

ЛОКАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ, КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ И АБСОЛЮТНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕЧЕНИЯ В РАЗРЯДЕ, ПОДДЕРЖИВАЕМОМ ПОЛЫМ КАТОДОМ

© 2022 г. С. Н. Андреев^a, А. В. Бернацкий^{a, *}, И. И. Драганов^{a, b},
И. В. Кочетов^{a, c, **}, В. Н. Очкин^{a, ***}

^a Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Московская область, Россия

^c Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
Москва, Россия

*e-mail: bernatskiyav@lebedev.ru

**e-mail: kochet@triniti.ru,

***e-mail: ochkin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 02.08.2022 г.

После доработки 02.09.2022 г.

Принята к публикации 03.09.2022 г.

Проведены локальные измерения параметров электронной компоненты, потенциала пространства и абсолютных светимостей неравновесной плазмы разряда во влажном гелии пониженного давления, поддерживаемого полым катодом. Определение концентраций атомов гелия и водорода в основных состояниях осуществлялось по интенсивностям линий переходов между возбужденными уровнями с привлечением корональной модели (КМ), с учетом ветвления электронных переходов с уровней возбуждения атомов и конечной оптической плотности плазмы. Показано, что в этих условиях предложенное уточнение КМ позволяет выбрать ряд спектральных линий, позволяющий определять концентрации атомов гелия в основном состоянии по измерениям абсолютных интенсивностей излучения электронных переходов. Рассмотрена возможность использования корреляций расчетной температуры электронов с эффективными температурами заселения и распределения возбужденных атомов.

Ключевые слова: неравновесная неоднородная плазма, кинетика, спектроскопия, зонды Ленгмюра, плотности атомов гелия, плотности и энергии электронов

DOI: 10.31857/S0367292122601096

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проблемы мониторинга состава пристеночной низкотемпературной плазмы мощных энергетических реакторов с секционированными первыми стенками вакуумных камер мотивировали развитие методов спектральной диагностики плазмы разрядов в газах на основе гелия и его смесей [1, 2]. Их обоснование и количественная интерпретация результатов в неравновесных условиях, в свою очередь, потребовали разработки схем экспериментального лабораторного моделирования условий строящихся плазменных установок, усовершенствования техники спектральных и зондовых измерений, а также плазмохимических расчетов [3, 4]. В связи с важностью проблемы контроля за натеканием молекул воды из контура теплоносителя в областях стыков бланкета реактора особое внимание уде-

ляется детектированию таких частиц, как молекулы H_2O , H_2 , O_2 , радикалы OH , атомы O , H , D , и изучению реакций с их участием.

Были предложены и развиты новые мульти-спектральные версии оптической актинометрии высокой чувствительности [4–6], обеспечившие контроль за соблюдением жестких требований к содержанию частиц, не превышающих допустимые для безаварийной работы реактора типа ИТЭР. В модельных экспериментах с разрядами, поддерживаемыми полым катодом, молекулы воды детектировались на уровне 10^{10} см^{-3} [4]. Разработан метод учета возмущений плазмы, вносимых зондом Ленгмюра за счет стока медленных электронов на его поверхность [7], развита техника комбинированных форм напряжений на зонде [8, 9], что позволило реализовать динамический диапазон измерений функции распределения по

энергиям не менее 4 порядков величины. С практической точки зрения такие методы отвечают требованиям к контролю работы конкретного реактора ИТЭР. При этом ряд вопросов физического характера остается.

В данной работе мы акцентируем внимание на двух проблемах:

1) Метод актинометрии предполагает, что для определения концентраций искомых частиц плазмообразующий газ должен содержать частицы-актинометры. Как правило, это атомы инертных газов. Для всех других частиц атомы газа-носителя гелия не являются хорошей актинометрической парой, поскольку группа его излучающих состояний имеет энергии, значительно превышающие энергии излучающих уровней других частиц. В мультиспектральной версии [4, 6] возможно в качестве вторичных актинометров использовать и нестабильные промежуточные частицы, что может дать некоторые преимущества. Однако основные актинометры (обычно это аргон, ксенон или их смесь), должны добавляться в плазмообразующий газ, что не всегда согласуется с условиями функционирования плазменной установки. В настоящей работе делается альтернативная попытка применить метод абсолютных интенсивностей в спектрах плазмы. В принципе, такая возможность обсуждается давно (см., напр., [10]), но при реализации встречается трудности, связанные с необходимостью детального учета баланса процессов возбуждения и дезактивации излучающих состояний, и такой подход считается мало надежным [11]. В данной работе используются достижения последних лет по измерениям функций распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в широкой области энергий, их концентраций и современные базы данных для кинетики атомов на выделенных уровнях.

2) В упомянутых актинометрических методах результаты измерений усреднены по объему разряда. В данном случае спектральные измерения проводятся с пространственным разрешением, что позволяет соотнести результаты оптических измерений с результатами локальных зондовых измерений параметров электронной компоненты плазмы.

В качестве плазмообразующего газа используется гелий с добавками паров воды при пониженных давлениях. Измеряются концентрации атомов гелия и образующихся атомов водорода.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Установка “Течь” описана в работах [1, 3, 4] и содержит вакуумную камеру объемом 22 литра. Остаточное давление составляет 5×10^{-7} мбар. Контроль давления в разных диапазонах осу-

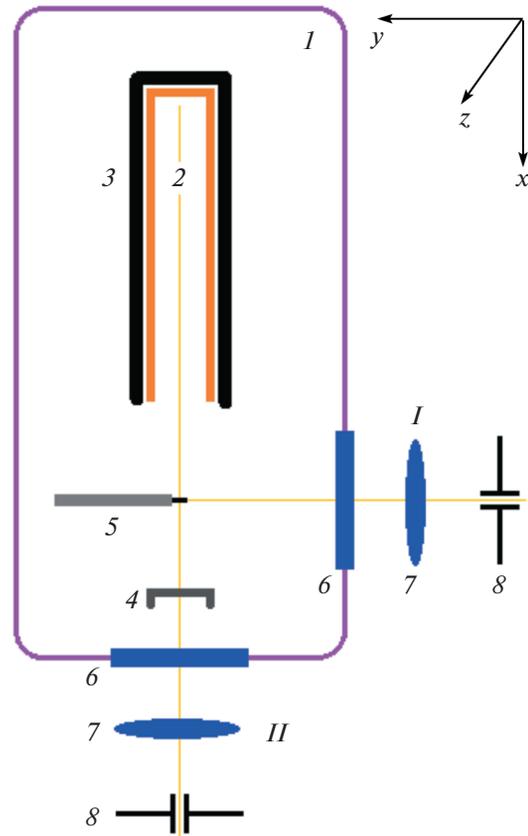


Рис. 1. Схема измерений: 1 – вакуумная камера; 2 – медный катод; 3 – тefлоновый изолятор катода; 4 – сетчатый анод; 5 – зонд; 6 – фланцы с кварцевыми окнами; 7 – осветительная система; 8 – монохроматор МДР-204. I и II направления световых потоков из области зондов и открытой стороны катода.

ществляется датчиками: Pfeiffer TPR280, Thyracont VSH89DL, Pfeiffer CMR363, Atovac ACM200. Камера имеет несколько каналов напуска газов, систему прогрева стенок. В данных экспериментах давление смеси He–H₂O варьируется в пределах единиц или долей mbar. Схема основных систем установки представлена на рис. 1. Разрядное устройство внутри камеры I содержит медный прямоугольный ($100 \times 50 \times 10$ мм³) полый катод 2 с внешним изолятором из тefлона 3. Катод изображен в сечении 50×10 мм². Одна сторона катода, обращенная к аноду, не имеет стенки. Анод 4 представляет собой стальную прямоугольную (размер 100×10 мм²) сетку, при этом площадь поверхности металла сетки, обращенная к катоду, составляла 650 мм². Расстояние между срезом катода и анодом 30 мм. Разряд поддерживался источником стабилизированного напряжения Sh0105 (0–2 кВ) при электрическом токе до 500 мА, который определялся внешним охлаждаемым балластным сопротивлением в цепи 1 кΩ.

Измерения функции $f(u)$ распределения электронов по энергиям u (ФРЭЭ) и концентрации электронов N_e проводились одиночными зондами Ленгмюра [8, 9, 12]. Опорным электродом был заземленный анод. Использовался зонд из вольфрамовой проволоки (диаметр 0.1 мм, открытая длина 2 мм) с керамическим изолятором с внешним диаметром 2 мм. Открытая часть зонда размещалась напротив геометрического центра открытой стороны катода в промежутке между анодом и катодом на расстояниях 3, 11, 19, 27 мм от катода (направление x по оси катода на рис. 1).

