

01

Оптическое излучение плазмы ксенонового разряда высокого давления: спектральные, интегральные и энергетические характеристики

© Н.А. Тимофеев¹, В.С. Сухомлинов¹, Ж. Зиссис², И.Ю. Мухараева³, В.С. Бородина¹, Ю.Э. Скобло¹

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

² Université de Toulouse, LAPLACE UMR 5213 CNRS-INPT-UT3,
31062 Toulouse cedex 9, France

³ Санкт-Петербургский горный университет,
199106 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: niktimof@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.06.2023 г.

В окончательной редакции 29.11.2023 г.

Принята к публикации 19.12.2023 г.

Исследован короткодуговой ксеноновый разряд высокого (сверхвысокого) давления с катодом из торированного вольфрама, что является причиной присутствия атомов тория в разрядном промежутке. Рассмотрена одномерная задача — разряд между двумя бесконечными плоскостями. На основе ранее построенной модели рассчитано интегральное по объему оптическое излучение плазмы, в которое дают вклад как процессы, связанные с атомами и ионами ксенона, так и связанные с атомами и ионами тория. Получены распределения излучения вдоль оси разряда, включая спектральные распределения в широком диапазоне изменения разрядных условий, а также эффективность генерации оптического излучения в разных спектральных диапазонах. Показано, что присутствие атомов тория в плазме сильно влияет на оптические характеристики плазмы, в том числе на распределение излучения тория и ксенона вдоль оси разряда. При этом его суммарное значение и распределение по длине разряда изменяется сравнительно слабо, что в значительной степени связано с геометрией задачи и высокой эффективностью преобразования электрической энергии в оптическое излучение исследуемого дугового ксенонового разряда высокого давления.

Ключевые слова: короткодуговой ксеноновый разряд, высокое давление, торий, интегральные оптические характеристики, эффективность генерации излучения.

DOI: 10.61011/OS.2023.12.57394.5351-23

Введение

В работах [1–4] исследовался короткодуговой ксеноновый разряд высокого давления, который широко используется в качестве источника мощного оптического излучения в широком спектральном диапазоне от УФ до ИК [5,6]. Данный разряд характеризуется высокой эффективностью преобразования электрической энергии в оптическое излучение, достигающей (85–88)% при высоких давлениях ксенона ≥ 10 atm [7]. В работах [1–4] приведены результаты экспериментальных исследований и моделирования исследуемой плазмы, в которых впервые была обнаружена эмиссия атомов тория в разрядную плазму и их влияние на свойства разряда [1], построена модель плазмы в плоской (одномерной) [2] и реальной геометрии [3], а также исследовано влияние формы электродов на оптические характеристики плазмы [4].

Результаты работ [1–4] показывают, что эмиссия атомов тория в разрядную плазму кардинальным образом меняет ее характеристики. Атомы тория имеют примерно вдвое меньшую энергию ионизации (~ 6 eV), чем атомы ксенона (~ 12 eV), поэтому их присутствие в прикатодной области сильно влияет на процессы ионизации и

ионный состав. В результате вблизи катода температура плазмы заметно снижается, и ионы тория преобладают над ионами ксенона (у анода картина обратная). Очевидно, что это должно сильно воздействовать на процессы генерации оптического излучения. Известно, что в дуговых разрядах высокого давления в инертных газах основным механизмом генерации излучения являются рекомбинационно-тормозные процессы [7]. К этому может добавляться излучение спектральных линий атомов инертных газов, которые для ксенона лежат в основном в ИК области, $\sim (800–1100)$ nm [5,6]. Рекомбинационно-тормозное излучение ксенона и тория создает сплошной спектр излучения в видимой области, максимально близкий к солнечному, что обеспечивает исключительное использование ксенонового разряда в тех случаях, когда необходимо получить наилучшую цветопередачу. При этом без тория ксеноновый разряд высокого давления вряд ли мог бы иметь оптические характеристики, близкие к солнечному спектру: как показано [1–4], атомы тория снижают температуру плазмы с ~ 10000 К, характерных для разряда в чистом ксеноне [8], до ~ 6000 К (температура поверхности Солнца). К этому можно

