

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.082.5

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ И ИОНОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ПЛАЗМЕ ПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

© 2019 г. Д. С. Кутузов^{a,*}, И. В. Москаленко^a

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: Kutuzov_DS@nrcki.ru

Поступила в редакцию 24.10.2018 г.

После доработки 14.01.2019 г.

Принята к публикации 07.02.2019 г.

Проведены измерения концентрации атомов NeI и ионов XeII в пробочной ловушке ПС-1 методом лазерно-индуцированной флуоресценции. Предложены схемы энергетических уровней для проведения измерений плотности методом лазерно-индуцированной флуоресценции. Разработаны расчетные модели для анализа полученных сигналов флуоресценции. Проведены измерения электронной температуры и концентрации методами ленгмюровских зондов.

DOI: 10.1134/S0367292119070084

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная статья продолжает работу [1] по измерению абсолютных концентраций атомов и ионов инертных газов на установке ПС-1 [2] типа “открытая ловушка” с тороидальным дивертором. Наблюдение флуоресцентного излучения использовалось для диагностики плазмы еще до широкого распространения лазеров [3]. Для измерения концентрации мы используем метод лазерно-индуцированной флуоресценции, хорошо зарекомендовавший себя для измерения ионных температур [4] и направленных скоростей частиц [5], атомных и ионных концентраций [6], а также для получения информации о параметрах атомной структуры атомов и ионов [7]. Метод лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ), по сравнению с другими оптическими методами диагностики, например, оптической эмиссионной спектроскопией, отличается высоким пространственным, спектральным и временным разрешением, в связи с чем востребован при диагностике плазмы различного происхождения [1–7]. Интерес к инертным газам обусловлен использованием их как в программах термоядерного синтеза [8], так и в других прикладных задачах, например, в качестве рабочего тела в плазменных ракетных двигателях [9]. Измерения проведены в камере нагрева плазмы установки ПС-1 (нагрев методом электронно-циклотронного резонанса, ЭЦР). Использовались следующие схемы накачки и регистрации флуоресцентного излучения: для атома NeI линии $\lambda_L = 588.2$ нм, $\lambda_{FLU} = 616.4$ нм и

$\lambda_{FLU} = 603.0$ нм; для иона XeII — $\lambda_L = 547.2$ нм, $\lambda_{FLU} = 484.4$ нм, где λ_L — длина волны лазера накачки, а λ_{FLU} — длина волны флуоресцентного излучения. Для интерпретации полученных экспериментальных данных используются упрощенные столкновительно-излучательные модели атома NeI и иона XeII, а также данные калибровки оптического тракта и приемной аппаратуры.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Подробно установка ПС-1 (см. рис. 1) описана в работах [1, 2]. Условно возможно разделить установку на объем I, где при условии ЭЦР создается плазма, участок II нагрева плазмы методом ионно-циклотронного резонанса и приемный объем III, где происходит откачка. Ввод СВЧ-мощности осуществляют две антенны (продольная и поперечная), которые могут работать раздельно. Рабочий газ вводится через систему напуска, расположенную в торце установки и в районе дивертора. В приемном объеме с расходящимися силовыми линиями реализуется конфигурация магнитного поля, которая в плазменных двигателях называется магнитным соплом. Основные параметры установки указаны в таблице 1. Все системы установки могут работать в стационарном режиме. Для удобства регистрации и уменьшения влияния пробоев в волноводных системах плазма создавалась в импульсно-периодическом режиме. Применялось несколько режимов напуска рабочего газа: импульсный, свободное натекание газа до установленного давления

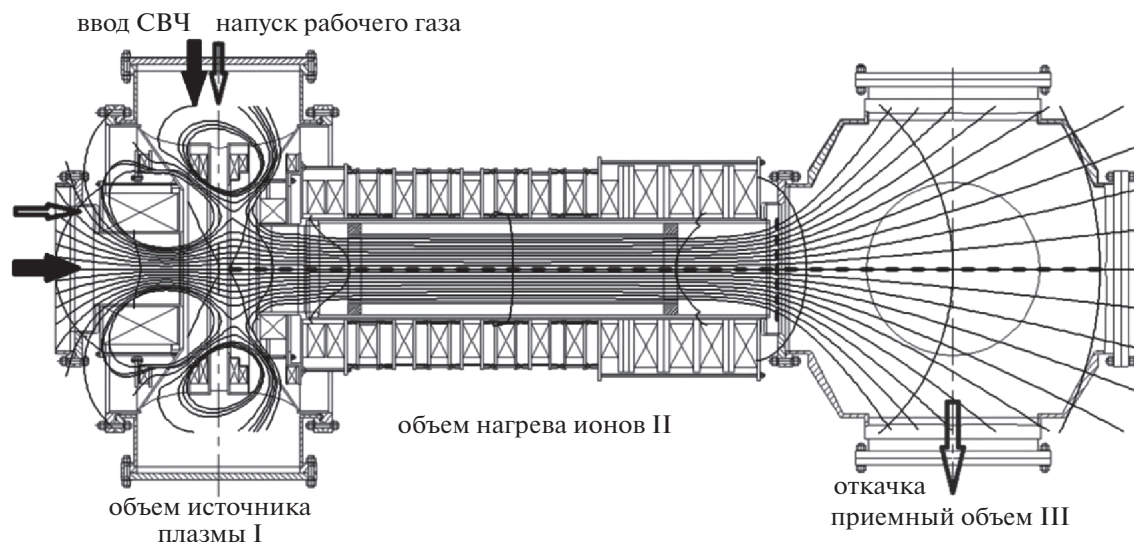


Рис. 1. Схема установки ПС-1.

