

УДК 533.9.082

МОДЕРНИЗАЦИЯ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М

*Г.С. Курскиев¹, С.Ю. Толстяков¹, А.А. Березуцкий¹, В.К. Гусев¹, М.М. Кочергин¹, В.Б. Минаев¹,
Е.Е. Мухин¹, М.И. Патров¹, Ю.В. Петров¹, Н.В. Сахаров¹, В.В. Семёнов¹, П.В. Чернаков²*

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² ООО «Спектрал-Тех», Санкт-Петербург, Россия

Диагностика томсоновского рассеяния (ТР) является ключевой диагностикой при проведении экспериментальных исследований на токамаках. Изучение динамики профилей температуры и концентрации электронов, измеренных методом ТР, позволяет получать сведения о режимах удержания и термоизоляции высокотемпературной плазмы, что является одной из важнейших проблем УТС. На токамаке Глобус-М выполнена модернизация диагностики томсоновского рассеяния. Число пространственных каналов увеличено до 10, что позволило измерить профили температуры и концентрации электронов от внутренней до внешней границы плазмы. Благодаря применению новой системы сбора света и регистрации рассеянного излучения увеличена точность измерений. В статье обсуждаются особенности калибровки диагностики и обработки сигналов рассеяния, приводятся первые результаты эксперимента. К настоящему времени модернизированная система ТР задействована в программе исследований режимов с инжекцией высокоэнергетичной плазменной струи, нейтральной инжекцией и режимов с внутренними транспортными барьерами.

Ключевые слова: плазма, токамак, диагностика, томсоновское рассеяние.

THOMSON SCATTERING DIAGNOSTICS UPGRADE AT THE GLOBUS-M ТОКАМАК

*G.S. Kurskiev¹, S.Yu. Tolstyakov¹, A.A. Berezutskiy¹, V.K. Gusev¹, M.M. Kochergin¹, V.B. Minaev¹,
E.E. Mukhin¹, M.I. Patrov¹, Yu.V. Petrov¹, N.V. Sakharov¹, V.V. Semenov¹, P.V. Chernakov²*

¹ Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

² LLC «Spectral-Tech», St. Petersburg, Russia

Thomson scattering diagnostics (TS) is a key instrument for the experimental research in tokamaks. The investigation of the electron transport is one of the most significant tasks in modern tokamak physics. The measurements of detailed electron density and temperature radial distributions are strongly required for such investigations. The TS diagnostics upgrade was made at the Globus-M tokamak. The upgrade was focused on increment of spatial channels quantity up to 10, in order to measure radial profile from the inner to the outer plasma boundary. New light collection and registration systems were developed and installed. The special features of the calibration and the experimental data processing are also discussed. First measured profiles are presented in the paper. The upgraded diagnostics is now involved into the research program at the Globus-M tokamak, which is concerned with investigations of the regimes with high energy jet injection, regimes with neutral beam heating and scenarios with improved core confinement.

Key words: plasma, tokamak, diagnostics, thomson scattering.

ВВЕДЕНИЕ

Программа работ на токамаке Глобус-М включает исследования МГД-устойчивости плазмы, методов дополнительного нагрева и формирования профиля плотности различными методами инжекции, а также направлена на решение фундаментальной проблемы физики высокотемпературной плазмы, являющейся одной из ключевых в управлении реактором-токамаком, — исследование процессов переноса в токамаках. Решение этих задач требует подробных измерений временной эволюции радиальных распределений электронной температуры в диапазоне концентрации электронов от $5 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ с различным временным масштабом в соответствии с длительностью исследуемых процессов. Ключевую роль в этих исследованиях играет диагностика томсоновского рассеяния (ТР) на основе многоимпульсного инфракрасного лазера на Nd-стекле с изменяемой частотой следования импульсов и высокочувствительной системой регистрации сигналов. Поскольку в сферических токамаках профили температуры и концентрации обладают заметной асимметрией, необходимы данные о распределении температуры и концентрации электронов от внутренней до внешней границы плазмы. Первоначальный вариант диагностики был запущен в 2001 г. [1]. До модернизации система обеспечивала измерения в пяти пространственных точках, расположенных со стороны сильного магнитного поля. Проведённая работа направлена

