

УДК 533.9

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB

© 2024 г. С. В. Полосаткин^{a, b, c, *}, Г. С. Павлова^{d, **}^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия^bНовосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия^cНовосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия^dЧастное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

*e-mail: s.v.polosatkin@inp.nsk.su

**e-mail: G.Pavlova@iterrf.ru

Поступила в редакцию 14.05.2024 г.

После доработки 23.06.2024 г.

Принята к публикации 28.07.2024 г.

Предложен новый метод измерения электронной температуры плазмы на установке GOL-NB. Метод основан на измерении соотношения интенсивностей спектральных линий, испускаемых быстрыми атомами, инжектируемыми в плазму. Пучки быстрых атомов водорода, используемые для нагрева плазмы на установке ГОЛ-NB, содержат, наряду с атомами с полной энергией, также атомы с дробными энергиями ($E/2$, $E/3$, $E/18$), возникающие при диссоциации молекулярных ионов H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ . Спектральные линии этих энергетических компонент пучка (в частности, линия H_α водорода) могут быть разрешены из-за доплеровского сдвига, вызванного различиями в скоростях атомов. Для атомов с низкой энергией возбуждение, приводящее к излучению фотона, происходит только из-за столкновений с тепловыми электронами, а для атомов с высокой энергией значительный вклад дают процессы столкновения с ионами плазмы. В связи с этим, отношение интенсивностей линий разных компонент пучка зависит от электронной температуры плазмы и может быть использовано для ее измерения. При энергии пучка 24 кэВ предложенный метод может быть использован для измерения электронной температуры в диапазоне до 40 эВ, что представляет интерес для текущих экспериментов на установке GOL-NB. При этом для измерения температуры в области выше 20 эВ необходимо измерять соотношение интенсивностей спектральных линий с процентной точностью, и с такой же точностью измерять величину ослабления нейтрального пучка, проходящего через плазму. Предложенный метод может быть использован на других термоядерных установках, использующих инжекцию быстрых атомов водорода, для измерения температуры периферийной плазмы.

Ключевые слова: спектроскопия плазмы, атомарные пучки, диагностика плазмы

DOI: 10.31857/S0367292124090076, **EDN:** DVCDKI

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка ГОЛ-NB [1] представляет собой линейную осесимметричную открытую ловушку с многопробочными секциями для удержания плазмы. Основной целью экспериментов, проводимых на этой установке, является исследование удержания плазмы в многопробочном (периодически модулированным вдоль оси) магнитном поле. Установка ГОЛ-NB (рис. 1) состоит из цент-

ральной ловушки (пробкотрона) длиной 2.4 м с полем в центре $B = 0.3$ Тл и пристыкованных к ней секций сильного поля длиной около 3 м каждая с $B = 4.5$ Тл. Плазма в установке создается плазменной пушкой, расположенной в расширителе на одном из торцов установки, и нагревается с помощью инжекции пучков быстрых атомов водорода. Два инжектора [2] с суммарной мощностью 1.1 МВт инжектируют в плазму пучки быстрых атомов с энергией 24 кэВ на координатах

