

01

ВУФ излучение ксенона в быстром коническом разряде

© П.С. Анциферов^{1,2}, Л.А. Дорохин¹, Р.Р. Кильдиярова¹

¹ Институт спектроскопии РАН,
108840 Троицк, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт,
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

e-mail: ants@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 04.06.2018 г.

Работа посвящена изучению спектров ксенона в диапазоне 10–17 нм, излучаемых быстрым коническим разрядом ($dI/dt \sim 10^{12}$ А/с). Кумуляция сходящейся конической ударной волны приводит к появлению эффективно движущейся вдоль оси разряда области прогретой плазмы. В условиях ограниченного спектрального разрешения ($\lambda/\delta\lambda \sim 150$) идентифицированы основные наблюдаемые линии. Анализ спектров показал наличие в плазме ионов Хе XI, отсутствующих в случае разряда с цилиндрической ударной волной (капиллярный разряд), осуществляемого в том же разрядном контуре. Изучено поведение спектров во времени с разрешением 35 пс. Показано, что горячая плазма существует в течение первых 150 пс разряда, далее плазма подвергается воздействию эродированного с внутренней стенки разрядной полости вещества. Работа выполнена в рамках исследований источников излучения в области вакуумного ультрафиолетового диапазона.

DOI: 10.21883/OS.2018.10.46694.152-18

Введение

Быстрый разряд является методикой, позволяющей получать горячую плазму с хорошо воспроизводимыми от разряда к разряду пространственной конфигурацией, температурой и плотностью. Такие разряды осуществляются в полости, заполненной рабочим газом, при возрастании разрядного тока со скоростью порядка 10^{12} А/с до значений 30–50 кА. Основное явление состоит в скинировании разрядного тока на внутренней поверхности разрядной полости и образование сходящейся ударной волны, кумуляция которой приводит к образованию горячей плазмы. Теоретическая модель для случая цилиндрической геометрии (капиллярный разряд) дана в работе [1]. С помощью быстрых разрядов была получена плазма с цилиндрической геометрией [2], со сферической геометрией [3], а также плазма в конической разрядной полости [4].

Особенностью быстрого разряда в конической разрядной полости является перемещение вдоль оси разряда точки кумуляции ударной волны. В случае использования аргона при давлении 80 Па в качестве рабочего газа [4] было обнаружено интенсивное излучение с длиной волны около 11 нм, причиной которого могла быть перезарядка многозарядных ионов аргона на нейтральных атомах рабочего газа. Детальное изучение явлений, происходящих в быстром коническом разряде, представляет интерес для разработки источников вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения. Дополнительная информация о процессах в таком разряде может быть получена в экспериментах с другими рабочими газами.

Настоящая работа посвящена изучению динамики ВУФ спектров при использовании ксенона в качестве

рабочего газа. На рис. 1 приведен схематический чертеж, поясняющий принцип быстрого конического разряда [4]. Быстрый рост разрядного тока приводит к его концентрации у внутренней стенки разрядной полости вследствие скин-эффекта, возникновению конической ударной волны и горячей плазмы в точке кумуляции. Разрядная плазма исследуется с помощью вне осевой камеры обскуры (см. ниже) и спектрометра скользящего падения с использованием детектора на основе микроканальной пластины (МКП), позволяющим получать ВУФ изображения с кадровым временным разрешением до 5 пс.

Эксперимент

В экспериментах была использована коническая разрядная полость длиной 12 мм и размерами входа и

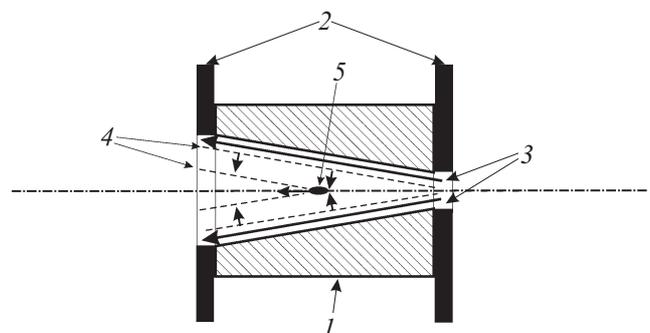


Рис. 1. Схема разрядного узла, создающего сходящуюся коническую ударную волну. 1 — керамическая разрядная полость, 2 — электроды, 3 — скинированный разрядный ток, 4 — коническая ударная волна, 5 — горячая плазма.

