

04:07

О формировании конусообразных микрозарядов в KrCl и XeCl эксилампах

© М.И. Ломаев,¹ В.Ф. Тарасенко,¹ А.Н. Ткачев,² Д.В. Шитц,¹ С.И. Яковленко²¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск, Россия² Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия
e-mail: vft@loi.hcei.tsc.ru
syakov@kapella.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 11 августа 2003 г.)

Исследована динамика формирования установившегося режима в KrCl и XeCl двухбарьерных эксилампах, возбуждаемых импульсно-периодическим разрядом. Показано, что формирование диффузных микрозарядов в виде двух конусов с соединенными вершинами происходит за время около 1 с. Форма разряда при этом изменяется от объемного (во время первых импульсов) до искрового (перед образованием конусообразных микрозарядов). Показана возможность того, что переход разряда от искрового к диффузному (в виде конусообразных микрозарядов) обусловлен появлением быстрых электронов.

Введение

В настоящее время отпаянные эксилампы с возбуждением барьерным разрядом являются одними из наиболее перспективных источников УФ и ВУФ излучения. Исследованиям и применениям таких эксиламп посвящено большое количество работ (см. [1,2] и ссылки в этих обзорах). Основное внимание в известных работах уделялось характеристикам излучения и разряда при работе эксиламп в установившихся режимах, когда параметры импульсов возбуждения и излучения от импульса к импульсу перестают изменяться. Однако динамика формирования установившегося режима (установившейся стадии разряда) весьма сложна и до настоящего времени остается слабоизученной. В [2] было показано, что при изменении частоты следования импульсов возбуждения внешний вид свечения барьерного разряда коаксиальных KrCl и XeCl эксилампах изменяется. При малых частотах повторения импульсов (единицы—десятки герц) разряд был объемным. С увеличением частоты повторения формируются диффузные каналы малого диаметра, а при частотах следования импульсов ~ 1 kHz и более разряд принимает форму диффузных микрозарядов в виде двух конусов с соединенными вершинами. Количество таких микрозарядов с увеличением мощности возбуждения, например, за счет увеличения частоты повторения импульсов увеличивается и они занимают весь объем эксилампы (основания конусов покрывают всю поверхность кварцевых трубок). При этом максимальные средние мощности излучения достигаются при разряде в виде диффузных микрозарядов, а максимальные эффективности излучения в переходной области частот следования импульсов (~ 1 kHz), когда наряду с диффузными цилиндрическими микрозарядами начинают формироваться первые микрозаряды в виде диффузных конусов. В [3] было высказано предположение,

что при формировании диффузных конусов важную роль играют быстрые электроны, которые формируются за счет концентрации (усиления) электрического поля.

Цель данной работы — исследовать динамику формирования установившейся стадии барьерного разряда, при которой достигается максимальная средняя мощность излучения на молекулах KrCl* и XeCl*, и выяснить причины образования конусообразных микрозарядов.

Экспериментальная установка и методики

Для проведения экспериментов использовалась коаксиальная эксилампа (подобные описаны в [1,2]), изготовленная из двух кварцевых трубок. Внешний диаметр наружной трубки с толщиной стенки 2.5 mm равнялся 65 mm, внешний диаметр внутренней трубки с толщиной стенки 1.5 mm равнялся 43 mm, соответственно разрядный промежуток был равен 8.5 mm. Длина эксилампы была 60 cm. Внешний электрод был изготовлен из сетки и имел длину 10 или 57 cm. Внутренний электрод был изготовлен из алюминиевой фольги. Внутренняя кварцевая трубка вместе с электродом охлаждалась проточной водной. Возбуждение осуществлялось импульсами, которые имели амплитуду до 8 kV, длительность $\sim 1.5 \mu\text{s}$ и частоту следования 75 kHz. Данная частота повторения импульсов возбуждения обеспечивала в установившемся режиме сравнительно высокие среднюю мощность излучения и КПД на обеих молекулах, для KrCl* ($\lambda \sim 222$ nm) соответственно 35 mW/cm^2 и 11%.