Для корректных измерений необходимо избежать деградации поверхности зонда в результате загрязнений [13]. Этому способствует периодическая очистка его поверхности, что может делаться разными способами. В работе [14] на зонд подается положительный потенциал, и за счет большого электронного тока из плазмы на зонд очистка происходит посредством нагрева. Возможна подача на зонд отрицательного потенциала, в таком случае очистка идет за счет ионной бомбардировки [15]. Наш опыт показал, что оптимальным является совместное применение двух способов очистки зонда, — как током электронов, так и током ионов [16]. В режиме очистки мы подаем на зонд напряжение в виде периодического пилообразного сигнала в диапазоне напряжений от -230 В до $+230$ В в течение около 60 секунд. Очистка проводилась после каждого измерения ФРЭЭ, которое в интересах статистики включало серию из 256 записей вольт-амперных характеристик (ВАХ) зонда и занимало около 20 с. Воспроизводимость ВАХ обеспечивалась в течение 10–15 минут экспозиции зонда в плазме после очистки.

Для нахождения ФРЭЭ использовался недавно разработанный подход [7–9, 17, 18], при котором ВАХ зондовой цепи формируется при подаче напряжения в виде комбинации шумовых и периодических сигналов. При этом удается значительно уменьшить ошибки в определении ФРЭЭ по сравнению с традиционным только периодическим сигналом (например, пилообразным или синусоидальным). Изменяя соотношение величин шумового и периодического сигналов, можно оптимизировать точность измерений в более подробно интересующей области энергий ФРЭЭ.

Спектральные измерения проводились в положениях I и II оптической системы. В положении I оптическая ось смещалась в направлении x на расстояния 3 мм, 11 мм и 19 мм от среза катода, соответствующих локализации зондовых измерений. Эти измерения проводились отдельно в отсутствие зонда. Пространственное разрешение в направлении x в области плазмы около 3 мм. В положении II регистрировалось излучение вдоль направления u одновременно из зоны между ка-

тодом и анодом с разрешением около 3 мм и зоны внутри катода со средним вдоль луча разрешением в направлениях y и z около 4 мм.

Для измерений абсолютных интенсивностей в различных спектральных линиях использовалась калибровка с помощью вольфрамовой банд-лампы СИ8-200у [1]. При измерении в положении II учитывалось пропускание сетки анода. Подробности калибровки и оптические параметры установки “Течь” описаны в работе [1].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Распределения электронов по энергиям

Измерения проводились в разрядах в гелии (He) при концентрации $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и в его смесях с парами воды (H_2O) при концентрациях паров $4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Ток разряда во всех случаях стабилизирован при значении $i = 150$ мА. Выбор величины тока связан с наиболее стабильным горением разряда. Для разных газовых смесей этому соответствовали напряжения на разрядном промежутке 350 В ($N_{\text{H}_2\text{O}} = 0 \text{ см}^{-3}$), 400 В ($N_{\text{H}_2\text{O}} = 4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и 450 В ($N_{\text{H}_2\text{O}} = 1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

ФРЭЭ на расстоянии 3 мм от катода приведены на рис. 2 в двух часто используемых нормировках с аббревиатурами: EEDF (electron energy distribution function $F(u)$ при $\int F(u)du = 1$, [эВ $^{-1}$], рис. 2а) и EEPF (electron energy probability function $f(u) = u^{-1/2}F(u)$ при $\int u^{1/2}f(u)du = 1$, [эВ $^{-3/2}$], рис. 2б). Ожидаемой особенностью прямых контактных зондовых измерений является искажение ФРЭЭ в области малых энергий. Оно связано с эффектом “стока” электронов на зонд Ленгмюра, и это объясняется тем, что, при определенных условиях, скорость диффузии “медленных” электронов не достаточна для обеспечения их прихода из плазмы в ту область, из которой они попадают на зонд уже без столкновений [7, 12]. Впервые эффект стока электронов для сферических зондов был рассмотрен в [19], для цилиндрических [20]. В работе [7] приведены формулы для параметра “стока”, используемые разными авторами для цилиндрического зонда, предложен метод коррекции, измеренной зондом ФРЭЭ, учитывающий искажения, вносимые эффектом “стока” электронов. Результаты в основных полях рис. 2а, б получены с его использованием. На вставках рис. 2а, б показаны результаты традиционных прямых измерений, не скорректированные на “сток”. Видно, что учет “стока” приводит к изменениям ФРЭЭ в области не только малых, но и высоких энергий, что следует принимать во вни-

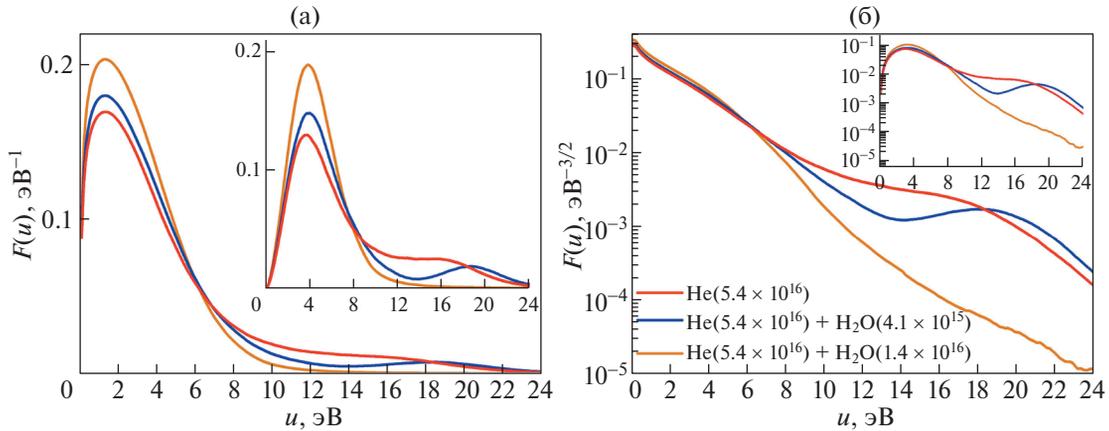


Рис. 2. Измеренные ФРЭЭ (зонд в 3 мм от среза катода) при разных концентрациях молекул воды. На врезках – распределения без коррекции на “сток”. а – формат EEDF, б – формат EEPF (см. текст).

мание при анализе условий возбуждения спектральных линий [7].

Сток электронов, возможно, не единственная причина погрешности зондовых ФРЭЭ в низкоэнергетической части. В областях плазмы вблизи анода ФРЭЭ может обедняться медленными электронами из-за их поглощения анодом [21]. Область этого возмущения может заметно превышать толщину анодного слоя, достигая нескольких миллиметров и даже сантиметров. В “длинных” разрядах этот факт экспериментально был ранее зафиксирован в единичных работах [22] и не привлек внимания. В рассматриваемых нами “коротких” разрядах он может играть существенную роль, когда на измеряемые ФРЭЭ влияют два механизма: один связан с близостью анода, другой искажает ФРЭЭ за счет эффекта стока электронов. Возмущения анодом являются естественной составляющей общего физического механизма горения разряда. Соотношение вкладов этих эффектов в вид ФРЭЭ зависит от давления газовой смеси, ее состава и расстояния до анода. Этот вопрос находится в самом начале исследований, например, в работе [21] методами прямого численного моделирования Монте-Карло показано, что возмущения анодом вблизи него могут превышать аппаратные возмущения, связанные с эффектом стока на зонд. Можно также отметить влияние конечного сопротивления плазмы [23, 24] и зондовой цепи на вид ФРЭЭ в области низких энергий [14, 23, 24]. Однако в рамках данной работы эти эффекты не рассматриваются.

В недавних работах [25, 26] методами прямого численного моделирования показано, что в промежутке с постоянным электрическим полем энергии электронов могут осциллировать в пространстве, что связано с нелокальностью электронной кинетики. При этом ФРЭЭ может иметь несколько максимумов. Такая ситуация подтвер-

ждается в наших экспериментах и иллюстрируется на рис. 3 в нормировке EEDF. В направлении от катода (первичный источник электронов) к аноду ФРЭЭ трансформируется, и имеется избыток быстрых (в интервале 7–22 эВ) электронов, который утрачивается по мере удаления от катода тем быстрее, чем больше концентрация молекул воды. Это связано с потерями энергии электронов при диссоциации молекул H_2O (сечение диссоциации $\sigma \sim 10^{-17} \text{ см}^2$), ионизации ($\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$) и др. Пороги сечений этих процессов находятся в области энергий 7 и 12.6 эВ, соответственно [27]. Такое поведение ФРЭЭ при добавлении паров воды может быть так же связано с тем, что в разряде молекулы воды диссоциируют, в результате рекомбинационных процессов образуются молекулы водорода H_2 и кислорода O_2 [4], при этом потери энергии электронов могут происходить также и при столкновении электронов с ними.