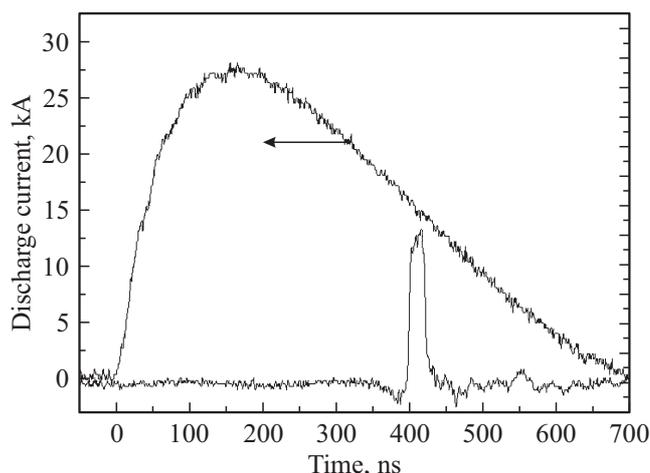


Рис. 2. Кривая разрядного тока и контрольный импульс стробирования МКП-детектора.

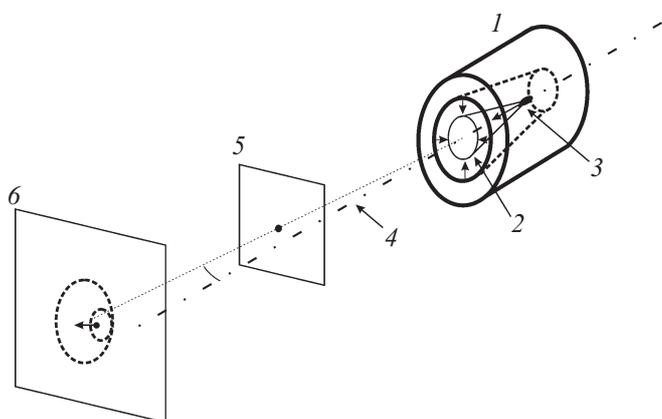


Рис. 3. Схема вне осевой камеры обскуры. Штриховыми окружностями показаны положения изображений входного и выходного отверстий конической разрядной полости. 1 — разрядная полость, 2 — ударная волна, 3 — точка кумуляции, 4 — ось разряда, 5 — изображающая диафрагма, 6 — плоскость регистрации.

выхода 3 и 7 mm соответственно. Материалом служила керамика из окиси алюминия. Электрический разрядный контур, позволяющий достигнуть скорости роста тока $\sim 10^{12}$ А/с, построен на основе индуктивного накопителя с полупроводниковым размыкателем тока [5]. Типичная кривая разрядного тока вместе с контрольным импульсом для МКП-детектора показаны на рис. 2. В качестве рабочего газа использовался ксенон при давлении 80 Pa. Кумуляция конической ударной волны наблюдалась с помощью вне осевой камеры обскуры (рис. 3), в которой изображающая диафрагма смещена с оси разряда. Угол φ составлял величину 9° . Такая геометрия позволяла наблюдать осевое движение разрядной плазмы. Кадровое временное разрешение МКП-регистратора составляло 5 ns.