(вплоть до 2×10^{-4} Торр), объединенный режим. Приведенные ниже экспериментальные результаты получены при одном магнитном поле (ток в катушках $I_{coil} = 1.2$ кА).

3. СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ

Схема расположения диагностической аппаратуры показана на рис 2. Основу диагностической системы составляет источник зондирующего излучения — оптический параметрический генератор (ОПГ) ESTLA NT342A-SH-20-AW с максимальной частотой импульсов 20 Гц. В диапазоне перестройки лазера по длинам волн от 210 нм до 2100 нм ширина лазерной линии равна в среднем $\Delta\lambda = 180$ пм. Пиковая энергия лазерного импульса ОПГ достигается на длине волны 450 нм и составляет 3.5 мДж. Энергия лазерного импульса на рабочих длинах волн $\lambda_L = 588.2$ нм и $\lambda_L = 547.0$ нм равна 1 мДж и 2 мДж соответствен-

но. Характерная длительность импульса 5 нс. Линия зондирования проходит по диаметру поперечного сечения через зазор между диверторными катушками. Вывод излучения из рабочего объема — через окно, расположенное под углом Брюстера к оси луча.

Сбор излучения осуществляется сканирующим модулем перпендикулярно оси лазера через зазор между диверторными катушками. Модуль был модернизирован и автоматизирован, введена возможность дистанционного управления посредством шагового мотора с контроллером и червячного редуктора с передаточным отношением 1:20. Излучение собиралось с участка длиной 32 мм при помощи системы сбора излучения (см. рис. 2, модуль 1) с фокусным расстоянием $f = 170$ мм и апертурой 56 мм, затем изображение проецировалось на срез оптоволоконного жгута с поперечным сечением 2.5 мм $\times$ 15 мм. Далее излучение по оптоволокну поступает на щель монохроматора МДР-23 и затем на фотокатод ФЭУ

Таблица 1. Основные технические параметры установки ПС-1

Длина вакуумной камеры, м	3.75
Диаметр сепаратрисы в источнике, м	0.352
Максимальный диаметр плазмы в пробках ловушки, м	0.15
Диаметр приемной камеры, м	0.9
Максимальное магнитное поле в центре источника, Тл	0.25
Пробочное отношение в источнике	3
Частота СВЧ-генератора, ГГц	7
Критическая плотность плазмы для частоты генератора, м^{-3}	0.6×10^{18}
Резонансное магнитное поле, Тл	0.25
Максимальная вводимая СВЧ-мощность, кВт	25

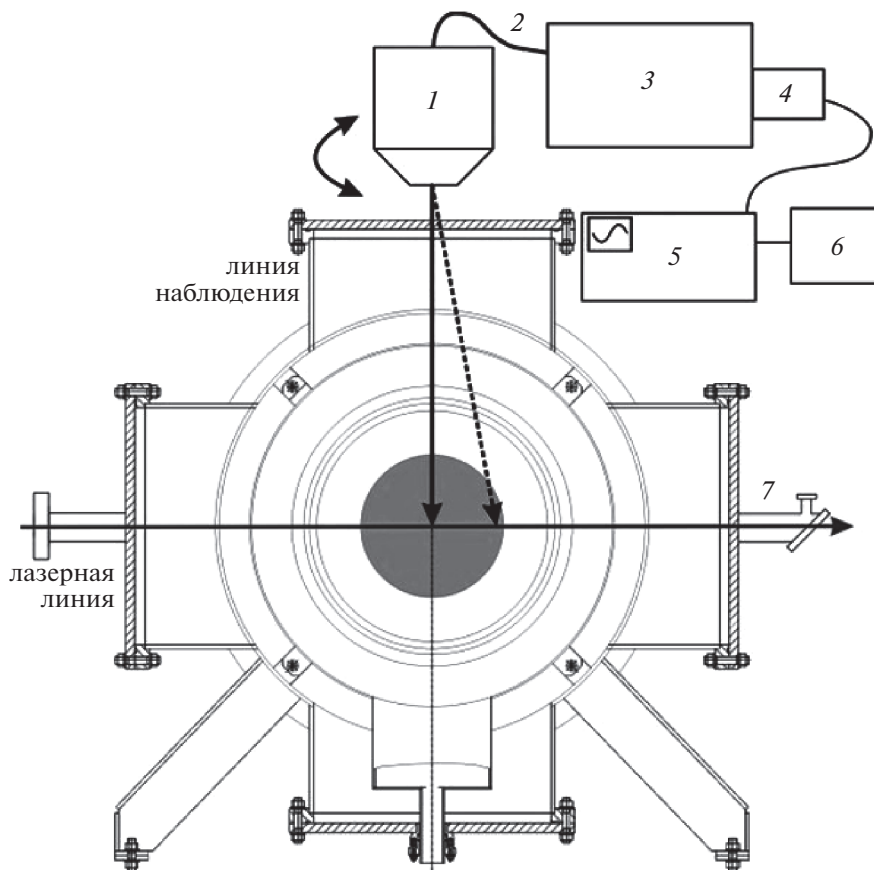


Рис. 2. Схема диагностики: 1 – сканирующий модуль, 2 – оптоволоконно, 3 – монохроматор, 4 – ФЭУ, 5 – осциллограф, 6 – ПК, 7 – брестеровская ловушка.