На рис. 4 более подробно показан вид ФРЭЭ в формате EEPF для трех смесей плазмообразующих газов на расстоянии 3 мм от среза катода. Там же отрезками прямых линий показана линейная аппроксимация функций, что соответствует эффективными парциальными “температурами” в различных областях энергий. Отметим, что, как в области низких (0–6) эВ, так и в области высоких (20–24) эВ энергий, температуры сопоставимы (2.0–2.6) эВ, в то время как в промежуточной области (8–16) эВ понятие температуры распределения ввести проблематично. Такое поведение вряд ли можно связать с обменом энергией между свободными и связанными электронами, диссоциацией, ионизацией (большие энергии) или электронами с колебаниями или вращениями молекул (малые энергии), поскольку соотношение групп зависит от места измерения (рис. 3). По-видимому, оно связано с упомянутым выше нело-

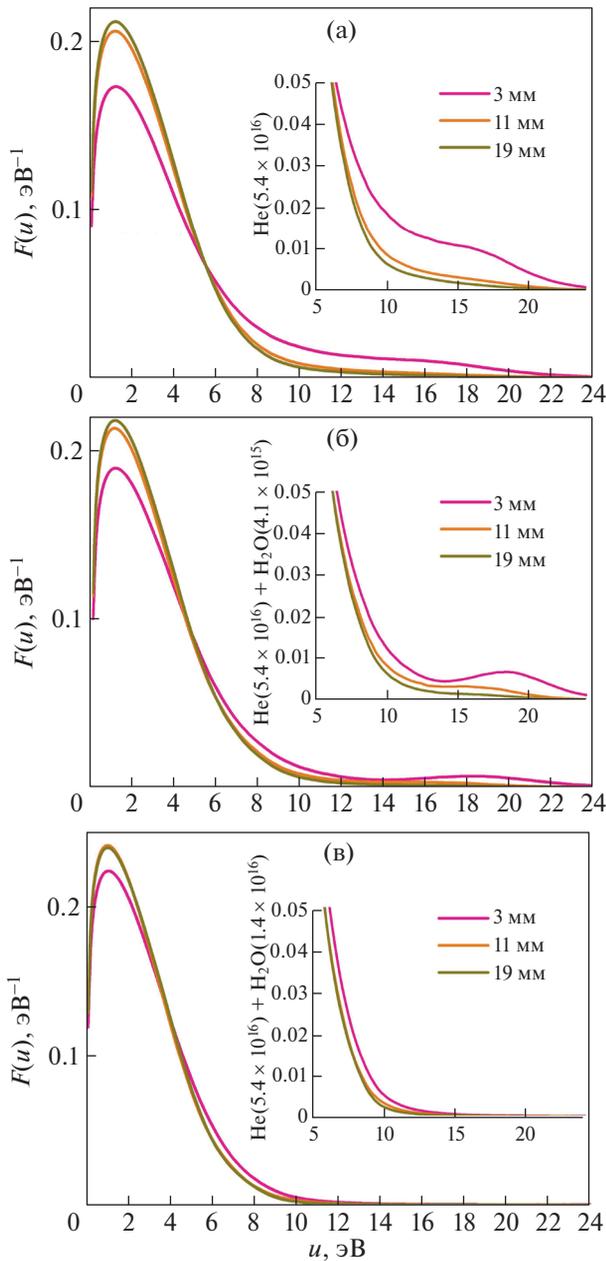


Рис. 3. Измеренные ФРЭЭ на разном расстоянии от катода при разных концентрациях молекул воды (концентрация He – $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$): а – 0 см^{-3} ; б – $4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$; в – $1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На вставках показано детальное поведение ФРЭЭ при больших энергиях электронов.

кальным процессом “перетекания” электронов быстрой группы, формируемой в полном катоде, в область малых энергий, характерных для положительного столба разряда. Как видно из рис. 2 и 3 процесс установления пространственных осцилляций энергии оказывается тем быстрее, чем больше содержание молекул воды.

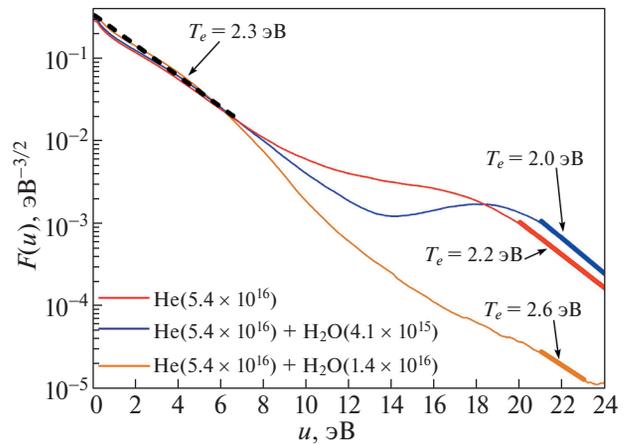


Рис. 4. ФРЭЭ в формате EEPF в разряде в различных газах на расстоянии 3 мм от среза катода. Прямые отрезки – аппроксимации участков ФРЭЭ максвелловскими распределениями с различными электронными температурами в разряде.

3.2. Концентрации электронов

Измерения концентраций электронов N_e проводились зондовым методом с использованием формулы [8, 9]

$$N_e = \frac{4i_p}{evS}. \quad (1)$$

Здесь i_p – величина тока в цепи зонда при напряжении на зонде, равном потенциалу плазмы (потенциал плазмы определялся по нулю второй производной ВАХ зонда), v – средняя скорость электронов, вычисляемая из измеренных ФРЭЭ, S – площадь зонда. Формула (1) не учитывает эффект стока электронов на зонд, поскольку расчеты, выполненные в работе [7], показывают, что, в отличие от влияния на ФРЭЭ, поправки к концентрациям на явление “стока” слабо зависят от напряженности электрического поля в плазме, – в условиях данной работы при давлениях газа $p \leq 3 \text{ мбар}$ эти поправки не превышают 10%. Результаты измерений показаны на рис. 5, и дополнительно были произведены измерения на расстоянии от катода при $x = 27 \text{ мм}$. Видно, что в направлении от катода к аноду концентрации электронов падают. Это особенно выражено для разряда в смесях с добавками к концентрации молекул воды. В этих случаях, в зависимости от величины добавки, падение концентрации электронов составляет от 10 до 50 раз. По нашим оценкам, за такое поведение концентрации электронов в пространстве можно указать на два механизма. Первый из них относится к случаям с добавками молекул воды и связан с диссоциативным прилипанием. В результате плазмохимических превращений молекул воды образуются различные частицы, среди которых, кроме моле-

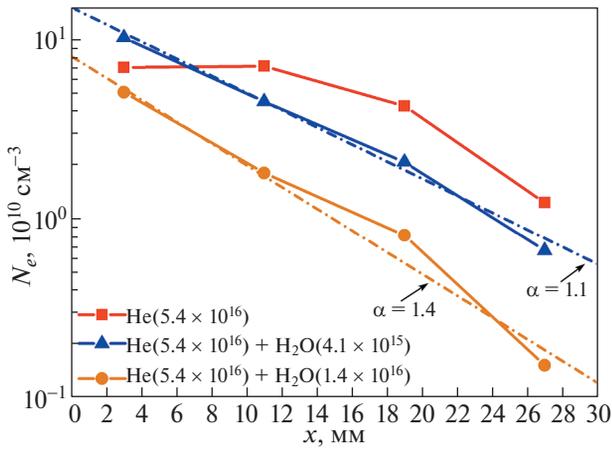


Рис. 5. Экспериментальные зависимости концентрации электронов в разряде от расстояния для разных газовых смесей. Штрихпунктирные линии – аппроксимация экспериментальных результатов экспоненциальным законом спада $N_e = Ae^{-\alpha x}$.

кул H_2O наиболее представлены молекулы O_2 и H_2 [5]. При столкновениях с электронами они, в свою очередь, диссоциируют с образованием ионов H^- и O^- . В области энергий электронов (4–15) эВ, с учетом характерного вида ФРЭЭ, в наших условиях наибольший вклад в потери электронов дают молекулы O_2 , соответствующие сечению σ_{att} процесса прилипания электрона $\text{O}_2 + e \rightarrow \text{O} + \text{O}^-$ составляют $\sigma_{att} \sim (5 \times 10^{-20} - 10^{-18}) \text{ см}^2$ в области энергий электронов (4–10) эВ [28]. Константы скорости прилипания K_{att} получаются интегрированием σ_{att} по энергиям с ФРЭЭ, полученной из зондовых измерений. Скорость дрейфа электронов вычислялась как $V_d = E\mu$, при этом напряженность поля E берется из эксперимента, подвижность электронов μ также находится по измеренной ФРЭЭ. Скорость дрейфа электронов определяется так

$$V_d = -\sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{1}{3N} \int_0^\infty \frac{u}{\sum_j y_j Q_{mj}(u)} df(u) du, \quad (2)$$

Таблица 1. Отношение констант скоростей диссоциативного прилипания электронов к молекулам кислорода к константам скоростей их ионизации K_{att}/K_{ion} (O_2) и воды K_{att}/K_{ion} (H_2O). Разрядные условия: $E = 2.3 \text{ В/см}$, начальная смесь $\text{He}(5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}) + \text{H}_2\text{O}(1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3})$

$x, \text{ мм}$	3	11	19	27
$K_{att}/K_{ion} (\text{O}_2)$	1.5	2.4	5.8	2.2
$K_{att}/K_{ion} (\text{H}_2\text{O})$	1.7	2.6	5.7	3.2

где $Q_{mj}(u)$ – транспортное сечение взаимодействия электрона с j -частицей, y_j – относительная концентрация j -й частицы. Наряду с этим электроны производят и ионизацию с константами скоростей K_{ion} , поэтому изменение концентрации электронов по пути их дрейфа от катода к аноду можно оценить с помощью соотношения:

$$\frac{dN_e}{dx} = \frac{N}{V_d} (K_{ion} - K_{att}) N_e = -\alpha N_e, \quad (3)$$

где N – концентрация молекул в плазме, α – коэффициент потерь электронов, V_d – скорость дрейфа электронов. Такие соотношения следует записать для столкновений электронов со всеми частицами.

