

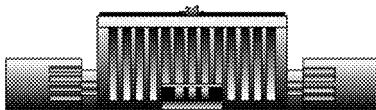


**Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИЯФ СО РАН)**

С.В. Полосаткин

**НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB**

ИЯФ 2023-03



НОВОСИБИРСК 2023

Аннотация

В работе 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-НВ, 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 $H\alpha$ 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.

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 состоит из центральной 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 инъекции 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 $z = \pm 0.4$ м (продольная координата z отсчитывается от средней плоскости ловушки). Проходя через плазму, пучки быстрых атомов вследствие столкновений с электронами и ионами плазмы частично ионизируются, и возникающие быстрые ионы захватываются магнитным полем установки.

Захваченные ионы осциллируют вдоль оси установки между точками останова (совпадающими с точками инъекции) и постепенно передают свою энергию электронам плазмы за счет упругих столкновений. Конфигурация установки в точке инъекции одного из атомарных пучков ($z = -0.4$ м) показана на рисунке 1.

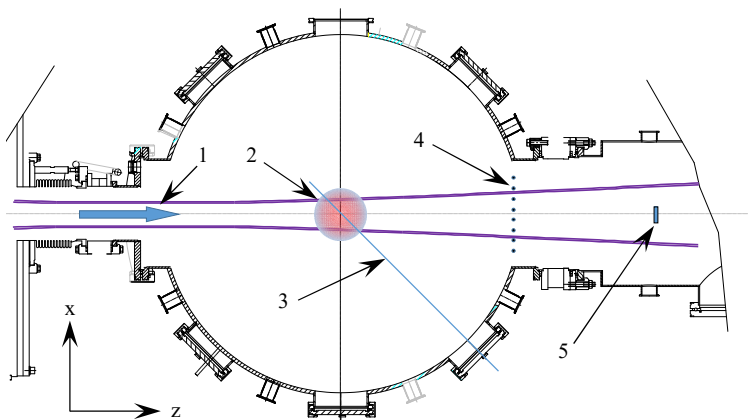


Рис. 1. Расположение диагностики на установке ГОЛ-NB; 1 – нейтральный пучок, 2 – плазма, 3 – линия наблюдения излучения быстрых атомов, 4 – профилометр пучка, 5 – вторично-эмиссионный датчик

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 помощью 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 инъекции пучков температура плазмы по показаниям зонда поднималась до ~15 эВ. Нужно отметить, что ленгмюровский зонд несовместим с быстрыми ионами в плазме, поэтому он 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 температуры 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-НВ. 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 инъекции.

1. 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, используемых 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 мишенными 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 происходит в результате столкновений с электронами и ионами. При низкой энергии пучка возбуждение атомов происходит только в столкновениях с электронами и сильно зависит от температуры электронов, а при высокой энергии пучка преобладают столкновения с ионами, и скорость возбуждения становится не зависящей от температуры. В результате, скорости возбуждения и излучательные способности для разных компонент пучка имеют различную зависимость от температуры. Рассчитанные излучательные способности атомов на линии H_{α} водорода в плазме для разных энергий атомов показаны на рисунке 2. Источники атомных данных для этих расчетов и их достоверность обсуждаются в разделе 3. Жирные линии на рисунке 1 соответствуют энергиям компонент нейтральных пучков установки ГОЛ-НВ (1,33 / 8 / 12 / 24 кэВ). Как видно из рисунка, излучательные способности для атомов с разными энергиями имеют различную зависимость от температуры электронов. Поэтому соотношение интенсивности линий, соответствующих разным долям пучка, может быть использовано для определения температуры электронов в плазме.