Hamamatsu R-562 [10]. Регистрация сигналов проводилась посредством осциллографа Tektronix-3032, подключенного к компьютеру, с отсечкой низкочастотных колебаний. Для абсолютной калибровки приемного тракта диагностики использовалось рэлеевское рассеяние на аргоне и на воздухе. Источником излучения для калибровки служил тот же лазер, что и для накачки ЛИФ схем. Измеритель мощности лазерного излучения Thorlabs 120C использовался для контроля энергии лазерного импульса. Калибровка была проведена для различных длин волн и давлений в камере.

4. СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ МОДЕЛИ

В качестве рабочей схемы для ЛИФ методики по измерению концентрации атомов NeI была выбрана схема энергетических уровней, при которой накачка проводится из метастабильного состояния $2s^2 2p^5(^2P_{3/2}^o) 3s$ терм $^2[3/2]^o J = 2$ на линии $\lambda_L = 588.2$ нм. Регистрация флуоресцентного

сигнала ведется на четырех линиях: $\lambda_{FLU} = 603.0$ нм (переход $2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^o) 3p^2[1/2] J = 1 \rightarrow 2s^2 2p^5(^2P_{3/2}^o) 3s^2[3/2]^o J = 1$); $\lambda_{FLU} = 616.4$ нм (переход $2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^o) 3p^2[1/2] J = 1 \rightarrow 2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^o) 3s^2[1/2]^o J = 0$); $\lambda_{FLU} = 659.9$ нм (переход $2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^o) 3p^2[1/2] J = 1 \rightarrow 2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^o) 3s^2[1/2]^o J = 1$); резонансная линия $\lambda_{FLU} = \lambda_L = 588.2$ нм. Модель рассматривает 8 уровней атома неона NeI (рис. 3). Обозначения термов здесь и далее приводятся в соответствии с промежуточной схемой j -K связи. Информация об атомных энергетических уровнях взята из данных National Institute of Standards and Technology (NIST) [11].

Схема энергетических уровней для XeII включает переход $5p^4(^3P_2) 5d^2[3] J = 7/2 \rightarrow 5p^4(^3P_2) 6p^2[3]^o J = 7/2$ с $\lambda_L = 547.3$ нм для накачки лазерным излучением населенности верхнего уровня схемы из метастабильного уровня. Для наблюдения флуоресцентного излучения используется переход $5p^4(^3P_2) 6p^2[3]^o J = 7/2 \rightarrow 5p^4(^3P_2) 6s^2[2]^o J = 5/2$ с

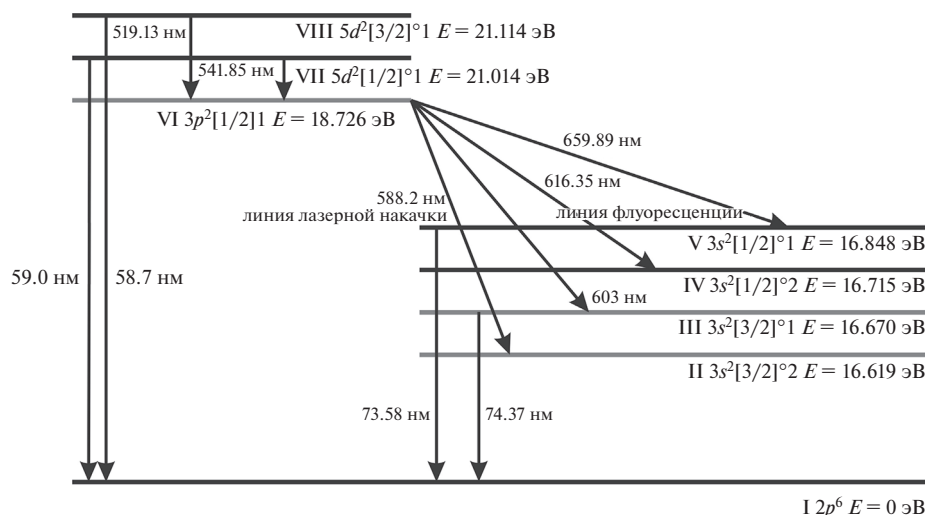


Рис. 3. Схема накачки флуоресцентного излучения для атома NeI.