на увеличение числа пространственных каналов до 10 и измерение полных профилей температуры $T_e(R)$ и концентрации $n_e(R)$. Не менее приоритетной задачей является увеличение надежности и чувствительности диагностики и, как следствие, увеличение точности измерений и расширение измеряемого диапазона $T_e(R)$ и $n_e(R)$. В ходе модернизации диагностики изменена геометрия наблюдения, реализована новая система сбора света. Также были разработаны и изготовлены светосильный объектив для работы в больших углах, компактные спектральные приборы на основе интерференционных фильтров и лавинных фотодиодов. Для передачи рассеянного лазерного излучения на входные объективы полихроматоров подготовлены оптоволоконные линии. Реализованная система регистрации совместно с лазерным источником, позволяющим формировать произвольные временные сценарии генерации импульсов, обеспечат исследования кинетических параметров плазмы в широкой программе исследований. Подобные измерения становятся особенно важными при исследовании режимов разряда с инжекцией высокоэнергетичной плазменной струи, режимов с нейтральной инжекцией и режимов с внутренними транспортными барьерами на токамаке Глобус-М.

Важная особенность диагностики ТР для исследования плазмы сферического токамака состоит в том, что диагностика обеспечивает измерения переходных пространственно локализованных достаточно быстрых процессов с характерной длительностью 0,3—1 мс в течение полной длительности разряда до 300 мс. В статье приводится подробное описание схемы эксперимента, наиболее важных систем диагностики, а также обсуждается методика калибровки и выделения полезного сигнала из шумов. Кратко излагаются результаты, полученные в различных режимах работы токамака.

РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ТОКАМАКЕ

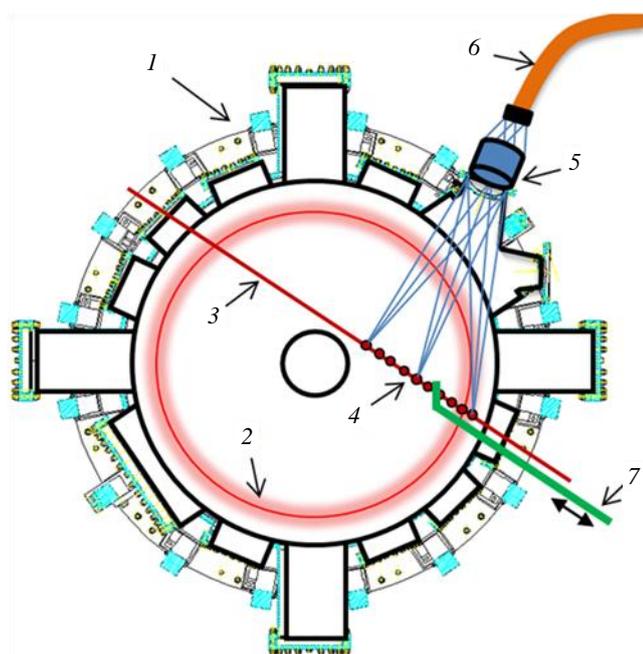


Рис. 1. Размещение диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М: 1 — сечение камеры в экваториальной плоскости; 2 — внешняя граница плазмы; 3 — зондирующий лазерный пучок; 4 — точки наблюдения; 5 — объектив; 6 — оптоволоконная линия; 7 — система контроля юстировки

При модернизации диагностики была сохранена общая геометрия эксперимента — лазерный пучок проходит в экваториальной плоскости вблизи столба (рис. 1), система сбора рассеянного излучения также расположена в экваториальной плоскости. Вместе с тем ракурс наблюдения был изменён для одновременной регистрации сигналов рассеяния из 10 пространственных точек, расположенных от внутренней до внешней границы плазмы. При этом угол наблюдения меняется в пределах 82—124° от центра к периферии — для внешней границы регистрируемый спектр заметно расширится, что актуально для измерений низких температур. Для зондирования используется многоимпульсный лазер на неодимовом стекле с генерацией на длине волны 1054 нм. Отличительной особенностью лазера является возможность генерации 20 импульсов за один разряд токамака с энергией 2—5 Дж и частотой следования до 2 кГц, при этом задержка между каждой парой импульсов меняется независимо в соответствии с программой исследования [1]. В области проведения измерений формируется перетяжка диаметром не более 6 мм. Для сбора излучения разработан малоабберационный светосильный объектив на основе стекол ТФ10 и СТК19 с относительным отверстием 1:1,09 для работы в угле более 40° и с апертурой 130 мм. Рассеянное в плазме излучение собирается в угле 1/7 и проецируется на торцы оптических волокон кварц-полимер (численная апертура $NA = 0,37$), расположенных в фокальной плоскости объектива, с уменьшением 1:5. Оптоволоконная линия состоит из 10 жгутов, каждый из которых осуществляет передачу собранного излучения на входной зрачок отдельного полихроматора. Для обеспечения пространственного разрешения 20 мм вдоль хорды зондиро-

