ровенских А.Ф.¹, Сидоров Е.Н.¹, Холопов М.А.¹, Мухин Е.Е.², Толстяков С.Ю.², Курские Г.С.², Соловей В.А.², Александров С.Е.², Коваль А.Н.²

¹ *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³ *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

⁴ *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

e-mail: E.N.Skuratov@inp.nsk.su

Аннотация. На установке ГОЛ-NB в ИЯФ СО РАН создана диагностика для измерения концентрации и электронной температуры плазмы с помощью томсоновского рассеяния излучения Nd:YAG лазера (1064 нм). Система позволяет проводить измерения в диапазоне электронных температур $T_e=3-250$ эВ и концентраций $n_e=10^{18}-10^{20}$ м⁻³ в восьми точках по радиусу плазменного шнура, что позволяет получать в эксперименте мгновенные профили концентрации и температуры плазмы. В статье приводится описание диагностической системы, процедуры абсолютной и спектральной калибровок измерительного комплекса, методики определения электронной температуры и плотности плазмы. В качестве демонстрации работы диагностики приводятся результаты измерений параметров плазмы при работе установки в разных режимах.

Ключевые слова: многопробочное удержание, ГОЛ-NB, система томсоновского рассеяния, полихроматор, интерференционный фильтр, спектральная калибровка, абсолютная калибровка.

Работа выполнена при финансовой поддержке министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Диагностика томсоновского рассеяния зондирующего лазерного излучения является одним из основных методов получения информации о локальных параметрах электронной компоненты плазмы в экспериментах с магнитным удержанием. В данной статье описана система томсоновского рассеяния, разработанная для многопробочной ловушки ГОЛ-NB. Основной задачей установки ГОЛ-NB [1], созданной в ИЯФ СО РАН, является проверка эффективности многопробочного удержания плазмы. Установка ГОЛ-NB состоит из центральной ловушки газодинамического типа длиной 2,5 метра, к которой пристыкованы с обеих сторон секции сильного магнитного поля длиной около 3 метров каждая, и торцевых расширителей магнитного потока длиной по 1,2 метра (рис. 1) [2]. Секции сильного поля могут формировать квазиоднородное ($B_{\max} = 5$ Тл) или гофрированное ($B_{\max} = 4,8$

Тл, $B_{\min} = 3,3$ Тл, период гофрировки 22 см) магнитное поле. Магнитное поле в центре ловушки равно $B_0 = 0,3$ Тл, что обеспечивает пробочное отношение $R \equiv B_{\max}/B_0 \approx 15$.

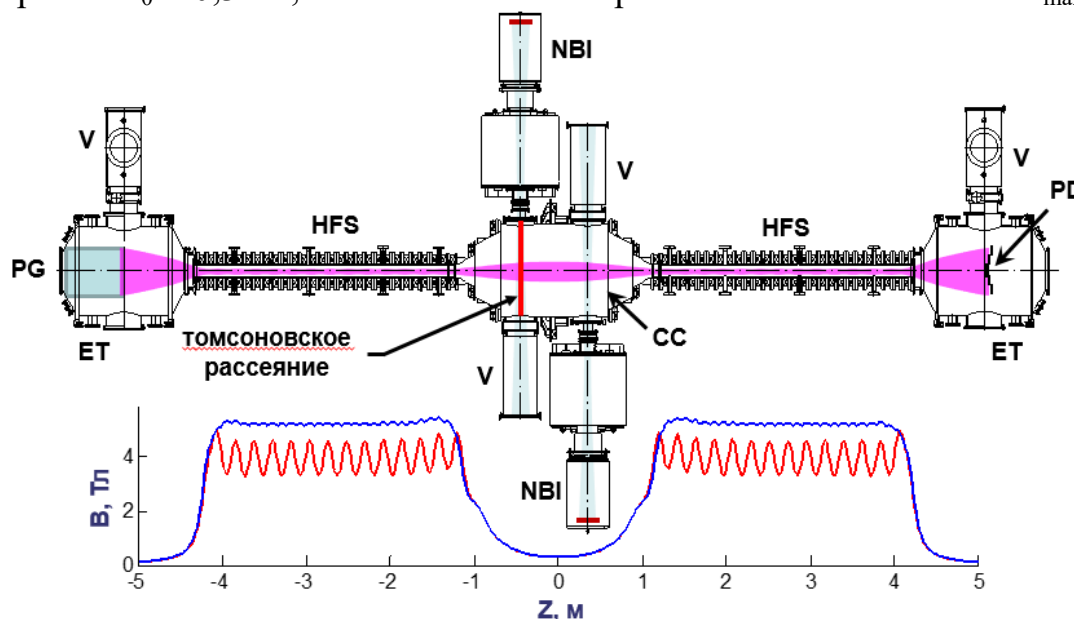


Рисунок 1. Схема установки ГОЛ-NB и график распределения магнитного поля вдоль оси установки для соленоидальной (синяя линия) и многопробочной (красная линия) конфигураций (CC – центральная ловушка газодинамического типа, HFS – секции сильного магнитного поля, NBI – инжектор пучка нейтральных атомов, V – приемник пучка нейтральных атомов, ET – расширитель магнитного потока, PG – плазменная пушка, PD – плазмоприемник).

Плазма в установке создается плазменной пушкой, расположенной в левом выходном расширителе [3], и нагревается с помощью инъекции пучков нейтральных атомов (два инжектора с ускоряющим напряжением 25 кэВ, суммарная мощность нейтральных пучков 1 МВт, длительность работы до 5 мс) [4]. Разрабатывается система дополнительного нагрева плазмы электромагнитными волнами ионного циклотронного диапазона частот, которая должна позволить независимо изменять ионную температуру и работать при более низкой плотности, при которой система нейтральной инъекции становится неэффективной. В зависимости от режима работы установки, в центральной ловушке в настоящее время удерживается плазма с плотностью в диапазоне $n_e = 2 \times 10^{18} - 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и температурой $T_e = 2 - 50 \text{ эВ}$ [5]. Данные параметры определяют минимальный рабочий диапазон системы томсоновского рассеяния.

Ключевым безразмерным параметром, определяющим эффективность многопробочного удержания, является отношение длины свободного пробега ионов плазмы к периоду гофрировки [6, 7]. В оптимальном режиме эти два параметра должны быть соразмерны [8]. В свою очередь, длина свободного пробега, связанная с кулоновскими столкновениями, определяется концентрацией и температурой плазмы. Измерение радиальных профилей концентрации и температуры также необходимо для исследования энергобаланса и процессов поперечного переноса в установке. В связи с этим на установке ГОЛ-NB была создана диагностическая система томсоновского рассеяния, позволяющая измерять радиальные профили концентрации и электронной температуры плазмы.

2. ГЕОМЕТРИЯ И СОСТАВ СИСТЕМЫ

2.1. Геометрия системы

Измерения проводятся в центральной ловушке на координате $z = -36$ см (все координаты отсчитываются от центральной плоскости ловушки) в плоскости инъекции одного из атомарных пучков. Геометрия системы рассеяния в плоскости, перпендикулярной оси установки, приведена на рисунке 2. Расчетный диаметр плазмы в этом месте, определяемый размером силовой трубки магнитного поля, проходящей через лимитеры при относительном давлении плазмы $\beta \approx 0$, равен 25 см.

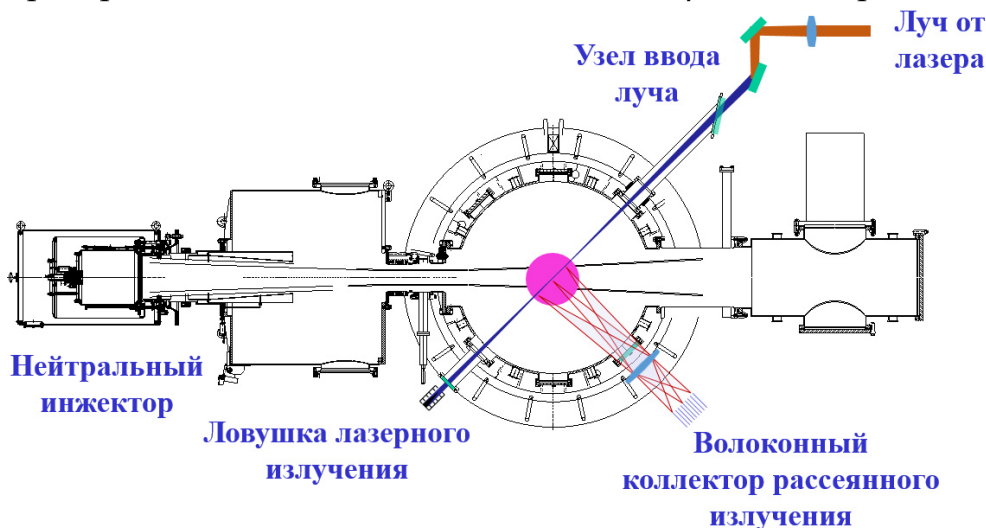


Рисунок 2. Геометрия системы рассеяния в плоскости, перпендикулярной оси установки.

Излучение, генерируемое импульсным неодимовым лазером, транспортируется по оптическому тракту на расстояние около 10 м и вводится в вакуумную камеру установки через верхний 45-градусный порт. Лазерное излучение, рассеянное электронами плазмы в апертуру нижнего 45-градусного порта (угол рассеяния около 90°), фокусируется объективом системы сбора рассеянного излучения на волоконный коллектор и далее по оптоволоконным жгутам поступает на входы расположенных в шкафу управления спектральных приборов. В качестве спектральных приборов используются полихроматоры на основе интерференционных фильтров с высокой контрастностью [9]. Волоконный коллектор содержит 15 оптоволоконных жгутов, что позволяет регистрировать излучение из пространственной области от -14 см до +14 см от оси установки по радиусу с шагом 1,9 см. В состав системы входит восемь спектральных приборов. Расположение пространственных точек регистрации конфигурируется подключением соответствующих жгутов к спектральным приборам исходя из целей и задач эксперимента. Кроме того, в состав системы входит шестиканальный модуль регистрации рассеянного излучения без спектральной селекции, позволяющий проводить измерения концентрации плазмы в оставшихся точках, не подключенных к спектральным приборам.

В следующих разделах приводится описание отдельных элементов лазерной системы.

2.2. Источник излучения

В качестве источника в системе используется неодимовый лазер BeamTech SGR-Extra-15. Основные параметры лазера приведены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики лазера – источника зондирующего излучения

Наименование характеристики	Значение
Длина волны	1064 нм
Энергия импульса в режиме модуляции добротности (регулируемая)	1–15 Дж
Длительность импульса	11 нс
Частота импульсов	Однократный/1/2/2,5/5 Гц
Диаметр лазерного луча на выходе из окна лазера	28 мм
Расходимость	0,6 мрад

Нужно отметить, что указанное в документации к лазеру значение расходимости (0,6 мрад) включает в себя только неустранимую часть расходимости, определяемую из фактора качества пучка M^2 при выходном диаметре 28 мм. Реальная расходимость включает в себя также устранимую часть, составляющую около 3 мрад, для компенсации которой в оптическом тракте была установлена фокусирующая линза с фокусным расстоянием 10 м.

Лазер может работать в частотном режиме с частотой повторения до 5 Гц, однако длительность эксперимента на установке ГОЛ-NB (до 7 мс) существенно меньше периода повторения лазерных импульсов (200 мс), поэтому в каждом эксперименте система регистрирует параметры плазмы только в один момент по времени. При этом частотный режим работы лазера используется при калибровке по рамановскому рассеянию (раздел 3), определению уровня паразитного сигнала рассеяния на элементах вакуумной камеры, а также для оценки погрешностей измерения сигналов томсоновского рассеяния [10].