Для определения динамики зажигания барьерного разряда импульсы возбуждения подавались отдельными пачками с изменяемым количеством импульсов в пачке. Частота следования пачек импульсов равнялась 1 Hz. Длительность отдельной пачки импульсов плавно изменялась от $10 \mu\text{s}$ до 0.5 s, что позволило последовательно

отследить изменение формы разряда при включении эксилампы. Во время экспериментов регистрировали импульсы напряжения на эксилампе, разрядный ток и импульсы излучения эксиплексных молекул в УФ области спектра. Кроме того, осуществляли фотографирование внешнего вида разряда при различных длительностях пачек импульсов возбуждения. Перед проведением экспериментов была осуществлена оптимизация давления и состава смеси. Лучшие результаты были получены при давлении 200 Торг в смеси $\text{Kr}:\text{Cl}_2 \cong 200 : (1-0.5)$ и при давлении 120 Торг в смеси $\text{Xe}:\text{Cl}_2 \cong 120 : (1-0.5)$.

Экспериментальные результаты

Основные результаты экспериментов состоят в следующем. После включения за время порядка 1 с эксилампа начала работать в установившемся режиме, а во время первой секунды регистрировались четыре характерные стадии разряда. В первой стадии (0–0.02 ms) в пространстве между электродами формируется объемный разряд (рис. 1, *a*). Во второй стадии (0.02–0.1 ms) на фоне объемного свечения регистрируются нитевидные каналы (рис. 1, *b*), далее (0.1–400 ms) нитевидные каналы преобразуются в сравнительно малое количество ярких ветвистых каналов, излучения которых имеет малую эффективность (рис. 1, *c*). В четвертой установившейся стадии (рис. 1, *d*), которая обычно формируется за время не более 1 с, наблюдаются только конусные микроразряды, при этом эффективность излучения эксилампы возрастает в несколько раз по сравнению с третьей стадией.

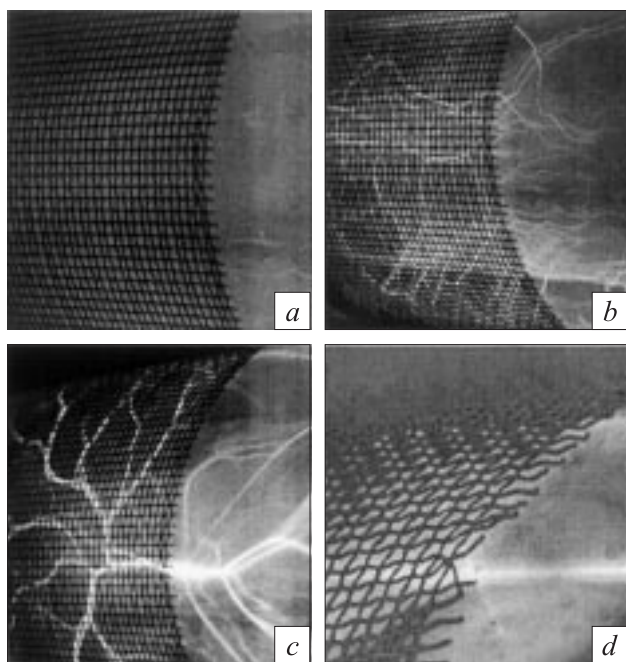


Рис. 1. Свечение разряда в смеси $\text{Kr}-\text{Cl}_2$ для стадий 1 (*a*), 2 (*b*), 3 (*c*) и 4 (*d*).

Анализ осциллограмм импульсов излучения, напряжения и тока во время каждой из стадий разряда показал следующее. При включении эксилампы в первом импульсе интенсивность излучения наименьшая, а затем возрастает (рис. 2, *a*, первые импульсы). Амплитуда напряжения не прерывно во время первого импульса имеет максимальную величину ($U \sim 8 \text{ kV}$), а амплитуда тока минимальна. В последующих импульсах амплитуда тока возрастает, а напряжение уменьшается. Во время третьей стадии мощность излучения в импульсе сравнительно мала, а разряд, как мы уже отмечали, является контрагированным (рис. 2, *b*). В четвертой установившейся стадии разряда амплитуда импульсов излучения возрастает в несколько раз (рис. 2, *c*). Однако по сравнению со стадией три амплитуды напряжения на промежутке и тока разряда при этом существенно не изменяются ($U \sim 5.5 \text{ kV}$). На рис. 1, *c, d* показан внешний вид разряда в третьей и четвертой стадиях, видно существенное отличие формы разряда. Наиболее интересным в данных экспериментах является то, что после искровой формы разряда без прокачки рабочей смеси и без изменения ее состава наблюдается стабильное „разконтрагирование“ разряда. При длительности пачки импульсов возбуждения около 1 с яркие искровые каналы меняются на конусообразные диффузные микроразряды. Отметим, что ранее „разконтрагирование“ разряда наблюдалось в импульсно-периодических разрядах CO_2 лазеров с поперечным разрядом и прокачкой рабочей смеси [4], а также в импульсно-периодических лазерах на парах металлов с продольным разрядом [5] и объяснялось изменением состава газовой смеси в процессе работы лазеров. В данной ситуации состав смеси не изменяется, а все четыре стадии стабильно регистрируются при каждом включении эксилампы.