При модернизации диагностики была сохранена общая геометрия эксперимента — лазерный пучок проходит в экваториальной плоскости вблизи столба (рис. 1), система сбора рассеянного излучения также расположена в экваториальной плоскости. Вместе с тем ракурс наблюдения был изменён для одновременной регистрации сигналов рассеяния из 10 пространственных точек, расположенных от внутренней до внешней границы плазмы. При этом угол наблюдения меняется в пределах 82—124° от центра к периферии — для внешней границы регистрируемый спектр заметно расширится, что актуально для измерений низких температур. Для зондирования используется многоимпульсный лазер на неодимовом стекле с генерацией на длине волны 1054 нм. Отличительной особенностью лазера является возможность генерации 20 импульсов за один разряд токамака с энергией 2—5 Дж и частотой следования до 2 кГц, при этом задержка между каждой парой импульсов меняется независимо в соответствии с программой исследования [1]. В области проведения

вания (18 мм поперёк силовых линий) входной торец волокна был упакован в размер 4×1,5 мм с минимальными зазорами между волокнами. Расстояние между точками вдоль лазерного пучка определяется шириной оправки волокна и составляет 15 мм между границами пространственных точек. Важным элементом диагностики, влияющим на её надёжность, является устройство контроля качества юстировки системы сбора света без нарушения вакуума. Для юстировки используется излучение полупроводникового лазера ($\lambda = 650$ нм), совмещённое с пучком диагностического лазера. Юстировка системы осуществляется по свету, рассеянному на мишени из сетки из нержавеющей стали на конце штанги (см. рис. 1). Мишень может перемещаться внутри вакуумного объёма вдоль всей хорды зондирования.

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

Для измерения спектра рассеянного сигнала были разработаны новые светосильные полихроматоры на основе высококонтрастных интерференционных фильтров Barr Associates и лавинных фотодиодов (ЛФД) Hamamatsu S8890. Оптическая схема приборов (рис. 2, а) в значительной степени аналогична используемой в приборах первого поколения [1]. Параллельный пучок, сформированный входным объективом 1, попадает на спектральный фильтр 2, доля света, соответствующая спектральной характеристике фильтра, проходит на объектив 3 и фокусируется на приёмник 4, отражённая часть светового потока распределяется по остальным спектральным каналам. Основные изменения были направлены на повышение надёжности узлов юстировки оптических элементов и фотоприёмников. Неравномерное распределение спектральной ширины по каналам полихроматора позволяет перекрыть достаточно широкий диапазон температур малым числом каналов. На основании расчёта ошибки измерения температуры были оптимизированы спектральные характеристики каналов таким образом, чтобы обеспечить точность измерений 5—10% в пределах диапазона измерений от 10 до 2 кэВ. На рис. 2, б представлены характе-

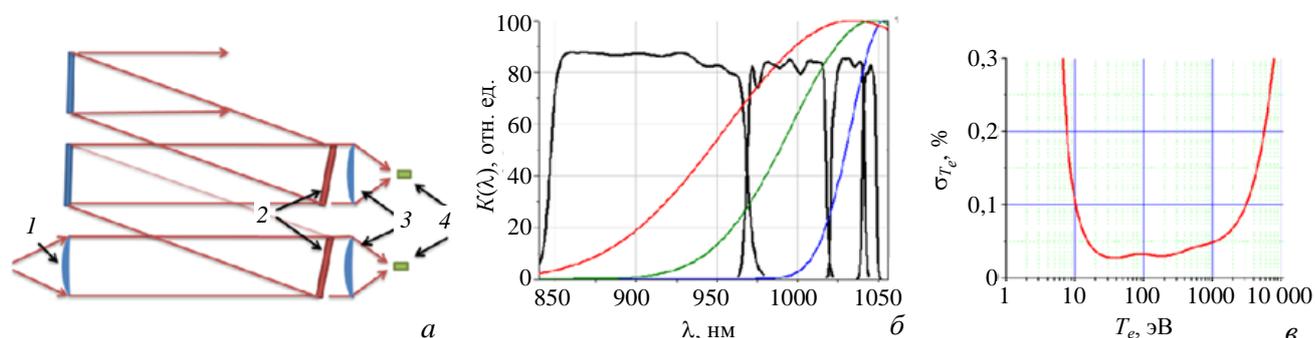


Рис. 2. Принципиальная схема фильтрового спектрометра (а): 1 — входной объектив, 2 — спектральный фильтр, 3 — объектив, 4 — приёмник; б — спектральные характеристики каналов спектрометра и наложенные спектры томсоновского рассеяния; в — кривая ошибок измерения температуры для выбранного набора спектральных каналов полихроматора