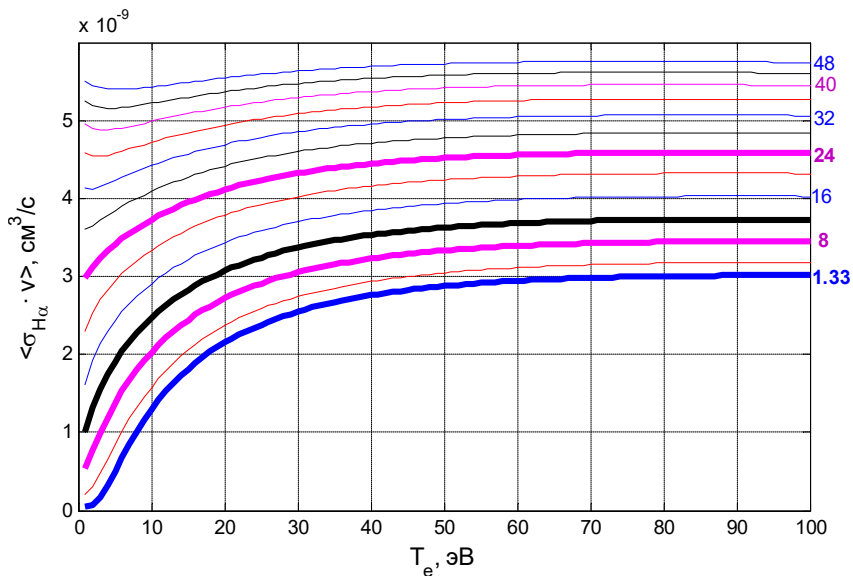


Рис. 2. Излучательная способность атомов на линии H_{α} в плазме для различных энергий быстрых атомов. Энергии быстрых атомов показаны на правой оси рисунка. Жирными линиями выделены энергии, соответствующие компонентам нейтрального пучка на установке ГОЛ-NB. Источники и достоверность атомных данных, использовавшихся при расчетах, обсуждаются в разделе 2.

Измерение электронной температуры по соотношению интенсивностей доплеровски-смещенных линий H_{α} 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. 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.

На рисунке 3а показаны расчетные значения отношений интенсивностей излучения линии H_{α} различными компонентами нагретого нейтрального пучка установки ГОЛ-НВ ($E=24$ кэВ), а на рисунке 3б – требуемая точность измерения интенсивностей для определения электронной температуры с точностью 10%.

Как видно из рисунка, в диапазоне температур до 30 эВ, представляющем основной интерес для текущих экспериментов на ГОЛ-НВ, отношение интенсивностей имеет значительную температурную зависимость и может быть использовано для определения температуры. Наиболее сильную зависимость имеет отношение линий с полной энергией E и энергией $E/18$, однако, поскольку атомы с энергией $E/18$ образуются из диссоциировавших ионов воды, доля этой компоненты в пучке может меняться от выстрела к выстрелу, что будет приводить к ошибке измерения температуры. Кроме того, линия $E/18$ расположена достаточно близко к несмещенной линии H_{α} , что ограничивает точность измерения ее амплитуды. В связи с этим, представляется, что наиболее перспективным является использование отношения линий с энергиями E и $E/3$.

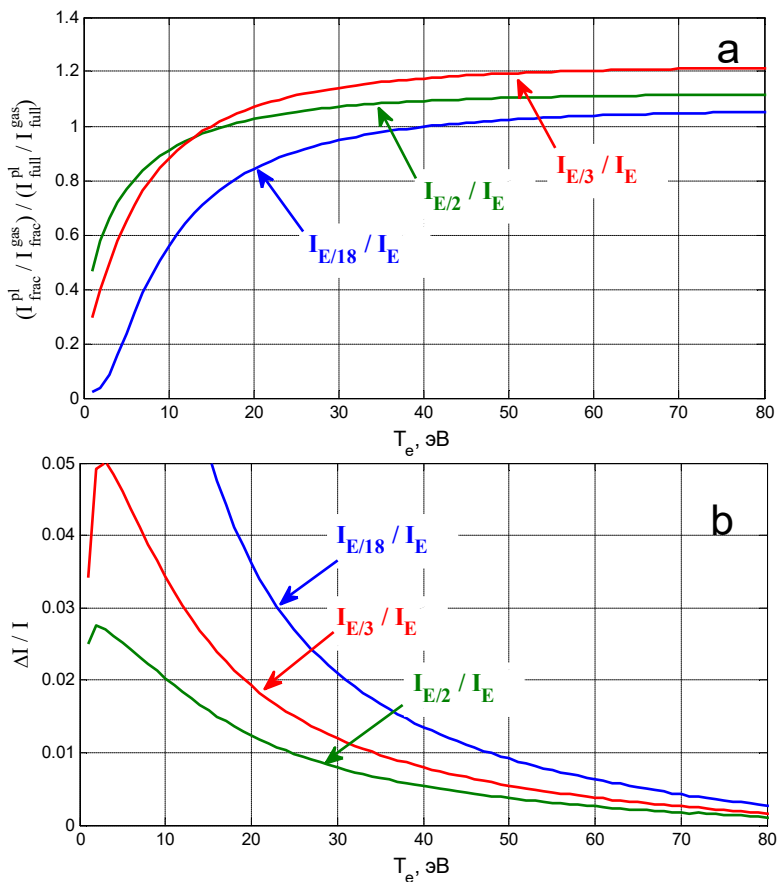


Рис. 3. а) Отношение нормированных интенсивностей доплеровски-смещенных линий $H\alpha$ для компонент пучка с полной энергией 24 кэВ б) Требуемая точность измерения отношения интенсивностей для определения электронной температуры с точностью 10%.