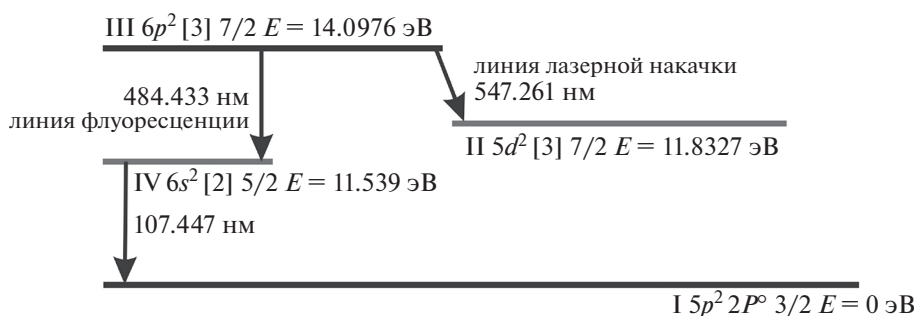


Рис. 4. Схема накачки флуоресцентного излучения для иона XeII.

$\lambda_{FLU} = 484.4$ нм. Модель для XeII имеет дело с 4 уровнями (рис. 4).

Обе модели построены на основе общего подхода. В модели можно условно выделить две части: первая часть — стационарная рассчитывающая населенности уровней до момента запуска лазера, а вторая — описывающая распад уровня, на который была проведена накачка. Населенности возбужденных уровней удовлетворяет уравнению баланса

$$\begin{aligned} \frac{dN(i)}{dt} = & \sum_j N(j) N_e \langle v \sigma_{j,i} \rangle^{exc} + \\ & + \sum_{j>i} N(j) A_{ji} + \delta_{1,i} \sum_j N^{at}(j) N_e V \langle v \sigma_j \rangle_{at}^{ion} - \\ & - \sum_{j=1}^{i-1, i>1} N(i) A_{ij} - N(i) N_e V \langle v \sigma_i \rangle^{ion}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $N(i)$ — населенность уровня i , $\langle v \sigma_{j,i} \rangle^{exc}$ — скорость возбуждения, обусловленная столкновениями с электронами, $\langle v \sigma_i \rangle^{ion}$ — скорость столкновительной ионизации уровня i , A_{ij} — вероятность

спонтанного распада $i \rightarrow j$, $\langle v \sigma_j \rangle_{at}^{ion}$ — скорость столкновительной ионизации из атомного состояния j , $N^{at}(j)$ — концентрация атомов в состоянии j . Из-за низкой концентрации плазмы, не более $1 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, представляется возможным пренебречь тройной и радиационной рекомбинацией. Для атома неона NeI третье слагаемое правой части уравнения (1) будет отсутствовать, т.к. оно описывает ионизацию из нейтрального состояния. Символ $\delta_{1,i}$ отсутствует в пятом слагаемом, т.к. оно описывает ионизацию из связанного состояния в свободное. Помимо этого, поскольку система стационарна, производной по времени можно пренебречь. Таким образом, получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{i-1, i>1} N(i) A_{ij} + N(i) N_e \langle v \sigma_i \rangle^{ion} - \\ & - \sum_j N(j) N_e \langle v \sigma_{j,i} \rangle^{exc} - \sum_{j>i} N(j) A_{ji} - \\ & - \delta_{1,i} \sum_j N^{at}(j) N_e \langle v \sigma_j \rangle_{at}^{ion} = q_i. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь q_i определяет источник заселения для уровня и представляет собой возбуждение из основного состояния электронным ударом. В уравнении (2) при применении его к NeI будет отсутствовать слагаемое № 5 левой стороны. Основная проблема в построении столкновительно-излучательной модели заключается в сложности поиска и получения информации о вероятностях перехода между различными атомными уровнями, а также скоростных коэффициентов атомных процессов. Скоростные коэффициенты для возбуждения из основного состояния атома NeI и иона XeII брались из работ [12] и [13] соответственно. Скоростные коэффициенты для перемешивания уровней от $2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^\circ)3s$ до $2s^2 2p^5(^2P_{3/2}^\circ)3s$ электронным ударом для NeI взяты из работы [14].

Скорость ионизации рассчитывалась по формуле Лотца [15]:

$$\langle v\sigma_i \rangle = 6 \times 10^{-8} \left(\frac{Ry}{E_z} \right)^{3/2} \beta^{1/2} |Ei(-\beta)|, \quad (3)$$

где $Ei(-\beta)$ — интегральная экспонента, $\beta = E_z/T$, E_z — потенциал ионизации рассматриваемого состояния, Ry — постоянная Ридберга. При построении модели NeI полученные значения $\langle v\sigma_i \rangle$ сравнивались с данными работы [16].

Динамическая часть модели описывает взаимодействие атомной структуры с лазерным импульсом во времени (изменение населенности уровня dN/dt) для трех уровней модели согласно работе [17]. Для атома неона NeI это уровни $2s^2 2p^5(^2P_{3/2}^\circ)3s$, $2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^\circ)3p$ и $2s^2 2p^5(^2P_{1/2}^\circ)3s$. Для иона ксенона XeII это уровни $5p^4(^3P_2)5d^2$ [3], $5p^4(^3P_2)6p^2$ [3] и $5p^4(^3P_2)6s^2$ [2]. Работа [17] является одним из первых описаний применения метода ЛИФ, с подробными практическими советами и примерами для интерпретации полученных сигналов. Там же приводится расчет населенности для трех уровней спектроскопической схемы атомных энергетических состояний, используемых в возбуждении и генерации ЛИФ излучения.