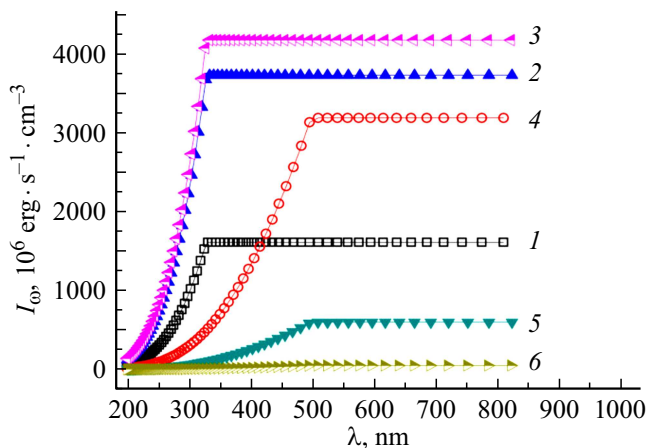


Рис. 1. Спектр излучения континуума I_{ω}^{Xe} (1–3), I_{ω}^{Th} (4–6) в трех точках (около катода, посередине разряда и у анода) с координатами по оси разряда 0.05 (1, 4), 0.15 (2, 5), 0.25 см (3, 6).

добавить также то, что ИК излучение исследуемого ксенонового разряда чрезвычайно важно, поскольку широко используется в прожекторной технике ночного видения и в технологических процессах, используемых при нагревании материалов.

Для практических применений важными являются такие характеристики, как суммарное излучение в той или иной области спектра, эффективность генерации излучения, возможность влиять на оптические характеристики разряда. Влияние эмиссии атомов тория в исследуемой плазме на ее оптические свойства очевидно, но при этом практически не изучено, поэтому целью данной работы является исследование роли легко ионизируемой добавки — атомов тория, на спектроскопические, интегральные оптические и энергетические (эффективность генерации излучения) характеристики плазмы короткодугового ксенонового разряда высокого давления. Аналогично [2] задача решается для случая, когда разряд осуществляется между двумя плоскостями, линейные размеры которых много больше расстояния между ними. В этом случае задачу можно считать одномерной, что существенно упрощает проведение расчетов без потери возможности сделать общие выводы о влиянии атомов тория на протекающие в исследуемой плазме процессы и ее характеристики.

Результаты расчета, дискуссия

Рассматривается разряд между двумя плоскостями, линейные размеры которых много больше расстояния между ними. В этом случае задачу можно считать одномерной. Разрядные условия будем считать близкими к условиям работы короткодуговой ксеноновой лампы сверхвысокого давления мощностью 250 W [1–4], для которой имеются экспериментальные данные. Условия разряда следующие: начальное давление ксенона (холодная лампа) ~ 20 atm, плотность тока у поверхности

катода $\sim 2 \cdot 10^3$ A/cm², расстояние между электродами 0.3 см. Будем полагать, что температура поверхности катода (~ 3600 K) обеспечивает концентрацию атомов тория N_{Th}^0 на его поверхности $\sim (10^{17} - 10^{18})$ cm⁻³. Эти значения вполне реальны, принимая во внимание данные работ [9–12]. Будем также полагать, что плазма дугового ксенонового разряда высокого давления находится в условиях локального термодинамического равновесия (ЛТР) [5–7,9].

Полное испускание в непрерывном спектре (континуум рекомбинационно-тормозного излучения) и его спектр рассчитывались с помощью соотношений, приведенных в [7]. При этом полагалось, что основной вклад дает рекомбинационное излучение, которое для разряда высокого давления в инертных газах в УФ и видимой областях спектра превалирует над тормозным [7]. Интенсивность спектральных линий ксенона рассчитывалась с помощью данных о наиболее сильных линиях ксенона и вероятностях их испускания в области (800–1100) nm [12–14].

Моделирование плазмы дугового ксенонового разряда высокого давления в плоской геометрии [2] наглядно продемонстрировало влияние атомов тория на плазменные электрокинетические характеристики. Было получено заметное снижение температуры плазмы вблизи катода и кардинальное изменение пространственного распределения ионного состава плазмы — превалирование ионов тория у катода и ионов ксенона у анода. Очевидно, что данные изменения электрокинетических характеристик плазмы повлияют на оптические характеристики.