2. Атомные данные для вычисления интенсивностей

2.1. Источники атомных данных

Поскольку для определения электронной температуры предложенным методом требуется точность измерения интенсивностей линий несколько процентов, необходимо знание излучательных способностей с такой же высокой точностью. Для наших расчетов мы использовали сечения возбуждения атомов в плазме из [7] и сечения возбуждения нейтралов при столкновениях с молекулами водорода из [8].

Все наборы данных брались из библиотеки Aladdin [9]. Для проверки расчетов мы сравнивали результаты с данными об излучательных способностях водорода, приведенных находящейся в свободном доступе библиотеке OPEN ADAS [10,11]. В OPEN ADAS доступны рассчитанные зависимости излучательной способности спектральных линий водорода при возбуждении электронным ударом от температуры и плотности плазмы (для медленных атомов водорода) (файлы pec12#h_pju#h0.dat и pec96#h_pjr#h0.dat из библиотеки ADF15), а также суммарные излучательные способности быстрых атомов в плазме в зависимости от энергии пучка и плотности плазмы при температуре плазмы 2 кэВ (файл bme10#h_h1.dat из библиотеки ADF22).

2.2. Модель возбуждения линии H_{α}

Основная неопределенность расчетов излучательной способности на основании известных сечений возбуждения атомов состоит в выборе модели заселенностей подуровней с различными орбитальными квантовыми числами. Влияние эффектов перемешивания заселенностей на определение компонентного состава атомарных пучков по данным доплеровской спектроскопии обсуждаются в статьях [12,13].

В проведенных расчетах предполагалась сильное перемешивание заселенностей подуровней (модель равновесной заселенности). Аргументом в пользу выбора этой модели служит большая скорость столкновительного перехода между подуровнями $3s-3p$ [14], составляющая $2.3 \times 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$ для температуры плазмы 50 эВ. Такая скорость перехода соответствует, даже для относительно низкой плотности плазмы 10^{13} см^{-3} , времени жизни подуровня $3s$ 4,2 нс, что значительно меньше естественного (излучательного) времени жизни этого подуровня (158 нс). Легко проверить, что данные OPEN ADAS также соответствуют модели равновесной заселенности при всех концентрациях плазмы, включая наименьшую, для которой доступны расчеты излучательной способности, равную $5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Например, по данным ADAS, отношение излучательных способностей спектральных линий H_α и Лайман- β равны 0,79, что точно соответствует коэффициенту ветвления для этих линий в модели равновесной заселенности.

Следует отметить, что такое сильное смешивание и быстрый распад $3s$ состояния означает, что отсутствует пространственный перенос возбуждения вместе с движением быстрых атомов, который мог бы приводить к ошибкам вычисления интенсивности из-за неоднородности плазмы по радиусу.

В проведенных расчетах учитывалось только столкновительное возбуждение с основного уровня на уровни $n=3$ и $n=4$ и излучательные переходы с этих уровней с коэффициентами ветвления 0.442 для перехода $3 \rightarrow 2$ и 0.317 для перехода $4 \rightarrow 3$.

2.3. Сравнение атомных данных

На рисунке 4 показано сравнение рассчитанной излучательной способности линии H_α при возбуждении электронным ударом с данными OPEN ADAS. Следует отметить,

что здесь мы проводили сравнение расчетов излучательных способностей с доступными данными из ADAS для неподвижных атомов (то есть в случае сферически-симметричного максвелловского распределения бомбардирующих атом электронов). Для определения излучательных способностей для быстрых атомов пучка сечения возбуждения усреднялись по Максвелловскому распределению, сдвинутому на скорость быстрого атома.