Сопоставление сечений процесса прилипания электронов к основным молекулам показывает, что вкладом молекул H_2 в этот суммарный процесс можно пренебречь. В табл. 1 приведены расчетные отношения констант скоростей прилипания и ионизации для молекул O_2 и H_2O на различных расстояниях x от катода. Во всем разрядном промежутке скорости потерь превышают скорости ионизации, что обеспечивает спад N_e в разрядном промежутке от катода к аноду. Видно, что характер поведения соотношения скоростей прилипания и рождения электронов в промежутке для этих молекул схож. В условиях настоящей работы прямых измерений концентраций H_2O и O_2 в плазме не проводилось, поэтому на рис. 5 мы приводим аппроксимацию экспериментальных данных по соотношению 3 с эмпирическими значениями потерь α . Спад концентраций электронов близок к экспоненциальному. Увеличение α с увеличением добавок паров воды в плазмообразующем газе объясняется тем, что, как показывают результаты измерений в работе [5, 6] в иных, но аналогичных условиях, концентрации молекул H_2O и O_2 также увеличиваются.

Из рис. 5 видно, что в разряде в чистом гелии концентрации N_e неоднородны. При этом оснований отнести это к влиянию механизма прилипания не имеется, что указывает на протекание и другого механизма. По нашему мнению, он может быть связан с изменением подвижности электронов μ . В условиях эксперимента ток разряда задан. Если допустить, что конфигурация линий тока в промежутке между срезом катода и сеткой анода неизменна и плотность тока j также задана, то $j = eN_e\mu$. Расчеты подвижности по измеренным ФРЭЭ вдоль оси симметрии разряда в чистом гелии в условиях рис. 5 (измеренная напряженность поля $E = 0.23 \text{ В/см}$) показывают, что величина μ заметно меняется от $8.7 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{В/с}$ ($x = 3 \text{ мм}$) до $3.7 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В/с}$ ($x = 27 \text{ мм}$). Это должно было бы привести к падению N_e между катодом в 2.35 раза, тогда как измерения дают па-

дение около 4.5 раза. Надо заметить, однако, что в эксперименте падение не экспоненциально, его темп возрастает вблизи анода. Можно допустить, что это связано с отмеченными выше и мало пока изученными особенностями формирования ФРЭЭ в этой области [21, 22]. Разумеется, эффект возникновения градиента N_e за счет уменьшения подвижности имеет место и при разряде в гелии с добавками молекул, но, как видно из рисунка 5, этот эффект маскируется механизмом потерь из-за диссоциативного прилипания электронов.

3.3. Интенсивности свечения

По измеренным распределениям электронов по энергиям ФРЭЭ и концентрациям N_e можно рассчитать абсолютную интенсивность I излучения на выбранных длинах волн λ частиц, проявляющихся в спектре свечения разряда. Для ФРЭЭ в нормировке EEDF

$$I = Nhc\lambda^{-1}N_e\sqrt{\frac{2e}{m}}\int_0^\infty\sigma(u)F(u)\sqrt{u}du. \quad (4)$$

Здесь N – концентрация частиц в основном состоянии; h – постоянная Планка; c – скорость света; σ – сечение возбуждения излучающего уровня из основного состояния прямым электронным ударом; m , e – масса и заряд электрона. Интенсивность излучения в нашем случае имеет размерность фотон/см³/с. Формула (4) предполагает, что частицы возбуждаются из основного состояния в излучающее состояние прямым электронным ударом, а его дезактивация происходит при спонтанном излучении – корональная модель (КМ) [10]. Для неравновесной плазмы с ее развитыми механизмами взаимодействия частиц между собой и с излучением, КМ хотя и является простейшей из известных, широко используется для оценок плотностей возбужденных частиц. В нашем случае есть возможность проверить ее на некоторых конкретных примерах, поскольку все величины в формуле (4) известны или измеряются локально. При этом надо учитывать следующие обстоятельства:

– В формуле (4) $\sigma(u) = \sigma_{Gk}(u)$ – сечение возбуждения уровня k из основного состояния G . Уровень k является верхним для наблюдаемого в эксперименте оптического перехода $k-l$. С этого же верхнего уровня k могут происходить переходы на несколько других нижних уровней j ($j \neq l$). Если формула КМ (4) используется для нахождения концентрации частиц N в основном состоянии, то кроме интенсивности I (соответствующей переходу $k-l$) в правую часть формулы (4) будут входить и интенсивности, соответствующие другим переходам, куда будет идти часть энергии возбуждения. Поэтому измеренную величину I

на длине волны перехода $k-l$ нужно делить на фактор ветвления Br , определяемый как

$$Br = \frac{A_{kl}}{\sum_j A_{kj}}, \quad (5)$$

где A – коэффициенты спонтанного излучения (коэффициенты Эйнштейна).

– Для некоторых переходов оптическая плотность может быть конечна или даже велика, если они заканчиваются на уровнях l основного состояния, метастабильных или резонансных уровнях, и возникает “пленение” излучения [10]. Для рассматриваемых нами условий пониженной плотности газа уширение линий доплеровское. Если длина волны λ измеряется в нанометрах, концентрации N в см⁻³, то показатель поглощения (в см⁻¹) в центре контура линии

$$k_0 = 1.23 \times 10^{-33} \frac{g_k}{g_l} \lambda_{kl}^4 \frac{A_{kl}}{\Delta\lambda_D} N_l, \quad (6)$$

полуширина

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}, \quad (7)$$

A_{ul} – коэффициенты Эйнштейна в с⁻¹, g – статистический вес уровня. Вероятность выхода фотона из плазмы толщиной d (фактор “ускользания”) определяется формулой

$$\Theta = \frac{1}{4k_0 d \sqrt{\pi} \ln(k_0 d)}. \quad (8)$$

Если верхний и/или нижний уровни вырождены, и тонкая структура спектрального мультиплета не разрешается, вводятся усредненные коэффициенты Эйнштейна

$$A_{n_k n_l} = \left(\sum_{k=1}^{n_k} g_k \right)^{-1} \left(\sum_{k=1}^{n_k} \sum_{l=1}^{n_l} g_k A_{kl} \right). \quad (9)$$

Очевидно, в исследуемой нами геометрии разряда для оценки пленения следует брать наименьший размер плазмы $d \approx 1$ см.

3.3.1. Интенсивности свечения линий атома He.

Гелий практически не подвержен превращениям, его содержание в плазме определяется исходным составом, и этот газ является удобным объектом для анализа применимости КМ при определении его концентрации и роли в изучаемых процессах.

Измерялись абсолютные интенсивности 14 линий гелия (He) в разряде в области в интервале длин волн 320–730 нм на различных расстояниях от катода. Длины волн указаны в табл. 2 и приведены на схеме термов гелия на рис. 6. Ряд из них представляют собой мультиплеты со структурой уже, чем 10⁻² нм, не разрешаемые в условиях измерений. Использовалась текущая редакция базы данных NIST [29]. В табл. 2 приведены экс-

Таблица 2. Сравнение измеренных (exp) и расчетных (calc) абсолютных интенсивностей излучения линий, данных об энергии верхнего возбужденного уровня, числа линий в мультиплете и фактора ветвления B_r на разном расстоянии от полого катода (3 мм, 11 мм, 19 мм), измеренные интенсивности линий из катодной области. Измерения выполнены в гелии He при концентрации атомов $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$

λ , нм	Энергия верхнего уровня, эВ	Число линий в мультиплете	Фактор ветвления B_r	Интенсивность, $10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$					
				3 мм		11 мм		19 мм	
				calc	exp	calc	exp	calc	exp
318.77	23.71	3	0.81	21.5	5.7	5.6		2.4	1.9
381.96	24.20	6	0.67	1.5	1.9	0.4	0.1	0.2	0.13
388.86	23.01	3	0.90	94.5	60.4	23.1	12.9	8.6	7.7
396.47	23.74	1	0.80	17.4	3.6	4.6	1.2	2.0	1.6
402.61	24.04	6	0.71	2.98	8.8	0.78	1.9	0.4	2.8
412.08	23.97	3	0.48	9.0	1.1	2.3		1.7	0.8
438.79	24.04	1	0.65	4.3	2.8	1.1	0.4	0.6	0.39
447.14	23.74	6	0.79	7.3	26.2	1.9	7.4	0.8	0.6
471.31	23.59	3	0.33	13.9	6.4	3.5	1.0	3.6	1.2
492.19	23.74	1	0.74	10.8	12.1	2.7	3.5	1.3	0.96
501.56	23.09	1	0.98	70.7	75.5	17.8	25.4	6.3	6.1
587.56	23.07	6	0.99	25.2	42.5	6.1	8.5	2.1	2.07
667.81	23.07	1	1.0	39.5	66.1	9.6	8.1	3.2	3.2
728.13	22.92	1	1.0	10.0	9.7	24.2	1.4	8.0	8.0