На рис. 1 приведены результаты расчета спектра оптического излучения плазмы в области 200–800 nm в трех точках по оси разряда по мере удаления от катода $x = 0.05, 0.15, 0.25$ см (около катода, посередине разряда и у анода), которое создается атомами и ионами ксенона I_{ω}^{Xe} и атомами и ионами тория I_{ω}^{Th} . Соотношения для расчета брались из [7]. Спектры представляют собой несколько идеализированный (упрощенный) вид и состоят из двух частей — экспоненциального спада в области малых длин волн и спектра, слабо зависящего от длины волны λ в сторону ее увеличения. Граничная длина волны (излом на границе двух частей) определяется нижним возбужденным атомным состоянием, на который идет рекомбинация. Для атома ксенона это состояние $5p^56s$. Для атома тория определить один такой уровень не представляется возможным, поскольку структура термов атома тория весьма сложна. Поэтому мы полагали, что основной поток рекомбинации идет на „сгущение“ уровней, которое располагается примерно в 2 eV ниже порога ионизации. Спад излучения определяется уменьшением числа рекомбинирующих электронов с увеличением их энергии. При максвелловском распределении электронов по скоростям этот спад будет экспоненциальным в шкале энергий. Практически постоянный спектр излучения выше граничной длины волны есть результат интегрирования по большому числу атомных

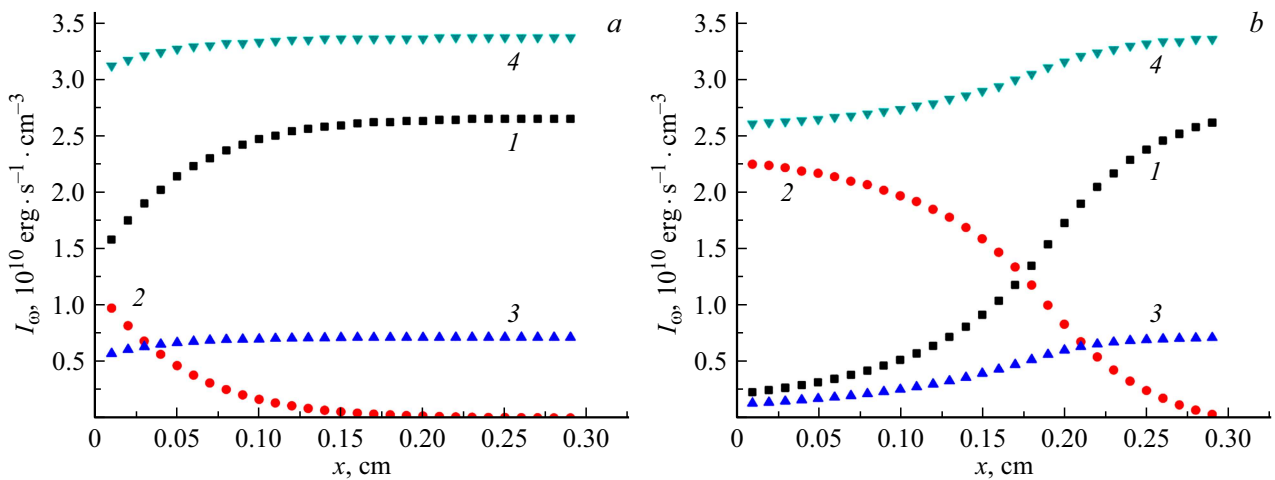


Рис. 2. Интегральные по спектру продольные вдоль разряда распределения континуума излучения, связанного с атомами и ионами ксенона I_{Xe}^c (1), с атомами и ионами тория I_{Th}^c (2), излучение спектральных линий атомов ксенона I_{Xe}^{IR} (3) и суммарное излучение плазмы I_{sum} (4) при концентрации атомов тория $N_{Th}^0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (a) и 10^{18} cm^{-3} (b). Разрядный ток $i = 10 \text{ A}$, концентрация атомов ксенона $N_{Xe} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

