

УДК 533.915, 533.9.072, 533.932

С.В. АВТАЕВА, А.В. СКОРНЯКОВ

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК КСЕНОНОВЫХ ЭКСИЛАМП В РАМКАХ ОДНОМЕРНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Анализируются результаты расчета характеристик ксеноновых эксиламп барьерного разряда в рамках одномерной гидродинамической модели в приближении нелокального электрического поля. Показано, что в ксеноновых эксилампах реализуется двухпиковый режим горения барьерного разряда. В излучении эксиламп преобладает излучение молекул на длине волны 172 нм, доля резонансного излучения на длине волны 147 нм не превышает 1% от полного излучения. Интенсивность излучения ксеноновых эксиламп и их оптическая эффективность при изменении параметров меняются в противоположных направлениях: с увеличением оптической эффективности интенсивность излучения лампы падает.

Ключевые слова: эксилампы, барьерный разряд, одномерная гидродинамическая модель, ксенон, эксимерные молекулы, эффективность излучения.

Введение

Эксилампы – относительно недавно появившийся класс источников спонтанного УФ- и ВУФ-излучения, в которых используется неравновесное излучение эксимерных или эксиплексных молекул [1–8]. Ряд таких молекул имеет интенсивный $B-X$ -переход в УФ- или ВУФ-диапазонах спектра, что позволяет с высокой эффективностью преобразовывать введенную в разряд энергию в оптическое излучение [9–11]. Широкое распространение получили эксилампы барьерного разряда (БР), которые в настоящее время используются в фотохимии, микроэлектронике, для очистки и модификации свойств поверхности, для полимеризации лаков и красок, в технологиях обеззараживания промышленных отходов, воды, воздуха, в биологии и медицине [4, 5]. Эффективность БР как источника ВУФ определяется рядом физико-химических процессов, пониманию которых способствует развитие теоретических моделей барьерных разрядов. Наиболее часто для моделирования БР используются гидродинамические модели [12–14]. В этих моделях используется гидродинамическое описание электронов и ионов, учитывающее диффузию и дрейф заряженных частиц в электрическом поле, определяемом уравнением Пуассона, и их рождение и гибель в элементарных физико-химических процессах.

Оценки показывают, что в БР в ксеноне с параметрами, характерными для эксимерных ламп (давление, близкое к атмосферному, длина разрядного промежутка порядка нескольких миллиметров), функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) не определяется локальным электрическим полем [15]. Моделирование ФРЭЭ в ксеноне и расчет параметров электронов показывает, что в нестационарном электрическом поле в течение промежутков времени, когда величина приведенного электрического поля мала, средняя энергия электронов превышает энергию электронов в стационарном электрическом поле той же величины. Для приближенного учета нелокальности ФРЭЭ в ряде работ дополнительно к системе гидродинамических уравнений решается уравнение баланса энергии электронов [16, 17]. Этот подход частично решает и проблему учета влияния нестационарности электрического поля. При этом дополнительно появляется возможность получить информацию о кинетике электронов в разряде, соответственно улучшить понимание физических механизмов, приводящих к появлению коротких импульсов тока БР. В [15] проанализированы результаты расчета установившейся динамики характеристик БР в ксеноне при давлении 400 Торр в рамках одномерной гидродинамической модели в приближениях локального и нелокального электрического поля для электронов. Показано, что учет нелокальности электрического поля качественно не меняет развитие физических процессов в БР, однако количественные характеристики БР заметно различаются.

В данной работе характеристики ксеноновых эксиламп моделируются в рамках самосогласованной одномерной диффузионно-дрейфовой модели в приближении нелокального электрического поля.

1. Одномерная гидродинамическая модель барьерного разряда

Рассматривается БР между покрытыми диэлектрическими слоями плоскопараллельными электродами, к которым приложено гармонически изменяющееся во времени напряжение с задан-

ными частотой и амплитудой. Пространственная неоднородность плазмы разряда учитывается только в перпендикулярном к электродам направлении, поскольку поперечные размеры электродов значительно больше межэлектродного расстояния.