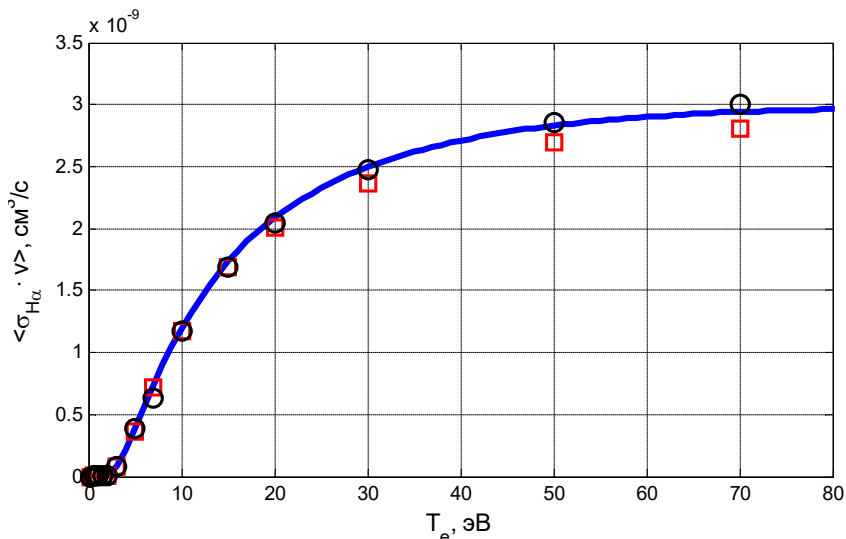


Рис. 4. Излучательная способность неподвижных атомов в плазме на линии $H\alpha$ при возбуждении электронным ударом; линия – вычисления на основе сечений из [7], кружки – данные ADAS с разрешением по заселенностям подуровней (res96#h_pjr), квадраты - данные ADAS без разрешения по заселенностям подуровней (res12#h_pju). Данные ADAS взяты для минимальной табулированной плотности $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

Проверка используемых в расчетах сечений возбуждения при столкновениях с ионами проводилась путем сравнения расчетов излучательных способностей в плазме с температурой 2

кэВ и соответствующими данными OPEN ADAS (файл bme10#h_h1.dat). Результаты сравнения приведены на рисунке 5. Непрерывной линией показана излучательная способность, рассчитанная с помощью сечений атом-ионных столкновений из [7], штриховой линией – данные OPEN ADAS, пунктирной линией – излучательная способность при возбуждении электронным ударом. Заметим, что для рассматриваемой температуры (2 кэВ) тепловая скорость электронов существенно превышает скорость быстрых атомов, поэтому скорость возбуждения электронным ударом практически не зависит от энергии быстрых атомов. Как видно из рисунка, существует значительное (несколько процентов) различие между расчетными и табулированными излучательными способностями. Более того, аналогичное различие наблюдается между сечениями, приведенными в работах Джанева [7] и Барнетта [8]. В связи с этим мы решили использовать в наших расчетах излучательные способности при столкновениях с ионами, полученные из данных OPEN ADAS как разность между табулированной полной излучательной способностью и излучательной способностью при возбуждении электронным ударом.

2.4. Поправка на столкновительное девозбуждение

Наша модель не включает в себя столкновительное снятие возбуждения, которое может приводить к существенному изменению интенсивностей. ADAS предсказывает существенное уменьшение излучательной способности атомов в интересующем нас диапазоне плотностей 10^{13} - 10^{14} см⁻³ (рисунок 6).