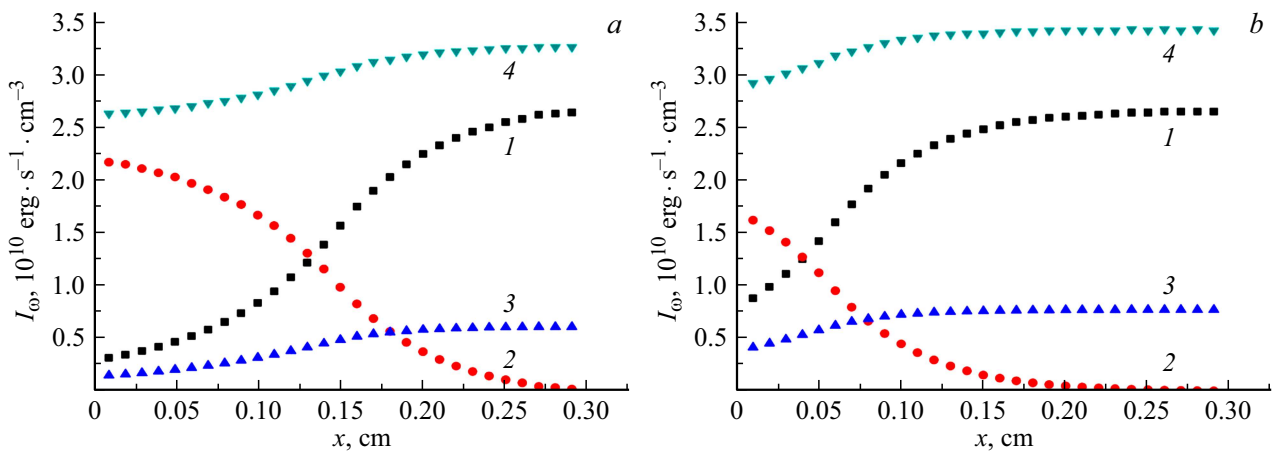


Рис. 3. Интегральные по спектру продольные вдоль разряда распределения континуума излучения, связанного с атомами и ионами ксенона I_{Xe}^c (1), с атомами и ионами тория I_{Th}^c (2), излучение спектральных линий атомов ксенона I_{Xe}^{IR} (3) и суммарное излучение плазмы I_{sum} (4) при концентрации атомов ксенона $N_{Xe} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (a) и $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (b). Разрядный ток $i = 10 \text{ A}$, концентрация атомов тория $N_{Th}^0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

уровней, на которые идет рекомбинация, и дополнительного вклада тормозного излучения, которое становится заметным при увеличении λ [7].

Из рис. 1 видно, что около катода при $x = 0.05 \text{ cm}$ основной вклад в спектр излучения дают атомы и ионы тория, причем „температура“ спектра заметно меньше соответствующей „температуры“ ксенона и того, что наблюдается при удалении от катода. Этот результат находится в хорошем качественном согласии с тем, что было получено в [1]. С удалением от катода излучение, связанное с атомами и ионами тория, падает, и уже начиная практически с середины разрядного промежутка, оптическое излучение атомов и ионов ксенона становится преобладающим.

На рис. 2 приведены интегральные по спектру продольные вдоль разряда распределения плотности излуче-

ния континуума, связанного с атомами и ионами ксенона I_{Xe}^c , с атомами и ионами тория I_{Th}^c , излучения спектральных линий атомов ксенона I_{Xe}^{IR} и суммарного излучения плазмы I_{sum} . Из рис. 2, a видно, что суммарная интенсивность излучения довольно слабо зависит от продольной координаты. Это связано с плоской геометрией разряда и с тем, что более 85% мощности исследуемого ксенонового разряда приходится на оптическое излучение, т.е. практически все, что вкладывается в плазму, испускается в виде излучения. При этом у катода наблюдается небольшое снижение полной интенсивности, что связано в основном с более низкой температурой плазмы в этой области [2]. Из рис. 2, a также видно, что при относительно малой концентрации атомов тория на поверхности катода $N_{Th}^0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ излучение I_{Th}^c , определяемое атомами и ионами тория, сравнительно

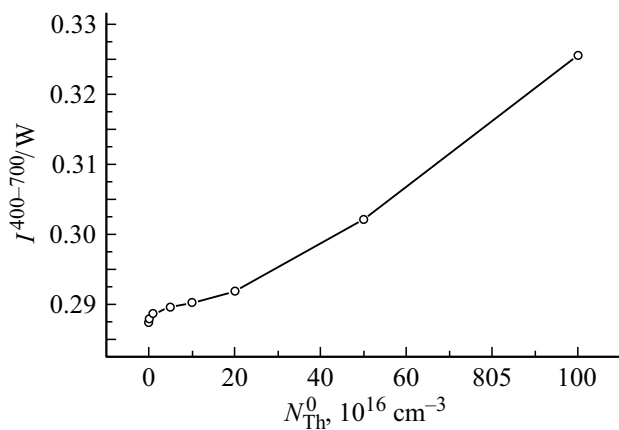


Рис. 4. Эффективность генерации излучения в оптической области спектра (400–700) nm в зависимости от концентрации атомов тория N_{Th}^0 , $i = 10$ A, $N_{\text{Xe}} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Эффективность генерации континуума излучения, связанного с атомами и ионами ксенона J_{Xe}^c , с атомами и ионами тория J_{Th}^c , и излучения спектральных линий атомов ксенона J_{Xe}^{IR}