Математическая модель БР основана на континуальном описании плазмы, использующем диффузионно-дрейфовое приближение для потоков частиц [18]. Вследствие малой подвижности диффузионно-дрейфовое движение ионов определяется локальным электрическим полем, а концентрации удовлетворяют стандартным одномерным уравнениям непрерывности. Электронная компонента плазмы описывается уравнениями непрерывности и баланса энергии электронов, чем приближенно учитывается нелокальность функции распределения электронов по энергиям. Напряженность электрического поля определяется через скалярный потенциал, удовлетворяющий уравнению Пуассона. Изменение концентраций нейтральных частиц во времени обусловлено их рождением и гибелью в элементарных физико-химических процессах, заданных кинетической схемой. Система уравнений дополняется граничными условиями на поверхности диэлектрических барьеров. Начальные условия задаются в виде однородных в пространстве распределений концентраций компонентов, энергии электронов и отсутствия электрического поля и поверхностных зарядов.

Транспортные коэффициенты электронов предварительно рассчитываются как функции средней энергии электронов с помощью программы Bolzig+ [19]. Подвижности и коэффициенты диффузии ионов задаются табличными зависимостями от приведенного электрического поля.

Плазма ксенона моделируется смесью электронов, ионов и нейтральных частиц, взаимопревращения которых описываются кинетической схемой элементарных плазмохимических процессов, описанной в [18]. Учитываются 11 компонент ксеноновой плазмы: атомы ксенона в основном (Xe) и трех возбужденных состояниях (Xe_m^* , Xe_r^* , Xe^{**}), эксимерные молекулы ксенона ($\text{Xe}_2^{*(1)}$, $\text{Xe}_2^{*(3)}$, Xe_2^{**}), электроны и ионы Xe^+ , Xe_2^+ , Xe_3^+ .

Численное решение системы дифференциальных уравнений проводится методом прямых [20] с полудискретизацией в пространстве методом контрольного объема [21] на квазиравномерной сетке, учитывающей возможность возникновения больших градиентов зависимых переменных вблизи диэлектрических барьеров. Плотности конвективно-диффузионных потоков аппроксимируются экспоненциальной схемой [22].

Для зависимостей констант скоростей $k_i(\epsilon)$ реакций с участием электронов от средней энергии электронов используются аналитические или табличные зависимости. Здесь ϵ – энергия электронов. Последние предварительно рассчитываются усреднением сечений соответствующих процессов по функции распределения электронов по энергиям с помощью кода Bolzig+ [19].

2. Результаты расчетов и их обсуждение

Моделировались характеристики ксеноновой лампы при длине газоразрядного промежутка $d = 2$ и 4 мм, давлении ксенона в лампе 300 Торр, толщине диэлектрических барьеров 1 мм, материал – кварцевое стекло (диэлектрическая проницаемость – 4). К электродам приложено синусоидальное напряжение $U_s = U_0 \sin \omega t$ частотой 15 кГц и с амплитудой 5 кВ. Температура газа предполагалась равной 300 К, коэффициент вторичной эмиссии электронов – 0,01, энергия вторичных электронов – 0,5 эВ.

На **рис. 1** представлены подаваемое на электроды напряжение U_s , падение потенциала на разрядном промежутке U_g , падение потенциала на диэлектрических барьерах U_m и плотность тока БР J для эксилламп с длиной газоразрядного промежутка 2 и 4 мм соответственно. Как видно, в ксеноновых эксиллампах реализуется двухпиковый режим горения БР: наблюдаются два импульса тока на полупериод напряжения. При длине газоразрядного промежутка 2 мм первый пробой газового промежутка (импульс тока) наблюдается при меньшем напряжении на длине промежутка, чем при длине 4 мм, с увеличением длины газоразрядного промежутка плотность тока при прохождении первого импульса увеличивается в несколько раз. Второй пробой происходит при близких напряжениях на длине газоразрядного промежутка, и величины плотностей токов второго импульса близки.