УФ спектры излучения разрядной плазмы были получены с помощью спектрометра скользящего падения со смещенной с окружности Роуленда входной щелью [6]. Эта схема спектрометра позволяет регистрировать изображение спектральных линий перпендикулярно лучу зрения, что важно при использовании МКП-детектора. Параметры спектрометра аналогичны использованным в работе [4]: радиус сферической дифракционной решетки — 1 m, плотность штрихов — 1200 l/mm, размер рабочего участка решетки — 6 mm, входная щель — 15 μm , расстояние щель—центр решетки — 33 mm, расстояние центр решетки—плоскость регистрации — 320 mm. Время кадра МКП-детектора при получении спектров составляло 35 ns. Калибровка спектров по длинам волн была проведена с помощью линий ионов O VI, Ar VII, Ar VIII. Абсолютная точность калибровки составляла величину ~ 0.01 nm.

Пространственная структура излучающей плазмы

Развитие во времени пространственной структуры плазмы быстрого конического разряда, зарегистрированное с помощью камеры обскуры с временным разрешением 5 ns, демонстрируется на рис. 4. Вертикальные линии показывают положение центров входного и выходного отверстий конической полости. Черная штриховая окружность — место изображения входного отверстия, белая штриховая окружность — выходного. Времена кадров указаны относительно начала разрядного тока. Аналогично результатам экспериментов с аргоном в качестве рабочего газа [4] в точке выхода ударной волны на ось разряда возникает горячая плазма с характерным размером ~ 1 mm. Точка выхода эффективно движется вдоль оси разряда. Оценка характерной скорости видимого движения вдоль оси разряда по обскурограммам дает величину порядка 10^7 cm/s. В течение разряда плазма меняет свою форму, и указанная приближенная оценка относится к положению точки максимальной

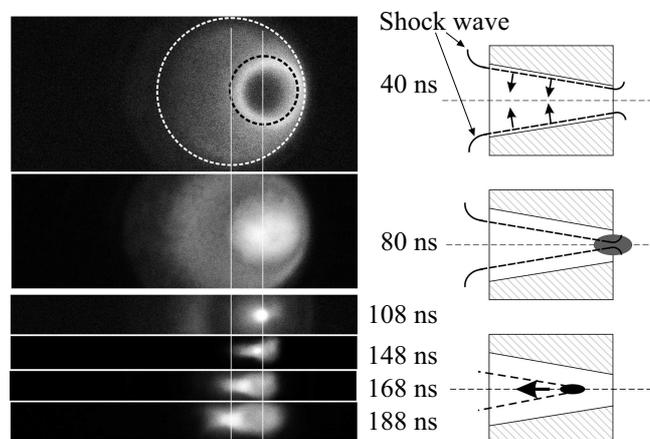


Рис. 4. Временная эволюция пространственной структуры плазмы быстрого конического разряда.

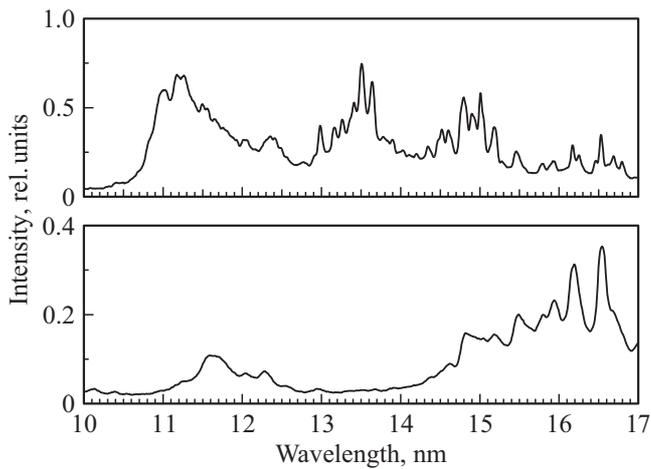


Рис. 5. ВУФ спектры быстрых разрядов в случае конической геометрии разрядной полости (верхняя спектрограмма) и цилиндрической (нижняя спектрограмма).