В диагностике томсоновского рассеяния концентрация плазмы вычисляется по амплитуде рассеянного сигнала, поэтому для измерения концентрации необходим контроль энергии вводимого в плазму лазерного излучения. В разработанной системе для контроля энергии лазерного импульса используется излучение, рассеянное на последнем поворотном зеркале оптического тракта, направляющем лазерный луч непосредственно в плазму. Это излучение через световод передается на модуль синхронизации системы регистрации, в котором с помощью быстрого фотодиода преобразуется в электрический сигнал и через аналоговый разветвитель подается на входы синхронизации полихроматоров (раздел 1.4). В полихроматорах сигналы с этих входов регистрируются встроенным быстрым аналого-цифровым преобразователем (АЦП) наряду с сигналами рассеяния.

Кроме того, изображение поворотного зеркала регистрируется цифровой камерой SDU-285 [11]. Фотография поворотного зеркала и полученное цифровой камерой изображение лазерного луча на поверхности зеркала показаны на рисунке 3.

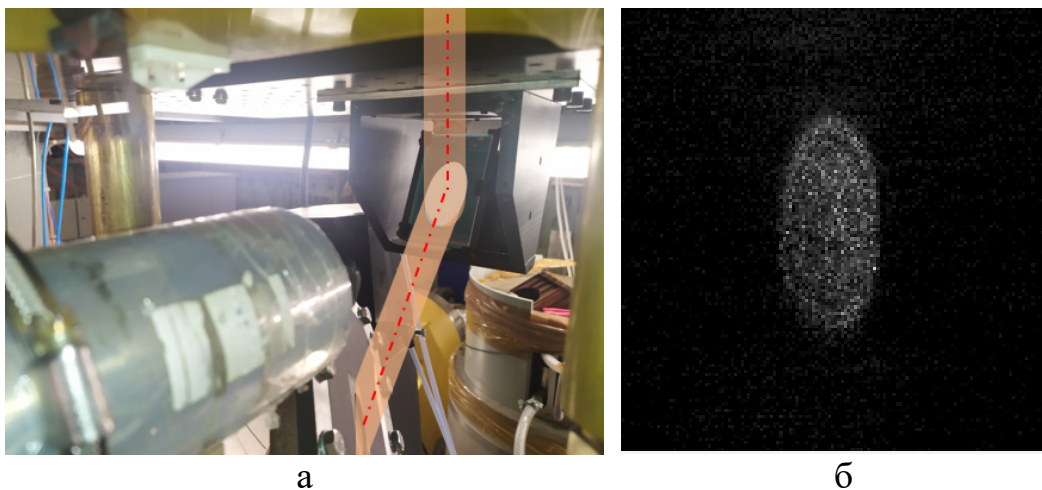


Рисунок 3. а – «монитор» лазерного отпечатка на последнем поворотном зеркале, б – отпечаток лазерного пучка на последнем зеркале.

На рисунке 4 показаны измерения энергии лазера фотодиодным монитором при работе лазера в частотном режиме.

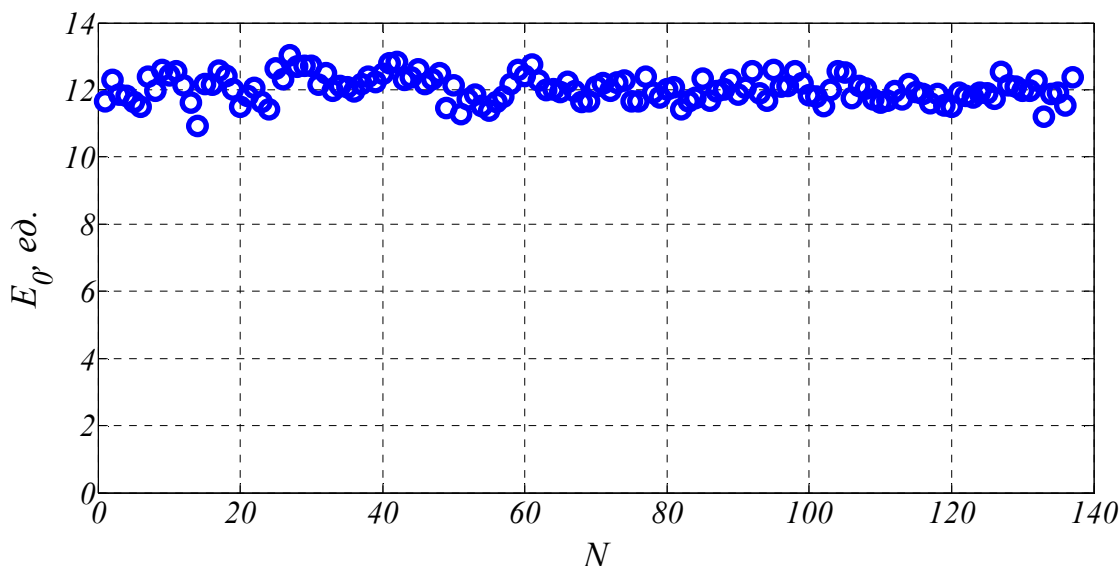


Рисунок 4. Энергия лазерного излучения в 140 последовательных импульсах, при работе лазера в частотном режиме с частотой 1 Гц (N – порядковый номер выстрела в серии). Измерения с помощью фотодиодного монитора энергии.

Разброс (среднеквадратичное отклонение) измеренных значений энергии в серии составляет 3,2%, что, с учетом точности оцифровки сигналов, дает оценку повторяемости лазерных импульсов при работе в частотном режиме около 2% [10]. При этом, однако, в эксперименте в режиме одиночных импульсов повторяемость оказывается значительно ниже. На рисунке 5 показано сравнение измерений энергии лазерного импульса с помощью фотодиодного монитора и цифровой камеры в серии выстрелов с измерениями параметров плазмы.

В приведенных данных разброс показаний фотодиодного монитора энергии лазера составляет около 10%, а разброс показаний цифровой камеры — 12%. Статистический анализ на основе сравнения коэффициентов прямой и обратной линейной регрессии (Regression dilution) показал, что разброс, связанный с

нестабильностью энергии лазера, и погрешности, вносимые измерителями энергии, сравнимы между собой и составляют около 8%.

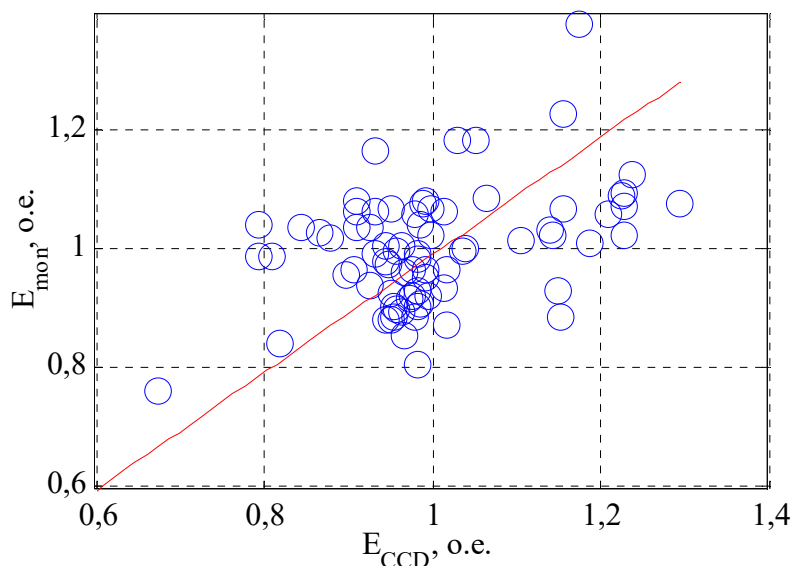


Рисунок 5. Сравнение измерений энергии лазерного импульса с помощью цифровой камеры (E_{CCD}) и фотодиодного монитора (E_{mon}). Измерения нормированы на среднее значение по серии выстрелов.

Возможной причиной такой нестабильности является перераспределение энергии по сечению лазерного луча из-за тепловых переходных процессов в активной среде лазера, связанных с особенностями работы лазера в эксперименте. Для обеспечения синхронизации лазера с работой установки используется следующая процедура: лазер в течение минуты прогревается запусками ламп накачки с частотой 5 Гц для достижения теплового равновесия. Примерно за 3 секунды до выстрела прогрев останавливается, и лазер ожидает импульс запуска от системы синхронизации установки, который инициирует измерения. Поскольку система синхронизации установки работает асинхронно по отношению к циклу прогрева лазера, задержка между окончанием прогрева и срабатыванием лазера в эксперименте не детерминирована, что может изменению энергии лазерного импульса. Другим возможным фактором, который может влиять на энергию, является длительность прогрева лазера. Для проверки влияния этих факторов были измерены зависимости энергии лазерного импульса E_0 (измеряемой по сигналу рамановского рассеяния, раздел 3) и показаний фотодиодного монитора E_{mon} от задержки между окончанием прогрева и выстрелом лазера t_{delay} и от длительности предварительного прогрева t_{heat} (см. рисунок 6).

Таким образом, было обнаружено, что стабильный тепловой режим достигается при длительности прогрева t_{heat} больше 40 секунд. Характерная задержка между окончанием прогрева и выстрелом лазера, при которой начинается заметный спад энергии лазера составляет 4 с.

Также следует отметить, что флуктуации энергии лазерного импульса наблюдаются во всём исследованном диапазоне задержек t_{delay} и длительностей прогрева t_{heat} и не демонстрируют выраженной зависимости от этих параметров. Величина флуктуаций остаётся практически постоянной как в переходном тепловом режиме, так и после установления стабильного теплового состояния. Это указывает

на то, что наблюдаемые флуктуации энергии не связаны напрямую с тепловым режимом активной среды и требуют дополнительного изучения.