Усредненные за период энергия и концентрация электронов с увеличением длины газоразрядного промежутка уменьшаются: энергия электронов – на 10–15 %, концентрация – в 1,5–4 раза.

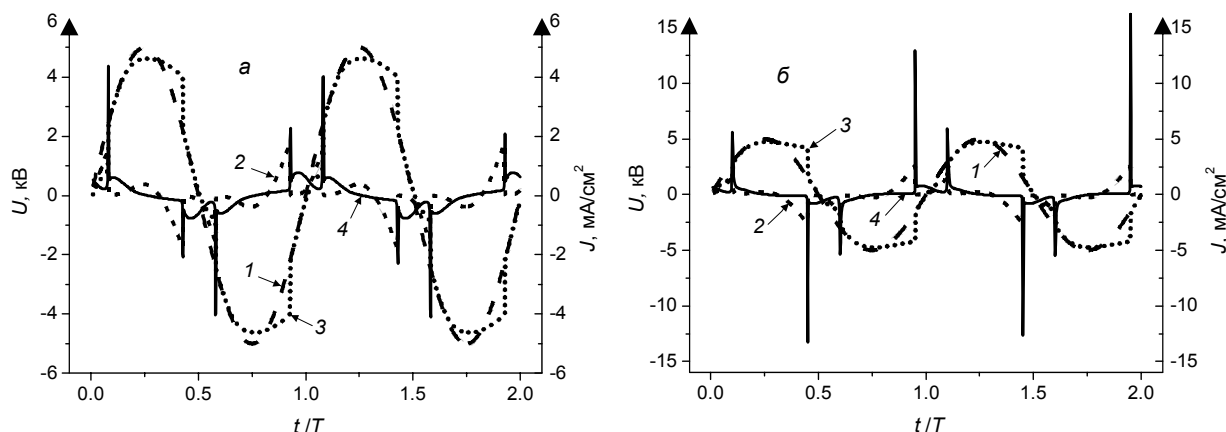


Рис. 1. Подаваемое на электроды напряжение U_e (кр. 1), падение потенциала на разрядном промежутке U_g (кр. 2), падение потенциала на диэлектрических барьерах U_m (кр. 3) и плотность тока барьерного разряда J (кр. 4) с длиной газоразрядного промежутка 2 мм (а) и 4 мм (б)

На рис. 2 и 3 представлены усредненные за период изменения напряжения распределения по длине газоразрядного промежутка концентраций заряженных (рис. 2) и нейтральных (рис. 3) частиц. Из рис. 2 и 3 видно, что с увеличением длины газоразрядного промежутка усредненные за период изменения напряжения концентрации компонент плазмы уменьшаются. В обоих случаях большую часть периода основным ионом является Xe_2^+ , концентрация иона Xe_3^+ существенно ни-

