

04; 07

© 1990 г.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В СМЕСЯХ He(Ne)—Xe—HCl

А. И. Федоров, С. В. Мельченко

Приведены результаты экспериментальных исследований основных характеристик объемного разряда в смесях He(Ne)—Xe—HCl в двухконтурной емкостной системе возбуждения с одним источником питания и предыонизацией от разряда, скользящего по поверхности диэлектрика.

Показано, что при использовании схемы питания с усилением поля образование эксимерных молекул наиболее эффективно осуществляется на стадии формирования, а без усиления поля — в квазистационарной стадии разряда.

Установлено, что в смесях на основе Ne плотность мощности энерговклада может снижаться по сравнению со смесями на основе Xe. При перевозбуждении гелиевой смеси это ведет к более оптимальным условиям образования эксимерных молекул в неоновой смеси. При низких скоростях возбуждения это не позволяет увеличить эффективность образования эксимерных молекул в смеси Ne—Xe—HCl.

Показаны преимущества электродной конфигурации с предыонизацией основного разряда излучением плазменного электрода из-под сетки.

Исследование формирования самостоятельных объемных разрядов высокого давления в смесях инертных газов с галогенами — важная задача в связи с развитием физики электроразрядных эксимерных лазеров. Наиболее интенсивно в настоящее время развиваются XeCl лазеры ($\lambda \sim 308$ нм). Каждая работа по электроразрядным лазерам в той или иной степени касается формирования или поддержания объемной стадии разряда, так как это является одной из ключевых проблем, успешное решение которой позволяет создавать приборы с высокими выходными параметрами [1–3]. Есть и специальные работы, которые описывают основные характерные черты такого типа разрядов [4, 5].

В настоящей работе выявлены некоторые особенности формирования объемного разряда в смесях He(Ne)—Xe—HCl, которые, на наш взгляд, являются полезными для разработки XeCl лазеров.

В экспериментах использовалось двухконтурная емкостная схема возбуждения с предыонизацией газа излучением разрядов, скользящих по поверхности диэлектрика. Эти разряды служили одновременно электродами основного разрядного промежутка [6]. На рис. 1, а приведена электрическая схема экспериментальной установки. Разрядник P может коммутироваться как на землю (это показано на рисунке), так и непосредственно на промежуток (в этом варианте он расположен между C_H и L_H). В первом случае до срабатывания управляемого разрядника на электродах разрядного промежутка поддерживается квазипостоянное напряжение $U \leq 0.5$ кВ. Данную схему можно охарактеризовать как систему с усилением электрического поля, которое наблюдается при разрядке накопительной емкости на обострительную $C_{об}$ и соответственно на газовой промежуток. Во втором случае на электродах отсутствует напряжение до пробоя разрядника. Активная длина электродов соответствовала 15 см. Межэлектродный зазор составлял 3 см, а ширина объемного разряда — от 1.5 до 3 см. Накопительная емкость набиралась из керамических конденсаторов К15-10. Индуктивность накопительного контура L_H составляла величину

~ 150 нГн. Обострительная емкость устанавливалась рядом с основными электродами из конденсаторов К15-4, что обеспечивало индуктивность данного контура $L_{об}$ не более 10 нГн. Регистрация напряжения на промежутке и разрядного тока производилась с помощью делителя напряжения и малоиндуктивного токового шунта на осциллографе И2-7. Спонтанное излучение фиксировалось с помощью фотоприемника ФЭК-22СПУ.

В предварительных экспериментах нами были обнаружены некоторые отличительные особенности поведения горения объемного разряда для схемы с усилением электрического поля и без усиления поля для газовых смесей He (Ne)—Xe—HCl. В первом случае увеличивается время запаздывания пробоя основного промежутка на 25 % с уменьшением скорости нарастания напряжения, а амплитуда напряжения пробоя уменьшается не более чем на 10 %. Соответственно