периментальные значения абсолютных интенсивностей и расчетные данные, выполненные в рамках КМ (4). Для вычисления констант скоростей возбуждения электронных уровней атома гелия из основного состояния по формуле (4) и скорости дрейфа электронов с использованием измеренных ФРЭЭ по формуле (2) использовались сечения возбуждения и транспортное сечение, предложенные Biagi v8.97 и приведенные в базе данных [30]. При расчетах предполагалось, что концентрация атомов He однородна в промежутке анод-катод и, с учетом теплового вытеснения (температура 330 К), их концентрация составляет $5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для расчета скорости возбуждения верхних уровней переходов прямым электронным ударом из основного состояния использовались экспериментальные данные по ФРЭЭ и N_e , коэффициенты Эйнштейна A_{kl} , суммированные по компонентам неразрешенной структуры мультиплетов. По данным [29] общее число радиационных переходов с участием верхнего и нижнего уровней для 14 регистрируемых в эксперименте мультиплетов составляет 1219 из общего числа 1529 в широком интервале длин волн от ВУФ до средней ИК-области, причем коэффициенты A_{kl} для многих из них сопоставимы. Значения коэффициентов Эйнштейна A_{kl} в зависимости от длины волны приведены на рис. 7. За исключением ВУФ-переходов в основное состояние, которые практически полностью пленены, все они учиты-

вались при расчете факторов ветвления B_r , также приведенных в табл. 2.

Был проведен анализ возможного влияния пленения излучения на наблюдающихся в эксперименте переходах, у которых нижние уровни являются метастабильными 2^3S , 2^3P или резонансными 2^1S , 2^1P . Заселенности уровней, переходы с которых в основное синглетное состояние пленены (при концентрации гелия в условиях измерений факторы ускользания $\Theta < 10^{-3}$), могут быть сопоставимы с заселенностями триплетных метастабильных уровней. Пример такого анализа показан на рис. 8 для переходов, завершающихся на уровне 2^1P , где показаны величины фактора ускользания Θ -излучения в зависимости от заселенности этого уровня. При заселенности $3.7 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и менее плазма прозрачна для всех переходов. Наиболее проблематичен случай для перехода с длиной волны 667 нм и максимальным коэффициентом Эйнштейна. Для него величина Θ близка к 10^{-1} достигается уже при концентрации атомов на резонансном уровне около $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такой же результат получается и для перехода 587 нм с нижним уровнем 2^3P . Во всех остальных случаях (эти рисунки мы не приводим) результаты не сильно отличаются, — заметное пленение достигается при заселенностях резонансных и метастабильных уровней более 10^{12} см^{-3} . Плазма прозрачна (при $\Theta \approx 1$) при их за-

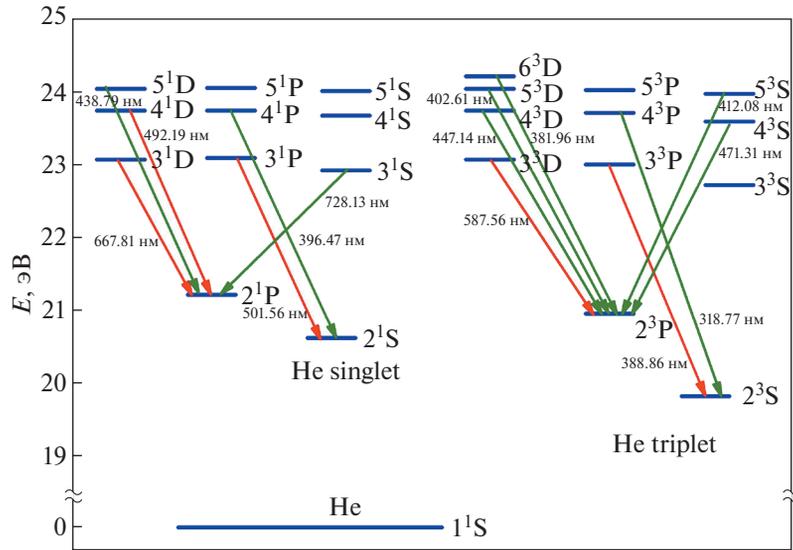


Рис. 6. Схема термов гелия, принимающих участие в формировании спектра, регистрируемого в эксперименте.

селенностях менее $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (501 нм), $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (587 нм) и $9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (389 нм). По нашим оценкам и измерениям [31] заселенности в разных условиях в разрядах в газах, содержащих гелий, как правило, меньше, — и пленение можно не учитывать.

В табл. 2 приведены данные для интенсивностей в разряде в гелии с концентрацией He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Аналогичные измерения и расчеты проведены в различных областях разрядов в смесях He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) + H₂O ($1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) + H₂O ($4.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$), при этом общие тенденции во всех случаях сохраняются:

А. В спектрах можно выделить несколько переходов (389, 492, 502, 588, 668 нм), абсолютные

интенсивности которых при расчете по корональной модели (КМ) и при использовании экспериментальных ФРЭЭ, N_e и учете ветвления согласуются с измеренными значениями с точностью лучше фактора 2. Эти переходы могут использоваться для диагностики состояния плазмы и процессов в ней в рамках КМ.

Б. Для других исследованных переходов (табл. 2) расхождение расчетов и прямых измерений интенсивностей значительно больше, и могут достигать величин 3–8 раз.

В случае А переходы могут использоваться для диагностики плазмы в рамках КМ. Из абсолютных интенсивностей линий могут быть оценены с приемлемой погрешностью концентрации ато-

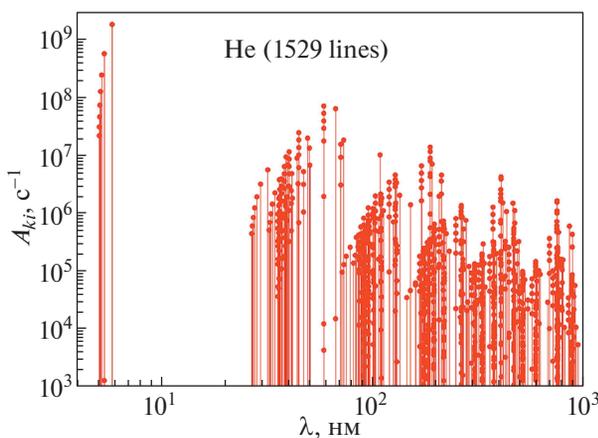


Рис. 7. Значения коэффициентов Эйнштейна A_{ki} в зависимости от длины волны перехода в He (из базы данных [29]).

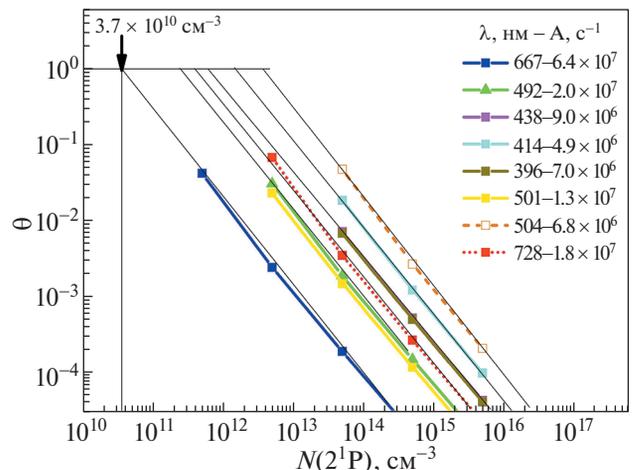


Рис. 8. Факторы ускользания Φ -излучения для переходов с нижним резонансным уровнем 2^1P .

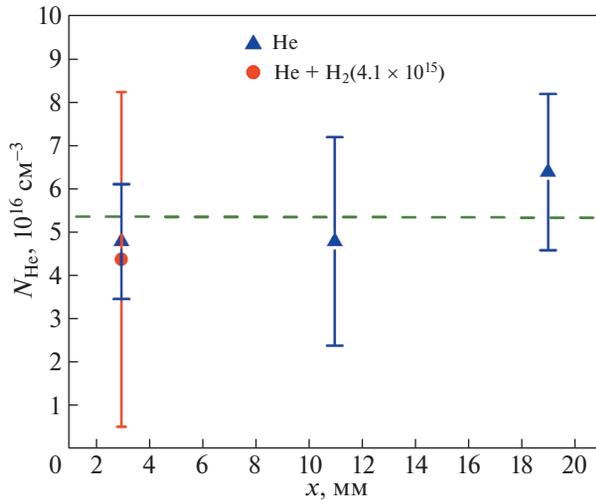


Рис. 9. Результаты применения модели КМ для восстановления усредненных концентраций $\langle N \rangle$ атомов гелия в различных областях разряда из абсолютных интенсивностей 14 мультиплетов. Случай разряда в гелии (He) и смеси гелия с молекулами воды (He + H₂O).