Таблица 1

№	λ , nm	I , arb.units	Интерпретация
1	12.99	0.17	O VI $1s^2 2p-1s^2 4d$ [7], Xe XI ($4d^8 \ ^3F_3-4d^7 4f(^2F)^3G_3$, $4d^8 \ ^3P_2-4d^7 5p(^2F)^1D_2$, $4d^8 \ ^3F_4-4d^7 5p(^4P)^5D_3$)
2	13.16	0.12	Xe XI ($4d^8 \ ^1G_4-4d^7 5p(^2F)^1F_3$, $4d^8 \ ^3F_4-4d^7 5p(^4P)^5P_3$)
3	13.26	0.12	Xe XI ($4d^8 \ ^1G_4-4d^7 5p(^3D)^1F_3$, $4d^8 \ ^3P_2-4d^7 5p(^2H)^3G_3$)
4	13.40	0.18	Xe XI ($4d^8 \ ^3F_3-4d^7 5p(^2G)^3F_3$, $4d^8 \ ^3F_4-4d^7 4f(^2G)^3F_3$)
5	13.51	0.39	Xe XI ($4d^8 \ ^3F_3-4d^7 5p(^2H)^3G_4$, $4d^8 \ ^3F_4-4d^7 5p(^2H)^3G_5$)
6	13.64	0.31	Xe XI ($4d^8 \ ^3F_2-4d^7 5p(^4F)^5F_2$, $4d^8 \ ^1G_4-4d^7 5p(^2H)^1G_4$)
7	13.80	0.05	Ar VIII $3p-5d$ [7]
8	13.89	0.05	Xe XI ($4d^8 \ ^1S_0-4d^7 5p(1^2D)^3P_1$, $4d^8 \ ^1G_4-4d^7 5p(^2G)^3G_5$)
9	14.02	0.02	Xe XI ($4d^8 \ ^3P_0-4d^7 5p(^4F)^5F_1$)

рабочего газа, что может приводить к возникновению неравновесного излучения, обнаруженного в работе [4].

Динамика ВУФ спектров

Представляет интерес сравнение ВУФ спектров быстрого разряда в случае конической и цилиндрической геометрий разрядной полости. В последнем случае кумуляция цилиндрической ударной волны происходит одновременно во всех точках оси разряда, передвигающейся горячей области не возникает. Спектр излучения многозарядных ионов ксенона в плазме быстрого конического разряда, полученный на интервале времени 80–115 ns от начала разрядного тока (спектральный диапазон 8–17.5 nm), показан на рис. 5, верхняя спектрограмма. Здесь же приведен соответствующий спектр, полученный в цилиндрической полости (длина 20 mm, диаметр 6 mm). Видно, что излучение в областях 11–11.5 и 13–14 nm не возбуждается в случае цилиндрической геометрии. Отметим, что спектры капиллярного разряда были получены с дифракционной решеткой 600 dash/mm и обладают меньшим спектральным разрешением, чем спектры конического разряда.

Рассмотрим подробнее динамику ВУФ спектров быстрого конического разряда в отмеченных спектральных диапазонах. Наблюдаемая в спектре полоса 13–14 nm полностью отсутствует в случае цилиндрического разряда, ее эволюция во времени представлена на рис. 6. Интенсивности спектров даны в относительных едини-