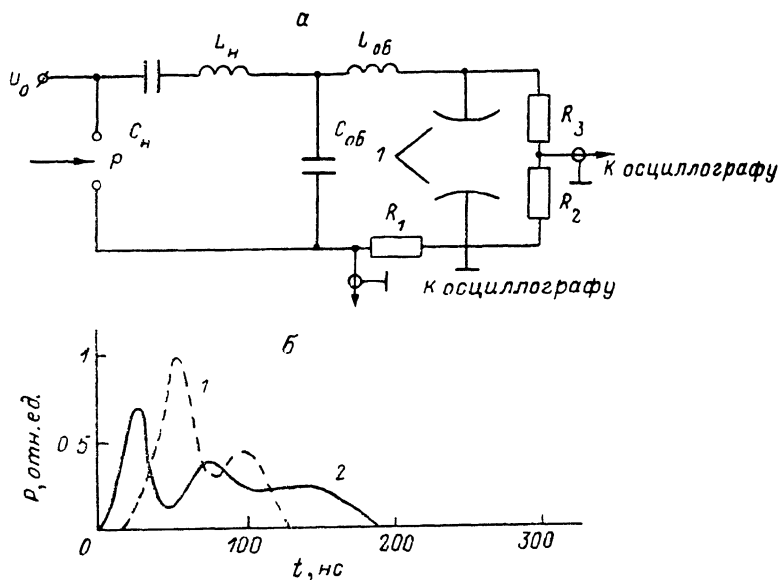


Рис. 1. Схема установки (а) и осциллограммы спонтанного излучения в гелиевой смеси Хе : HCl—30 : 1.5 мм рт. ст. (б).

а 1 — плазменные электроды, $C_H=10$ нФ, $C_{об}=2$ нФ, R_1-R_3 — сопротивления токового шунта и омического делителя; б $U_0=30$ кВ, $P=2$ атм; 1 — с усилением поля, 2 — без усиления поля.

меняются характеристики разрядного тока. Однако основная особенность заключается в амплитудно-временном поведении спонтанного излучения (рис. 1, б). В системе с усилением поля максимальная интенсивность спонтанного свечения в 1.5 раза выше, чем в системе без усиления поля при значительно меньшей длительности свечения.

Данные результаты, видимо, можно объяснить следующим образом. При квазипостоянном напряжении на промежутке ≤ 0.5 кВ электроны, всегда имеющиеся в межэлектродном зазоре, ускоряются с минимальными потерями на упругие столкновения до энергии ~ 0.3 эВ, соответствующей энергии колебательного возбуждения молекул HCl. Таким образом, в промежутке возрастает число молекул HCl (ν), к которым скорость прилипания электронов существенно больше, чем к молекулам HCl (0), что приводит, с одной стороны, к более высокой скорости образования молекул ХеCl* на стадии формирования разряда, а с другой стороны, к снижению устойчивости горения разряда и сокращению длительности свечения эксимерных молекул. Следовательно, схема, позволяющая поддерживать на промежутке квазипостоянное напряжение до подачи на него высоковольтного импульса (схема с усилением поля), позволяет увеличить эффективность энергозклада от обострительной емкости, что характерно для режима быстрой накачки электроразрядных лазеров. Для увеличения же длительности объемной стадии разряда и соответственно спонтанного излучения лучше

использовать схемы без усиления поля. Поэтому следующие эксперименты проводились по схеме без усиления поля.

На рис. 2 приведены осциллограммы напряжения, тока и свечения разряда на $\lambda = 308$ нм в смесях Хе—НСI с буферными газами Не, Не при давлении 1 атм. Сравнение разрядных характеристик в этих смесях показало, что могут реализовываться условия, когда плотность мощности энерговклада в разряд в неоновой смеси значительно ниже, чем в гелиевой. В условиях, соответствующих рис. 2, ширина разряда в неоновых смесях была в 1.5 раза больше, чем в гелиевых (основной разряд становился шире разряда по поверхности при значительно более низком напряжении на плазме и примерно одинаковом токе разряда). В результате плотность мощности энерговклада в смеси на основе Не была более чем в 2 раза меньше, чем для Не. Интенсивность спонтанного излучения разряда в смеси Не—Хе—НСI была существенно больше, чем в смеси Не—Хе—НСI, что говорит о более высокой эффективности преобразования в этой смеси электрической энергии в излучение [7]. На наш взгляд, разницей в плотности мощности энерговклада можно объяснить имеющиеся в литературе различие в эффективности применения буферного газа Не по отношению к Не [7, 8]. Если среда на быстрой стадии раз-