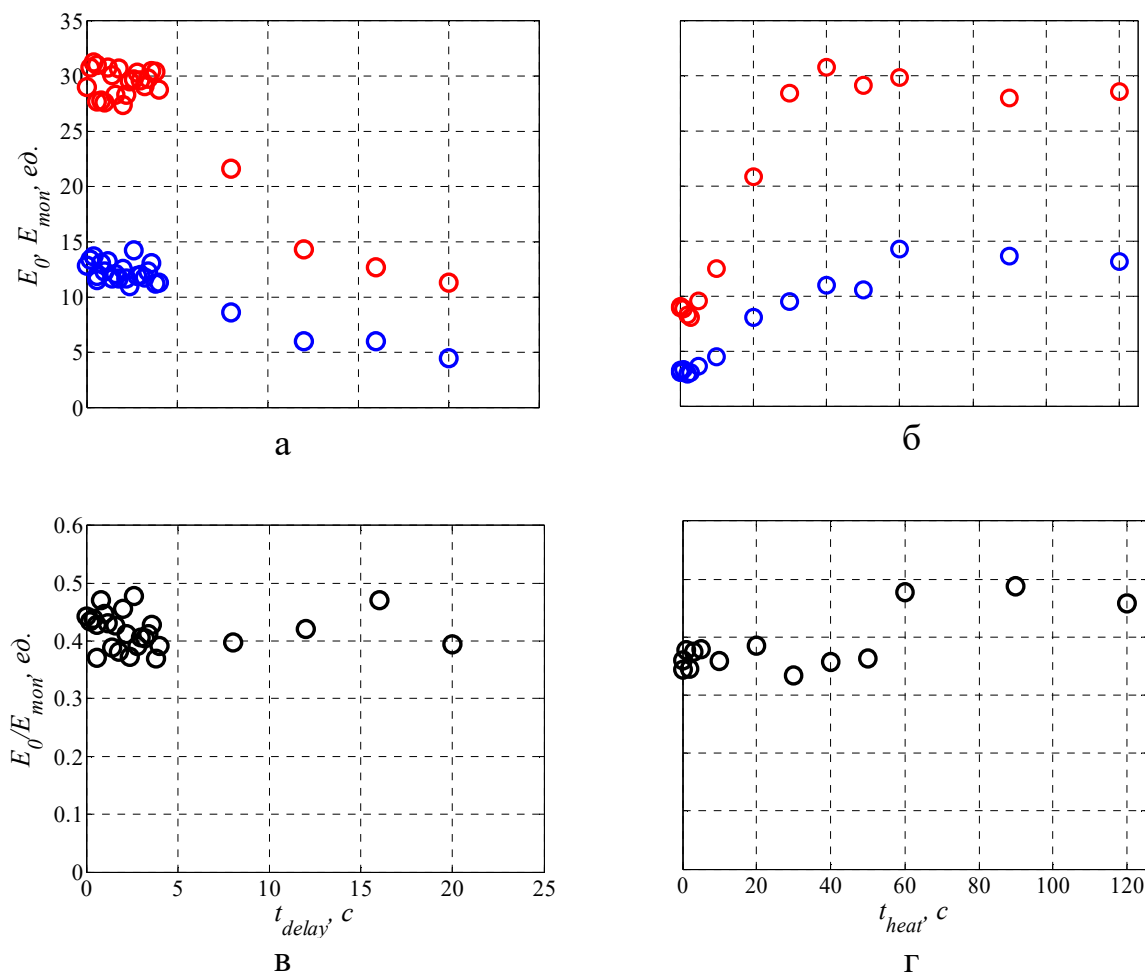


Рисунок 6. Зависимость энергии лазерного импульса E_0 , измеряемой по сигналу рамановского рассеяния (синие круги) и показаний фотодиодного монитора E_{mon} (красные круги): а – от задержки между окончанием прогрева и выстрелом лазера t_{delay} ; б – от длительности предварительного прогрева t_{heat} ; в, г – отношение E_0/E_{mon} , соответственно, в зависимости от t_{delay} и t_{heat} .

2.3. Ввод излучения и система сбора рассеянного света

Одним из требований к системе томсоновского рассеяния является необходимость одновременного измерения параметров плазмы на достаточно длинной хорде (28 см) при сохранении малого диаметра лазерного луча. Поэтому фокусное расстояние линзы, фокусирующей лазерное излучение в плазму, выбрано равным 2 м. В свою очередь, такое фокусное расстояние приводит к необходимости удаления окон ввода и вывода лазерного излучения от оси установки для снижения нагрузки на окна и предотвращения их повреждения излучением. Расстояние от оси установки до входного и выходного окон составляет 1,2 м, а диаметр лазерного луча на окнах – 20 мм. Особенностью конструкции установки ГОЛ-НВ является механическая подвеска соленоида установки к антресоли с помощью вертикальных металлических тяг [12]. Такая конструкция не обеспечивает механической жесткости в осевом направлении, что приводит к достаточно большим смещениям соленоида и вакуумной камеры. Для предотвращения разъюстировки системы томсоновского

рассеяния при смещении установки во время включения магнитного поля все оптические элементы диагностики механически отвязаны от вакуумной камеры установки и закреплены на полу или антресоли установки.

Лазерный луч в фокусе имеет форму, вытянутую вдоль линии наблюдения системы сбора рассеянного света (рисунок 7). Причины такой формы фокусного пятна пока не выяснены, но с точки зрения сбора света критичным является размер поперек линии наблюдения, составляющий около 1 мм. В крайней точке измерения ($r=14$ см) этот размер увеличивается до 2,5 мм.

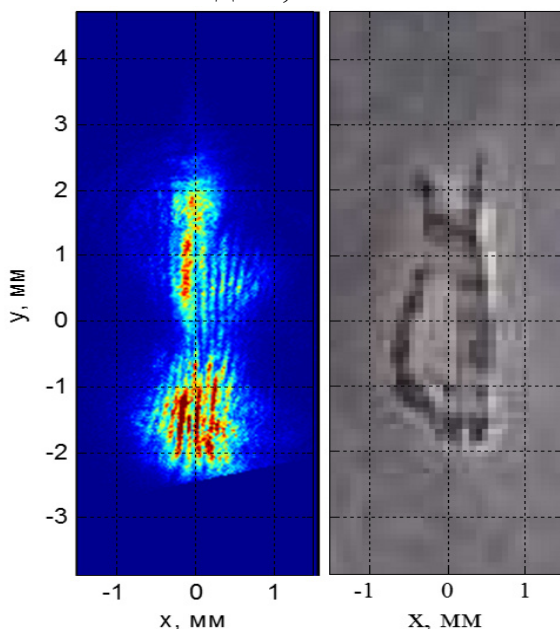
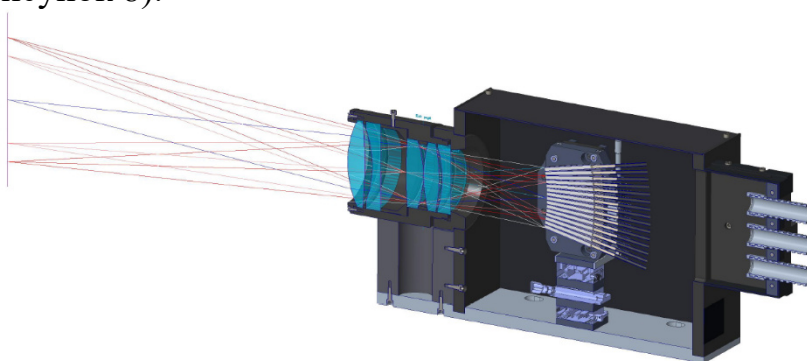


Рисунок 7. Форма лазерного пучка в фокусе в центре вакуумной камеры установки (слева – изображение ослабленного пучка на CCD матрице, справа – отпечаток на фольге из нержавеющей стали).

Рассеянный свет из области прохождения лазерного луча собирается объективом с числовой апертурой 0,22 и с уменьшением 1:3 проецируется на входы волоконно-оптических жгутов (Рисунок 8).



а



б

Рисунок 8. Объектив системы сбора рассеянного излучения (а – общий вид объектива с диагностическим окном установки, из которого собирается рассеянное излучение, б – объектив в разрезе, на котором показаны система линз и держатели для крепления 15-ти оптоволоконных жгутов).

Каждый жгут состоит из 34 кварцевых волокон диаметром 0,4 мм с числовой апертурой 0,22, расположенных в три ряда и занимающих площадь 1,2×5,3 мм. На выходе жгутов волокна собраны в круговой массив диаметром 3,5 мм. По волоконно-оптическим жгутам излучение передается на входы полихроматоров или шестиканального модуля регистрации.

Радиальная зависимость эффективности сбора рассеянного излучения измерялась с помощью регистрации рамановского рассеяния (раздел 3). При измерении этой зависимости каждый волоконно-оптический жгут подключался к одному и тому же полихроматору, которым регистрировались сигналы рамановского рассеяния. Результаты измерений показаны на рисунке 9.

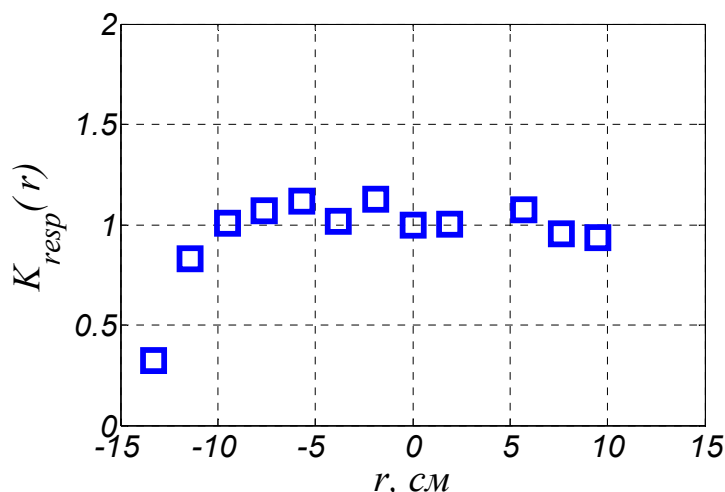


Рисунок 9. Радиальный профиль коэффициента чувствительности $K_{resp}(r)$.

Эффективность сбора света близка к постоянной за исключением двух крайних точек по радиусу. В точке $r = -13,3$ см происходит падение чувствительности в $\sim 3,5$ раза. Причиной такого снижения является ограничение области обзора лазерного луча установленным в вакууме цилиндрическим экраном, служащим для защиты вакуумного окна системы сбора излучения от напыления титановой пленки при кондиционировании вакуумной камеры. В дальнейшем предполагается заменить этот экран на механическую шторку, не перекрывающую область сбора света системы рассеяния.

2.4. Спектроанализирующий комплекс

Регистрация рассеянного света осуществляется полихроматорами на основе интерференционных фильтров производства ООО “Спектрал-тех”. Аналогичные полихроматоры применяются в системах томсоновского рассеяния токамаков Глобус-М2 [13] и Т-15МД [14]. Подробное описание полихроматоров приведено в работе [9].

Полихроматоры имеют модульную конструкцию, включающую в себя оптический блок, блок усиления и блок цифровой регистрации. Конструкция полихроматоров допускает установку до шести оптических каналов регистрации. В полихроматорах для диагностической системы рассеяния установки ГОЛ-NB установлено четыре канала регистрации, оснащенных интерференционными

фильтрами AVANTIER («Empowering optical innovations»), лавинными фотодиодами «LSSAPDQ-1800 Beijing Lightsensing Technologies Ltd» (квантовая эффективность на длине волны 1064 нм 0,37 [15]), трансимпедансными усилителями и трактами усиления. Количество и спектральные характеристики каналов регистрации оптимизировались для измерения электронной температуры в диапазоне 2–250 эВ.

Выбранные спектральные диапазоны каналов регистрации приведены в таблице 2.

Таблица 2. Выбранные характеристики спектральных каналов

Каналы	Спектральный диапазон, нм	Центральная длина волны, нм	Полная ширина на половине высоты, нм
1	1061,25–1058,75	1060	2,5
2	1058,5–1053,5	1056	5
3	1053–1037	1045	16
4	1037–999	1018	38

Более подробно спектральные характеристики каналов обсуждаются в разделе 2.

Особенностью системы регистрации полихроматоров является компенсация температурного дрейфа коэффициента лавинного усиления фотодиодов с помощью регулировки напряжения на фотодиодах, что позволяет отказаться от систем температурной стабилизации шкафа регистрации. Установленный коэффициент лавинного усиления фотодиодов равен 100.

