

Измерение концентраций изотопомеров молекул воды в разряде в инертном газе с добавками паров H_2O и D_2 методом диодной лазерной спектроскопии с внешним резонатором

А.В.Бернацкий, В.В.Лагунов, В.Н.Очкин

Для исследований плазмы разряда в инертных газах с добавками паров воды и дейтерия использован и оптимизирован метод диодной лазерной спектроскопии с внешним резонатором. Формирование спектрально плотной сетки собственных частот поперечных мод резонатора позволяет определить параметры доплеровского уширения линий поглощения, кинетическую температуру молекул и их статистические суммы. С помощью этих параметров по величине коэффициента поглощения определены корреляции концентраций изотопомеров H_2O и HDO при различных соотношениях компонентов плазмообразующих газов. Отмечена важная роль адсорбированных стенками молекул исходных газов в формировании состава плазмы. Обнаружено, что отношение концентраций H_2O и HDO одинаково при различных соотношениях концентраций H_2O и D_2 в плазмообразующих газах и сохраняется в процессе горения разряда.

Ключевые слова: абсорбционная спектроскопия, диодный лазер, внешний резонатор, газовый разряд, изотопические модификации молекул воды, плазмохимия.

1. Введение

В последние примерно 20 лет для определения следовых концентраций частиц и их изотопических модификаций развиваются методы абсорбционной спектроскопии высокого разрешения с использованием диодных лазеров [1]. Измерение содержания таких частиц важно для многих применений, в том числе для контроля состава атмосферы [2, 3] и параметров газовых потоков [4], для медицинской диагностики [5]. Исследовалось также и относительное содержание изотопомеров H_2O и HDO [6–8]. Однако почти все измерения выполняются в условиях термодинамического равновесия исследуемых сред, и использовать полученные результаты для неравновесных систем практически невозможно.

В настоящее время в связи с подготовкой к запуску реактора ИТЭР возникла острая необходимость в контроле примесей в плазме, в первую очередь молекул воды, проникающих через многоэлементную первую стенку реактора из контура охлаждения [9]. Из-за инженерной сложности установки и ограниченности доступа к плазме предпочтительны бесконтактные методы. Предпринимались попытки использовать методы диодной лазерной спектроскопии при помещении спектрометра непосредственно в камеру реактора Toge Supra [10]. Однако и в этом «холодном» режиме необходимой чувствительности к присутствию примесей H_2O , предусмотренной в проекте реактора [9], достигнуто не было. В связи с этим особое внимание в литературе уделялось оптическим эмиссионным методам. Требуемая чувствительность к потоку па-

ров воды, поступающих в плазму (10^{-7} Па·м³·с⁻¹), была достигнута при использовании специально разработанных эмиссионных методов оптической актинометрии [11–14]. При этом, однако, актинометрические методы являются косвенными, поскольку молекулы H_2O детектируются по свечению одно- и двухатомных фрагментов их распада (OH, H, O, ...) и базовых актинометров (Ar, Xe) с привлечением расчетов скоростей плазмохимических реакций [12]. Можно считать, что такая схема оправдывает себя, если плазмообразующий газ состоит из инертных атомов с добавками паров воды. Это подтверждается также прямыми лазерными абсорбционными измерениями концентраций H_2O [15].

Стоит отметить, что в последнее время лазерные методы активно используются для исследования плазменных объектов и процессов в разрядах [16]. Вместе с тем некоторые вопросы оптической диагностики примесей в пристеночной низкотемпературной плазме термоядерных реакторов остаются открытыми. В частности, естественной составляющей в плазмообразующем газе реакторов являются молекулы дейтерия D_2 . Из-за схожей структуры исходные молекулы H_2O и, возможно (ранее они не наблюдались), синтезируемые в дейтерированной плазме молекулы HDO могут участвовать в конкурирующих реакциях [17], однако прямых измерений соотношения концентраций изотопомеров H_2O и HDO в разряде не проводилось, что затрудняет последующий анализ. В настоящей работе такие измерения выполняются в плазме газового разряда с помощью диодных лазеров.