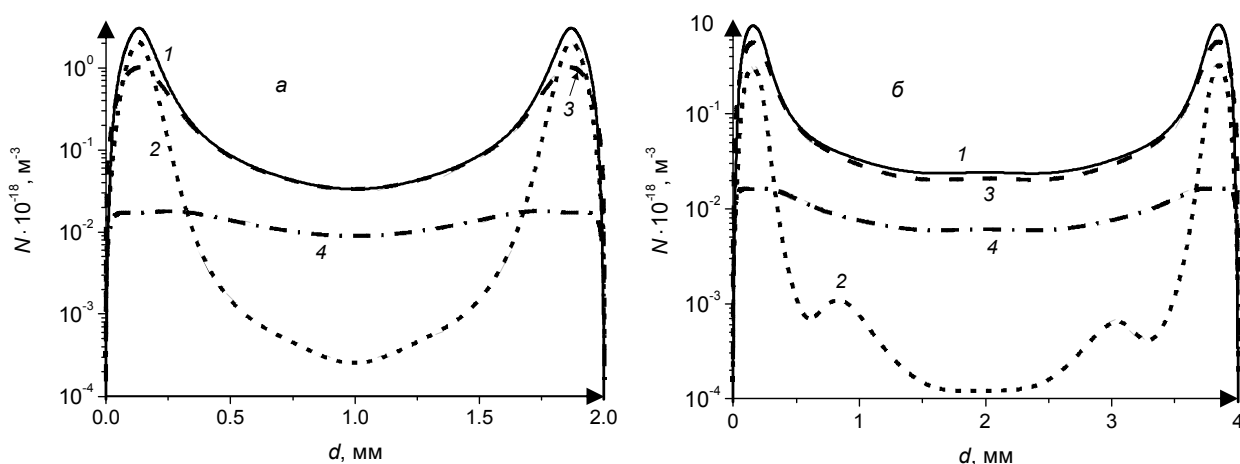


Рис. 2. Усредненные за период изменения напряжения распределения концентраций заряженных частиц по длине газоразрядного промежутка 2 мм (а) и 4 мм (б): кр. 1 – e^- ; кр. 2 – Xe^+ ; кр. 3 – Xe_2^+ ; кр. 4 – Xe_3^+

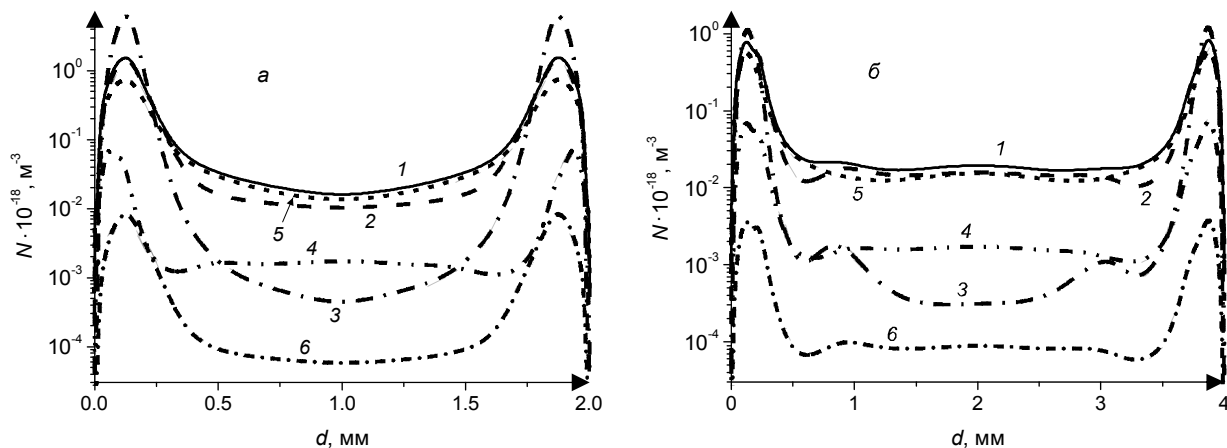


Рис. 3. Усредненные за период изменения напряжения распределения концентраций нейтральных компонент по длине газоразрядного промежутка 2 мм (а) и 4 мм (б): кр. 1 – Xe_m^* ; кр. 2 – Xe_r^* ; кр. 3 – Xe^{**} ; кр. 4 – $\text{Xe}_2(1\Sigma)$; кр. 5 – $\text{Xe}_2(3\Sigma)$; кр. 6 – Xe_2^{**}

же и мало меняется в течение периода. Концентрация ионов Xe^+ велика только в прилегающих к диэлектрическим барьерам областях. Максимальные концентрации электронов и ионов достигаются вблизи диэлектрических барьеров в моменты времени, когда волна ионизации достигает барьеров.

Концентрации возбужденных атомов и эксимерных молекул при прохождении волны ионизации также резко увеличиваются, максимальные концентрации достигаются вблизи диэлектрических барьеров. Среди возбужденных нейтральных частиц преобладают атомы ксенона. Значительных концентраций, близких к концентрациям атомов ксенона в метастабильном Xe_m^* - и резонансном Xe_r^* -состояниях, достигают молекулы ксенона в метастабильном состоянии $\text{Xe}_2^{*(3)}$. Концентрация молекул ксенона в резонансном состоянии $\text{Xe}_2^{*(1)}$ примерно на порядок меньше концентрации атомов ксенона в резонансном состоянии Xe_r^* .