В системе регистрации применяется метод быстрой регистрации сигналов рассеяния. Каждый полихроматор содержит два восьмиканальных регистратора на основе аналоговых запоминающих матриц DRS4 [16, 17] с частотой дискретизации до 5 ГГц. В каждом регистраторе два канала используются для синхронизации и контроля интенсивности лазерного излучения (раздел 1.2). На следующие четыре канала подаются сигналы с трактов усиления регистрирующих каналов полихроматора, при этом коэффициенты усиления сигналов для двух регистраторов (обозначаемых “сторона А” и “сторона Б”) отличаются в 5 раз, что позволяет расширить динамический диапазон системы. Среднеквадратический шум регистратора при частоте дискретизации 5 ГГц составляет 6,4 мВ при полной шкале 1,024 В. Использование двух параллельно включенных регистраторов позволяет расширить динамический диапазон до 800. Два оставшихся канала регистратора не подключены, однако используются для определения смещения нулевой линии. Необходимость их использования связана с тем, что нулевая линия каналов регистрации испытывает синхронные (для всех каналов) импульсные смещения, которые могут быть эффективно устранены вычитанием сигналов незадействованных каналов (рисунок 10).

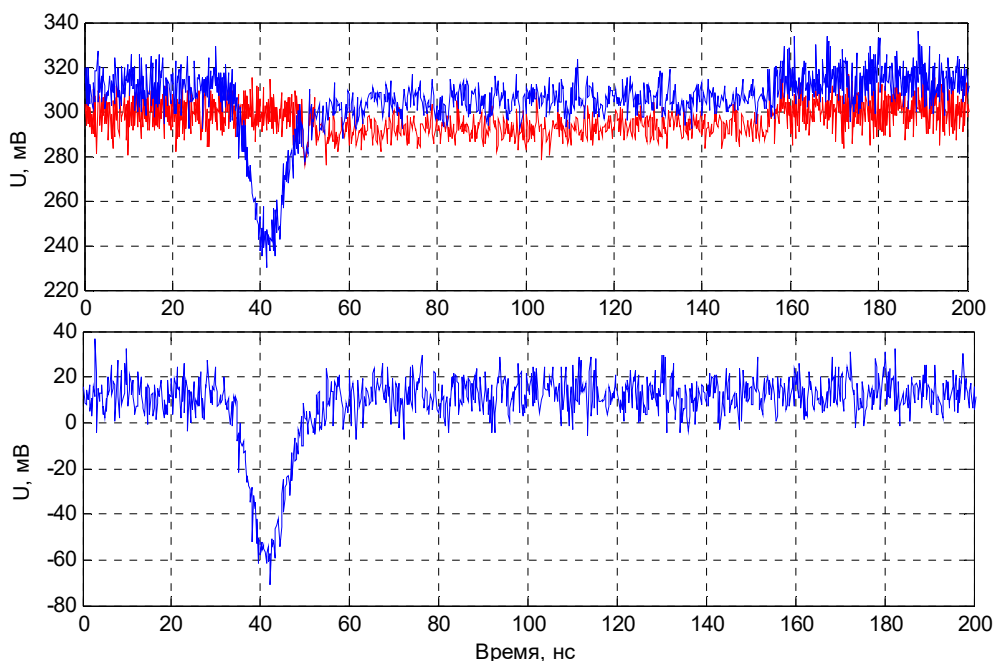


Рисунок 10. Первичные сигналы рассеяния; 1 – сигнал рассеяния, 2 – сигнал неиспользуемого канала, 3 – сигнал после вычитания нулевой линии.

Регистраторы могут работать в многокадровом режиме, регистрируя несколько участков осциллограмм при приходе последовательных импульсов запуска. В системе томсоновского рассеяния ГОЛ-NB этот режим используется для проведения калибровок при работе лазера в частотном режиме. Кроме того, полихроматоры оснащены “медленным” 8-канальным АЦП с тактовой частотой 30 МГц, к которому подключены выходы усилительных трактов каналов регистрации. Этот АЦП предназначен, в основном, для калибровки чувствительности каналов по тепловому источнику излучения.

3. СПЕКТРАЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА СИСТЕМЫ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Для определения параметров плазмы по измерениям системой томсоновского рассеяния необходима информация о спектральных характеристиках каналов регистрации полихроматоров. Предварительно производителем полихроматоров с помощью спектрофотометра были проведены измерения спектральных характеристик устанавливаемых в полихроматоры интерференционных фильтров. Этих измерений, однако, недостаточно для определения спектральных характеристик каналов, так как они зависят от угла падения излучения на фильтр в полихроматоре, а также от квантовой эффективности лавинных фотодиодов, которая достаточно сильно меняется в регистрируемом спектральном диапазоне (990-1064 нм).

Для проведения спектральной калибровки был собран стенд, показанный на рисунке 11. Стенд включает в себя источник излучения – светодиод ИК-диапазона, монохроматор для сканирования по длинам волн (автоматизированный монохроматор-спектрометр M522 [18]) и фотодиод Thorlabs FGA21-CAL с индивидуальной заводской калибровкой (рисунок 12), служащий для определения интенсивности излучения, направляемого в полихроматор.

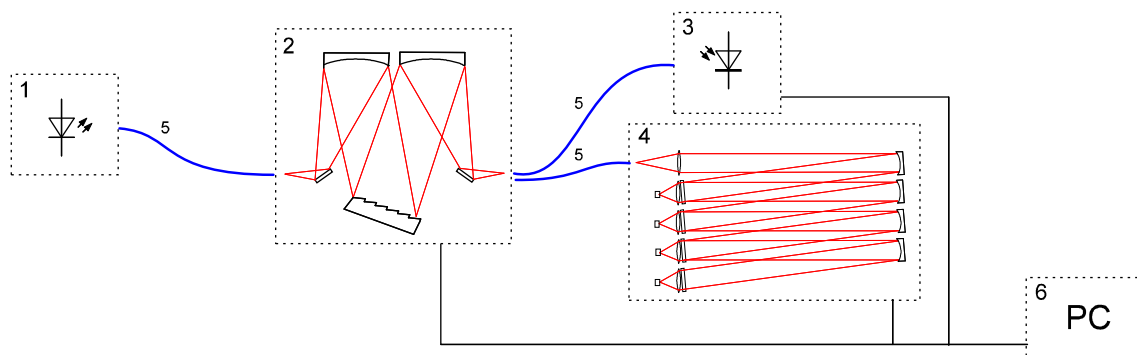


Рисунок 11. Схема стенда для спектральной калибровки. 1 –источник излучения (ИК светодиод 3W High Power Infrared IR LED), 2 - сканирующий монохроматор M-522, 3 –фотодиод Thorlabs FGA21-CAL, 4 – полихроматор, 5 – оптоволоконные фиберы, 6 – ПК с программой управления.

Принцип спектральной калибровки состоит в выделении с помощью монохроматора из спектра излучения широкополосного источника узкой спектральной полосы и регистрации отклика полихроматора при сканировании по длинам волн. Для учета формы спектра излучения широкополосного источника и спектральной характеристики пропускания монохроматора интенсивность излучения на входе в полихроматор измеряется фотодиодом с индивидуальной заводской калибровкой.

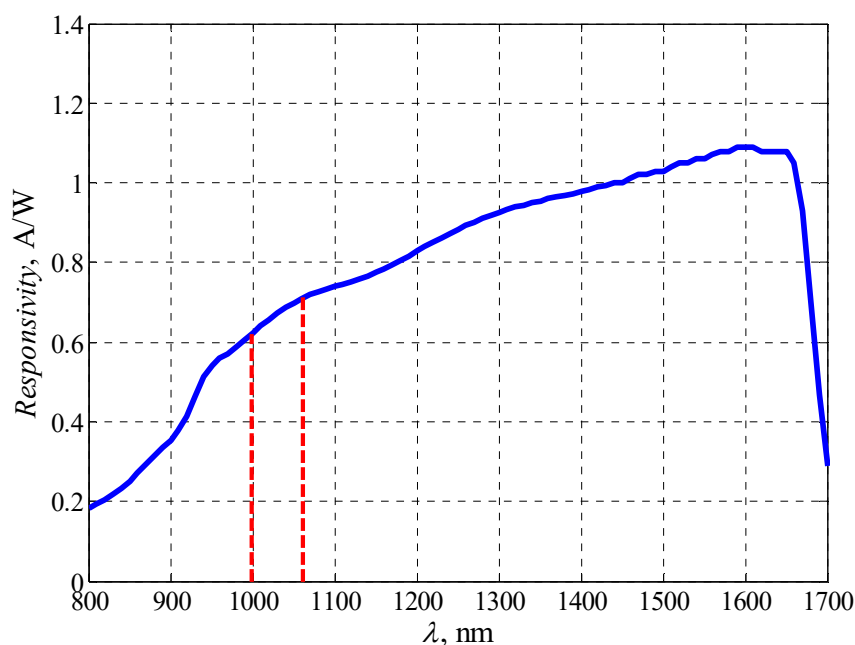


Рисунок 12. Спектральная характеристика калиброванного фотодиода Thorlabs FGA21-CAL (красными пунктирными линиями отмечен рабочий диапазон спектральных каналов полихроматоров).

В принципе, для проведения такого рода калибровок полихроматоры оборудованы медленным АЦП, позволяющим регистрировать излучение от стационарного во времени источника (например, лампы накаливания). Однако калибровка с помощью медленных АЦП связана с определенными трудностями. Дело в том, что в тракты регистрации медленных АЦП добавлены дополнительные делители напряжения, служащие для приведения интенсивностей сигналов каналов с разными спектральными ширинами к близкому уровню при регистрации излучения

теплового источника. Независимое подтверждение величины установленных коэффициентов деления является нетривиальной задачей, поскольку перекрытие аналоговых полос “медленных” и “быстрых” каналов регистрации (“медленные” каналы имеют верхнюю частоту среза 64 кГц, а “быстрые” - нижнюю частоту среза 40 кГц) недостаточно для прямого сравнения амплитуд в этих каналах. То есть для измерения соотношения сигналов между “быстрыми” и “медленными” каналами необходим источник излучения с коротким фронтом или спадом, но наличие такого источника позволяет прямо измерять спектральные характеристики по “быстрым” каналам, используемым при регистрации рассеяния в эксперименте.

В качестве источника излучения использовался светодиод 3W High Power Infrared IR LED, который в форсированном режиме (средний ток 6,2 А, меандр 1 МГц) излучал в спектральном диапазоне 900-1100 нм (рисунок 13).

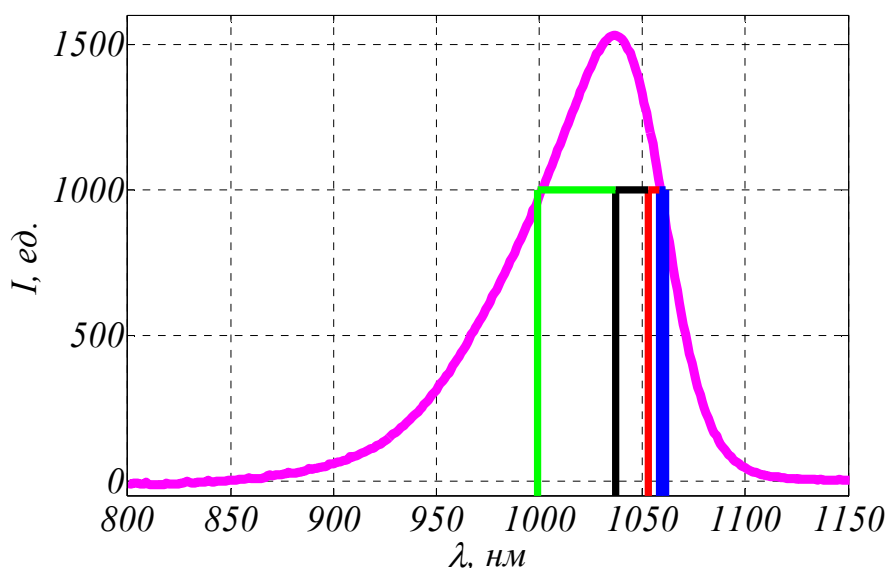


Рисунок 13. Измеренный спектр источника излучения (ИК-светодиода) на выходе из монохроматора. Режим работы источника – импульсный, меандр 1 МГц. Показаны спектральные диапазоны пропускания каналов полихроматоров.