Целью наших исследований является одновременное измерение концентраций изотопомеров H_2O и HDO в разряде и установление их соотношений.

2. Схема измерений

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Разряд постоянного тока (2 мА) зажигался в кварцевой трубке 3, охлаждаемой водой. Длина разряда вдоль оси

А.В.Бернацкий, В.В.Лагунов, В.Н.Очкин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: ochkin@sci.lebedev.ru, lagunoww@yandex.ru, berav@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 17 сентября 2018 г., после доработки – 9 ноября 2018 г.

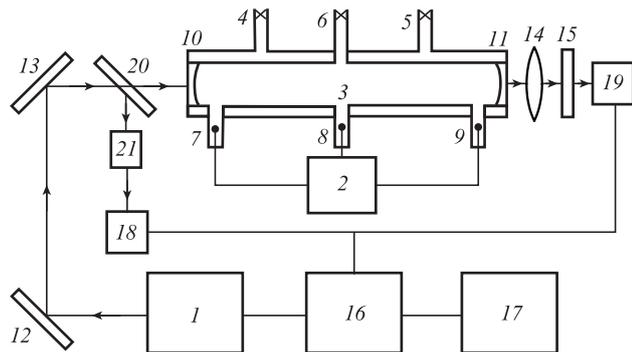


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – диодный лазер; 2 – высоковольтный источник тока; 3 – разрядная трубка; 4, 5 – патрубки для подвода охлаждающей воды; 6 – патрубок для соединения с вакуумной системой и системой ввода газов; 7–9 – электроды; 10, 11 – зеркала резонатора; 12, 13 – поворотные зеркала для изменения угла ввода излучения в резонатор; 14 – линза; 15 – фильтр; 16 – АЦП/ЦАП; 17 – компьютер; 18, 19 – детекторы излучения; 20 – делительная пластинка; 21 – эталон Фабри–Перо.

трубки между электродами 7 и 9 составляла 40 см, полная длина трубки – 45 см, а ее внутренний диаметр был равен 2 см. Система откачки и напуска газов подключалась к патрубку 6, трубка откачивалась до давления 10^{-4} Тор и наполнялась смесью H_2O-D_2-He с различными соотношениями компонентов и суммарными давлениями до 1 Тор, которые контролировались датчиком Pfeiffer TPR250. Измерения проводились в положительном столбе тлеющего разряда, электроды были вынесены в боковые отростки. Для контроля напряженности электрического поля в положительном столбе использовались три идентичных электрода. Поочередное подключение высоковольтного источника к парам электродов 7 и 8, 7 и 9, 8 и 9 позволяло исключить катодное падение из полного падения напряжения в разряде.

В экспериментах применялся диодный лазер DM-1392 (Eblana Photonics) с мощностью излучения вблизи $\lambda = 1392$ нм до 8 мВт, шириной линии 2 МГц ($\sim 10^{-4}$ см $^{-1}$) и диапазоном перестройки частоты (при фиксированной температуре 304 К) 2 см $^{-1}$. Для перестройки использовалась модуляция тока накачки следующего вида: вначале следует временной отрезок длительностью 0.5 мс с нулевым током, что задает интервал между повторяющимися импульсами. Далее для достижения порогового тока и стабилизации начальной частоты формируется плато постоянного тока (30 мА) длительностью 1.5 мс. Затем происходит линейное возрастание тока от 30 до 115 мА за время ~ 3 мс, обеспечивающее перестройку частоты, после чего ток обрывается вновь до нуля. Управление током осуществляется дискретно с временным шагом 1–1.5 мкс.

Оптический резонатор формировался закрепленными на концах трубки узлами юстировки одинаковых сферических зеркал 10 и 11 с коэффициентами отражения 99.98% (данные фирмы-изготовителя Layertec) на $\lambda = 1392$ нм и радиусами кривизны 1 м. Угол ввода излучения относительно оси резонатора контролировался поворотными зеркалами 12 и 13.