Анализ полученных результатов

Переход контрагированного разряда в разновидность объемного (диффузного) разряда в данных экспериментальных условиях может быть объяснен появлением быстрых электронов. Отметим, что формирование убегающих электронов в импульсных разрядах при повышенных давлениях известно давно, однако только в 2003 г. было показано, что при атмосферном давлении воздуха и гелия в газовом диоде можно получать пучки убегающих электронов с током в десятки–сотни ампер [6–9].

Как показало фотографирование разряда, первые диффузные микроразряды формируются, как правило, на том месте, где перед этим наблюдался яркий ветвистый канал. Понятно, что в паузе между импульсами наибольшая концентрация электронов остается в области с наибольшей плотностью тока при предыдущем импульсе. Эта область имеет сравнительно малые поперечные размеры и большую длину. На концах этой области имеет место концентрация электрического поля.

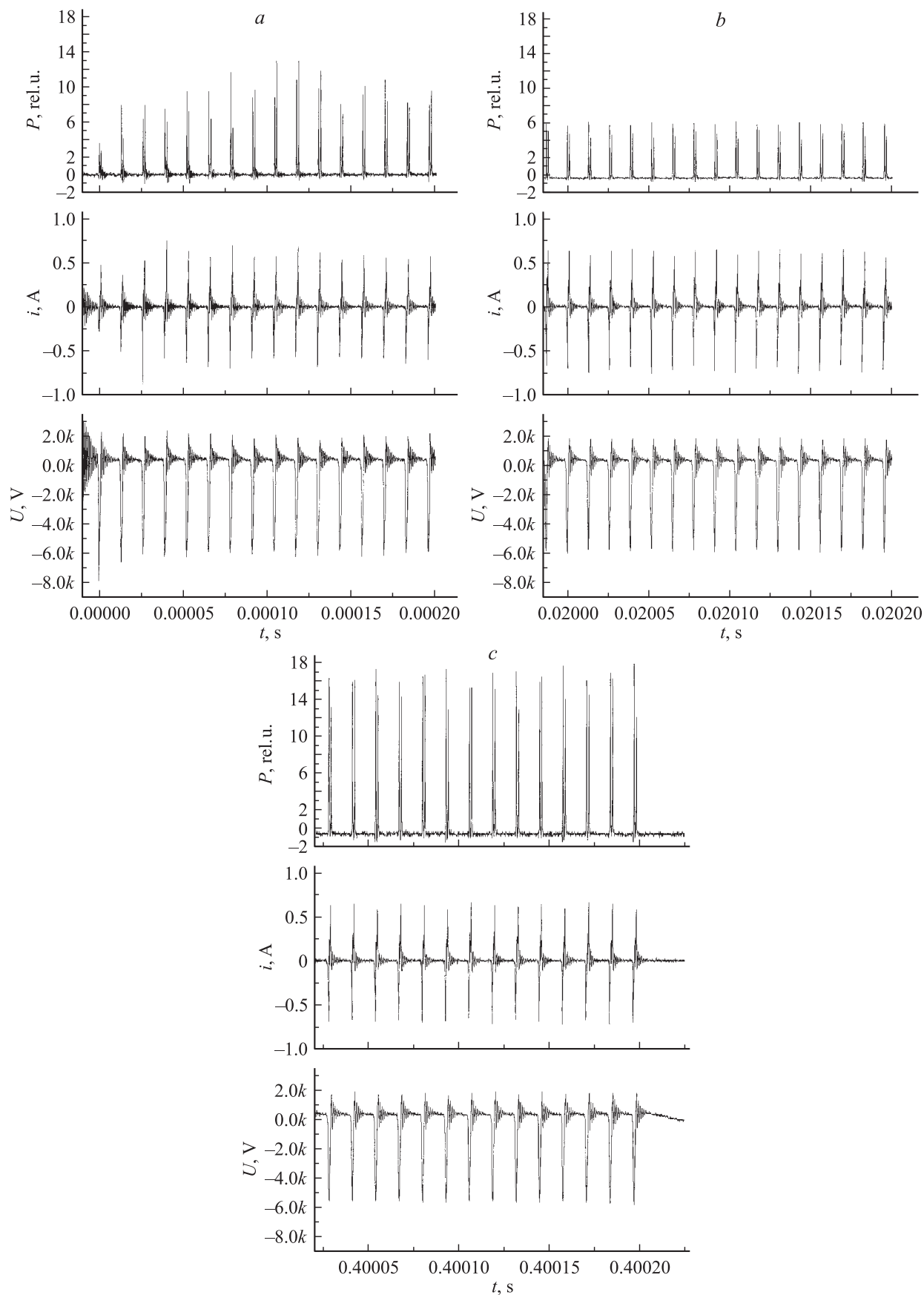


Рис. 2. Осциллограммы импульса излучения, тока разряда и напряжения в смеси $Kr-Cl_2$ для стадий 1 и 2 (a), 3 (b) и 4 (c).

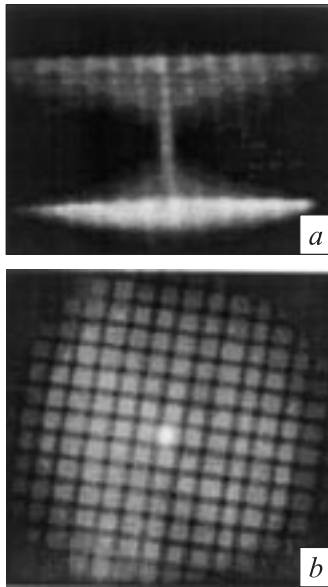


Рис. 3. Свечение одного диффузного конусообразного микроразряда сбоку (*a*) и сверху (*b*). Давление смеси Xe–Cl₂ 120 Torr.

При подаче следующего импульса с концов проводящей области за счет большого падения потенциала (см. ниже) эмиттируются быстрые электроны, которые осуществляют объемную ионизацию. Предыонизация может осуществляться как во всем объеме плазменного конуса, так в меньшем объеме. В последнем случае формируется переходная область диффузного разряда, которая может выполнять функцию плазменного катода и обеспечивать увеличение области с диффузным разрядом [10]. Поскольку во время импульса возбуждения полярность импульса напряжения меняется, в конусы переходят оба конца плазменного канала.