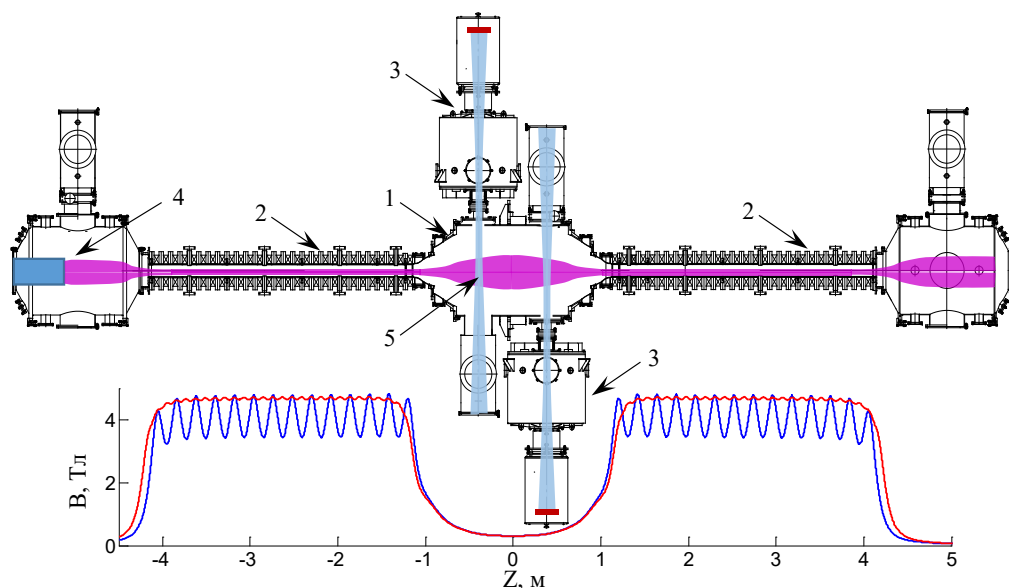


Рис. 1. Установка ГОЛ-NB: 1 – центральная секция, 2 – соленоиды сильного поля, 3 – инжекторы быстрых атомов водорода, 4 – плазменная пушка, 5 – точка измерения спектра излучения пучка быстрых атомов. Внизу – распределение магнитного поля вдоль оси установки. Показаны конфигурации с однородным и гофрированным полем.

$z = \pm 0.4$ м (продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки). Проходя через плазму, пучки быстрых атомов вследствие столкновений с электронами и ионами плазмы ионизируются, и возникающие быстрые ионы захватываются магнитным полем установки. Захваченные ионы осциллируют вдоль оси установки между точками остановки (совпадающими с точками инжекции) и постепенно передают свою энергию электронам плазмы за счет упругих столкновений. Конфигурация установки в точке инжек-

ции одного из атомарных пучков ($z = -0.4$ м) показана на рис. 2.

Суть планируемых экспериментов на установке заключается в сравнении эффективности удержания плазмы в конфигурациях с однородным ($B = 4.5$ Тл) и гофрированным ($B = 3.2/4.8$ Тл, период гофрировки 22 см) магнитным полем в секциях сильного поля. Гофрировка магнитного поля должна приводить к уменьшению продольных потерь плазмы и увеличению температуры плазмы в центральной секции (при условии сохранения одинаковой плотности плазмы с по-

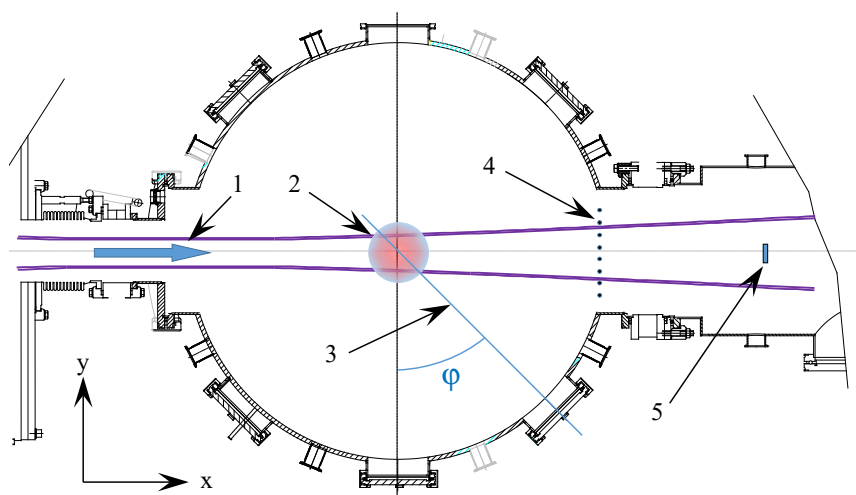


Рис. 2. Расположение диагностики на установке ГОЛ-NB: 1 – нейтральный пучок, 2 – плазма, 3 – линия наблюдения излучения быстрых атомов, 4 – профилометр пучка, 5 – вторично-эмиссионный датчик.

мощью регулирования скорости подпитки плазмы веществом). В оптимальных условиях удержания расчеты предсказывают увеличение температуры плазмы с 30–40 до ~100 эВ [3].

В настоящее время проведена серия экспериментов с однородной конфигурацией магнитного поля. В этих экспериментах для измерения электронной температуры использовался ленгмюровский зонд [4], расположенный на координате $z = 87$ см. Температура стартовой плазмы, создаваемой плазменной пушкой, составляла 5–10 эВ, при инжекции пучков температура плазмы по показаниям зонда поднималась до ~15 эВ. Нужно отметить, что ввод ленгмюровского зонда в плазму в центральной секции приводит к гибели популяции быстрых ионов, поэтому зонд располагался на значительном расстоянии от области движения захваченных ионов и нагрева плазмы ($z = \pm 40$ см). Кроме того, введение зонда в плазму может приводить к ее существенному остыванию, поэтому есть основания предполагать, что истинная температура плазмы в центральной секции выше измеряемой ленгмюровским зондом.