ристики спектральных каналов полихроматора и расчётные спектры ТР для разных температур. На рис. 2, в приведена кривая, характеризующая диапазон измеряемых температур выбранной конфигурацией спектральных каналов. В зависимости от энергии лазера, концентрации электронов и фонового света плазмы абсолютное значение ошибки определения температуры может меняться, при этом вид температурной зависимости сохраняется. В качестве детекторов для новых приборов были выбраны ЛФД Hamamatsu с высоким квантовым выходом на длине волны вплоть до 1,064 мкм. Данные фотоприёмники имеют существенное преимущество по сравнению с традиционно используемыми Perkin Elmer по темновому току, что особенно важно в случае увеличения временной выборки до ~250 нс. Регистрация сигналов рассеяния проводится в осциллографическом режиме записи АЦП с последующей математической обработкой. При известных форме импульсной характеристики усилителя (отклик усилителя на мгновенный сигнал) и временной привязке амплитуда зашумлённого сигнала будет определяться по формуле

$$A = \frac{\int_{\Delta t} S(t)I(t)dt}{\int_{\Delta t} I(t)^2 dt},$$

где $S(t)$ — сигнал рассеяния; $I(t)$ — импульсная характеристика усилителя. Дисперсия сигнала рассеяния рассчитывается на основании дисперсии шумовой дорожки [2], определяемой шумами усилителя и светом плазмы. Её величина соответствует 150—300 фотоэлектронам, что превышает дисперсию сигнала, связанную со статистикой рассеянных фотонов. Осциллографический режим записи достаточно удобен, поскольку позволяет при анализе экспериментальных данных определить сигналы, не соответствующие природе ТР, в частности, при попадании рентгеновского кванта на детектор или сильной наводке. В определённых условиях разряда наблюдаются сигналы с длительностью, значительно превышающей длительность сигнала томсоновского рассеяния. Источником такого сигнала, по-видимому, является тепловое излучение горящих в лазерном луче макрочастиц пыли.

КАЛИБРОВКА ДИАГНОСТИКИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

Математическое ожидание рассеянного сигнала в i -м канале полихроматора определяется как

$$W_i(T_e, n_e) = AE_L n_e \int_{\Delta\lambda_i} K(\lambda)_i \sigma_{TS}(T_e, \lambda, \theta, \varphi) d\lambda,$$

где A — спектрально неселективный калибровочный коэффициент, учитывающий пропускание оптики, геометрию рассеяния, определяется в процессе калибровки на газе; $K(\lambda)$ — калибровочный коэффициент, определяющий относительную чувствительность спектральных каналов, включает в себя пропускание фильтров, квантовый выход фотоприемника, точность юстировки полихроматора; E_L — энергия лазера в импульсе; $\sigma_{TS}(T_e, \lambda, \theta, \varphi)$ — дифференциальное сечение томсоновского рассеяния, при отсутствии коллективных эффектов определяется формулой, учитывающей релятивистские поправки, которые становятся значимыми при измерении температур выше 300 эВ [3]:

$$\sigma_{TS}(T_e, \lambda, \theta, \varphi) = r_e^2 \sin^2(\varphi)^2 \frac{1}{\lambda} C(T) \frac{1+x(\lambda)}{A(\lambda, \theta)} \exp[-2a(T)B(\lambda, \theta)],$$

где

$$A(\lambda, \theta) = (1+x(\lambda))^3 [2[(1-\cos(\theta))(1+x(\lambda))] + x(\lambda)^2]^{1/2};$$

$$B(\lambda, \theta) = \left[1 + \frac{x(\lambda)^2}{2[(1-\cos(\theta))(1+x(\lambda))]} \right]^{1/2} - 1;$$

$$C(T) = \sqrt{\frac{\alpha(T)}{\pi}} \left[1 - \left(\frac{15}{16} \alpha(T)^{-1} + \frac{345}{512} \right) \alpha(T)^{-2} \right];$$

$$x(\lambda) = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0};$$

$$\alpha(T) = \frac{m_e c^2}{2kT};$$

r_e — классический радиус электрона; φ — угол между поляризацией падающего излучения и волновым вектором рассеянного излучения; θ — угол между волновыми векторами падающего и рассеянного излучения; λ_0 — длина волны излучения зондирующего лазера; m_e — масса электрона, c — скорость света; k — постоянная Больцмана; T — температура электронов.