По-видимому, нагрев газа в местах с наибольшей плотностью тока во время третьей стадии разряда дополнительно способствует появлению быстрых электронов. Подогрев плазмы может играть роль и в четвертой стадии разряда. Разряд в четвертой стадии состоит из диффузных микроразрядов в виде конусов с сомкнутыми вершинами, при этом на оси микроразряда хорошо заметен нитевидный более яркий канал (рис. 3). При нагреве концентрация рабочей смеси в местах с наибольшей плотностью тока уменьшается, что облегчает ускорение электронов до повышенных энергий. Поскольку нагрев смеси до стационарной температуры происходит за большое число импульсов, то будет задержка при формировании четвертой стадии разряда. Отметим, что в оптимальных условиях диффузные микроразряды обычно остаются на одном месте или очень медленно (не более нескольких сантиметров в секунду) передвигаются.

Оценим возможность появления ускоренных электронов в данных условиях. Эксперименты показывают, что

при включении эксилампы разряд более–менее однороден. После нескольких импульсов в нем появляются тонкие нитевидные каналы, которые затем переходят в меньшее число искровых каналов с яркой переемычкой между барьерами. После дополнительной серии импульсов интенсивность излучения этой переемычки в видимой области спектра уменьшается, а на концах она расширяется и образуются два конуса с соединенными вершинами. Приводится фотография отдельного конуса сбоку и сверху (рис. 3).