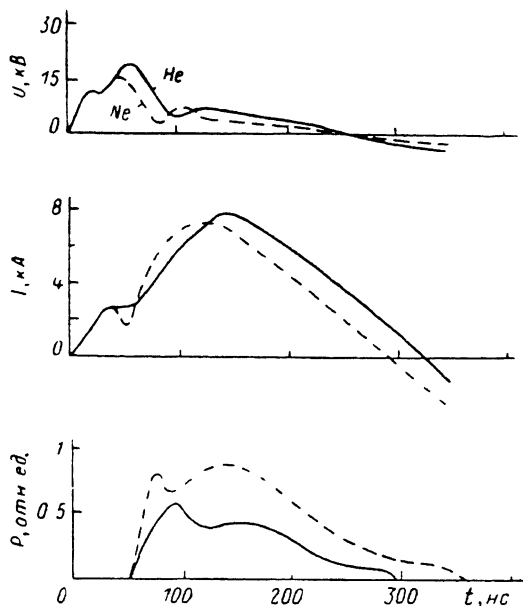


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на промежутке, разрядного тока и спонтанного излучения в смесях Хе : НСI=30 : 1.5 с буферными газами Не(Не) в схеме без усиления поля. $U_0 = 30$ кВ, $P = 1$ атм, $C_{II} = 30$ нФ, $C_{06} = 5$ нФ.

ряда перевозбуждена для гелиевой смеси, то для неоновой, помимо ее известных преимуществ [7], может реализоваться более оптимальная плотность мощности энерговклада. Наоборот, при слишком малой плотности энерговклада в гелиевой смеси неоновая смесь может не дать увеличения эффективности образования эксимерных молекул. Например, при использовании импульсов накачки большой длительности с малой мощностью энерговклада необходимо подобрать конфигурацию электродов с быстрым спадом электрического поля от центра к краям, чтобы не допустить расширения разряда в неоновой смеси.

Известно [6, 9], что плазменные электроды имеют малый ресурс работы. Поэтому в последующих экспериментах использовались электродные конфигурации со сниженной нагрузкой на плазменные электроды. В частности, использовалась конфигурация разрядного промежутка, образованного металлическим и плазменным электродами. Межэлектродное расстояние соответствовало 3 см, как и в случае двух плазменных электродов. Металлический электрод являлся катодом. Оказалось, однако, что в этом случае формируется разряд с плохой пространственной однородностью. На поверхности металла были видны эмиссионные центры, к которым привязывались нитевидные каналы. Характерно, что в этих условиях сопротивление сформированного разряда было значительно ниже, чем для предыдущей электродной конфигурации, что проявилось в значительно более низком напряжении на разрядном промежутке после разряда обострительной емкости рис. 3, а. По-видимому, эта величина может служить по крайней мере качественным критерием однородности сформированного разряда в смесях инертных газов с галогеном. Следует отметить, что с буферным газом Не объемный разряд занимает ~ 75 % площади плазменного электрода, а с Не — ~ 50 %.

В работах [10, 11] для CO_2 лазера подчеркивалось влияние быстрых электронов в устройствах с дополнительным источником ионизации газа за сетчатым электродом. Нами были проведены эксперименты в электродной конфигурации, состоящей из металлического анода A , сетчатого C и плазменного Пл электродов с двумя независимыми источниками питания (рис. 3, б). Наблюдалось заметное улучшение однородности основного разряда. При этом межэлектродный зазор анод—сетка составлял 3 см, а расстояние между плазменным и