Для исключения поглощения (паразитного) излучения молекулами H_2O и иными фоновыми молекулами атмосферного воздуха на участках вне разрядной камеры осуществлялся контроль базовой линии. Для этого лазерный пучок расщеплялся делительной пластиной 20 и часть его направлялась на детектор 18. При этом длина

пути в открытой атмосфере от лазера 1 до детектора 18 равнялась сумме длин открытых участков на трассе от лазера 1 до детектора 19 PDA10CS-EC (ThorLabs), регистрирующего излучение, прошедшее через резонатор и собираемое линзой 14. Степень полноты подавления паразитного поглощения проверялась при вакуумированной разрядной трубке. Для отделения прошедшего через резонатор лазерного излучения от фонового свечения плазмы использовался интерференционный фильтр 15. Дополнительно в канал базовой линии помещался интерферометр 21 для воспроизведения масштаба частотной шкалы в процессе перестройки частоты излучения лазера. Контроль перестройки частоты и базовой линии осуществлялся методом, описанным в [3]. Управление лазером и сбор данных проводились с помощью компьютера 17 и платы АЦП/ЦАП PCI-6120 (National Instruments).

3. Метод измерений

В настоящее время существует довольно много версий использования внешних резонаторов в методе абсорбционной лазерной спектроскопии высокой чувствительности. Общим для всех версий (CRDS, ICOS и т. д.) является стремление к увеличению эффективной оптической длины резонатора. Реализация максимальных длины и добротности достигается при аксиальной схеме работы на основной продольной моде с минимальными дифракционными потерями, а это, в свою очередь, предполагает высокую стабильность конфигурации резонатора. Требования к технике стабилизации могут быть смягчены, если использовать режим работы одновременно на нескольких поперечных модах, например при вводе излучения со смещением оси пучка относительно оси резонатора (неаксиальная схема) [1]. При этом немного уменьшаются добротность и интенсивность прошедшего излучения, но зато может быть достигнут компромисс между чувствительностью и стабильностью интенсивности данного излучения. Дополнительная специфика рассматриваемой нами задачи состоит, в том числе, в работе с объектом низкого давления с узкими (доплеровскими) контурами линий поглощения с ширинами, сопоставимыми с расстоянием между аксиальными модами резонатора.

В наших измерениях угол между осями пучка и резонатора, задаваемый зеркалами 12 и 13, составлял менее одного градуса. Перед началом измерений проводилось определение времени затухания излучения τ при аксиальной юстировке системы по заднему фронту лазерного импульса. Оно было равно 11.5 ± 0.5 мкс и соответствует эффективному коэффициенту отражения $R_{\text{eff}} = (R_{10}R_{11})^{1/2} = 0.99987 \pm 0.00005$ зеркал 10 и 11, что близко к данным фирмы-производителя (Layertec). В используемой неаксиальной схеме время затухания τ^* составляло 10.5 ± 0.5 мкс, что связано с дополнительными дифракционными потерями, которые формально могут быть включены в эффективный коэффициент отражения зеркал: $R_{\text{eff}}^* = 0.99986 \pm 0.00005$. Это соответствует длине оптического пути $L = \tau^*c = 3150$ м.

Концентрации частиц определялись с использованием закона Бугера–Ламберта–Бэра

$$I(v) = I_0(v)\exp[-\alpha_{\text{low-up}}(v)L], \quad (1)$$

где I_0 и I – измеряемые в эксперименте интенсивность излучения, входящего в резонатор и проходящего через

него соответственно; $\alpha_{\text{low-up}}$ – показатель поглощения на переходе между нижним (low) и верхним (up) уровнями молекулы. Для расчета концентрации традиционно используется сечение поглощения $\sigma_{\text{low-up}}$ (в см²), и если частицы двухуровневые и все они находятся на нижнем уровне, т.е. их концентрация N равна N_{low} , то $\alpha_{\text{low-up}}(v) = \sigma_{\text{low-up}}(v)N$. В современных базах данных (например, HITRAN [18], GEISA [19]) по молекулярной спектроскопии используются нормированный форм-фактор контура поглощения $\varphi(v)$ (в см) и сила линии поглощения $S_{\text{low-up}}$ (в см/мол.) на переходе low–up, которые связаны с сечением поглощения следующим образом:

$$\sigma_{\text{low-up}}(v) = S_{\text{low-up}}\varphi(v), \quad (2)$$

$$\int_0^\infty \varphi(v)dv = 1. \quad (3)$$

Для двухуровневых частиц их концентрация на нижнем уровне определяется выражением

$$N_{\text{low}} = \frac{1}{LS_{\text{low-up}}\varphi(v)} \ln \frac{I_0(v)}{I(v)}. \quad (4)$$