В связи с этим, создание бесконтактных диагностик для измерения электронной температуры плазмы в центральной секции является принципиально важной задачей для проводимых и планируемых экспериментов. В настоящее время ведется работа по созданию системы томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-NB. В представленной работе мы предлагаем еще один простой метод определения электронной температуры в диапазоне температур 0–40 эВ, основанный на измерении соотношения интенсивностей спектральных линий быстрых атомов, инжектируемых системой нейтральной инжекции.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Предлагаемый метод измерения электронной температуры основан на измерении соотношения интенсивностей спектральных линий, испускаемых быстрыми атомами, инжектируемыми в плазму. Особенностью инжекторов быстрых атомов, использующихся для нагрева плазмы, является наличие в составе пучков, наряду с атомами с полной энергией, равной ускоряющему напряжению инжектора, фракций атомов с дробными энергиями ($E/2$, $E/3$, $E/18$), возникающих при диссоциации молекулярных ионов H_2^+ , H_3^+ , H_2O^+ . Столкновения быстрых атомов с мишен-

ными частицами могут приводить к возбуждению атомов и последующему излучению фотонов на оптических переходах атома водорода, в том числе на длине волны линии H_α .

Важно отметить, что при регистрации излучения под углом к направлению движения пучка спектральные линии компонент с разными энергиями могут быть выделены друг от друга и от фонового излучения плазмы за счет доплеровского сдвига соответствующих спектральных линий. Спектроскопия доплеровского сдвига при прохождении пучка через газовую мишень является стандартным методом определения компонентного состава пучка [5, 6].

В плазме возбуждение быстрых атомов происходит в результате столкновений с электронами и ионами. При низкой энергии атомов их возбуждение происходит только в столкновениях с электронами и сильно зависит от температуры электронов, а при высокой энергии атомов преобладают столкновения с ионами, и скорость возбуждения становится не зависящей от температуры. В результате, скорости возбуждения и интенсивность излучения на линии H_α для компонент пучка с разными энергиями имеют различную зависимость от температуры.

Рассчитанные с помощью кода FIDASIM [7] излучательные способности атомов на линии H_α водорода в плазме различной плотности для энергий быстрых атомов, соответствующих компонентам атомарного пучка на установке ГОЛ-NB (24/12/8/1.33 кэВ) показаны на рис. 3. (Термином излучательная способность $S_{Ha} = (n_b n_{pl})^{-1} I_{Ha} / (h\nu)$ здесь и далее обозначается количество фотонов рассматриваемой спектральной линии, излучаемое в единицу времени из единицы объема, нормированное на концентрацию излучающих атомов и концентрацию плазмы.)

Как видно из рисунка, излучательные способности для атомов с разными энергиями имеют различную зависимость от температуры электронов, поэтому соотношение интенсивности линий, соответствующих разным компонентам пучка, может быть использовано для определения температуры электронов в плазме. При этом однако существует довольно сильная зависимость излучательной способности от плотности плазмы, связанная, в основном, с опустошением возбужденных уровней $n > 2$ из-за ионизации при столкновении с электронами и протонами. Эту зависимость необходимо учитывать при опреде-