Как уже отмечали, мы связываем механизм перехода искрового канала в конус с наличием быстрых электронов, эмиттируемых с концов плазменного стержня (перемычки). Эти электроны ионизуют окружающий газ и способствуют образованию диффузных конусов. Рождение быстрых электронов вблизи острия связано с концентрацией поля на кончике плазменного стержня.

Для пояснения рассмотрим результаты известной электростатической задачи о распределении потенциала, когда на катоде имеется проводящий выступ в форме половины вытянутого эллипсоида вращения, ось которого перпендикулярна плоскостям обкладок [11] (рис. 4, *a*).

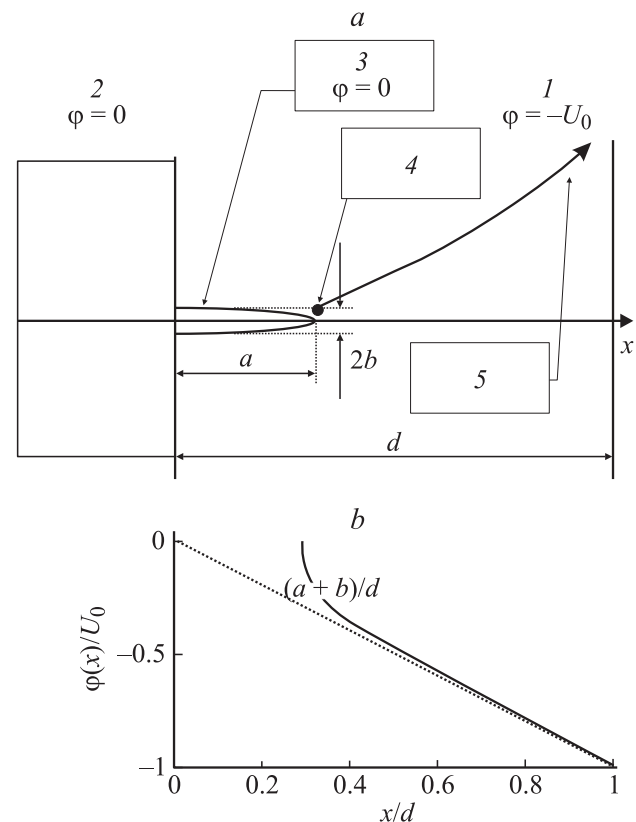


Рис. 4. Геометрия задачи (*a*) и распределение потенциалов вдоль оси x (*b*), продолжающей большую ось эллипсоида. Для конкретности в расчетах взято: $d = 28$ mm, $a = 8$ mm, $b = 0.7$ mm. 1 — анод, 2 — катод, 3 — плазма, 4 — область ускорения электронов, 5 — траектория вылетевшего электрона.

Распределение потенциала φ имеет вид

$$\varphi(\xi, \zeta) = -\frac{U_0}{d} x(\xi, \zeta) \left\{ 1 - \left(\ln \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) - 2\varepsilon \right)^{-1} \times \left[\ln \left(\frac{\sqrt{1+\xi/a^2} + \varepsilon}{\sqrt{1-\xi/a^2} - \varepsilon} \right) - \frac{2\varepsilon}{\sqrt{1+\xi/a^2}} \right] \right\}.$$

Здесь ξ, ζ — параболические координаты; U_0 — разность потенциалов между плоскими электродами; $x(\xi, \zeta) = (a/\varepsilon) \sqrt{(1+\xi/a^2)(1+\zeta/a^2)}$ — координата вдоль поля; a, b — большая и малая полуоси эллипса; $\varepsilon = \sqrt{1-(b/a)^2}$ — эксцентриситет эллипсоида. Это решение справедливо при $d - a \gg b$.

На основе точного решения (рис. 4, б) можно сделать следующий вывод. Падение потенциала вблизи острия, как и следовало ожидать, происходит на расстоянии порядка радиуса кривизны острия ($\sim b$). Однако величина этого падения определяется не кривизной острия, а расстоянием от конца острия до катода a : $\varphi(a+b) = -U_0 \cdot (a+b)/d$. Действительно, устремляя радиус кривизны острия к нулю, мы получим бесконечную напряженность поля, но конечную величину падения потенциала $\varphi(a) = -U_0 \cdot a/d$. Эта величина определяется тем, насколько далеко от катода ушел кончик неоднородности.