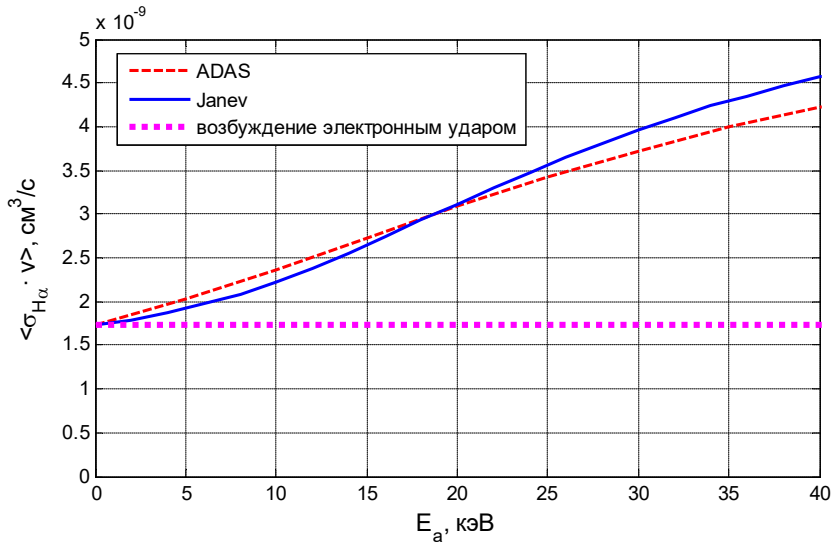


Рис. 5. Суммарная излучательная способность быстрых атомов на линии H_{α} в плазме с $T_e=2$ кэВ. Непрерывная линия – расчеты с использованием сечений из работы Джанев [7], штриховая линия- данные OPEN ADAS [11], пунктир – излучательная способность при возбуждении электронным ударом.

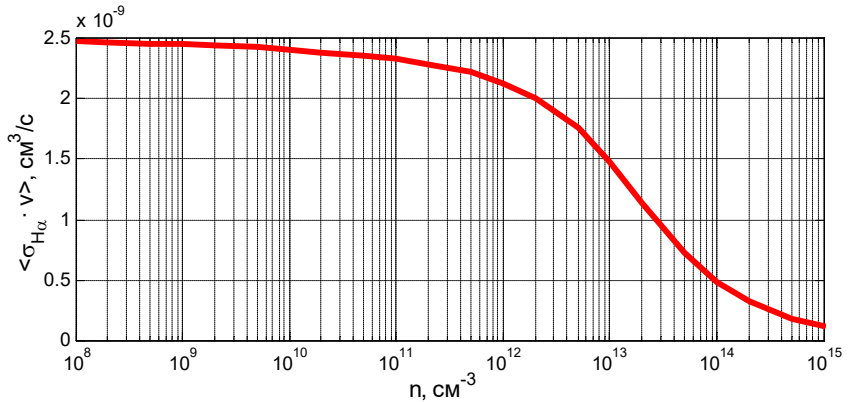


Рис. 6. Зависимость излучательной способности атомов на линии H_{α} при возбуждении электронным ударом от плотности при температуре плазмы $T_e=30$ eV

К счастью, зависимость излучательной способности от плотности для разных энергий быстрых атомов является самоподобной, и в результате отношение этих скоростей, используемое для нахождения температуры, слабо зависит от плотности. Дополнительно, зависимость от плотности может быть учтена в модели путем введения поправочного множителя, определяемого как::

$$k_n = \frac{S_n^{E_frac} / S_{n0}^{E_frac}}{S_n^{E0} / S_{n0}^{E0}}$$

где S_n^E – излучательная способность быстрого атома с энергией E в плазме с концентрацией n . Индексы E_frac и $E0$ соответствуют быстрым атомам с полной и дробной энергиями, а индексы n и $n0$ – концентрации плазмы и коньентрации, для которой проведены расчеты излучательной способности. Плотность плазмы, необходимая для определения значения поправочного множителя, может быть определена по данным вторично-эмиссионного профилометра, измеряющего ослабление нейтрального пучка в плазме на различных хордах [15]. Поправочные коэффициенты, рассчитанные на основании данных OPEN ADAS для компонент пучка $E/2$ и $E/3$ показаны на рисунке 7. Эти коэффициенты дают поправку к предсказаниям отношения интенсивностей линий в несколько процентов, что является существенным для определения температуры 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-НВ коэффициент

ослабления нейтральных пучков вследствие захвата в плазме достигает 50%.

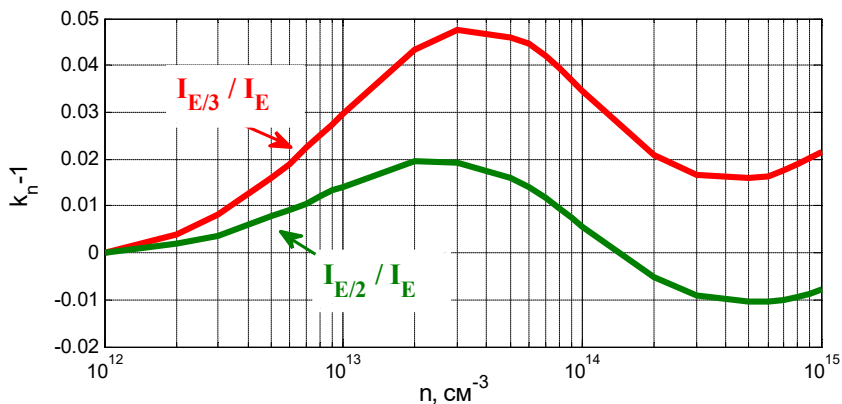


Рис. 7. Поправочный множитель для учета столкновительного девозбуждения за вычетом единицы для компонент пучка E/2 и E/3.