Условия разряда	N_{Th}^0	J_{Xe}^c/W	J_{Th}^c/W	J_{Xe}^{IR}/W
$i = 10$ A, $N_{\text{Xe}} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	0.609	0.047	0.173
	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	0.514	0.145	0.157
	10^{18} cm^{-3}	0.318	0.351	0.112

мало, при этом оно максимально у катода и уменьшается практически до нуля у анода. Малая интенсивность излучения, генерируемого с участием атомов и ионов тория, объясняется достаточно высокой температурой плазмы при этих условиях [2] и преимущественным возбуждением и ионизацией атомов ксенона. Излучение, связанное с атомами и ионами ксенона I_{Xe}^c , у катода достаточно велико и увеличивается к аноду, при этом оно является преобладающим во всем объеме разряда. Излучение спектральных линий ксенона I_{Xe}^{IR} составляет заметную величину и у анода равно примерно четверти от излучения континуума ксенона.

Рост давления тория приводит к ожидаемому увеличению интенсивности излучения, связанного с атомами и ионами тория, и уменьшению излучения, связанного с атомами и ионами ксенона. Рисунок 2, *b*, на котором приведены результаты для концентрации атомов тория $N_{\text{Th}}^0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, подтверждает этот вывод. При этом суммарное излучение плазмы I_{sum} у катода заметно меньше, чем в предыдущем случае, и достигает значений рис. 2, *a* только у анода, где свойства плазмы определяются ксеноном. Причиной этого является более сильное уменьшение температуры плазмы у катода из-за более высокой концентрации атомов тория. Континуум излучения тория у катода превышает излучение ксенона, которое становится основным только при $x > 0.17$ см.

Зависимость от давления ксенона достаточно очевидна. Рост числа атомов ксенона нивелирует влияние тория на плазменные характеристики. На рис. 3 приведены интенсивности излучения исследуемого разряда для концентраций атомов ксенона $N_{\text{Xe}} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (*a*) и $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (*b*). Как видно из рисунков, для приведенных условий разряда увеличение давления ксенона уменьшает примерно вдвое излучение тория и делает излучение ксенона преобладающим во всем объеме плазмы. Суммарное излучение разряда I_{sum} при этом, как и ожидается, более постоянно по длине разряда при большем давлении ксенона.

В таблице приведена эффективность генерации излучения, связанного с атомами и ионами ксенона J_{Xe}^c/W , с атомами и ионами тория J_{Th}^c/W , и излучения ИК линий атомов ксенона J_{Xe}^{IR}/W при варьировании концентрации атомов тория. Здесь интенсивности J_{Xe}^c , J_{Th}^c плазмы и J_{Xe}^{IR} есть соответствующие мощности излучения, испускаемые объемом, представляющим собой „столбик“ с единичным по площади основанием, лежащим на катоде, и длиной, равной длине разрядного промежутка. Мощность W есть электрическая мощность, рассеиваемая в этом же объеме. При меньшей из представленных концентраций атомов тория эффективность генерации континуума тория J_{Th}^c/W весьма мала и не превышает 5%. Основной вклад в эффективность дает излучение континуума атомов ксенона. Увеличение концентрации атомов тория в 5 раз уменьшает J_{Xe}^c/W примерно вдвое и увеличивает J_{Th}^c/W более чем в семь раз. Уменьшение J_{Xe}^{IR}/W при этом несколько меньше, чем для континуума ксенона, что связано с меньшей ролью ионов ксенона в создании ИК излучения атомов ксенона. Суммарное излучение в континууме остается при этом примерно постоянным.

Эффективность генерации излучения в оптической области спектра 400–700 nm $I^{400-700}/W$ представлена на рис. 4. Рассмотрена область изменения концентрации атомов тория на два порядка — от 10^{16} до 10^{18} cm^{-3} . Видно, что эффективность генерации излучения в видимой области растет с увеличением содержания тория на (12–13)%. Этот рост связан с более сильным увеличением интенсивности рекомбинационно-тормозного излучения атомов и ионов тория, чем падение соответствующей интенсивности, связанной с атомами и ионами ксенона. Некоторый вклад в рост $I^{400-700}/W$ дает и полученное в расчетах уменьшение электрической мощности, вкладываемой в разряд при постоянном токе, который составляет (2–3)% и связан с уменьшением напряженности электрического поля около катода [3,4].