Уравнения баланса для трех уровней суть

$$\frac{dN(2)}{dt} = u(v)(B_{12}N(1) - B_{21}N(2)) - A_2N(2), \quad (4)$$

$$\frac{dN(3)}{dt} = A_{23}N(2), \quad (5)$$

$$N = N(1) + N(2) + N(3), \quad (6)$$

где $A_2 = \sum_i A_{2i}$, $u(v)$ — спектральная плотность мощности, $v = c/\lambda$ — частота, B_{12} и B_{21} — эйнштейновские коэффициенты для поглощения и индуцированного излучения соответственно.

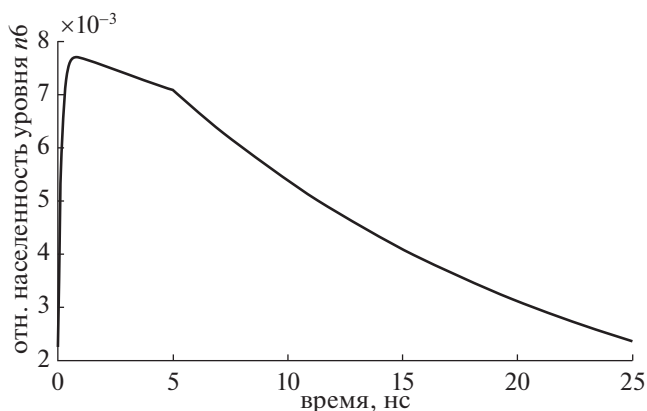


Рис. 5. Населенность уровня $(^2P_{1/2}^\circ)3p^2[1/2]$ атома неона NeI, приведенная к населенности основного состояния.

Значения $u(v)$ находятся с использованием соотношения для параметра насыщения [17],

$$S = \frac{u(v)(B_{12} + B_{21})}{A_2} = \frac{\phi(\lambda)}{\phi_0(\lambda)}, \quad (7)$$

через известные величины спектральных плотностей потока энергии $\phi(\lambda) = \frac{E_{laser}}{t_{laser} \times \Delta\lambda_{laser} \times S_{laser}}$ (здесь S_{laser} — площадь сечения лазерного пучка) и энергии насыщения $\phi_0(\lambda) = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \left(\frac{8\pi h c^2}{\lambda^5} \right) \frac{A_2}{A_{21}}$. В нашем эксперименте параметр насыщения $S \gg 1$.

Решая выписанные выше уравнения, получаем зависимость населенностей уровней, отнесенных к населенности основного состояния, участвующих в модели, от времени. Таким образом, при наличии модельных относительных расчетов количества фотонов ЛИФ излучения на один ион, а также калиброванных абсолютно сигналов ЛИФ мы имеем возможность получить абсолютные значения концентрации ионов в наблюдаемом объеме.

Для повышения надежности расчета модель для неона включает 8 уровней. Учет уровней от $2s^2 2p^5(^2P_{3/2}^\circ)3s$ до $2s^2 2p^5(^2P_{3/2}^\circ)3s$ позволяет уточнить конечное значение населенности метастабильного уровня в результате учета электронно-столкновительного перемешивания внутри этой группы уровней [14]. Два верхних уровня включены в модель для уточнения значения населенности верхнего уровня схемы ЛИФ.

На рис. 5, 6 можно наблюдать расчетную временную зависимость населенности верхних уровней для NeI и XeII.

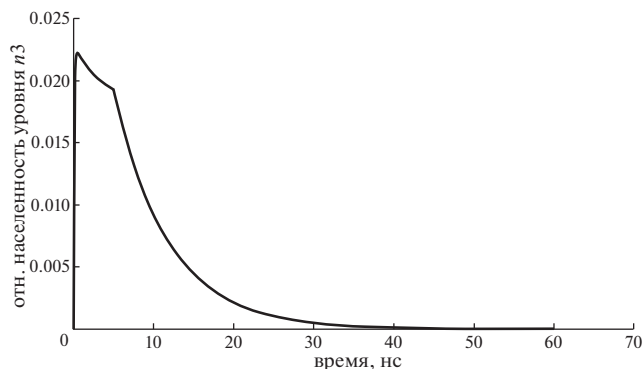


Рис. 6. Населенность уровня $(^3P_2)6p^2 [3]^o$ иона ксенона XeII, приведенная к населенности основного состояния.

5. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Сигналы ЛИФ получены осреднением четырех сигналов за время 100 мс (при частоте лазера 20 Гц), для каждой пространственной точки проведено 5 измерений. Данные об электронной температуре (рис. 7, 8) получены с использованием ленгмюровских зондов и необходимы для расчета концентрации с использованием интерпретационных моделей. Из графиков видна зависимость характера распределения температуры от газового режима установки.