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, 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.

В экспериментах на установке ГОЛ-НВ ослабление пучка измеряется с помощью вторично-эмиссионного датчика, расположенного на оси нейтрального пучка в приемном баке. 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. Зависимость концентрации плазмы от радиуса и плотности тока пучка от расстояния до оси может быть аппроксимирована функциями Гаусса:

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

$$J(x) = J_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2r_b^2}\right)$$

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

$$k_s = \frac{J_{att}}{J_0} = \frac{\sum_E J_0^E \exp\left(-\bar{n}l \cdot \sigma_{loss}^E(T_e)\right)}{\sum_E J_0^E}$$

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 инжекцией 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 заданной температуры плазмы.

Интенсивность регистрируемой доплеровски-смещенной линии $H\alpha$ для компоненты пучка с энергией E при наблюдении под углом φ равна:

$$I^E = \langle \sigma_{H\alpha}^E v^E \rangle \int_{-x_0}^{x_0} dx \cdot \frac{J(x)}{e} \cdot k_{deex}^E \left(n \left(\frac{x}{\sin(\varphi)} \right) \right) \cdot n \left(\frac{x}{\sin(\varphi)} \right) \cdot k_{att}^E(n, T_e, x)$$

где $\langle \sigma_{H\alpha}^E v^E \rangle$ – скорость возбуждения линии $H\alpha$ (раздел 2.2), k_{deex}^E – коэффициент столкновительного девозбуждения (раздел 2.4), k_{att}^E – коэффициент ослабления пучка в плазме до прихода в точку наблюдения, $\pm x_0$ – границы регистрации излучения. Координата x соответствует направлению поперек оси плазмы и поперек оси пучка, координата z – вдоль оси пучка.

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

$$k_{att}^E(n, T_e, x) = \exp \left(-\sigma_{loss}^E(T_e) \int_{-z_0}^{x \cdot \text{ctg}(\varphi)} dz \cdot n \left(\sqrt{z^2 + x^2} \right) \right)$$

Температура плазмы может быть найдена сравнением расчетных и измеренных отношений интенсивностей свечения различных фракций пучка (раздел 2).

Точность измерения параметров модели, необходимую для измерения температуры с заданной точностью, можно оценить как

$$\left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 = \left(\frac{\Delta T_e}{T_e} \cdot \frac{T_e}{p} \cdot \frac{\partial(I^E_{frac}/I^{E0})}{\partial T_e} \cdot \frac{\partial p}{\partial(I^E_{frac}/I^{E0})} \right)^2$$

где $\Delta p/p$ – относительная погрешность измерения параметра p , $\Delta T_e/T_e$ – требуемая точность измерения температуры. На рисунке 8 показаны точности измерения параметров модели (коэффициент 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-NB ($k_s=0.5$, $r_b=4$ см, $r_{pl}=4.5$ см). Как видно из рисунков, для измерения температуры необходимо измерение ослабления пучка с точностью не хуже нескольких процентов. При этом величина радиуса плазмы и радиуса пучка слабо влияет на определние температуры плазмы.