Важным вопросом при использовании БР в качестве источника света в эксимерных лампах является эффективность излучения. В данной работе в рамках одномерного диффузионно-дрейфового приближения эффективность излучения η_k для возбужденных частиц сорта k рассчитывается как отношение мощности их излучения к вкладываемой в разряд мощности. В таблице приведена оптическая эффективность излучения ксеноновых эксиламп на различных длинах волн и суммарная оптическая эффективность $\eta = \sum_k \eta_k$.

Оптическая эффективность излучения ксеноновых эксиламп на различных длинах волн и суммарная оптическая эффективность

Излучающий компонент	Длина волны, нм	Время жизни, нс	Оптическая эффективность излучения, %	
			$d = 2$ мм	$d = 4$ мм
Xe_r^*	147	$2,3256 \cdot 10^3$	0,985	1,418
$\text{Xe}_2^{*(1)}$	172	5,4945	37,433	54,038
$\text{Xe}_2^{*(3)}$	172	$1,1111 \cdot 10^2$	12,393	24,257
Xe_2^{**}	152	$1,00 \cdot 10^2$	0,112	0,162
Суммарная оптическая эффективность, %			50,9	79,9

В таблице для Xe_r^* указано эффективное время жизни, рассчитанное с учетом пленения резонансного излучения.

Как видно из данных таблицы, в излучении эксилампы преобладает излучение эксимерных молекул ксенона на длине волны 172 нм. Хотя концентрация атомов ксенона в резонансном состоянии Xe_r^* на порядок больше концентрации молекул ксенона в резонансном состоянии $\text{Xe}_2^{*(1)}$ и сопоставима с концентрацией молекул ксенона в метастабильном состоянии $\text{Xe}_2^{*(3)}$, доля резонансного излучения на длине волны 147 нм не превышает 1 % от полного излучения эксилампы. Это связано с пленением резонансного излучения атомов в БР в результате поглощения излучения атомами в основном состоянии и последующего его переизлучения.

Интенсивность излучения ксеноновых эксиламп БР и их оптическая эффективность при изменении параметров меняются в противоположных направлениях: с увеличением оптической эффективности излучение лампы падает. Максимальная оптическая эффективность наблюдается, когда концентрации излучающих компонент и, следовательно, интенсивность излучения минимальны.

Рассчитанная в рамках данной модели плотность тока ксеноновых эксиламп $J(t)$ сравнивалась с осциллограммами тока проводимости для трехступенчатой прямоугольной ксеноновой лампы [23], с газоразрядными зазорами 1, 2 и 4 мм и площадью внешних электродов 6 см^2 в каждой ступени. Остальные параметры лампы (толщина и диэлектрическая проницаемость диэлектрических слоев, давление ксенона, форма, частота и амплитуда напряжения) такие же, как и используемые в расчетах. На осциллограммах тока ксеноновой лампы, так же как и на рассчитанной зависимости тока ксеноновых эксиламп от времени, наблюдаются два импульса тока на полупериод изменения напряжения, временной интервал между которыми близок к рассчитанному. Плотность тока первого импульса лампы в 2–3 раза больше, второго – меньше рассчитанной. Импульсы тока лампы наблюдаются позже по времени примерно на 0,07–0,09 Т. При увеличении газоразрядного промежутка как рассчитанная, так и наблюдаемая экспериментально плотность тока в импульсе увеличивается. Рассчитанные значения плотности тока в импульсе увеличиваются сильнее по сравнению с наблюдае-

мым увеличением тока на осциллограммах. В целом, можно отметить качественное согласие рассчитанных $J(t)$ и экспериментально измеряемых $I(t)$ зависимостей. Хорошее согласие наблюдается между распределением интенсивности излучения лампы по длине газоразрядного промежутка и рассчитанными распределениями концентраций излучающих компонент разряда.