Измерения проводились при фиксированном значении давления $P = 1.2 \times 10^{-4}$ Торр и в нескольких моментах разряда ($t = 200$ мс, $t = 400$ мс). Выбор давления обусловлен тем, что при повы-

шенном давлении (более 3×10^{-4} Торр) возможны пробои в СВЧ-волноводах. Подача газа осуществлялась как в диверторный проем между катушками, так и с торца установки. Выбор временных промежутков связан с интересом к различным моментам разряда: старт работы установки и период стабильных параметров разряда. Выбор линий наблюдения обусловлен величиной сигнала: как показала дальнейшая обработка сигналов для разных линий, концентрации совпадают, хотя линии 659 нм и 588 нм дают несколько заниженный и завышенный результат соответственно, в сравнении с линиями 616 нм и 603 нм (рис. 9). Максимальные концентрации атомов неона ожидаемо зафиксированы на периферии установки, что связано как с падением электронной температуры к стенке установки, так и с наличием у стенки холодного нейтрального газа. Максимальные концентрации зафиксированы на точке 180 мм и составляют $N = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (рис. 10), минимальные концентрации зафиксированы в центральной области плазмы и составляют $N = (1 \pm 0.2) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Стоит отметить, что у неона довольно высокая энергия ионизации $E = 21.56$ эВ (выше только у гелия: $E = 24.58$ эВ), что может объяснять высокую концентрацию нейтралов в центре установки (сравнимую с концентрацией однократно заряженного аргона в аналогичных экспериментах). Локальный характер поведения концентрации на радиусе сложно выявить, но можно отметить скачки концентрации в диапазоне от 60 мм до 120 мм. По всей вероятности, изменения концентрации нейтральных атомов NeI связаны со скачками температуры электронов, они достаточно хорошо коррелируют друг с другом (см. рис. 7 и рис. 10). Из-

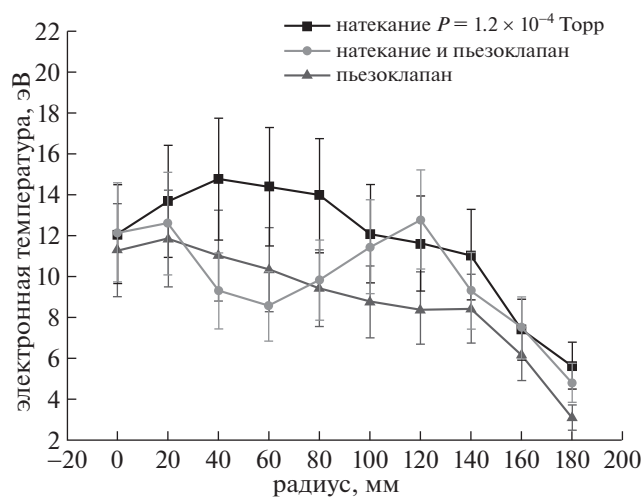


Рис. 7. Распределение электронной температуры плазмы неона по радиусу при $P = 1 \times 10^{-4}$ Торр и мощности нагрева $W_{\text{СВЧ}} = 10$ кВт.

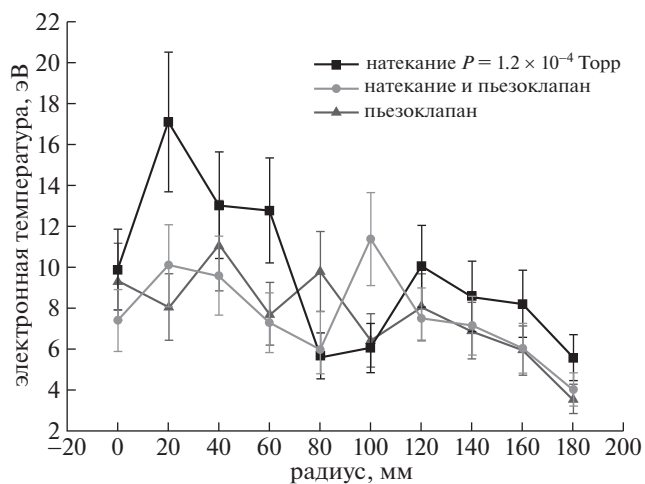


Рис. 8. Распределение электронной температуры плазмы ксенона по радиусу. Параметры те же, что на рис. 7.

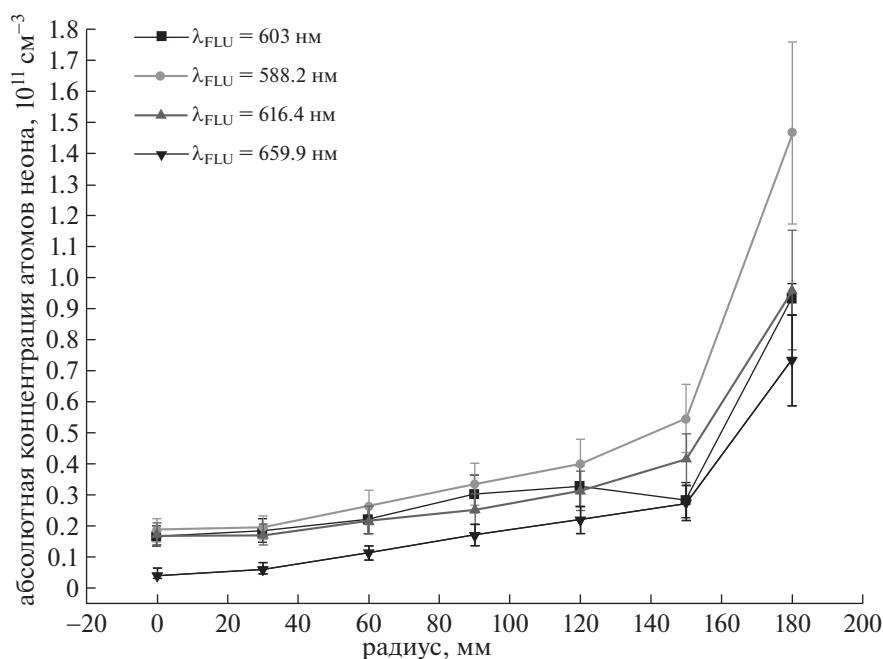


Рис. 9. Распределения концентрации NeI по радиусу, полученные при наблюдении флуоресценции на различных линиях. Параметры те же, что на рис. 7.