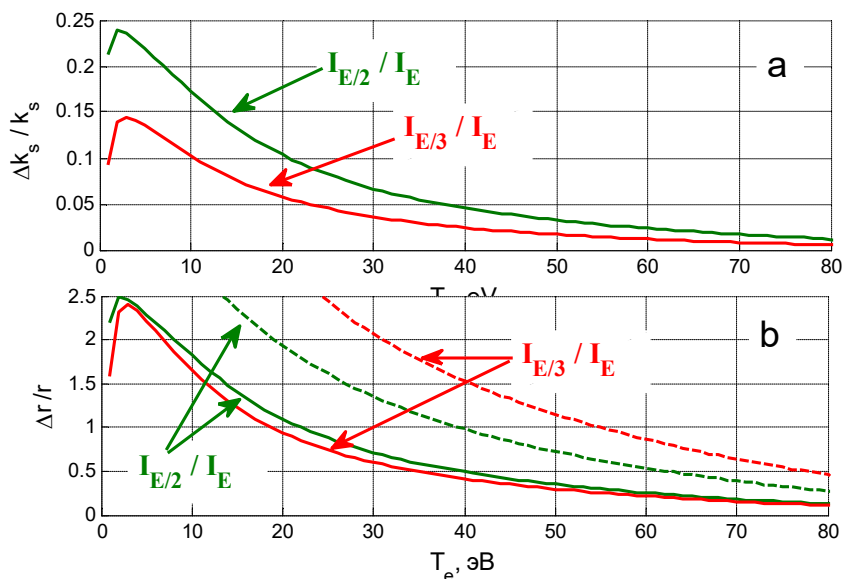


Рис. 8. Требуемая точность измерения параметров модели для определения электронной температуры с точностью 10%; а) относительная точность измерения коэффициента ослабления пучка на центральной хорде; б) относительная точность измерения поперечного разера нейтрального пучка (непрерывные линии) и радиуса плазмы (штриховые линии).

Заключение

Предложенный метод позволяет измерять электронную температуру плазмы в диапазоне до 40 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 и величины ослабления пучка 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 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.

References

- [1] V.V. Postupaev et al. *Start of experiments in the design configuration of the GOL-NB multiple-mirror trap*, *Nuclear Fusion* **62** (2022) 086003.
- [2] V.I. Batkin et al., *Neutral beam injectors for the GOL-NB facility*, *AIP conference proceedings* **1771** (2016) 030010.
- [3] В.В. Поступаев и Д.В. *Моделирование референсного сценария работы многопробочной ловушки ГОЛ-НВ*, *Физика плазмы* **42** (2016) 966
- [4] E.N. Sidorov et al, *Four-electrode probe for plasma studies in the GOL-NB multiple-mirror trap*, 2021 *JINST* **16** T11006.

- [5] A. Ivanov et al., *Characterization of ion species mix of the TEXTOR diagnostic hydrogen beam injector with a rf and arc-discharge plasma box*, *Rev. Sci. Instrum.* **75** (2004) 1822.
- [6] R. Uhlemann, R.S. Hemsworth, G. Wang and H. Euringer, *Hydrogen and deuterium ion species mix and injected neutral beam power fractions of the TEXTOR–PINs for 20–60 kV determined by Doppler shift spectroscopy*, *Rev. Sci. Instrum.* **64** (1993) 974.
- [7] R.K. Janev and J.J. Smith *Cross sections for collision processes of hydrogen atoms with electrons, protons and multiply charged ions*, Atomic And Plasma-Material Interaction Data For Fusion, V.4 AEA-APID-4 (1993)
- [8] C.F. Barnett *Collisions of H, H₂, He and Li atoms and ions with atoms and molecules*, Atomic Data for Fusion, V.1 ORNL-6086/VI report (1990)
- [9] <https://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>
- [10] H.P. Summers, (2004) *The ADAS User Manual, version 2.6*, <http://www.adas.ac.uk>
- [11] <http://open.adas.ac.uk>
- [12] S. Polosatkin, *Effect of sublevel population mixing on the interpretation of doppler-shift spectroscopy measurements of neutral beam content*, 2013 *JINST* **8** P05007 [arXiv:1208.4162]
- [13] S. V. Polosatkin; A. A. Ivanov; A. A. Listopad; I. V. Shikhovtsev, *Study of sublevel population mixing effects in hydrogen neutral beams*, *Rev. Sci Instrum.* **85** (2014) 02A707 [arXiv:1309.1339]
- [14] I. Bray, A.T. Stelbovics, *Calculation of electrons scattering on hydrogenic targets*, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **35** (1995) pp.209-254
- [15] А.В. Никишин и др., *Многохордовая пучковая диагностика плазмы на установке ГОЛ-НВ*, *Физика плазмы* **48** (2022) 212

С.В. Полосаткин

**НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ
ТЕМПЕРАТУРЫ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-NB**

Препринт ИЯФ 2023-03

Ответственный за выпуск М.В.Кузин

Работа поступила 28.07.2023 г.

Сдано в набор 29.07.2023 г.

Подписано в печать 1.08.2023 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.6 печ.л., 0.7 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ №10

Обработано на РС и отпечатано в ИЯФ СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 11.