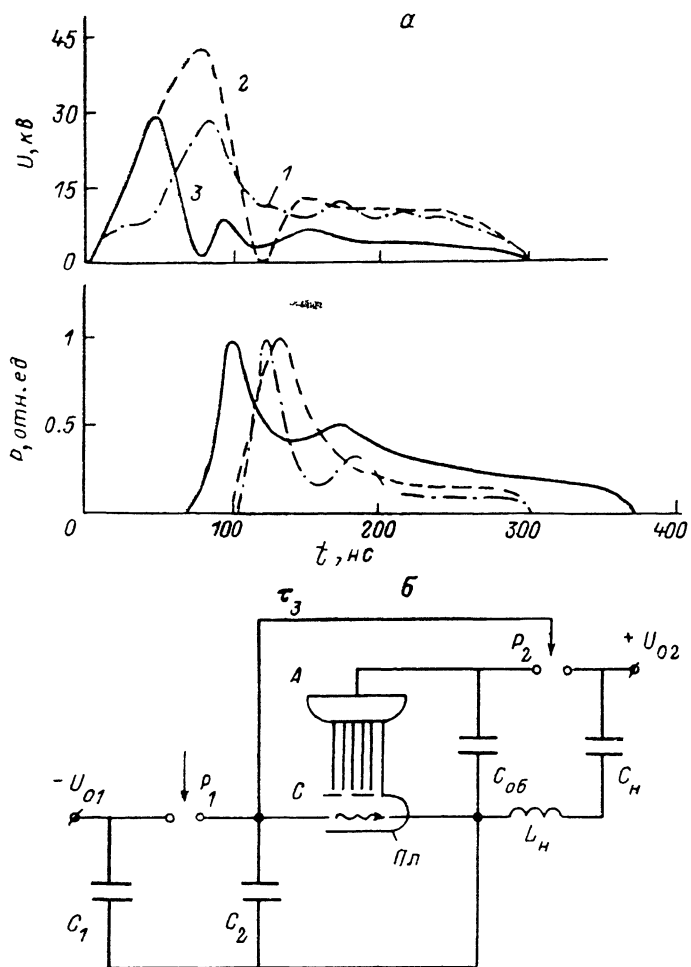


Рис. 3. Типичные осциллограммы напряжения на промежутке и спонтанного излучения в смесях $\text{Xe} : \text{HCl} : 20 : 1.5$ с He (а) и электрическая схема возбуждения с двумя независимыми источниками питания (б).

а: $P=2$ атм, $U_0=30$ кВ для разрядных промежутков; 1 — два плазменных электрода; 2 — анод, плазменный электрод, 3 — анод, сетчатый и плазменный электрод.

сетчатыми электродами 5—7 мм с тем, чтобы часть вспомогательного разряда замыкалась на сетку. Ширина плазменного электрода соответствовала 1.5 см. Оба источника работали синхронно с заданной временной задержкой τ_3 от 50 до 250 нс. Оптимальная задержка начала основного разряда относительно импульса предыонизации соответствовала ~ 200 нс. Как видно из осциллограмм рис. 3, а, разряд оставался однородным в течение ~ 300 нс. Такое изменение в поведении разряда, на первый взгляд, вызывает недоумение, так как интенсивность и однородность предыонизации от плазменного электрода снижаются по сравнению с предыдущей конфигурацией электродов. Объяснение, по-видимому, состоит в том, что в этом случае для питания основного и вспомогательного разрядов использовались два источника с разной полярностью. Таким образом, вся электродная конфигурация играла роль триода с сеткой в качестве

ускоряющиеся электрода. В промежутке плазменный электрод—сетка формировался пучок быстрых «убегающих» электронов, который существенно улучшал однородность предыонизации. Эти электроны испытывали дополнительное ускорение в промежутке сетка—анод.

В сильно ионизированной плазме режим «убегающих» электронов реализуется при полях $E > E_{кр}$, определяющемся условием Дрейсера [12]

$$E_{кр} \sim 0.2 \frac{eL_e}{r_D^2}, \quad r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}},$$

$$L_e = 23 + \frac{2}{3} \ln T_e - \frac{1}{2} \ln n_e,$$

где r_D — дебаевский радиус, e — заряд электрона, L_e — кулоновский логарифм.