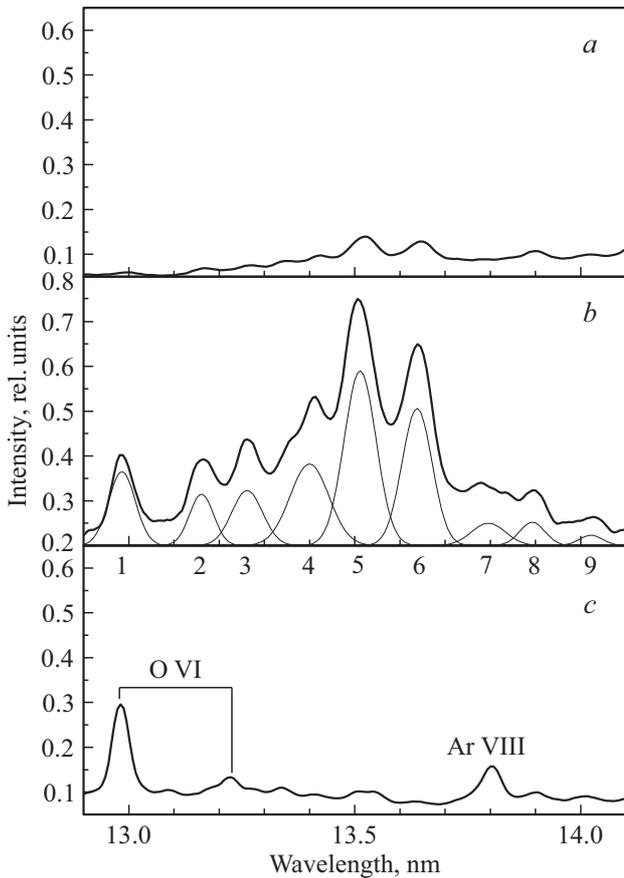


Рис. 6. Временная эволюция ВУФ спектра быстрого конического разряда в области 12.9–14.1 nm. *a* — 50–85 ns от начала разрядного тока, *b* — 80–115 ns, *c* — 140–175 ns.

экспозиции на обскурограмме. Видимое движение не является физическим движением плазмы, но оно может явиться причиной контакта горячей плазмы и холодного

Таблица 2

№	λ , nm	I , arb.units	Интерпретация
1	10.4	0.01	Xe IX ($4d^{10}1S_0-4d^96p^3P_1$)
2	10.82	0.05	Al V ($2s^22p^5-2s^22p^43d$)? [7]
3	10.96	0.17	Xe XI ($4d^81D_2-4p^54d^9(2P)^1F_3$, $4d^83P_1-4p^54d^9(2P)^3D_2$)
4	11.04	0.06	Xe XI ($4d^81D_2-4d^74f(1^2D)^1P_1$)
5	11.17	0.14	Xe XI ($4d^83F_2-4d^74f(2P)^1F_3$, $4d^83F_2-4d^74f(2G)^1D_2$, $4d^83F_4-4d^74f(2H)^3D_3$)
6	11.27	0.16	Xe XI ($4d^83P_2-4d^74f(2F)^3S_1$)
7	11.38	0.03	Xe XI ($4d^83P_1-4d^74f(2F)^3S_1$)
8	11.5	0.05	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^84f(3F)^2F_{7/2}$)
9	11.56	0.06	Xe X ($4d^92D_{3/2}-4d^84f(1G)^2P_{3/2}$, $4d^92D_{5/2}-4d^84f(3F)^2D_{5/2}$)
10	11.67	0.03	Xe X ($4d^92D_{3/2}-4d^84f(3F)^2D_{3/2}$)
11	12.05	0.05	Xe IX ($4d^{10}1S_0-4d^94f^1P_1$)
12	12.27	0.04	Xe XI ($4d^83F_3-4d^75p(1^2D)^3D_2$)
13	12.35	0.11	Xe VII ($4(5s^21S_0-4d^95s^24f^1P_1)$)
14	12.43	0.07	?
15	12.49	0.05	?
16	12.56	0.03	Xe XI ($4d^83F_4-4d^74f(2F)^3D_3$)
17	12.79	0.04	Xe XI ($4d^83P_2-4d^75p(1^2D)^3P_1$)

цах, но вертикальный масштаб на всех спектрограммах одинаков. Излучение этой полосы возникает после выхода конической ударной волны на ось разряда, а ее исчезновение после 140 ns от начала разряда связано с приходом в горячую зону эродированного с внутренней стенки разрядной полости вещества. Спектральное разрешение применяемого спектрометра в рассматриваемом диапазоне $\lambda/\delta\lambda \sim 150$, что приводит к переналожению спектральных линий. Для анализа спектрального состава спектральная огибающая была аппроксимирована совокупностью гауссовых профилей (рис. 6, b). Точность измерения длин волн отдельных компонент определяется точностью калибровки спектра по длинам волн (0.01 nm). Возможная интерпретация наблюдаемых спектральных максимумов дается в табл. 1. Практически все излучение в этой полосе принадлежит иону Xe XI, потенциал ионизации 229 eV [7]. Интерпретация наблюдаемых линий ксенона дана на основе работ [8–12]. Излучение Xe XI возникает после 80 ns от начала разрядного тока (рис. 4). Падение интенсивности линий Xe XI после 140 ns связано с приходом в область горячей плазмы вещества, эродированного с внутрен-