Однако поскольку молекулы являются многоуровневыми системами, то для нахождения полной концентрации N необходимо учесть статистическую сумму

$$Q = \frac{1}{N} \sum_k g_k N_k, \quad (5)$$

где g_k и N_k – соответственно статистический вес и населенность k -го уровня, включая нижний. При термодинамическом равновесии распределение молекул по вращательным, колебательным и электронным уровням определяется температурой T и молекулярными константами. При этом условии в упомянутых базах данных (см. также работу [20]) величины $Q(T)$ приведены для широкого диапазона температур (до 3000 К).

Заметим, что в базе HITRAN значения $S_{\text{low-up}}$ даются с учетом природной распространенности той изотопической модификации, для которой регистрируется поглощение; это было принято во внимание при расчете. В базах данных значения $S_{\text{low-up}}$ приведены для температуры $T_{\text{ref}} = 296$ К. Для произвольной температуры и каждого выделенного изотопомера

$$S_{\text{low-up}}(T) = S_{\text{low-up}}(T_{\text{ref}}) \frac{Q(T_{\text{ref}})}{Q(T)} \times \frac{\exp\left(-\frac{hcE_{\text{low}}}{k_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{hcv_{\text{low-up}}}{k_B T}\right)\right]}{\exp\left(-\frac{hcE_{\text{low}}}{k_B T_{\text{ref}}}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{hcv_{\text{low-up}}}{k_B T_{\text{ref}}}\right)\right]}. \quad (6)$$

Здесь k_B – постоянная Больцмана; E_{low} – энергия нижнего уровня; $v_{\text{up-low}} = E_{\text{up}} - E_{\text{low}}$. Теперь, если в формуле (4) использовать $S_{\text{low-up}}$ (6), то вместо N_{low} будет определена полная концентрация N молекул выделенного сорта.

Обычно в плазме разряда отсутствует термодинамическое равновесие. Однако в рассматриваемых нами условиях ввиду малости вращательных постоянных молекул, быстрой колебательной релаксации при наличии мо-

лекул воды и малой населенности возбужденных электронных состояний с хорошей точностью можно считать, что система находится в термодинамическом равновесии [21]. Для частиц в основных электронных состояниях случаи отклонения от максвелловского распределения скоростей в плазме также весьма редки и температура нейтрального газа при рассматриваемых пониженных давлениях может быть надежно получена из гауссова профиля доплеровского контура поглощения

$$\varphi(v) = \varphi(v_0) \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} c^2 \left(\frac{v - v_0}{v_0}\right)^2\right], \quad (7)$$

где M – масса молекулы.

В диапазоне перестройки частоты излучения лазера регистрируются различающиеся по силе четыре линии поглощения HDO и три линии поглощения H₂O (табл.1, рис.2). Это дало возможность использовать более слабые линии при высоких концентрациях молекул и более сильные линии при низких концентрациях, расширяя тем самым динамический диапазон измерений.

В табл.1 приведены статистические суммы Q для температуры газа T_0 в ячейке до включения разряда, а в табл.2 – измеренные температуры и соответствующие им значения $Q(T)$ в разряде для смесей различного начального состава. Представленные в табл.2 температуры соответствуют начальному (~20 с) моменту времени после

Табл.1. Характеристики используемых линий поглощения.