мов в основных состояниях. Такой результат подтверждает, в частности, наши оценки и возможность пренебрежения пленением излучения.

В случае Б, очевидно, за баланс заселенностей различных излучающих уровней в неравновесной плазме ответственны механизмы, существенно дополняющие прямое электронное возбуждение и радиационный распад. Это могут быть процессы, приводящие и к заселению (радиационные и столкновительные каскады, электрон-ионная рекомбинация), и к тушению (обмен энергией между частицами, инициирование, при наличии молекул, химических превращений и хемоионизация). Если говорить об измерении концентраций частиц в основных состояниях, то первая группа механизмов приведет к недооценке концентраций, вычисленных из измеренных интенсивностей по КМ, вторая, напротив, к переоценке. Последовательно учесть эти и иные механизмы в настоящее время вряд ли возможно, в первую очередь, из-за недостаточности сведений об элементарных процессах с участием частиц в выделенных энергетических состояниях. Можно допустить, однако, что именно благодаря множественности таких реакций, приводящих как к рождению, так и к разрушению частиц в различных состояниях, использование большого числа оптических переходов приводит к статистическому уравниванию вкладов с разным знаком в баланс заселенностей всей группы возбужденных частиц, формирующих эти переходы. Важную роль в интерпретации расхождений измеренных и рассчитанных в рамках КМ интенсивностей из-

лучения и переходов, могут играть неточности в различных оригинальных источниках и базах данных по сечениям возбуждения электронных уровней из основного состояния.

На рис. 9 показаны результаты использования КМ для определения концентрации атомов гелия из измеренных абсолютных интенсивностей с поправками на ветвление для всей совокупности регистрируемых переходов для пространственных областей разряда, удаленных от катода на расстояния 3, 11 и 19 мм. Ввиду сказанного выше большая дисперсия результатов вполне ожидаема. Однако усредненные по всем 14 наблюдаемым переходам (верхним излучающим уровням) приводит к значению концентрации гелия $\langle N \rangle = (5.5 \pm 0.2) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, совпадающему с реальной концентрацией $N = 5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что такой результат получается не только в чистом гелии, но и в его смеси с молекулами воды, когда локальные параметры плазмы (ФРЭЭ, потенциал, концентрации электронов) также меняются. В последнем случае из-за усложнения химического состава плазмы следует предположить также увеличение числа процессов заселения и тушения излучающих уровней. Совпадение средних значений концентрации атомов, получаемых в эксперименте, по-видимому, вновь следует связать с разнонаправленностью их влияния и статистическому уравниванию значений.

Обсудим еще один параметр, также имеющий статистический смысл. Несмотря на то, что в отсутствие термодинамического равновесия понятие температуры не определено, часто вводят “эффективные температуры” [10], о чем уже упоминалось в разделе 3.1. Это дает определенные удобства при описании неравновесной системы за счет уменьшения числа параметров. В ряде случаев это физически оправдано, если распределение частиц по состояниям энергии рассматриваемого ансамбля может быть описано с помощью формулы Больцмана (колебательные, поступательные, вращательные “температуры”). По сложившейся терминологии, если рассматриваются заселенности возбужденных уровней по отношению к основному состоянию, такой параметр называют “температура возбуждения” T_{exc} . Если речь идет об относительных заселенностях в группе возбужденных состояний, используется понятие “температура распределения” T_p . Часто такие “температуры” в системе электронных уровней атома или молекулы отождествляют с температурой электронов, хотя так определяемая температура имеет ограниченный смысл.

Поскольку в данной работе одновременно измеряются заселенности основного и возбужденных состояний и ФРЭЭ, можно проиллюстрировать условность таких соотношений. На рис. 10

показаны распределения атомов по уровням основного и возбужденных состояний в разряде в гелии, измеренные на разных расстояниях от катода при наблюдении в геометрии лучей I (рис. 1). Для сравнения приведены распределения внутри катода на его оси, полученные при измерении в геометрии II. По заселенности возбужденных уровней относительно заселенности основного состояния введены “температуры возбуждения” T_{exc} , по относительным заселенностям внутри групп возбужденных уровней, — “температуры распределения” T_p . Если сравнить эти распределения с распределениями электронов по энергиям (рис. 4) с их условными “максвелловскими температурами”, можно видеть, что определенных корреляций между ними не имеется. Количественные расхождения слишком велики, чтобы говорить даже о приближенных измерениях ФРЭЭ по спектрам электронных переходов.

3.3.2. Интенсивности свечения линий атома водорода. В измерениях использовались линии атомарного водорода серии Бальмера H_α (656.28 нм) и H_β (486.14 нм), и регистрировались суммарные интенсивности мультиплетов для переходов между уровнями с главными квантовыми числами $n = 3(g_k = 18) \rightarrow n = 2(g_l = 8)$ и $n = 4(g_k = 32) \rightarrow n = 2(g_l = 8)$, соответственно. Для проверки исходного предположения о применимости КМ при описании процесса заселения излучающих состояний с $n = 3$ и $n = 4$ нами были проанализированы результаты ряда опубликованных работ по возбуждению атомов водорода электронами плазмы. Использовались данные по сечениям наиболее вероятных реакций, и проводился расчет скоростей этих процессов в условиях наших экспериментов с использованием определенных из эксперимента ФРЭЭ и концентрации электронов. Данные для процессов прямого электронного

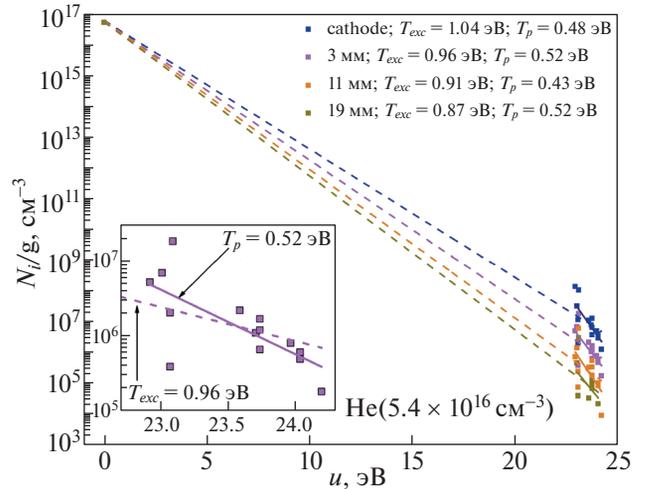


Рис. 10. Распределения атомов по уровням основного и возбужденных (интервал энергий 23–24 эВ) состояний. Указаны “температуры” возбуждения T_{exc} и заселения T_p на разных расстояниях от катода и внутри катода.

возбуждения атомов из основного состояния и диссоциативного возбуждения молекул приведены в табл. 3.

В работе [32] изучались два случая: 1 — измерения со скрещенными электронно-молекулярными пучками (низкая плотность газа, заселенности уровней тонкой структуры формируются индивидуально в соответствии с их парциальными сечениями возбуждения) и 2 — эксперименты в плазме (более высокая плотность, уровни тонкой структуры перемешиваются и образуют ансамбль с некоторой эффективной температурой распределения). Из представленных данных табл. 3 видно, что результаты зависят от выбора сечений, но

Таблица 3. Константы скорости возбуждения верхних уровней атомов водорода с $n = 3$ и $n = 4$ переходов для линий H_α и H_β , рассчитанные по измеренной ФРЭЭ (после коррекции) для разрядов в начальной газовой смеси гелия с молекулами воды: He ($5.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$) + H₂O ($1.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Расстояние от среза катода $x = 3 \text{ мм}$

№	Процесс	Константа, см ³ /с		Ссылка на используемое сечение
		Случай 1	Случай 2	
1	$H_2 + e \rightarrow H_\alpha + H + e$	7.9×10^{-14}	3.7×10^{-14}	[32]
2	$H + e \rightarrow H_\alpha + e$	4.1×10^{-12}	3.5×10^{-12}	[32]
3	$H + e \rightarrow H_\alpha + e$		6.2×10^{-12}	[33]
4	$H + e \rightarrow H_\alpha + e$		1.5×10^{-11}	[34]
5	$H_2 + e \rightarrow H_\beta + H + e$	9.1×10^{-15}	8.0×10^{-16}	[32]
6	$H + e \rightarrow H_\beta + e$	9.9×10^{-13}	7.3×10^{-13}	[32]
7	$H + e \rightarrow H_\beta + e$		2.0×10^{-12}	[33]
8	$H + e \rightarrow H_\beta + e$		4.3×10^{-12}	[34]

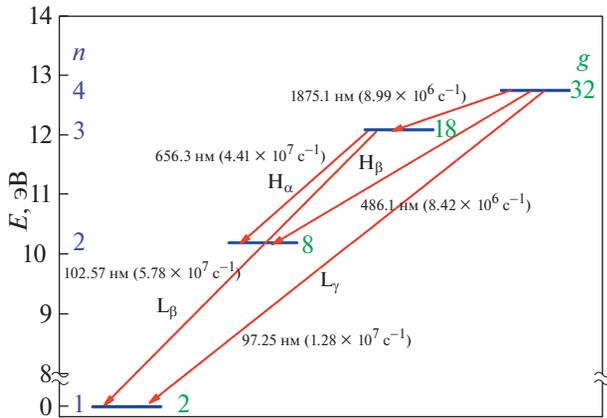


Рис. 11. Оптические переходы, учитываемые при анализе интенсивностей линий Бальмера с указанием длины волны излучения, в скобках соответствующие величины коэффициентов Эйнштейна A .