Таблица 3

№	λ , nm	I , arb.units	Интерпретация
1	14.35	0.04	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^85p(3P)^2D_{3/2}$, $4d^92D_{3/2}-4d^84f(3F)^4G_{5/2}$)
2	14.51	0.13	Xe X ($4d^92D_{3/2}-4d^85p(1D)^2P_{1/2}$)
3	14.61	0.12	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^85p(3P)^4D_{7/2}$, $4d^92D_{3/2}-4d^84f(3F)^4P_{5/2}$)
4	14.79	0.32	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^85p(1D)^2P_{5/2}$)
5	14.91	0.21	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^85p(3F)^2F_{5/2}$, $4d^92D_{5/2}-4d^85p(1D)^2F_{7/2}$)
6	15.02	0.32	O VI ($1s^22s-1s^23p$) [7] Xe X ($4d^92D_{3/2}-4d^85p(3F)^2D_{3/2}$, $4d^92D_{3/2}-4d^85p(3F)^2F_{5/2}$, $4d^92D_{3/2}-4d^84f(3F)^4D_{3/2}$)
7	15.18	0.2	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^85p(3F)^2F_{7/2}$, $4d^92D_{3/2}-4d^85p(1D)^2D_{5/2}$)
8	15.47	0.1	Xe X ($4d^92D_{5/2}-4d^85p(3F)^4G_{5/2}$)
9	15.79	0.05	?
10	15.92	0.06	Xe X ($4d^92D_{3/2}-4d^85p(1D)^2D_{3/2}$)
11	16.17	0.12	Xe IX ($4d^{10}1S_0-4d^95p^3D_1$)
12	16.25	0.08	O V ?
13	16.45	0.05	O V ?
14	16.53	0.19	Xe IX ($4d^{10}1S_0-4d^95p^1P_1$)
15	16.62	0.04	O V ?
16	16.69	0.1	Xe VIII ($5s^2S_{1/2}-4d^9(2D_{3/2})5s5p(1P_1)_{1/2}$)
17	16.80	0.08	O V ?

ней стенки конической разрядной полости (основными спектральными линиями становятся линии примесей с потенциалами ионизации около 140 eV).

В диапазоне 10–13 nm отличие спектров цилиндрической и конической геометрии проявляется в полосе 11–11.5 nm. Временная зависимость спектрального профиля этой области показана на рис. 7. Так же как и в диапазоне 13–14 nm, коническая геометрия приводит к появлению линий иона Xe XI, которые гаснут после 140 ns от начала разрядного тока. Излучение в области 11.5 nm, которое наблюдается также в цилиндрической геометрии, принадлежит ионам Xe X с потенциалом ионизации 202 eV [7]. Найденные положения максимумов показаны на рис. 7, b, длины волн даны в табл. 2. Отметим, что для аппроксимации наблюдаемого спектрального профиля системой гауссовых линий пришлось использовать весьма высокую базовую линию (форма которой также варьировалась), так что суммарная интенсивность найденных линий составила 16% от полной интенсивности