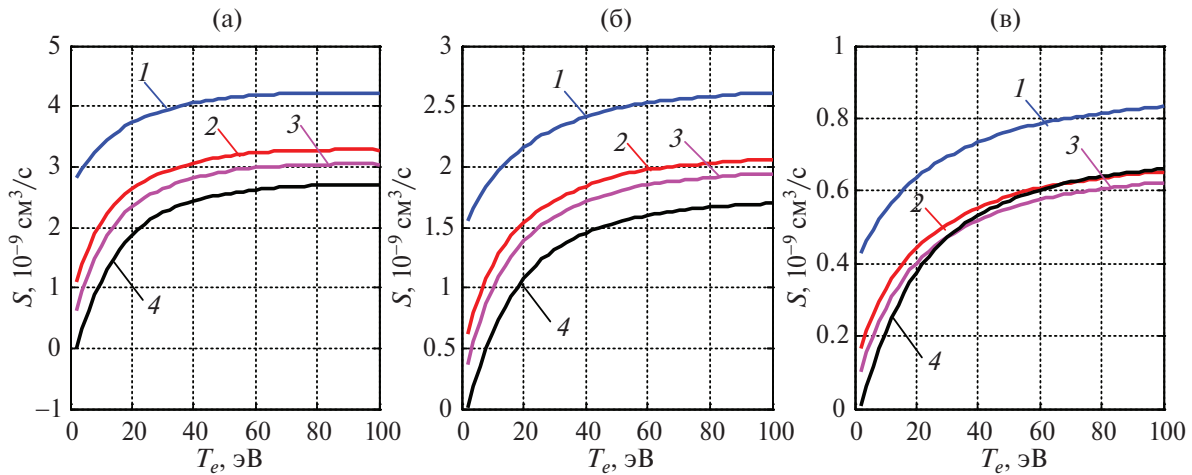


Рис. 3. Эмиссионная способность на линии H_{α} для быстрых атомов в плазме с концентрацией 10^{12} см^{-3} (а), 10^{13} см^{-3} (б) и 10^{14} см^{-3} (в): 1 – энергия атомов 24 кэВ, 2 – энергия атомов 12 кэВ, 3 – энергия атомов 8 кэВ, 4 – энергия атомов 1.33 кэВ.

лении температуры плазмы предложенным методом.

Измерение электронной температуры по соотношению интенсивностей доплеровски-смещенных линий требует знания соотношения эквивалентных токов различных компонент пучка. Наиболее удобный и прямой метод определения компонентного состава – измерение интенсивностей доплеровски-смещенных линий при прохождении пучка через газ. Эти измерения могут быть сделаны в той же геометрии и с той же спектральной аппаратурой, что и измерение соотношений линий в плазме. Для этого в калибровочном выстреле в камеру перед началом инъекции пучков напускается газ, но не зажигается плазменный разряд. Регистрируемые интенсивности линий атомов пучка с энергией E при прохождении пучка через плазму и через газ могут быть представлены как

$$R_{pl}^E = k^E J^E \sqrt{\frac{m_i}{2E}} S_{pl}(E, n_{pl}, T_e) h\nu n_{pl}, \quad (1)$$

$$R_{gas}^E = k^E J^E \sqrt{\frac{m_i}{2E}} S_{gas}(E) h\nu n_{gas}, \quad (2)$$

где k^E – множитель, описывающий эффективность регистрации излучения, J^E – эквивалентный ток компоненты пучка с энергией E , S_{pl} , S_{gas} – излучательные способности для газа и плазмы, n_{pl} , n_{gas} – концентрации газа и плазмы.

Излучательная способность для быстрого атома в газе может быть выражена следующим образом:

$$S_{gas}(E) = \sqrt{\frac{2E}{m_i}} (\sigma_{3s} + 0.12\sigma_{3p} + \sigma_{3d}), \quad (3)$$

где s_{3s} , s_{3p} , s_{3d} – сечения возбуждения быстрого атома водорода при столкновении с молекулой H_2 в реакции $H_f + H_2 = H_f^* + H_2$, множитель 0.12 представляет собой коэффициент ветвления между переходами $3p-2s$ и $3p-1s$. Отметим, что здесь предполагается, что магнитное поле установки удаляет из пучка фракцию ионов, возникающих при ионизации быстрых атомов при столкновении с молекулами H_2 . В случае измерений с выключенным магнитным полем необходимо дополнительно учитывать излучение, возникающее при перезарядном возбуждении быстрых ионов в процессе $H_f^+ + H_2 = H_f^* + H_2^+$. Также отметим, что магнитное поле снимает вырождение по орбитальным квантовым числам, что исключает вопросы о переходах между подуровнями и связанным с этим изменением эффективных коэффициентов ветвления [8, 9]. Использованные в дальнейшем для оценок сечения s_{3s} и $(0.12s_{3p} + s_{3d})$ были взяты из отчета ORNL-6086/VI [10].

Нормировка интенсивностей линий, регистрируемых при прохождении пучка через плазму, на интенсивности соответствующих линий при прохождении пучка через газ позволяет исключить влияние компонентного состава пучка, чувствительности каналов регистрации излучения, а также концентраций плазмы и нейтрального газа. В частности, отношение нормированных интенсивностей для линий атомов с энергиями $E/2$ и E равно

$$\frac{R_n^{E/2}}{R_n^E} = \frac{S_{pl}(E/2, n_{pl}, T_e)}{S_{pl}(E, n_{pl}, T_e)} \frac{S_{gas}(E)}{S_{gas}(E/2)}. \quad (4)$$

На рис. 4а показаны отношения нормированных интенсивностей доплеровски смещенных спектральных линий H_α для компонент нейтрального пучка с полной энергией 24 кэВ при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} . Как видно из этого рисунка, при температурах выше 30 эВ зависимость отношения интенсивностей от температуры ста-