Молекула	Частота (см ⁻¹) [18, 19]	Сила линии (см/мол.) [18, 19]	Переход [18, 19]	$Q(T_0 = 302 \pm 5 \text{ К})$ [20]
HDO	7179.99	4.20×10^{-25}	P(4) (000–002)	890
	7180.34	3.05×10^{-25}	P(5) (000–002)	
	7180.74	4.53×10^{-26}	Q(4) (000–002)	
	7181.31	6.33×10^{-25}	P(4) (000–002)	
H ₂ O	7180.39	5.56×10^{-22}	P(4) (000–200)	180
	7180.61	2.95×10^{-23}	Q(9) (000–101)	
	7181.16	1.50×10^{-20}	P(3) (000–101)	

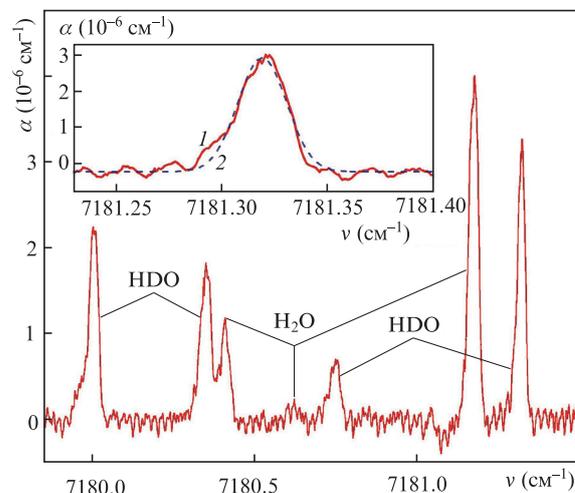


Рис.2. Спектры поглощения H₂O и HDO в разряде в смеси He–D₂–H₂O в диапазоне перестройки частоты излучения лазера. На вставке – результат аппроксимации линии поглощения HDO на переходе с $v_0 = 7181.31$ см⁻¹ (1) гауссовым контуром (2).

Табл.2. Температуры газа через ~ 20 с после включения разряда и соответствующее им значения Q для смесей различного начального состава.

$n_0(\text{H}_2\text{O})$ (10^{14} см^{-3})	$n_0(\text{D}_2)$ (10^{15} см^{-3})	T (К)	Q (HDO)	Q (H_2O)
6.0	5.3	310 ± 5	927	187
4.4	3.6	315 ± 5	950	192
8.4	5.3	320 ± 5	973	196
8.4	1.8	335 ± 5	1042	210
9.6	1.8	340 ± 5	1066	215
4.8	1.8	345 ± 5	1094	220
8.8	3.6	355 ± 5	1138	229

Примечание: $n_0(\text{H}_2\text{O})$ и $n_0(\text{D}_2)$ – начальные концентрации.

включения разряда. Как показали эксперименты, изменения температуры в первые 10 мин горения разряда незначительны (в пределах указанных в табл.2 погрешностей).

В спектрах на рис.2 отсутствуют явные проявления резонансных свойств ячейки. Исходя из этого можно оценить нижнюю границу спектральной плотности мод для используемой нами неаксиальной схемы по обратной величине шага перестройки частоты излучения лазера. На интервал перестройки частоты 1 см^{-1} приходится 1250 шагов, т.е. межмодовое расстояние для схемы не превышает $8 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Это расстояние задает реальное спектральное разрешение, определяемое дискретностью управления током инжекции (при медленной непрерывной перестройке оно задавалось бы шириной лазерной линии 10^{-4} см^{-1}).

4. Результаты измерений и их обсуждение

При измерениях в разрядную трубку вводились смеси газов $\text{He}-\text{D}_2-\text{H}_2\text{O}$ с различными концентрациями H_2O и D_2 при фиксированной начальной концентрации гелия $n_0(\text{He}) = 8.5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Типичный спектр поглощения для разряда в смеси газов с $n_0(\text{D}_2) = 5.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n_0(\text{H}_2\text{O}) = 8.4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ приведен на рис.2. На вставке к рис.2 показан пример аппроксимации экспериментального контура поглощения гауссовым контуром (7). Наилучшая аппроксимация соответствует температуре газа на оси разряда $T = 320 \pm 5 \text{ К}$. Условия экспериментов различались только соотношениями исходных концентраций, при этом мощность, вкладываемая в разряд, менялась мало, она контролировалась по напряженности поля в разряде. Для других условий значения температур приведены в табл.2.