Из фотографий видно, что длина канала превышает половину расстояния между электродами (барьерами). Будем считать, что плотность электронов в этом канале высока и он ведет себя как хороший проводник. Проводимость же плазмы вокруг канала будем считать небольшой. Тогда вокруг острия канала формируется распределение потенциала, близкое к рассмотренному выше в модельной электростатической задаче.

Электроны, эмиттированные острием и удалившиеся от конца острия на расстояние $\sim 2-3b$, приобретают энергию $\sim eU_0/2 \sim 3 \text{ keV}$. Далее они ионизируют окружающий газ. Сечение ионизации ксенона для электрона с энергией $\approx 3 \text{ keV}$ составляет $\sigma_1 \approx 0.8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. При давлении $p \approx 120 \text{ Torr}$ (плотности частиц $N \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) акты ионизации происходят при пробеге электроном расстояния $1/(\sigma_1 N) \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, а до полного торможения электрон пробегает путь длиной $eU_0/(2E_i \sigma_1 N) \approx 4 \text{ mm}$. Здесь $E_i = 22 \text{ eV}$ — энергия, затрачиваемая на ионизацию или энергия образования пары электрон-ион. Это согласуется с наблюдаемыми размерами конусов.

Движение электрона после набора большой энергии вблизи острия, разумеется, проходит по криволинейной траектории. Искривление связано как с актами рассеяния, так и с ускорением вдоль электрического поля. При этом направление электрического поля вблизи острия приводит к почти изотропному испусканию электронов в полупространство между кончиком канала и анодом. Акты рассеяния приводят к дополнительной расходимости траекторий электронов. Однако поле поворачивает электроны по направлению к аноду, что приводит к образованию конуса.

Формирование канала обычно связывают с различными типами неустойчивостей [12,13]. В обычных условиях (при отсутствии барьеров) ионизованный канал продвигается к электродам за счет ионизации вблизи острия и это приводит к закорачиванию электродов. В рассматриваемых экспериментах это не имеет места из-за диэлектрического барьера.

Заключение

Таким образом, в данной работе исследована динамика формирования разряда в KrCl ($\lambda \sim 222 \text{ nm}$) и XeCl ($\lambda \sim 308 \text{ nm}$) эксилампах, возбуждаемых барьерным разрядом. Показано, что переход к установившейся стадии разряда (в виде отдельных микроразрядов, состоящих из двух конусов с соединенными вершинами) происходит за время около одной секунды в четыре стадии с разными формами разряда. Перед формированием установившейся четвертой стадии разряда, которая имеет наибольшую эффективность излучения, регистрируется искровая стадия разряда, при которой наблюдаются яркие ветвистые каналы (искры). Доказывается, что переход разряда от искрового к диффузному разряду обусловлен формированием в промежутке быстрых электронов.

Данная работа поддержана МНТЦ (проект № 1270).

Список литературы

- [1] Kogelschatz U. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2003. Vol. 23. N 1. С. 1–46.
- [2] Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин А.Э., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ерофеев М.И. // УФН. 2003. Т. 173. № 2. С. 201–217.
- [3] Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ломаев М.И. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 7. С. 94–96.
- [4] Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. // Pulsed gas lasers. SPIE. Opt. Eng. Bellingham (Washington, USA), 1995. 374 p.
- [5] Klimkin V.M. // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4747. С. 164–179.
- [6] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 29–35.
- [7] Алексеев С.Б., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 16. С. 45–53.
- [8] Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. // Изв. вузов. Физика. 2003. Т. 46. № 3. С. 94–95.
- [9] Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Орловский В.М., Ткачев А.Н., Шунайлов С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 11. С. 737–742.
- [10] Arnold E., Lomaev M.I., Skakun V.S., Tarasenko V.F., Tkachev A.N., Shitts D.V. and Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2002. Vol. 12. N 5. P. 1227–1233.
- [11] Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике М.: ГИФМЛ, 1962. 480 с.
- [12] Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 416 с.
- [13] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.