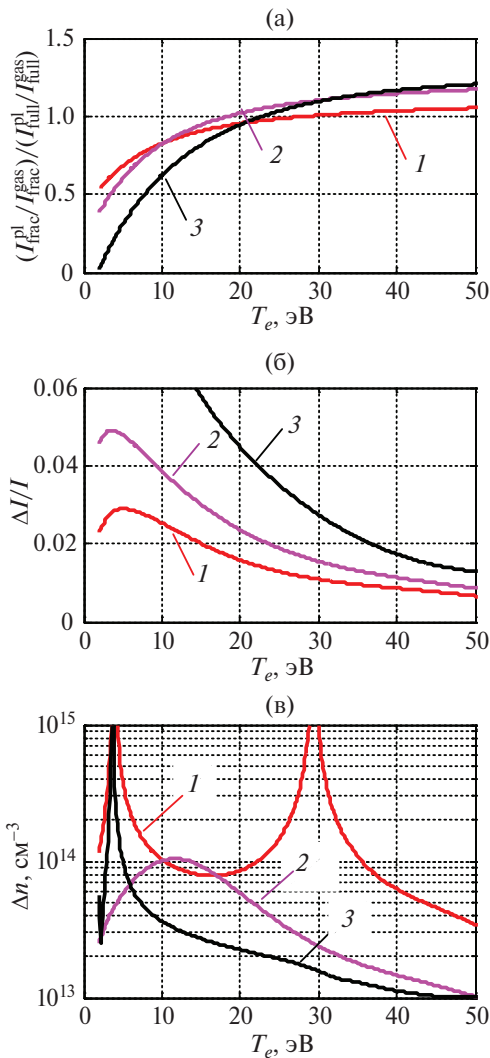


Рис. 4. Отношение нормированных интенсивностей доплеровски-смещенных линий H_α при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} (а); относительная погрешность измерения интенсивностей линий для определения электронной температуры с точностью 10% при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} (б); абсолютная погрешность значения плотности плазмы для определения электронной температуры с точностью 10% при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} (в): 1 – отношение интенсивностей линий атомов с энергиями 12 и 24 кэВ, 2 – отношение интенсивностей линий атомов с энергиями 8 и 24 кэВ, 3 – отношение интенсивностей линий атомов с энергиями 1.33 и 24 кэВ.

новится достаточно слабой, что ограничивает возможность применения этого метода при высоких температурах плазмы. На рис. 4б показаны относительные точности измерений интенсивностей спектральных линий, необходимые для определения температуры плазмы с точностью 10%. В принципе, наименьшие требования к точности измерений предъявляются при использовании пары линий с энергиями $E/18$ и E (1.33 и 24 кэВ), однако появление этой линии связано с наличием в инжекторе быстрых атомов молекул воды, содержание которых может меняться в ходе работы инжектора, поэтому для определения температуры предпочтительно использовать отношения интенсивностей линий атомов с $E/2$ и $E/3$ к интенсивности линий атомов с полной энергией. Погрешность измерения интенсивностей этих линий должна быть масштаба нескольких процентов.

На рис. 4в показана ошибка величины плотности плазмы, приводящая к ошибке измерения температуры 10%. Несмотря на довольно сильную зависимость излучательных способностей от плотности плазмы, отношение излучательных способностей атомов с разной энергией слабо зависит от плотности плазмы, что позволяет использовать предложенный метод даже без точных измерений плотности плазмы.

3. ВЛИЯНИЕ ОСЛАБЛЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА

Предлагаемый метод определения температуры плазмы основан на использовании нагревных пучков нейтралов, которые должны захватываться плазмой для ее эффективного нагрева. В текущих экспериментах на установке ГОЛ-NB коэффициент ослабления нейтральных пучков вследствие захвата в плазме может достигать 50%. Захват и ослабление нейтральных пучков происходят вследствие перезарядки, а также ионизации при столкновениях быстрых атомов с ионами и электронами плазмы. Эффективные сечения этих процессов зависят от энергии быстрых атомов, поэтому для разных компонент пучка коэффициенты ослабления различаются. Это приводит к тому, что в области регистрации доплеровски-смещенных линий компонентный состав пучка отличается от начального состава до прохождения через плазму, что нужно учитывать при определении температуры плазмы. Кроме того, поскольку на установке ГОЛ-NB радиус плазмы

сравним с поперечным размером нейтрального пучка, регистрация излучения ведется не в локальной точке пространства, а вдоль хорды, на которой меняются плотность плазмы, плотность тока пучка и его компонентный состав. Эти эффекты необходимо учесть в модели, предсказывающей зависимость соотношения интенсивностей линий от температуры. Более того, поскольку в условиях установки ГОЛ-NB предложенный метод является нелокальным, фактически он требует априорной информации о радиальном профиле температуры. Такая информация может быть получена из зондовых измерений или с помощью диагностики томсоновского рассеяния. В приведенных ниже оценках предполагалось постоянство электронной температуры по радиусу, что подтверждается результатами зондовых измерений. Такое радиальное распределение может быть связано с использованием вихревого метода МГД-стабилизации плазмы, приводящего к перемещению внутренних областей плазменного столба [11].