Примеры осциллограмм сигналов на выходе полихроматора показаны на рисунке 14. Все измерения проводились в одинаковом режиме работы светодиода, и в качестве значения отклика канала полихроматора использовался интеграл от сигнала по импульсу светодиода.

Процедура спектральной калибровки была автоматизирована: написана программа управления стендом в среде Labview, включающая в себя модули управления монохроматором M522 и цифровым вольтметром ADAM6017, использовавшимся для измерения сигнала фотодиода. Для проверки стабильности работы и отсутствия температурных дрейфов проводились многократные измерения спектра источника излучения и спектральных характеристик каналов регистрации.

На рисунке 15 показаны измеренные и расчетные (по паспортным характеристикам фильтров и квантовой эффективности фотодиодов) спектральные характеристики каналов одного из полихроматоров.

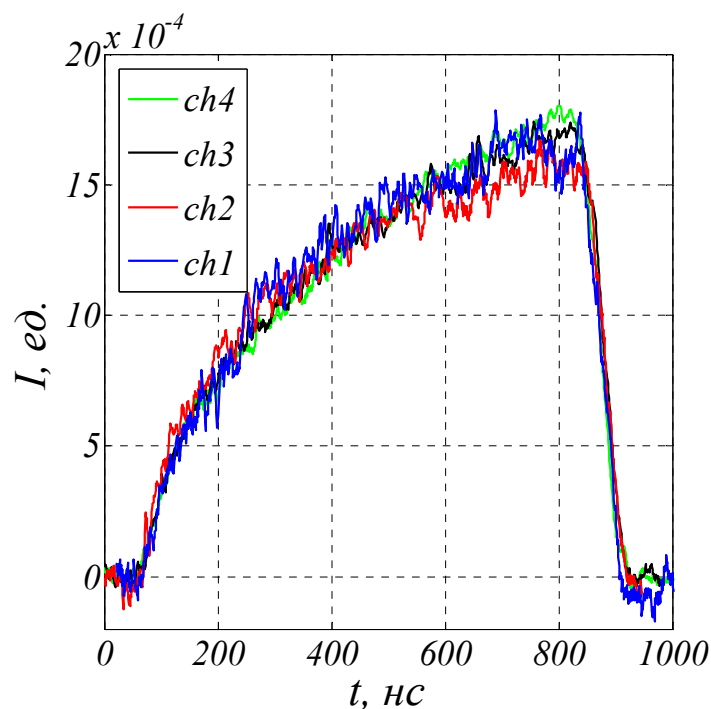


Рисунок 14. Осциллограммы сигналов от калибровочного источника в полихроматоре регистрации.

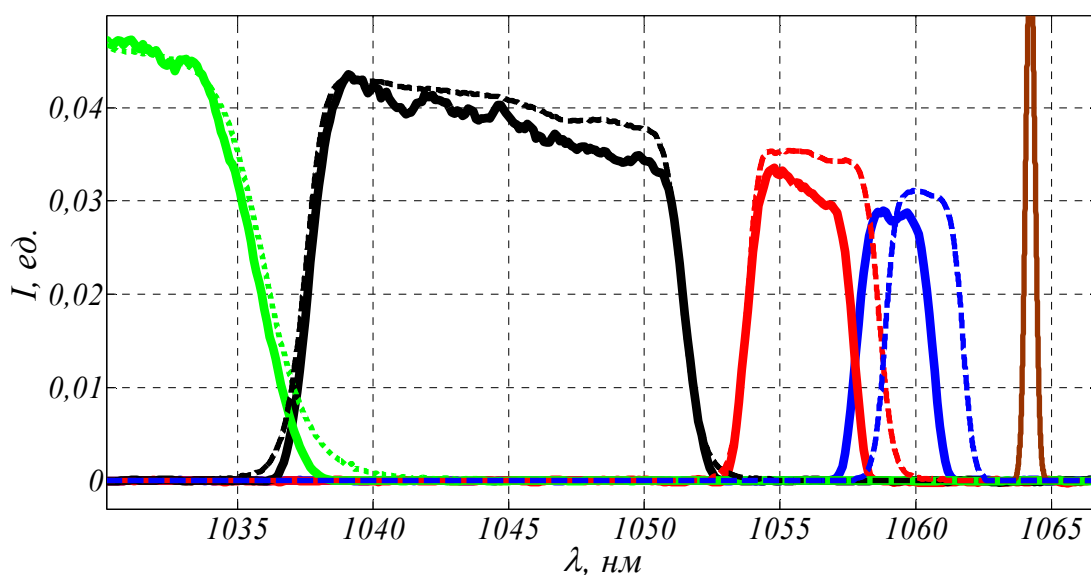


Рисунок 15. Спектральные характеристики каналов полихроматора: непрерывные кривые – измерение, пунктир – расчет по данным производителей, коричневая линия – измеренный спектр лазерного излучения (ширина спектра определяется аппаратной функцией монохроматора).

Видно, что есть отклонение между измеренными и расчетными спектральными характеристиками каналов, особенно существенное для каналов 1 и 2 (ближайших к линии лазерного излучения). Это отклонение различно для всех полихроматоров, используемых в системе регистрации.

Такое отличие ожидаемых спектральных характеристик каналов от фактических может приводить к заметной ошибке результатов измерений в области низких температур при отсутствии спектральной калибровки.

На рисунке 16 показана ошибка измерения температуры плазмы, возникающая при использовании расчетных спектральных характеристик вместо измеренных.

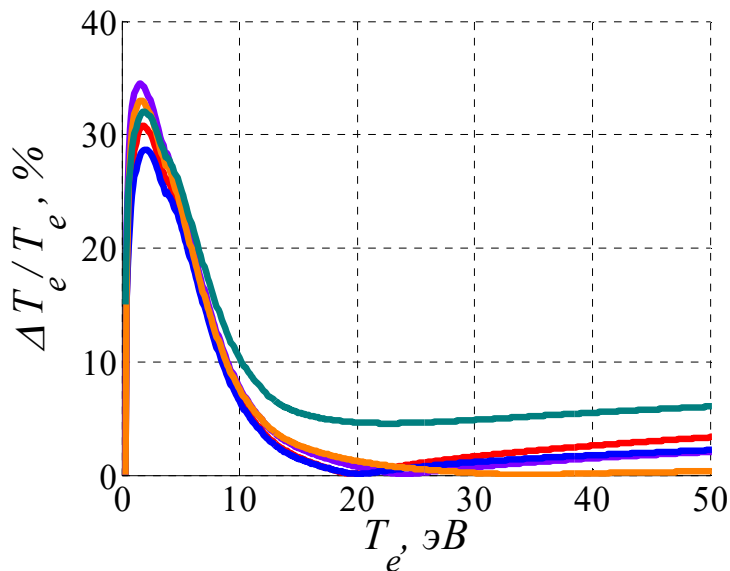


Рисунок 16. Относительная ошибка измерения температуры плазмы, возникающая при использовании расчетных спектральных характеристик вместо измеренных (каждая линия соответствует одному полихроматору).

4. АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА СИСТЕМЫ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Для определения концентрации плазмы необходимо предварительно провести абсолютную калибровку системы томсоновского рассеяния, которая заключается в определении коэффициента пересчета между измеренным уровнем сигнала рассеяния на плазме и концентрацией плазмы. Как правило, для этой цели используется измерение сигналов при рэлеевском или рамановском (комбинационном) рассеянии лазерного излучения на газовой мишени с известной концентрацией в той же геометрии эксперимента. В нашем случае основная длина волны лазера находится вне спектрального диапазона пропускания фильтров полихроматора, поэтому калибровка по рэлеевскому рассеянию невозможна. Абсолютная калибровка проводилась с помощью регистрации рамановского рассеяния, спектр которого представляет собой дискретный набор спектральных линий, смещенных относительно длины волны первичного излучения.

Формулы для расчета длин волн и интенсивностей компонент рамановского рассеяния могут быть найдены в работах [19–22]. Для удобства мы приведем ниже формулы, которые использовались в расчетах.

Дифференциальное сечение сечения рамановского рассеяния под углом 90 градусов можно представить в виде [19, 20]

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \sigma_{zz}(1 + \rho) \quad (1)$$

где σ_{zz} – дифференциальное сечение рассеяния на угол 90 градусов с поляризацией рассеянного излучения, совпадающей с поляризацией первичного излучения, $\rho = 3/4$ – степень поляризации рассеянного излучения, равная отношению интенсивностей излучения, поляризованного в направлении поляризации падающего излучения, и поперек этого направления [20]. Для антистоксовых компонент

$$\sigma_{zz} = \frac{64\pi^4}{45} \cdot \frac{3J(J-1)}{2(2J+1)(2J-1)} \cdot \frac{1}{\lambda_j^4} \cdot \gamma^2 \quad (2)$$

где λ_J – длина волны рамановской линии, J – вращательное квантовое число начального состояния, γ – анизотропия поляризуемости молекулы азота. В соответствии с [21]

$$\gamma^2 = 0.51 \cdot 10^{-48} \text{ см}^6. \quad (3)$$

Длины волн антистоксовых компонент вычисляются из формулы [22]:

$$\lambda_{J \rightarrow J-2} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_0} + B_0(4J-2)} \quad J = 2, 3 \dots \quad (4)$$

где B_0 – вращательная константа, для молекулы азота равная $1,9896 \text{ см}^{-1}$. Относительную концентрацию молекул с квантовыми уровнями J (доля молекул в квантовом состоянии J) можно найти из формулы [19]

$$F_J = \frac{1}{Q} \cdot g_J(2J+1) \cdot \exp\left(-\frac{E_J}{kT}\right), \quad (5)$$

где $Q = (2I+1)^2 \frac{kT}{2hcB_0}$, вращательная энергия $E_J = J \cdot (J+1) \cdot hcB_0$, I – ядерное спиновое квантовое число, g – статистические веса уровней. Для молекулы азота $I=1$, $g=6$ для четных J и $g=3$ для нечетных J .

Рассчитанный спектр рамановского рассеяния $I_R^{calc}(\lambda) \sim \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \cdot F_J$ на молекулярном азоте при комнатной температуре (293 К) показан на рисунке 17.