На рис.3 представлены измеренные зависимости от времени концентраций молекул H_2O в разряде при $n_0(\text{D}_2) = 1.8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и различных $n_0(\text{H}_2\text{O})$. Измерения проводились в течение 10 мин. Временное разрешение определялось из условия обеспечения минимальной погрешности при усреднении данных в циклах записи спектров. На вставке к рис.3 показана дисперсия Аллана для показателя поглощения. Видно, что оптимальная точность достигается при времени усреднения ~ 30 с, т.е. при записи двух-трех тысяч спектров. Данные на рис.3 приведены через интервалы времени, равные 1 мин. Чувствительность измерений показателя поглощения в условиях эксперимента составляет $\pm 2 \times 10^{-7} \text{ см}^{-1}$. Динамический диапазон измерений на аналитических участках спектра для H_2O лежит в пределах $3.4 \times 10^{11} - 2.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а для HDO – в пределах $2.4 \times 10^{12} - 1.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Нижние границы диапазонов оценены по дисперсии Аллана, верхние – исходя

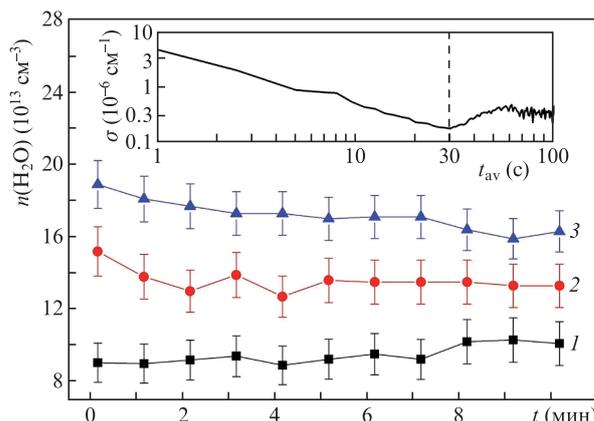


Рис.3. Зависимости от времени концентраций H_2O в разряде при $n_0(\text{D}_2) = 1.8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n_0(\text{H}_2\text{O}) = 4.8 \times 10^{14}$ (1), 8.0×10^{14} (2) и $9.6 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (3). На вставке – дисперсия Аллана σ для показателя поглощения, t_{av} – время усреднения.

из допустимых погрешностей при больших поглощениях по методике и результатам работы [22].

Полученные результаты измерений концентраций молекул воды сильно отличаются от результатов измерений методами актинометрии в полном металлокерамическом катоде [12, 14]. В полном катоде молекулы H_2O диссоциируют на 95%–98%. В эксперименте настоящей работы уменьшение концентрации H_2O происходит не более чем на 75%–85%. Эти различия, по-видимому, связаны с обнаруженной в наших экспериментах особенностью.

После длительной откачки или «тренировки» трубки разрядом напуск паров воды до включения разряда сопровождается быстрым падением давления, что, очевидно, связано с адсорбцией стенками трубки. Приводимые нами значения $n_0(\text{H}_2\text{O})$ отвечают концентрации молекул в газовой фазе в начальный момент после напуска. «Запас» захваченных молекул играет заметную роль в общей картине химических процессов в разряде. После включения разряда часть молекул переходит в газовую фазу. Это может быть вызвано, например, столкновениями со стенкой атомов гелия в метастабильных состояниях. Возможны реакции адсорбированных молекул с активными радикалами H, O, D, OH и др. При этом, хотя процесс диссоциации продолжает оставаться быстрым, он компенсируется переходом в газовую фазу молекул со стенок. Тот факт, что после включения разряда установление определенной концентрации воды с участием адсорбированных молекул происходит достаточно быстро (за время, меньшее времени измерения 30 с), говорит в пользу того, что основной процесс захвата (высвобождения) частиц на поверхности – физическая адсорбция (десорбция) с ван-дер-ваальсовыми потенциалами связи, требующая малой энергии активации по сравнению с медленно протекающей хемосорбцией, при которой частицы газа образуют прочные химические связи с частицами поверхности.