В экспериментах на установке ГОЛ-NB ослабление пучка измеряется с помощью вторично-эмиссионного датчика, расположенного на оси нейтрального пучка в приемном баке (рис. 2). Для измерения радиального профиля плазмы служит профилометр прошедшего через плазму пучка. Этот же профилометр может быть использован для определения профиля плотности тока пучка при измерениях в отсутствие плазмы. В этих диагностиках ослабление пучка определяется путем сравнения сигналов вторично-эмиссионных детекторов при прохождении пучка через плазму и в калибровочном выстреле в отсутствие плазмы. Повторяемость импульсов инжектора позволяет измерять ослабление пучка в плазме с точностью несколько процентов.

Зависимость концентрации плазмы от радиуса и плотности тока пучка от расстояния до оси может быть аппроксимирована функциями Гаусса

$$n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_{pl}^2}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\bar{n}l}{r_{pl}} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_{pl}^2}\right), \quad (5)$$

$$J(y) = J_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2r_b^2}\right), \quad (6)$$

где r_{pl} , r_b — характерный диаметр плазмы и поперечный размер пучка, измеряемые профилометром, $\bar{n}l$ — линейная плотность плазмы на центральной хорде.

Линейная плотность может быть найдена по ослаблению нейтрального пучка на центральной хорде из уравнения

$$k_s = \frac{J_{att}}{J_0} = \frac{\sum_E J_0^E \exp(-\bar{n}l\sigma_{loss}^E(T_e))}{\sum_E J_0^E}, \quad (7)$$

где J_{att} / J_0 — измеряемое вторично-эмиссионным датчиком ослабление нейтрального пучка, J_0^E — эквивалентный ток компоненты пучка с энергией E , измеряемый в экспериментах с инъекцией пучка в газ, σ_{loss}^E — эффективное сечение захвата быстрого атома с энергией E . Следует отметить, что эффективное сечение захвата зависит от электронной температуры плазмы, поэтому величину концентрации $n(r)$ мы можем найти только в предположении постоянной по радиусу температуры плазмы.

Нормированная интенсивность регистрируемой доплеровски-смещенной линии H_α для компоненты пучка с энергией E при наблюдении под углом φ равна

$$R_n^E = \frac{\int_{-r_0}^{r_0} dr J(r \cos(\varphi)) S_{pl}(E, n(r), T_e) k_{att}^E(r \sin(\varphi))}{S_{gas}(E) \int_{-r_0}^{r_0} dr J(r \cos(\varphi))}, \quad (8)$$

где k_{att}^E — коэффициент ослабления пучка в плазме до прихода в точку наблюдения, $\pm r_0$ — границы области регистрации излучения, совпадающими с границами вакуумной камеры.

Коэффициент ослабления k_{att}^E может быть найден интегрированием по пути движения пучка

$$k_{att}^E(y) = \exp\left(-\sigma_{loss}^E(T_e) \int_{-r_0}^{y \operatorname{tg}(\varphi)} dx n(\sqrt{x^2 + y^2})\right), \quad (9)$$

где $\sigma_{loss}^E(T_e)$ — эффективное сечение ослабления атомарного пучка.

Температура плазмы может быть найдена сравнением расчетных и измеренных отношений интенсивностей свечения различных фракций пучка. Точность измерения параметров модели, необходимую для измерения температуры с заданной точностью, можно оценить как

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\Delta T_e}{T_e} \frac{T_e}{p} \frac{\partial(I^{E_{frac}}/I^{E_0})}{\partial T_e} \frac{\partial p}{\partial(I^{E_{frac}}/I^{E_0})}\right)^2, \quad (10)$$

где $\Delta p/p$ — относительная погрешность измерения параметра p , $\Delta T_e/T_e$ — требуемая точность измерения температуры. На рис. 5 показаны точности измерения параметров модели (коэффициент