При параметрах разряда, типичных для сильноточной стадии $T_e \sim 2$ эВ, $n_e \sim 10^{15}$ см⁻³, получаем $E_{кр} \sim 6 \cdot 10^5$ В/см. При подаче импульса напряжения амплитудой 15 кВ на потенциальный электрод скользящего поверхностного разряда, отстоящий от сетки на 5 мм, получим $E \sim 3 \cdot 10^4$ В/см. Поэтому эффект «убегания» может проявляться для электронов, имеющих энергию в 20 раз больше средней. Если даже доля таких электронов составляет ~ 0.01 % [13], то их концентрация составит величину $\sim 10^{11}$ см⁻³, что соответствует наилучшим выходным параметрам ХеС1 и лазера [3]. Таким образом, рассматриваемая электродная конфигурация может обеспечивать интенсивную и однородную предыонизацию при значительно большем ресурсе работы электродной системы.

В заключение отметим, что так как L_H и $C_{об}/C_H$ для всех случаев были одинаковыми, то интенсивность вспомогательного источника ионизации газовой смеси определяло напряжение пробоя $U_{пр}$ промежутка. Так, для случая (2) $U_{пр} \sim 3U_{ст}$, а для (1, 3) $U_{пр} \sim 2U_{ст}$. Кроме того, для всех электродных конфигураций реализуется режим квазистационарного горения разряда.

Основные результаты работы следующие.

1. Использование двухконтурных емкостных систем возбуждения с усилением поля позволяет увеличивать амплитуду спонтанного излучения. Данный режим наиболее эффективен для быстрого режима накачки электроразрядных лазеров. Двухконтурная система без усиления поля позволяет увеличивать длительность спонтанного излучения, что эффективнее применять для квазистационарного режима накачки электроразрядных лазеров.

2. В смесях на основе Ne может формироваться разряд с меньшей плотностью тока, чем в смесях с He. Это снижает плотность мощности, выделяемой в неоновых смесях. В результате этого при перевозбуждении гелиевой смеси в неоновой могут реализоваться более оптимальные условия формирования эксимерных молекул. Наоборот, при малой плотности мощности возбуждения гелиевой смеси неоновая смесь может не дать выигрыша по эффективности образования эксимерных молекул.

3. При формировании изначально неоднородного разряда в смесях инертных газов с галогенидами сопротивление плазмы в момент перехода от стадии формирования к квазистационарной стадии может быть значительно ниже сопротивления плазмы однородного разряда.

4. Использование электродной конфигурации с предыонизацией скользящим разрядом из-под сетки может привести к более эффективной предыонизации разрядного объема, чем использование открытого скользящего разряда, за счет формирования пучка быстрых электронов в основном промежутке.

Список литературы

- [1] Denes L. J., Leslie S. G., Kline L. E. et al. // Intern. Conf. on Lasers. MsLeen, 1980. P. 203.
- [2] Levatter J. I., Robertson K. L., Lin S. C. // Appl. Phys. Lett. 1981. Vol. 39. N 4. P. 297—299.
- [3] Taylor R. S. // Appl. Phys. B. 1986. Vol. 41. N 1. P. 1—24.
- [4] Levatter J. I., Lin S. C. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 1. P. 210—222.
- [5] Генкин С. А., Новоселов Ю. Н., Королев Ю. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 11. С. 641—644.

- [6] Баранов В. Ю., Борисов В. М., Давыдовский А. М. и др. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 1. С. 77—83.
- [7] Watanabe S., Endoh A. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 9. P. 799—802.
- [8] Мельченко С. В., Панченко А. И., Тарасенко В. Ф. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 7. С. 1490—1492.
- [9] Бычков Ю. И., Мельченко С. В., Тарасенко В. Ф. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 7. С. 1481—1483.
- [10] Павловский А. И., Босажин В. С., Карелин В. И. // Квантовая электрон. 1976. Т. 3. С. 601—604.
- [11] Апполонов В. В., Байцур Г. Г., Прохоров А. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 20. С. 1262—1267.
- [12] Голант В. Е., Жилинский А. П., Сазаров И. Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [13] Sze R. C. // IEEE J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15. N 12. P. 1338—1347.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
6 февраля 1989 г.
В окончательной редакции
7 июня 1989 г.