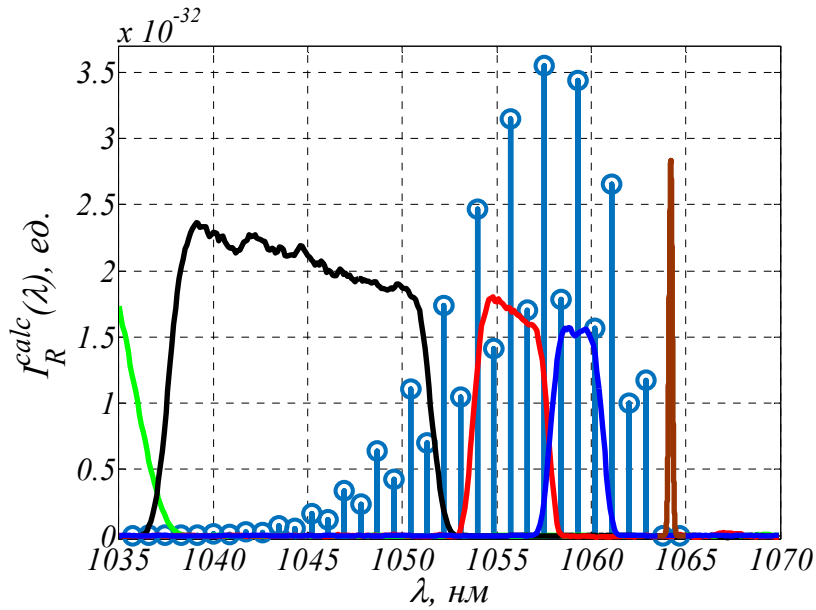


Рисунок 17. Рассчитанный спектр рамановского рассеяния $I_R^{calc}(\lambda)$ на молекулярном азоте при комнатной температуре 293 К (голубые линии с круглыми маркерами) с измеренной спектральной характеристикой полихроматора (синяя линия – 1 канал, красная – 2 канал, черная – 3 канал, зеленая – 4 канал, коричневая – лазерное излучение).

Ожидаемая амплитуда сигнала рамановского рассеяния в i -том канале полихроматора будет равна

$$I_{Ri} = n_{N_2} \cdot k \cdot \Delta\Omega \cdot E_0 \sum_j \frac{\partial \sigma_{Rj}(\lambda_j, \Omega)}{\partial \Omega} K_i(\lambda_j), \quad (6)$$

где i – номер канала в полихроматоре, j – номер линии в спектре рамановского рассеяния, n_{N_2} – концентрация газа, $K_i(\lambda)$ – спектральная характеристика i -того канала, k – калибровочный коэффициент (общий для всех каналов), $\frac{\partial \sigma_{Rj}(\lambda_j, \Omega)}{\partial \Omega}$ –

дифференциальное сечение рамановского рассеяния, E_0 – энергия лазерного импульса, $\Delta\Omega$ – телесный угол, в котором наблюдается рассеяние. Фактически результатом калибровки является определение значения $k \cdot \Delta\Omega$ для каждого полихроматора.

Калибровка проводилась при давлении азота 5 кПа, который напускался в вакуумную камеру установки ГОЛ-NB за 12 часов до проведения калибровки. Это давление было выбрано на основании результатов измерения сигналов рамановского рассеяния на токамаке ГЛОБУС-М [23], в которых было показано, что линейная зависимость между концентрацией газа и сигналом рассеяния сохраняется вплоть до давления 50 кПа. Давление в камере измерялось емкостным мановакууметром «ReBorn RBM350» с точностью измерения 1%. При проведении калибровки производилась серия из 50–100 импульсов лазера в частотном режиме, что позволяло по разбросу измеренных значений сигналов рассеяния определять погрешность измерения сигналов, знание которой необходимо для оценки погрешности измерения параметров плазмы.

Отметим еще один момент. Сигналы рамановского рассеяния регистрируются в трех каналах полихроматоров, что дает возможность независимой проверки точности спектральной калибровки этих трех каналов по соотношению между измеренными сигналами рамановского рассеяния и вычисленными на основании измерений спектральных характеристик каналов и расчетов спектра рамановского рассеяния. Сравнение измеренных $I_{\text{exp}}^{\text{norm}}$ и расчётных сигналов $I_{\text{calc}}^{\text{norm}}$ рамановского рассеяния, нормированных на сумму сигналов в трёх каналах, показано на рисунке 18. Ошибка калибровки не превосходит 5%.

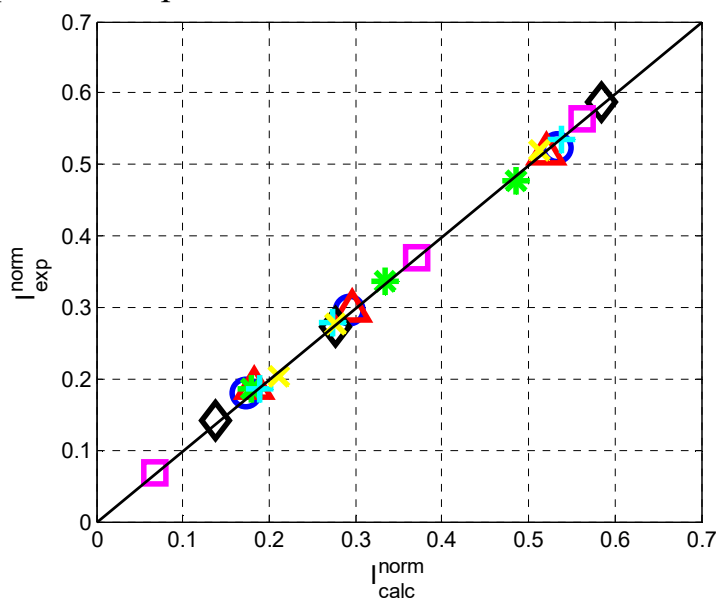


Рисунок 18. Сравнение измеренных $I_{\text{exp}}^{\text{norm}}$ и расчётных сигналов $I_{\text{calc}}^{\text{norm}}$ рамановского рассеяния, нормированных на сумму сигналов в трех каналах. $I_{\text{exp}}^{\text{norm}}$ – нормированные сигналы в каналах при рамановском рассеянии, $I_{\text{calc}}^{\text{norm}}$ – нормированные сигналы, вычисленные на основании измерений спектральных характеристик каналов и расчетов спектра рамановского рассеяния. Различные маркеры соответствуют различным полихроматорам.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ

Интенсивность сигнала в случае рассеяния на плазме равна

$$I_{Ti} = n_e \cdot k \cdot \Delta\Omega \cdot E_{0T} \cdot R_i(T_e). \quad (7)$$

Здесь i – номер канала, $R_i(\lambda) = \int \frac{\partial \sigma_T(\lambda, T_e, \Omega)}{\partial \lambda \cdot \partial \Omega} K_i(\lambda) d\lambda$ – функция отклика i -того канала, $\frac{\partial \sigma_T(\lambda, T_e, \Omega)}{\partial \lambda \cdot \partial \Omega}$ – дифференциальное сечение томсоновского рассеяния, $K_i(\lambda)$ – спектральная характеристика i -того канала, $k \cdot \Delta\Omega$ – общий для всех каналов калибровочный коэффициент, определенный при калибровке по рамановскому рассеянию, E_{0T} – энергия лазерного импульса при рассеянии на плазме.

Параметры плазмы (концентрация и электронная температура) могут быть найдены методом наименьших квадратов:

$$\sum_i w_i^2 (I_{Ti} - n_e \cdot k \cdot \Delta\Omega \cdot E_{0T} \cdot R_i(T_e))^2 \rightarrow \min, \quad (8)$$

где w_i – вес индивидуального измерения в i -том канале полихроматора.

Приравняв к нулю производные от выражения (8) по концентрации и температуре, получим:

$$n_e \cdot k \cdot \Delta\Omega \cdot E_{0T} = \frac{\sum_i (w_i^2 \cdot I_{Ti} \cdot R_i(T_e))}{\sum_i (w_i^2 \cdot R_i^2(T_e))}, \quad (9)$$

$$f(T_e) = n_e \cdot k \cdot \Delta\Omega \cdot E_{0T} \sum_i w_i^2 \frac{\partial R_i(T_e)}{\partial T_e} \cdot R_i(T_e) - \sum_i w_i^2 \frac{\partial R_i(T_e)}{\partial T_e} \cdot I_{Ti} = 0. \quad (10)$$

После подстановки концентрации из уравнения (9) в (10) получим окончательное уравнение для нахождения электронной температуры:

$$f(T_e) = \frac{\sum_i (w_i^2 \cdot I_{Ti} \cdot R_i(T_e))}{\sum_i (w_i^2 \cdot R_i^2(T_e))} \sum_i w_i^2 \frac{\partial R_i(T_e)}{\partial T_e} \cdot R_i(T_e) - \sum_i w_i^2 \frac{\partial R_i(T_e)}{\partial T_e} \cdot I_{Ti} = 0. \quad (11)$$

Функция $f(T_e)$ находится по известным функциям отклика каналов полихроматора и значениям интенсивности сигналов в каналах полихроматора. Решая последнее уравнение, находим T_e , при котором $f(T_e)=0$. На рисунке 19 показаны график функции $f(T_e)$ для одного из выстрелов и найденная температура T_e .

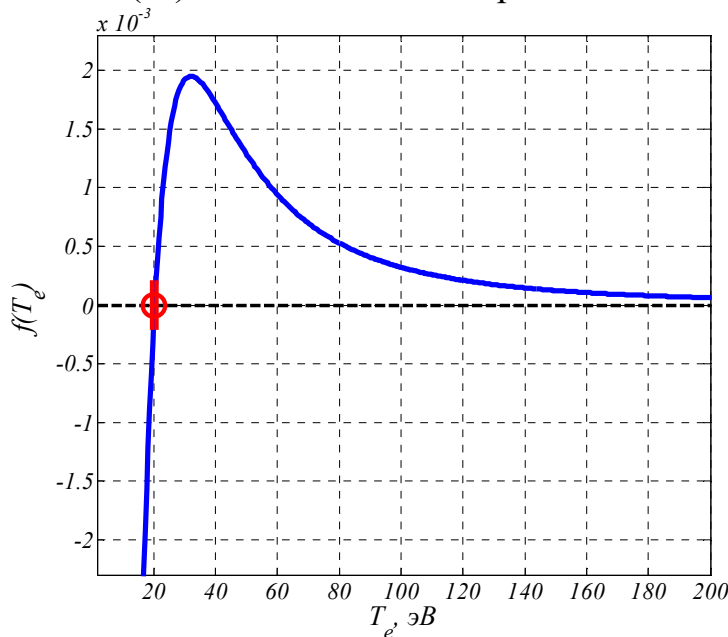


Рисунок 19. График функции $f(T_e)$ для одного из выстрелов и найденная температура $T_e = (20,2 \pm 0,7)$ эВ.

Ошибка измерения температуры находится так:

$$(\Delta T_e)^2 = \left(\frac{\partial f(T_e)}{\partial T_e} \right)^{-2} \sum_i (\Delta I_{Ti})^2 \left(\frac{\partial f(T_e)}{\partial I_{Ti}} \right)^2. \quad (12)$$

После определения температуры концентрация плазмы может быть найдена из уравнения (9). Однако в погрешность определенной таким образом концентрации входит ошибка измерения температуры, которая может быть существенной при малых сигналах рассеяния. Поэтому предпочтительным представляется определение концентрации методом, исключаяющим зависимость от температуры плазмы.

Для этого рассмотрим линейную комбинацию сигналов рассеяния в разных каналах

$$\sum_i (A_i \cdot I_{Ti}) = n_e \cdot k \cdot \Delta \Omega \cdot E_{0T} \cdot \sum_i (A_i \cdot R_i(T_e)) \quad (13)$$

с такими коэффициентами A_i , что сумма

$$R_\Sigma = \sum_i (A_i \cdot R_i(T_e)) \quad (14)$$

не зависит от T_e .