При определённых калибровочных коэффициентах $K(\lambda)_i$ и A можно, используя метод наименьших квадратов (МНК), легко получить значения температуры и концентрации электронов. Относительная чувствительность каналов $K(\lambda)_i$ определяется при освещении входного объектива полихроматора сканирующим по длинам волн излучением известного спектра. В качестве источника такого излучения используются полосковая лампа СИРШБ-40 и монохроматор МДР-206. Монохроматор имеет интерфейс для связи с компьютером, что позволяет подробно измерить характеристики каналов в автоматическом режиме.

Для определения абсолютной чувствительности полихроматоров традиционно используются методы рассеяния лазерного излучения на газовой мишени — рамановское и релеевское рассеяние [4, 5]. При известных сечениях рассеяния и давлении газа (количество рассеивающих частиц) можно определить абсолютную чувствительность аппаратуры. Калибровка по релеевскому рассеянию при высоком уровне

паразитно рассеянного излучения в условиях токамака Глобус-М сильно затруднена, поскольку рассеянный свет должен наблюдаться на длине волны лазера, кроме того, необходим отдельный спектральный канал для регистрации сигнала. Рамановское рассеяние наблюдается на длинах волн λ_j [4], смещённых относительно зондирующей длины волны, что допускает его регистрацию рабочим каналом полихроматора (рис. 3, а). Сигнал рамановского рассеяния можно записать как

$$U_{R_i} = AE_L n_M \sum_j K(\lambda_j)_i \sigma_R(\lambda_j, \theta),$$

где n_M — концентрация молекул газа; $\sigma_R(\lambda_j, \theta)$ — дифференциальное сечение рамановского рассеяния, тогда можно определить калибровочный коэффициент A следующим образом:

$$A = \frac{U_R}{E_L n_M \sum_j K(\lambda_j)_i \sigma_R(\lambda_j, \theta)}.$$

При проведении калибровки необходимо учесть, что область линейной зависимости рассеянного сигнала от давления газа-мишени ограничена [6] и должна определяться экспериментально.

На рис. 3, б показана зависимость сигнала рассеяния в первом канале полихроматора от давления газа. В настоящее время на установке не проводятся достоверные измерения абсолютного значения давления газа в камере, поэтому калибровка на газе позволяет связать только чувствительность разных про-