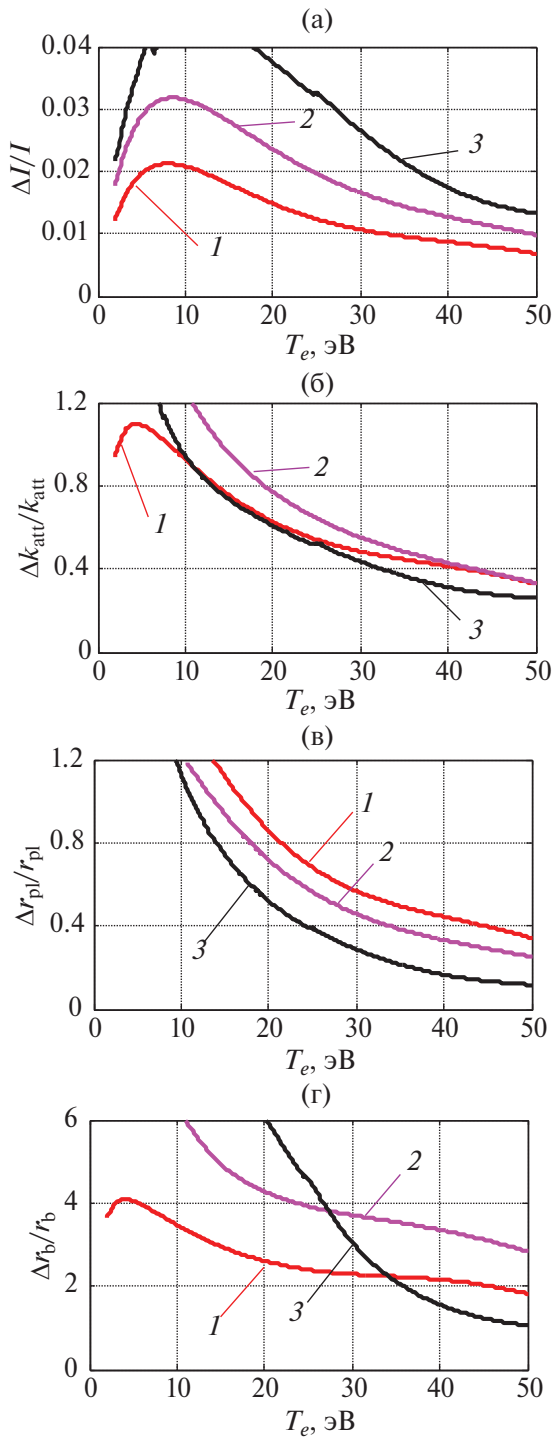


Рис. 5. Требуемые погрешности параметров эксперимента, необходимые для измерения электронной температуры на установке ГОЛ-НВ с точностью 10% (параметры эксперимента приведены в тексте); относительная ошибка измерения нормированных интенсивностей спектральных линий (а), относительная ошибка коэффициента ослабления пучка быстрых атомов в плазме (б), относительная ошибка измерения радиуса плазмы (в), относительная ошибка измерения радиуса пучка быстрых атомов (г). Обозначения линий совпадают с обозначениями на рис. 3.

ослабления на центральной хорде k_s , характерные радиусы атомарного пучка и плазмы r_b и r_{pl}), необходимые для определения температуры плазмы с точностью 10%, вычисленные для типичных параметров эксперимента на ГОЛ-НВ ($k_s=0.5$, $r_b=4$ см, $r_{pl}=4.5$ см). Как видно из рисунков, для измерения температуры достаточная точность измерения коэффициента ослабления пучка и радиуса плазмы составляет десятки процентов, а величина радиуса пучка практически не влияет на определение температуры плазмы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод позволяет измерять электронную температуру плазмы в диапазоне до 30 эВ, что представляет большую важность на текущем этапе экспериментов на установке ГОЛ-НВ. При этом измерения температуры в области выше 20 эВ требуют измерения интенсивностей линий с процентной точностью, что является достаточно сложной задачей. Кроме того, интерпретация результатов измерений зависит от достоверности используемых атомных данных. В связи с этим, наиболее перспективным представляется использование предложенного метода совместно с измерениями температуры с помощью томсоновского рассеяния. Эта система, которая в настоящее время находится в процессе изготовления, позволит измерять электронную температуру в 8 точках по радиусу с высокой достоверностью в один момент времени в течение выстрела, что даст возможность провести калибровку обсуждаемой системы измерения и использовать ее для измерения динамики температуры.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного плана НИР.