Тогда концентрация плазмы n_e будет равна:

$$n_e = \frac{1}{k \cdot \Delta \Omega \cdot E_{0T}} \cdot \frac{\sum_i (A_i \cdot I_{Ti})}{R_\Sigma}, \quad (15)$$

а ошибка измерения концентрации

$$(\Delta n_e)^2 = \sum_i (A_i \cdot \Delta I_{Ti})^2 + n_e \left(\frac{\Delta(k \cdot \Delta \Omega \cdot E_{0T})}{k \cdot \Delta \Omega \cdot E_{0T}} \right)^2 + n_e \left(\frac{\Delta R_\Sigma}{R_\Sigma} \right)^2. \quad (16)$$

Для спектральных характеристик и функций отклика каналов используемых полихроматоров можно выбрать коэффициенты A_i таким образом, что функция R_Σ будет изменяться менее чем на 3% в диапазоне температур от 2 до 50 эВ. Эта ошибка может быть дополнительно снижена при выборе более узкого диапазона температур. Функции отклика одного из полихроматоров и функция R_Σ показаны на рисунке 20.

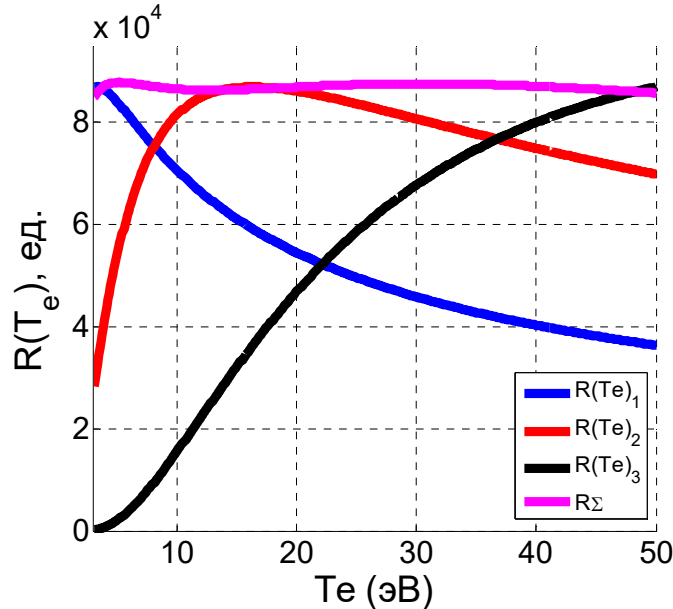


Рисунок 20. Графики функций отклика одного из полихроматоров и функция R_Σ . Графики откликов приведены к среднему значению R_Σ .

В ошибку измерения температуры и концентрации входят ошибки измерения сигналов рассеяния ΔI_{Ti} в каналах регистрации, которые, в нашем случае, определяются экспериментально. Для этого используются результаты абсолютной

калибровки по рамановскому рассеянию на молекулярном азоте: в серии из нескольких десятков лазерных импульсов находятся абсолютные ошибки измерения сигналов рамановского рассеяния в каждом канале σ_{Ri} , которая используется в дальнейшем уже при измерении сигналов томсоновского рассеяния на плазме.

Для повышения точности измерений сигналов рассеяния было изучено влияние частоты дискретизации АЦП и методов обработки данных на точность определения амплитуды сигналов [10]. Используя результаты измерений интенсивности рамановского рассеяния установлено, что увеличение частоты дискретизации с 1 до 5 ГГц позволяет повысить точность измерения амплитуды слабых сигналов в 1.5–2 раза. В этой же работе сравнивались два метода обработки: аппроксимация сигнала эталонной формой импульса и интегрирование сигнала. Показано, что метод аппроксимации обеспечивает меньшую погрешность, а интегрирование сигнала рассеяния даёт минимальную ошибку только при ширине окна, близкой к длительности полезного сигнала.

6. ПРИМЕРЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

В качестве демонстрации работы диагностической системы томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-NB приведем несколько примеров измерений параметров плазмы.

Установка ГОЛ-NB может работать в трех существенно отличающихся по параметрам режимах. В первом из этих режимов плазма создается дуговой плазменной пушкой, расположенной в одном из торцевых баков установки. Холодная плазма транспортируется вдоль магнитного поля в центральную секцию установки, где расположена система томсоновского рассеяния. Температура плазмы в этом режиме составляет несколько электронвольт. Особенностью этого режима является наличие на оси установки плазменного ядра с большой концентрацией, радиус которого соответствует проекции апертуры плазменной пушки по силовым линиям магнитного поля [3].

Во втором режиме создаваемая пушкой плазма дополнительно нагревается с помощью нейтральной инжекции. В этом режиме температура плазмы поднимается до 20-25 эВ, а радиальный профиль концентрации становится однородным [5, 24].

В третьем режиме для дополнительного нагрева плазмы кроме нейтральной инжекции используется также инжекция низкоэнергетического электронного пучка, создаваемого термоэлектронным эмиттером, расположенным в противоположном по отношению к плазменной пушке торцевом баке [25]. Электронный пучок создает область повышенной температуры на оси установки. В этом режиме была зафиксирована максимальная на установке ГОЛ-NB температура плазмы – 44 эВ. На рисунке 21 приведены осциллограммы сигналов рассеяния для измерений в этих трех режимах, на рисунке 22 – функции отклика одного из полихроматоров с нанесенными на них амплитудами сигналов рассеяния, а на рисунке 23 – радиальные распределения температуры и концентрации плазмы.

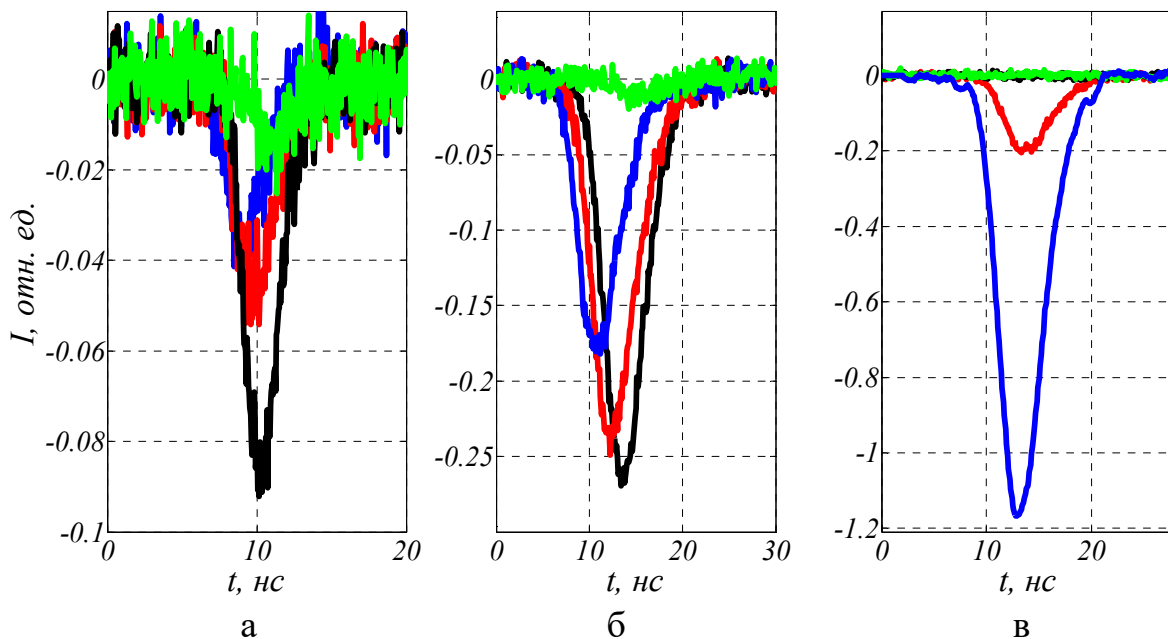


Рисунок 21. Осциллограммы сигналов рассеяния для измерений в трех режимах: а – включены нейтральные пучки и электронный пучок (выстрел NB11396), $t=2,9$ мс; б – включены нейтральные пучки (NB11805), $t=2,5$ мс; в – только низкотемпературная стартовая плазма (NB11903), $t=2,5$ мс. Синяя линия – канал 1, красная линия – канал 2, черная линия – канал 3, зеленая линия – канал 4.

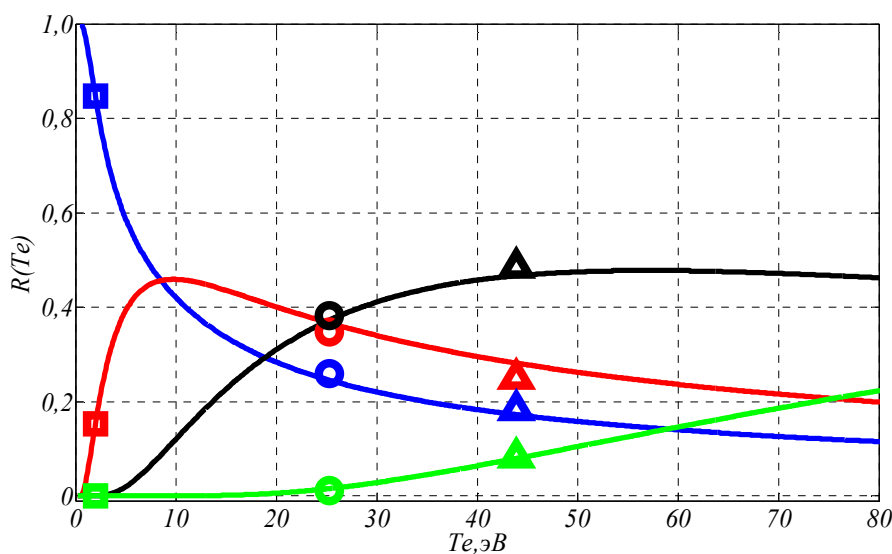


Рисунок 22. Функции отклика (линии) одного из полихроматоров с нанесенными на них амплитудами сигналов рассеяния (маркеры): треугольники – включены нейтральные пучки и электронный пучок (NB11396), $t=2,9$ мс; круги – включены нейтральные пучки (NB11805), $t=2,5$ мс; квадраты – только низкотемпературная стартовая плазма (NB11903), $t=2,5$ мс. Сумма значений четырех функций отклика, представленных сплошными линиями, равна 1.

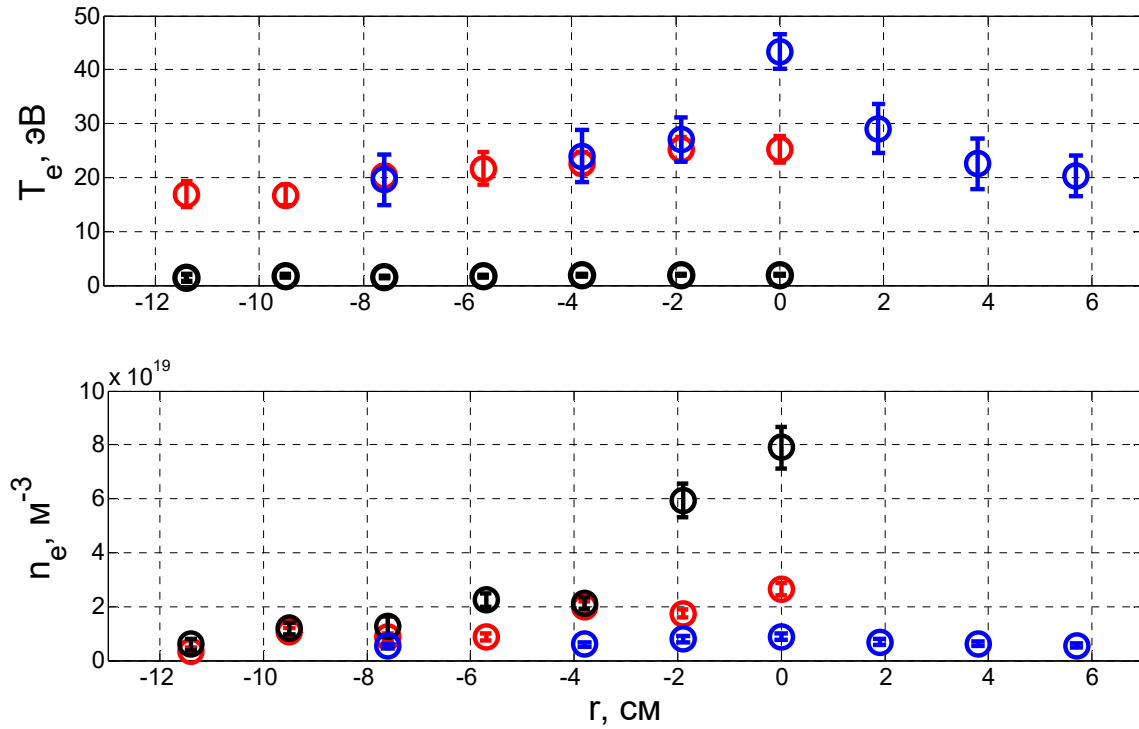


Рисунок 23. Радиальные распределения температуры и концентрации плазмы: синие круги – включены нейтральные пучки и электронный пучок (NB11396), $t=2,9$ мс; красные круги – включены нейтральные пучки (NB11805), $t=2,5$ мс; черные круги – только низкотемпературная стартовая плазма (NB11903), $t=2,5$ мс.