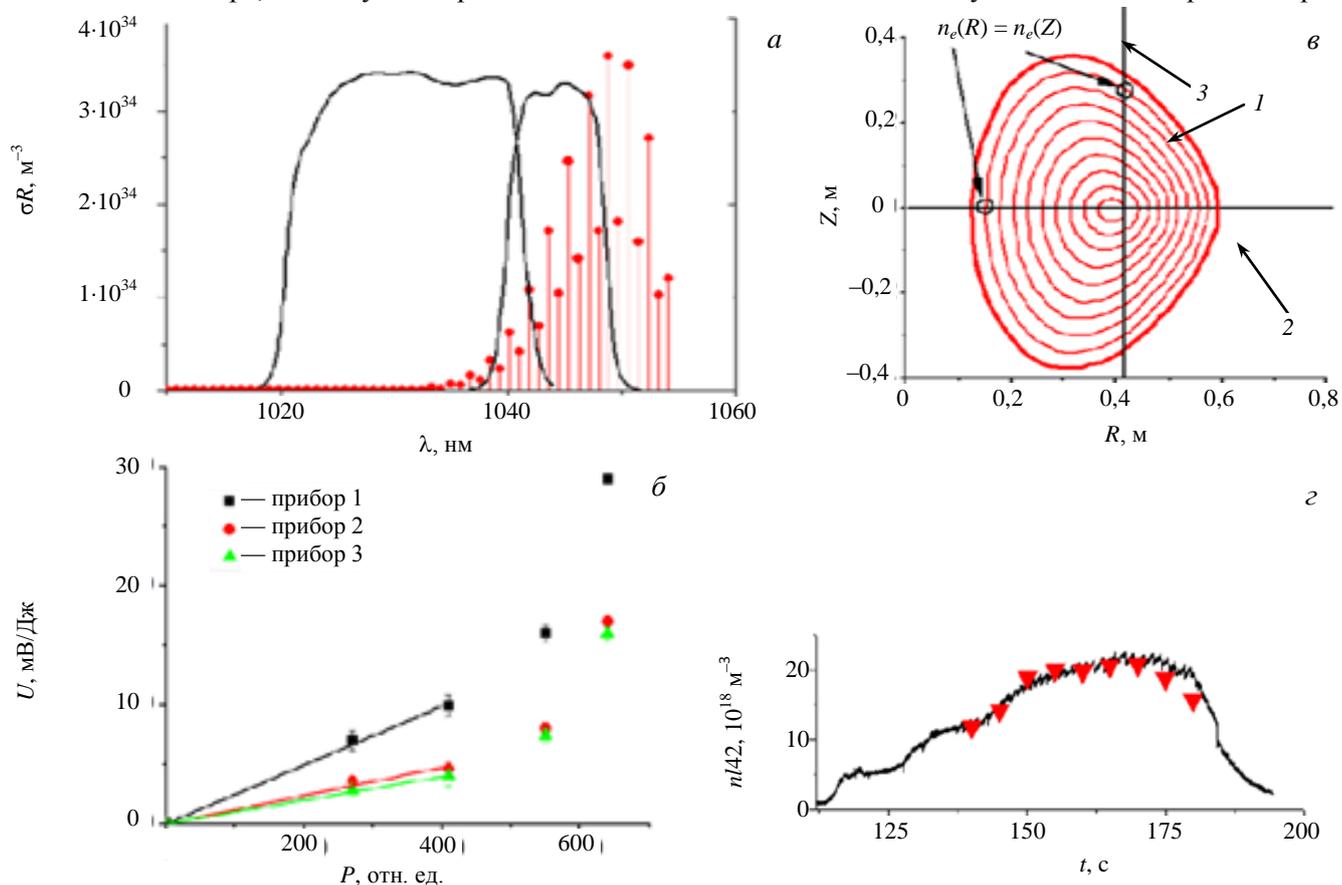


Рис. 3. Сечение рамановского рассеяния лазерного излучения 1055 нм на азоте на фоне первых каналов спектрометра (а); зависимость измеренного значения сигнала рамановского рассеяния от давления газа (б); нормировка на данные интерферометра (в); 1 — магнитная реконструкция равновесной конфигурации по коду EFIT, 2 — проекция лазерной хорды на полоидальное сечение плазменного шнура, 3 — хорда наблюдения интерферометра; временная эволюция концентрации электронов в разряде токамака (г): — — данные интерферометра, \blacktriangledown — данные ТР

странственных каналов между собой. Для получения абсолютных величин измеряемой концентрации электронов применяется нормировка на данные микроволнового интерферометра. В силу того, что томсоновские и интерферометрические измерения проводятся по взаимно перпендикулярным хордам (см. рис. 3, в), для нормировки необходимо спроецировать измеренный томсоновский профиль концентрации на хорду зондирования интерферометра. Известно, что вдоль силовой линии сохраняется полное газкинетическое давление $P = n_i T_i + n_e T_e = \text{const}$. В предположении, что ионный и электронный компоненты

газокинетического давления изменяются синхронно, $p_e = \text{const}$, $p_i = \text{const}$, считаем, что концентрация и температура электронов сохраняются независимо друг от друга вдоль силовой линии. Используя данные магнитной реконструкции, рассчитанные кодом равновесия EFIT [7], можно сопоставить точке, лежащей на хорде наблюдения интерферометра, значение плотности, соответствующее положению на хорде наблюдения диагностики томсоновского рассеяния. Интегрируя полученное распределение концентрации электронов вдоль вертикальной хорды и сравнив полученные значения с показаниями интерферометра, получим нормировочный коэффициент $n_0 = \frac{nl}{\int_{z_{\min}}^{z_{\max}} n_e(z) dz}$, где nl — среднехордовое значение

плотности, измеренное интерферометром; $n_e(z)$ — распределение плотности, измеренное методом томсоновского рассеяния и спроецированное на вертикальную хорду. На рис. 3, z показано сравнение интерферометрических измерений и среднехордовых значений, рассчитанных по данным томсоновского рассеяния и магнитной реконструкции.

ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ

В соответствии с МНК дисперсию определяемых параметров можно оценить по формулам [8]

$$\sigma_{T_e}^2 = \frac{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} a_i^2}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} a_i^2 \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} b_i^2 - \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} a_i b_i \right)^2};$$

$$\sigma_{n_e}^2 = \frac{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} b_i^2}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} a_i^2 \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} b_i^2 - \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} a_i b_i \right)^2},$$
(1)

где $a_i = \left(\frac{\partial W_i}{\partial n_e} \right)_{T_e, n_e}$; $b_i = \left(\frac{\partial W_i}{\partial T_e} \right)_{T_e, n_e}$; σ_i — ошибка определения сигнала рассеяния, энергии лазера и калибровочных сигналов.

Для оценки применимости этих формул была использована следующая методика численного расчёта.

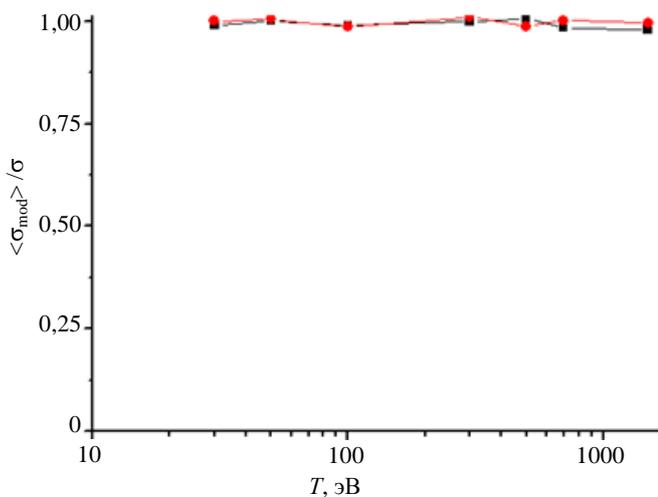


Рис. 4. Зависимость отношений дисперсий распределений температуры и концентрации, полученных путём численного расчёта, к значениям среднеквадратичных отклонений, рассчитанных по формулам для линеаризованного МНК, от температуры:

■ — T_e ; ● — n_e

Вначале рассчитываются ожидаемые значения сигналов рассеяния в соответствии с формулой 1 для заданных значений n_e и T_e . В предположении о нормальном распределении сигнала рассеяния для его заданной дисперсии осуществляется расчёт выборки сигналов рассеяния методом Монте-Карло. Затем на основании выборки разыгранных сигналов определяются распределения T_e , n_e и дисперсии этих распределений $\sigma_{T_e}^2$ и $\sigma_{n_e}^2$. На рис. 4 показана зависимость отношения дисперсий распределений T_e , n_e , полученных путём численного расчёта (для заданной ошибки измерения сигнала 10%), к значениям среднеквадратичных отклонений, рассчитанных по формулам (1), от температуры. Из приведённой зависимости видно, что во всём диапазоне измеряемых на токамаке Глобус-М температур для оценки ошибки измерения корректно использовать формулы (1).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 5 представлены распределения температуры и плотности электронов вдоль большого радиуса плазменного шнура, измеренные в омическом разряде токамака Глобус-М до и после L—H-перехода. На рисунке видно существенное перестроение профиля концентрации после перехода в режим с улучшенным удержанием с образованием сильного градиента на границе плазмы. При этом ошибка измерения в точке $R = 0,56$ м, расположенной на периферии, составляет 10 и 5% для температуры 70 эВ и концентрации $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