ДОСТУПНОСТЬ ДАННЫХ

Авторы выражают готовность предоставить по запросу представленные в статье результаты расчетов и исходные данные по излучательной способности атомов водорода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Postupaev V.V., Batkin V.I., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Lykova Yu.A., Melnikov N.A., Mekler K.I., Nikishin A.V. // Nuclear Fusion. 2022. V. 62. P. 086003. Doi: 10.1088/1741-4326/ac69fa.

2. *Batkin V.I., Bambutsa E.E., Burdakov A.V., Burmasov V.S., Gafarov M.R., Voskoboinikov R.V.* // AIP Confer. Proceed. 2016. V. 1771. P. 030010.
Doi: 10.1063/1.4964166.
3. *Постынаев В.В., Юров Д.В.* // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 966.
Doi: 10.7868/S036729211611007X.
4. *Sidorov E.N., Batkin V.I., Burdakov A.V., Ivanov I.A., Kuklin K.N., Mekler K.I., Nikishin A.V., Postupaev V.V., Rovenskikh A.F.* // J. Instrumentation. 2021. V. 16. P. T11006.
Doi: 10.1088/1748-0221/16/11/T11006.
5. *Uhlemann R., Hemsworth R.S., Wang G., Euringer H.* // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. P. 974.
Doi: 10.1063/1.1144100.
6. *Ivanov A.A., Deichuli P.P., Kreter A., Maximov V.V., Schweer B., Shikhovtsev I.V., Stupishin N.V., Usoltsev D.V., Podminogin A.A., Uhlemann R.* // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 1822.
Doi: 10.1063/1.1699508.
7. *Geiger B., Stagner L., Heidbrink W.W., Dux R., Fischer R., Fujiwara Y., Garcia A.V., Jacobsen A.S., Vuuren A.J., Karpushov A.N., Liu D., Schneider P.A., Sfili-goi I., Poloskei P.Zs., Weiland M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 105008.
Doi: 10.1088/1361-6587/aba8d7.
8. *Polosatkin S.* // J. Instrumentation. 2013. V. 8. P. 05007.
Doi: 10.1088/1748-0221/8/05/P05007.
9. *Polosatkin S.V., Ivanov A.A., Listopad A.A., Shikhovtsev I.V.* // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 02A707.
Doi: 10.1063/1.4826339.
10. *Barnett C.* Atomic Data for Fusion. Vol. 1: Collisions of H, H₂, He, and Li atoms and ions with atoms and molecules. ORNL-6086/VI Report. 1990.
11. *Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Sol-datkina E.I.* // Fusion Sci. Technology. 2010. V. 57. P. 351.
Doi: 10.13182/FST10-A9497.

METHOD FOR MEASURING THE PLASMA TEMPERATURE AT THE GOL-NB FACILITY

S. V. Polosatkin^{a,b,c,*} and G. S. Pavlova^{d,}**

^a*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia*

^b*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630073, Russia*

^c*Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia*

^d*Private Institution Project Center ITER, Moscow, 123098, Russia*

^{*}*e-mail: s.v.polosatkin@inp.nsk.su*

^{**}*e-mail: G.Pavlova@iterrf.ru*

A new method is proposed for measuring the electron plasma temperature at the GOL-NB facility. The method is based on measuring the ratio between the intensities of the spectral lines emitted by the fast atoms injected into the plasma. The beams of fast hydrogen atoms used for heating the plasma at the GOL-NB facility contain not only atoms with a full energy (E) but also atoms with fractional energies (E/2, E/3, E/18) that appear as a result of the dissociation of the H₂⁺, H₃⁺, and H₂O⁺ molecular ions. The spectral lines of the beam components with these energies (and, in particular, the hydrogen H_α line) can be resolved due to the Doppler shift caused by the difference between the atom speeds. For atoms with low energy, the excitation that leads to the photon emission occurs only due to their collisions with thermal electrons, while for atoms with high energy, a sufficient deposition into their excitation is given by their collisions with the plasma ions. This is why the ratio between the intensities of the lines of different beam components depends on the plasma electron temperature, and thus, it can be used to measure this temperature. At the beam energy of 24 keV, the proposed method can be used to measure the electron temperature in the range of up to 40 eV, which is of interest for the current experiments conducted at the GOL-NB facility. Note that measurement of the electron temperature higher than 20 eV requires that the ratio between the spectral line intensities be measured with an accuracy of the order of one percent, and that the attenuation of the neutral beam that passes through the plasma be measured with the same accuracy. The proposed method can be used at other fusion facilities that use fast hydrogen atom injection to measure the temperature of the edge plasma.

Keywords: plasma spectroscopy, atomic beams, plasma diagnostic