константы скорости возбуждения из основного состояния на 2–3 порядка выше для возбуждения атомов H по сравнению с диссоциативным возбуждением молекул H_2 . Для того, чтобы скорости возбуждения по этим каналам были сопоставимы, нужно, чтобы степень диссоциации H_2 была менее 1% для $n = 3$ и менее 0.1% для $n = 4$. Плазмохимические расчеты, выполненные в работах [4, 5] для условий, близких к условиям настоящих экспериментов, показывают, однако, что эта величина составляет 10% и более.

Помимо указанных двух процессов возбуждения линий серии Бальмера в литературе обсуждается возможность селективного по атомным уровням возбуждения в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Так, в работах [35, 36] рассматривается образование возбужденных атомов при рекомбинации ионов молекулы водорода с электроном с образованием двух атомов водорода, один из которых в возбужденном состоянии $H_2^+ + e \rightarrow H + H^* (n > 1)$. При этом, однако, абсолютные сечения σ процесса не известны, хотя в работе [35] численно промоделирована зависимость от концентрации n их относительных значений, что может быть аппроксимировано как $\sigma(n) \sim n^{-3}$. Наши измерения абсолютных интенсивностей такой зависимости не подтверждают. С нашей точки зрения отсутствие вклада этого рекомбинационного процесса связано с тем, что основными молекулярными ионами в наших условиях являются H_3O^+ или более сложные гидратированные ионы [37]. В пользу H_3O^+ говорит существование быстрой реакции $H_2O^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH$ (константа скорости $1.7 \times 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$) [38]. Эта двухчастичная реакция может протекать при пониженных давлениях и

подавлять механизм рекомбинационного возбуждения линий серии Бальмера с участием H_2^+ . Таким образом, основным механизмом возбуждения линий Бальмера является прямое электронное возбуждение атома водорода.

Для анализа радиационных процессов использовалась наиболее полная база NIST [29]. Выбирались оптические переходы, так или иначе влияющие на заселенности излучающих уровней $n = 3$ и $n = 4$. Их меньше, чем в случае с гелием. Рассмотрено более 50 радиационных переходов от ВУФ до средней ИК-области. Среди них отбирались те, для которых усредненные по тонкой структуре коэффициенты Эйнштейна A_{nk} и A_{nl} сопоставимы с A_{32} , A_{42} . Их включение в дополнение к КМ позволяло учитывать факторы Θ ускользания фотонов из плазмы, факторы $Br(n)$ ветвления переходов с уровня n на ниже лежащие уровни. Такие переходы показаны на рис. 11.

Помимо используемых в измерениях линий H_α и H_β для учета ветвления переходов следует учитывать ВУФ-линии Лаймана L_β и L_γ с большой оптической плотностью и ИК-линию из серии Пашена (переход с $n = 4$ на $n = 3$), дающую, помимо H_β , L_α и L_β , вклад в ветвление переходов с уровня $n = 4$. На рис. 11 указаны также длины волн переходов, коэффициенты Эйнштейна A и статистические веса g уровней n .

Для выяснения влияния факторов ветвления, пленения и каскадных переходов на результаты расчетов концентраций атомов $N \approx N_1$ использовались три схемы:

1) Корональная модель КМ (4) без учета каскадов и пленения излучения. Концентрации находились по вычисленным локальным константам скоростей K_{13} , K_{14} возбуждения электронных уровней водорода с $n = 3$ и $n = 4$ из основного состояния с использованием определенных из зондовых измерений ФРЭЭ, а также из измеренных концентраций электронов и абсолютных интенсивностям линий $H_\alpha(I_{32}^{H\alpha})$ и $H_\beta(I_{42}^{H\beta})$

$$N_1^{H\alpha} = \frac{I_{32}^{H\alpha}}{K_{13}n_e}, \quad N_1^{H\beta} = \frac{I_{42}^{H\beta}}{K_{14}n_e}. \quad (10)$$

2) КМ с добавлением ИК-каскада с $n = 4$ на $n = 3$ (в уравнениях учтено, что $A_{43} \approx A_{42}$)

$$K_{13}n_eN_1^{H\alpha} + \frac{1}{2}K_{14}n_eN_1^{H\beta} \approx A_{32}N_3 = I_{32}^{H\alpha}, \quad (11)$$

$$K_{13}n_eN_1^{H\alpha} + \frac{1}{2}K_{14}n_e \frac{2I_{42}^{H\beta}}{K_{14}n_e} \approx A_{32}N_3 = I_{32}^{H\alpha}, \quad (12)$$

$$N_1^{H\alpha} \approx \frac{I_{32}^{H\alpha} - I_{42}^{H\beta}}{K_{13}n_e}. \quad (13)$$

Таблица 4. Концентрации атомов водорода в основном состоянии $N \approx N_1 \equiv N_{H(n=1)}$, определенные по линиям $H\alpha$ ($I_{exp}^{H\alpha} = 1.4 \times 10^{13} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-3}$) и $H\beta$ ($I_{exp}^{H\beta} = 0.7 \times 10^{13} \text{ c}^{-1} \text{ cm}^{-3}$). Θ – факторы ускользания. Случай * – для КМ добавлен процесс ветвления; ** – добавлен процесс ветвления и пленения линий $H\alpha$, $H\beta$, $L\beta$ и $L\gamma$. Смесь гелия с молекулами воды: $\text{He}(5.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}) + \text{H}_2\text{O}(1.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3})$, расстояние от среза катода 3 мм

Вариант	$N_1^{H\alpha}, \text{ cm}^{-3}$	$N_1^{H\beta}, \text{ cm}^{-3}$	$\Theta_{H\alpha}$	$\Theta_{H\beta}$	$\Theta_{L\beta}$	$\Theta_{L\gamma}$
1	7.8×10^{13}	19×10^{13}	–	–	–	–
2	3.9×10^{13}	38×10^{13}	–	–	–	–
3a*, $N_2 = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	39×10^{13}	38×10^{13}	0.1	1	–	–
3b**, $N_2 = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	39×10^{13}	38×10^{13}	0.1	1	2×10^{-3}	10^{-2}

Таблица 5. Примеры результатов измерений концентраций атомов водорода $H(n=2)$ в разрядах различного типа. Методы: DLS – диодная лазерная спектроскопия, CRDS – затухания света в резонаторе

Тип разряда	Метод	Газ наполнения, давление
ВЧ 13.56MHz, трубка $D = 16$ мм, (1–3) кВт, 350 Гс	DLS	H_2 (30–110) мТорр; 656 нм; $N_{H(n=2)} \sim (0.3\text{--}4) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [39, 40]
Микроволновый 2.45 ГГц, (150–700)Вт, длительность импульса 2.7 мс, трубка $D = 16$ мм	DLS	(1–3)Торр $\text{H}_2\text{:O}_2(99:1)$; $N_{H(n=2)} \sim (1\text{--}20) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [41]
ВЧ 13.56 МГц, Мощность 22кВт, $D = 40$ мм	CRDS	H_2 6 Торр, 60 мм от катушки; $\text{H}\beta$ 486.1 нм $N_{H(n=2)} \sim 10^{10}\text{--}10^{11} \text{ cm}^{-3}$ [42]

3) КМ с добавлением ИК-каскада с $n = 4$ на $n = 3$, ветвления и пленения $H\alpha$, $H\beta$, $L\beta$ и $L\gamma$

$$K_{14}n_eN_1^{H\beta} = (\Theta_{H\alpha}A_{42} + A_{43} + \Theta_{L\gamma}A_{31})N_4 = I_{42}^{H\beta} + I_{43} + I_{41}^{L\gamma}, \quad (14)$$

$$K_{13}n_eN_1^{H\alpha} + \frac{A_{43}}{A_{43} + \Theta_{H\alpha}A_{42} + \Theta_{L\gamma}A_{31}}K_{14}n_eN_1^{H\beta} = (A_{32} + \Theta_{L\beta}A_{31})N_3 = I_{32}^{H\alpha} + I_{31}^{L\beta}. \quad (15)$$

Из табл. 4 видно, что схемы 1) и 2) приводят к различным результатам при измерениях по линиям $H\alpha$ и $H\beta$, причем результаты измерений по $H\alpha$ занижены по сравнению с таковыми при измерениях по $H\beta$. Анализ показал, что это связано с ниже следующими причинами.