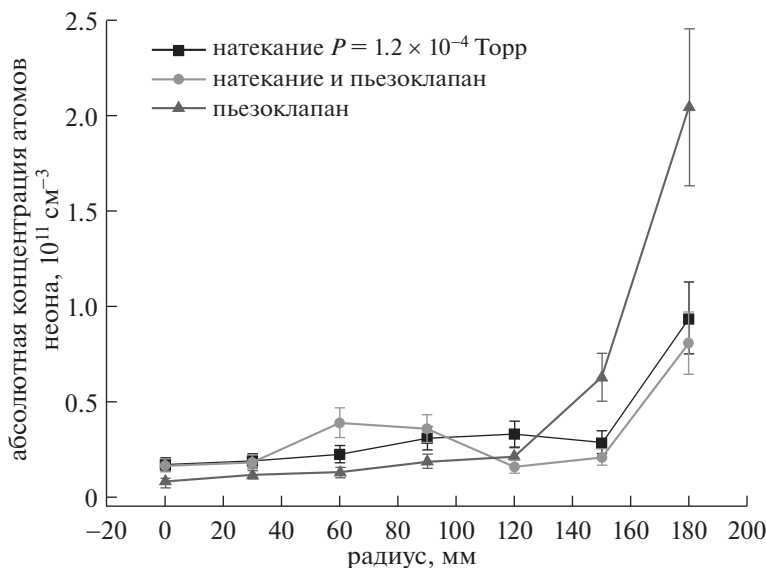


Рис. 10. Распределения концентрации NeI по радиусу, полученные при различных газовых режимах работы установки. Использование пьезоклапана удваивает давление в камере. $W_{\text{СВЧ}} = 10 \text{ кВт}$.

менение температуры электронов, очевидно, приводит к изменению константы скорости реакции ионизации и напрямую влияет на концентрацию нейтральных частиц в плазме.

Временная динамика концентрации в точке 90 мм показывает стабильный рост концентрации нейтралов по времени (рис. 11).

При подготовке диагностики ксенона авторы столкнулись с тем, что, несмотря на широкое применение данного газа, по иону ксенона XeII мало атомных данных. На сайте NIST [11] вероятности переходов присутствуют для небольшого количества линий иона ксенона (22 из 1115 линий); кроме того, лишь в июле 2018 г. вышла ра-

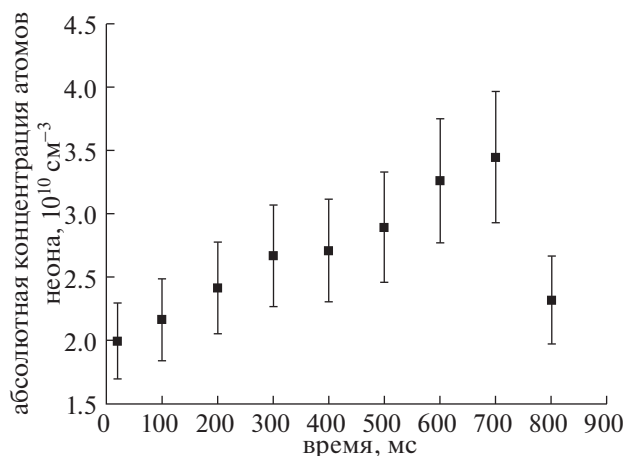


Рис. 11. Временное распределение концентрации атомов неона NeI в точке $R = 90$ мм при использовании пьезоклапана. $W_{\text{СВЧ}} = 10$ кВт.

бота [12], из которой были взяты скоростные коэффициенты для возбуждения электронным ударом из основного состояния, там же были взяты силы осцилляторов для некоторых резонансных линий. Все это сделало невозможным применение хорошо известных схем оптической накачки флуоресцентного излучения [18, 19], в результате была выбрана схема, указанная выше: $\lambda_L = 547.2$ нм $\rightarrow \lambda_{FLU} = 484.4$ нм. Были испробованы иные схемы ($\lambda_L = 680$ нм $\rightarrow \lambda_{FLU} = 492$ нм, $\lambda_L =$

$= 463$ нм $\rightarrow \lambda_{FLU} = 492$ нм), но отсутствие для них атомных данных не позволило провести интерпретацию результатов.