Для проверки возможностей системы томсоновского рассеяния были проведены измерения в специальном режиме работы установки с пониженной до 10^{18} cm^{-3} концентрацией плазмы. На рисунке 24 показаны радиальные распределения температуры и концентрации плазмы в этом режиме, а на рисунке 25 – соответствующие им функции отклика: расчетные (линии) и экспериментальные (маркеры) для шести пространственных точек измерения. Как видно из рисунков, система томсоновского рассеяния позволяет измерять параметры плазмы при концентрациях $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (точка $r=-7,6$ см) с точностью не хуже 30%.

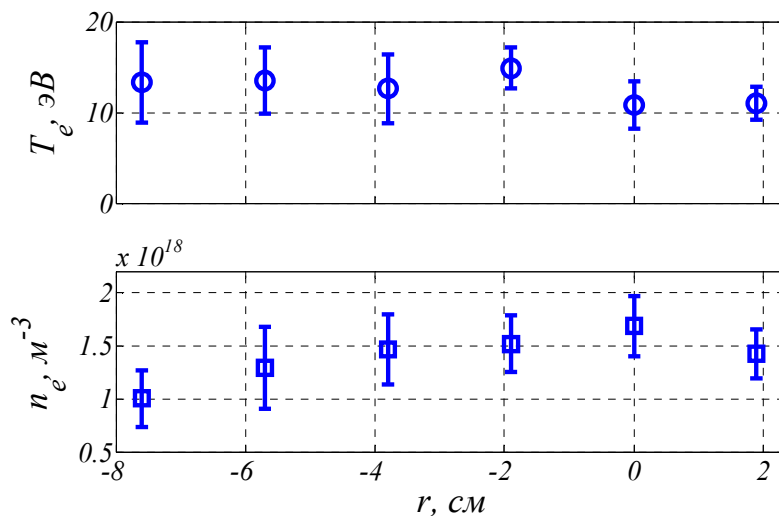


Рисунок 24. Распределения температуры (кружки) и концентрации (квадраты) плазмы после окончания работы плазменной пушки и нейтральной инъекции, $t=5,0$ мс.

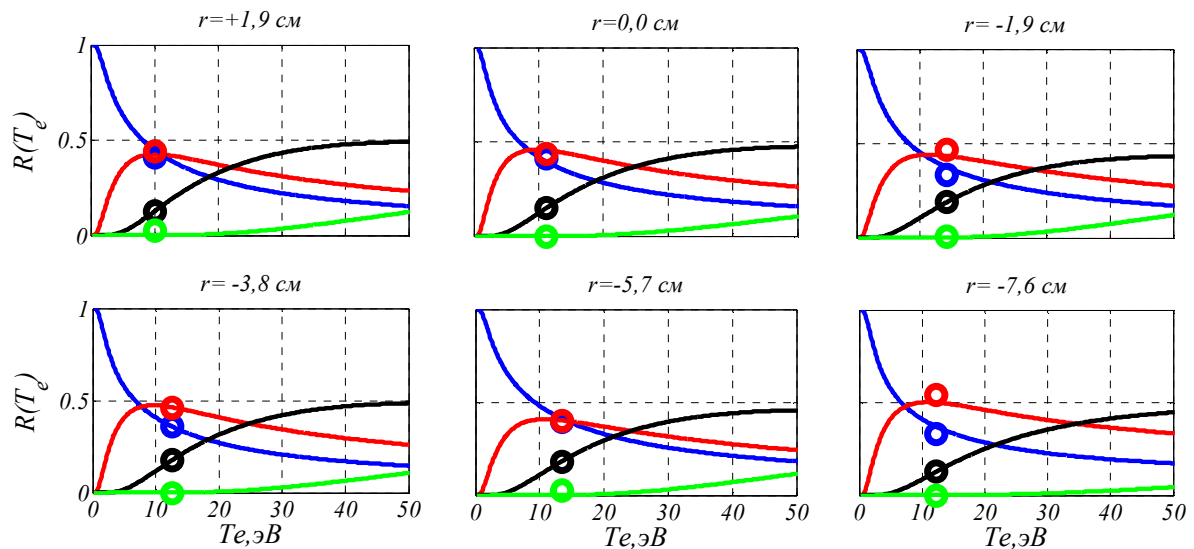


Рисунок 25. Функции отклика: расчетные (линии) и экспериментальные (маркеры) для шести пространственных точек измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке ГОЛ-NB в ИЯФ СО РАН создана система томсоновского рассеяния на основе фильтровых полихроматоров, которая позволяет проводить измерения электронной температуры в диапазоне $T_e=2-250$ эВ и электронной плотности в диапазоне $n_e=10^{18}-10^{20}$ м⁻³ в восьми точках по радиусу плазмы. Система является основным средством для бесконтактного измерения радиального профиля параметров электронной компоненты плазмы в центральной ловушке установки ГОЛ-NB.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Postupaev V.V., Batkin V.I., Beklemishev A.D., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Chernoshtanov I.S., Gorbovsky A.I., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Yurov D.V. Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 036012. DOI 10.1088/1741-4326/57/3/036012
2. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Y.A., Melnikov N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.V., Sidorov E.N., Skovorodin D.I. Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 086003. DOI 10.1088/1741-4326/ac69fa
3. Иванов И.А., Баткин В.И., Бурдаков А.В., Куклин К.Н., Меклер К.И., Поступаев В.В., Ровенских А.Ф., Сидоров Е.Н. Формирование потока стартовой плазмы в открытой ловушке с помощью дуговой плазменной пушки. *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 856. DOI 10.1134/S1063780X21090026
4. Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., Voskoboinikov R.V. Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS2016): Proceedings of the 11th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement. Novosibirsk. 2016. Melville, N.Y.: AIP Publishing. 2016. P. 030010. DOI 10.1063/1.4964166
5. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Gorokhovskiy R.G., Ivanov I.A., Kalinin P.V., Kuklin K.N., Mekler K.I., Melnikov N.A., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Skovorodin D.I., Skuratov E.N. Journal of Plasma Physics. 2026. V. 92, P. E90. DOI 10.1017/S0022377826101895
6. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 1971. Т. 14. С. 320.
7. Бурдаков А.В., Поступаев В.В. УФН. 2018. Т. 188. С. 651. DOI 10.3367/UFN.2018.03.038342

8. Brejzman B. N., Ryutov D. D. Nucl. Fusion. 1974. V. 14. P. 873. DOI 10.1088/0029-5515/14/6/012
9. Kurskiev G.S., Chernakov A.I.P., Solovey V.A., Tolstyakov S.Yu., Mukhin E.E., Koval A.N., Bazhenov A.N., Alexandrov S.E., Zhiltsov N.S., Senichenkov V.A., Lukyanova A.V., Chernakov P.V., Varfolomeev V.I., Gusev V.K., Kiselev E.O., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Minaev V.B., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Gorshkov A.V., Asadulin G.M., Bel'bas I.S. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. 2020. V. 963. P. 163734. DOI 10.1016/j.nima.2020.163734
10. Полосаткин С.В., Скуратов Е.Н. Ядерная физика и инжиниринг. 2026. Т. 17. № 4. Р. 630.
11. <http://www.sptt.ru/sptt/catalog.php?l=1>
12. Деулин Ю.И., Лебедев С.В., Николаев В.С., Семенов Е.П. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 90-141. Новосибирск. 1990. 9 С.
13. Zhiltsov N.S., Kurskiev G.S., Tolstyakov S.Yu., Solovey V.A., Koval A.N., Tkachenko E.E., Aleksandrov S.E., Bakharev N.N., Balachenkov I.M., Bazhenov A.N., Chernakov P.V., Filippov S.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kornev A.F., Krikunov S.V., Makarov A.M., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Ponomarenko A.M., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Shulyatiev K.D., Skrekel O.M., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tukhmenova E.A., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yashin A.Yu. Fusion Engineering and Design, 2025, V. 211. P. 114753. DOI 10.1016/j.fusengdes.2024.114753
14. Асадулин Г.М., Бельбас И.С., Горшков А.В., Кирнева Н.А., Панфилов Д.С., Толпегина Ю.И., Жильцов Н.С., Курские Г.С., Ткаченко Е.Е. Физика плазмы. 2024. Т. 50. С. 1289. DOI 10.31857/S0367292124110018
15. <http://www.lightsensing.com/>. LSSAPDQ-1800 Beijing Lightsensing Technologies Ltd
16. Ritt S. 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. Dresden. 2008. Piscataway, NJ: IEEE, 2008, P. 1512. DOI 10.1109/NSSMIC.2008.4774700
17. <https://www.psi.ch/drs/>
18. <https://www.solar-laser.com/ru/catalog/spectral-instruments/monokhromatory-spektrografy/avtomatizirovanny-monokhromator-spektrograf-m522/>
19. Penney C.M., Peters R. L. St. and Lapp M. Absolute intensity and polarization of rotational Raman scattering from N₂, O₂, and CO₂. Washington, NASA, 1973, 26 P
20. Penney C.M., Peters R. L. St. and Lapp M. Journal of the Optical Society of America. 1974. V. 64. P. 712. DOI 10.1364/JOSA.64.000712
21. LeBlanc B.P. Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. P. 10E737. DOI 10.1063/1.2956747
22. Scannell R., Beurskens M., Kempenaars M., Naylor G., Walsh M., O’Gorman T. and Pasqualotto R. Review of Scientific Instruments. 2010. V. 81. P. 045107. DOI 10.1063/1.3374111
23. Толстяков С.Ю, дис. канд. физ.-мат. наук. С.-Петербург. 2008.
24. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Gorokhovskiy R.G., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Melnikov N.A., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Sidorov E.N., Skovorodin D.I., Skuratov E.N. Plasma Physics Reports. 2026. V. 52. P. 543. DOI 10.1134/S1063780X26600167
25. Ivanov I.A., Postupaev V.V., Batkin V.I., Kuklin K.N., Kulyako Ya.O., Mekler K.I., Melnikov N.A., Nikishin A.V., Polosatkin S.V., Rovenskikh A.F., Skovorodin D.I., Skuratov E.N. Plasma Physics Reports. 2026. V. 52.