Во-первых, наличие сильной линии Пашена (переход $4 \rightarrow 3$) создает дополнительный канал заселения уровня $n = 3$ и уменьшает время жизни уровня $n = 4$ за счет ветвления. В отсутствие пленения этот фактор определяется соотношением коэффициентов Эйнштейна. Во-вторых, уровень $n = 2$ является резонансным и переход с $n = 2 \rightarrow n = 1$ соответствует линии с конечной оптической плотностью. Для вычисления концентрации атомов водорода в состоянии $n = 2$ с эффективным временем жизни, превышающем радиационное, требуется учет многих процессов,

включая тушение тяжелыми частицами, удары 2 рода с электронами и диффузию. По этим причинам в ряде работ проводились измерения $N_{H(n=2)}$ методами спектроскопии высокой чувствительности в широком диапазоне значений параметров плазмы. Типичные значения концентраций находились в интервале $(10^{10}\text{--}10^{12}) \text{ cm}^{-3}$. Примеры приведены в табл. 5.

В таком диапазоне заселенностей резонансного уровня следует учитывать и возможное пленение излучения линий $H\alpha$ и $H\beta$. Для линии $H\alpha$ коэффициент Эйнштейна примерно в 5 раз выше, чем для $H\beta$ (рис. 11), что занижает истинную (первичную) интенсивность $H\alpha$. При использовании схемы 3) для учета пленения геометрическая длина оптического пути принималась равной наименьшему размеру разряда 1 см (рис. 1). Взаимное согласование результатов при этом достигается при заселенности уровня $N_{H(n=2)} = 5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Заметим, что основное влияние оказывает различие в пленении $H\alpha$ и $H\beta$. Пленение линий $L\beta$ и $L\gamma$, заканчивающихся на уровне основного состояния водорода, хотя и различно, но велико и практически не влияет на измерения по линиям $H\alpha$ и $H\beta$, что видно из сопоставления результатов обработки измерения по схемам 3а и 3б в табл. 4.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примерах атомов водорода и гелия рассмотрена возможность применения корональной модели (КМ) для диагностики неравновесной плазмы на уровне современных достижений в технике измерений и полноты существующих баз данных по спектральным характеристикам атомов и элементарным процессам. В условиях разряда во влажном гелии пониженного давления, поддерживаемого полым катодом, проведены локальные измерения концентраций электронов N_e , их распределений по энергиям (ФРЭЭ) и потенциалов плазмы. Эти данные использованы для интерпретации локальных абсолютных интенсивностей спектральных линий, часто привлекаемых для диагностики плазмы. В качестве контрольного рассмотрен вопрос о возможности установления концентрации атомов в основном состоянии по интенсивностям линий при переходах между возбужденными уровнями.

Показано, что решение этого вопроса возможно, если КМ дополняется учетом ветвления и пленения не только для наблюдаемых, но и для иных переходов, имеющих общие с ними уровни. При заселении и дезактивации индивидуальных излучающих уровней типична ситуация, когда в этом участвуют и иные трудно идентифицируемые процессы помимо прямого электронного возбуждения и излучения. Пример развитого спектра атома гелия показывает, что в таких условиях отступления от результатов по КМ наблюдаются как в сторону переоценки абсолютных интенсивностей, так и в сторону их недооценки. Если, однако, регистрируется спектр переходов с участием большого числа уровней, статистическое усреднение, несмотря на большую дисперсию, приводит к результатам, соответствующим условиям экспериментов и совпадающим с таковыми по КМ.

Продемонстрировано хорошее согласие по определению концентрации атомов водорода по абсолютным интенсивностям линий H_α и H_β . Показано, что в условиях эксперимента при использовании КМ надо учитывать процессы ветвления и пленение излучения первым возбужденным уровнем.

Наблюдаемые распределения атомов гелия по возбужденным состояниям и детальные зондовые измерения ФРЭЭ не подтверждают часто допускаемую в литературе по диагностике плазмы возможность измерений энергий электронов с помощью введения парциальных “температур возбуждения и распределения”, определяемых по спектрам атомов.

Авторы благодарны Н.А. Дятко и В.В. Лагунову за помощь при проведении исследований и участии в обсуждении результатов.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда, проект № 19-12-00310.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bernatskiy A.V., Ochkin V.N., Afonin O.N., Antipenkov A.B.* // Plasma Physics Reports. 2015. V. 41. P. 705. <https://doi.org/10.1134/S1063780X15090032>
2. *Афонин О.Н., Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Цхай С.Н.* Электроразрядный способ обнаружения микротечей паров воды. Патент на изобретение № 2494362. Пер. 27 сентября 2013 года.
3. *Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Physics Reports. 2020. V. 46. P. 874. <https://doi.org/10.1134/S1063780X20090020>
4. *Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28. 105002. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301>
5. *Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2016. V. 49. 395204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/39/395204>
6. *Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2017. V. 26. 015002. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/26/1/015002>
7. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2021. V. 30. 095004. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1ee2>
8. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Vacuum. 2020. V. 180. 109616. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616>
9. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2021. V. 41. P. 659. <https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4>
10. *Очкин В.Н.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2010. [*Ochkin V.N. Spectroscopy of Low-Temperature Plasma. New York: WILEY-VCH, 2009*] <https://doi.org/10.1002/9783527627509>
11. *Peveall R., Ritchie G.A.D.* // Plasma Sources Science and Technology. 2019. V. 28. 073002. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab2956>
12. *Demidov V.I., Koepke M.E., Kurlyandskaya I.P., Malkov M.A.* // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. 020501. <https://doi.org/10.1063/1.5127749>
13. *Godyak V.A., Alexandrovich B.M.* // Journal of Applied Physics. 2015. V. 118. 233302. <https://doi.org/10.1063/1.4937446>
14. *Godyak V.A., Demidov V.I.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. 233001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/23/233001>
15. *Rudenko K.V., Myakon'kikh A.V., Orlikovsky A.A., Pustovit A.N.* // Russian Microelectronics. 2007. V. 36. P. 14. <https://doi.org/10.1134/S1063739707010027>
16. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Vacuum. 2022. V. 206. 111514. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111514>
17. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Journal of Applied Spectroscopy. 2021. V. 88. P. 289. <https://doi.org/10.1007/s10812-021-01171-x>

18. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N.* // Physics of Atomic Nuclei. 2021. V. 84. P. 1757.
<https://doi.org/10.1134/S1063778821090039>
19. *Swift J.D.* // Proceedings of the Physical Society. 1962. V. 79. P. 697.
<https://doi.org/10.1088/0370-1328/79/4/303>
20. *Lukovnikov A.I., Novgorodov M.Z.* // Soviet Physics – Lebedev Institute Reports. 1971. V. 1. P. 27.
21. *Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. P. 105016.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac9750>
22. *Golubovskii Y.B., Al Hawat S.H.* // Soviet Physics-Technical Physics. 1987. V. 32. P. 25. <http://mi.mathnet.ru/jtf510>
23. *Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С.* Методы контактной диагностики в неравновесной плазменной химии. М.: Наука, 1981.
24. *Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А.* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
25. *Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2020. V. 29. 125007.
<https://doi.org/10.1088/1361-6595/abc412>
26. *Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N.* // Physical Review E. 2021. V. 104. 065204.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.104.065204>
27. *Itikawa Y., Mason N.* // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 2005. V. 34. P. 1.
<https://doi.org/10.1063/1.1799251>
28. *Rapp D., Englander-Golden P.* // The Journal of Chemical Physics. 1965. V. 43. P. 1464.
<https://doi.org/10.1063/1.1696957>
29. NIST Atomic Spectra Database Lines Data https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
30. Biagi (transcription of data from SF Biagi's Fortran code, Magboltz) www.lxcat.net/Biagi
31. *Ochkin V.N.* // Physics-Uspekhi <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.07.039026>
32. *Lavrov B.P., Pipa A.V.* // Optics and Spectroscopy. 2002. V. 92. P. 647.
<https://doi.org/10.1134/1.1481126>
33. *Drawin H.W.* Report EUR-CEA-FC-383, Fontenay-aux-Roses. 1967. www.lxcat.net
34. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
35. *Zhdanov V.P., Chibisov M.I.* // Sov. Phys. JETP. 1978. V. 47. P. 38.
36. *Wunderlich D., Fantz U.* // Atoms. 2016. V. 4. P. 26.
<https://doi.org/10.3390/atoms4040026>
37. *Liu D.X., Bruggeman P., Iza F., Rong M.Z., Kong M.G.* // Plasma Sources Science and Technology 2010. V. 19. 025018.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/19/2/025018>
38. *Мак-Ивен М., Филлнс Л.* Химия атмосферы. М.: Мир, 1978.
39. *Baev V.M., Latz T., Toshek P.E.* // Applied Physics B. 1999. V. 69. P. 171.
<https://doi.org/10.1007/s003400050793>
40. *Aramaki M., Okumura Y., Goto M., Muto S., Morita S., Sasaki K.* // Japanese Journal of Applied Physics. 2005. V. 44. P. 6759.
<https://doi.org/10.1143/JJAP.44.6759>
41. *Rousseau A., Teboul E., Sadeghi N.* // Plasma Sources Science and Technology. 2004. V. 13. P. 166.
<https://doi.org/10.1088/0963-0252/13/1/022>
42. *Wu S., Inoue H., Kambara M., Yoshida T.* // Japanese Journal of Applied Physics. 2013. V. 52. 071301.
<https://doi.org/10.7567/JJAP.52.071301>