На рис.4 представлены зависимости от времени концентраций HDO в разряде при фиксированной концентрации $n_0(\text{H}_2\text{O}) = 8.4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и различных значениях $n_0(\text{D}_2)$. В отсутствие разряда молекулы HDO не регистрируются, но сразу после его включения они появляются. Далее наблюдается слабая (но вполне заметная) тенденция к снижению концентрации тяжелой воды в плазме. Поскольку этот процесс имеет характерное время десяти минут, он, по-видимому, связан с хемосорбцией.

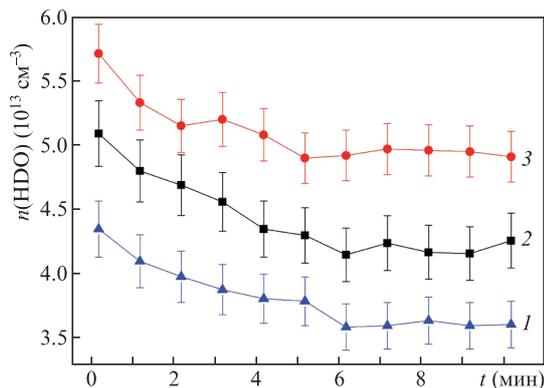


Рис.4. Зависимости от времени концентраций молекул HDO после включения разряда при $n_0(\text{H}_2\text{O}) = 8.4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $n_0(\text{D}_2) = 1.8 \times 10^{15}$ (1), 3.6×10^{15} (2) и $5.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (3).

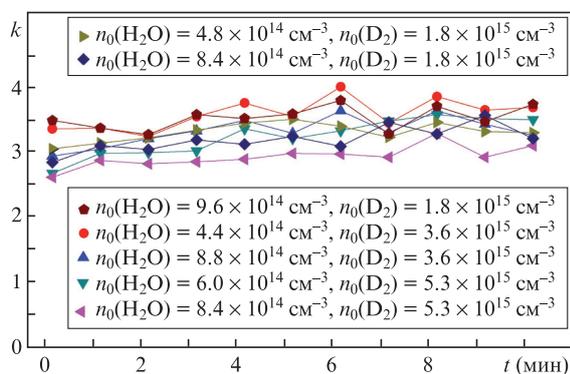


Рис.5. Временные зависимости отношения k измеренных концентраций молекул H₂O и HDO в разряде при различных начальных концентрациях молекул H₂O и D₂. Цветной вариант рис.5 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Для различных соотношений начальных концентраций D₂ и H₂O были определены отношения $k = n(\text{H}_2\text{O})/n(\text{HDO})$ в разряде. Оказалось, что величина k практически одинакова во всех рассмотренных случаях ($k = 3 \pm 0.5$) и почти не меняется во времени. Соответствующие результаты приведены на рис.5. Можно предположить существование механизма, ограничивающего долю молекул H₂O на стенке, способных к преодолению барьера десорбции при взаимодействии с молекулами D₂.

5. Заключение

Показано, что с помощью метода абсорбционной диодной лазерной спектроскопии возможен прямой одно-временный мониторинг изотопомеров воды H₂O и HDO в газоразрядной плазме с применением одного диодного лазера с диапазоном перестройки частоты излучения 2 см^{-1} вблизи $\lambda = 1392 \text{ нм}$. При использовании внешнего резонатора с зеркалами на торцах разрядной трубки и комбинации сильных и слабых линий поглощения динамический диапазон измерений концентраций на аналитическом участке спектра для H₂O лежит в пределах $3.4 \times 10^{11} - 2.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а для HDO – в пределах $2.4 \times 10^{12} - 1.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При нахождении зеркал на расстоянии 25 мм от химически активной зоны положительного столба разряда при плотности тока 1.6 мА/см^2 деградации коэффициентов отражения зеркал вблизи $\Delta R \approx 5 \times 10^{-5}$ в течение нескольких месяцев экспериментов отмечено не было.