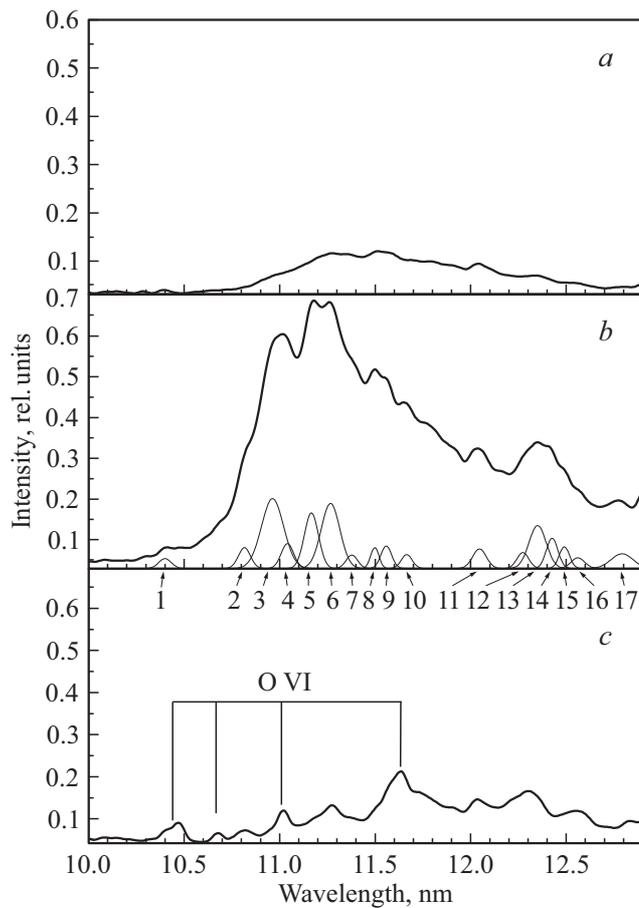


Рис. 7. Временная эволюция ВУФ спектра быстрого конического разряда в области 10–12.8 нм. *a* — 50–85 нс от начала разрядного тока, *b* — 80–115 нс, *c* — 140–175 нс.

излучения в данном диапазоне. Это обстоятельство связано с наличием большого количества малоинтенсивных линий ионов ксенона и относительно невысоким разрешением спектрометра. Для проверки был произведен расчет суммарной величины gA (где gA — произведение статистического веса g верхнего уровня на вероятность радиационного перехода A) для всех линий Хе XI, Хе X и Хе IX (около 300 переходов), попадающих в рассматриваемый диапазон. Расчет сделан с помощью хартри-фокковских волновых функций, полученных с помощью программы Кауэна [13]. Взяв отношение суммы gA для переходов из табл. 2, вычисленных тем же самым способом, к предыдущей величине, получаем 18%, что близко к величине, полученной из экспериментального спектра. Аналогичный расчет, проделанный для более чем 450 переходов в Хе XI в диапазоне 13–14 нм, дает для отношения суммы величин gA переходов из табл. 1 к полной сумме величину 23%, которая также близка к экспериментальной величине 30%.

В диапазоне 14–17 нм содержатся линии, общие как для конического, так и для цилиндрического разряда. Линии 11 и 14 (табл. 3), принадлежащие иону Хе IX (потенциал ионизации 180 эВ [7]), наблюдаются на всех