Заключение

В рамках самосогласованной одномерной диффузионно-дрейфовой модели в приближении нелокального электрического поля смоделированы характеристики трехступенчатой прямоугольной ксеноновой лампы. Показано, что в расчетах наблюдается два импульса тока на полупериод напряжения, как и на осциллограммах лампы. Рассчитанные плотности импульсов тока имеют тот же порядок величины и ту же зависимость от длины газоразрядного промежутка, что и регистрируемые экспериментально. Хорошее качественное согласие наблюдается между распределением интенсивности излучения по длине газоразрядного промежутка лампы и рассчитанными распределениями концентраций излучающих компонент плазмы. Показано, что в излучении эксилампы преобладает излучение молекул на длине волны 172 нм, доля резонансного излучения на длине волны 147 нм не превышает 1 % от полного излучения эксилампы. Интенсивность излучения ксеноновых эксиламп БР и их оптическая эффективность при изменении величины газоразрядного промежутка меняются в противоположных направлениях: с увеличением величины газоразрядного промежутка интенсивность излучения лампы падает, оптическая эффективность растет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А. и др. // УФН. – 2003. – Т. 173. – № 2. – С. 201–217.
2. Erofeev M.V. and Tarasenko V.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – V. 39. – P. 3609–3614.
3. Eliasson B. and Kogelschatz U. // Appl. Phys. B. – 1988. – V. 46. – P. 299–303.
4. Kogelschatz U. // Appl. Surf. Sci. – 1992. – V. 54. – P. 410–423.
5. Esrom H. and Kogelschatz U. // Thin Solid Films. – 1992. – V. 218. – P. 231–246.
6. Mildren R.P., Carman R.J., and Falconer I.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2001. – V. 34. – P. 3378–3382.
7. Guivan N.N., Janca J., Brablec A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 3188–3193.
8. Ломаев М.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – Вып. 2. – С. 103–107.
9. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Логинов А.В., Щукин С.А. // УФН. – 1992. – Т. 162. – № 5. – С. 123–159.
10. Герасимов Г.Н. // УФН. – 2004. – Т. 174. – № 2. – С. 155–175.
11. Мак-Каскер М. // Эксимерные лазеры / под ред. Ч. Роудза. – М.: Мир, 1983. – С. 70–117.
12. Mangolini L., Anderson C., Heberlein J., and Kortshagen U. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2004. – V. 37. – P. 1021–1030.
13. Yurgelenas Yu.V. and Wagner H.-E. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2006. – V. 39. – P. 4031–4043.
14. Kim H.C., Hur M.S., Yang S.S., et al. // J. Appl. Phys. – 2002. – V. 91. – No. 12. – P. 9513–9520.
15. Автаева С.В., Скорняков А.В. // Физика плазмы. – 2009. – Т. 35. – № 7. – С. 647–656.
16. Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., and Arslanbekov R.R. // Contrib. Plasma Phys. – 2006. – V. 46. – No. 10. – P. 807–816.
17. Carman R.J. and Mildren R.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2003. – V. 36. – P. 19–33.
18. Автаева С.В., Кулумбаев Э.Б. // Физика плазмы. – 2008. – Т. 34. – № 6. – С. 497–516.
19. Hagelaar G.J.M. and Pitchford L.C. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2005. – V. 14. – P. 722–733.
20. Калиткин Н.Н. Численные методы. – М.: Наука, 1978.
21. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
22. Scharfetter D.L. and Gummel D.L. // IEEE Trans. Electron Devices. – 1969. – V. ED-16. – P. 64–77.
23. Высокоэффективные методы исследования и моделирования барьерных разрядов с целью оптимизации ячеек плазменных дисплеев и эксимерных ламп. Итоговый техн. отчет по проекту МНТЦ № 3098, СПб. госуниверситет информационных технологий, механики и оптики. – СПб., 2008.

Кыргызско-Российский Славянский университет,
г. Бишкек, Республика Кыргызстан
E-mail: s_avtaeva@krsu.edu.kg; askorn@krsu.edu.kg

Поступила в редакцию 15.12.09.