Кварцевая поверхность трубки активно адсорбирует молекулы воды, которые затем участвуют в реакциях на границе плазма–поверхность. Абсолютные концентрации молекул воды обеих изотопических модификаций зависят от начальных концентраций молекул H₂O и D₂ в плазмообразующем газе. При этом, однако, во всем исследованном диапазоне составов плазмообразующих газов отношение концентраций H₂O и HDO одинаково и сохраняется в процессе горения разряда. С учетом данного факта и наблюдаемых скоростей установления стационарных концентраций можно прийти к предположению о том, что захват воды поверхностью кварца обусловлен физической адсорбцией и существует механизм, ограничивающий поток десорбции молекул с поверхности. Для подтверждения этого предположения требуются дополнительные исследования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00540 а.

- Gagliardi G., Look H.P. (Eds) *Cavity-Enhanced Spectroscopy and Sensing* (Berlin–Heidelberg: Springer, 2014). DOI: 10.1007/978-3-642-40003-2.
- Brazhnikov D.A., Nikolaev I.V., Ochkin V.N., et al. *Laser Phys.*, **19**, 1323 (2009). DOI: 10.1134/S1054660X09060243.
- Nikolaev I.V., Ochkin V.N., Peters G.S., et al. *Laser Phys.*, **23**, 035701 (2013). DOI: 10.1088/1054-660X/23/3/035701.
- Большов М.А., Курицын Ю.А., Лигер В.В., Мироненко В.Р., Надеждинский А.И., Понуровский Я.Я., Леонов С.Б., Яранцев Д.А. *Квантовая электроника*, **45**, 377 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 377 (2015). DOI: 10.1070/QE2015v045n04ABEH015590].
- Зайцев А.А., Николаев И.В., Очкин В.Н., Цхай С.Н. *Квантовая электроника*, **45**, 680 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 680 (2015). DOI: 10.1070/QE2015v045n07ABEH015812].
- Naumenko O.V., Voronin B.A., Mazzotti F., Tennyson J., Campargue A. *J. Mol. Spectrosc.*, **248**, 122 (2008).
- Naumenko O.V., Beguier S., Leshchishina O.M., Campargue A. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **111**, 36 (2010).
- Shon W., Yim S.P., Lee L., Park H., Kim K.R., Chunga H., Lee C.K. *Fusion Eng. Des.*, **109-111**, 398 (2016).
- ITER Final Design Report No. G 31 DDD 14 01.07.19 W 0.1, Section 3.1: Vacuum Pumping and Fuelling Stems.
- Durocher Au., Bruno A., Chantant M., Gargiulo L., Gherman T., Hatchressian J.-C., et al. *Fusion Eng. Des.*, **88**, 1390 (2013).
- Бернацкий А.В., Очкин В.Н., Афонин О.Н., Антипенков А.Б. *Физика плазмы*, **41**, 767 (2015). DOI: 10.7868/S0367292115090036 [*Plasma Phys. Rep.*, **41**, 705 (2015). DOI: 10.1134/S1063780X15090032].
- Bernatskiy A.V., Ochkin V.N., Kochetov I.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, 395204 (2016). DOI: 10.1088/0022-3727/49/39/395204.
- Бернацкий А.В., Очкин В.Н., Кочетов И.В. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **44**, 39 (2017) [*Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **44**, 147 (2017). DOI: 10.3103/S1068335617050062].
- Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **26**, 015002 (2017). DOI: 10.1088/0963-0252/26/1/015002.
- Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Ochkin V.N., Tskhai S.N. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 075702 (2016). DOI: 10.1088/1612-2011/13/7/075702.
- Parkevich E., Ivanenkov G., Medvedev M., Khirianova A., Selyukov A., Agafonov A.V., Mingaleev A., et al. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **27**, 11LT01 (2018). DOI: 10.1088/1361-6595/aaebdb.
- Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. *Phys. Plasmas*, **25**, 083517 (2018). DOI: 10.1063/1.5042839.
- Gordon I.E. et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **203**, 3 (2017).
- Jacquinet-Husson N. et al. *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **109**, 1043 (2008).
- <http://spectra.iao.ru>.
- Ochkin V.N. *Spectroscopy of Low Temperature Plasma* (New York: Wiley-VCH, 2009).
- Очкин В.Н. *Физика плазмы*, **41**, 381 (2015). DOI: 10.7868/S0367292115040046 [*Plasma Phys. Rep.*, **41**, 350 (2015). DOI: 10.1134/S1063780X15040042].