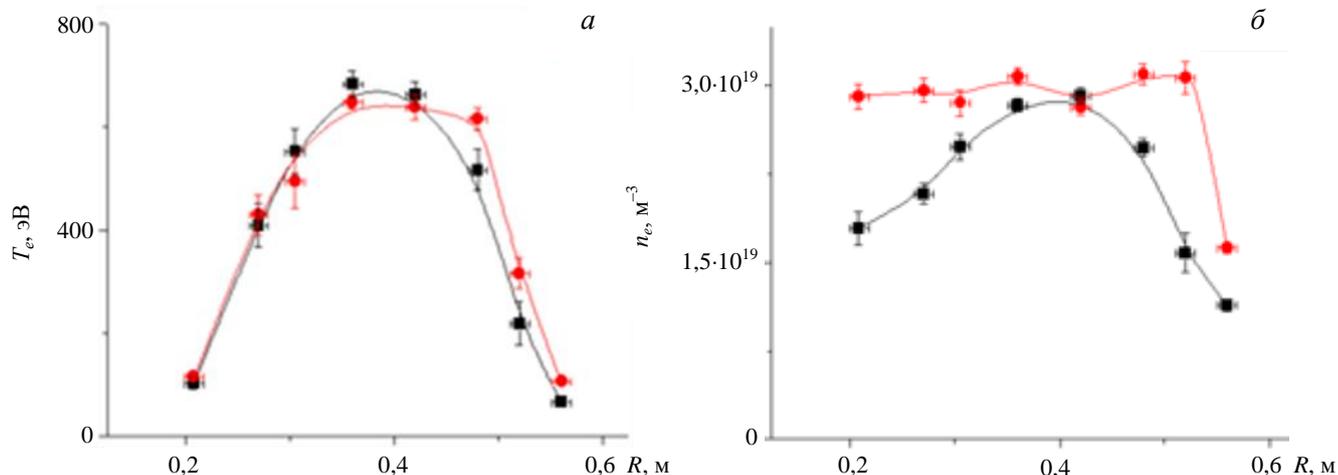


Рис. 5. Распределение температуры (а) и концентрации электронов (б) вдоль большого радиуса плазменного шнура, измеренное в одном разряде до и после L—H-перехода, № 26167: ■ — L-мода; ● — H-мода

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На токамаке Глобус-М проведена модернизация диагностики томсоновского рассеяния. В ходе модернизации диагностики увеличено число пространственных каналов в 2 раза, что позволяет проводить измерения распределений температуры и концентрации электронов от внутренней до внешней границы плазмы, что чрезвычайно актуально для изучения физических процессов в установке с малым аспектным отношением. Изменена геометрия наблюдения, реализована новая система сбора света, разработаны и изготовлены светосильный объектив для работы в больших углах, компактные спектральные приборы на основе интерференционных фильтров и лавинных фотодиодов. Для передачи рассеянного лазерного излучения на входные объективы полихроматоров подготовлены оптоволоконные линии. Реализованная система регистрации совместно с лазерным источником, позволяющим формировать произвольные временные сценарии генерации импульсов, призвана обеспечить исследования кинетических параметров плазмы в широкой программе исследований режимов разряда с инжекцией высокоэнергетичной плазменной струи, режимов с нейтральной инжекцией и режимов с внутренними транспортными барьерами на токамаке Глобус-М.

Работа выполнена с использованием оборудования С-3 РЦКП «Материаловедение и диагностика для передовых технологий» на УСУ «Глобус-М» при финансовой поддержке Минобрнауки РФ и РФФИ (грант № 10-02-01421-а).

REFERENCES

1. Tolstyakov S.Yu. et al. — ZhTF (JTPH), 2006, vol. 76, № 7, p. 27 (in Russian).
2. Tolstyakov S. Development of laser methods of tokamaks plasma diagnostics . Lap Lambert Academic Publishing, Saarbruecken, 2011, ISBN: 978-3-8465-1920-2 (in Russian).
3. Selden A.C. — Physics Letters, 1980, vol. 79A, p. 405.
4. Calstrol T.N., Campbell G.L., DeBoo J.C. et al. — Rev. Sci. Instr., 1992, vol. 63, № 10, p. 4901.
5. Penney C. M. et al. — J. of the Optical Society of America, 1974, vol. 64, № 5, p. 712.
6. Bassan M., Giudicotti L., Pasqualotto R. — Appl. Optics, 1993, vol. 32, № 27, p. 5313.
7. Lao L.L. et al. — Nucl. Fusion, 1985, vol. 25, p. 1611.

8. **Akatova T.Yu., Goncharova S.G., Razdobarin G.T., Shil'nikov A.N.** Numerical simulation of the experiment for plasma diagnostics by Thomson scattering method: preprint FTI 1074, 1986. 46 p. (in Russian).

AUTHORS

Kurskiy G.S. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; gleb.kurskiy@gmail.com.

Tolstyakov S.Yu. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Berezutskiy A.A. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Gusev V.K. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia; Vasily.Gusev@mail.ioffe.ru.

Kochergin M.M. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Minaev V.B. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Mukhin E.E. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Patrov M.I. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya st, 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Petrov Yu.V. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Sakharov N.V. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Semenov V.V. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya ul. 26, 194021 St. Petersburg, Russia.

Chernakov P.V. Co Ltd «Spectral-Tech», Politechnicheskaya ul. 26, 194021, St. Petersburg, Russia.