Заключение

Эмиссия атомов тория в короткодуговой ксеноновой разряд высокой давления сильно влияет как на электрокинетические, так и на оптические характеристики плазмы. Уменьшение температуры плазмы вблизи ка-

тогда меняет ионный баланс и влияет на процессы генерации оптического излучения. При этом температура плазмы снижается примерно до 6000 К, что близко к температуре солнечной короны.

Вблизи катода при заметной концентрации атомов тория континуум оптического излучения рождается главным образом рекомбинацией атомов и ионов тория. Роль атомов и ионов ксенона становится преобладающей в области, прилегающей к аноду. Как показывают расчеты, заметным, но не определяющим, влияние эмиссии тория становится при $N_{\text{Th}}^0 > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, при меньших концентрациях характеристики плазмы близки к характеристикам разряда в чистом ксеноне. Несмотря на упрощенность задачи (одномерный случай), спектры излучения находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными [1]. Присутствие атомов тория в плазме не влияет сильно на полное интегральное излучение — оно остается примерно постоянным по длине разряда вне зависимости от концентрации N_{Th}^0 . По-видимому, это было одной из причин, почему на возможную эмиссию тория в плазму не обращали внимания. Эффективность генерации оптического излучения, связанного с атомами и ионами ксенона и тория, естественно сильно зависит от концентрации атомов тория в разряде. При этом на эффективность генерации излучения в видимой области присутствие тория влияет сравнительно слабо — при увеличении концентрации атомов тория она растет на (12–13)%, что связано с суммарным влиянием рекомбинации как атомов и ионов ксенона, так и рекомбинации атомов и ионов тория.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики „Базис“, грант № 22-1-1-61-1, и гранта РФФИ № 21-19-00139.

Конфликт интересов

У авторов нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.A. Timofeev, V.S. Sukhomlinov, G. Zissis, I.Yu. Mukharaeva, P. Dupuis. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (7), 3266–3271 (2019). DOI: 10.1109/TPS.2019.2918643
- [2] N.A. Timofeev, V.S. Sukhomlinov, G. Zissis, I.Yu. Mukharaeva, P. Dupuis. *Technical Phys.*, **64** (10), 1473–1479 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219100207
- [3] N.A. Timofeev, V.S. Sukhomlinov, G. Zissis, I.Yu. Mukharaeva, D.V. Mikhaylov, A.S. Mustafaev, P. Dupuis, D.Q. Solikhov, V.S. Borodina. *IEEE Trans. Plasma Sc.*, **49** (8), 2387–2396 (2021). DOI: 10.1109/TPS.2021.3093816
- [4] N.A. Timofeev, V.S. Sukhomlinov, I.Yu. Mukharaeva, Yu.E. Skoblo. *Opt. Spectrosc.*, **130** (5), 654–658 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.05.52440.3204-21
- [5] Г.Н. Рохлин. *Разрядные источники света* (Энергоатомиздат, М., 1991).
- [6] M. Benilov. *Summer school on Plasma Physics PlasmaSurf* (Portugal, Oeiras, Jul. 15, 2016).
- [7] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1987).
- [8] Э.И. Асиновский, В.А. Зейгарник. *ТВТ*, **12** (6), 1278–1291 (1974).
- [9] M. Baeva, D. Uhrlandt, M.S. Benilov, M.D. Cunha. *Plasma Sources Science and Technology*, **22**, 065017–065025 (2013). DOI: 10.1088/0963-0252/22/6/065017
- [10] M. Baeva. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **37**, 341–370 (2017). DOI: 10.1007/s11090-017-9785-y
- [11] O.B. Minayeva, D. A. Doughty. *Proc. 59th GEC Conference*, 9 2006. Columbus, OH.
- [12] D. Stull. In: *American Institute of Physics Handbook*, 3d edn, ed. by D.E. Gray (McGraw Hill, New York, 1972).
- [13] M. Aymar, M. Coulombe. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **21** (6), 537–566 (1978). DOI: 10.1016/0092-640X(78)90007-4
- [14] *NIST Atomic Spectra Database Lines Form* [Электронный ресурс]. URL: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.htm