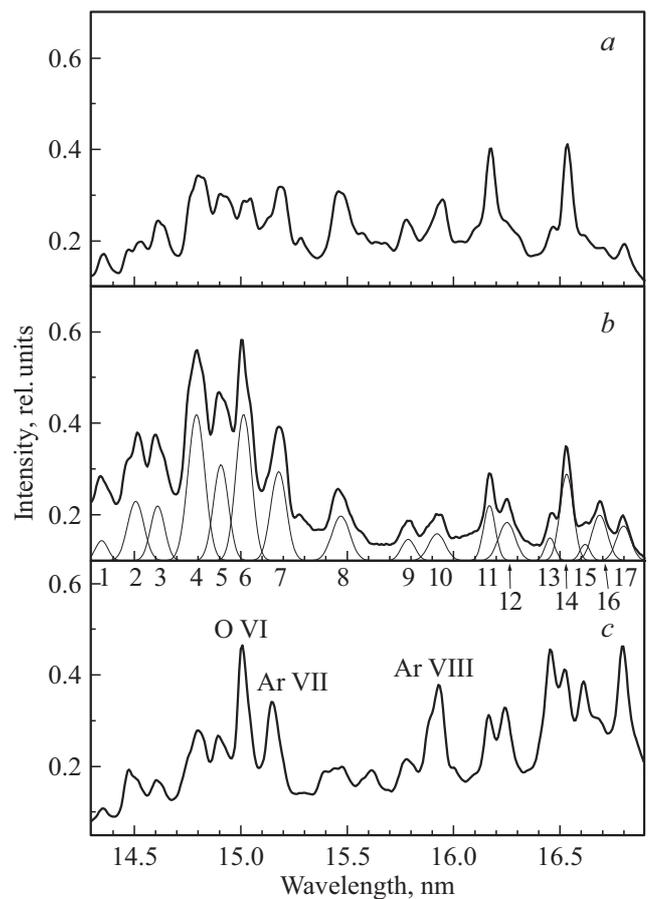


Рис. 8. Временная эволюция ВУФ спектра быстрого конического разряда в области 14.3–16.9 нм. *a* — 50–85 нс от начала разрядного тока, *b* — 80–115 нс, *c* — 140–175 нс.

трех спектрограммах конического разряда (рис. 8). Переходов в ионах Хе XI в этом диапазоне нет.

Заключение

В работе показано, что быстрый конический разряд в ксеноне с максимальным током, не превышающим 30 кА, способен генерировать сходящуюся коническую ударную волну. Кумуляция этой волны на оси разряда аналогично разряду в аргоне [4] приводит к образованию эффективно движущейся горячей плазмы. В плазме наблюдаются линии ионов Хе XI с потенциалом ионизации 229 эВ, которые отсутствуют в плазме с цилиндрической геометрией. В отсутствие данных о плотности плазмы сделать вывод о ее температуре нельзя, но нижняя оценка по потенциалам ионизации присутствующих в плазме ионов (в зависимости от вида равновесия) составит величину $T_e \sim 20\text{--}40$ эВ. Одним из самых интенсивных переходов в Хе XI является линия 13.5 нм, что может представлять интерес для практических применений в нанолитографии [14].

Работа выполнена в рамках планов отдела атомной спектроскопии ИСАН.

Список литературы

- [1] Боброва Н.А., Буланов С.В., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 387–402.
- [2] Rocca J.J., Shlyaptsev V.N., Tomasel F.G., Cortazar O.D., Hartshorn D., Chilla J.L.A. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. N 16. P. 2192. doi 10.1103/PhysRevLett.73.2192
- [3] Antsiferov P.S., Dorokhin L.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. 042119. doi 10.1063/1.4873402
- [4] Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Koshelev K.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 165601. doi 10.1088/1361-6463/aab58e
- [5] Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Sidelnikov Yu.V., Koshelev K.N. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 103305. doi 10.1063/1.3131806
- [6] Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Krainov P.V. // Rev. Sci. Instr. 2016. V. 87. P. 053106. doi 10.1063/1.4945654
- [7] Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., NIST ASD Team. // NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1). 2013. Available: <http://physics.nist.gov/asd>
- [8] Kaufman V., Sugar J. // J. Opt. Soc. Am. B. 1984. V. 1. P. 38.
- [9] Churilov S.S., Joshi Y.N., Reader J., Kildiyarova R.R. // Phys. Scr. 2004. V. 70. P. 126. doi 10.1088/0031-8949/70/2-3/009
- [10] Churilov S.S., Joshi Y.N. // Phys. Scr. 2002. V. 65. P. 35. doi 10.1238/Physica.Regular.065a00035
- [11] Churilov S.S., Joshi Y.N. // Phys. Scr. 2002. V. 65. P. 40. doi 10.1238/Physica.Regular.065a00040
- [12] Churilov S.S., Ryabtsev A.N., Tchang-Brillet W.-ÜL., Wiyart J.-F. // Phys. Scr. 2002. V. 66 P. 293. doi 10.1238/Physica.Regular.066a00293
- [13] Cowan R.C. The Theory of Atomic Structures and Spectra. Berkley: University of California, 1981.
- [14] Banine V.Y., Koshelev K.N., Swinkels G.H.P.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 253001. doi 10.1088/0022-3727/44/25/253001