В результате проведенных экспериментов были получены сигналы ЛИФ и рассчитаны концентрации XeII (рис. 12). Максимальная концентрация составила $N = (5.2 \pm 1.0) \times 10^8$ см $^{-3}$ в точке 120 мм, а минимальная $N = (2 \pm 1.0) \times 10^7$ см $^{-3}$ на периферии. В центре концентрация $N = (4 \pm 1.0) \times 10^8$ см $^{-3}$. Концентрация XeII заметно ниже концентрации ионов аргона в одинаковых условиях [2]. Возможно, это связано с тем, что потенциал ионизации иона XeII составляет примерно 21 эВ, а XeIII — 32 эВ, и, таким образом, при температурах в экспериментах с ксеноном в 12–14 эВ концентрация ионов Xe III действительно должна быть преобладающей.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения абсолютной концентрации ионов ксенона XeII и атомов неона методом ЛИФ проведены на пробочной ловушке ПС-1. Получены распределения концентраций указанных частиц по радиусу. Предложены частичные спектроскопические схемы для экспериментов с использованием методики ЛИФ. Созданы интерпретационные столкновительно-излучательные модели NeI и XeII, позволяющие получить качественную информацию о концентрации указанных частиц.

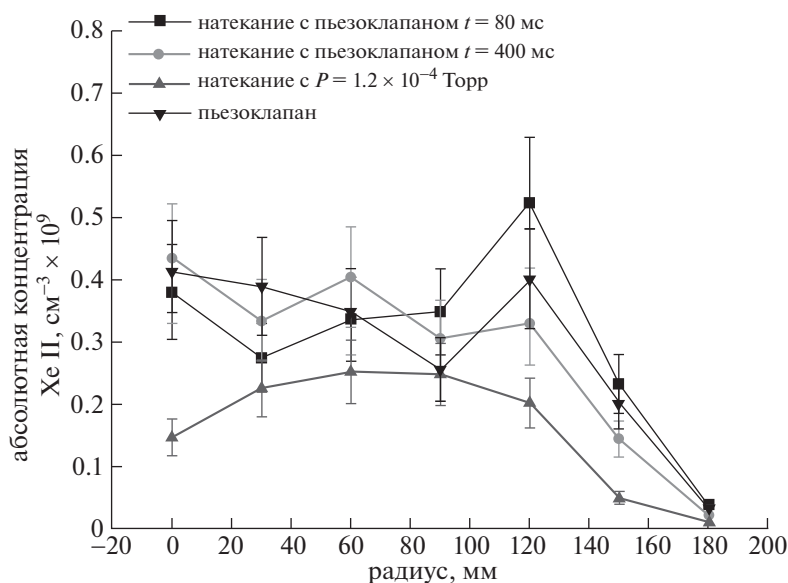


Рис. 12. Распределения концентрации XeII по радиусу, полученные при различных газовых режимах работы установки. С использованием пьезоклапана давление в камере удваивается. $W_{\text{СВЧ}} = 10$ кВт.

Авторы работы выражают глубокую благодарность Д.А. Щеглову, В.А. Жильцову, Е.Ю. Брагину, С.В. Янченкову, а также коллективу установки ПС – 1 за возможность проведения экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутузов Д.С., Москаленко И.В., Брагин Е.Ю., Жильцов В.А., Янченков С.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 698.
2. Berezkin A.V., Bragin E.Yu., Zhil'tsov V.A., Kulygin V.M., Yanchenkov S.V. // Phys. Atomic Nuclei. 2015. V. 78. P. 1120.
3. Hinnov E., Hirschberg J.G., Hoffman F.W., Rynn N. // Phys Fluids. 1963. V. 6. P. 1779.
4. Boivin R.F., Scime E.E. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74 (10). P. 4352.
5. Mazouffre S., Kulaev V., P'erez Luna J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. 034022.
6. Moskalenko I.V., Shcheglov D.A. // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 169.
7. Boffard J.B., Jung R.O., Lin C.C., Wendt A.E. // Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18. 035017.
8. Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L., Breizman B., Briguglio S., Darrow D.S., Gorelenkov N., Heidbrink W.W., Jaun A., Konovalov S.V., Nazikian R., Noterdaeme J.-M., Sharapov S., Shinohara K., Testa D., Tobita K., Todo Y., Vlad G., Zonca F. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S 264.
9. Mazouffre S. // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. 013001.
10. Hamamatsu Photomultiplier Tubes. Hamamatsu Photonics, Electron Tube Center, Hamamatsu, 1991. P. 46, 47, 77.
11. National Institute of Standards and Technology. Atomic Spectra Database. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
12. Phillips M.H., Anderson L.W., Lin Chun C. // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 2117.
13. Gupta S., Sharma L., Srivastava R. // J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2018. V. 219. P. 7–22.
14. Borthwick L.S., Paterson A.M., Smith D.J., Stewart R.S. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2000. V. 33. P. 4513.
15. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
16. Ballance C.P., Ludlow J.A., Pindzola M.S., Loch S.D. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2009. V. 42. 175202.
17. Bogen P., Hintz E. In: Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion / Ed. by D.E. Post, R. Behrish. NATO ASI Ser. Series B: Physics. V.131. Plenum Publishing Corporation, 1986. P. 211.
18. Hershkowitz N., Yip C.S., Severn G.D. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 057102.
19. Spektor R., Diamant K.D., Beiting E.J., Raites Y., Fish N.J. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. 093502.